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

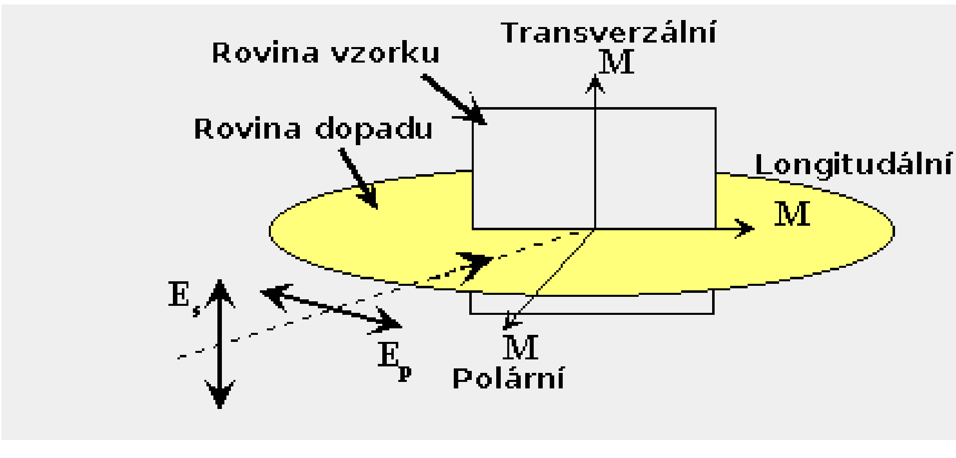
0.1 Magnetooptické jevy a jejich využití

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, bebo odrazu, přičemž naším cílem je zkoumání druhého, častěji zavého Kerrova jevu. Co se týče geometrie, máme na výběr ze tří základních konfigurací. Jedná se o polární, longitudiální a transversální. Jejich schěma naleznete na obrázku (1). Jakákoliv jiná poloha vektoru magetizace se dá složit z těchto tří příadů. V rámci této práce se budeme zabývat poze polárním Kerrovýj efektem.

0.2 Aplikace magnetoopticky

Magnetooptika má jakožto velmi široký obor i široké množství uplatnění. Mezi nejznámější patří magnetooptická sektroskopie, umožňující zkoumání struktur o rozměrech řádově nanometrů. Mezi další aplikace patří 3D displaye využívající magnetické nanovrstvy. Pixely těchto displayů se pohybují pod 1 μm. 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.



Obrázek 1: Schéma geometrie Kerrova magnetooptického jevu.

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 zabýat 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

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

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. Nejjednoduší případ je rovinná vlna, jejíž předpis můžeme obecně zapsat ve tvaru

$$\vec{E} = Re(\vec{E_0} exp(-i(\omega(t - \frac{\vec{r}\vec{s}}{v}) + \varphi))), \tag{1.2}$$

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

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

$$E_x = a_x \cos(\tau + \varphi_x) \tag{1.4}$$

$$E_y = a_y \cos(\tau + \varphi_y) \tag{1.5}$$

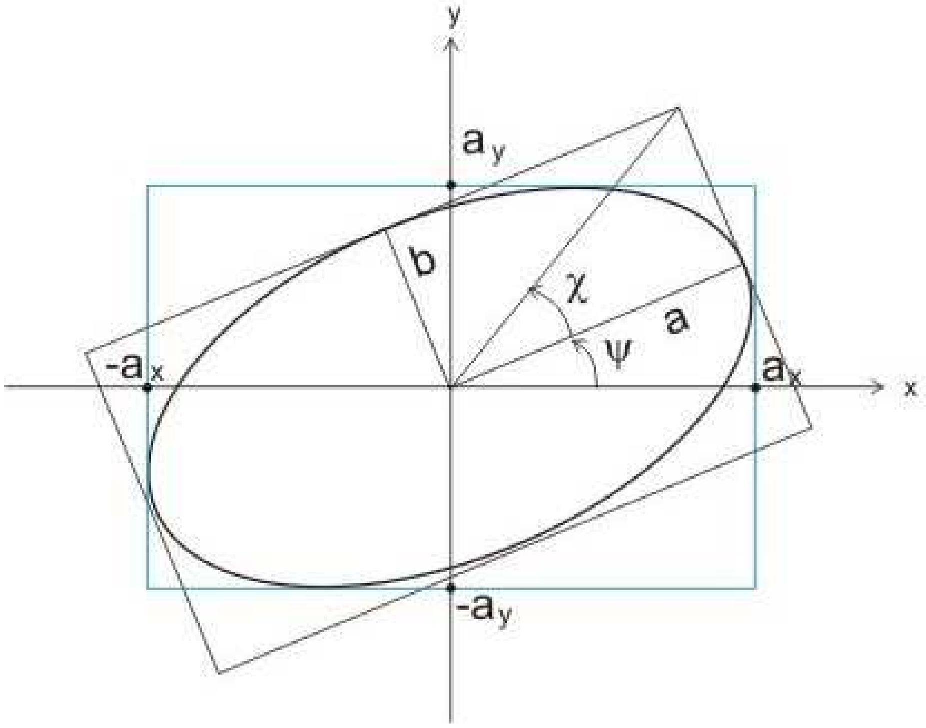
$$\tau = \omega(t - \frac{z}{v})) \tag{1.6}$$

Úpravami rovnic (1.4) a (1.5) a jejich následným sečtením můžeme docílit vztahu

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

jenž je rovnicí elispy. Z toho vyplývá, že úplně polarizované světlo má obecně eliptickou polarizace. Tato elispa 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. . . hlavní a vedlejší poloosa
2. $\psi \in [-\pi/2, \pi/2]$. . . azimut
3. $\chi \in [-\pi/2, \pi/2]$. . . úhel elipticity



Obrázek 1.1: Polarizační elispa

Úhle elipticity může nabývat i záporných hodnot, protože znaménko v sobě informaci o směru otáření vektoru elektrické intenzity. V naší konvenci máme pro pravotočivé světlo kladné hodnoty a pro levotočivé záporné. Nula odpovídá lineárně polarizovanému světu, 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 svěla 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 formalizmus 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 elektromagneticou vlnu můžeme v komplexní symbolice zapsat

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

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

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

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

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix}, \tag{1.11}$$

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 $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \ldots bzelinernchpolarizac$

2. pravotočivě kruhově polarizované světlo $\begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \ldots bzekruhovchpolarizac$

Jakoukoliv polarizaci niní můžeme popsat ve tvaru

$$\vec{J} = \alpha_1 \vec{J_1} + \alpha_2 \vec{J_2} \tag{1.12}$$

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 pomci matice 2x2. Vektor popisující světlo po interakci s prvkem popsaným maticí $\mathbb{T}$ pak získáme z jednoduché rovnice

$$\vec{J_2} = \mathbb{T}\vec{J_1} \tag{1.13}$$

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

$$\vec{J_n} = \mathbb{T}_n ... \mathbb{T}_1 \vec{J_1} \tag{1.14}$$

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 zíkáme matici odpovídající prvku otočenému o úhel ϑ

$$T' = R(\vartheta)TR(-\vartheta), \tag{1.15}$$

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

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

$$T' = F^{-1}TF \tag{1.17}$$

kde F značí matice přechodu z nečárkované baze do baze čárkované. Podrobnosti se dají najít v leckteré učebnici lineární algebry, jako je třeba [[3]].

1.2 Interakce se vzorkem

V předchozích odstavcích bylo vysvětleno, jak můžeme popsat světlo po průchodu optickou soustavou. Jako poslední nám tedy chybí řešení porblému, 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

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

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

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 přítomnost magnetického pole je tato matice diagonální, tedy nedochází k žádné interakci mezi s a p vlnami. Po zapnutí magnetického pole jsou nediagonální elemnety obecně nenulové. V případě, že máme radiálně symetrický prvek (a to např včetně mag. pole) platí užitečný vztah

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

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

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

$$\begin{aligned}
r_{ps} &= r_{sp} && (1.22)\\
t_{ps} &= -t_{sp} && (1.23)\\
r_{pp} &= -r_{ss} && (1.24)\\
t_{pp} &= t_{ss} && (1.25)\\
r_{sp}(-\vec{M}) &= -r_{sp}(\vec{M}) && (1.26)\\
t_{sp}(-\vec{M}) &= -t_{sp}(\vec{M}) && (1.27)\\
r_{ss}(-\vec{M}) &= r_{ss}(\vec{M}) && (1.28)\\
t_{ss}(-\vec{M}) &= r_{ss}(\vec{M}) && (1.29)\\
t_{ss}(-\vec{M}) &= t_{ss}(\vec{M}) && (1.30)
\end{aligned}$$

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

$$\begin{aligned}
-\frac{r_{ps}}{r_{ss}} &= \Theta_{Ks} \approx \theta_{Ks} - i\epsilon_{Ks} && (1.31)\\
\frac{t_{ps}}{t_{ss}} &= \Theta_{Fs} \approx \theta_{Fs} - i\epsilon_{Fs} && (1.32)\\
\frac{r_{sp}}{t_{pp}} &= \Theta_{Kp} \approx \theta_{Kp} - i\epsilon_{Kp} && (1.33)\\
-\frac{tsp}{t_{pp}} &= \Theta_{Fp} \approx \theta_{Fp} - i\epsilon_{Fp} && (1.34)
\end{aligned}$$

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

$$\begin{aligned}
S_R^{sp} &= \begin{bmatrix} 1 & -\Theta_K \\ -\Theta_K & -1 \end{bmatrix} && (1.35)\\
S_T^{sp} &= \begin{bmatrix} 1 & -\Theta_F \\ \Theta_F & 1 \end{bmatrix} && (1.36)
\end{aligned}$$

Pokud tyto matice transformujeme do báze kruhových polarizací, získáme

$$\begin{aligned}
S_R^{LR} &= \begin{bmatrix} 0 & r_{ss} \\ r_{ss} - ir_{ps} & 0 \end{bmatrix} && (1.37)\\
S_T^{LR} &= \begin{bmatrix} t_{ss} & 0 \\ 0 & t_{ss} - it_{ps} \end{bmatrix} && (1.38)
\end{aligned}$$

2. EM vlny v anizotropním prostředí

2.1 Vlnová rovnice v anizotropním prostředí

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

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

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0, \tag{2.2}$$

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

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \tag{2.4}$$

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

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

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

$$\vec{N} = \frac{c}{\omega}\vec{k} = (N_x\vec{i_x} + N_y\vec{i_y} + N_z\vec{i_z}) \tag{2.6}$$

Standartní řešení ve tvaru rovinné vlny

$$\vec{E} = \vec{E_0}e^{[-i(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r})]}, \tag{2.7}$$

$$\vec{B} = \vec{B_0}e^{[-i(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r})]} \tag{2.8}$$

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

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

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

$$\epsilon_{ijk}k_j\epsilon_{klm}k_lE_m + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{ij}E_j = 0 \tag{2.10}$$

Postupnou úpravou, která je podrobněji popsána v [1] a volbou soustavy souřadné, kde BÚNO $N_x = 0$ získáme maticovou rovnici

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

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 honodty N_z

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

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

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

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

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

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

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

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

$$\vec{E} = \sum_{j=1}^{2} E_{0j} \vec{e_j} e^{i\omega t - i\frac{\omega}{c}\vec{N_j}\cdot\vec{r}} \tag{2.18}$$

2.2 Šíření světla podél vektoru magnetizace

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

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

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

$$N_z^4 - 2\varepsilon_1 N_z^2 + \varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2 = 0, \tag{2.20}$$

což vede na řešení

$$N_z^2 = \varepsilon_1 \pm \varepsilon_2. \tag{2.21}$$

Z čehož získáme řádné módy šíření

$$N_\pm = \sqrt{\varepsilon_1 \pm \varepsilon_2} \tag{2.22}$$

2.3 Magnetické multivrstvy

Nyní se budeme zabývat situací, kdy máme několik tenkých anizotropních planpalarelních vrstev na sobě. Formalismus popisující tuto problematiku zavedl Yeh a je podrobně popsán napříkald v [1].

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

$$\begin{aligned}
\mathbb{D}_{1j}^{(n)} &= -\varepsilon_{xy}(\varepsilon_{xx} - N_y^2) + \varepsilon_{xx} N_y N_z, & (2.34)\\
\mathbb{D}_{2j}^{(n)} &= N_{zj}[-\varepsilon_{xy}^{(n)}(\varepsilon_{zz}^{(n)} - N_y^2)], & (2.35)\\
\mathbb{D}_{3j}^{(n)} &= (\varepsilon_{zz}^{(n)} - N_y^2(\varepsilon_{xx}^{(n)} - N_y^2 - N_{zj}^{(n)2}), & (2.36)\\
\mathbb{D}_{4j}^{(n)} &= -(\varepsilon_{xx}^{(n)} - N_y^2 - N_{zj}^{(n)2}) N_{zj}^{(n)} \varepsilon_{zz}^{(n)}) & (2.37)
\end{aligned}$$

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

$$\begin{aligned}
\vec{E}_0^{(0)}(z_0) &= [\mathbb{D}^{(0)}]^{-1}\mathbb{D}^{(1)}\mathbb{P}^{(1)}[\mathbb{D}^{(1)}]^{-1}\ldots\mathbb{D}^{(m)}\mathbb{P}^{(m)}[\mathbb{D}^{(m)}]^{-1}\mathbb{D}^{(m+1)}\vec{E}_0^{(m+1)}(z_m) & (2.38)\\
&= \mathbb{M}\vec{E}_0^{(m+1)}(z_m) & (2.39)
\end{aligned}$$

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

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

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

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

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

Přičemž platí vztah vázající tyto koeficienty s Jonesovou reflexní maticí

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

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

2.4 Jednoduchá vrstva

Pokud máme pouze jednu vrstvu na substrátu, můžeme se vyhnout řešení maticové rovnice a použít vztah

$$\Theta_K = \theta_K - i\epsilon_K = \frac{i\varepsilon_2(1 - r_{01}^2)\left[(1 + r_{12}^2 e^{-2i\beta_1})(1 - e^{-2i\beta_1}) + 4i\beta_1 e^{-2i\beta_1}\right]}{4\varepsilon_1(1 + r_{01} + r_{12}e^{-2i\beta_1})}, \tag{2.45}$$

kde $\beta_1 = n_1 \frac{\omega}{c} t_1 = \sqrt{\varepsilon_1} \frac{E}{\hbar c} t_1$ a r_{01} resp. r_{12} jsou Fresnelovy reflexní koeficienty na prvním resp. druhém rozhraní. Pro kolmý dopad dosadíme

$$r_{ij} = \frac{\sqrt{\varepsilon_j} - \sqrt{\varepsilon_i}}{\sqrt{\varepsilon_j} + \sqrt{\varepsilon_i}} \tag{2.46}$$

Po zdlouhavých úpravách lze tuto rovnici upravit a separovat na výrazy

$$\theta_K = K\frac{AC+BD}{C^2+D^2} \tag{2.47}$$

$$\epsilon_K = K\frac{BC-AD}{C^2+D^2} \tag{2.48}$$

$$K = \frac{(1-r_{01}^2)\varepsilon_2}{4\varepsilon_1} \tag{2.49}$$

$$A = s+2r_{12}^2cs-r_{12}^2s+4\beta_1r_{12}c \tag{2.50}$$

$$B = 1-c+4\beta_1r_{12}s+r_{12}^2(c-c^2-s^2) \tag{2.51}$$

$$C = r_{01}+r_{12}c+r_{01}^2r_{12}c+r_{01}2r_{12}^2c^2-r_{01}r_{12}^2s^2 \tag{2.52}$$

$$D = r_{12}s+2r_{01}r_{12}^2cs+r_{01}^2r_{12}s \tag{2.53}$$

$$c = \cos 2\beta_1;\ s = \sin 2\beta_1, \tag{2.54}$$

které jsou o něco použitelnější pro numerický výpočet.

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 spektometr 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 (3.1). 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 analyzátorem, který je natočený o úhel $\pi/2$ od svilé 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.

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

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

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

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

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

$$\Theta_K \approx \theta_K - i\epsilon_K \tag{3.4}$$

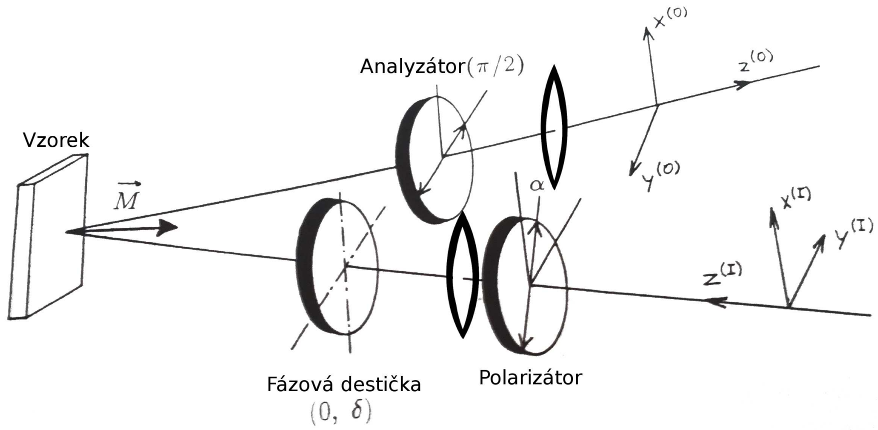
Výraz (3.3) se pak redukuje na

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

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 ideáním 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

$$\epsilon_K = (K - \theta_K \cos\delta)/\sin\delta \tag{3.6}$$

Tato závislost předpokádá 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 nafitované konstanty od sebe odečteme a vydělíme dvěmi.



Obrázek 3.1: Schéma metody téměř zkřížených polarizátorů.

3.1.2 Použitá zařízení

Fotografii celé aparatury můžete vidět na obrázku (3.2).

Jako zdroj světla používáme lampu typ DH-2000-BAL od Ocean Optics. Tato lampa obsahuje deuteriovou a halogenovou trubici. Obě najedou pokrývají spektrální rozsah od 215 nm do 2500 nm, což dalece přesahuje rozsah detektoru. Intenzita světla je téměř stejná v celém spektru, avšak část oblasti malých vlnových délek je ztracena především v optických vláken. Z toho důvodu vzniká v této oblasti výrazně větší spektrální šum, avšak dostatečná doba integrace signálu tuto vadu 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.

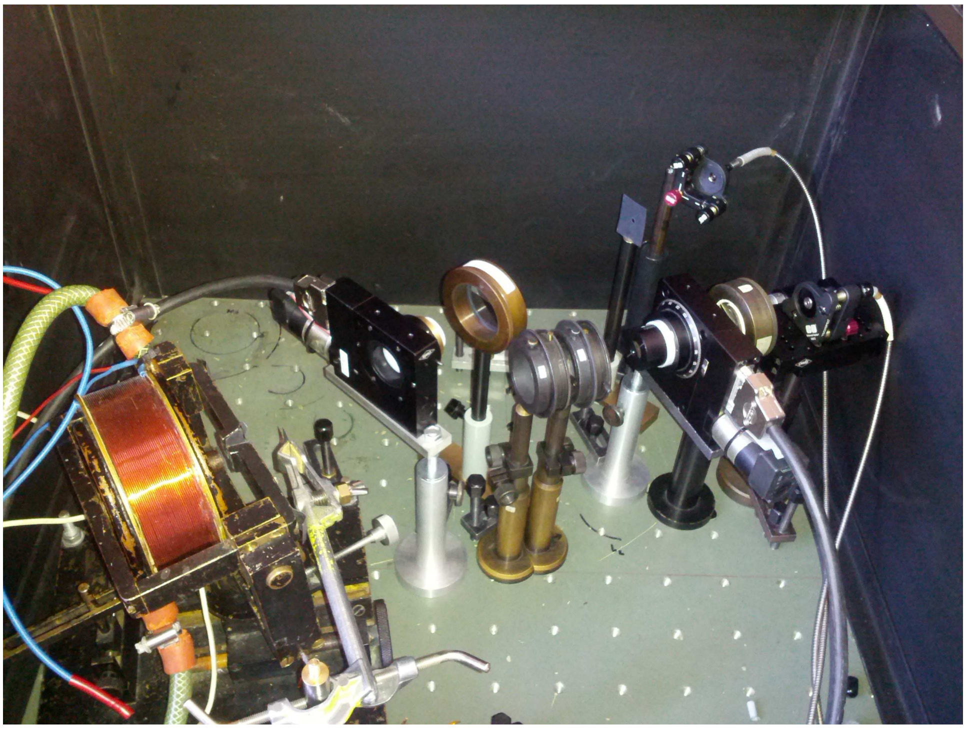
K analýze světla používáme CCD spektrometr USB2000+ od Ocean Optics. Jeho schéma naleznete na obrázku (3.3), přičemž opis jednotlivých komponent naleznete v [4]. Rozsah spektrometru je přibližně od 200 do 900 nm s rozlišovací schopností 0.3 nm (FWHM). Komunikace se spektrometrem je zprostředkována přes rozhraní USB protokolem VISA.

3.1.3 Průběh měření

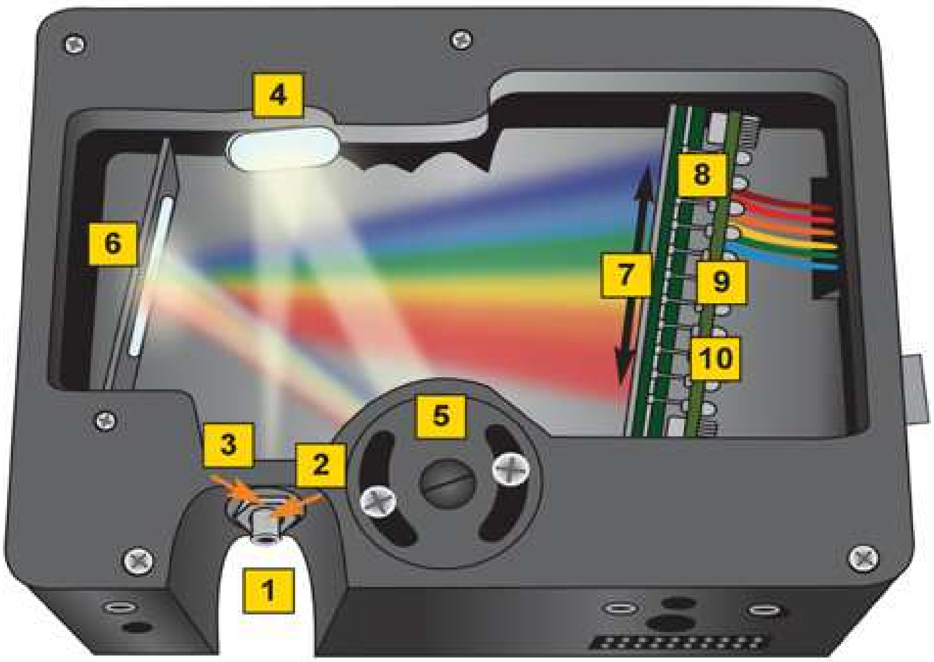
Samotné měření se dá rozdělit do dvou částí. První je nastavení aparatury a druhá samotné měření. Toto rozdělení respektuje i ovládací program.

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



Obrázek 3.2: Fotografie aparatury pro metodu skřížených polarizátorů



Obrázek 3.3: Schéma sektrometru USB2000+

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, aby úhel odrazu do detektoru odpovídal Brewsterově úhlu. Díky tomu pro nastavení polarizátoru na p-polarizaci detekujeme minimální intenzitu světla. To platí nezávisle na vlnové délce, proto je nejvhodnější vyhodnocovat pouze neiintenzivnější 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 zkřížit, aby měřené závislosti byli co nejsymetričtější, 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 (3.5) až (3.7) 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.

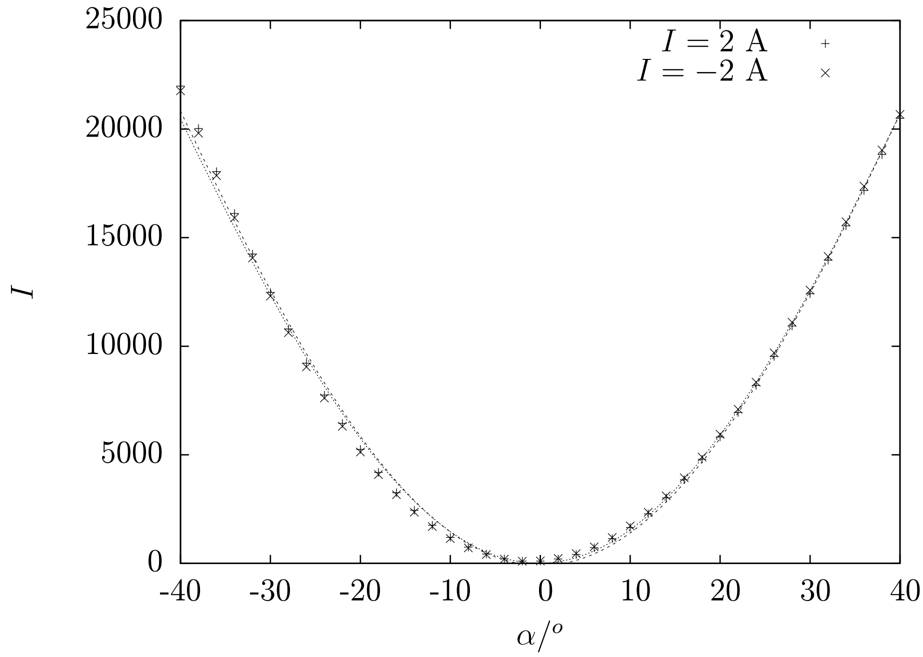
Pro fitování předepsané závislosti (3.5) používáme Krameriovu metodu. Vzhledem k posunu nulové intenzity na detektoru je konečná fitovaná závislost

$$I(\alpha) = a_1 + a_2 \sin^2(\alpha) + a_3 \sin(2\alpha) \tag{3.7}$$

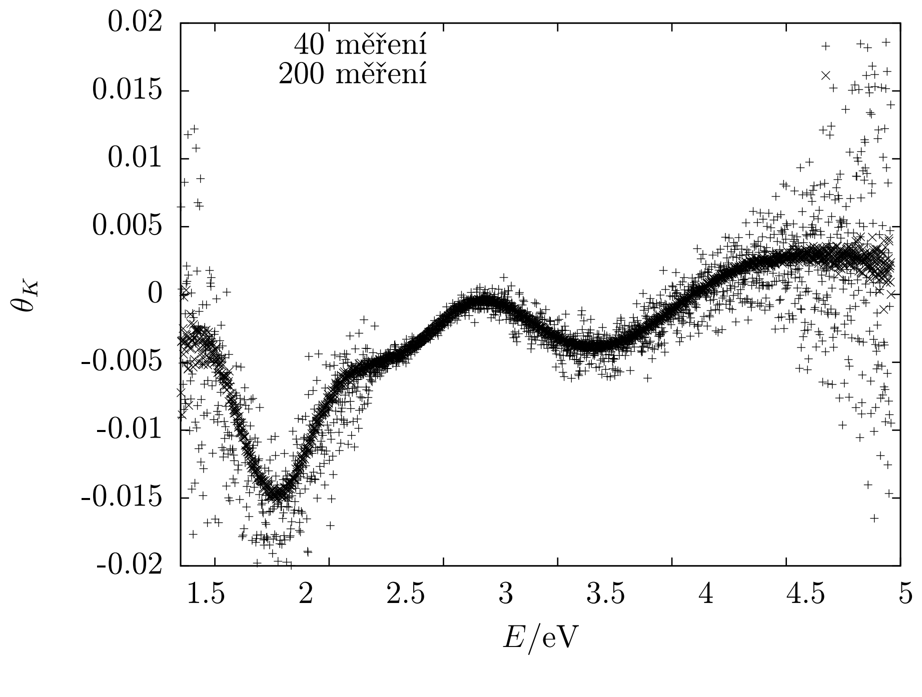
kde a_1 odpovídá zmíněnému posunu, a_2 je úměrné reflektivitě vzroku, ale vzhledem ke ztrátám na optických prvcích a v optickém vlákně nemá přílišný význam a z a_3 dopočteme za pomoci vztahu $\frac{a_3}{a_2} = (\theta_K \cos\delta + \epsilon_K \sin\delta)$ příslušný elisometrický koeficient, jak už bylo zmíněno výše. Ukázku naměřený závislosti pro $\lambda = 520$ nm s nafitovanými křivkami naleznete na obrázku (3.4).

3.2 Modulační metoda

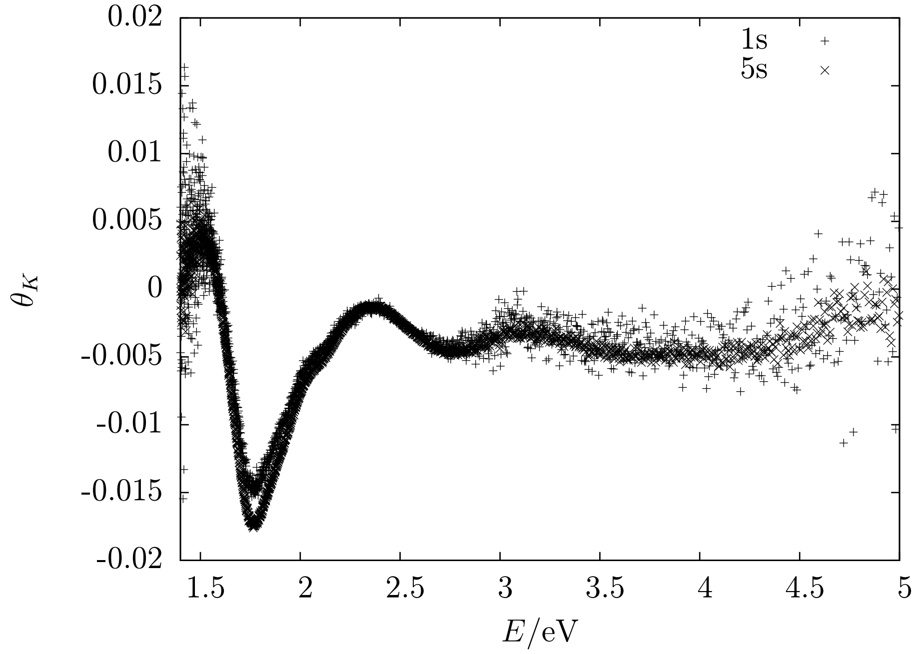
Druhá aparatura, kterou používáme je na obrázku (3.8). Sestává z monochromátoru, polarizátoru, Faradayovy nulovací cely, Faradayovy modulační cely, fázové destičky, vzorku v magnetickém poli, analyzátoru zkříženým s polarizátorem a fotonásobiče s detektorem. Faradayova cela, jak již bylo zmíněno v úvodu, stáčí rovinu polarizovaného světla v závislosti na velikosti magnetického pole. To je řízeno proudem vcívkce, která je navinutá kolem skleněného válce, kterým prochází světlo.



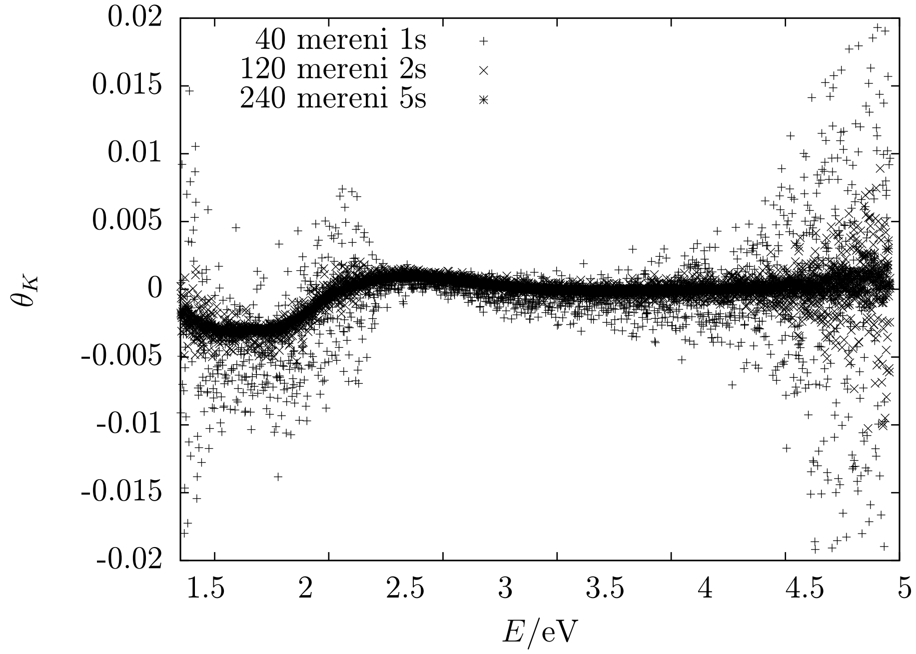
Obrázek 3.4: Naměřená závislost intenzity na úhlu natočení polarizátoru pro $\lambda =$ 520 nm



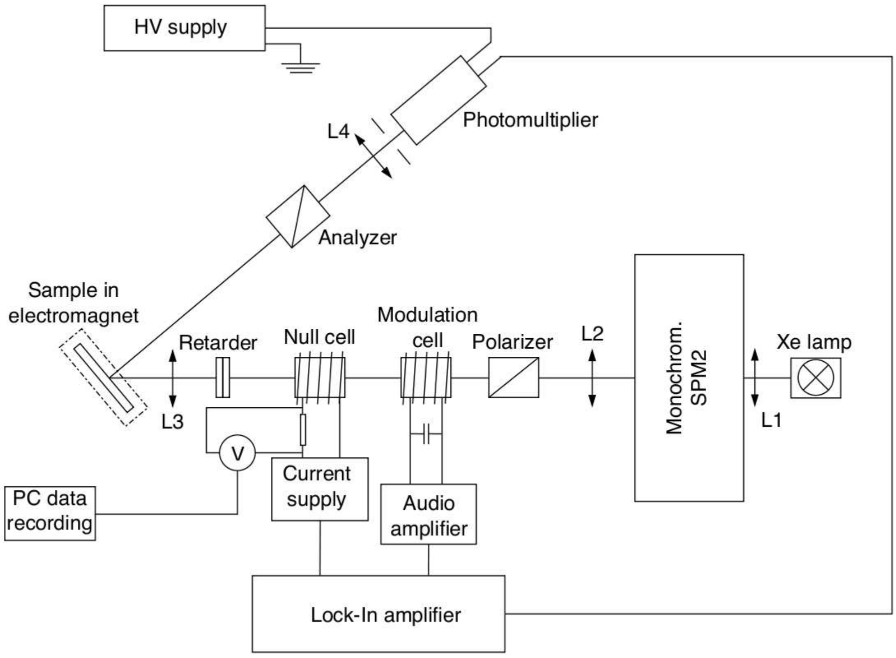
Obrázek 3.5: Naměřené spektrum v pro různé množství měřených úhlů.



Obrázek 3.6: Naměřené spektrum v pro různé integrační doby spektra.



Obrázek 3.7: Naměřené spektrum v pro různé množství měření a integrační doby spektra.



Obrázek 3.8: Schéma modulační metody

Jonesův vektor světla na konci aparatury získáme anoalogicky jako v předešlém případě.

$$J = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\beta_0 \sin \omega_m t) & -\sin(\beta_0 \sin \omega_m t) \\ \sin(\beta_0 \sin \omega_m t) & \cos(\beta_0 \sin \omega_m t) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\eta & -\sin\eta \\ \sin\eta & \cos\eta \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

$$\begin{bmatrix} \sin\alpha \\ \cos\alpha \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

$$= \begin{bmatrix} 0 \\ \cos\eta(r_{ps}e^{i\frac{\delta}{2}}\cos\tau + r_{pp}e^{-i\frac{\delta}{2}}\sin\tau) \quad -\sin\eta(r_{ps}e^{i\frac{\delta}{2}}\sin\tau - t_{pp}e^{-i\frac{\delta}{2}}\cos\tau) \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

$$\tau = \beta_0 \sin \omega_m \quad (3.11)$$

Po další úpravách, které jsou podrobněji rozebrány například v [1] získáme vztah pro intenzitu

$$I \approx \frac{1}{2}\left[|r_{ps}|^2 + |r_{pp}|^2(\eta+\tau) + (r_{ps}r_{pp}^* e^{i\delta})^2 + r_{ps}^* r_{pp} e^{-i\delta})(\eta+\tau)\right] \quad (3.12)$$

a oscilující komponenta při ω_m je

$$I_{\omega_m} \approx |r_{pp}|^2 \left[\eta + \mathrm{Re}\left(\frac{r_{ps}}{r_{pp}}e^{i\delta}\right)\right]\tau \quad (3.13)$$

V našem případě používáme synchronní detekci. Velikost Kerrova jevu určujeme z oscilující složky úměrné ω_m.

3.3 Zařízení

Nová aparatrura obsahuje monochromátor TRIAX 550. Jedná se o mřížkový monochromátor s možností volby z různých mřížek. V našem případě máme na

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

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 zroj elektrického proudu pro magnet používáme zdroj stejnosměrbého proudu Kepco BOP. Standartně do magnetu pouštíme ± 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 ovládaví program kvůli novým komponentám.

3.4.1 Nastavení experimentu

Tento program má několik funkcí, které usnadňují nastavení experimetnu. Konkrétně umožňuje manuální kontrolu magnetu a monochromátoru s tím, že má přednastavených několik užitečných nastavení pro nastavování experimentu.

3.4.2 Měření spektra

Program umožňuje proměření spektra ve zvoleném rozahu s libovolným krokem. Dále umožňuje nastavení tolerance chyby měření, čekací doby po přepólování magnetu, 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 prlběhu 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 stejně 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. Po skončení měření jsou data uložena do expterního 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 ekvidistantě různé hodnoty proudu od I po -I a zpět. Druhá metoda, tzv. four loop, spočívá v postupném proměření hodnot vzdálených o ΔI od hodnoty proudu I resp -I, přičemž tato vzálenost roste se zadaným krokem. V průběhu měření je postupně vykreslován graf.

4. Vzorky

4.1 Ultratenké vrstvy $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$

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 měli 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 zípis. Jejich hlavní předností je velká Curiova teplota, vysoká koercitiva a veliká magnetická anizotropie. Naše vzorky byli depozitovány 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). Tloušťka 110nm.

4.3 Heuslerovy slitiny

Jako poslední typ vzorků jsme použili zástupce z Heuslerovývh slitin. Námi zkoumané vzorky různou směsí koblatu, železa a křemíku. Substrát vzorku byl MgO. Na něm je 5 nm chrómu, 20 nm slitiny a navrchu 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

5.1 Heuslerovy slitiny

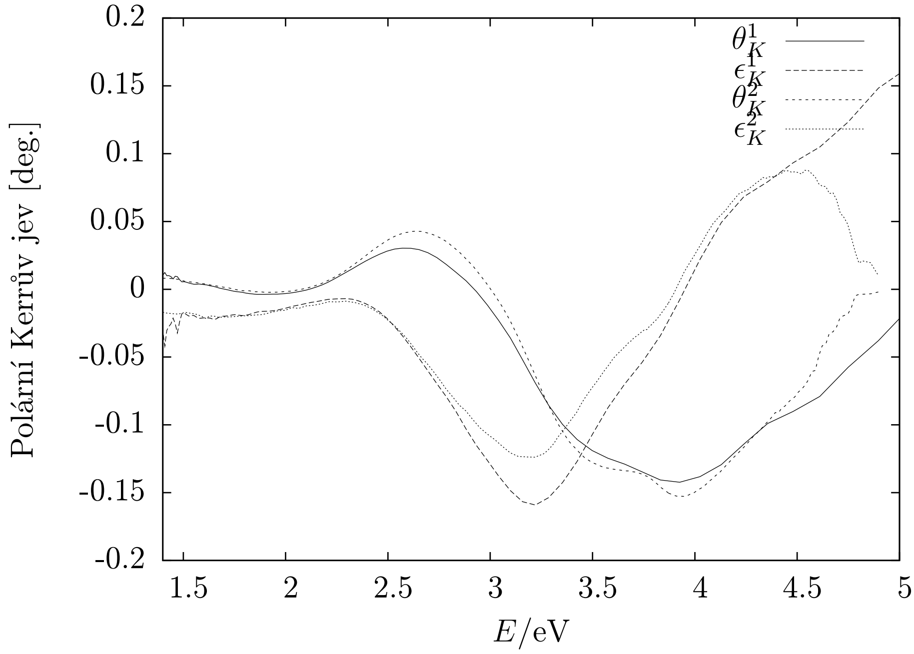
Spektra vzorků Heuslerových slitin jsou na obrázcích (5.3) a (5.4). Na nich můžete dobře vidět srovnání výsledku obou použitých metod. Tvar spekter je zcela totožný, až na odchylku u CoFeSi2 okolo hodnoty 2.5 eV, kdy se do měření obtiskla nestálost intenzity lampy. Amplituda efektu se liší, protože magnet aparatury se zkříženými polarizátory vytváří nedostatečné magnetické pole pro nasycení vzorků. Ze spekter je také dobře vidět, že vetší přítomnost železa oroti kobaltu ve vzorku má za následek větší efekt.

5.2 Kobaltové ferity

Výsledky měření koblatových feritů jsou na obrázcích (5.5) a (5.6). Z nich je dobře vidět, že vzorek je až do hodnoty 2.5 eV průhledný, protože na spektru vznikl interferenčí obrazec pro tenkou vrstvu. Dále je vidět, že s depoziční teplota nemá příliš velký vliv na výsledný efekt vzorku.

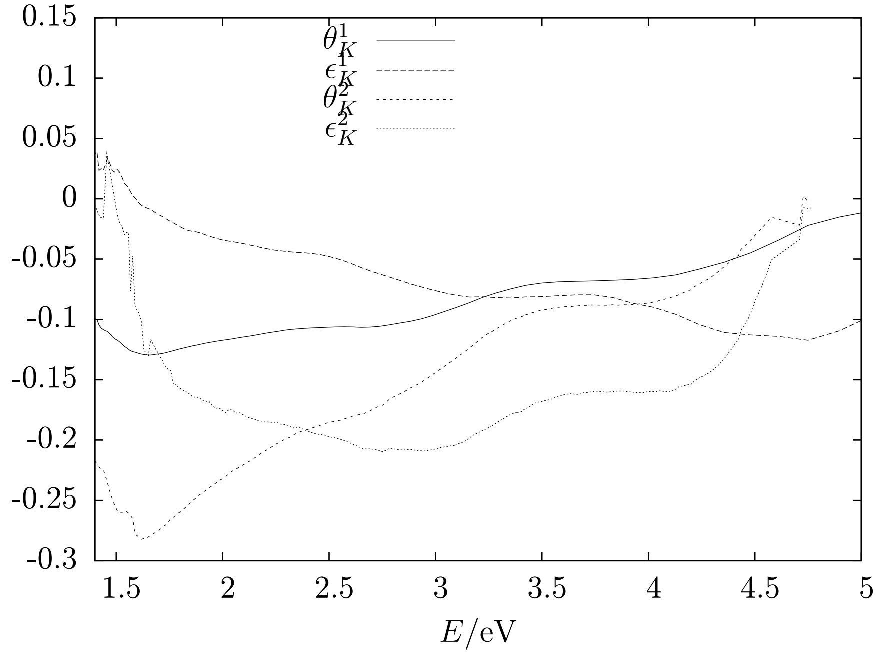
5.3 PLD

Spektra vzorků PLD můžeme srovnat s teoretickými hodnotami, které jsme vypočítali dle vztahu (2.45). Výsledky jsou na obrázcích (5.1) a (5.2), na kterých je dobře vidět, že spektra získaná oběmy experimentálnímy metodami velmi dobře odpovídají teoretickému předpokladu.

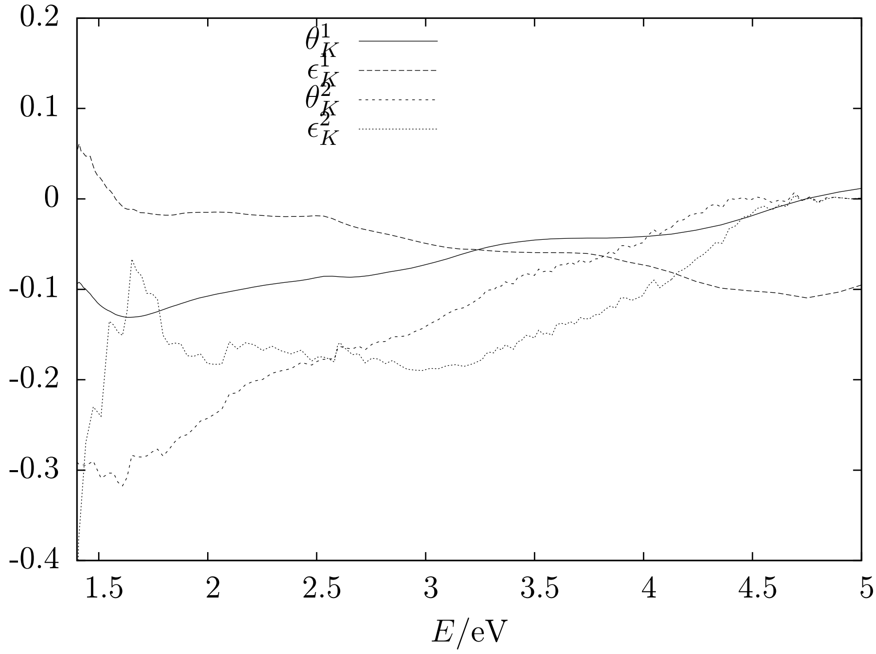


Obrázek 5.1: Spektrumn vzorku PLD186

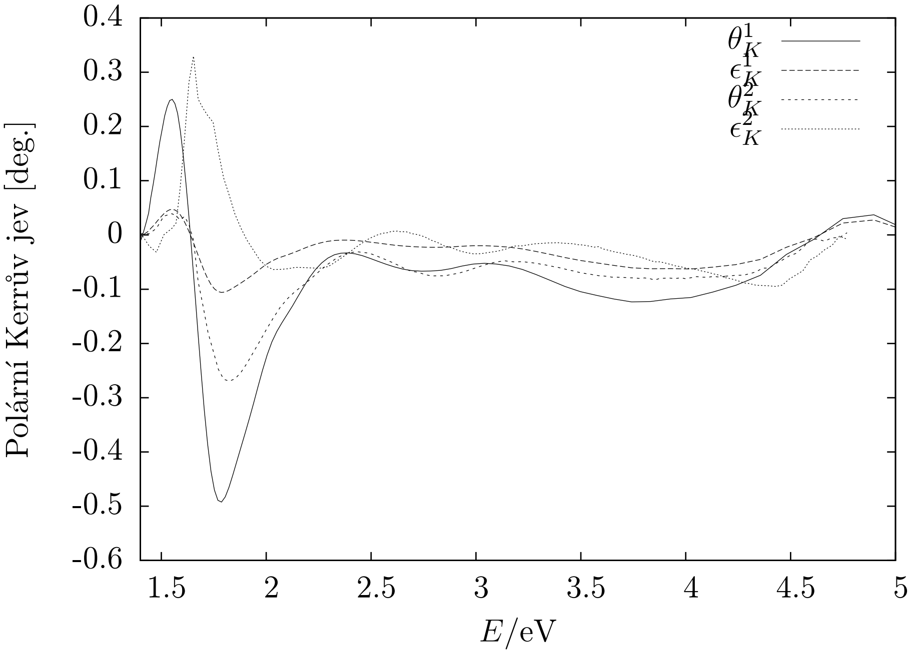
Obrázek 5.2: Spektrumn vzorku PLD202



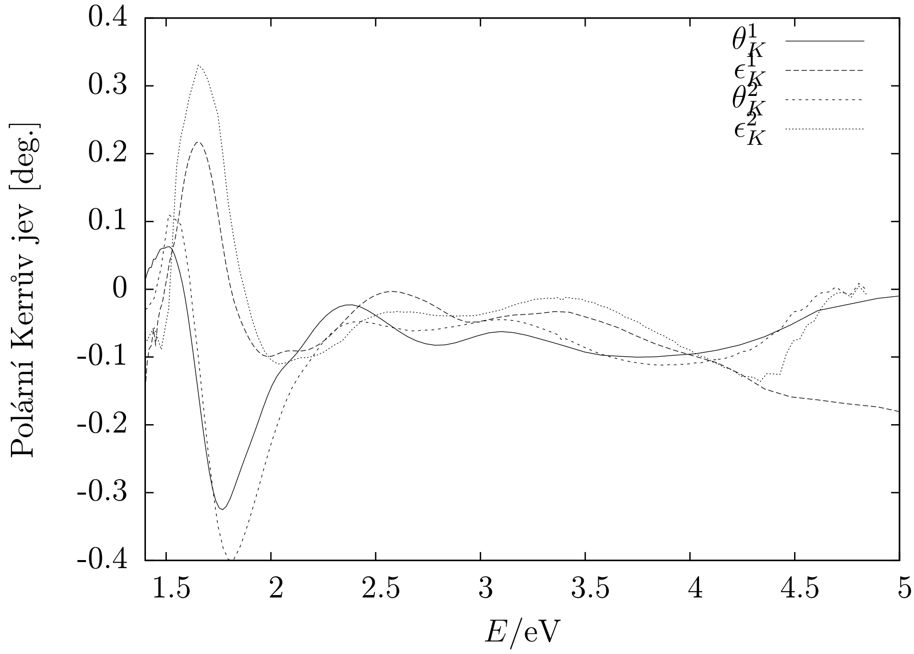
Obrázek 5.3: Spektrumn vzorku CoFeSi1



Obrázek 5.4: Spektrumn vzorku CoFeSi2



Obrázek 5.5: Spektrumn vzorku CoF-RT-A750



Obrázek 5.6: Spektrumn vzorku CoF-RT-A1100

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 dřive používané metody jsme dospěli ke shodě. Nová metoda je navíc výrazně rychlejší, konstrukčně jednodušší, variabilnější a spolehlivější. Jako další podstatná výhoda stojí za zmíňu 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 magnetooptical materials.* Taylor & Frencis Group, Oxon, 1997. ISBN 0-7503-0362-X.

[3] ŠMÍD, Dalibor: *Lineární algebra pro fyziky.* http://www.karlin.mff.cuni.cz/ smid/

[4] *U*SB2000+ Data sheet, www.oceanoptics.com