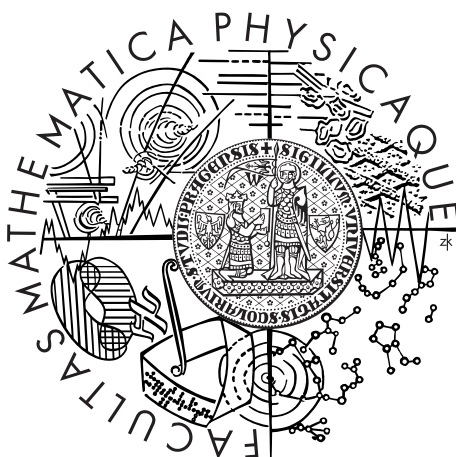


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Lukáš Beran

Studium fyzikálních vlastností nanostruktur pomocí magnetooptických metod.

Fyzikální ústav UK

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Martin Veis Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: FOF

Praha 2013

Poděkování.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval(a) samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V dne

Podpis autora

Název práce: Studium fyzikálních vlastností nanostruktur pomocí magnetooptických metod.

Autor: Lukáš Beran

Katedra: Fyzikální ústav UK

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Martin Veis Ph.D.

Abstrakt:

Klíčová slova:

Title:

Author: Lukáš Beran

Department: Název katedry či ústavu, kde byla práce oficiálně zadána

Supervisor: RNDr. Martin Veis Ph.D.

Abstract:

Keywords:

Obsah

Úvod	2
0.1 Magnetooptické jevy a jejich využití	2
0.2 Aplikace magnetoopticky	2
1 Polarizace	3
1.1 Jonesovy vektory a matice	4
1.2 Interakce se vzorkem	6
2 EM vlny v anizotropním prostředí	8
2.1 Vlnová rovnice v anizotropním prostředí	8
2.2 Šíření světla podél vektoru magnetizace	9
2.3 Magnetické multivrstvy	10
3 Experimentální metody	12
3.1 Metoda téměř zkřížených polarizátorů	12
3.1.1 Teorie	12
3.1.2 Použitá zařízení	13
3.1.3 Průběh měření	13
3.1.4 Měření	14
3.2 Modulační metoda	14
3.3 Zařízení	17
3.4 Ovládací program Kerr2	17
3.4.1 Nastavení experimentu	18
3.4.2 Měření spektra	18
3.4.3 Hysterzní smyčky	18
4 Vzorky	19
4.1 Ultratenké vrstvy $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$	19
4.2 Kobaltové feritové tenké vrstvy	19
4.3 Heuslerovy slitiny	19
5 Výsledky	20
Závěr	24
Seznam použité literatury	25
Seznam tabulek	26
Seznam použitých zkratk	27
Přílohy	28

Úvod

0.1 Magnetooptické jevy a jejich využití

Jako první se jevy, kdy látka ovlivňovala šíření světla v závislosti na magnetickém poli, zabýval Faraday. Roku 1845 objevil, že lineárně polarizované světlo stáčí svou rovinu polarizace při průchodu skleněným válcem v magnetickém poli. To mimo jiné vedlo k potvrzení spojitosti světla a magnetismu. K podobnému závěru došel i Kerr, který však narozdíl od Faradaye nezkoumal průchod, ale odtaz světla.

Magnetooptické jevy se dají pozorovat, jak bylo uvedeno výše, buď při průchodu, nebo odrazu, přičemž naším cílem je zkoumání druhého, častěji zvaného Kerrova jevu. Co se týče geometrie, máme na výběr ze tří základních konfigurací. Jedná se o polární, longitudiální a transversální. Jejich schéma naleznete na obrázku (??). Jakákoliv jiná poloha vektoru magnetizace se dá složit z těchto tří případů. V rámci této práce se budeme zabývat poze polárním Kerrovým efektem.

0.2 Aplikace magnetoopticky

Magnetooptika má jakožto velmi široký obor i široké množství uplatnění. Mezi nejznámější patří magnetooptická spektroskopie, umožňující zkoumání struktur o rozměrech řádově nanometrů. Mezi další aplikace patří 3D displye využívající magnetické nanovrstvy. Pixely těchto displayů se pohybují pod $1\text{ }\mu\text{m}$. Jako poslední uvádím magnetooptické izolátory, které propouští světlo pouze jedním směrem. Tyto zařízení jsou nejčastěji používány u výkonných laserů, kde zabraňují návratu svazku zpět do laseru.

1. Polarizace

Polarizace je vlastnost všech harmonických vlnění s možností kmitání ve více jak jednom směru, kterým je například i světlo. V tomto případě popisuje orientaci elektrického pole v prostoru, kde se vlna šíří. V této kapitole se bude zabývat šířením nevodivým homogením izotropním prostředím. V takovém případě je EM vlna příčná a navíc platí mezi elektrickou intenzitou \vec{E} a magnetickou indukcí \vec{B} vztah

$$\vec{B} = \frac{1}{v}(\vec{s} \times \vec{E}), \quad (1.1)$$

kde \vec{s} je jednotkový vektor ve směru šíření. Díky tomuto vztahu nám tedy popis elektrického pole dá úplnou informaci o celém EM poli. Elektrické pole bylo zvoleno, především kvůli jeho výrazně větším silovým účinkům. K popisu vektoru elektrické intenzity budeme používat komplexní symboliku. Nejjednodušší případ je rovinná vlna, jejíž předpis můžeme obecně zapsat ve tvaru

$$\vec{E} = \text{Re}(\vec{E}_0 \exp(-i(\omega(t - \frac{\vec{r}\vec{s}}{v}) + \varphi))), \quad (1.2)$$

kde \vec{E}_0 značí amplitudu vlny, $i\omega$ úhlovou frekvenci, \vec{s} jednotkový vektor ve směru šíření a φ fázový posun vlny.

Dále si můžeme zvolit soustavu souřadnou tak, aby \vec{s} mířil ve směru osy z . Díky tomu víme, že z -tová složka elektrické intenzity bude nulová a rovnici (1.2) můžeme přepsat do tvaru

$$\vec{E}(z, t) = E_x \vec{x} + E_y \vec{y} \quad (1.3)$$

$$E_x = a_x \cos(\tau + \varphi_x) \quad (1.4)$$

$$E_y = a_y \cos(\tau + \varphi_y) \quad (1.5)$$

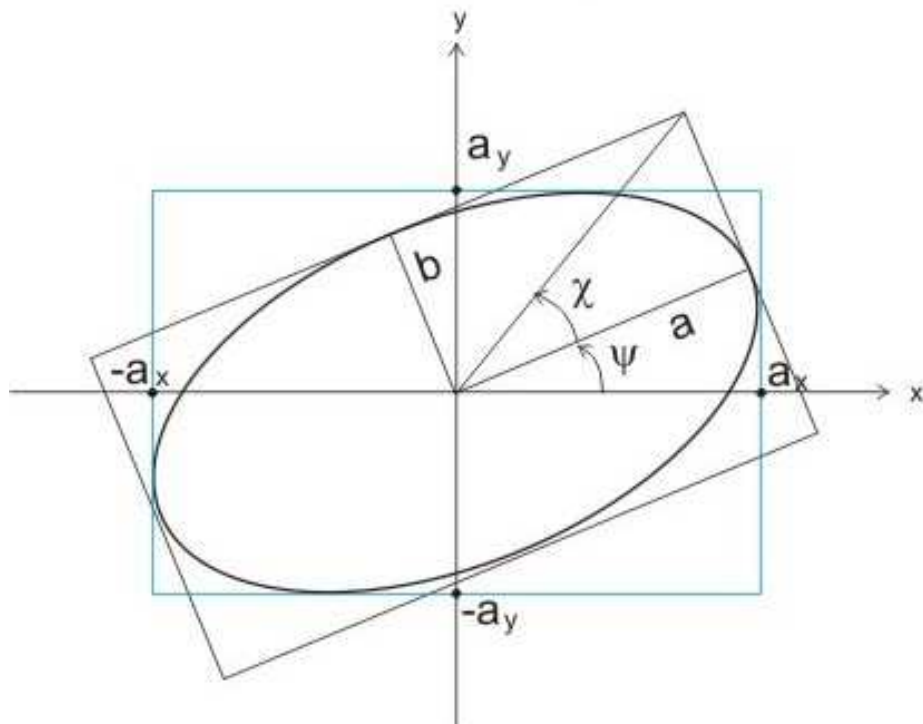
$$\tau = \omega(t - \frac{z}{v}) \quad (1.6)$$

Úpravami rovnic (1.9) a (1.10) a jejich následným sečtením můžeme docílit vztahu

$$\left(\frac{E_x}{a_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{a_y}\right)^2 - 2\frac{E_x E_y}{a_x a_y} \cos(\varphi_y - \varphi_x) = \sin^2(\varphi_y - \varphi_x), \quad (1.7)$$

jenž je rovnicí elipsy. Z toho vyplývá, že úplně polarizované světlo má obecně eliptickou polarizace. Tato elipsa může být definována různě, proto na obrázku (1.1) naleznete vyznačené nejčastěji užívané parametry. Důležité je, že pro úplný popis potřebujeme čtyři parametry. Pokud nás nezajímá počátek času, vystačíme si jen se třemi. Dále používané parametry po popis polarizace tedy budou

1. $a, b \dots$ hlavní a vedlejší poloosa
2. $\psi \in [-\pi/2, \pi/2] \dots$ azimut
3. $\chi \in [-\pi/2, \pi/2] \dots$ úhel elipticity



Obrázek 1.1: Polarizační elipsa

Úhle elipticity může nabývat i záporných hodnot, protože znaménko v sobě informaci o směru otáčení vektoru elektrické intenzity. V naší konvenci máme pro pravotočivé světlo kladné hodnoty a pro levotočivé záporné. Nula odpovídá lineárně polarizovanému světlu, kdy vektor elektrické intenzity kmitá pouze v rovině. Tato rovina se nazývá rovinnou polarizace. Mezi další význačné polarizace patří kruhově polarizované světlo, kdy $a_x = a_y$ a fázový posun $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$ je $\pi/2$ pro pravotočivé a $-\pi/2$ pro levotočivé světlo.

Tento popis polarizace světla je sice úplný, ale pro praktické účely zcela nevhodný. Z toho důvodu vzniklo mnoho formalizmů pro zjednodušení popisu světla a jeho interakci s optickými elementy. Pro náš případ je nejběžněji používaný maticový popis za pomoci takzvaných Jonesových vektorů.

1.1 Jonesovy vektory a matice

Tento formalismus slouží pouze pro popis zcela polarizovaného světla, což by se mohlo zdát velmi omezující, ale pro potřeby této práce s ním bohatě vystačíme. Jak bylo zmíněno výše, rovinnou elektromagnetickou vlnu můžeme v komplexní symbolice zapsat

$$\vec{E}(z, t) = E_x \vec{x} + E_y \vec{y} \quad (1.8)$$

$$E_x = a_x e^{-i(\omega t - kz + \varphi_x)} = A_x e^{-i(\omega t - kz)} \quad (1.9)$$

$$E_y = a_y e^{-i(\omega t - kz + \varphi_y)} = A_y e^{-i(\omega t - kz)}, \quad (1.10)$$

kde členy A_i nazveme komplexní obálkou. Díky nim můžeme definovat vektor

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix}, \quad (1.11)$$

který nazveme Jonesovým vektorem polarizace. Tento vektor nese plnou informaci o polarizačním stavu světla. Jako příklad uvedu pár významných polarizací popsaných za pomoci tohoto formalizmu.

1. lineárně polarizované v ose x $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \dots bze\text{linernch polarizac}$
2. pravotočivě kruhově polarizované světlo $\begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \dots bze\text{kruhovch polarizac}$

Jakoukoliv polarizaci nyní můžeme popsat ve tvaru

$$\vec{J} = \alpha_1 \vec{J}_1 + \alpha_2 \vec{J}_2 \quad (1.12)$$

kde dvojici vektorů \vec{J}_i volíme ortogonální vzhledem skalárnímu součinu $(\vec{J}_1, \vec{J}_2) = J_{1x}J_{2x}^* + J_{1y}A_{2y}^*$. Nejběžněji používané baze jsou

1. $\vec{J}_x = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \vec{J}_y = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$
2. $\vec{J}_- = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}, \vec{J}_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ +i \end{bmatrix}$

Když máme dobře popsáno světlo, můžeme se přesunout k jeho interakci s optickým prvkem (například čočkou či polarizátorem). Ten můžeme popsat za pomoci matice 2x2. Vektor popisující světlo po interakci s prvkem popsaným maticí \mathbb{T} pak získáme z jednoduché rovnice

$$\vec{J}_2 = \mathbb{T} \vec{J}_1 \quad (1.13)$$

analogicky bychom mohli postupovat pro soustavu n optických prvků, pro kterou bychom získali

$$\vec{J}_n = \mathbb{T}_n \dots \mathbb{T}_1 \vec{J}_1 \quad (1.14)$$

Nyní si uvedeme několik matic popisujících optické prvky, které budou dále použity. Nejprve v bázi lineárních polarizací.

1. polarizátor natočený o úhel α od osy x $\begin{bmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{bmatrix}$
2. fázová destička s fázovým posunem o úhel δ a rychlou osou ve směru x $\begin{bmatrix} e^{i\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix}$
3. polarizační rotátor stáčející rovinu polarizace o úhle ϑ $\begin{bmatrix} \cos \vartheta & -\sin \vartheta \\ \sin \vartheta & \cos \vartheta \end{bmatrix}$

a následně v bázi kruhových polarizací

1. polarizátor natočený o úhel α od osy x $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & e^{2i\alpha} \\ e^{-2i\alpha} & 1 \end{bmatrix}$
2. fázová destička s fázovým posunem o úhle δ a rychlou osou ve směru x $\begin{bmatrix} \cos \frac{\delta}{2} & i \sin \frac{\delta}{2} \\ i \sin \frac{\delta}{2} & \cos \frac{\delta}{2} \end{bmatrix}$
3. polarizační rotátor stáčející rovinu polarizace o úhel ϑ $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{i\vartheta} & 0 \\ 0 & e^{-i\vartheta} \end{bmatrix}$

Velmi užitečný je vztah vztah pro transformaci matice elementu, kterou získáme matici odpovídající prvku otočenému o úhel ϑ

$$T' = R(\vartheta)TR(-\vartheta), \quad (1.15)$$

$$R(\vartheta) = \begin{bmatrix} \cos \vartheta & \sin \vartheta \\ -\sin \vartheta & \cos \vartheta \end{bmatrix}. \quad (1.16)$$

Jonesovy matice můžeme také transformovat do bází odpovídající zvojené báze dvojici Jonesových vektorů. Zde platí vztah podobný jako vztah uvedený výše (Lze na něj nahlížet jako změnu báze na vektory pootočené o úhel θ)

$$T' = F^{-1}TF \quad (1.17)$$

kde F značí matice přechodu z nečárkované baze do baze čárkované. Podrobnosti se dají najít v leckteré učebnici lineární algebry, jako je třeba [[?]].

1.2 Interakce se vzorkem

V předchozích odstavcích bylo vysvětleno, jak můžeme popsat světlo po průchodu optickou soustavou. Jako poslední nám tedy chybí řešení problému, kdy se v soustavě vyskytuje neznámý prvek. Tento element můžeme opět popsat Jonesovou maticí, která má obecně čtyři komplexní prvky. Ve skutečnosti jsou tyto matice dvě, protože vzorek se chová jinak pro odraz a jinak pro průchod. Tyto matice si nejprve označíme

$$S_R^{sp} = \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{ss} \end{bmatrix} \quad (1.18)$$

$$S_T^{sp} = \begin{bmatrix} t_{ss} & t_{sp} \\ t_{ps} & t_{ss} \end{bmatrix} \quad (1.19)$$

kde s respektive p značí, že používáme za bázi s-polarizované respektive p-polarizované světlo, R reflexi a T trasmisi. Směr p a s polarizace je dán rovinou dopadu, přičemž p je na ni kolmá a s rovnoběžná. Pro isotropní materiál bez přítomnosti magnetického pole je tato matice diagonální, tedy nedochází k žádné interakci mezi s a p vlnami. Po zapnutí magnetického pole jsou nediagonální elementy obecně nenulové. V případě, že máme radiálně symetrický prvek (a to např včetně mag. pole) platí užitečný vztah

$$R(\alpha)S_R^{sp}R(\alpha) = S_R^{sp} \quad (1.20)$$

$$R(-\alpha)S_T^{sp}R(\alpha) = S_T^{sp} \quad (1.21)$$

kde $R(\alpha)$ značí matici rotace o úhel α . Z maticových rovnic získáme celou řadu vztahů pro maticové elementy

$$r_{ps} = r_{sp} \quad (1.22)$$

$$t_{ps} = -t_{sp} \quad (1.23)$$

$$r_{pp} = -r_{ss} \quad (1.24)$$

$$t_{pp} = t_{ss} \quad (1.25)$$

$$r_{sp}(-\vec{M}) = -r_{sp}(\vec{M}) \quad (1.26)$$

$$t_{sp}(-\vec{M}) = -t_{sp}(\vec{M}) \quad (1.27)$$

$$r_{ss}(-\vec{M}) = r_{ss}(\vec{M}) \quad (1.28)$$

$$t_{ss}(-\vec{M}) = r_{ss}(\vec{M}) \quad (1.29)$$

$$t_{ss}(-\vec{M}) = t_{ss}(\vec{M}) \quad (1.30)$$

kde \vec{M} značí vektor magnetizace. V praxi se nepoužívají k popisu maticové elementy, ale veličiny Kerrovy (Faradayovy) rotace (θ) a elipticity (ϵ), které jsou definovány

$$-\frac{r_{ps}}{r_{ss}} = \Theta_{Ks} \approx \theta_{Ks} - i\epsilon_{Ks} \quad (1.31)$$

$$\frac{t_{ps}}{t_{ss}} = \Theta_{Fs} \approx \theta_{Fs} - i\epsilon_{Fs} \quad (1.32)$$

$$\frac{r_{sp}}{t_{pp}} = \Theta_{Kp} \approx \theta_{Kp} - i\epsilon_{Kp} \quad (1.33)$$

$$-\frac{t_{sp}}{t_{pp}} = \Theta_{Fp} \approx \theta_{Fp} - i\epsilon_{Fp} \quad (1.34)$$

Pro kolmý dopad dále platí, že $\Theta_{Ks} = \Theta_{Kp} = \theta_K$. To samé platí i pro koeficienty transmise. Po normalizaci pak získáme matice popisující vzorek ve tvaru

$$S_R^{sp} = \begin{bmatrix} 1 & -\Theta_K \\ -\Theta_K & -1 \end{bmatrix} \quad (1.35)$$

$$S_T^{sp} = \begin{bmatrix} 1 & -\Theta_F \\ \Theta_F & 1 \end{bmatrix} \quad (1.36)$$

Pokud tyto matice transformujeme do báze kruhových polarizací, získáme

$$S_R^{LR} = \begin{bmatrix} 0 & r_{ss} \\ r_{ss} - ir_{ps} & 0 \end{bmatrix} \quad (1.37)$$

$$S_T^{LR} = \begin{bmatrix} t_{ss} & 0 \\ 0 & t_{ss} - it_{ps} \end{bmatrix} \quad (1.38)$$

2. EM vlny v anizotropním prostředí

2.1 Vlnová rovnice v anizotropním prostředí

Vlnová rovnice pro světlo v anizotropním prostředí, tedy homogenní nevodivé bez nábojů a proudů, se dá snadno dovodit z Maxwellových rovnic

$$\nabla \times \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0, \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0, \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

Na optických frekvencích můžeme počítat, že $\mu_r \approx 1$ a tedy platí brát $\mu = \mu_0$. Prostředí je tedy charakterizováno tensorem permitivity ε . Tento tenzor má obecně tvar

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yz} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

Dále vhodné zavést tzv. redukovaný vlnový vektor, který zanáčíme \vec{N} a je definován

$$\vec{N} = \frac{c}{\omega} \vec{k} = (N_x \vec{i}_x + N_y \vec{i}_y + N_z \vec{i}_z) \quad (2.6)$$

Standartní řešení ve tvaru rovinné vlny

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}, \quad (2.7)$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (2.8)$$

dává po dosazení do rovnic (2.1) a (2.2)

$$\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \vec{E} = 0 \quad (2.9)$$

Tuto vektorovou rovnici můžeme rozepsat pro složky vektorů za pomoci Levi-Civitova symbolu ϵ do tvaru

$$\epsilon_{ijk} k_j \epsilon_{klm} k_l E_m + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ij} E_j = 0 \quad (2.10)$$

Postupnou úpravou, která je podrobněji popsána v ?? a volbou soustavy souřadné, kde BÚNO $N_x = 0$ získáme maticovou rovnici

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} - N_y^2 - N_z^2 & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} - N_z^2 & \varepsilon_{yz} + N_y N_z \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} + N_y N_z & \varepsilon_{zz} - N_y^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (2.11)$$

Pro získání jendoznačných řešení musíme fixovat další parametr, z toho důvodu budeme dále předpokládat znalost komponenty N_y , kterou určuje úhel dopadu.

Řešení rovnice (2.11) nebude triviální za předpokladu, že determinant první matice bude nulový. Tak získáme charakteristickou rovnici soustavy pro vlastní hodnoty N_z

$$N_z^4 \varepsilon_{zz} + N_z^3 [N_y (\varepsilon_{yz} + \varepsilon_{zy})] \quad (2.12)$$

$$- N_z^2 [\varepsilon_{zz} (\varepsilon_{zz} - N_y^2) + \varepsilon_{zz} (\varepsilon_{xx} - N_y^2) - \varepsilon_{xz} \varepsilon_{zx} - \varepsilon_{yz} \varepsilon_{zy}] \quad (2.13)$$

$$- N_z [(\varepsilon_{xx} - N_y^2) (\varepsilon_{yz} + \varepsilon_{zy}) - \varepsilon_{xy} \varepsilon_{zx} - \varepsilon_{yx} \varepsilon_{xz}] N_y \quad (2.14)$$

$$+ \varepsilon_{yy} [(\varepsilon_{xx} - N_y^2) (\varepsilon_{zz} - N_y^2) - \varepsilon_{xz} \varepsilon_{zx}] \quad (2.15)$$

$$- \varepsilon_{xy} \varepsilon_{yx} (\varepsilon_{zz} - N_y^2) - \varepsilon_{yz} \varepsilon_{zy} (\varepsilon_{xx} - N_y^2) 1 \varepsilon_{xy} \varepsilon_{zx} \varepsilon_{yz} + \varepsilon_{yx} \varepsilon_{xz} \varepsilon_{zy} = 0 \quad (2.16)$$

Řešení jsou tedy čtyři hodnoty N_z , které popisují šíření čtyř vlastních polarizací \vec{e}_j , kde

$$\vec{e}_j = \begin{bmatrix} -\varepsilon_{xy} (\varepsilon_{zz} - N_y^2) + \varepsilon_{xz} (\varepsilon_{zy} + N_y N_{zj}) \\ (\varepsilon_{zz} - N_y^2) (\varepsilon_{xx} - N_y^2 - N_{zj}^2) - \varepsilon_{xz} \varepsilon_{zx} \\ -(\varepsilon_{xx} - N_y^2 - N_{zj}^2) (\varepsilon_{zy} + N_y N_{zj}) + \varepsilon_{zx} \varepsilon_{xy} \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

Tato řešení se při průchodu prostředím nemění, proto jsou vhodnou volbou pro bázi. Libovolné pole pak můžeme zapsat ve tvaru

$$\vec{E} = \sum_{j=1}^2 E_{0j} \vec{e}_j e^{i\omega t - i\frac{\omega}{c} \vec{N}_j \cdot \vec{r}} \quad (2.18)$$

2.2 Šíření světla podél vektoru magnetizace

V případě, kdy se světlo šíří ve směru směru vektoru magnetizace víme díky symetrii problému, že tenzor permitivity má výrazně jednodušší tvar

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & -i\varepsilon_{xy} & 0 \\ i\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

Díky tomu se rovnice (2.11) výrazně zjednoduší. Ve zkratce, pokud zvolíme $N_y = 0$, což odpovídá kolmému dopadu, pak se charakteristická rovnice redukuje na

$$N_z^4 - 2\varepsilon_1 N_z^2 + \varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2 = 0, \quad (2.20)$$

což vede na řešení

$$N_z^2 = \varepsilon_1 \pm \varepsilon_2. \quad (2.21)$$

Z čehož získáme řádné módy šíření

$$N_{\pm} = \sqrt{\varepsilon_1 \pm \varepsilon_2} \quad (2.22)$$

2.3 Magnetické multivrstvy

Nyní se budeme zabývat situací, kdy máme několik tenkých anizotropních planárních vrstev na sobě. Formalismus popisující tuto problematiku zavedl Yeh.

Jak bylo zmíněno, předpokládáme materiál tvořený m vrstvami. Rozhraní mezi vrstvami jsou kolmá na osu z . N -tá vrstva je charakterizovaná tenzorem permitivity $\varepsilon^{(n)}$ a tloušťkou t_n . Vlnový vektor \vec{k}_0 popisující dopadající vlnu svírá s osou z úhel φ . Elektrické pole v n -té vrstvě pak můžeme, jak bylo popsáno výše, rozložit do řádných módů. Tak získáme pro výsledné pole v každé vrstvě výraz

$$\vec{E}^{(n)} = \sum_{j=1}^4 E_{0j}^{(n)}(z_n) \vec{e}_j^{(n)} \exp \left\{ i\omega t - i\frac{\omega}{c} [N_y y + N_{zj}^{(n)}(z - z_n)] \right\}, \quad (2.23)$$

kde z_n značí z -ovou souřadnici rozhraní n -té a $(n+1)$ -ní vrstvy a N_{zj} komponenty redukovaného vlnového vektoru.

Dále bez odvození uvádíme okrajové podmínky na rozhraní n -té a $(n-1)$ -ní vrstvy. Jedná se o soustavu čtyř rovnic pro E_x , E_y , B_y a B_x

$$\sum_{j=1}^4 E_{0j}^{(n-1)}(z_{n-1}) \vec{e}_j^{(n-1)} \cdot \vec{i}_x = \sum_{j=1}^4 E_{0j}^{(n)}(z_n) \vec{e}_j^{(n)} \cdot \vec{i}_x \exp \left(i\frac{\omega}{c} N_{zj}^{(n)} t_n \right), \quad (2.24)$$

$$\sum_{j=1}^4 E_{0j}^{(n-1)}(z_{n-1}) \vec{b}_j^{(n-1)} \cdot \vec{i}_y = \sum_{j=1}^4 E_{0j}^{(n)}(z_n) \vec{b}_j^{(n)} \cdot \vec{i}_y \exp \left(i\frac{\omega}{c} N_{zj}^{(n)} t_n \right), \quad (2.25)$$

$$\sum_{j=1}^4 E_{0j}^{(n-1)}(z_{n-1}) \vec{e}_j^{(n-1)} \cdot \vec{i}_y = \sum_{j=1}^4 E_{0j}^{(n)}(z_n) \vec{e}_j^{(n)} \cdot \vec{i}_y \exp \left(i\frac{\omega}{c} N_{zj}^{(n)} t_n \right), \quad (2.26)$$

$$\sum_{j=1}^4 E_{0j}^{(n-1)}(z_{n-1}) \vec{b}_j^{(n-1)} \cdot \vec{i}_x = \sum_{j=1}^4 E_{0j}^{(n)}(z_n) \vec{b}_j^{(n)} \cdot \vec{i}_x \exp \left(i\frac{\omega}{c} N_{zj}^{(n)} t_n \right). \quad (2.27)$$

Tato soustava popisuje lineární transformaci amplitud příslušných módů. Velmi výhodné je její přepsání do maticové rovnice

$$\mathbb{D}^{(n-1)} \vec{E}_0^{(n-1)}(z_{n-1}) = \mathbb{D}^{(n)} \mathbb{P}^{(n)} \vec{E}_0^{(n)}(z_n), \quad (2.28)$$

kde čtvrtá komponenta vektoru $\vec{E}_0^{(n)}$ je koeficient $E_{0j}^{(n)}(z_n)$. Prvky propagační matice \mathbb{P} jsou dány

$$\mathbb{P}_{ij}^{(n)} = \delta_{ij} \exp \left(i\frac{\omega}{c} N_{zj}^{(n)} t_n \right). \quad (2.29)$$

Řádky dynamické matice \mathbb{D} jsou pak dány komponentami příslušných polarizací

$$\mathbb{D}_{1j}^{(n)} = \vec{e}_j^{(n)} \cdot \vec{i}_x, \quad (2.30)$$

$$\mathbb{D}_{2j}^{(n)} = \vec{b}_j^{(n)} \cdot \vec{i}_y, \quad (2.31)$$

$$\mathbb{D}_{3j}^{(n)} = \vec{e}_j^{(n)} \cdot \vec{i}_y, \quad (2.32)$$

$$\mathbb{D}_{4j}^{(n)} = \vec{b}_j^{(n)} \cdot \vec{i}_x. \quad (2.33)$$

Abychom se nemuseli zabývat obecným řešením těchto rovnic, využijeme toho, že při polární magnetizaci má tenzor permitivity tvar (2.19). To vede na zjednodušené rovnice

$$\mathbb{D}_{1j}^{(n)} = -\varepsilon_{xy}(\varepsilon_{xx} - N_y^2) + \varepsilon_{xx}N_yN_z, \quad (2.34)$$

$$\mathbb{D}_{2j}^{(n)} = N_{zj}[-\varepsilon_{xy}(\varepsilon_{zz}^{(n)} - N_y^2)], \quad (2.35)$$

$$\mathbb{D}_{3j}^{(n)} = (\varepsilon_{zz}^{(n)} - N_y^2)(\varepsilon_{xx}^{(n)} - N_y^2 - N_{zj}^{(n)2}), \quad (2.36)$$

$$\mathbb{D}_{4j}^{(n)} = -(\varepsilon_{xx}^{(n)} - N_y^2 - N_{zj}^{(n)2})N_{zj}^{(n)}\varepsilon_{zz}^{(n)} \quad (2.37)$$

díky kterým jsme schopni určit celou dynamickou matici. Pro m vrstev pak získáme výsledný vztah pouhým násobením matic

$$\vec{E}_0^{(0)}(z_0) = [\mathbb{D}^{(0)}]^{-1}\mathbb{D}^{(1)}\mathbb{P}^{(1)}[\mathbb{D}^{(1)}]^{-1} \dots \mathbb{D}^{(m)}\mathbb{P}^{(m)}[\mathbb{D}^{(m)}]^{-1}\mathbb{D}^{(m+1)}\vec{E}_0^{(m+1)}(z_m) \quad (2.38)$$

$$= \mathbb{M}\vec{E}_0^{(m+1)}(z_m) \quad (2.39)$$

Z matice \mathbb{M} můžeme následně vypočítat reflexní a trasmisní koeficienty, jako poměr amplitudy dopadajícího a odraženého, či prošlého pole, s uvažněním, že z $E^{(n)}$ nic nedopadá. Ve zkratce získáme vztahy

$$r_{12} = \frac{M_{21}M_{33} - M_{23}M_{31}}{M_{11}M_{33} - M_{13}M_{31}}, \quad (2.40)$$

$$r_{14} = \frac{M_{41}M_{33} - M_{43}M_{31}}{M_{11}M_{33} - M_{13}M_{31}}, \quad (2.41)$$

$$r_{31} = \frac{M_{11}M_{43} - M_{41}M_{13}}{M_{11}M_{33} - M_{13}M_{31}}, \quad (2.42)$$

$$r_{32} = \frac{M_{11}M_{23} - M_{21}M_{13}}{M_{11}M_{33} - M_{13}M_{31}}. \quad (2.43)$$

Přičemž platí vztah vázající tyto koeficienty s Jonesovou reflexní maticí

$$\begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{12} & r_{32} \\ -r_{14} & -r_{34} \end{bmatrix} \quad (2.44)$$

Analogické vztahy platí i pro trasmisní koeficienty. Z obou pak můžeme dopočítat příslušné Kerrovy či Faradayovy koeficienty.

3. Experimentální metody

3.1 Metoda téměř zkřížených polarizátorů

3.1.1 Teorie

Toto experimentální uspořádání umožňuje rychlé určení Kerrovy rotace a elipsity pro celé spektrum. V našem případě používáme CCD spektrometr v kombinaci se širokospektrálním zrojem, který se skládá z halogenové a deuteriové výbojky. To umožňuje proměření celého spektra najednou. Schéma celého experimentu je zobrazeno na obrázku (??). Ze zdroje je světlo vedeno optickým vláknem do aparatury. Svazek je nejprve kolimován spojnou čočkou. Následně prochází polarizátorem, který je otočen o úhel α od svislé osy a fázovou destičkou s fázovým posuvem δ . Po odrazu na vzorku prochází světlo analyzátozem, který je natočený o úhel $\pi/2$ od svislé osy. Výstupní světlo je zachyceno sběrnou čočkou do optického vlákna, které vede do spektrometru. Za pomoci Jonesova formalizmu můžeme spočítat Jonesův vektor světla dopadajícího na detektor.

$$J = r \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & -\Theta_K \\ -\Theta_K & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

$$= r \begin{bmatrix} 0 \\ -\Theta_K e^{i\frac{\delta}{2}} \cos \alpha + e^{-i\frac{\delta}{2}} \sin \alpha \end{bmatrix}, \quad (3.2)$$

kde r značí reflexní koeficient vzorku. Pro intenzitu světla u sběrné čočky pak máme

$$I \approx \frac{1}{2} J J^* = \frac{R}{2} (\sin^2 \alpha + |\Theta_K|^2 \cos^2 \alpha + \sin(2\alpha) \operatorname{Re}(\Theta_K e^{i\delta})) \quad (3.3)$$

Nyní můžeme použít přiblížení pro malé elipsometrické úhly, pro které platí

$$\Theta_K \approx \theta_K - i\epsilon_K \quad (3.4)$$

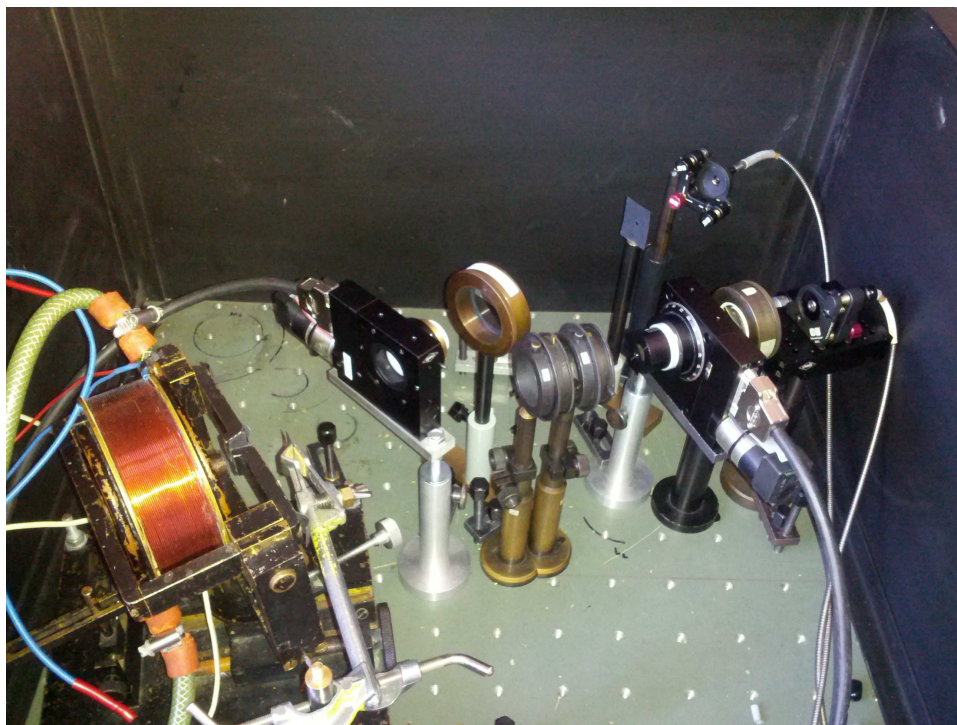
Výraz (3.3) se pak redukuje na

$$I \approx \frac{R}{2} (\sin^2 \alpha + (\theta_K \cos \delta + \epsilon_K \sin \delta) \sin(2\alpha)) \quad (3.5)$$

V případě, že $\delta = 0$, tedy odebereme fázovou destičku, nám zcela vymizí elipticita. Fitováním naměřených dat v závislost na úhlu natočení polarizátoru α pak můžeme získat přímo rotaci. Pro určení elipticity následně naměříme i hodnoty s fázovou destičkou. V ideálním případě bychom použili půlvlnnou destičku, ale vzhledem k tomu, že její fáze je funkcí vlnové délky, musíme počítat s tím, že fitovaný parametr při druhém měření odpovídá celému výrazu $K = (\theta_K \cos \delta + \epsilon_K \sin \delta)$. Rotaci známe z prvního měření a δ určíme z kalibrační funkce destičky. Elipticita se nakonec rovná

$$\epsilon_K = (K - \theta_K \cos \delta) / \sin \delta \quad (3.6)$$

Tato závislost předpokládá přesné určení vzájemné polohy polarizátorů. Tu však v praxi neznáme a proto využíváme toho, že platí $\theta_K(M) = -\theta_K(-M)$. kde M značí magnetizaci. Měříme tedy závislosti pro dva opačné proudy procházející magnetem a výsledné nařítované konstanty od sebe odečteme a vydělíme dvěma.



Obrázek 3.1: Fotografie aparatury pro metodu skřížených polarizátorů

3.1.2 Použitá zařízení

Fotografii celé aparatury můžete vidět na obrázku (3.1).

Jako zdroj světla používáme lampu typ XXX od Ocean Optics. Obě najedou pokrývají spektrální rozsah od 250 nm do 1000 nm. Náš zdroj umožňuje použití obou trubic zároveň, avšak heliová trubice vytváří světlo o přibližně pětikrát větší intenzitě. Z toho důvodu je v oblasti malých vlnových délek znatelně vyšší šum. Dostatečná doba integrace signálu však tento šum téměř zcela vyruší.

Polarizátory z CaF a křemene typu Rochon jsou umístěny do držáků s krokovými motorky. Ty umožňují nastavení úhlu s přesností až 10^{-3} stupně. Jejich ovládání je zprostředkováno kontrolní jednotkou DC 500 od společnosti Owis. Ta umožňuje jejich manuální ovládání i kontrolu přes rozhraní GPIB.

V našem uspořádání vytváří magnet polární magnetické pole. Aby nedocházelo ke zahřívání vzorku, je celý magnet chlazený studenou vodou. Při proudu 2 A vytváří magnet pole okolo 0.4 T, které bylo dostatečné k nasycení měřených vzorků.

K analýze světla používáme CCD spektrometr USB2000+ od Ocean Optics. Jeho schéma naleznete na obrázku (??). Rozsah spektrometru je přibližně od 200 do 900 nm s rozlišovací schopností (doplň číslo). Komunikace se spektrometrem je zprostředkována přes rozhraní USB protokolem VISA.

3.1.3 Průběh měření

Samotné měření se dá rozdělit do dvou částí. První je nastavení aparatury a druhá samotné měření. Toto rozdělení respektuje i ovládací program.

Nastavení aparatury

Po upevnění vzorku je nejprve třeba navést světelný svazek do vlákna spektrometru. Ač je na jeho začátku sběrná čočka, je třeba velmi jemného nastavení za pomoci aretačních šroubů, protože natočení této čočky má velký vliv na měřenou intenzitu.

Následně je potřeba nastavit první polarizátor tak abychom získali p-polarizované světlo. Proto za něj umístíme sklíčko tak jak je ukázáno na obrázku (??). Úhel odrazu od sklíčka odpovídá Brewsterově úhlu, z čehož vyplývá, že při nastavení polarizátoru na p-polarizaci detekujeme minimální intenzitu světla. To platí nezávisle na vlnové délce, proto je nejvhodnější vyhodnocovat pouze neintenzivnější část spektra. Minimum nalezneme tak, že proskenujeme různé úhly natočení polarizátoru a následně zhustšujeme měření v oblasti minima, dokud nedosáhneme požadované přesnosti.

Druhý polarizátor je nutné pouze zkrřížit, aby měřené závislosti byli co nej-symetričtější, což usnadňuje fitování. Toho docílíme podobně jako u prvního, protože se opět jedná o hledání minima signálu při nulovém magnetickém poli.

Aby nebylo nutné nastavovat aparaturu před každým měřením, jsou natočení polarizátoru uchovávány v externím souboru a při spuštění programu se použijí, pokud nastavování neproběhne. Díky tomu je kalibrace nutná pouze v případě zásahu do aparatury.

3.1.4 Měření

Na začátku měření zadáme rozsah úhlu, které budeme měřit, krok, četnost měření spekter pro jednotlivé úhly a proud pro magnet. Tyto údaje mají velký vliv na úroveň šumu spektra a na dobu měření. Spektra při různých hodnotách jsou znázorněna na obrázcích (3.3) až (3.5) spektra při změnách těchto parametrů. Při našem nastavení stačí pro hrubý odhad spektra okolo 40 měření při četnosti 100. Takové měření trvá několik málo minut. Pokud však chceme minimální šum, měříme v rozahu od -40 do 40 stupňů s krokem 0.5 stupně a četnosti 500. Toto měření již trvá okolo 40 minut, ale jak je vidět na spektrech, výsledky jsou výrazně hladší.

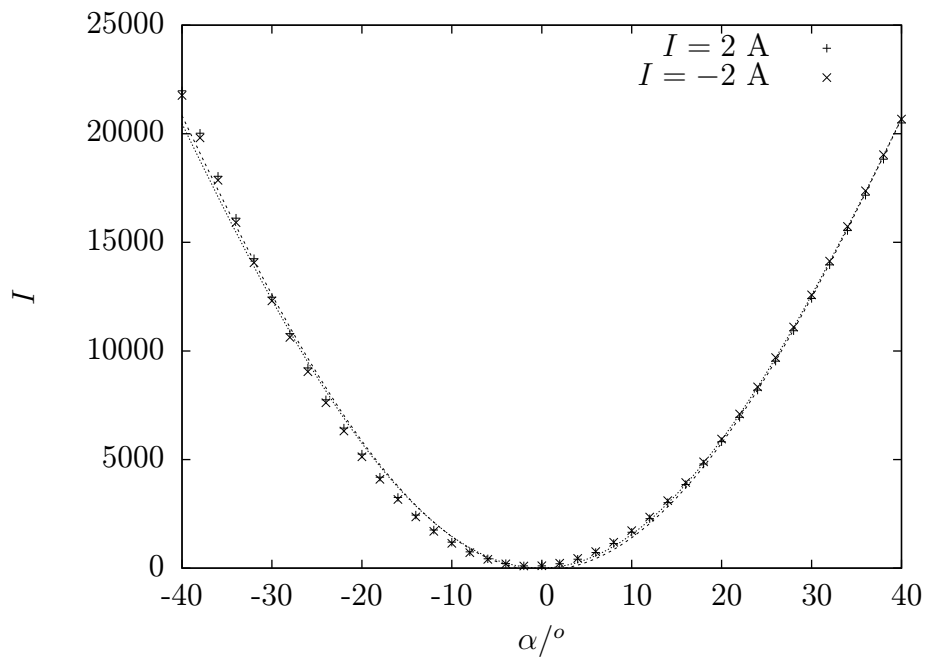
Pro fitování předepsané závislosti (3.5) používáme Krameriovu metodu. Vzhledem k posunu nulové intenzity na detektoru je konečná fitovaná závislost

$$I(\alpha) = a_1 + a_2 \sin^2(\alpha) + a_3 \sin(2\alpha) \quad (3.7)$$

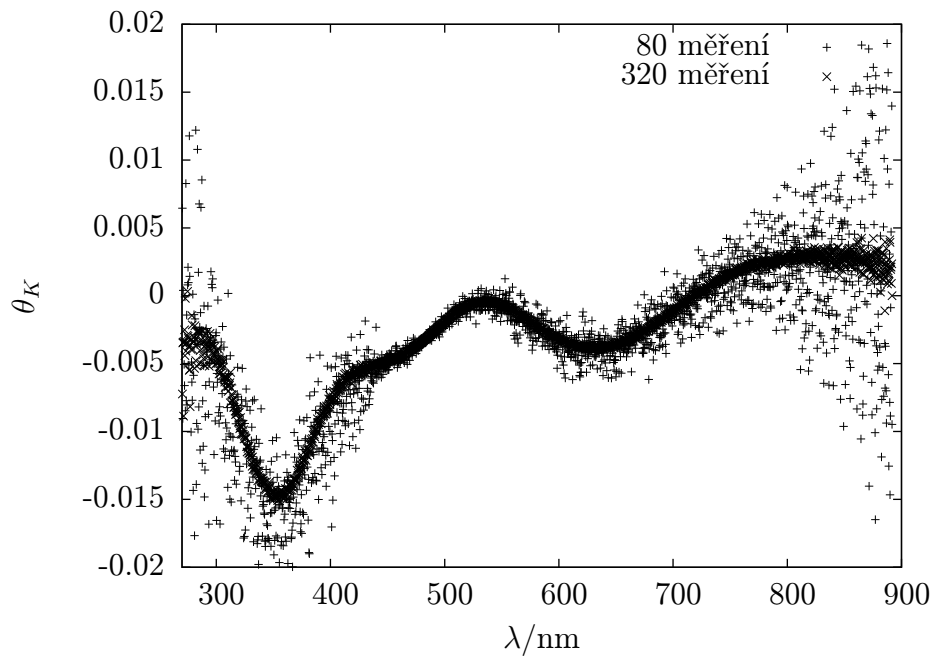
kde a_1 odpovídá zmíněnému posunu, a_2 je úměrné reflektivitě vzorku, ale vzhledem ke ztrátám na optických prvcích a v optickém vlákne nemá přílišný význam a z a_3 dopočteme za pomoci vztahu $\frac{a_3}{a_2} = (\theta_K \cos \delta + \epsilon_K \sin \delta)$ příslušný elisometrický koeficient, jak už bylo zmíněno výše. Ukázkou naměřených závislostí pro $\lambda = 632.8$ nm s nafitovanými křivkami naleznete na obrázku (3.2).

3.2 Modulační metoda

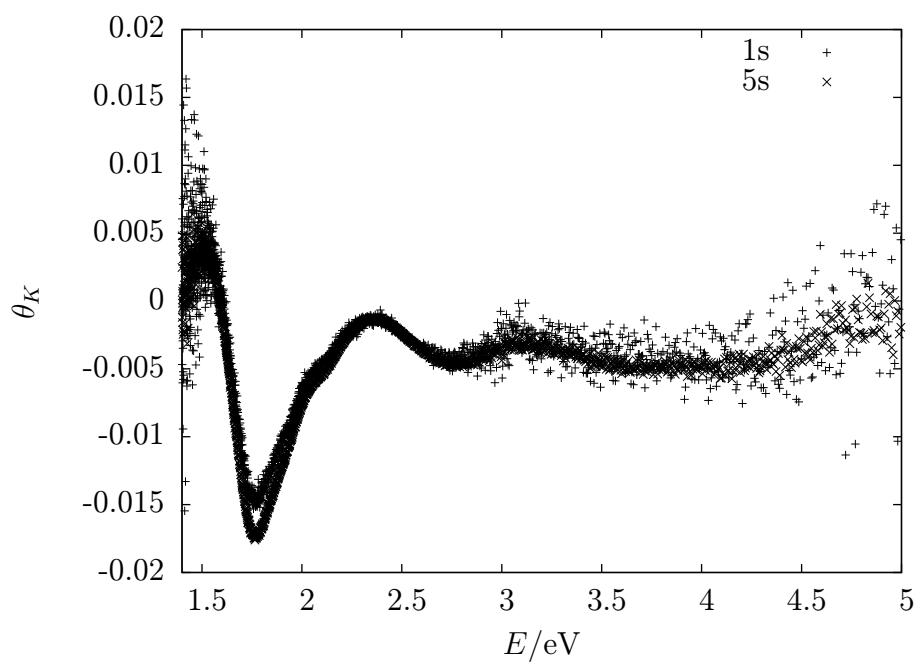
Druhá aparatura, kterou používáme je na obrázku (??). Sestává z monochromátoru, polarizátoru, Faradayovy nulovací cely, Faradayovy modulační cely, fázové destičky, vzorku v magnetickém poli, analyzátoru zkrříženým s polarizátorem



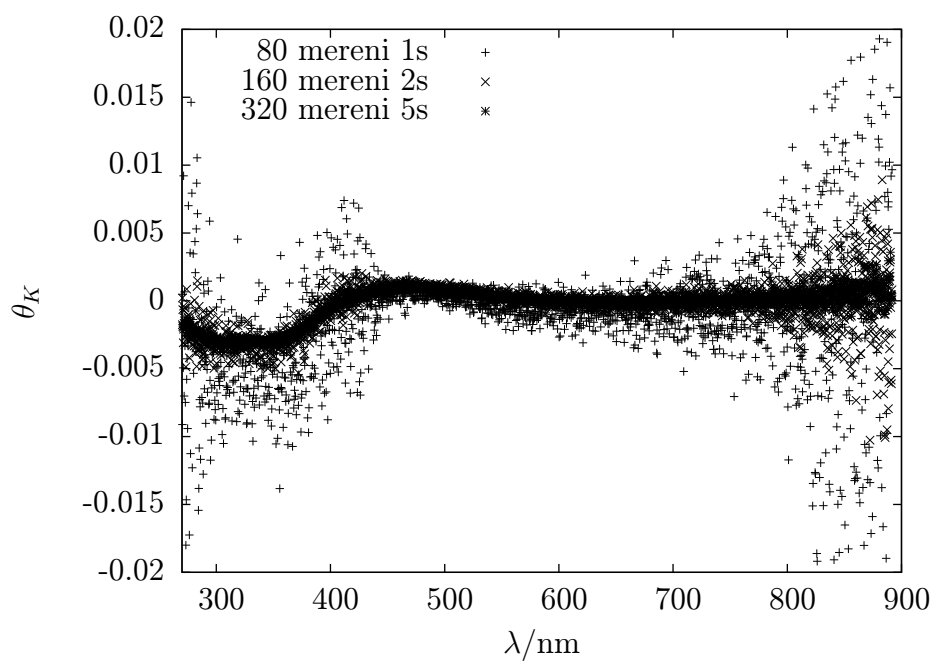
Obrázek 3.2: Naměřená závislost intenzity na úhlu natočení polarizátoru pro $\lambda =$



Obrázek 3.3: Naměřené spektrum v pro různé množství měřených úhlů.



Obrázek 3.4: Naměřené spektrum θ_K pro různé integrační doby spektra.



Obrázek 3.5: Naměřené spektrum θ_K pro různé množství měření a integrační doby spektra.

grating[g/mm]	Disperze[nm/mm]	Spektrální rozsah[nm]
600	2.83	0 – 3000
900	1.84	0 – 2000
1200	1.34	0 – 1500

Tabulka 3.1: Parametry mřížek monochromátoru

a fotonásobiče s detektorem. X Opět můžeme vyjádřit Jonesův vektor světla na detektoru

$$\begin{aligned}
J &= \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\beta_0 \sin \omega_m t) & -\sin(\beta_0 \sin \omega_m t) \\ \sin(\beta_0 \sin \omega_m t) & \cos(\beta_0 \sin \omega_m t) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \eta & -\sin \eta \\ \sin \eta & \cos \eta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sin \alpha \\ \cos \alpha \end{bmatrix} \\
&= \begin{bmatrix} 0 \\ \cos \eta (r_{ps} e^{i\frac{\delta}{2}} \cos \tau + r_{pp} e^{-i\frac{\delta}{2}} \sin \tau) - \sin \eta (r_{ps} e^{i\frac{\delta}{2}} \sin \tau - r_{pp} e^{-i\frac{\delta}{2}} \cos \tau) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sin \alpha \\ \cos \alpha \end{bmatrix}
\end{aligned}$$

$\tau = \beta_0 \sin \omega_m t$

Po další úpravách, které jsou podrobněji rozebrány například v ?? získáme vztah pro intenzitu

$$I \approx \frac{1}{2} [|r_{ps}|^2 + |r_{pp}|^2(\eta + \tau) + (r_{ps}r_{pp}^*e^{i\delta})^2 + r_{ps}^*r_{pp}e^{-i\delta})(\eta + \tau)] \quad (3.11)$$

a oscilující komponenta při ω_m je

$$I_{\omega_m} \approx |r_{pp}|^2 \left[\eta + \operatorname{Re} \left(\frac{r_{ps}}{r_{pp}} e^{i\delta} \right) \right] \tau \quad (3.12)$$

X

3.3 Zařízení

Nová aparatura obsahuje monochromátor TRIAX 550. Jedná se o mřížkový monochromátor s možností volby z různých mřížek. V našem případě máme na výběr 600, 900 a 1200 vrypů na mm. Parametry těchto mřížek jsou uvedeny v tabulce (3.1). Tento monochromátor lze ovládat za pomoci rozhraní GPIB.

K Určení velikosti signálu na fotonásobiči používáme mulimetr Keithley 2001. V našem případě v měříme napětí na rozsahu 1 V při kterém má přesnost $\pm(0.0045\% + 0.0008)V$. Možnost automatického rozsahu nepoužíváme, protože při přepnutí rozsahu dochází ke skokům napětí. Komunikace je opět zprostředkována rozhraním GPIB.

Jako zdroj elektrického proudu pro magnet používáme zdroj stejnosměrného proudu Kepco BOP. Standartně do magnetu pouštíme $\pm 2.5A$. Při této hodnotě je chyba proudu 0.1 mA. Při přepólování magnetu je nutné měnit proud postupně, jinak by mohlo dojít ke zkratu na zdroji. V našem případě používáme krok 0.05 A za 0.1 sekundy.

3.4 Ovládací program Kerr2

V rámci náplně této práce byl zcela přeprogramován ovládací program kvůli novým komponentám.

3.4.1 Nastavení experimentu

Tento program má hned několik funkcí, které usnadňují nastavení experimentu. První z nich umožňuje manuální nastavení proudu magnetem. Uživatel zadá požadovaný proud a program pomalu zvyšuje proud, dokud nedosáhne požadované hodnoty. Další mód nastaví monochromátor na požadovanou vlnovou délku a otevře štěrbinu. Toho se používá především pro nastavení prvků v experimentu.

3.4.2 Měření spektra

Program umožňuje proměření spektra ve zvoleném rozsahu s libovolným krokem. Dále umožňuje nastavení tolerance chyby měření, čekací doby po změně magnetizace, počet měření jednotlivé vlnové délky a kalibračních koeficientů pro výpočet energie signálu. Po zahájení měření program nejprve nastaví na monochromátoru měřenou vlnovou délku a zapne proud do magnetu. Proud je přidáván postupně kvůli možnému zkratu na zroji při rychlém přepólování. Každé spektrum se měří opakovaně dle zadání uživatele, přičemž v celém průběhu měření je kontrolováno, zda nebyl překročen rozsah. V takovém případě se měření pozastaví, aby umožnilo manuální otočení polarizátoru a měření pokračuje znovu od poslední vlnové délky. Měření opět probíhá i pro opačnou magnetizaci, přičemž program umožňuje zadání počtu otáček potřebných pro navrácení do rozsahu po změně polarizace. Nakonec je pro danou vlnovou délku provedeno třetí měření s původní magnetizací a je zkontrolována odchylka od prvního měření. V případě příliš velké odchylky se měření opakuje. V průběhu celého měření je vykreslován graf, ze kterého je možné již při měření odhalit případné nespojitosti. Po skončení měření jsou data uložena do externího souboru spolu se všemi parametry měření.

3.4.3 Hysterzní smyčky

Program dále umožňuje měření hysterzních smyček a to dvěma způsoby. První postupně proměří při zadané vlnové délce různé hodnoty proudu, přičemž postupuje od zadané hodnoty I do $-I$ s krokem, který je rovněž zadán. Následně se stejným krokem vrátí do hodnoty I . V průběhu měření je opět kreslen graf.

Druhá metoda nese anglický název four loop. Spočívá v postupném proměření hodnot vzdálených o ΔI od hodnoty proudu I resp $-I$, přičemž tato vzdálenost roste se zadaným krokem. Průběh proudu je znázorněn na obrázku (??). Podstatné je, že vždy dojde do hodnoty I resp. $-I$.

4. Vzorky

4.1 Ultratenké vrstvy $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$

První vzorek patří do skupiny vytvářené metodou pulsní laserové deposice (dále PLD). Tato metoda umožňuje vytváření tenkých filmů o tloušťkách menších než 50 nm. Ve zkratce metoda funguje na principu kondenzace plasmy odpařované za pomoci krátkých laserových pulsů. V našem případě kondenzace probíhá na substrátu z SrTiO_3 . Použité vzorky měly tloušťku 23,1 nm (PLD 186) a 80,8 nm (PLD202).

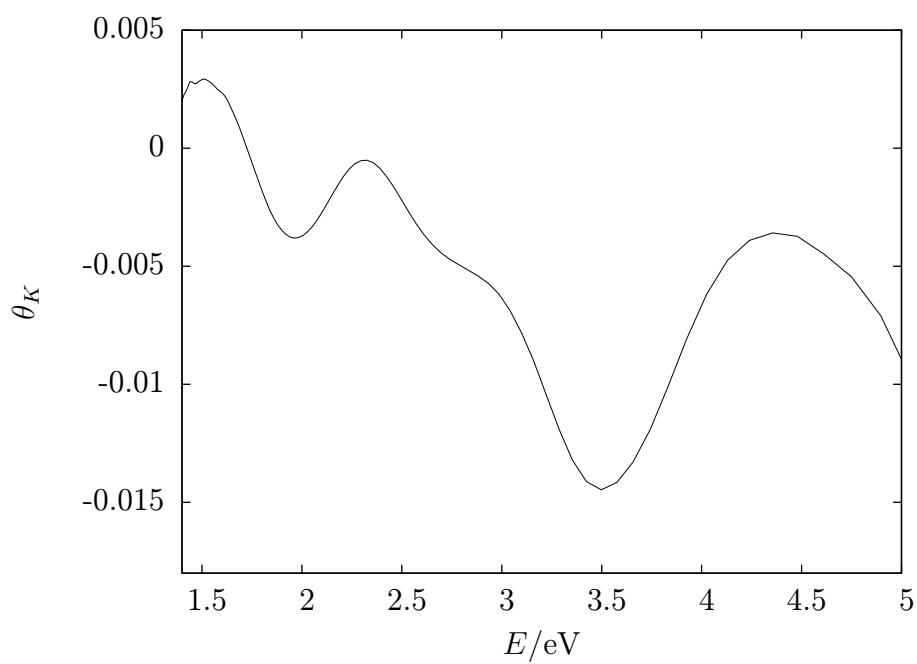
4.2 Kobaltové feritové tenké vrstvy

Ze zástupců magnetických oxidů jsme vybrali nanovrstvy CoFe_2O_4 . Tento materiál je díky jeho magnetickým vlastnostem často používán v mikrovlnných zařízeních a pro magnetooptický zázpis. Jejich hlavní předností je velká Curiova teplota, vysoká koercitiva a velká magnetická anizotropie. Naše vzorky byly deponovány metodou PLD na substrát z amorfního taveného křemene. K ablaci vzorku byl použit Nd:YAG laser. Teplota při deposici vzorků byla 750 (CoF-RT-A750) a 1100 °C (CoF-RT-A1100).

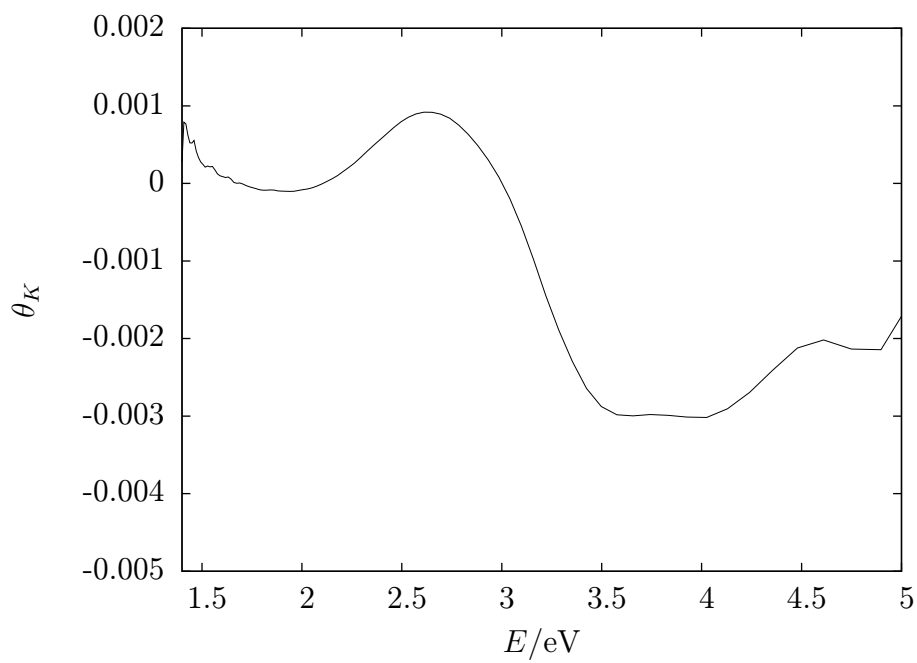
4.3 Heuslerovy slitiny

Jako poslední typ vzorků jsme použili zástupce z Heuslerových slitin. Námi zkoumané vzorky různou směsí kobaltu, železa a křemíku. Substrát vzorku byl MgO. Na něm je 5 nm chrómu, 20 nm slitiny a navenku 2 nm MgO. Tyto slitiny mají vynikající magnetické vlastnosti a velmi vysokou Curiovu teplotu. V současné době je velký zájem o výzkum těchto slitin, protože jejich vlastnosti nejsou příliš známy.

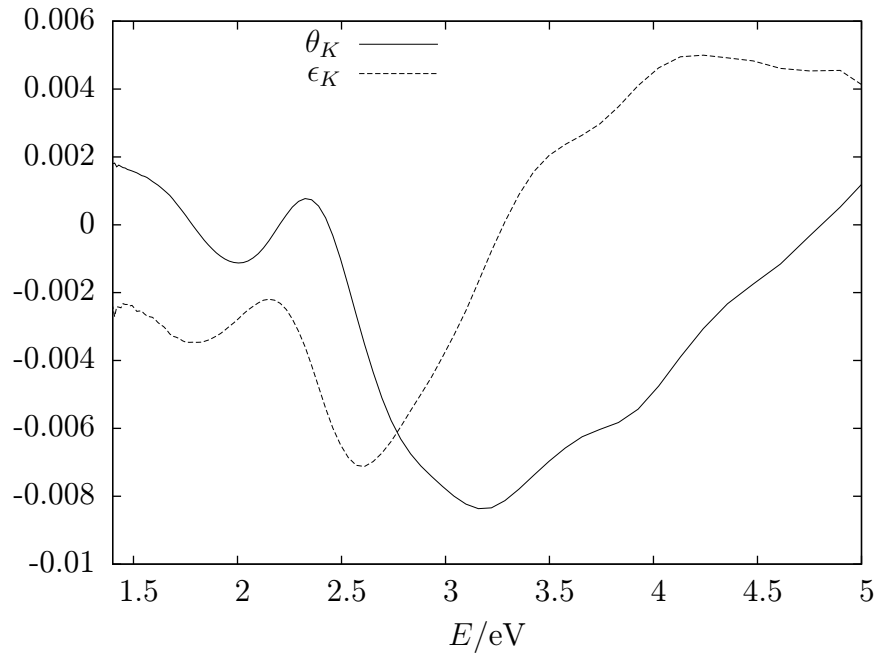
5. Výsledky



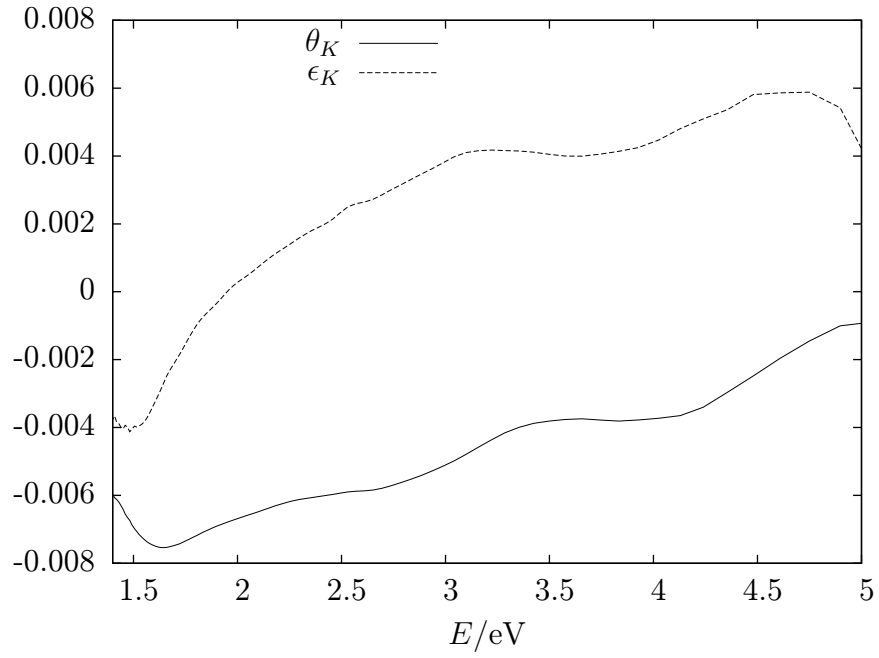
Obrázek 5.1: Spektrum vzorku PLD189



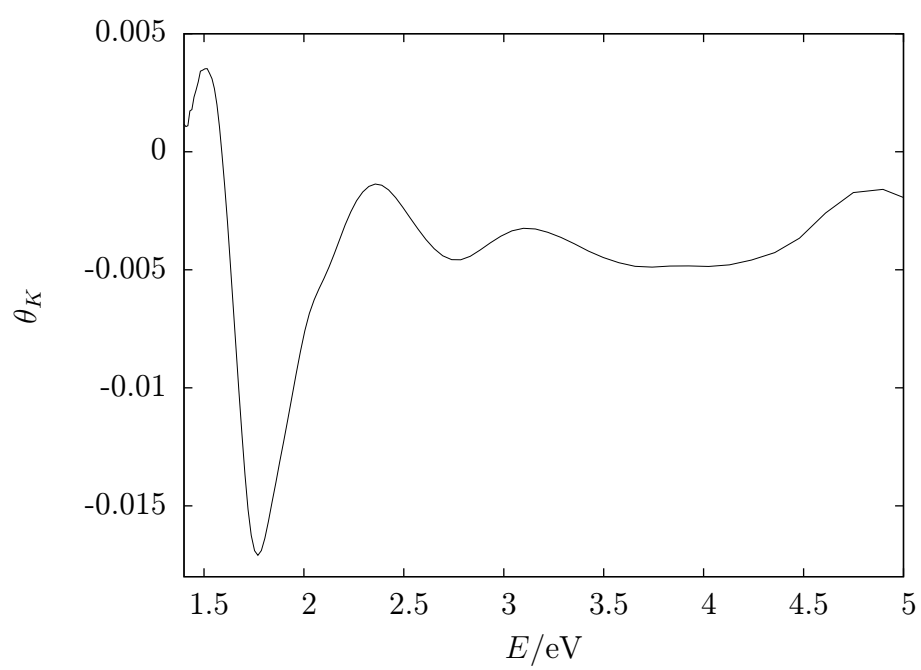
Obrázek 5.2: Spektrum vzorku PLD194



Obrázek 5.3: Spektrum vzorku PLD202



Obrázek 5.4: Spektrum vzorku CoFeSi1



Obrázek 5.5: Spektrum vzorku CoF-RT-Al100

Závěr

Podařilo se nám změřit a interpretovat všechny (nenapadá mě řádné slovo) vzorky. Dále se nám podařilo navrhnout a postavit zcela novou experimentální metodu. Při srovnání s daty získanými z dříve používané metody jsme dospěli ke shodě. Nová metoda je navíc výrazně rychlejší, konstrukčně jednodušší, variabilnější a spolehlivější. Jako další podstatná výhoda stojí za zmínku potřeba slabšího zdroje světla a podstatně menší rozměr celé aparatury.

Seznam použité literatury

- [1] NÝVLT, Miroslav: *Optical interactions in ultrathin magnetic film structures*.
Dizertační práce, Univerzita Karlova, Praha, srpen 1996
- [2] ZVEZDIN, KOTOV: *Modern magnetooptics and magneto-optical materials*.
Taylor & Francis Group, Oxon, 1997. ISBN 0-7503-0362-X.
- [3] ŠMÍD, Dalibor: *Lineární algebra pro fyziky*.
<http://www.karlin.mff.cuni.cz/~smid/pmwiki/pmwiki.php?n=Main.LAproFLS1213>

Seznam tabulek

Seznam použitých zkratek

Přílohy