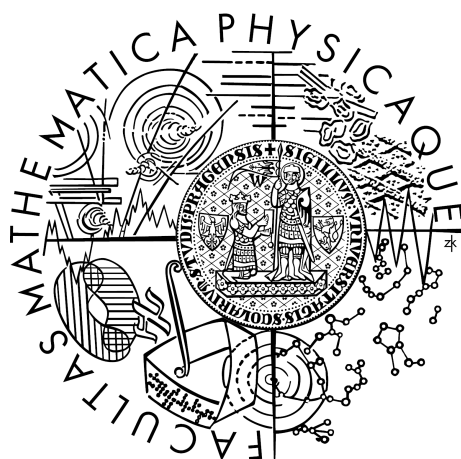


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Daniel Král

Studium fyzikálních vlastností Heuslerovy slitiny Co_2MnSi spektroskopickými metodami

Fyzikální ústav Univerzity Karlovy

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

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2015

Ze všeho nejdříve bych rád poděkoval RNDr. Martinu Veisovi Ph.D. a Bc. Lukáši Beranovi za jejich neutichající entusiasmus při zodpovídání mých (mnohdy zcela nezasvěcených) dotazů a za výjimečně přátelskou atmosféru, kterou na našem společném pracovišti vytvářejí.

Dále mi dovolu poděkovat Marku Pšenkovi a Šimonu Fukovi, kteří mi svým přátelstvím po celé tři roky zpříjemňovali studium a zároveň mi ochotně pomáhali se vším, na co bych sám nikdy nestačil.

Samozřejmě nemohu nepoděkovat Ph.D. Janu Donovalovi. Bez jeho vedení a rad během svých gymnaziálních let bych studium na naší fakultě pravděpodobně vůbec nezapočal.

Největší dík však patří mé rodině. Od začátku studií až po dnešní den jste mě nepřestali podporovat, vést mě a dělit se o zkušenosti, které jste během svého studia nasbírali vy. Tato práce je především vaší prací.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval 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 Heuslerovy slitiny Co_2MnSi spektroskopickými metodami

Autor: Daniel Král

Katedra: Fyzikální ústav Univerzity Karlovy

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Martin Veis Ph.D, Fyzikální ústav Univerzity Karlovy

Abstrakt: V posledních letech se Heuslerovy slitiny projevily jako vhodné materiály pro spintronicke aplikace. Jejich magnetické a optické vlastnosti jsou silně provázány s vnitřní strukturou, z tohoto důvodu se jejich krystalografické uspořádání stalo důležitým předmětem současného výzkumu. Co_2MnSi může obsahovat různé typy mřížek, např. B2 a $L2_1$, přičemž B2 přechází na $L2_1$ procesem žíhání. V této práci předkládáme studii optických a magnetooptických vlastností Co_2MnSi filmů s rozdílnou teplotou žíhání. Použitými metodami byla spektroskopická elipsometrie a magnetooptická spektroskopie v lineární i kvadratické konfiguraci, přičemž cílem bylo především ukázat, zda jsou magnetooptické metody přesnějším nástrojem k odhalování změn v krystalickém uspořádání než spektroskopická elipsometrie .

Klíčová slova: Magnetooptická spektroskopie, kvadratický Kerrův jev, spektroskopická elipsometrie

Title: Spectroscopic studies of Co_2MnSi Heusler alloy

Author: Daniel Král

Department: Institute of Physics of Charles University

Supervisor: RNDr. Martin Veis Ph.D., Institute of Physics of Charles University

Abstract: In the last years Heusler compounds showed properties that make them suitable materials for spintronic applications. Their magnetic and optical properties are strongly dependent on their structural order, making it an important matter of research. Co_2MnSi can exhibit different types of lattices, i.e. B2 and $L2_1$, while B2 transits to $L2_1$ by the process of annealing. In this work we present a study of optical and magneto-optical properties of Co_2MnSi thin films with different annealing temperatures. Spectroscopic ellipsometry as well as magneto-optical spectroscopy in linear and quadratic configurations were used as experimental techniques. Our goal was to determine whether the magneto-optical measurements are more accurate tools for lattice transitions studies than spectroscopic ellipsometry.

Keywords: Magneto-optic spectroscopy, quadratic Kerr effect, spectroscopic ellipsometry

Obsah

Úvod	2
1 Teoretické základy	4
1.1 Úvod	4
1.2 Popis elipsy	5
1.3 Jonesovy vektory	5
1.4 Jonesovy matice	8
1.5 Matice reflektivity	10
1.6 Magnetooptické konfigurace	11
1.7 Kerrův jev	13
1.8 Tenzor permitivity	14
1.9 Polární Kerrův jev při kolmém úhlu dopadu	15
1.10 Magnetické multivrstvy	17
1.11 Kvadratický Kerrův jev	19
2 Použité metody měření	21
2.1 Spektroskopická elipsometrie	21
2.1.1 Experimentální uspořádání	21
2.1.2 Nulovací elipsometrie	22
2.2 Měření polárního MOKE	23
2.2.1 Metoda rotujícího analyzátoru	23
2.2.2 Průběh měření	24
2.2.3 Použitá zařízení	25
2.3 Měření QMOKE	25
2.3.1 Čtyřbodová metoda	25
2.3.2 Průběh měření	27
3 Výsledky měření	29
3.1 Úvod	29
3.2 Spektroskopická elipsometrie	30
3.3 Polární MOKE	31
3.4 QMOKE	33
Závěr	37
Literatura	38

Úvod

Heuslerovy slitiny nesou svůj název po jejich objeviteli Friedrichu Heuslerovi. V roce 1903 jako první zkoumal vlastnosti slitiny mědi, manganu a hliníku, která se chová jako feromagnet, ačkoli jednotlivé složky feromagnetické nejsou. Dnes jsou Heuslerovy slitiny široce studovanou třídou, do které se řadí přes 1000 různých materiálů. Nacházíme pro ně využití v široké škále technických odvětví - od energetiky, kde slouží k výrobě termočlánků a solárních panelů, až po spintroniku, která využívá polokovového charakteru některých podtříd [1].

Vlastnosti těchto výjimečných materiálů jsou silně ovlivněny jejich vnitřní strukturou. Drobná změna krystalické mřížky může mít například za následek změny v chování Heuslerovy slitiny vložené do magnetického pole. Jednou z metod ovlivňování krystalografické struktury je tzv. žíhání, tedy proces, při kterém je materiál nejprve přiveden do vysoké teploty a ochlazen, čímž se zakonzervuje dané vysokoteplotní uspořádání molekul.

Změna elektronové struktury materiálu se výrazně projevuje na jeho optických vlastnostech. Konkrétním příkladem je změna polarizace světla od materiálu odraženého. Měřením této změny je pak možné získat kompletní informaci o permisivitě, jejíž znalost je k popisu dané látky zcela nezbytná.

Permitivita je pro opticky izotropní materiály bez indukované anizotropie diagonálním tenzorem, můžeme jí tedy brát jako skalár. Pokud však v materiálu anizotropii indukujeme (např. působením vnějšího pole), přestávají být nediagonální složky nulové [2]. K měření těchto složek již běžné optické metody nestačí a je nutné použít jiných nástrojů.

Jedním z nejefektivnějších je magnetooptická spektroskopie. Její princip spočívá ve vyvolání optické anizotropie pomocí magnetického pole a následném měření změn polarizačního stavu odraženého, případně prošlého světla. Z těchto změn jsme schopni určit složky tzv. magnetooptických tenzorů, které dále určují složky tenzoru permitivity [3]. Výhodou těchto metod je jejich relativní jednoduchost a přímočarost, která se projevuje jak na čase stráveném měřením, tak na nárocích kladených na použité přístroje [4].

Cílem této práce je využít optických a magnetooptických metod k popisu změn fyzikálních vlastností způsobených žíháním tenkých vrstev Co_2MnSi . Výzkum těchto slitin ukázal, že zvyšováním teploty žíhání v nich narůstá výskyt $L2_1$ krystalového uspořádání. Naším úkolem je změřit tzv. magnetooptický Kerrův jev, což je změna polarizačního stavu světla při odrazu od zmagnetizovaného materiálu. V naší práci ověříme, zda je zvýšený výskyt $L2_1$ mřížky zodpovědný za zvýšení Kerrůva jevu [5] a pokud ano, zda jsou magnetooptické metody dostatečně citlivým nástrojem ke zkoumání změny krystalografického uspořádání v této slitině.

Bakalářská práce je rozdělena do tří kapitol. V první kapitole zavedeme teoretické základy problematiky. Nejprve popíšeme formalismus užívaný k popisu polarizace světla a její změny, poté uvedeme a popíšeme Kerrův jev. Nakonec popíšeme interakci světla s vrstevnatým materiálem. Ve druhé kapitole se budeme věnovat popisu metod, které k výzkumu použijeme. Nejprve nastíníme základy spektroskopické elipsometrie, poté popíšeme ryze magnetooptické metody, konkrétně metodu zkřížených polarizátorů a čtyřbodovou metodu. Ve třetí kapitole

prezentujeme výsledky dosažené pomocí představených experimentálních metod, včetně jejich interpretace a zhodnocení.

1. Teoretické základy

1.1 Úvod

K efektivnímu popisu magnetooptických jevů je nejprve nutné popsat polarizaci světla. V této sekci shrneme základní formalizmus a poté přejdeme k aplikaci tohoto formalizmu na popis změn polarizace při interakci světla s materiálem.

Světlo ve volném prostoru popisujeme jako transverzální elektromagnetické vlnění o dvou vzájemně ortogonálních složkách [6]:

$$\vec{E} = \vec{E}(r, t), \quad (1.1)$$

$$\vec{B} = \vec{B}(r, t), \quad (1.2)$$

které jsou svázány vztahy

$$\vec{E} = -v\vec{s} \times \vec{B} \quad (1.3)$$

$$\vec{B} = \frac{1}{v}\vec{s} \times \vec{E} \quad (1.4)$$

které vyplývají z Maxwellových rovnic (zde vektor \vec{s} je jednotkový vektor ve směru šíření vlny a v je velikost její fázové rychlosti). Při interakci světla s látkou dominují jevy vyvolané jeho elektrickou složkou nad jevy způsobenými složkou magnetickou. To je dané tím, že při vysokých optických frekvencích magnetické dipóly v materiálu na změny magnetického pole nereagují. Je tedy vhodné záření popisovat pomocí jeho elektrické složky s vědomím, že magnetickou složku je možné pomocí rovnice (1.4) kdykoli dopočítat. Pokud zvolíme směr šíření vlny ve směru osy z , můžeme funkci (1.3) psát ve tvaru

$$\vec{E}(z, t) = E_x(z, t)\vec{x} + E_y(z, t)\vec{y}, \quad (1.5)$$

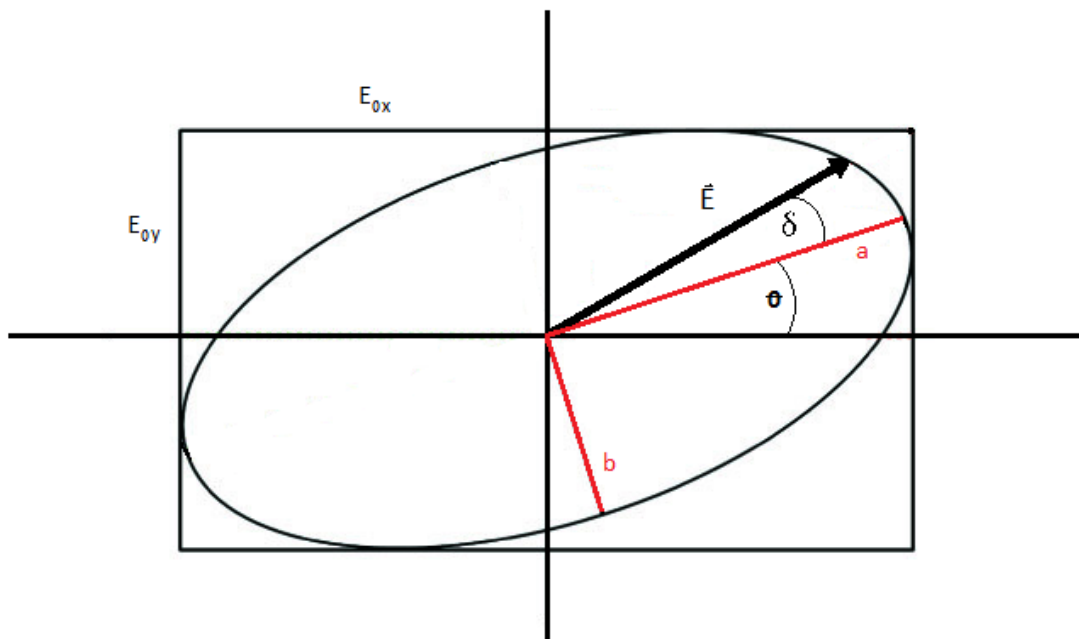
kde

$$E_x(z, t) = E_{0x} \cos(k_z z - \omega t), \quad (1.6)$$

$$E_y(z, t) = E_{0y} \cos(k_z z - \omega t + \delta), \quad (1.7)$$

kde k_z je složka vlnového vektoru podél směru šíření, E_0 je amplituda vlny, ω je úhlová frekvence, t je čas a δ je rozdíl fází obou složek [6]. Rovnice (1.6) a (1.7) popisují dvě na sobě nezávislé ortogonální vlny, jejichž lineární kombinací (1.5) dostaneme původní vlnu $\vec{E}(z, t)$.

Pokud $\delta = 0 \pm n\pi$, kde $\{n \in 0, \pm 1, \dots\}$, obě složky kmitají tzv. ve fázi a výsledná interference dá vlnu kmitající v jedné rovině, která se při projekci na rovinu \overline{xy} zobrazí jako přímka. Tehdy řekneme, že je světlo lineárně polarizované. Podobně pokud je $\delta = \pm\pi/2 \pm n\pi$, bude konec vektoru \vec{E} v rovině \overline{xy} opisovat kružnici. Tehdy je světlo kruhově polarizované. V nejobecnějším případě je pak světlo polarizované elipticky (obr. 1).



Obrázek 1.1: Parametry užívané k popisu elipsy

1.2 Popis elipsy

Při popisu obecně polarizovaného světla můžeme vyjít z analytické geometrie a jejích nástrojů pro popis elipsy. Elipsu můžeme popsat čtyřmi parametry [7]:

Azimut θ : úhel mezi souřadnou osou x a hlavní poloosou a . Určuje natočení elipsy polarizace vzhledem k souřadnému systému.

Elipticita e : definujeme jako poměr poloos, $e = \pm b/a$ (znaménko závisí na pravotočivosti, resp. levotočivosti světla). Elipticita určuje tvar elipsy. Můžeme dále definovat úhel elipticity ϵ jako $\tan \epsilon = e$.

Fázový posun δ : V rámci analytického popisu elipsy můžeme definovat jako úhel mezi $\vec{E}(z, t = 0)$ a hlavní poloosou a .

Celková amplituda E_0 : definujeme jako $E_0 = \sqrt{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} = \sqrt{a^2 + b^2}$.

K popisu magnetooptických jevů nám z těchto parametrů budou stačit pouze první dva.

1.3 Jonesovy vektory

Věnujme se nyní popisu změny polarizace optickými prvky. Možných metod je více (mezi nimi např. Stokesův či Muellerův formalismus), nicméně pro naše účely je nejvhodnější Jonesův formalismus (R. C. Jones, 1941). Ten však můžeme aplikovat pouze v případě úplně polarizovaného světla. Pokud je záření částečně polarizované nebo nepolarizované, pozbývá Jonesův formalismus na platnosti.

Jonesův formalismus reprezentuje polarizační stav světla jako vektor v komplexním vektorovém prostoru o dvou dimenzích [8]. Zapišme nejprve vektor elektrické intenzity jako

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

kde E_x, E_y jsou složky vektoru elektrické intenzity zavedené rovnicemi (1.6), (1.7). Tento vektor můžeme rozepsat do tvaru

$$\vec{E} = \exp[i(kz - \omega t)] \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y}e^{i\delta} \end{pmatrix}, \quad (1.9)$$

kde využíváme Eulerova vztahu k přepisu harmonické funkce pomocí komplexní exponenciály. Prefaktor vektoru (1.9) obsahuje pouze veličiny, které s polarizací světla nesouvisí, zatímco samotný vektor obsahuje veškerou informaci, kterou k popisu polarizace potřebujeme. Jde o tzv. Jonesův vektor \vec{J} . Z hlediska normování je potom výhodné psát Jonesovy vektory ve tvaru

$$\vec{J}_{\alpha,\delta} = \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

kde $\alpha = \arctan \frac{E_{0y}}{E_{0x}}$. Spodní indexy α a δ ve výrazu $\vec{J}_{\alpha,\delta}$ značí, ve kterých proměnných daný polarizační stav popisujeme.

Jako bázi prostoru Jonesových vektorů volíme dva vhodné polarizační stavy, jejichž vektory splňují relace ortogonality

$$\langle \vec{J}_1 | \vec{J}_2 \rangle = \langle \vec{J}_2 | \vec{J}_1 \rangle = 0, \quad (1.11)$$

kde skalární součin $\langle | \rangle$ definujeme jako

$$\langle \vec{v} | \vec{w} \rangle = v_x w_x^* + v_y w_y^*. \quad (1.12)$$

Bázi, kterou takto můžeme zavést, je například normalizovaná báze lineárních polarizací [7]

$$\vec{E}_x = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.13)$$

$$\vec{E}_y = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

První z vektorů zřejmě reprezentuje vlnu polarizovanou lineárně ve směru osy x , druhý pak vlnu polarizovanou lineárně ve směru osy y .

Obdobně zavádíme bázi dvou kruhově polarizovaných vln

$$\vec{E}_R = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}, \quad (1.14)$$

$$\vec{E}_L = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}.$$

kde \vec{E}_R reprezentuje pravotočivou vlnu, \vec{E}_L levotočivou.

Teoreticky je možné vytvořit nekonečně mnoho různých bází, do kterých můžeme rozložit libovolný polarizační stav. Volba vhodné báze pak závisí na charakteru řešené úlohy. V naší práci ale dále využijeme pouze bází (1.13) a (1.14).

Zavedme dále operátor rotace R_σ [7]. Ten má význam matice přechodu mezi dvěma kartézskými bázemi (1.13), které jsou navzájem otočené o úhel σ

$$R_\sigma = \begin{pmatrix} \cos \sigma & -\sin \sigma \\ \sin \sigma & \cos \sigma \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

Pomocí R_σ nyní popíšeme elipticky polarizované světlo v proměnných θ a ϵ .

Mějme elipticky polarizované světlo s poloosami ve směru os kartézské soustavy souřadnic, tedy $\theta = 0$ (viz 1.1). V tomto případě je poměr amplitud stejný jako poměr poloos a máme tedy $\alpha = \epsilon$. Jonesův vektor je pak

$$\vec{J}_\epsilon = \begin{pmatrix} \cos \epsilon \\ i \sin \epsilon \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

Pro nenulové θ můžeme na \vec{J}_ϵ aplikovat rotaci R_σ , kde položíme $\sigma = \theta$. Nový Jonesův vektor pak bude popisovat elipsu, která je proti souřadné soustavě o daný azimut natočena

$$\vec{J}_{\epsilon,\theta} = R_\sigma \vec{J}_\epsilon = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \epsilon - i \sin \theta \sin \epsilon \\ \sin \theta \cos \epsilon + i \cos \theta \sin \epsilon \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Vektor (1.17) nyní zjednodušíme vytknutím členu $(\cos \theta \cos \epsilon - i \sin \theta \sin \epsilon)$, tedy

$$\vec{J}_{\epsilon,\theta} = (\cos \theta \cos \epsilon - i \sin \theta \sin \epsilon) \begin{pmatrix} 1 \\ \chi \end{pmatrix}, \quad (1.18)$$

kde

$$\chi = \frac{\sin \theta \cos \epsilon + i \cos \theta \sin \epsilon}{\cos \theta \cos \epsilon - i \sin \theta \sin \epsilon}. \quad (1.19)$$

Tento výraz se dále velmi zjednoduší pro malé úhly, tedy $\theta \ll 1, \epsilon \ll 1$, což bývá v případě magnetooptických jevů dobře splněno. V této limitě máme (dle Taylorova rozvoje)

$$\sin \alpha \approx \alpha \quad (1.20)$$

$$\cos \alpha \approx 1 - \alpha^2 \quad (1.21)$$

Pro malé úhly tedy můžeme psát

$$\chi \approx \frac{\theta(1 - \frac{\epsilon^2}{2}) + i(1 - \frac{\theta^2}{2})\epsilon}{(1 - \frac{\epsilon^2}{2})(1 - \frac{\theta^2}{2}) - i\theta\epsilon}. \quad (1.22)$$

Členy $\frac{\epsilon^2}{2}$ a $\frac{\theta^2}{2}$ můžeme zanedbat [8], tedy

$$\chi \approx \theta + i\epsilon \quad (1.23)$$

Podobně pak můžeme vyjádřit (1.17) jako

$$\vec{J}_{\epsilon, \theta} = (\sin \theta \cos \epsilon + i \cos \theta \sin \epsilon) \begin{pmatrix} \chi' \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (1.24)$$

kde

$$\chi' = \frac{\cos \theta \cos \epsilon - i \sin \theta \sin \epsilon}{\sin \theta \cos \epsilon + i \cos \theta \sin \epsilon}. \quad (1.25)$$

Analogicky pak pro malé úhly dostáváme

$$\chi' = -(\theta + i\epsilon). \quad (1.26)$$

Pro θ a ϵ tedy můžeme polarizaci světla popsat důležitým parametrem

$$\chi = \theta + i\epsilon, \quad (1.27)$$

resp.

$$\chi' = -(\theta + i\epsilon). \quad (1.28)$$

V magnetooptice se uchylujeme výhradně k tomuto popisu, parametry (1.27) a (1.28) tedy budeme užívat i v dalších kapitolách.

1.4 Jonesovy matice

V předchozí části jsme popsali polarizační stav světla pomocí vektoru. V optice se však využívá řady prvků, které polarizaci světla mění, např. polarizátory, čtvrtvlnné destičky, atd. Není tedy překvapivé, že Jonesův formalismus tyto optické prvky reprezentuje tzv. Jonesovými maticemi.

Způsob změny polarizačního stavu je následující: Mějme n optických prvků reprezentovaných maticemi $\{T_1, \dots, T_n\}$, které jsou v soustavě umístěny v pořadí daném jejich indexem. Dále mějme polarizaci danou intenzitami E_{0x}, E_{0y} . Pak po průchodu světla všemi optickými prvky můžeme stav popsat intenzitami E'_{0x}, E'_{0y} , které jsou dané vztahem

$$\prod_{i=1}^n T_i \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E'_{0x} \\ E'_{0y} \end{pmatrix}. \quad (1.29)$$

Jako příklad uveďme lineární polarizátor, který světlo polarizuje ve směru \vec{y} [6]. V našem formalismu ho můžeme reprezentovat maticí

$$T_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.30)$$

Pro obecně polarizované světlo je pak podle (1.30)

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ E_{0y} \end{pmatrix}. \quad (1.31)$$

Výsledný vektor zjevně reprezentuje světlo polarizované ve směru \vec{y} .

Přidejme nyní za první polarizátor polarizátor ve směru \vec{x} [6] daný maticí

$$T_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.32)$$

Pak rovnice (1.30) přejde na

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.33)$$

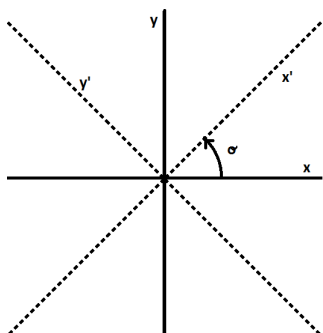
Kombinací dvou zkřížených polarizátorů jsme tedy dosáhli vynulování obou složek Jonesova vektoru, tedy úplné absorpce světla.

Kromě Jonesových matic pro polarizátory uvedme ještě matici fázové destičky (rychlá osa ve směru \vec{x}) [6],

$$C = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix}, \quad (1.34)$$

kterou využijeme zejména ve výpočtech v kapitole 2.

Závěrem se vraťme k matici (1.15), pomocí které můžeme libovolný prvek otočit okolo své osy. Mějme dvě souřadné soustavy vzájemně natočené o úhel σ (viz obr. 1.2).



Obrázek 1.2: Čárkovaná a nečárkovaná soustava

Pokud má v nečárkované soustavě matic tvar T , bude mít v soustavě čárkované tvar

$$T' = R(\sigma)TR(-\sigma) = \begin{pmatrix} \cos(\sigma) & -\sin(\sigma) \\ \sin(\sigma) & \cos(\sigma) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_{xx} & T_{xy} \\ T_{yx} & T_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(-\sigma) & -\sin(-\sigma) \\ \sin(-\sigma) & \cos(-\sigma) \end{pmatrix}. \quad (1.35)$$

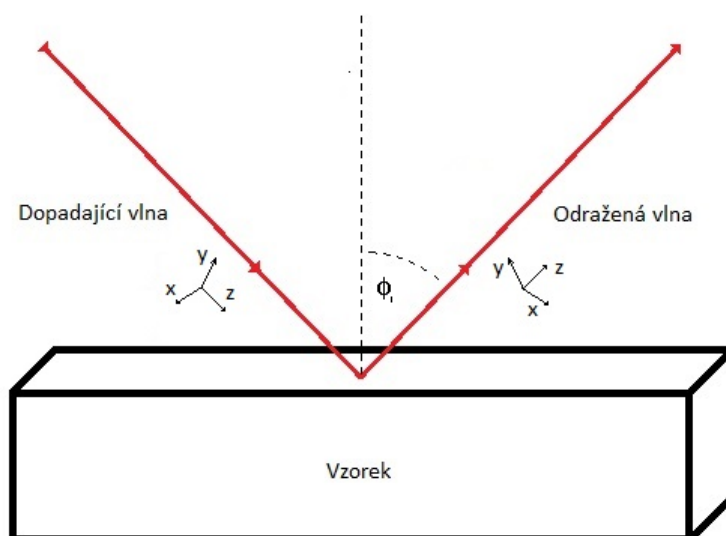
Obdobně je

$$T = R(-\sigma)T'R(\sigma) = \begin{pmatrix} \cos(-\sigma) & -\sin(-\sigma) \\ \sin(-\sigma) & \cos(-\sigma) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T'_{xx} & T'_{xy} \\ T'_{yx} & T'_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\sigma) & -\sin(\sigma) \\ \sin(\sigma) & \cos(\sigma) \end{pmatrix}. \quad (1.36)$$

1.5 Matice reflektivity

V rámci Jonesova formalismu nyní popíšeme odraz světla od zkoumaného vzorku (viz obr. 1.3). Situaci charakterizujeme pomocí trojice vln:

- vlnou dopadající - označíme indexem i (incident)
- vlnou odraženou - označíme indexem r (reflected)
- vlnou průchozí - označíme indexem t (transmitted)



Obrázek 1.3: Odraz světla od vzorku

Souřadnou soustavu zvolíme pevně spojenou se směrem světelného paprsku. Po odrazu vlny tedy dochází k rotaci soustavy oproti vzorku [7].

V dalších odstavcích uvidíme, že při odrazu světla od rozhraní obecně dochází ke změně jeho polarizace. V Jonesově formalismu tuto změnu můžeme popsat změnou vektoru \vec{J} , resp. jeho souřadnic v dané bázi polarizačních stavů. Za tuto bázi nyní zvolme (1.13), tedy dvě vlny polarizované lineárně ve směru x a y . Pokud popisujeme dopad světla na rozhraní dvou prostředí, užívá se pro vektor \vec{E}_x termín s-polarizovaná vlna a pro \vec{E}_y termín p-polarizovaná vlna. S-polarizovaná vlna osciluje v rovině kolmé na rovinu dopadu (s - senkrecht), p-polarizovaná vlna tedy osciluje v rovině rovnoběžné s rovinou dopadu (p - paralel),

Vliv vzorku na polarizaci odraženého světla můžeme popsat Jonesovou maticí

$$S = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

nazývanou maticí reflexe [11]. Její prvky jsou definovány jako poměr amplitud elektrických intenzit dopadající a odražené vlny, tedy

$$r_{ss} = \frac{E_{0s}^r}{E_{0s}^i} \quad (1.38)$$

$$r_{pp} = \frac{E_{0p}^r}{E_{0p}^i}$$

$$r_{sp} = \frac{E_{0s}^r}{E_{0p}^i}$$

$$r_{ps} = \frac{E_{0p}^r}{E_{0s}^i}$$

Kvadráty absolutních hodnot těchto koeficientů pak dávají poměr intenzit odražené a dopadající vlny.

V případě opticky izotropního materiálu - tedy $r_{sp} = 0, r_{ps} = 0$ - spolu při odrazu s a p složky neinteragují a koeficienty (1.38) přejdou na

$$r_s = \frac{E_{0s}^r}{E_{0s}^i} \quad (1.39)$$

$$r_p = \frac{E_{0p}^r}{E_{0p}^i}$$

Tyto koeficienty pak můžeme vypočítat ze známých Fresnelových vztahů (A. Fresnel, 1823)

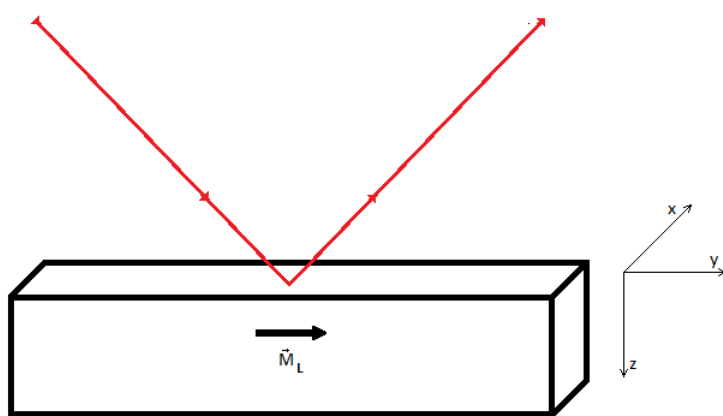
$$r_s = \frac{n_1 \cos \phi_i - n_2 \cos \phi_t}{n_1 \cos \phi_i + n_2 \cos \phi_t}, \quad (1.40)$$

$$r_p = \frac{n_2 \cos \phi_i - n_1 \cos \phi_t}{n_1 \cos \phi_t + n_2 \cos \phi_i},$$

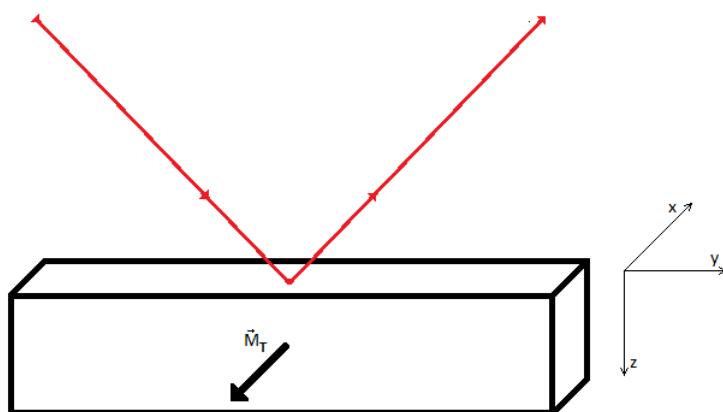
kde n_1 je index lomu prostředí, ze kterého se vlna šíří, n_2 je index lomu prostředí, do kterého se vlna láme, ϕ_i je úhel dopadu a ϕ_t je úhel lomu.

1.6 Magnetooptické konfigurace

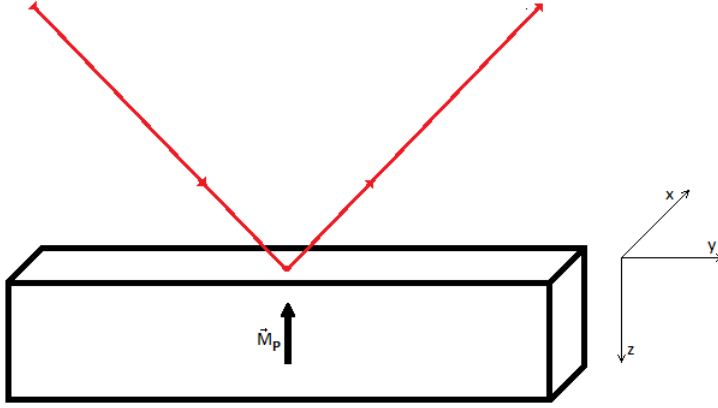
V magnetooptice v materiálu vyvoláváme optickou anizotropii působením magnetického pole. Členy (1.38) jsou pak (nenulovými) funkcemi vektoru magnetizace \vec{M} . Z výsledků předchozí části je tedy zřejmé, že magnetizovaný materiál způsobí změnu polarizace odraženého světla.



Obrázek 1.4: Longitudinální magnetooptická konfigurace



Obrázek 1.5: Transverzální magnetooptická konfigurace



Obrázek 1.6: Polární magnetooptická konfigurace

V závislosti na směru \vec{M} můžeme zavést tři magnetooptické konfigurace: polární, longitudinální a transverzální (viz obr. 1.4-1.6) [9]. Pro polární konfiguraci má matice R tvar [8]

$$R^P = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp}M_z \\ r_{sp}M_z & r_{pp} \end{pmatrix} := \begin{pmatrix} r_{ss}^P & r_{sp}^P \\ r_{sp}^P & r_{pp}^P \end{pmatrix}, \quad (1.41)$$

pro longitudinální

$$R^L = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp}M_y \\ -r_{sp}M_y & r_{pp} \end{pmatrix} := \begin{pmatrix} r_{ss}^L & r_{sp}^L \\ -r_{sp}^L & r_{pp}^L \end{pmatrix} \quad (1.42)$$

a pro transverzální

$$R^T = \begin{pmatrix} r_{ss} & 0 \\ 0 & r_{pp} + \Delta r_{pp}M_x \end{pmatrix} := \begin{pmatrix} r_{ss}^T & 0 \\ 0 & r_{pp}^T \end{pmatrix}. \quad (1.43)$$

Pro polární konfiguraci je tedy R symetrickou maticí, pro longitudinální antisymetrickou a pro transverzální diagonální.

1.7 Kerrův jev

Mějme anizotropní materiál popsáný maticí S . Jak již bylo zmíněno výše, anizotropie materiálu implikuje nenulovost nediagonálních prvků r_{sp} a r_{ps} . Pomocí Jonesova formalismu můžeme vypočítat změnu polarizačního stavu odražené vlny. Pro s-polarizovanou vlnu pak máme

$$\begin{pmatrix} r_{ss} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{ss} \\ r_{sp} \end{pmatrix} \quad (1.44)$$

a pro p-polarizovanou

$$\begin{pmatrix} r_{ss} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{ps} \\ r_{pp} \end{pmatrix}. \quad (1.45)$$

Oba výsledné vektory pak můžeme přepsat do tvaru

$$\begin{pmatrix} r_{ss} \\ r_{sp} \end{pmatrix} = r_{ss} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{r_{sp}}{r_{ss}} \end{pmatrix} \quad (1.46)$$

resp.

$$\begin{pmatrix} r_{ps} \\ r_{pp} \end{pmatrix} = r_{pp} \begin{pmatrix} \frac{r_{ps}}{r_{pp}} \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1.47)$$

Zavedme nyní veličiny [9]

$$\Phi_s := \frac{r_{sp}}{r_{ss}} \quad (1.48)$$

$$\Phi_p := -\frac{r_{ps}}{r_{pp}} \quad (1.49)$$

Veličina Φ_s , resp. Φ_p , je tzv. Magnetooptický Kerrův jev (MOKE) pro s-, resp. p-, polarizovanou vlnu. Tyto koeficienty dávají úplnou informaci o vlivu materiálu na polarizaci odraženého světla. Definice (1.48) a (1.49) jsou tedy pro popis MOKE stěžejními.

Vzhledem k analogii k (1.23) a (1.26) pak máme

$$\Phi_s \approx \theta_s + i\epsilon_s, \quad (1.50)$$

$$\Phi_p \approx \theta_p + i\epsilon_p.$$

Tyto vztahy pak svazují MOKE s parametry θ a ϵ , které popisují geometrii polarizační elipsy (viz obr. 1.1). Pro jejich důležitost při popisu MOKE je nazýváme *Kerrová* rotace θ_K a *Kerrová* elipticita ϵ_K .

1.8 Tenzor permitivity

K Maxwellovým rovnicím bývá zvykem uvádět i tzv. materiálové vztahy

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (1.51)$$

a

$$\vec{B} = \mu \vec{H}. \quad (1.52)$$

Zde ϵ je *permitivita* prostředí a μ je jeho *permeabilita*. Obě veličiny (charakteristické pro daný materiál) určují vlastnosti a chování látky v elektromagnetickém poli. Jak jsme již zmínili, pro elektromagnetické pole kmitající na optických frekvencích lze uvažovat pouze reakci materiálu na elektrickou složku vlnění. Budeme se tedy dále zabývat pouze popisem permitivity.

Pro anizotropní prostředí má permitivita tvar tenzoru,

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}. \quad (1.53)$$

Pro izotropní materiál bez indukované anizotropie jsou pak nediagonální složky definitoricky nulové a diagonální prvky jsou si rovny, můžeme tedy permitivitu brát jako skalár.

V naší práci se budeme zabývat optickou anizotropií indukovanou magnetickým polem. Popíšeme tedy nyní tenzor permitivity jako funkci vektoru magnetizace \vec{M} , tedy $\varepsilon = \varepsilon(\vec{M})$.

Tvar matice (1.53) se dá zřetelně zjednodušit užitím Onsagerových relací [10]

$$\varepsilon_{ij}(\vec{M}) = \varepsilon_{ji}(-\vec{M}). \quad (1.54)$$

Pokud je tedy vektor magnetizace například ve směru osy z , tedy v polární konfiguraci, můžeme (pomocí předpokladu, že tenzor musí být invariantní vůči rotaci kolem z) psát

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (1.55)$$

V naší konvenci pak budeme používat tvar

$$\varepsilon \equiv \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & -i\varepsilon_2 & 0 \\ i\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix} \quad (1.56)$$

Pro tuto konfiguraci dále z řešení vlnové rovnice vyplývá, že šíření světla materiálem závisí pouze na složkách ε_1 a ε_2 .

Zatímco v opticky izotropním materiálu platí známý vztah mezi indexem lomu N a permitivitou

$$N = \sqrt{\varepsilon}, \quad (1.57)$$

v našem případě je výhodnější zavést dvojici indexů lomu N_+ a N_- [7], a to vztahy

$$N^+ = \sqrt{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \quad (1.58)$$

a

$$N^- = \sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}. \quad (1.59)$$

V dalších odstavcích pak popíšeme, jak právě zavedené veličiny souvisí s odrazem světla od vzorku.

1.9 Polární Kerrův jev při kolmém úhlu dopadu

Rovina dopadu je definována dvěma přímkami - kolmicí na rozhraní a směrem dopadajícího paprsku. Při kolmém dopadu, kdy obě přímky splývají, tedy nemá smysl rovinu definovat. V této situaci tedy musí nutně vymizet rozdíl mezi s - a

p-polarizovaným světlem. Je tedy $\Phi_s = \Phi_p \equiv \Phi$ a zároveň $r_{ss} = r_{pp} \equiv r$. Matici (2.1) pak můžeme psát jako

$$S = r \begin{pmatrix} 1 & -\Phi \\ -\Phi & -1 \end{pmatrix} \quad (1.60)$$

Zde záporné znaménko v pravém dolním rohu matice reprezentuje změnu směru osy y při odrazu světla od vzorku (viz obr. 1.3).

Odvoďme nyní vztah mezi permitivitou materiálu a Kerrovým jevem, který vykazuje. Pro tento účel je výhodné zavést reflexní koeficienty pro pravotočivou, resp. levotočivou vlnu vztahy

$$r^+ := r_{ss} + ir_{ps}, \quad (1.61)$$

resp.

$$r^- := r_{ss} - ir_{ps}. \quad (1.62)$$

Details o zavedení těchto koeficientů lze najít např. v [2].

Polární Kerrův jev při kolmém úhlu dopadu lze pomocí těchto koeficientů alternativně definovat jako

$$\Phi =: i \frac{r^+ - r^-}{r^+ + r^-}. \quad (1.63)$$

Vraťme se nyní k Fresnelovým vzorcům (1.40) zavedených v předchozí kapitole. Pro kolmý dopad, tedy $\phi_i = 0$ deg máme

$$r = -\frac{N - 1}{N + 1}, \quad (1.64)$$

kde $N = \frac{N_2}{N_1}$.

Pro kruhovou bázi pak můžeme psát obdobně

$$r^+ = -\frac{N^+ - 1}{N^+ + 1} \quad (1.65)$$

a

$$r^- = -\frac{N^- - 1}{N^- + 1}. \quad (1.66)$$

Dosazením vztahů (1.65) a (1.66) do definice (1.63) dostáváme [7]

$$\Phi = i \frac{N^+ - N^-}{N^+ N^- - 1} \approx \frac{i\varepsilon_2}{\sqrt{\varepsilon_1}(\varepsilon_1 - 1)}. \quad (1.67)$$

(1.67) tedy určuje jednoznačný vztah mezi polarizací odraženého světla a tenzorem permitivity.

1.10 Magnetické multivrstvy

Popišme nyní šíření světla magnetickou multivrstvou. Situace je vykreslena na obr. 1.7. Máme materiál o m vrstvách, přičemž každá vrstva je charakterizována permitivitou ε^n , $n \in \{1, \dots, m\}$. Předpokládejme, že změna ε^k na ε^l je pro všechna $k, l \in \{1, \dots, m\}$ skoková. Každá vrstva má tloušťku t^n [11].

Multivrstva je ohraničena dvěma poloprostory (které můžeme alternativně popsat jako samostatné vrstvy s $t \mapsto \infty$). Obvykle jimi bývá reprezentován vzduch, či (např. křemíkový) podklad.

Budeme dále uvažovat úhel dopadu ϕ_i a rovinu dopadu rovnoběžnou s rovinou \overline{yz} . Bude tedy $s_x = 0$, což podstatně zjednoduší tvar výsledných rovnic.

Pro každou vrstvu je nutné individuálně řešit vlnovou rovnici, což je podrobně rozebráno např. v [4]. Zde pouze uvedme, že se anizotropním prostředím šíří čtyři samostatné vlny (tzv. vlastní mody) charakterizované redukovaným vlnovým vektorem

$$\vec{K}_{(j)} = \frac{c}{\omega} \vec{k}_{(j)}, \quad (1.68)$$

kde indexem $j \in \{1, 2, 3, 4\}$ značíme daný mod.

Celkové pole v dané vrstvě je dáno superpozicí všech modů, tedy

$$E^{(n)} = \sum_{j=1}^4 E_{0(j)}^n(z_n) e_{(j)}^{(n)} \exp(i\omega t - i\frac{\omega}{c} [\vec{K}_{y(j)}y + \vec{K}_{z(j)}(z - z_n)]) \quad (1.69)$$

Jak již bylo řečeno, optické vlastnosti materiálu se na hranici mezi vrstvami (n) a (n-1) mění skokově. Pro tečné složky musí platit následující podmínky spojitosti.

$$\sum_{j=1}^4 E_{0(j)}^n(z_{(n-1)}) \vec{e}_{(j)}^{(n-1)} i_x = \sum_{j=1}^4 E_{0(j)}^n(z_{(n)}) \vec{e}_{(j)}^{(n)} i_x \exp(i\frac{\omega}{c} \vec{K}_{z(j)}^{(n)} t_n), \quad (1.70)$$

$$\sum_{j=1}^4 E_{0(j)}^n(z_{(n-1)}) \vec{b}_{(j)}^{(n-1)} i_y = \sum_{j=1}^4 E_{0(j)}^n(z_{(n)}) \vec{b}_{(j)}^{(n)} i_y \exp(i\frac{\omega}{c} \vec{K}_{z(j)}^{(n)} t_n), \quad (1.71)$$

$$\sum_{j=1}^4 E_{0(j)}^n(z_{(n-1)}) \vec{e}_{(j)}^{(n-1)} i_y = \sum_{j=1}^4 E_{0(j)}^n(z_{(n)}) \vec{e}_{(j)}^{(n)} i_y \exp(i\frac{\omega}{c} \vec{K}_{z(j)}^{(n)} t_n), \quad (1.72)$$

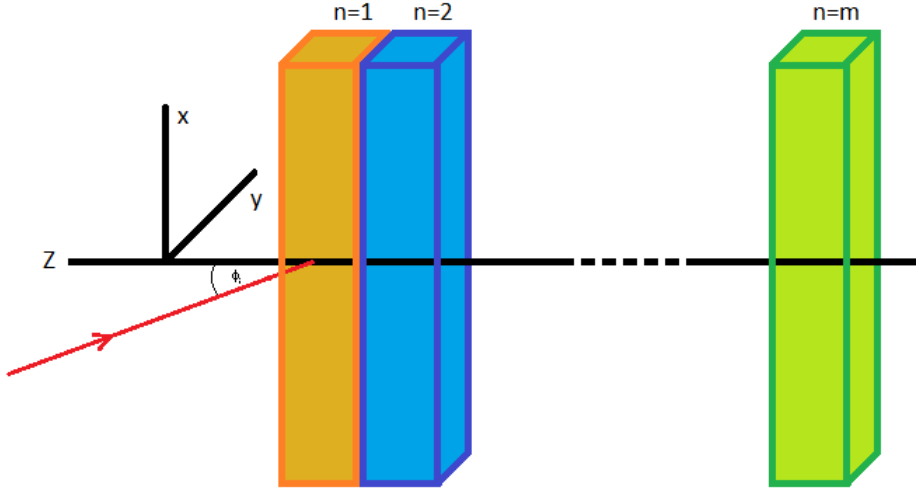
$$\sum_{j=1}^4 E_{0(j)}^n(z_{(n-1)}) \vec{b}_{(j)}^{(n-1)} i_x = \sum_{j=1}^4 E_{0(j)}^n(z_{(n)}) \vec{b}_{(j)}^{(n)} i_x \exp(i\frac{\omega}{c} \vec{K}_{z(j)}^{(n)} t_n), \quad (1.73)$$

kde

$$b_j^{(n)} = (\vec{K}_y i_y + \vec{K}_z i_z) \times \vec{e}_j^{(n)} \quad (1.74)$$

a \vec{i}_x, \vec{i}_y jsou jednotkové vektory kartézské soustavy.

Tuto soustavu můžeme zapsat i v maticovém tvaru



Obrázek 1.7: Průchod světla vrstevnatým materiálem

$$D^{(n-1)} E_0^{(n-1)}(z_{(n-1)}) = D^{(n)} P^{(n)} E_0^{(n)}(z_{(n)}). \quad (1.75)$$

Matice D je tzv. dynamická matice a matice P je označována jako propagační. Součin kombinace matic vystupujících v (1.75) se pak pro přehlednost označuje jako přechodová matice T ,

$$E_0^{(n-1)}(z_{(n-1)}) = (D^{(n-1)})^{-1} D^{(n)} P^{(n)} E_0^{(n)}(z_{(n)}) \equiv T_{n-1,n} E_0^{(n)}(z_{(n)}). \quad (1.76)$$

Rovnice (1.76) svazuje pole ve vrstvě, ze které se šíří a pole ve vrstvě do které se šíří.

Proces může být reprodukován pro libovolné množství vrstev, přičemž ve výsledku je celá multivrstva reprezentována součinem transferových matic

$$E_0^{(0)}(z_0) = \prod_{n=1}^{m+1} T_{n-1,n} E_0^{(m+1)}(z_m) \equiv M E_0^{(m+1)}(z_m) \quad (1.77)$$

Matice M shrnuje veškeré optické vlastnosti materiálu, není tedy překvapující, že její znalost dává úplnou informaci o Kerrově jevu. Pro polární Kerrův jev při kolmém úhlu dopadu je pak (podrobněji viz ([7]))

$$\theta_K = \frac{1}{2} \arg\left[\frac{r_-}{r_+}\right] \quad (1.78)$$

a

$$\epsilon_K = \frac{|r_-| - |r_+|}{|r_-| + |r_+|}, \quad (1.79)$$

kde

$$r_+ = \frac{M_{21}}{M_{11}} \quad (1.80)$$

a

$$r_+ = \frac{M_{43}}{M_{33}}. \quad (1.81)$$

1.11 Kvadratický Kerrův jev

Jak jsme již v předchozích kapitolách zmínili, optické (potažmo magnetooptické) vlastnosti materiálu jsou dány tvarem tenzoru permitivity $\varepsilon(\vec{M})$. V rámci magnetooptického popisu pak můžeme tenzor rozepsat do jednotlivých příspěvků rozvojem

$$\varepsilon(\vec{M})_{ij} = \varepsilon_{ij}^{(0)} + \varepsilon_{ij}^{(1)}(\vec{M}) + \varepsilon_{ij}^{(2)}(\vec{M}) + \dots, \quad (1.82)$$

přičemž do nultého členu shrnujeme příspěvky, které s magnetizací nesouvisí a do dalších pak vypisujeme ty, které jsou na něm přímo závislé. V našem popisu se omezíme pouze na první dva členy rozvoje, tedy $\varepsilon(\vec{M})_{ij}^{(1)}$ a $\varepsilon(\vec{M})_{ij}^{(2)}$ [12]. Jejich konkrétní tvar je

$$\varepsilon(\vec{M})_{ij}^{(1)} = K_{ijk}M_k \quad (1.83)$$

resp.

$$\varepsilon(\vec{M})_{ij}^{(2)} = G_{ijkl}M_kM_l. \quad (1.84)$$

Tyto příspěvky se označují jako lineární (LMOKE), resp. kvadratický (QMOKE) Kerrův jev, což souvisí s lineární, resp. kvadratickou závislostí na vektoru magnetizace.

Věnujme se nyní veličinám v těchto vztazích vystupujících. Tenzor K je označován jako lineární magnetooptický tenzor. V rámci sumační konvence můžeme vztah (1.83) psát jako

$$\varepsilon^{(1)}(\vec{M}) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} \\ \varepsilon_{12} \\ \varepsilon_{32} \\ \varepsilon_{12} \\ \varepsilon_{21} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_{111} & K_{112} & K_{113} \\ K_{221} & K_{222} & K_{223} \\ K_{331} & K_{332} & K_{333} \\ K_{231} & K_{232} & K_{233} \\ K_{311} & K_{312} & K_{313} \\ K_{121} & K_{122} & K_{123} \\ K_{131} & K_{132} & K_{133} \\ K_{211} & K_{212} & K_{213} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} M_1^2 \\ M_2^2 \\ M_3^2 \end{pmatrix} \quad (1.85)$$

Pro krystaly s kubickou mřížkou se tento vztah podstatně zjednoduší (viz [12]), máme

$$\varepsilon^{(1)}(\vec{M}) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} \\ \varepsilon_{12} \\ \varepsilon_{32} \\ \varepsilon_{12} \\ \varepsilon_{21} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_{123} & 0 & 0 \\ 0 & K_{123} & 0 \\ 0 & 0 & K_{123} \\ -K_{123} & 0 & 0 \\ 0 & -K_{123} & 0 \\ 0 & 0 & -K_{123} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_1^2 \\ M_2^2 \\ M_3^2 \end{pmatrix}. \quad (1.86)$$

Tenzor G je označován jako kvadratický magnetooptický tenzor a pro kubickou mřížku můžeme obdobně psát

$$\varepsilon^{(2)}(\vec{M}) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_{11} & G_{12} & G_{12} & 0 & 0 & 0 \\ G_{12} & G_{11} & G_{12} & 0 & 0 & 0 \\ G_{12} & G_{12} & G_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2G_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2G_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2G_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_1^2 \\ M_2^2 \\ M_3^2 \\ M_2M_3 \\ M_1M_3 \\ M_2M_1 \end{pmatrix}. \quad (1.87)$$

Pro krystal s kubickou mřížkou máme tedy pouze jeden nezávislý prvek charakterizující K a pouhé tři, které charakterizují G . Kerrův jev je tedy určen čtyřmi veličinami, a to K_{123} , G_{11} , G_{12} a G_{44} . Tenzor $\varepsilon^{(0)}$ má pro kubickou mřížku jednoduchý diagonální tvar

$$\varepsilon^{(0)} = \begin{pmatrix} \varepsilon_d & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_d & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_d \end{pmatrix}. \quad (1.88)$$

2. Použité metody měření

2.1 Spektroskopická elipsometrie

Spektroskopická elipsometrie se zabývá měřením změny polarizace světla při interakci s látkou. Jejím základním úkolem je určit tloušťky a optické vlastnosti materiálů. Měřenými vzorky jsou pak tenké vrstvy opticky izotropních materiálů, přičemž každá jednotlivá vrstva je charakterizována dvěma parametry.

Prvním z nich je komplexní index lomu

$$\bar{n} := n_R + in_I. \quad (2.1)$$

Druhým parametrem je pak komplexní permitivita, které je díky optické izotropii brána jako skalár (viz předchozí kapitola)

$$\bar{\varepsilon} := \varepsilon_R + i\varepsilon_I. \quad (2.2)$$

Obě veličiny spolu souvisí známým vztahem

$$\bar{n}^2 = \bar{\varepsilon}. \quad (2.3)$$

V elipsometrii je dále zvykem zavést koeficient ρ

$$\rho := \tan \psi e^{i\Delta} = \frac{r_s}{r_p}. \quad (2.4)$$

Zde výraz $\tan \psi$ vyjadřuje amplitudovou část komplexního čísla a výraz $e^{i\Delta}$ jeho fázovou část. Tyto veličiny experimentálně změříme a pomocí matematických modelů vrstev a fitování se stanoví \bar{n} , případně $\bar{\varepsilon}$

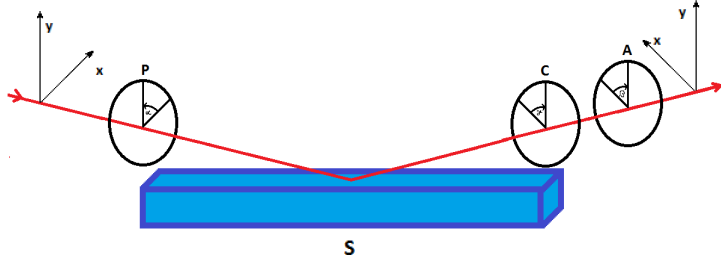
2.1.1 Experimentální uspořádání

Možných elipsometrických uspořádání je mnoho. Běžně se v nich vyskytuje dvojice optických prvků polarizátor P - analyzátor A. První z prvků je nutný k počáteční změně nepolarizovaného světla vyzařovaného lampou na světlo, které se nachází ve známém polarizačním stavu. Druhý z prvků slouží ke zkoumání změny polarizačního stavu po odrazu od vzorku (S).

Běžně používaným zařízením je také kompenzátor C, jímž bývá zpravidla půl-, nebo čtvrt-vlnová destička způsobující fázový posun δ .

Jednotlivé uspořádání se označují podle pořadí, ve kterém se prvky v aparatuře vyskytují. My nyní popíšeme princip měření pomocí uspořádání PSCA [13], tedy polarizátor - vzorek - kompenzátor - analyzátor, viz obr. 2.1.

Předpokládejme, že každý z optických prvků (až na vzorek) je možné otočit o libovolný úhel; polarizátor o úhel α , analyzátor o úhel β a kompenzátor o úhel γ .



Obrázek 2.1: PSCA uspořádání

Každý z prvků je charakterizovatelný Jonesovou maticí, přičemž výsledný Jonesův vektor je

$$\vec{J}_f = AR(\beta - \gamma)C(\delta)R(\gamma)SR(-\alpha)P\vec{J}_i, \quad (2.5)$$

kde R značí matici rotace (1.15) (podrobněji viz [13]).

Pokud má světlo před vstupem do soustavy jednotkovou intenzitu, má po výstupu intenzitu

$$I_f = \frac{1}{2} \vec{J}_f^+ \vec{J}_f \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{2} r_s \sin\left(\alpha - \frac{\pi}{2}\right) [e^{i\delta} \cos \gamma \sin\left(\beta - \frac{\pi}{2} - \gamma\right) + \sin \gamma \cos(\beta - \gamma)] \\ &+ \frac{1}{2} r_p \cos\left(\alpha - \frac{\pi}{2}\right) [\cos \gamma \cos\left(\beta - \frac{\pi}{2} - \gamma\right) - e^{i\delta} \sin \gamma \sin(\beta - \gamma)]. \end{aligned}$$

2.1.2 Nulovací elipsometrie

Pro naše měření jsme použili tzv. nulovací elipsometrie. Tato metoda spočívá v tom, že pro kompenzátor zvolíme fixní úhel, typicky $\gamma = \pm 45$ deg, a hledáme takové α a β , aby byla výsledná intenzita nulová, tedy $I_f = 0$. Tato podmínka nám dává

$$\rho = -\tan\left(\alpha - \frac{\pi}{2}\right) \frac{\pm 1 + i \tan\left(\beta - \frac{\pi}{2} \mp \frac{\pi}{4}\right)}{1 \mp i \tan\left(\beta \mp \frac{\pi}{4}\right)}, \quad (2.7)$$

což je splněno právě pro čtyři kombinace α a β .

Pokud změříme ψ a Δ ve všech čtyřech zónách a naměřené hodnoty vystředujeme, eliminujeme tím chybu měření úhlů α a β . Výsledné vztahy jsou tedy

$$\Delta = \frac{1}{4}(\alpha_1 - \alpha_2 + \alpha_3 - \alpha_4), \quad (2.8)$$

$$\psi = \frac{1}{2}(\beta_1 + \beta_2 + \beta_3 + \beta_4). \quad (2.9)$$

Výsledky měření ψ a Δ se dále zpracují fitováním bod po bodu za pomoci matematických modelů vrstev.

2.2 Měření polárního MOKE

2.2.1 Metoda rotujícího analyzátoru

Metoda rotujícího analyzátoru je určena k měření magnetooptických Kerrových parametrů. Hlavní předností je její vysoká přesnost relativní jednoduchost a malý počet optických prvků, které jsou k měření potřeba [4]. Spočívá v měření intenzity světla v závislosti na natočení analyzátoru. Proměřován byl Kerrův jev při skoro kolmém dopadu v polární magnetooptické konfiguraci, jehož popisu jsme se již v minulých kapitolách věnovali.

Na obrázku 2.2 je vyobrazeno schéma použité aparatury. Bílé světlo produkované lampou L nejprve projde polarizátorem P nastaveným do polohy s polarizace (viz s a p báze v kapitole *Polarizace*). V této poloze polarizátor zůstává po celou dobu měření. P-polarizované světlo poté dopadá na vzorek S . V polární konfiguraci používáme skoro kolmý úhel dopadu, a to s odchylkou ± 5 deg. Vzorek se nachází v polární konfiguraci, vektor magnetizace \vec{M} tedy míří kolmo z roviny vzorku. Díky indukované optické anizotropii při odrazu dochází ke změně polarizace (viz předchozí kapitoly). Po odrazu světlo prochází fázovou destičkou C a poté analyzátozem A , který je natočen oproti rovině p o úhel α . Paprsek nakonec dopadá do spektrometru, ve kterém je rozložen mřížkou a celé spektrum je zaznamenáno CCD čipem (podrobný popis CCD spektrometru je uveden v podkapitole Použitá zařízení).

Celou aparaturu nyní popíšeme pomocí Jonesova formalismu. Nechť \vec{J}_i je stav světla po výstupu z polarizátoru P . Pak pro jeho finální stav \vec{J}_f platí

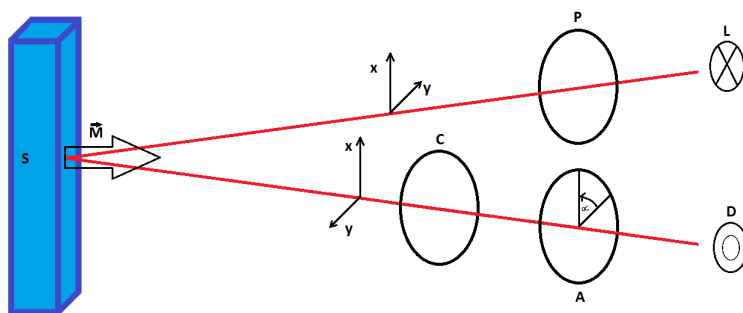
$$\begin{aligned} \vec{J}_f &= A(\alpha)C(\delta)S\vec{J}_i \tag{2.10} \\ &= \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \cos \alpha \sin \alpha \\ \cos \alpha \sin \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{pmatrix} r \begin{pmatrix} 1 & -\theta_K \\ -\theta_K & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ &= -r \begin{pmatrix} \theta_K e^{i\frac{\delta}{2}} \cos^2 \alpha + e^{-i\frac{\delta}{2}} \sin \alpha \cos \alpha \\ \theta_K e^{i\frac{\delta}{2}} \sin \alpha \cos \alpha + e^{-i\frac{\delta}{2}} \sin^2 \alpha \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Intenzitu světla prošlého aparaturou pak opět dopočítáme jako

$$\begin{aligned} I_f &= \frac{1}{2} \vec{J}_f^+ \vec{J}_f \tag{2.11} \\ &= \frac{1}{2} r^2 [\cos^2 \alpha |\theta_K|^2 + \sin^2 \alpha + \sin(2\alpha) \Re\{\theta_K e^{i\delta}\}]. \end{aligned}$$

Člen $\cos^2 \alpha |\theta_K|^2$ v hranaté závorce můžeme zanedbat, protože hodnota $|\theta_K|$ je obecně velmi malá.

Závislost proměříme pro několik úhlů α . Naměřená data na tuto závislost fitujeme pomocí metody nejmenších čtverců. Z prvního měření, které probíhá bez fázové destičky získáme θ_K a z druhého měření, během kterého je destička do soustavy přidána, určíme ze znalosti její kalibrace ϵ_K .



Obrázek 2.2: Uspořádání aparatury použité k měření polárního MOKE

2.2.2 Průběh měření

Příprava aparatury k měření se skládá z několika kroků. Prvním je zapnutí Peltierova článku. CCD čip je po dobu měření zchlazen na -80deg , což podstatně snižuje statistický šum měření. Následuje vložení vzorku do magnetického pole. Vzorek se ukládá do držáku připevněnému k cívkovému elektromagnetu. Ve většině případů se vzorek nepodaří uchytit zcela rovně, odražená stopa tedy neprochází zbytkem aparatury kolmo. Z tohoto důvodu je magnet opatřen trojicí šroubovacích nožiček, pomocí nichž lze rovinu dopadu světla na vzorek libovolně natočit. Před měřením je ještě nutné zkontrolovat, zda jsou vůči sobě polarizátory správně natočeny. K tomuto účelu slouží řídicí podprogram experimentu, který pomocí otáčení analyzátoru vůči polarizátoru hledá minimum intenzity. Bod, ve kterém je intenzita prošlého světla minimální (ideálně pod úrovní šumu), je poté použit jako referenční bod jejich vzájemné polohy.

Spektrum proměříme ve čtyřech vzájemně se překrývajících oblastech: NIR (near infrared), VISA (visible, A), VISB (visible, B) a UV (ultraviolet). Pro každou oblast je pak nutné vsadit do aparatury vhodný filtr, abychom vyloučili vliv ostatních oblastí. Pro každou část spektra je potřeba nastavit vhodný výkon lampy. Oblast NIR vzorek zpravidla odráží velmi dobře, mohlo by tedy dojít k přesycení detektoru, proto je nutné ji proměřovat s nižší intenzitou. Naopak oblast UV je vzorkem a optickými prvky (hlavně polarizátory) často absorbována či rozptylována a výkon lampy je nutné zvýšit. Alternativně je možné upravovat dobu expozice, nicméně tato volba podstatně prodlužuje dobu měření, doporučujeme tedy expoziční dobu udržovat na co nejmenší hodnotě.

Dále je nutné nastavit proud v magnetu, expoziční dobu a počet kroků, po kterých se daná úhlová oblast proměří. Tyto parametry ovlivňují především poměr signál-šum a celkový čas měření. Před každým delším měřením standardně provádíme několik zkušebních měření, pomocí kterých hledáme kompromis mezi velikostí šumu a časovou náročností. Jakmile je určena vhodná kombinace parametrů, po všechna následující měření ji pro daný vzorek již neměníme.

Samotné měření se pak dělí na dvě části - měření Kerrovy rotace a měření Kerrovy elipticity. V prvním případě je soustava nastavena stejně jako na obr. 2.2, avšak bez fázové destičky. Při měření elipticity pak destičku do soustavy opět vložíme.

2.2.3 Použitá zařízení

Jako zdroj světla jsme použili halogenovou/deuteriovou lampu DH-2000-BAL od firmy Ocean Optics se spektrální rozsahem 215 nm až 2500 nm a výkonem 25 W (deuterium) a 20 W (halogen). Světlo bylo do soustavy přivedeno pomocí optického vlákna.

Soustava obsahuje dva polarizátory a-BBO Rochon od firmy Edmund Optics, přičemž jeden je vsazen do motorku s přesností natočení 10^{-3} stupně.

Magnetické pole je prostředkováno chlazeným elektromagnetem s jádrem z magneticky měkké oceli a v polární konfiguraci má velikost přibližně 1.2 T.

Výsledný paprsek je analyzován spektrometrem SR-303i od firmy Andor. Světlo je nejprve rozloženo optickou mřížkou o 300 vrypech na milimetr a poté převedeno na elektronický signál pomocí CCD čipu. CCD je chlazený na -80deg pomocí Peltierova článku, což podstatně snižuje velikost šumu.

Použité čočky jsou vyrobeny z taveného křemene.

2.3 Měření QMOKE

2.3.1 Čtyřbodová metoda

Pro měření kvadratického Kerrova jevu jsme modifikovali námi použité experimentální uspořádání pro měření polárního Kerrova jevu. Samotné uspořádání zůstává stejné, rozdílná je pouze generace magnetického pole a to z důvodů, které nyní nastíníme.

Mějme vzorek s vektorem magnetizace \vec{M} rovnoběžným s rovinou rozhraní. V tomto případě vektor lze \vec{M} rozložit do dvou složek - longitudinální (\vec{M}_L) a transverzální (\vec{M}_T) (viz Magnetooptické konfigurace). Dále necht' má vzorek kubickou symetrii, je plně magneticky saturovaný a \vec{M} je rovnoběžný se směrem (100). Z (1.82) pak máme pro složky tenzoru permitivity

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_d + G_{11}\vec{M}_T^2 + G_{12}\vec{M}_L^2, \quad (2.12)$$

$$\varepsilon_{yy} = \varepsilon_d + G_{12}\vec{M}_T^2 + G_{11}\vec{M}_L^2, \quad (2.13)$$

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_d + G_{12}\vec{M}_T^2 + G_{12}\vec{M}_L^2, \quad (2.14)$$

$$\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} = 2G_{44}\vec{M}_T\vec{M}_L, \quad (2.15)$$

$$\varepsilon_{xz} = -\varepsilon_{zx} = K_{123}\vec{M}_L, \quad (2.16)$$

$$\varepsilon_{yz} = -\varepsilon_{zy} = -K_{123}\vec{M}_T. \quad (2.17)$$

Pokud vzorek natočíme o úhel α vůči souřadné ose x , přejde vztah (2.15) pro nediagonální složky $\varepsilon_{xy}, \varepsilon_{yx}$ na

$$\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} = [2G_{44} + \frac{G_{11} - G_{12} - 2G_{44}}{2}(1 - \cos 4\alpha)]\vec{M}_T\vec{M}_L \quad (2.18)$$

$$-\frac{G_{11} - G_{12} - 2G_{44}}{4} \sin 4\alpha (M_L^2 - M_T^2),$$

přičemž ostatní vztahy se nezmění.

Výše uvedené veličiny pak úzce souvisí s magnetooptickým Kerrovým jevem. Máme

$$\Phi_s = A_s \left(\varepsilon_{yx} - \frac{\varepsilon_{yz}\varepsilon_{zx}}{\varepsilon_d} \right) + B_s \varepsilon_{zx}, \quad (2.19)$$

$$\Phi_p = A_p \left(\varepsilon_{xy} - \frac{\varepsilon_{zy}\varepsilon_{xz}}{\varepsilon_d} \right) + B_p \varepsilon_{xz}. \quad (2.20)$$

Zde A a B jsou sudé funkce úhlu dopadu ϕ_i [3], které jsou pro malé úhly přibližně

$$A \approx \cos \phi_i, \quad (2.21)$$

$$B \approx \sin \phi_i. \quad (2.22)$$

Zavedeme-li konečně úhel β , který svírá vektor \vec{M} s osou x , dostáváme dosazením (2.18) do (2.19), resp. (2.20)

$$\begin{aligned} \Phi_{s,p} = & \pm A_{s,p} \left\{ \frac{1}{2} G_{44} [(1 + \cos 4\alpha) \sin 2\beta - \sin 4\alpha \cos 2\beta] \right. \\ & \left. + \frac{1}{4} (G_{11} - G_{12}) [(1 - \cos 4\alpha) \sin 2\beta + \sin 4\alpha \cos 2\beta] \right\} \\ & \mp B_{s,p} K_{123} \sin \beta. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Je patrné, že pro určité hodnoty úhlů ϕ_i , α a β některé z členů v rovnici (2.23) vymizí, což je pro naši metodu stěžejní. Tato skutečnost totiž umožňuje nejen separovat příspěvky LMOKE od QMOKE, ale také změřit výrazy G_{44} a $(G_{11} - G_{12})$, které dávají téměř kompletní informaci o kvadratickém magnetooptickém tenzoru.

Separace jevů je poměrně přímočará. Pokud vnější magnetické pole míří v rovině vzorku, pak při $\phi_i = 0$ deg, tedy kolmém úhlu dopadu, je $B \approx 0$ a druhý člen ve vztahu (2.23) vymizí. QMOKE tedy tvoří jediný příspěvek do Kerrova jevu.

Separace příspěvků jednotlivých složek kvadratického tenzoru využívá vzájemného natočení vzorku a magnetizace. Měření provádíme pro dvě natočení vzorku. V konfiguraci 1 máme $\alpha_1 = 0$ deg a v konfiguraci 2 pak $\alpha_2 = 45$ deg. Pro α_1 pak postupně otáčíme magnetickým polem do úhlů $\beta = 45$ deg, 135 deg, 225 deg, 315 deg, přičemž pro intenzity naměřené pro každou konfiguraci platí

$$\frac{I_{s,p}^{45} + I_{s,p}^{225} - I_{s,p}^{135} - I_{s,p}^{315}}{4} = \pm A_{s,p} G_{44}. \quad (2.24)$$

Vystředováním hodnoty všech čtyř intenzit tedy dostáváme složku G_{44} normovanou na $A_{s,p}$.

Podobně u α_2 získáváme pro stejné hodnoty β vztah

$$\frac{I_{s,p}^{45} + I_{s,p}^{135} - I_{s,p}^{225} - I_{s,p}^{315}}{2} = \pm A_{s,p} (G_{11} - G_{12}). \quad (2.25)$$

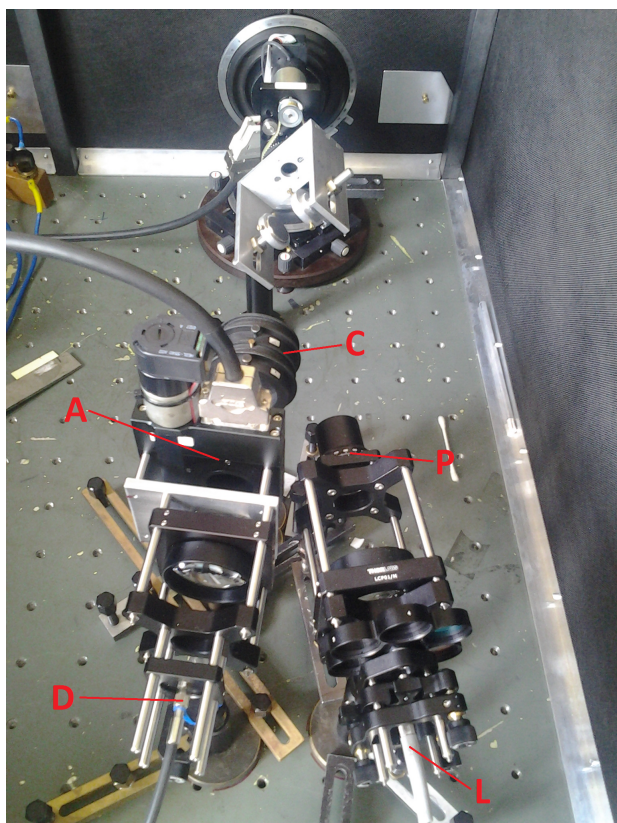
Samotné měření tedy spočívá v detekci intenzity odraženého světla pro obě konfigurace, a to v každém ze čtyř uvedených natočení magnetického pole (odtud název Čtyřbodová metoda). Z výsledků metody je tedy možné získat informaci o kvadratickém magnetooptickém tenzoru a tedy i jeho příspěvku do tenzoru permitivity. Experimentální data se zpracují způsobem identickým zpracování po měření polárního MOKE.

2.3.2 Průběh měření

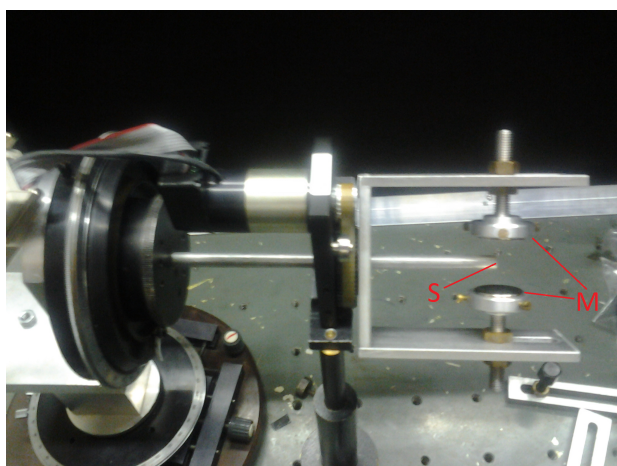
Experimentální uspořádání je podobné jako v případě měření polárního MOKE. Světlo vyzařované lampou L prochází polarizátorem P a dopadá na vzorek S . Poté projde analyzátozem A do detektoru D . V případě měření elipticity je do uspořádání opět zapojena fázová destička C .

Úhel natočení vzorku α je nastaven na stojanu se stupnicí umožňující přesnost natočení na $\pm 5 \cdot 10^{-2}$ deg. Vzorek je připevněn ke konci tyčky, jenž se nachází v magnetickém poli o indukci 140 mT, které vytvářejí dva permanentní neodimové magnety. Ty jsou umístěny v otočném vidlicovém stojanu, který je připevněn k servomotorku. Tato konstrukce umožňuje natočení magnetického pole přesně o úhel β .

Před samotným měřením je třeba nastavit vzorek přesně do osy obou magnetů, kde je pole dostatečně homogenní. Dále je nutné dodržet kolmost tyčky vůči vidlicovému stojanu. Pokud tato podmínka splněna není, dochází při otáčení magnetů k oddalování či přibližování jednoho z nich ke vzorku, což má za následek změnu magnetického pole pro každý úhel β . Tyto nedostatky v současnosti řešíme úpravou součástí a novým návrhem stojánku na magnety.



Obrázek 2.3: Experimentální uspořádání pro měření QMOKE

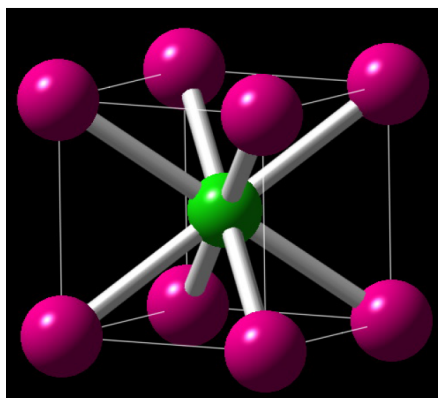


Obrázek 2.4: Stojan na vzorek a magnety

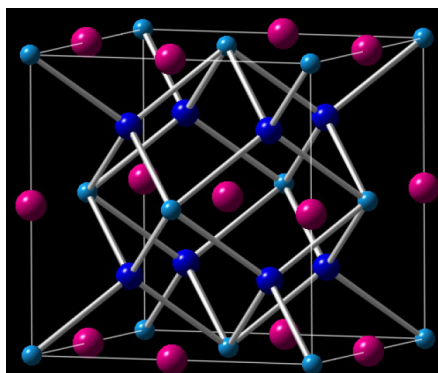
3. Výsledky měření

3.1 Úvod

Pomocí uvedených metod jsme proměřili sadu tenkých vrstev Co_2MnSi o tloušťce 30 nm. Vzorky byly vyrobeny pomocí magnetronového naprašování na MgO krystalu s Cr podkladovou vrstvou o tloušťce 40 nm a pokryty Al vrstvou o tloušťce 1.3 nm. Vzorky se od sebe liší pouze teplotou žhání (300°C , 350°C , 400°C , 450°C , 475°C a 500°C), které následovalo po jejich naprašování. Liší se tedy i krystalografickou strukturou. V této sekci budeme označovat vzorky podle dané teploty žhání, tedy např. vzorek Co_2MnSi s teplotou žhání 300°C budeme značit číslem 300. Bylo zjištěno, že zatímco vzorky 300 a 350 mají krystalografickou mřížku ve tvaru B2, vzrůstající teplota žhání má za následek přeuspořádání atomů Mn a Si a změnu struktury mřížky na typ L2_1 .



Obrázek 3.1: B2 uspořádání



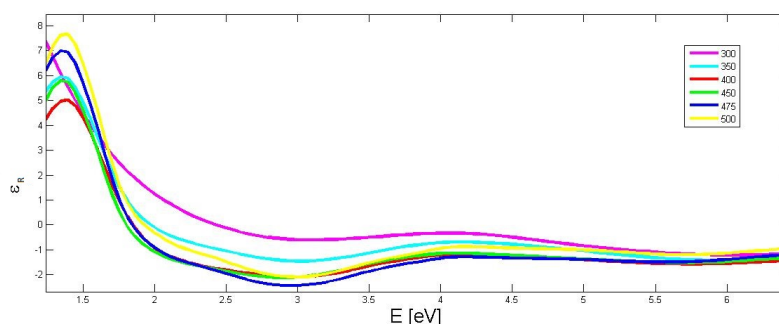
Obrázek 3.2: L2_1 uspořádání

MOKE vykazovaný materiálem je na typu krystalografického uspořádání silně závislý. V našem případě do něj přispívají dvě složky - vnitropásové a mezipásové přechody, přičemž první z nich souvisí s B2 strukturou a druhý se strukturou L₂₁. Naším úkolem bude nejprve prozkoumat změny vlastností materiálu pomocí běžných spektroskopických metod, konkrétně spektroskopickou elipsometrií, a poté tyto změny určit pomocí metod magnetooptických, přičemž oba přístupy v závěru porovnáme. Cílem je zjistit, zda je magnetooptika dostatečně citlivým nástrojem pro výzkum změn v krystalografické mřížce, či zda je k těmto účelům dokonce vhodnější než elipsometrie.

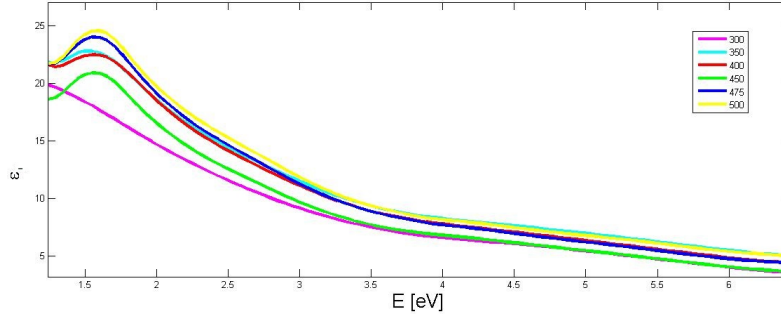
3.2 Spektroskopická elipsometrie

Všechny vzorky jsme proměřili metodou spektroskopickou elipsometrie. Z naměřených hodnot Δ a ψ jsme fitováním získali hodnoty ε_R a ε_I .

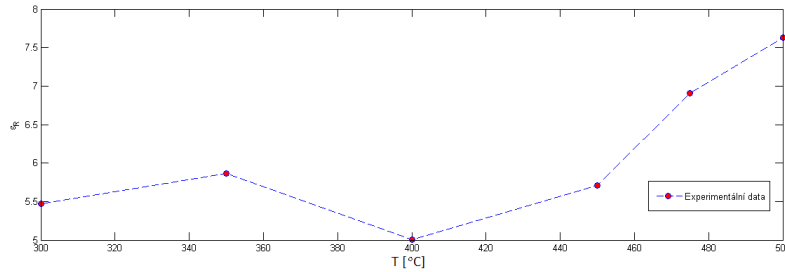
Na grafu (??) je zobrazena reálná část diagonální složky tenzoru permitivity. Vidíme zde velmi výrazné lokální maximum v bodě $E=1,39$ eV. Pro všechny vzorky je toto maximum společné, jednotlivé křivky se však liší velikostí amplitudy (viz graf 3.3). V této oblasti se zřejmě nachází rezonanční frekvence související s krystalickou mřížkou, přičemž z předchozího výzkumu vyplývá, že jediná změna v krystalické mřížce, kterou vzorky žíháním prodělaly, byl přechod z B2 do L₂₁. Předpokládali bychom, že vzhledem k jednoznačnému nárůstu výskytu struktury L₂₁ ve vzorcích bude hodnota extrému stoupat s teplotou žíhání. Z grafu (3.3) to však patrné není. Obdobné chování pak vidíme v oblasti okolo 3 eV a také v grafu (3.4), kde je vyznačena imaginární část permitivity, konkrétně v bodě 1,5 eV. Změny optických vlastností žíháním se tedy v našem měření projevily, byly nicméně příliš jemné na to, abychom je spektroskopickou elipsometrií dokázali systematicky interpretovat. To je způsobeno tím, že změna mřížky se příliš neprojevuje na diagonálních prvcích tenzoru permitivity.



Obrázek 3.3: Naměřené hodnoty ε_R , úhel dopadu 65 deg



Obrázek 3.4: Naměřené hodnoty ε_I , úhel dopadu 65 deg



Obrázek 3.5: Závislost diagonální ε_R na teplotě žhání pro $E = 1,39$ eV

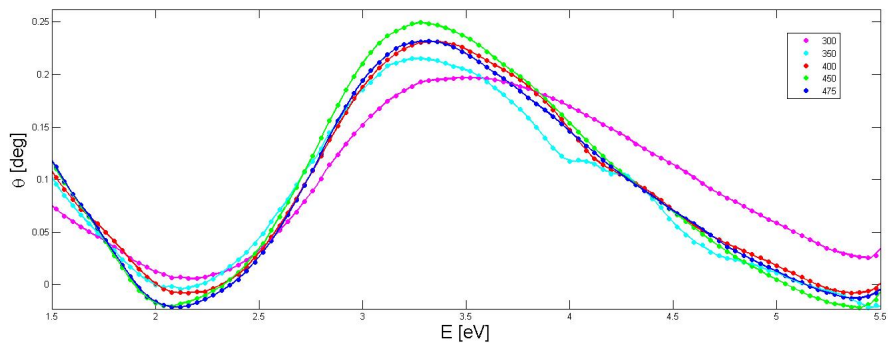
3.3 Polární MOKE

Na vzorcích byl dále změřen polární magnetooptický Kerrův jev. Rotaci i elipticitu naleznete v grafech 3.6 a 3.7. Z hodnot polárního MOKE a diagonálních prvků tenzoru permitivity určených elipsometrií jsme vypočítali hodnoty prvků nediagonálních a jejich reálnou a imaginární část vynesli je do grafů 3.8 a 3.9.

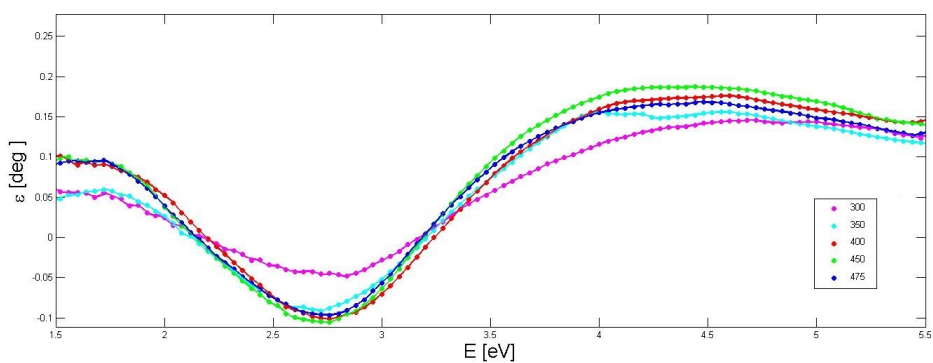
Na grafu 3.8, který znázorňuje reálnou část nediagonální permitivity vidíme výrazný extrém u 2,5 eV. Tento extrém je společný všem vzorkům, přičemž jeho velikost je v rámci chyby stejná pro všechny materiály kromě 300. Tato skutečnost se shoduje s předpokladem, nárůst výskytu struktury $L2_1$ implikuje vyšší MOKE. V tomto bodě také můžeme pozorovat jemné zužování extrémů s rostoucí teplotou. V bodě 3,46 eV se nachází další lokální extrém, jehož amplituda tentokrát s teplotou žhání postupně roste. Pro tento bod jsme závislost velikosti ε_R na teplotě žhání vykreslili do grafu 3.10. Měření reálné části se však vyznačuje poněkud větším statistickým šumem než elipsometrické měření.

Na grafu 3.9, na kterém je zobrazena imaginární část, je zřejmý extrém v energii pod 1,29 eV, který se však vyskytuje mimo oblast měření. U 2 eV pak závislost klesá k nule. V bodě 3,10 eV vidíme lokální maximum, kde je amplituda všem vzorkům kromě 300 společná. Toto měření má zřejmě menší šum než měření reálné části.

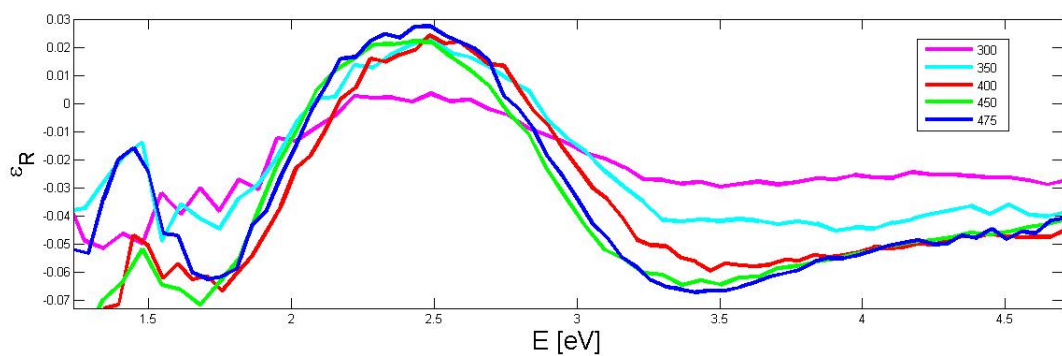
Můžeme říci, že nárůst struktury L_{21} je na tomto měření mnohem znatelnější než u elipsometrie. To souhlasí s tím, že změna krystalografického uspořádání se projeví spíše na nediagonálních prvcích permitivity než na těch diagonálních.



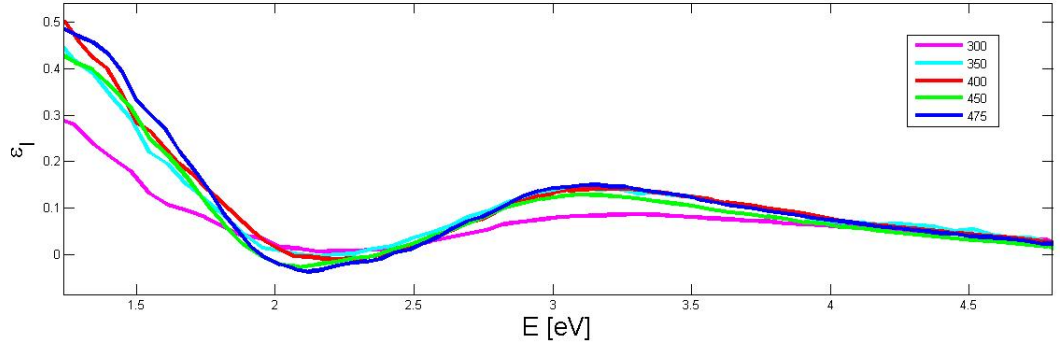
Obrázek 3.6: Závislost Kerrov rotace na energii



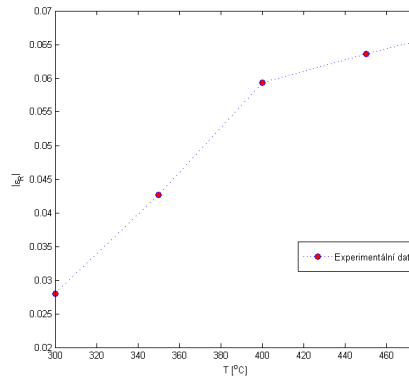
Obrázek 3.7: Závislost Kerrov elipticity na energii



Obrázek 3.8: Závislost nediagonální ϵ_R na energii



Obrázek 3.9: Závislost nediagonální ε_I na energii



Obrázek 3.10: Závislost nediagonální ε_I na teplotě žíhání pro $E= 3,46$ eV a $\alpha=45$ deg

3.4 QMOKE

Všechny vzorky jsme proměřili čtyřbodovou metodou. Spektra pro konfiguraci 1 ($\alpha = 0$ deg) jsou zobrazena v grafech (3.11) a (3.12), spektra pro konfiguraci 2 ($\alpha = 45$ deg) v grafech (3.13) a (3.14). Spektra byla proměřena od energie 1,14 eV do 7,88 eV, přičemž při energii 5,5 eV již začíná být měření značně rozšumělé. Nejlepším kompromisem mezi dobou měření a hodnotou šumu byla kombinace 20 kroků A 200 akumulací.

V grafu (3.11) je vyobrazena Kerrova rotace. Je patrné, že nejvyšší amplitudu mají prvky s vyšší teplotou žíhání. Vzorky 450, 475 a 500 mají v prvním lokálním extrému (v bodě $E=1,37$ eV) až 2,5 krát větší amplitudu než vzorky 300, 350 a 400. V této energetické oblasti se data naměřená pro první trojici vzorků téměř úplně překrývají, zatímco pro data naměřená pro druhou trojici není překryv tak úplný a amplituda jevu s teplotou žíhání roste. Ve druhém lokálním extrému ($E=1,71$ eV) si vzorky s vyšší teplotou žíhání stále udržují vyšší amplitudu, nicméně rozdíl mezi jednotlivými teplotami se již snižuje a křivky se k sobě přibližují. V této oblasti je tedy závislost QMOKE na teplotě žíhání mnohem hladší. Ve třetím extrému ($E=2,30$ eV) jsou již všechny křivky rovnoměrně

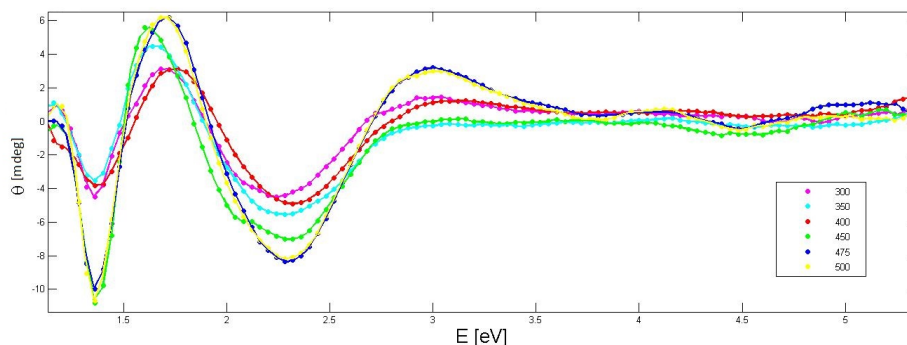
rozprostřené a tato závislost už je v podstatě lineární. Zároveň dochází k podstatnému snížení velikosti amplitudy. Poslední, čtvrtý extrém ($E=2,97$ eV) je již amplituda téměř dvakrát menší než pro nižší energie a závislost začíná konvergovat k nule. Čtvrtý extrém už mají v podstatě jen vzorky 475 a 500, pro ostatní již znatelný není.

V grafu (3.12) je vyobrazena Kerrova elipticita. Její amplituda je přibližně třikrát větší než u Kerrovy rotace, přičemž experimentální data jsou podstatně rozšumělejší. Na rozdíl od rotace mají křivky pouze tři znatelné extrémy a to v bodech 1,45 eV, 1,95 eV a 2,65 eV. I zde však platí, že větší QMOKE vykazují prvky s větší teplotou žíhání. Přibližně od 3,5 eV pak křivka konverguje k nule a QMOKE zcela vymizí.

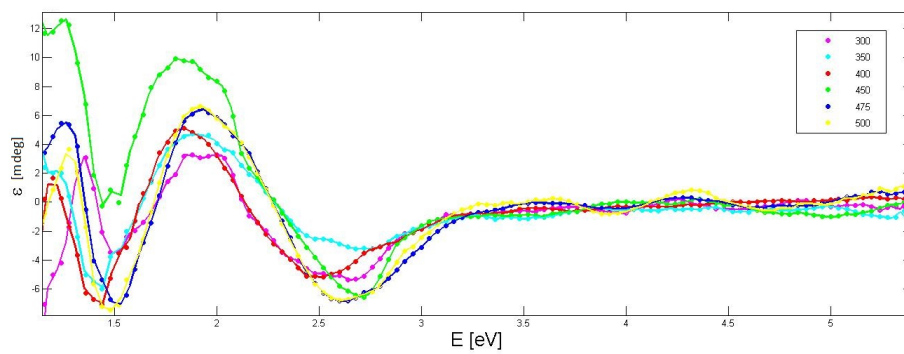
Na grafu (3.13) pro Kerrovu rotaci poněkud odlišné chování. V prvních dvou extrémech, 1,38 eV a 1,56 eV se křivky chovají podobně jako u konfigurace 1, QMOKE roste s teplotou žíhání. V bodech 1,95 eV a 2,89 eV ale vzorky 475 a 500 nabývají znatelných extrémů, aniž by mezitím jejich křivky protly nulu. Pro ostatní vzorky toto chování není znatelné, pravděpodobně je amplituda jejich lokálních extrémů menší, než velikost šumu. Podobné chování lze pozorovat i v bodech 3,79 eV a 4,50 eV. Od 5 eV je pak QMOKE nulový.

Kerrová elipticita vyobrazená na grafu (3.14) má podobné chování jako rotace ve stejné konfiguraci. po dvou extrémech v bodech 1,33 eV a 1,40 eV následují dva další, mezi kterými křivka nedosáhne nulové hodnoty.

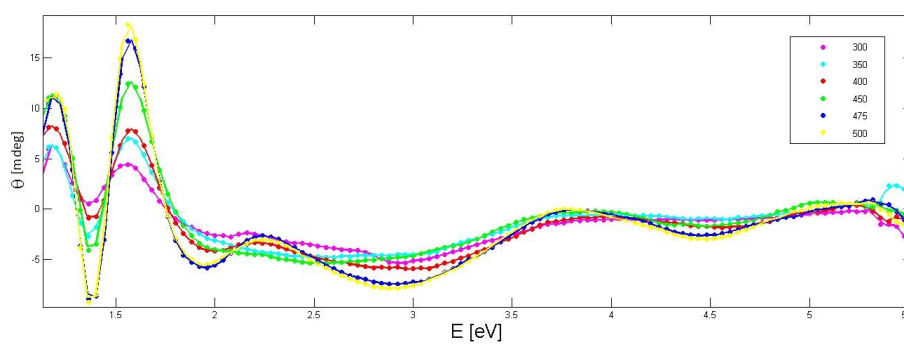
Při započítání kvadratických jevů do MOKE je změna krystalografické mřížky zcela znatelná. Vyšší uspořádání v $L2_1$ a nižší neuspořádání v B2 vede k viditelnému navýšení kvadratického Kerrova jevu.



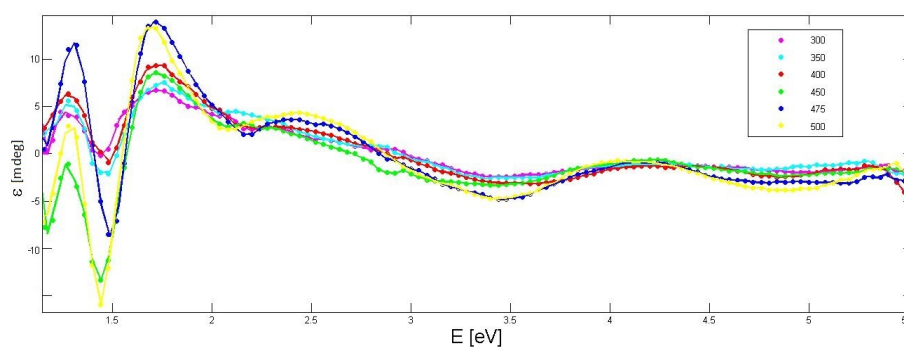
Obrázek 3.11: Závislost Kerrovy rotace na energii záření, $\alpha = 0$ deg



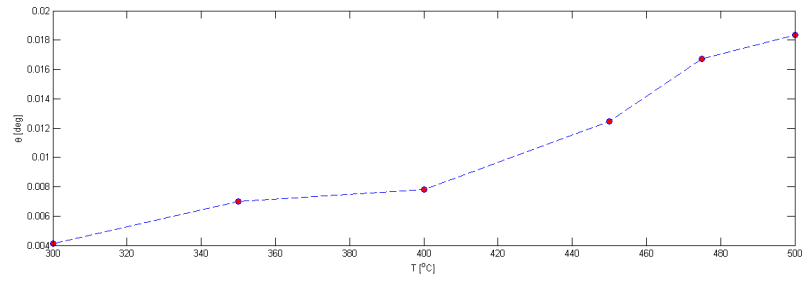
Obrázek 3.12: Závislost Kerrov ellipticity na energii záření, $\alpha = 0$ deg



Obrázek 3.13: Závislost Kerrov rotace na energii záření, $\alpha = 45$ deg



Obrázek 3.14: Závislost Kerrov ellipticity na energii záření, $\alpha = 45$ deg



Obrázek 3.15: Závislost Kerrovy rotace na energii záření, $\alpha = 45$ deg

Závěr

V této práci jsme se věnovali výzkumu modelových materiálů Co_2MnSi pomocí optických a magnetooptických metod. Předmětem výzkumu byly změny v krystalické struktuře materiálu způsobené žíháním. Tyto změny často vedou ke změně optických a magnetooptických vlastností. Z tohoto důvodu se optické a magnetooptické metody jeví jako ideální nástroje pro jejich zkoumání. Naším cílem bylo určit, zda je magnetooptické měření na tyto změny citlivější než měření optické, případně která ze dvou použitých magnetooptických metod je pro měření vhodnější.

K tomuto účelu jsme v první kapitole zavedli teoretické základy celé problematiky. Rozebrán byl Jonesův formalismus [7], který je vhodným nástrojem pro popis zcela polarizovaného světla. V rámci tohoto formalismu jsem zavedl Kerrovy koeficienty [9]. Následně jsme popsali vliv materiálu na polarizaci světla od něj odraženého, a to včetně případu materiálu s indukovanou optickou anizotropií. Dále jsme se věnovali popisu tenzoru permitivity a jeho souvislosti s magnetooptickým Kerrovým jevem. V závěru kapitoly jsme rozebrali šíření světla vrstevnatou strukturou a kvadratickou složku Kerrova jevu [12].

Ve druhé kapitole jsme se věnovali již zmíněným optickým a magnetooptickým metodám, které byly použity ke studiu vzorků. Uvedena byla spektroskopická elipsometrie. Popsali jsme PSCA uspořádání a metodu nulovací elipsometrie [13]. V další části jsme uvedli metodu rotujícího analyzátoru používanou pro měření polárního MOKE, a to včetně odvození matematických vztahů použitých ke zpracování experimentálních výsledků [4]. Závěrem jsme se popsali čtyřbodovou metodu užitou pro měření kvadratické složky MOKE [3].

Výsledky všech tří metod jsou shrnuty ve třetí kapitole. Elipsometrické měření projevilo určitou citlivost na žíhání materiálu, nicméně jednoznačný nárůst struktury $L2_1$ z výsledků nebyl zřejmý. To lze vysvětlit tím, že $L2_1$ má pouze malý vliv na diagonální složky tenzoru permitivity. Měření polárního Kerrova jevu prokázalo značnou citlivost na zvýšení krystalografického uspořádání. Ve spočtených nediagonálních složkách tenzoru permitivity můžeme vidět jasnou korelaci jejich velikosti s teplotou žíhání, což implikuje nárůst výskytu mřížky $L2_1$. Měření polárního MOKE se tedy ukázalo jako vhodnější metoda pro zkoumání změn krystalické mřížky. Jednoznačně nejlepší výsledky však přineslo měření kvadratického MOKE. Ve výsledcích vidíme zcela zřetelné monotónní zvyšování QMOKE s teplotou žíhání a to až o 20 mdeg.

Výsledky našich měření prokázaly citlivost optických a magnetooptických metod na změnu krystalické mřížky. Jako vhodnější se pak ukázala měření magnetooptická, mezi kterými dosáhlo lepších výsledků měření jevů kvadratických v magnetizaci.

Literatura

- [1] Tanja Graf, Claudia Felser, Stuart S.P. Parkin. *Simple rules for the understanding of Heusler compounds*.
- [2] VIŠŇOVSKÝ, Štefan. *Optics in Magnetic Multilayers and Nanostructures*. Taylor & Francis Group, Boca Raton, 2006. ISBN 0-8493-3686-4.
- [3] J. Hamrle, S. Blomeier, O. Gaier, B. Hillebrands, H. Schneider, G. Jakob, K. Postava a C. Felser. *Huge quadratic magneto-optical Kerr effect and magnetization reversal in the Co_2FeSi Heusler compound* .
2007 J. Phys. D: Appl. Phys. 40 1563 doi:10.1088/0022-3727/40/6/S09
- [4] BERAN, Lukáš. *Studium fyzikálních vlastností nanostruktur pomocí magneto-optických metod*. Bakalářská práce. Praha, 1998.
- [5] *Magneto-optic properties of Heusler $\text{Co}_2\text{Fe}(\text{Al}_{0.5}\text{Si}_{0.5})$ and Rh_2MnAl compounds*. R. Ješko ,L. Beran ,D. Král ,S. Cichoň ,M. Veis ,J. Lančok ,J. Hamrle . Příspěvek na konferenci ISMFS, 2015.
- [6] Hecht Eugene. *Optics*. Edison Wesley, 2002 . ISBN 0-8053-8566-5.
- [7] NÝVLÍ, Miroslav. *Optical interactions in ultrathin magnetic film structures*. Disertační práce. Praha, 1996.
- [8] SILBER, Robin. *Quadratic-in-magnetization magneto-optical spectroscopy*. Diplomová práce. Ostrava, 2014.
- [9] POSTAVA, Kamil. *Light propagation in magneto-optical multilayers, Magnetization behavior*. Disertační práce. Olomouc, 1997.
- [10] URBAN, Radovan. *Modelování optické odezvy v ultratenkých magnetických vrstvách a multivrstvách s kobaltem* . Bakalářská práce. Praha, 1996.
- [11] HAMRLE, Jaroslav. *Magneto-optické studium ultratenkého Fe a Co v multivrstvách*. Diplomová práce. Praha, 1998.
- [12] MISTRÍK, Jan. *Optical interactions in ultrathin magnetic film structures*. Bakalářská práce. Praha, 1997.
- [13] Azzam Rasheed. *Ellipsometry and Polarized light*. North-Holland publishing company, 1977 . ISBN 0-7204-0694-3.
- [14] Di Bartolo Baldassare. *Optical Interactions in Solids*. John Wiley and sons, 1968 . ISBN 978-981-4295-74-1.
- [15] M. Jourdan, J. minář, J. Braun, A. Kronenberg. *Direct observation of half-metallicity in the Heusler compound Co_2MnSi* . Nature Communications 5, p. 3974, 2014.