



**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ  
FAKULTA**  
Univerzita Karlova

## **BAKALÁŘSKÁ PRÁCE**

Jan Šetina

# **Magnetooptické vlastnosti tenkých vrstev ferimagnetických granátů s kolmou magnetickou anizotropií**

Fyzikální ústav Univerzity Karlovy

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

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Aplikovaná fyzika

Praha 2019

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 má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V ..... dne .....

Podpis autora

Rád bych poděkoval zejména svému vedoucímu práce RNDr. Martinu Veisovi Ph.D. a kolegovi RNDr. Lukáši Beranovi za cenné rady, čas, který mi oba věnovali, a příležitost pracovat a rozvíjet své znalosti v daném oboru.

V neposlední řadě patří dík mé rodině a přátelům za neocenitelnou podporu při studiích a také v osobním životě.

Název práce: Magnetooptické vlastnosti tenkých vrstev ferimagnetických granátů s kolmou magnetickou anizotropií

Autor: Jan Šetina

Katedra: Fyzikální ústav Univerzity Karlovy

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

Abstrakt: Tato bakalářská práce je věnována teplotní charakterizaci a přesnému určení kompenzační teploty terbiu železitého granátu a studiem dalších magnetických granátů na bázi železa. Tato charakterizace byla prováděna pomocí spektroskopických magnetooptických metod, které jsou, díky své velké citlivosti a bezkontaktnosti, vhodné pro zkoumání tenkých vrstev železitých granátů.

Byla sestavena aparatura využívající zkřížených polarizátorů, pomocí které bylo provedeno měření spekter měření Kerrovy rotace a Kerrovy elipticity a jejich teplotní závislosti. Dále byly změřeny závislosti optických konstant na energii dopadajícího záření pomocí spektroskopického elipsometru. Také byla na vybraném vzorku změřena hysterezní smyčka a Faradayova rotace. Tato měření poskytla nové a velmi zajímavé poznatky, které jsou v této práci diskutovány.

Klíčová slova: magnetooptický Kerrův jev, magnetooptická spektroskopie, nanostruktury, kompenzační teplota

Title: Magnetooptical properties of thin films of ferrimagnetic garnets with perpendicular magnetic anisotropy

Author: Jan Šetina

Department: Institute of Physics of Charles University

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

Abstract: The aim of this bachelor thesis is to optically and magnetooptically characterize terbium iron garnet and determine its compensation temperature. Another goal is to study magnetooptical response of bismuth doped iron garnets. This analysis was done by magnetooptical spectroscopy, which is suitable for study of thin films due to its high sensitivity and contactlessness.

The experimental setup, which allows temperature dependent magnetooptical measurements, was developed and used in the thesis. The spectra of optical constants were deduced using spectroscopic ellipsometer. Hysteresis loop and Faraday rotation was measured on selected sample. These measurements provided new interesting insights in the materials properties, which are discussed in this thesis.

Keywords: magnetooptical Kerr effect, magnetooptical spectroscopy, nanostructures, compensation temperature

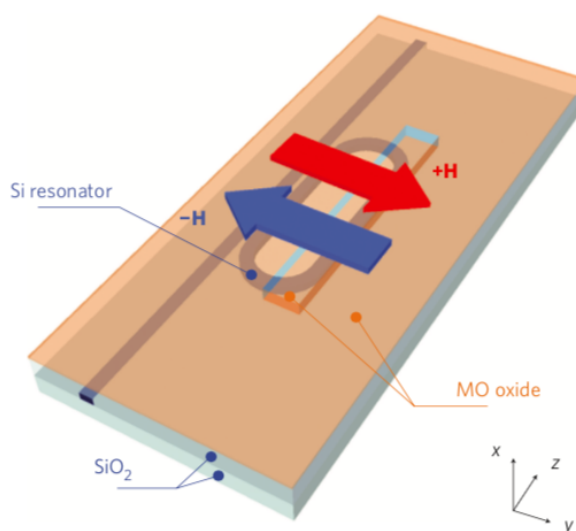
# Obsah

<b>Úvod</b>	<b>2</b>
<b>1 Magnetické vlastnosti ferimagnetů</b>	<b>4</b>
1.1 Kritická teplota . . . . .	4
1.2 Kompenzační teplota . . . . .	5
1.3 Magnetická anizotropie . . . . .	6
<b>2 Magnetooptické jevy a polarizace</b>	<b>7</b>
2.1 Polarizace elektromagnetické vlny . . . . .	7
2.1.1 Jonesův formalismus . . . . .	8
2.2 Kerrův jev . . . . .	10
2.3 Faradayův jev . . . . .	11
<b>3 Experimentální metody</b>	<b>13</b>
3.1 Magnetooptická spektroskopie . . . . .	13
3.1.1 Měření Kerrova jevu . . . . .	13
3.1.2 Intenzitní metody . . . . .	13
3.1.3 Modulační metody . . . . .	14
3.2 Spektroskopická elipsometrie . . . . .	14
<b>4 Magnetické granáty</b>	<b>18</b>
4.1 Studované vzorky . . . . .	18
4.1.1 Metal-organická dekompozice (MOD) . . . . .	19
4.1.2 Pulzní laserová depozice (PLD) . . . . .	20
<b>5 Experimentální výsledky a jejich diskuze</b>	<b>21</b>
5.1 TbIG . . . . .	21
5.2 Bi <sub>2.5</sub> X <sub>0.5</sub> IG . . . . .	25
<b>Závěr</b>	<b>27</b>
<b>Seznam použité literatury</b>	<b>28</b>
<b>Seznam obrázků</b>	<b>30</b>

# Úvod

Magnetooptika je obor, který propojuje dvě důležité oblasti fyziky – magnetismus a optiku. Hlavní oblastí jejího zkoumání je interakce elektromagnetického pole s magnetickým materiálem, která má za následek změnu polarizačního stavu odraženého nebo prošlého světla. Těmito jevy, kdy látka ovlivňuje šíření světla, pokud je vložena do magnetického pole, se jako jeden z prvních zabýval Michael Faraday. Všiml si, že pokud světlo projde materiálem uloženým v magnetickém poli, rovina jeho polarizace se stočí o určitý úhel. Později podobný jev popsal i skotský fyzik John Kerr, který však pozoroval namísto průchodu světla materiálem odraz světelné vlny od vzorku.

Studium výše zmíněných jevů je důležité nejen pro budoucí aplikace, ale také umožňuje náhled do elektronové struktury materiálu a přispívá k popisu nových jevů, jako je například spinový Hallův jev.[1] Experimentální metody, které využívají magnetooptické jevy, jsou hojně využívány díky jejich bezkontaktnosti a vysoké citlivosti na magnetismus. Další výhodou je poměrně jednoduché pozorování jednotlivých magnetických domén a rychlé měření hysterezních smyček materiálů. Společně se spektroskopickou elipsometrií tyto metody poskytují ucelené informace o elektronové struktuře materiálů, která je podstatná nejen pro výrobu a použití 3D displejů a hologramu, ale i pro návrhy různých integrovaných fotonických prvků, jako jsou např. magnetooptické izolátory (obr. 1 a 2). Tyto izolátory propouští světlo pouze jedním směrem a využívají se především u vysokovýkonných laserů, kde zabraňují návratu světelného svazku zpět do rezonátoru a tím napomáhají ke stabilizaci laseru. V poslední době je snaha o implementaci těchto (integrovaných) magnetooptických rezonátorů na křemíkové substráty, kde by zabránili vstupu svazku z vlnovodu zpět do integrovaného laseru. Je však velmi obtížné přenést výrobu ferimagnetických granátů na tyto substráty.



Obrázek 1: Integrovaný magnetooptický izolátor [2]

Jedním z nejvýznamnějších důvodů, proč se magnetooptika využívá je obor zvaný spintronika. Jedná se o poměrně nový obor, který k přenosu a zpracování informace využívá vnitřního momentu hybnosti – spinu – elektronů. Stejně jako

jsou v dnešní době zpracovávány informace v elektronické podobě a uchovávány pomocí nul a jedniček, spin elektronu také nabývá pouze dvou diskretních hodnot a tím pádem lze tímto způsobem přenášet informace a uchovávat data. Při přenosu dat pomocí spinů elektronů se využívá tzv. spinově polarizovaného proudu, který vzniká v materiálu, jímž prochází elektrický proud.

Díky dlouhé difúzní délce spinu, která je pro spintroniku důležitá, jsou v současné době ve vědeckém zájmu ferimagnetické granáty, jejichž základní sloučeninou je  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Hlavními přednostmi těchto granátů jsou velký magnetooptický jev a nízká absorpce ve viditelné a infračervené oblasti elektromagnetického spektra.

Pomocí substituce yttriových atomů za jiné prvky, jako jsou například Tb, Tm, Eu, Bi, atd., je možné magnetické, optické a magnetooptické vlastnosti měnit. Tyto vlastnosti lze měnit také částečným nahrazením atomů železa. Ukazuje se, že při různém poměru železa v granátech se změní kompenzační teplota materiálů. Tato rozdílná kompenzační teplota může být, mimo jiné, způsobena pnutím mezi substrátem a tenkou vrstvou. Jako vhodná metoda pro zkoumání této závislosti se jeví již zmiňovaná magnetooptická spektroskopie.



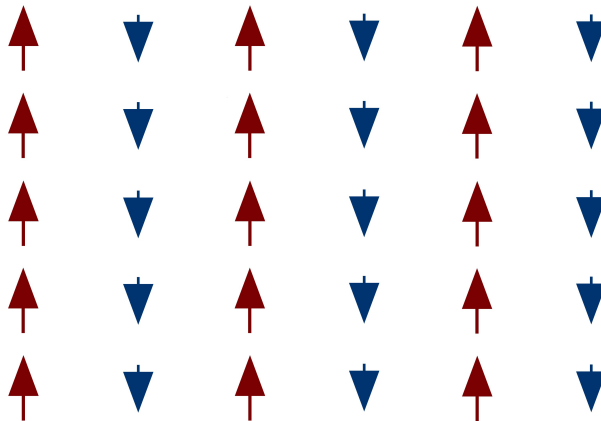
Obrázek 2: Magnetooptický izolátor (Newport ISO-04-650-LP) [3]

Předmětem této práce je charakteristika tenkých vrstev ferimagnetických granátů  $\text{Bi}_{2.5}\text{X}_{0.5}\text{IG}$ , které vykazují kolmou magnetickou anizotropii. Toto studium zahrnuje především měření magnetooptického Kerrova jevu. Dále se kvalitativně proměřil vzorek TbIG, při jehož zkoumání bylo použito mnoho experimentálních metod, jako jsou např. spektroskopická elipsometrie, magnetooptická spektroskopie, AFM a jiné. Byla také stanovena jeho kompenzační teplota s vysokou přesností.

Úvodní kapitola bakalářské práce je zaměřena na obecný popis ferimagnetů a jejich vlastnosti. V další části jsou uvedeny informace o polarizovaném světle a Jonesovu formalismu, který toto polarizované světlo a magnetooptické jevy vhodně popisuje. Ve třetí kapitole jsou podrobně popsány použité experimentální metody. Následující část je plně věnována informacím o magnetických granátech, společně s popisem studovaných vzorků včetně metod jejich přípravy, jako je pulsní laserová depozice a metal-organická dekompozice. Celou práci uzavírá kapitola pojednávající o naměřených výsledcích a jejich interpretaci.

# 1. Magnetické vlastnosti ferimagnetů

Ferimagnety jsou látky, jejichž atomy lze rozdělit do dvou či více magnetických podmříží, které mají vůči sobě opačně orientované magnetické momenty. (viz obr. 1.1) Celkově taková látka vykazuje spontánní magnetizaci. Tento jev nastává, pokud je látka tvořena alespoň dvěma různými atomy nebo ionty. Nejčastěji to jsou sloučeniny kovů a oxidu – např. ferity obsahující  $\text{Fe}^{3+}$  a  $\text{Fe}^{2+}$  v různých podmřížích.[4] Ferimagnetické uspořádání vykazují i zde studované železité granáty.



Obrázek 1.1: Uspořádání magnetických podmříží ve ferimagnetickém materiálu

Nejnámějším zástupcem je  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ . V tomto materiálu náleží každým čtyřem iontům kyslíku tři ionty železa; dva ionty  $\text{Fe}^{3+}$  a jeden iont  $\text{Fe}^{2+}$ . Magnetické momenty dvou iontů železa  $\text{Fe}^{3+}$  jsou orientovány opačnými směry a tudíž se na vytváření externího magnetického pole nepodílejí. Do výsledného vnějšího magnetického pole tedy přispívá jen poslední zbývající iont železa.[5]

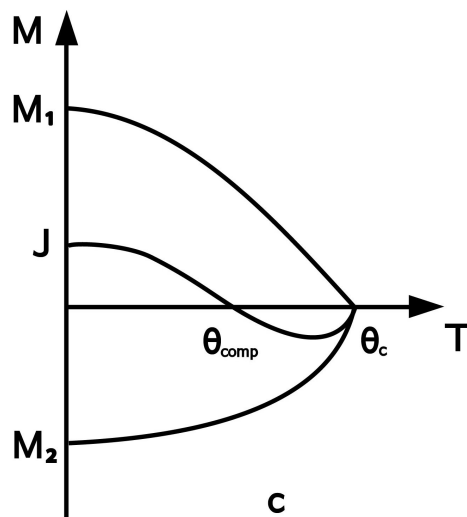
Mezi další zástupce se mohou řadit yttrium-železné granáty (YIG),  $\text{PbFe}_{12}\text{O}_{19}$ ,  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$  a také sloučeniny železa a síry ( $\text{Fe}_{1-x}\text{S}$ ).[6]

Obecně lze tedy říci, že v důsledku částečné vzájemné kompenzace jednotlivých magnetických momentů je celkové magnetické pole ferimagnetů menší než u feromagnetických materiálů, u kterých k této kompenzaci nedochází.

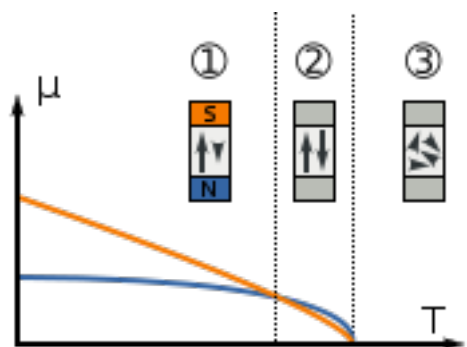
## 1.1 Kritická teplota

Ferimagnety mají velmi podobné vlastnosti jako feromagnety – vykazují spontánní magnetizaci pod *kritickou* (tzv. *Curieovou*) teplotou (pro každý materiál jiná) a při teplotě vyšší než je zmíněná kritická hodnota se stávají paramagnety magneticky neuspořádanými. To je způsobeno tím, že dosud řádně uspořádané magnetické momenty jednotlivých atomů se kvůli tepelným excitacím stanou chaotickými a tudíž je magnetický moment jednotlivých atomů kompenzován jinými atomy.[6]





Obrázek 1.2: Závislost magnetizace materiálů na teplotě  
 $\Theta_{\text{comp}}$ - kompenzační teplota,  $\Theta_C$ - Curieova teplota



Obrázek 1.3: Závislost magnetizace materiálů na teplotě  
 1) pod kompenzační teplotou je materiál ferimagnetický  
 2) prohození dominantní magnetické podmříže  
 3) nad Curieovou teplotou se materiál stává paramagnetickým [7]

## 1.2 Kompenzační teplota

U ferimagnetických granátů je však mnohem důležitější tzv. *kompenzační teplota*. Při této teplotě (nižší než Curieova teplota) se velikosti jednotlivých opačně orientovaných magnetických momentů vyrovnají, čímž celkový vnější magnetický moment zaniká. Toto se nazývá tzv. *kompenzační bod*. [6]

V tomto bodě se jednotlivé vektory magnetizace mohou velmi rychle dynamicky měnit. To je důležité pro rychlé změny orientace spinu – spinová vlna se tudíž šíří rychleji. Pro komerční využití je velmi důležité najít materiál s kompenzační teplotou blízké teplotě pokojové, aby se tyto rychlé změny magnetizace mohli odehrávat při běžných podmínkách.

### 1.3 Magnetická anizotropie

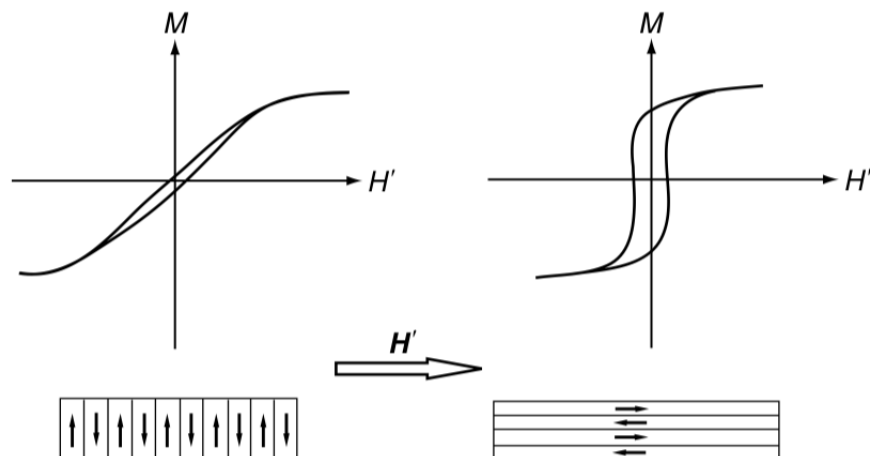
Magnetickou anizotropií se rozumí závislost energie daného magnetického momentu na jeho vlastní orientaci vůči jednotlivým krystalovým osám. Tato energie lze vyjádřit jako [8]

$$E_\alpha = K_\alpha \sin^2 \theta, \quad (1.1)$$

kde  $K_\alpha$  je konstanta anizotropie a  $\theta$  úhel mezi směrem magnetizace a směrem snadné osy.

Anizotropie určuje kterým směrem se spontánně uspořádávají magnetické momenty; tj. udává směr magnetizace v magnetických doménách fero, feri i antiferomagnetik a také ovlivňuje velikost koercitivní síly. Celková magnetická anizotropie systému je ovlivněna několika faktory jako je např. tvar vzorku, pnutí ve vzorku, nebo také samotným povrchem vzorku.[9]

U magneticky anizotropních materiálů záleží při magnetizaci na směru jejich natočení. V magnetismu se rozlišují dva významné směry v krystalu. Osa, podél které je magnetizace materiálu nejjednodušší se nazývá *snadná osa magnetizace*. Tento směr je tedy z pohledu spontánní magnetizace energeticky nejvýhodnější. Při aplikaci magnetického pole kolmo na snadnou osu magnetizace se jednotlivé magnetické domény orientují ve směru magnetického pole a následně při jeho vypnutí se díky energetické bilanci domény rozuspořádají do multidoménového stavu (do více směrů), ve kterém je celkový magnetický moment materiálu rovný nule. Tzn. není přítomna remanentní magnetizace (obrázek 1.4 vlevo). Naopak osa kolmá na snadnou osu magnetizace se nazývá *těžká osa magnetizace*. Tento směr je pro krystal energeticky nejméně výhodný. Při aplikaci magnetického pole kolmo na tuto osu (rovnoběžně se snadnou osou magnetizace) se magnetické domény opět orientují ve směru tohoto pole, avšak po jeho vypnutí většina domén zůstává orientována a materiál i nadále vykazuje vnitřní magnetizaci (obrázek 1.4 vpravo).



Obrázek 1.4: Hysterezní smyčky při aplikaci vnějšího magnetického pole kolmo na snadnou osu magnetizace (vlevo) a rovnoběžně se snadnou osou magnetizace (vpravo) [8]

## 2. Magnetooptické jevy a polarizace

Tato kapitola pojednává o studovaných magnetooptických jevech, které byly zkoumány u vybraných vzorků.

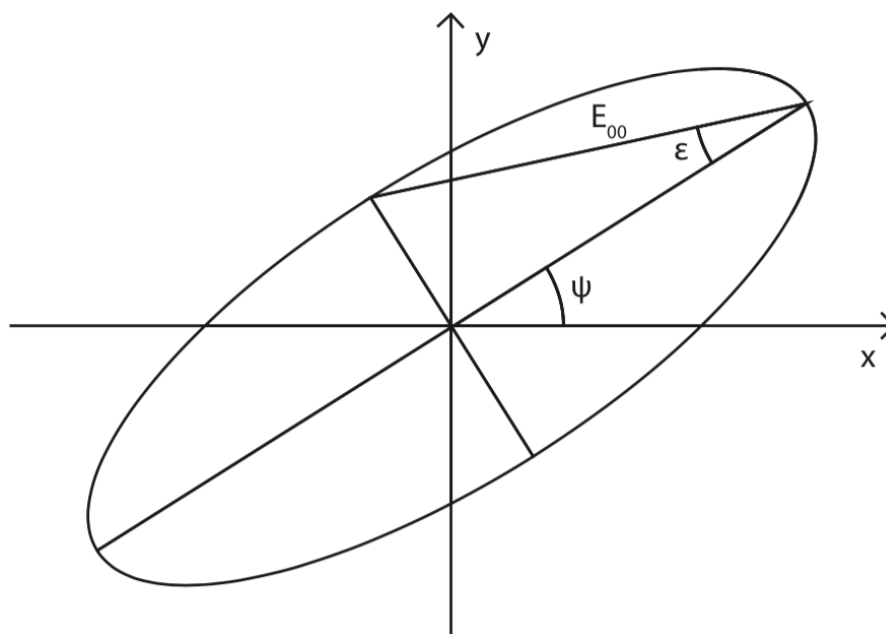
Díky tomu, že se při magnetooptických měření pracuje s polarizovaným světlem, je vhodné zde polarizaci elektromagnetického záření popsat.

### 2.1 Polarizace elektromagnetické vlny

Polarizace je obecná vlastnost všech vektorových vln, jako je například světelná vlna.

Z úpravy řešení vlnové rovnice pro elektromagnetické vlnění vyplývá, že polarizované světlo má obecně eliptickou polarizaci. K jejímu úplnému popisu, pokud nezáleží na postupu vlny v čase, stačí tři parametry [10]:

- $a, b \dots$  hlavní a vedlejší poloosa, pomocí kterých lze spočítat celkovou amplitudu  $E_{00} = \sqrt{a^2 + b^2}$
- $\Psi \in [-\pi/2; \pi/2]$  ... *azimut*, neboli orientovaný úhel mezi hlavní poloosou polarizační elipsy a x-ovou osou kartézské souřadné soustavy
- $\varepsilon \in [-\pi/2; \pi/2]$  ... *úhel ellipticity*, který je definován vztahem  $\tan \varepsilon = \mp \frac{b}{a}$



Obrázek 2.1: Polarizační elipsa [9]

Pokud by záleželo na tom, jaká fáze vlny byla v  $t = 0$ , bylo by nutné přidat další parametr, kterým by byla absolutní fáze  $\delta_0$ .

Úhel elipticity může nabývat i záporných hodnot a to z toho důvodu, že znaménko určuje jakým směrem se otáčí vektor elektrické intenzity. Podle konvence se uvádějí kladné hodnoty u pravotočivého směru a záporné hodnoty u levotočivého směru. Nulová elipticita poté odpovídá lineárně polarizovanému světlu, kdy vektor elektrické intenzity kmitá jen v tzv. *rovině polarizace*.

V některých případech je vhodné definovat kruhově polarizované světlo, kdy elipsa přechází v kruh. Tento případ nastává pro případ  $\varepsilon = \pm\pi/2$ . [11, 10]

Pro zjednodušení popisu polarizovaného světla bylo vytvořeno velké množství různých formalismů. Nejběžněji používaný je formalismus Jonesových vektorů a matic. Jeho nevýhodou je však to, že lze použít pouze pro popis zcela polarizovaného světla.

### 2.1.1 Jonesův formalismus

Rovinnou elektromagnetickou vlnu lze v symbolice komplexních čísel zapsat jako

$$\vec{E}(z,t) = E_x\vec{x} + E_y\vec{y}, \quad (2.1)$$

kde

$$E_x = a_x e^{-i(\omega t - kz + \varphi_x)} = A_x e^{-i(\omega t - kz)}, \quad (2.2)$$

a

$$E_y = a_y e^{-i(\omega t - kz + \varphi_y)} = A_y e^{-i(\omega t - kz)}. \quad (2.3)$$

Členy  $A_x$ ,  $A_y$  se nazývají komplexní obálkou vlny,  $a_x$ ,  $a_y$  jsou odpovídající složky amplitudy a  $\varphi_x$ ,  $\varphi_y$  počáteční fáze jednotlivých složek elektromagnetické vlny. Díky tomu lze definovat Jonesův vektor polarizace  $\vec{J}$  světelné vlny pohybující se ve směru osy  $\mathbf{z}$ :

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} a_x e^{-i\varphi_x} \\ a_y e^{-i\varphi_y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix}. \quad (2.4)$$

Tento vektor nese úplnou informaci o polarizačním stavu dané elektromagnetické vlny. Vektor lineárně polarizovaného světla ve směru osy  $\mathbf{x}$  lze tedy zapsat jako

$$\vec{J}_x = \begin{bmatrix} \cos \psi \\ \sin \psi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (2.5)$$

kde  $\psi$  (v tomto případě  $\psi = 0$  je úhel mezi rovinou ve kterém je vlna lineárně polarizovaná a osou  $\mathbf{x}$ ). Jonesův formalismus také velmi dobře popisuje interakci světelné vlny s optickým prvkem (fázová destička, polarizátor, čočka, ...). Ta je popsána maticí  $T$  daného optického prvku. Vektor  $\vec{J}'$ , který popisuje polarizační stav světla po průchodu optických prvkem se získá jako

$$\vec{J}' = T\vec{J}. \quad (2.6)$$

Dále jsou uvedeny dvě matice popisující základní optické prvky (lineární polarizátor a fázovou destičku), které byly použity při měřeních v této práci. Obě matice jsou zapsány v bázi lineární polarizace.[11]

Jonesova matice fázové destičky, která je charakterizovaná zpožděním  $\delta$  a rychlou osou ve směru  $\mathbf{x}$ :

$$R = \begin{bmatrix} e^{i\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix}. \quad (2.7)$$

Jonesova matice lineárního polarizátoru, který je otočený o úhel  $\alpha$ :

$$P = \begin{bmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{bmatrix}. \quad (2.8)$$

Jonesův formalismus lze také použít pro popis systému, ve kterém je přítomen neznámý prvek. Tento neznámý prvek je opět možno popsat Jonesovou maticí se čtyřmi obecně komplexními prvky. Výše uvedený formalismus také rozlišuje různé chování vzorku na odraz a na průchod. Proto jsou Jonesovy matice pro neznámé elementy dvě – reflexní a transmisní.

Reflexní matice  $S_r$  vyjádřená v  $s$ - a  $p$ - polarizaci, pomocí které lze popsat změnu polarizace, kterou způsobí vzorek dopadající světelné vlně při jejím odrazu, vypadá následovně:

$$S_r = \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix}, \quad (2.9)$$

kde koeficienty  $r_{ss}$ ,  $r_{sp}$ ,  $r_{ps}$ ,  $r_{pp}$  jsou amplitudové reflexní koeficienty pro  $s$ - a  $p$ - polarizované vlny. Pro izotropní materiál, který není umístěn v magnetickém poli je tato matice diagonální, tzn. nedochází k interakci mezi  $s$ - a  $p$ - vlnami. Po vložení materiálu do magnetického pole, které indukuje optickou anizotropii, se však nediagonální elementy stávají obecně nenulovými, což odpovídá interakci  $s$ - a  $p$ - vln.

To stejné platí i pro transmisní matici  $S_t$  s amplitudovými transmisními koeficienty  $t_{ss}$ ,  $t_{sp}$ ,  $t_{ps}$ ,  $t_{pp}$ , která je definována jako

$$S_t = \begin{bmatrix} t_{ss} & t_{sp} \\ t_{ps} & t_{pp} \end{bmatrix}. \quad (2.10)$$

V případě geometrie s radiální symetrií platí vztahy [10]:

$$R(\alpha)S_rR(\alpha) = S_r, \quad (2.11)$$

$$R(-\alpha)S_tR(\alpha) = S_t, \quad (2.12)$$

kde

$$R(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

je matice rotace o daný úhel alfa. Z maticových rovnic (2.11) a (2.12) lze získat

různé vztahy pro maticové elementy [10]:

$$r_{sp} = r_{ps}, \quad (2.14)$$

$$-r_{ss} = r_{pp}, \quad (2.15)$$

$$-t_{sp} = t_{ps}, \quad (2.16)$$

$$t_{ss} = t_{pp}, \quad (2.17)$$

$$-r_{sp}(\vec{M}) = r_{sp}(-\vec{M}), \quad (2.18)$$

$$r_{ss}(\vec{M}) = r_{ss}(-\vec{M}), \quad (2.19)$$

$$-t_{sp}(\vec{M}) = t_{sp}(-\vec{M}), \quad (2.20)$$

$$t_{ss}(\vec{M}) = t_{ss}(-\vec{M}), \quad (2.21)$$

$$r_{ss}(\vec{M}) = t_{ss}(-\vec{M}), \quad (2.22)$$

kde  $\vec{M}$  značí vektor magnetizace.

## 2.2 Kerrův jev

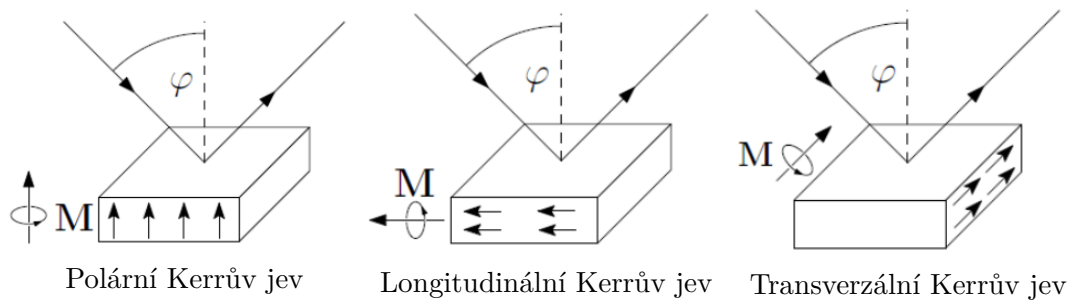
Kerrův jev souhrně popisuje změnu polarizace světla odraženého se od materiálu způsobenou magnetizací vzorku v lineárním přiblížení. Komplexní veličina, která jej popisuje, je tzv. *Kerrův úhel*, který je pro dopadající  $s$ -polarizovanou vlnu v aproximaci malých úhlů definován jako [11]

$$\Phi_{K_s} \approx \theta_{K_s} - i\varepsilon_{K_s} =: -\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \quad (2.23)$$

a pro  $p$ -polarizovanou vlnu

$$\Phi_{K_p} \approx \theta_{K_p} - i\varepsilon_{K_p} =: \frac{r_{sp}}{r_{pp}}, \quad (2.24)$$

kde  $\theta_K$  je Kerrova rotace jenž popisuje stáčení roviny polarizace,  $\varepsilon_K$  Kerrova elipticita, která popisuje změnu elipticity polarizační elipsy, koeficienty  $r_{ss}$ ,  $r_{sp}$ ,  $r_{ps}$ ,  $r_{pp}$  jsou amplitudové reflexní koeficienty pro  $s$ - a  $p$ -vlny, které jsou součástí reflexní matice  $S_r$ .



Obrázek 2.2: Různé konfigurace měření Kerrova jevu

Kerrův jev je přímo úměrný vektoru magnetizace. Z toho důvodu se měří ve třech různých konfiguracích: *polární*, *longitudinální* a *transverzální*. V polární konfiguraci je vektor magnetizace zkoumaného vzorku ve směru kolmém na rovinu vzorku. U longitudinálního uspořádání je vektor magnetizace přímo v rovině vzorku a navíc je rovnoběžný s rovinou dopadajícího světla. Při transverzální

konfiguraci leží vektor magnetizace opět v rovině vzorku, ale zde je již kolmý na rovinu dopadajícího světla. U prvních dvou zmiňovaných konfigurací Kerrova jevu, tj. polární a longitudinální, se mění po dopadu světla na vzorek jeho polarizace. U transverzálního Kerrova jevu se mění intenzita dopadajícího p-polarizovaného světla.[12, 13]

Získání informace ze všech těchto konfigurací je zásadní pro určení všech nediagonálních prvků tenzoru permitivity závislých na magnetizaci. Tímto tenzorem je totiž charakterizována optická odezva vzorku. Obecný tvar tenzoru permitivity  $\varepsilon$  vypadá takto:

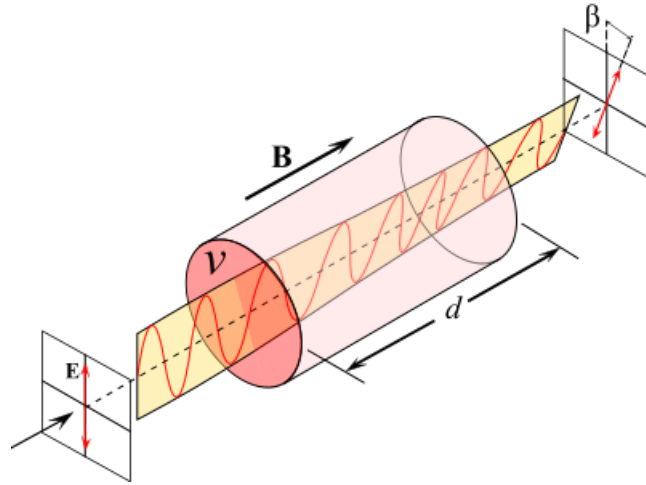
$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}. \quad (2.25)$$

Ve speciálních směrech aplikace magnetického pole se nicméně tento tenzor zjednoduší v důsledku symetrie problému. Například pro polární Kerrův jev platí:

$$\varepsilon_{xz} = \varepsilon_{yz} = 0, \quad (2.26)$$

$$\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx}. \quad (2.27)$$

## 2.3 Faradayův jev



Obrázek 2.3: Schematicky znázorněný Faradayův jev [14]

Faradayův jev je obdoba Kerrova jevu. Jedná se pouze od odlišnou konfiguraci, kdy zkoumáme změnu polarizace světla při průchodu materiálem. Jeho značnou výhodou je především výrazně vyšší velikost, což značně usnadňuje jeho měření. Podobně jako u Kerrova jevu je tzv. *Faradayův úhel* pro *s*- a *p*- polarizovanou vlnu definován jako [11]

$$\Phi_{F_s} \approx \theta_{F_s} - i\varepsilon_{F_s} =: \frac{t_{ps}}{t_{ss}}, \quad (2.28)$$

$$\Phi_{F_p} \approx \theta_{F_p} - i\varepsilon_{F_p} =: -\frac{t_{sp}}{t_{pp}}, \quad (2.29)$$

kde  $\theta_F$  je Faradayova rotace jenž popisuje stáčení polarizační roviny,  $\varepsilon_F$  Faradayova elipticita, která popisuje změnu elipticity polarizační elipsy a koeficienty  $t_{ss}$ ,  $t_{sp}$ ,

$t_{ps}$ ,  $t_{pp}$  jsou amplitudové reflexní koeficienty pro  $s$ - a  $p$ - polarizované vlny, které jsou součástí transmisní matice  $S_t$ .

Obecně pro výpočet Faradayovy rotace platí vzorec

$$\Theta_F = BVd, \quad (2.30)$$

kde  $B$  je velikost magnetického pole,  $V$  Verdetova konstanta,  $d$  délka prosvícovaného vzorku.



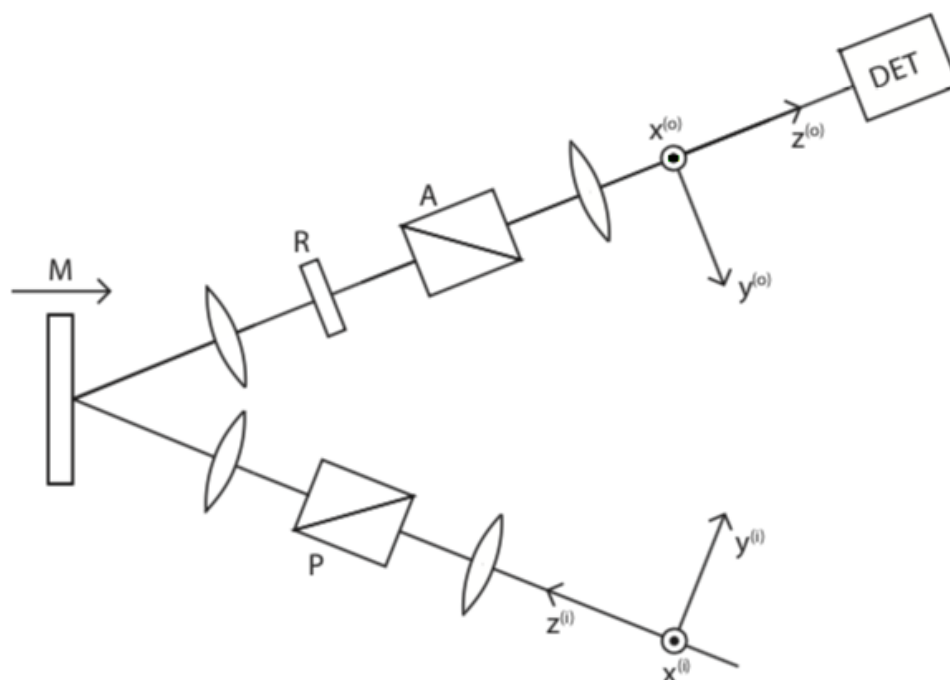
# 3. Experimentální metody

## 3.1 Magnetooptická spektroskopie

Magnetooptická spektroskopie je vědní obor, při němž se zkoumá závislost magnetooptického jevu na energii dopadajícího světla. Vzorek je v tomto případě v tak velkém magnetickém poli, aby došlo k úplné saturaci magnetizace tj. směr vektoru magnetizace má směr shodný se směrem vnějšího magnetického pole. Poté je totiž možno předpokládat, že vektor magnetizace má pouze polární nebo longitudonální složku v závislosti na směru vnějšího magnetického pole. Ve stavu úplné saturace je daný jev maximální a tudíž nejjednodušeji změřitelný. [11]

### 3.1.1 Měření Kerrova jevu

Existuje řada, jak přímých tak nepřímých, experimentálních metod pro určení Kerrova úhlu. Ty se rozdělují na metody *intenzitní* a *modulační*.



Obrázek 3.1: Metoda rotujícího analyzátoru v polárním uspořádání. P - polarizátor, A - analyzátor, R - fázové destičky, DET - detektor [9]

### 3.1.2 Intenzitní metody

V rámci práce je nejhojněji používaná **metoda rotujícího analyzátoru**, u které je Kerrův jev získán ze závislosti intenzity světla dopadajícího na detektor na vzájemném natočení polarizátorů mezi nimiž je umístěn vzorek v magnetickém poli. Schéma tohoto experimentálního uspořádání je znázorněno na obrázku 3.1. Při měření touto metodou se pro každou vlnovou délku a daný úhel dopadu světla na vzorek získají dva parametry ( $\theta_K$  a  $\varepsilon_K$ ), které popisují změnu polarizace při

odrazu od vzorku jako komplexní poměr odrazivosti  $p$ - (rovnoběžné) a  $s$ - (kolmé) složky polarizace.[15] Svazek světla je zfokusován a dále prochází polarizátorem, jehož snadná osa je orientována ve směru osy  $\mathbf{y}^i$ . Dále se svazek odráží od vzorku a prochází fázovou destičkou se zpožděním  $\delta$  a rychlou osou ve směru  $\mathbf{y}^o$ . Následně svazek prochází analyzátozem, který má snadnou osu pootočenou o úhel  $\alpha$  vůči ose  $\mathbf{x}^o$ . [9]

Světelnou vlnu pro průchodu celou aparaturou je možné popsat Jonesovým vektorem  $\vec{J}_o$ , který se určí vynásobením Jonesova vektoru (2.5)  $p$ -polarizované vlny s maticí polarizátoru (2.8), fázovou destičkou (2.7) a odrazu od vzorku (2.9):

$$\vec{J}_o = \begin{bmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (3.1)$$

Intenzita  $I$ , která je měřená detektorem, je úměrná [11]

$$I \approx |\vec{J}_0|^2 = \frac{R}{2} [\sin^2 \alpha + |\Phi_K|^2 \cos^2 \alpha + \sin(2\alpha) \Re(\Phi_K e^{i\delta})], \quad (3.2)$$

kde  $R = |r|^2$  je reflektivita vzorku pro danou dopadající polarizaci,  $\alpha$  pootočení polarizátoru a  $\delta$  zpoždění fázové destičky. Pro malé hodnoty Kerrova jevu lze zanedbat člen  $|\Phi_K|^2 \cos^2(\alpha)$  a dosadit dle 2.23  $\Phi_K \approx \theta_K - i\varepsilon_K$ . Pro naměřenou intenzitu pak platí [11]

$$I \approx \frac{R}{2} [\sin^2 \alpha + (\theta_K \cos \delta + \varepsilon_K \sin \delta) \sin(2\alpha)]. \quad (3.3)$$

V případě nepoužití fázové destičky je  $\delta$  rovna nule; pak intenzita závisí pouze na Kerrově rotaci  $\theta_K$ , reflektivitě vzorku a úhlu natočení polarizátoru  $\alpha$ .

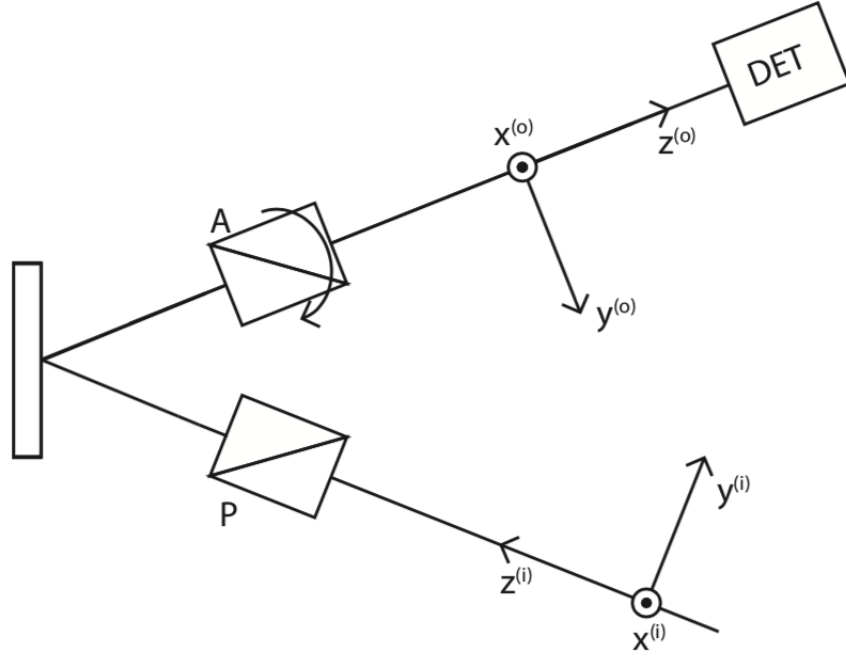
Další intenzitní metodou je tzv. **diferenciální metoda**, při které je měřen rozdíl intenzit svazků, které vystupují z Wollastonova polarizátoru jehož osa svírá s rovinou dopadu úhel  $\pi/4$ . Tento rozdíl je pak úměrný Kerrově rotaci.

### 3.1.3 Modulační metody

Modulační metody jsou založeny na tom, že používají různé optické prvky, které pravidelně, harmonicky s časem mění polarizační stav procházejícího světla. Naměřená intenzita poté obsahuje mimo jiné členy, které v čase oscilují a které se pomocí lock-in zesilovače a synchronní detekce vydělí z detekovaného signálu. Výhoda těchto metod je v tom, že výsledný poměr signálu ku šumu je vyšší. Modulován může být např. úhel otočení polarizační elipsy (azimut) pomocí Faradayovy cely nebo elipticita pomocí fotoelastického modulátoru.[9]

## 3.2 Spektroskopická elipsometrie

Spektroskopická elipsometrie se používá především při analýze optické odezvy jak tenkých vrstev tak i objemových materiálů. Podobně jako u magnetooptické spektroskopie se měří změna polarizace světla při odrazu od vzorku, který však již není v magnetickém poli. Tato metoda měří tuto změnu polarizačního stavu pro dané vlnové délky. Spektroskopickou elipsometrií lze určit nejen optické konstanty



Obrázek 3.2: Schéma elipsometru s rotujícím analyzátořem. P - polarizátor, A - analyzátoř, DET - detektor [9]

jednotlivých vrstev, jako například index lomu a koeficient absorpce, ale také jejich tloušťky a další strukturní vlastnosti.[15]

Elipsometr, což je přístroj na měření výše uvedených veličin, je zpravidla složen ze zdroje světla, polarizátoru, kompenzátořu, fázového modulátoru, analyzátořu, který určuje polarizační stav světla po odrazu od vzorku, a detektoru.

Nejjednodušším používaným uspořádaním těchto komponent je elipsometr s rotujícím analyzátořem. (Viz obr. 3.2.) U tohoto typu elipsometru prochází světelná vlna polarizátorem, který s osou  $\mathbf{x}^i$  ( $s$ - polarizace) svírá úhel  $\psi$ ; dále se světlo odráží od vzorku a prochází analyzátořem, jenž svírá s osou  $\mathbf{x}^o$  úhel  $\zeta$ , a následně vstupuje do detektoru měřícího jeho intenzitu. Úhel natočení polarizátoru  $\psi$  musí přitom být takový, aby  $s$ - i  $p$ - polarizovaná složka vlny mohla procházet. Podobně jako u metody rotujícího analyzátořu při měření Kerrova jevu lze světelnou vlnu po průchodu celou aparaturou popsat Jonesovým vektorem  $\vec{J}_o$ , který je určen vynásobením matice polarizátoru (2.8), reflexní matice (2.9) a Jonesova vektoru (2.5):

$$\vec{J}_o = \begin{bmatrix} \cos^2 \zeta & \sin \zeta \cos \zeta \\ \sin \zeta \cos \zeta & \sin^2 \zeta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{ss} & 0 \\ 0 & r_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \psi \\ \sin \psi \end{bmatrix}, \quad (3.4)$$

přičemž matice reflexní matice vzorku (2.9) je diagonální, protože vzorek není v magnetickém poli a tudíž je izotropní.

Intenzita  $I$  dopadající na detektor je úměrná [16]

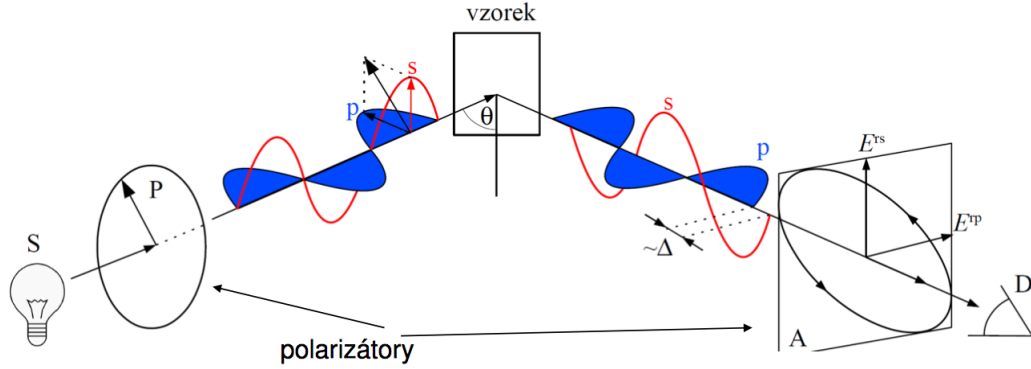
$$I \approx |\vec{J}_o|^2 = |r_{ss}|^2 \cos^2 \psi \cos^2 \zeta + |r_{pp}|^2 \sin^2 \psi \sin^2 \zeta + \frac{1}{4}(r_{ss}r_{pp}^* + r_{ss}^*r_{pp}) \sin 2\psi \sin 2\zeta. \quad (3.5)$$

Z každého měření intenzity pro každou oblast vlnových délek a pro úhly, které se na začátku experimentu zvolí, se získají 2 parametry (viz *Výpočet indexu lomu*) ( $\Psi$  – úhel pootočení [rotace] elipsy a  $\Delta$  – elipticita [tj. míra zploštění elipsy]), které

popisují změnu polarizace při odrazu od vzorku jako komplexní poměr odrazivosti  $p$ - (rovnoběžné) a  $s$ - (kolmé) složky polarizace. [15] Tyto dva parametry se obvykle vyjadřují pomocí podílu amplitudových reflexních koeficientů jako

$$\rho = -\frac{r_{pp}}{r_{ss}} =: \tan \Psi e^{i\Delta}, \quad (3.6)$$

přičemž  $\rho$  označuje celkovou změnu polarizačního stavu dané světelné vlny.



Obrázek 3.3: Schematicky znázorněný princip elipsometrie

**Výpočet indexu lomu** Pomocí vztahu (3.6) lze závislost intenzity na úhlu natočení analyzátoru  $\zeta$  přepsat jako

$$I \approx 1 - \eta \sin 2\theta + \xi \cos 2\theta, \quad (3.7)$$

kde

$$\eta = 2 \frac{\tan \psi \tan \Psi \cos \Delta}{1 + \tan^2 \psi \tan^2 \Psi}, \quad (3.8)$$

$$\xi = \frac{1 - \tan^2 \psi \tan^2 \Psi}{1 + \tan^2 \psi \tan^2 \Psi}. \quad (3.9)$$

Z naměřené intenzity pomocí vztahu (3.7) se určí  $\eta$  a  $\xi$ , ze kterých se po inverzi vztahů (3.8), (3.9) určí  $\Psi$  a  $\Delta$ .

Pro jednoduché rozhraní lze do vztahu (3.6) dosadit za  $r_{ss}$  a  $r_{pp}$  díky Fresnelovým rovnicím:

$$r_{ss} = \frac{N_1 \cos \Theta_1 - N_2 \cos \Theta_2}{N_1 \cos \Theta_1 + N_2 \cos \Theta_2}, \quad (3.10)$$

$$r_{pp} = \frac{N_2 \cos \Theta_1 - N_1 \cos \Theta_2}{N_1 \cos \Theta_2 + N_2 \cos \Theta_1}, \quad (3.11)$$

kde  $N_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$  je index lomu okolí a  $N_2 = \sqrt{\varepsilon_2}$  index lomu vzorku, přičemž

$$\varepsilon_{1,2} = \varepsilon_r + i\varepsilon_i \quad (3.12)$$

je reálná a imaginární část permitivity a

$$\sqrt{\varepsilon_{1,2}} = N = n + ik \quad (3.13)$$

reálná část indexu lomu ( $n$ ) a extinkční koeficient ( $k$ ).

V této bakalářské práci se měřily tenké vrstvy, které byly nanešeny na substrátu. V takovém případě se musí uvažovat mnohonásobné odrazy světelných svazků v tenké vrstvě;  $n$  a  $k$  se poté určí numericky fitováním. Pro potřeby této práce byl pro měření vzorků použit komerční elipsometr WOOLLAM RC2 s duálním rotujícím kompenzátorem.

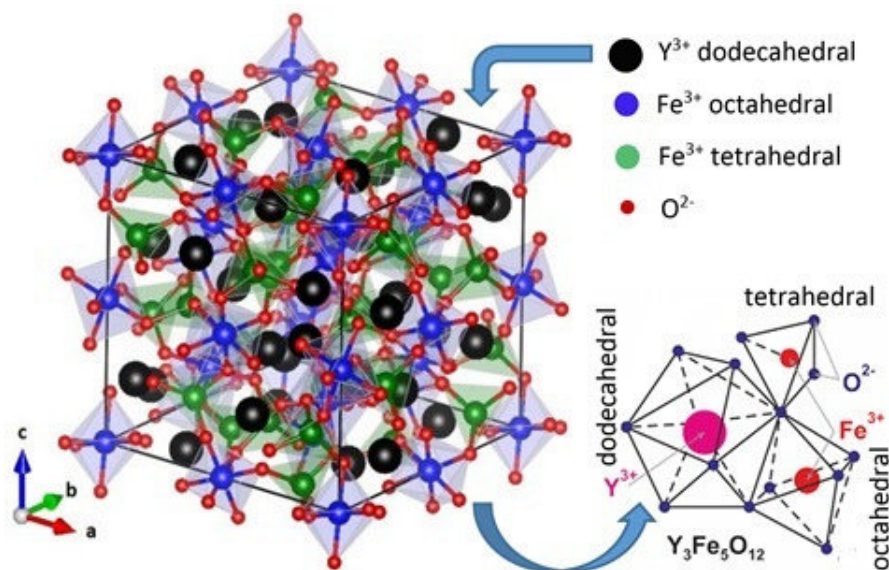
## 4. Magnetické granáty

Granáty jsou velmi široká skupina materiálů, která má v přírodě mnoho se vyskytujících zástupců (např. Pyrop -  $\text{Mg}_3\text{Al}_2[\text{SiO}_4]_3$ ). Tato skupina umožňuje syntetizaci zcela nových materiálů s novými, dosud nevídanými, fyzikálními vlastnostmi. V obou případech se jedná o dielektrické oxidy s velmi vysokou tvrdostí a výbornými optickými vlastnostmi; především ve viditelné a infračervené oblasti elektromagnetického spektra.

Tato práce se zaměřuje na magnetické granáty na bázi železa. Ty jsou především v anglické literatuře nazývány zkratkou XIG ( $\text{X}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ), kde X reprezentuje libovolný prvek z 3b skupiny periodické tabulky prvků či prvek vzácných zemin (*f*-prvky). IG je pak zkráceně *iron garnet*.

Nejnámější zástupcem, který byl hojně zkoumán několik desetiletí, ale stále neztrácí oblibu díky jeho bezkonkurenčním magnetickým vlastnostem je yttriový železitý granát  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (YIG).

Základní strukturu granátů (zde YIG) tvoří kubická elementární buňka, do jejíž mřížových bodů se umístí  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  ve specifické konfiguraci tří různých struktur: *dodekahedrání*, *tetraedrání* a *oktahedrání*. Jednotlivé struktury jsou tvořeny atomy kyslíku, které jsou uspořádány do výše zmíněných tvarů. Ionty železa a yttria dále vyplňují dutiny tvořené již zmíněnými kyslíky. (Viz obr. 4.1.)



Obrázek 4.1: Elementární buňka yttrium železitého granátu [17]

### 4.1 Studované vzorky

Zde studované vzorky magnetických granátů byly vyrobeny buď pomocí metody *pulzní laserové depozice* (PLD) nebo pomocí *metal-organické dekompozice* (MOD). Všechny studované vzorky jsou sepsány v Tabulce 4.1.

Vzhledem k tomu, že jednotlivé dopanty mají určitá specifika, fyzikální vlastnosti vzniklých granátů se mohou díky tomu dále upravovat. Přítomnost prvků

vzácných zemin má vliv především na magnetické vlastnosti. Dále je, vlivem rozdílných poloměrů atomů, možné řídit velikost mřížové konstanty, která pak ovlivňuje pnutí mezi vrstvou a substrátem. V neposlední řadě vnáší jednotlivé atomy do systému své charakteristické elektronové přechody, které se projevují na optické a magnetooptické odezvě. Projevy této modifikace lze pozorovat především na spektrálních závislostech magnetooptických jevů.

materiál	substrát	orientace substátu	tloušťka vrstvy	druh přípravy
Bi <sub>2,5</sub> Pr <sub>0,5</sub> IG	GGG <sup>1</sup>	100	150 nm	MOD
Bi <sub>2,5</sub> Pr <sub>0,5</sub> IG	GGG	111	150 nm	MOD
Bi <sub>2,5</sub> Sr <sub>0,5</sub> IG	GGG	111	150 nm	MOD
Bi <sub>2,5</sub> Sr <sub>0,5</sub> IG	GGG	110	150 nm	MOD
Bi <sub>2,5</sub> Eu <sub>0,5</sub> IG	GGG	100	150 nm	MOD
Bi <sub>2,5</sub> Eu <sub>0,5</sub> IG	GGG	111	150 nm	MOD
TbIG	GGG	111	37,16 nm	PLD

Tabulka 4.1: Přehled studovaných vzorků

Vzorky, které byly vyrobeny pomocí MOD, jsou magnetické granáty na bázi železa, dopované bismutem a dalším prvkem (Pr, S, Eu). Tyto vzorky jsou zajímavé, protože bismut v granátech velmi významně zesiluje magnetooptickou odezvu, která by při jeho absenci byla výrazně nižší. To se děje díky tomu, že tento prvek zvyšuje spin-orbitální interakci.

Motivací přípravy vzorku TbIG byla kolmá magnetická anizotropie vrstvy. Toho bylo dosaženo za pomoci pnutí mezi substrátem a vrstvou, které snížilo anizotropní energii ve směru kolmém na rovinu vzorku. Další očekávanou předností byla kompenzační teplota mírně nad pokojovou teplotou (v případě objemových materiálů je tato teplota -24.5 °C [19]). To umožňuje budoucí studium dynamiky magnetizace a je vhodné i pro budoucí spintronicke aplikace, kdy vlastnosti připravené vrstvy jsou velmi podobné plně kompenzovanému antiferomagnetu.

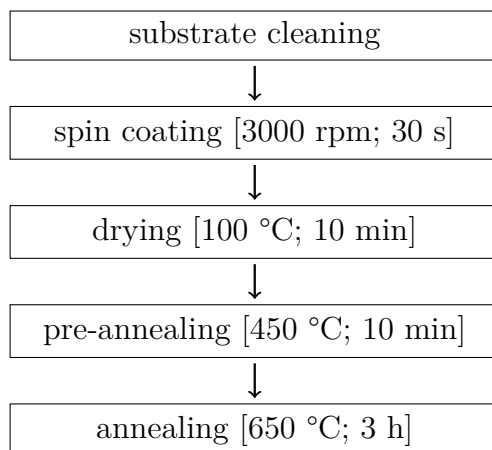
#### 4.1.1 Metal-organická dekompozice (MOD)

*Metal-organická dekompozice* je metoda přípravy vzorků, během které se na předem daný substrát (sklo, GGG) nanese metal-organický roztok požadovaného materiálu. Celý substrát i s roztokem na něm se nechá roztočit kolem své osy, jejíž poloha je v samotném středu substrátu. Díky odstředivé síle je tento roztok rozprostřen po celém substrátu a záleží na koncentraci roztoku, rychlosti a času otáčení jak silná vrstva materiálu na tomto substrátu zůstane. Poté se vzorek z přístroje zvaného spinner přenesne na „horkou plotýnku“ (*hot plate*), kde právě nanesená vrstva materiálu zaschne. Dále se vzorek vloží na druhou „horkou plotýnku“, jejíž teplota je však vyšší než první. Tato fáze se nazývá „předžhání“ (*pre-annealing*), při které dojde k rozkladu organických komponent, které jsou v roztoku materiálu doposud obsaženy. Po tomto kroku zbyde na substrátu pouze

<sup>1</sup>Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub>

čistý materiál (zde čistý granát); stále to však není krystal. Toho se docílí tím, že se vzorek uzavře do elektrické pece, kde se během žíhání z amorfního materiálu stane krystal.

Názorné schéma této metody lze pozorovat na obrázku 4.2.

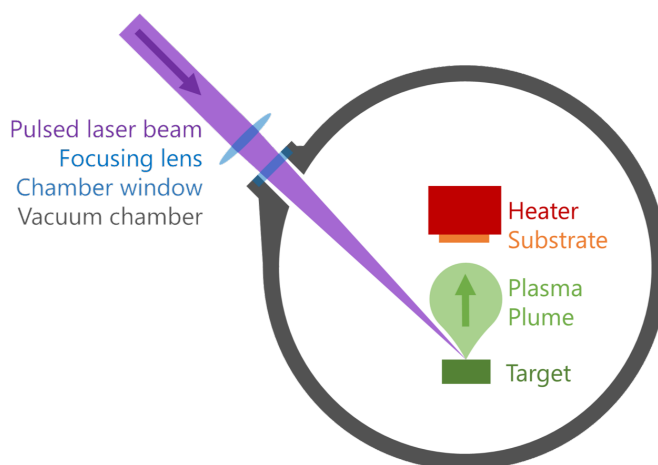


Obrázek 4.2: Schéma MOD

#### 4.1.2 Pulzní laserová depozice (PLD)

Tato metoda používá vysokoenergetický laserový svazek, který je fokusován na terčik nanášeného materiálu. Terčik i substrát, na který je materiál nanášen, jsou uzavřeny ve vakuové komoře ve které je přítomna kyslíková atmosféra. Laserový pulz předá svoji energii atomům na povrchu materiálu přičemž tyto atomy získají dostatečnou energii na přeměnu v plazma. To dopadá na připravený substrát, který je vyhříván na určitou teplotu ( $\sim 650\text{ °C}$ ). Po depozici je celý substrát společně se vzorkem postupně ochlazován. Rychlost tohoto ochlazování je nízká ( $\sim 10\text{ °C/min.}$ ). V případě rychlejšího ochlazování by nanešená vrstva byla polykrystalická až amorfní a její drsnost by byla větší, než požadovaná.

Schéma pulzní laserové depozice je zobrazeno na obrázku 4.3.



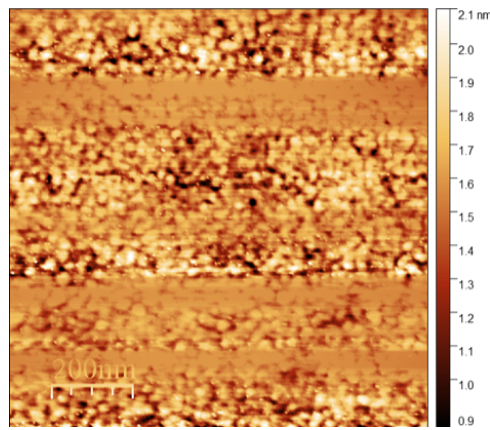
Obrázek 4.3: Princip pulzní laserové depozice



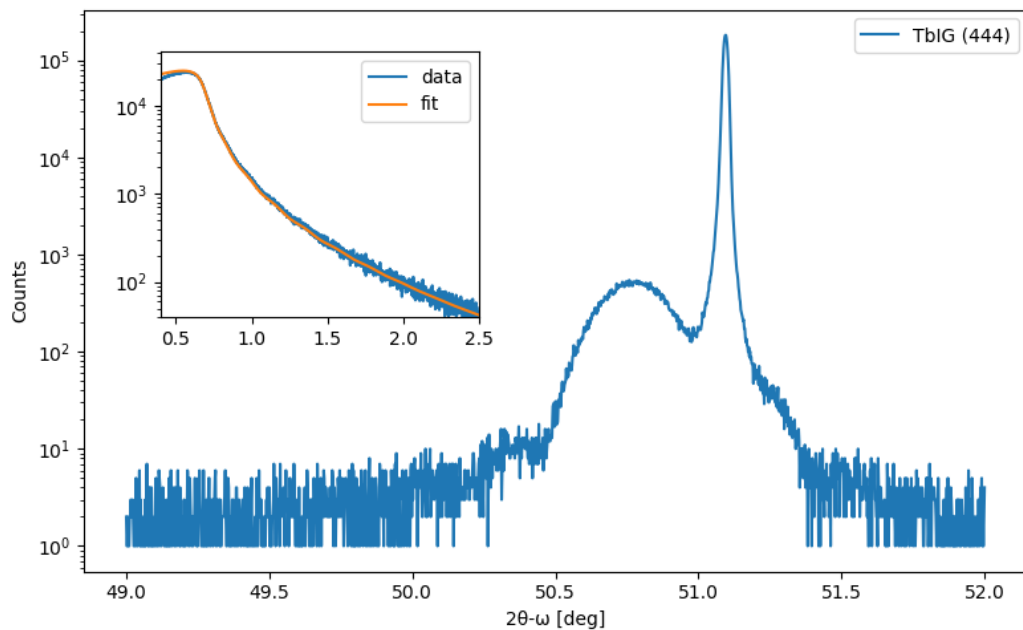
# 5. Experimentální výsledky a jejich diskuze

## 5.1 TbIG

Vzorek  $\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  byl připraven v laboratoři MASSACHUSETTS INSTITUTE OF TECHNOLOGY na substrátu  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  s orientací (111). Po jeho výrobě byl vzorek magneticky a strukturně analyzován. Vzorek nevykazuje žádné sekundární fáze, drsnost povrchu je pod 1 nm (z měření AFM<sup>1</sup> (viz obr. 5.1)) a tloušťka studovaného vzorku je 37.16 nm (z rentgenové (RTG) reflektivity).



Obrázek 5.1: Povrch TbIG naměřený pomocí AFM



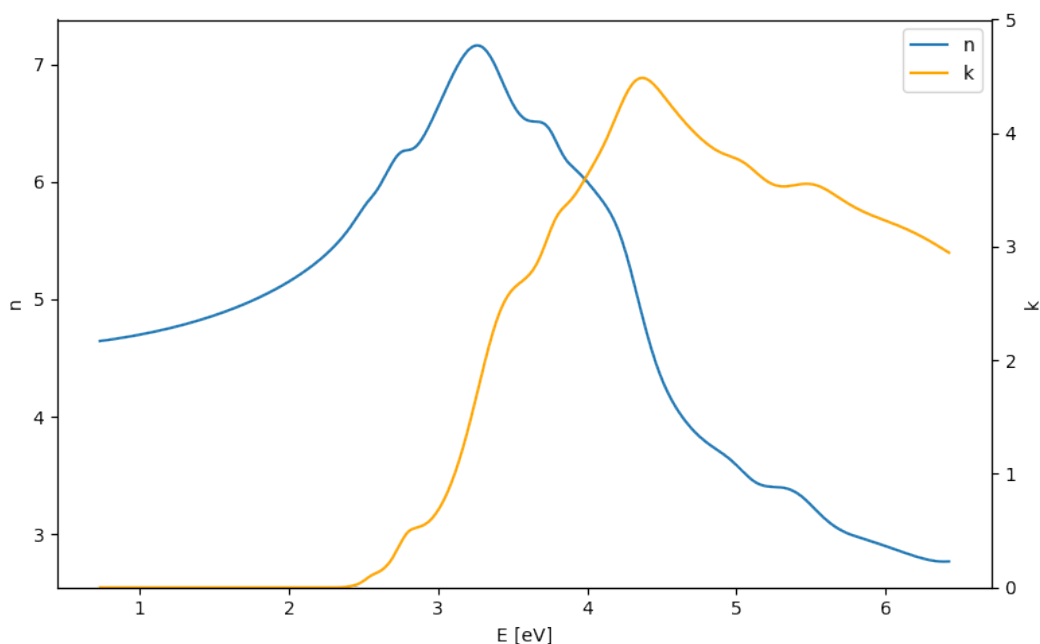
Obrázek 5.2: Úhlová závislost RTG difrakce; Úhlová závislost RTG reflektivity (vložený obrázek)

<sup>1</sup> Atomic force microscopy

Z obrázku 5.2 lze vidět, že substrát, na který byl vzorek připraven, má menší mřížkovou konstantu než samotná vrstva. To lze z grafu vyčíst podle dvou největších maxim u většího grafu. Z toho lze usoudit, že substrát GGG „stlačuje“ TbIG. Ve vzorku tak vzniká pnutí, které má za následek vytvoření kolmé magnetické anizotropie. Ze sekundárních maxim (*fringes*) lze vidět, že nastává interference RTG záření, což naznačuje, že film je kvalitní (jednotlivé vrstvy jsou narostlé stejným způsobem).

Malý graf znázorňuje RTG reflektivitu materiálu. Interference nastává pouze na vrstvě (ne v substrátu). Z periodicity oscilací signálu RTG reflektivity byla určena tloušťka vzorku.<sup>2</sup>

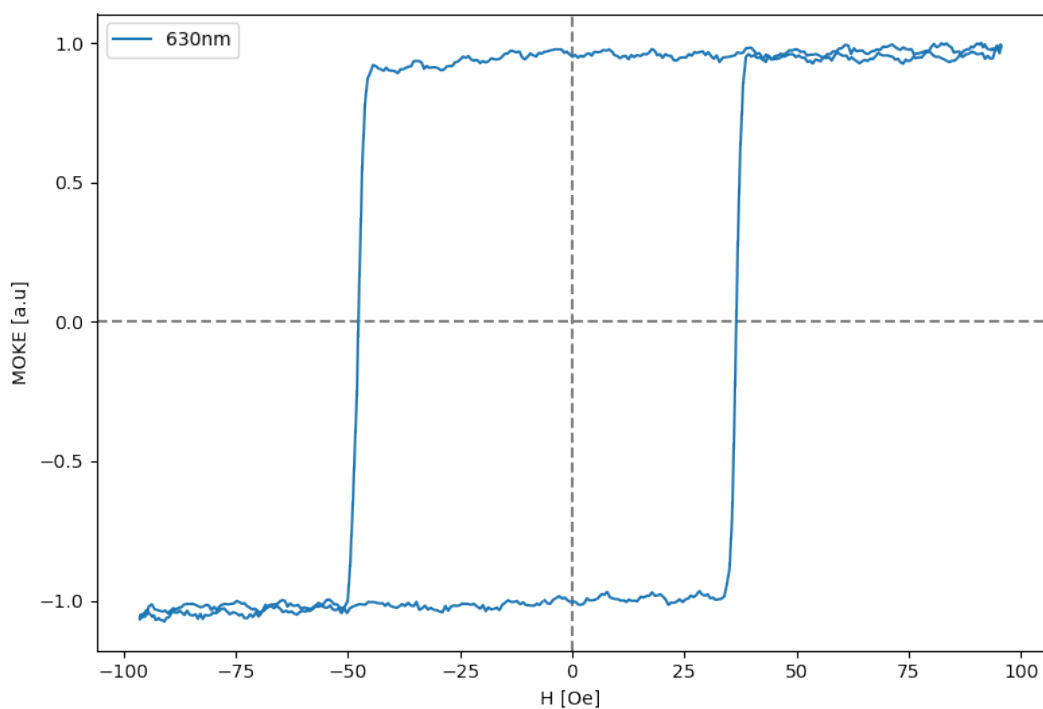
V grafu 5.3 lze pozorovat závislost optických konstant  $n$  (index lomu) a  $k$  (extinční koeficient) na energii dopadajícího záření. Je vidět, že do cca 3 eV je  $k = 0$ . To znamená, že vrstva neabsorbuje záření v IČ oblasti a tudíž je pro velké vlnové délky transparentní podobně jako YIG. Tato závislost byla zjištěna pomocí elipsometrického měření od 0.7 do 6.4 eV v rozsahu úhlů 60 - 70 stupňů. Pro fit naměřených dat bylo použito pokročilé disperzní modely.



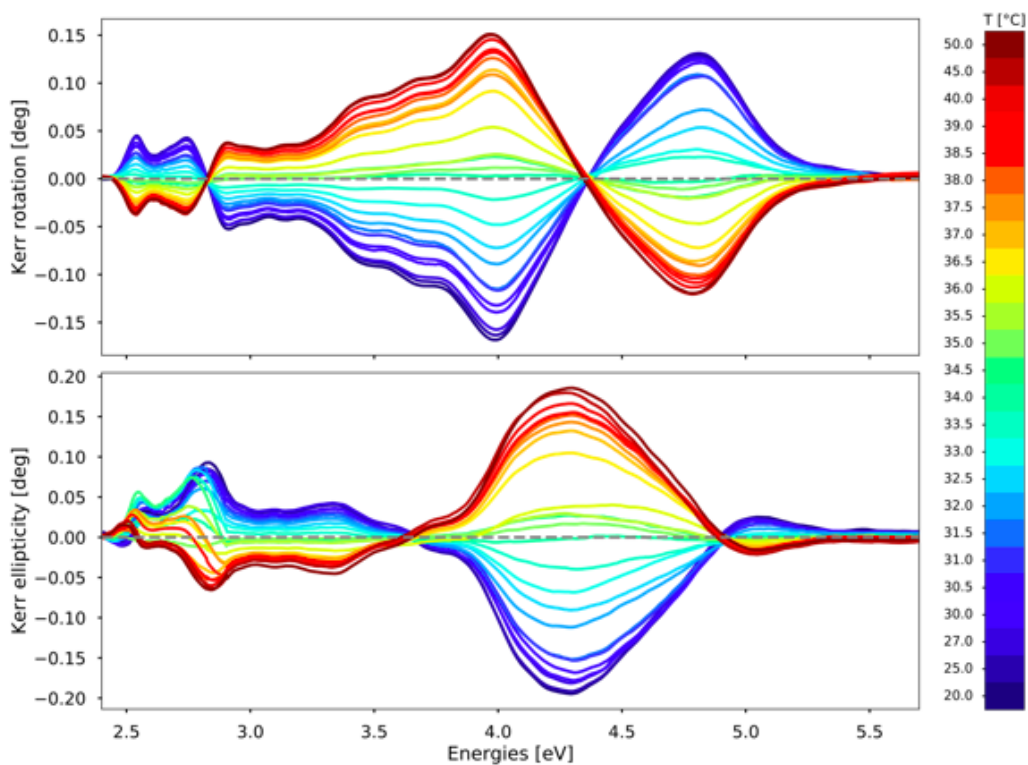
Obrázek 5.3: Závislost optických konstant  $n = \Re\{\sqrt{\varepsilon}\}$  a  $k = \Im\{\sqrt{\varepsilon}\}$  na energii dopadajícího záření

Následně se vzorek vložil do magnetického pole a měřila se závislost Kerrova jevu na vnějším magnetickém poli v polární konfiguraci při vlnové délce dopadajícího světla 630 nm. Výsledek tohoto měření je patrný na obrázku 5.4. Tato hysterezní smyčka má charakteristický obdelníkový tvar. Tento tvar poukazuje na to, že při vypnutí vnějšího magnetického pole vzorek nadále vykazuje vnitřní magnetizaci, což je typický případ pro snadnou osu. (Ve vzorku nastává PMA - *perpendicular magnetic anisotropy*.)

<sup>2</sup>Vlnová délka záření z RTG reflektivity je nepřímě úměrná tloušťce vzorku. ( $\lambda \sim d$ )



Obrázek 5.4: Hysterezní smyčka TbIG v polární konfiguraci

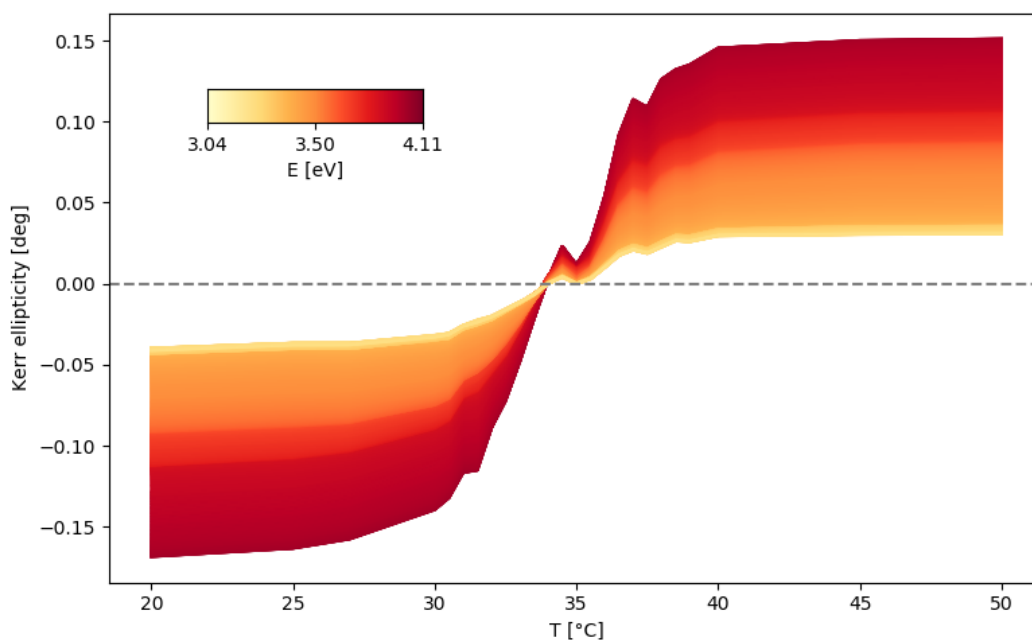


Obrázek 5.5: Teplotní závislosti Kerroy rotace a Kerroy elipticity na energii dopadajícího záření

Jako další se měřila teplotní závislost spekter Kerrovy rotace a elipticity na energii dopadajícího záření. Pro toto měření byla použita metoda rotujícího analyzátoru v polární konfiguraci. Měřilo se v teplotním rozsahu 20 - 50 °C, přičemž teplota byla řízena peltierovým článkem se zpětnou vazbou za pomoci termočlánku připevněném teplovodnou pastou na povrch vzorku. Rozsah měřených energií byl od 2.3 do 5.7 eV při saturaci vzorku v magnetickém poli o velikosti 1 T.

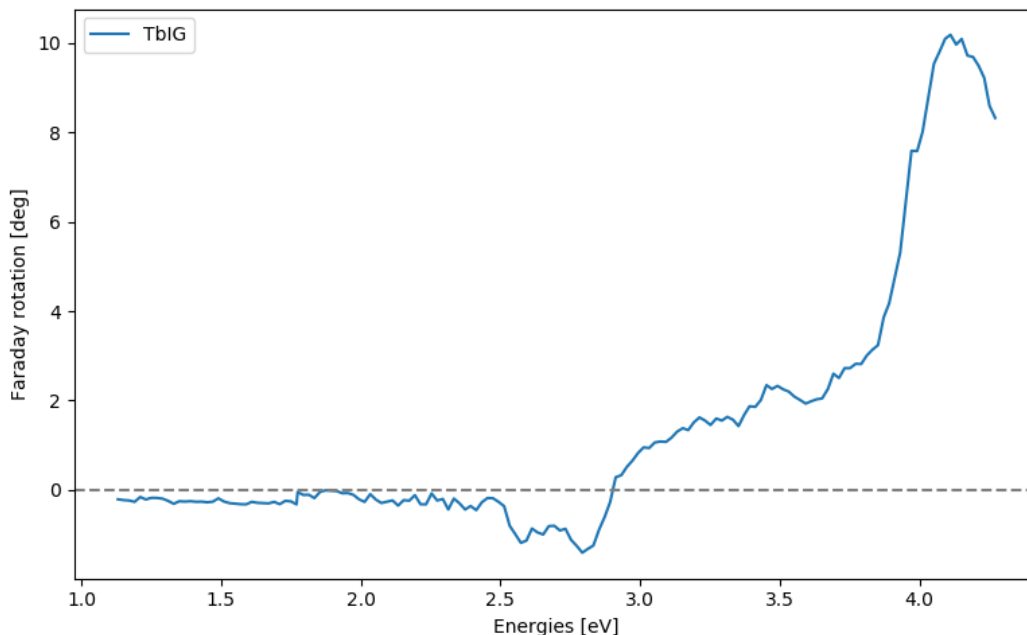
Výsledky těchto měření lze pozorovat na obrázku 5.5. Spektrální tvar pro vyšší energie odpovídá dříve pozorovaným výsledkům na YIG.[18] Z toho lze usuzovat, že v oblasti nad 3 eV dominují elektronové přechody  $\text{Fe}^{3+}$  iontů ovlivněné krystalovým polem. Na druhou stranu, v oblasti pod 3 eV se nachází charakteristické přechody Tb. Lze také vidět, že pod energií 2.5 eV je efekt téměř nulový. Zajímavý je také fakt, že při energii záření kolem 3.8 a 4.9 eV spektrum protíná nulovou hodnotu za libovolné teploty. Ten je mimo jiné předmětem dalšího zkoumání.

Obrázek 5.6 ukazuje závislost Kerrovy elipticity na dané teplotě v rozmezí energií 3.04 - 4.11 eV. Z toho lze vyčíst kompenzační teplotu vzorku, která byla určena na  $34.4 \pm 0.2$  °C. Tato teplota je významně vyšší než kompenzační teplota v objemových vzorcích. To je způsobeno nestechiometrickým složením jednotlivých tenkých filmů. Z důvodu snížené koncentrace železa v granátech vyrobených pomocí metody PLD se v budoucnu určí přesná závislost kompenzační teploty na koncentraci železa v tenké vrstvě.



Obrázek 5.6: Závislost Kerrovy elipticity na teplotě

Další měření, které na tomto vzorku proběhlo, bylo měření Faradayovy rotace. To však probíhalo pouze za nižších energií, od 1.1 do 4.3 eV, z důvodu absorpce vzorku pro kratší vlnové délky. Výsledky tohoto měření jsou v souladu s měřením Kerrovy rotace, kdy vzorek začíná absorbovat dopadající záření nad 3 eV což ukazuje optické přechody uvnitř materiálu. Faradayova rotace vzorku TbIG je znázorněna na obr. 5.7.

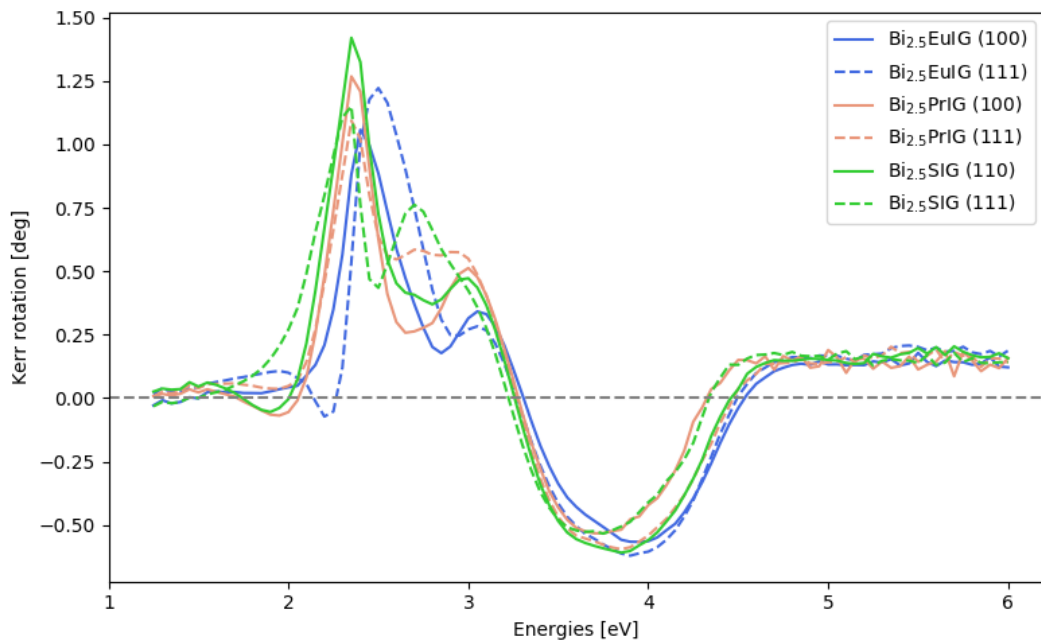


Obrázek 5.7: Závislost Faradayovy rotace na energii dopadajícího záření

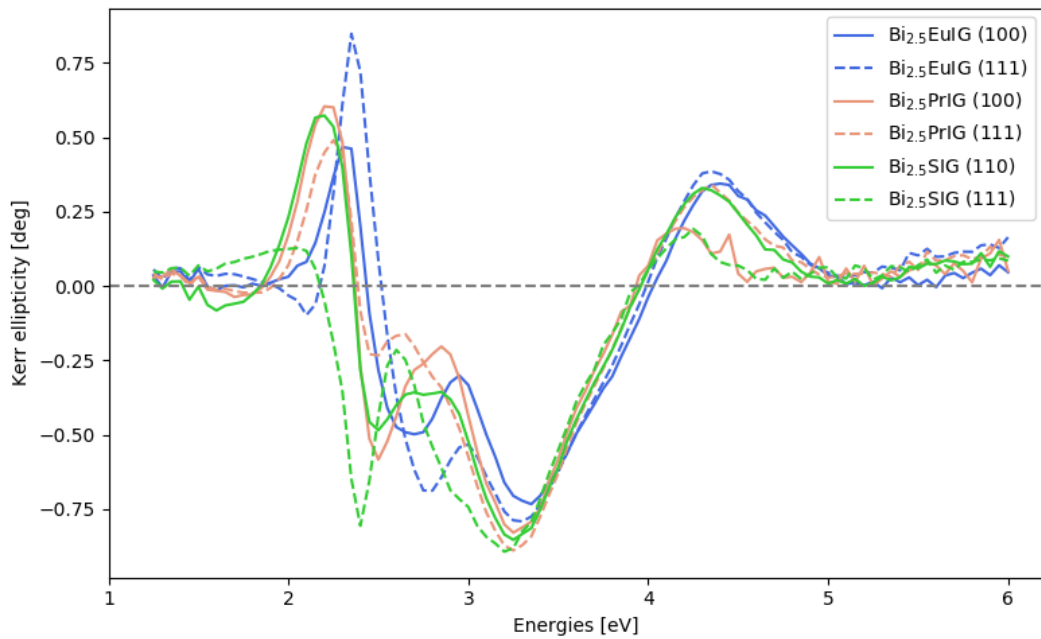
## 5.2 $\text{Bi}_{2.5}\text{X}_{0.5}\text{IG}$

Stejně jako u vzorku TbIG byly vzorky připravené pomocí metody MOD proměřeny na magnetooptickém spektrometru založeném na principu rotujícího analyzátoru. U všech vzorků se jednalo o měření v polární konfiguraci při magnetickém poli o velikosti 1 T, které je postačující pro saturaci vzorků. Z měřeného spektrálního rozsahu 1.1 - 6 eV nastává nejvyšší efekt v oblasti od 2 eV do 5.5 eV. To lze vidět na obrázku 5.8. Také si lze povšimnout, že oblast okolo energie 3.5 eV je téměř totožná všem zkoumaným vzorkům. To je v souladu s očekávanými neboť přechody v této oblasti odpovídají přechodům iontů železa v krystalovém poli kyslíku, které by neměly být příliš narušeny vlivem ostatních dopantů.

V oblasti od 1.8 eV do 3 eV lze pozorovat důsledky záměny prvků vzácných zemin. Nejviditelnější změna spektra je pozorována u vzorku  $\text{Bi}_{2.5}\text{Eu}_{0.5}\text{IG}$  při orientaci substrátu (111). V tomto případě se celá závislost v okolí energie 2.5 eV posouvá do oblasti vyšších energií. Podobný trend lze pozorovat také u substrátu s orientací (100), u kterého je však toto posunutí výrazně menší. V naměřených spektrech je vidět, že tato oblast není závislá pouze na použitém dopantu, ale taktéž velkou měrou závisí na orientaci použitého substrátu. To poukazuje na fakt, že energie specifických přechodů jednotlivých prvků vzácných zemin jsou silně ovlivněny pnutím mezi použitým substrátem a vrstvou. Dalším vysvětlením různých tvarů jednotlivých spekter jsou, z důvodu transparentnosti materiálu do 3 eV, interferenční jevy, které jsou způsobeny několikanásobnými odrazy světelné vlny v tenké vrstvě materiálu.



Obrázek 5.8: Závislost Kerroy rotace na energii dopadajícího záření



Obrázek 5.9: Závislost Kerroy elipticity na energii dopadajícího záření

# Závěr

## TbIG

V této bakalářské práci se mimo jiné studoval vzorek TbIG - tenká vrstva narostlá metodou PLD. Pomocí jednotlivých měření se ukázalo, že optické vlastnosti této vrstvy jsou velmi podobné vzorku YIG, ale také dalším železným granátům. [18]

Zkoumaná vrstva TbIG vykazuje silný magnetooptický efekt ve viditelné a UV oblasti.

V objemových vzorcích byla kompenzační teplota určena na přibližně  $-24.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ . [19] Výše uvedená měření však ukázala, že u zde zkoumaných vzorků je kompenzační teplota  $34.4\text{ }^{\circ}\text{C}$ . To je vysvětlováno nestechiometrickým složením jednotlivých filmů. Vrstvy granátů vyrobených pomocí metody PLD vykazují především sníženou koncentraci železa. Z toho důvodu se v budoucnu proměří a určí přesná závislost kompenzační teploty na koncentraci Fe v tenké vrstvě.

Díky těmto měřením se získaly zajímavé informace a nové poznatky o této vrstvě. Teplotní vývoj spekter je atypický a z toho důvodu je jeho vysvětlení a mikroskopický původ obsahem dalšího zkoumání.

## $\text{Bi}_{2.5}\text{X}_{0.5}\text{IG}$

Dále se zde podrobně zkoumal vliv substituce různých atomů vzácných zemin do dodekahedrání podmříže granátové struktury. Z naměřených magnetooptických spekter se dospělo k závěru, že záměna substituentů nemá přílišný vliv na tetrahedrání a oktahedrání podmříže, které jsou obsazeny atomy železa. Ze studie vzorků při různých orientacích substrátu však vyplývá, že tyto záměny mají značný vliv na velikost mřížové konstanty, kvůli které se mění velikost pnutí mezi substrátem a vrstvou. To má za následek posunutí spektrálních charakteristik, které jsou typické pro dopované prvky.

# Seznam použité literatury

- [1] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom. Observation of the spin hall effect in semiconductors. *Science*, 306(5703):1910–1913, prosinec 2004.
- [2] Lei Bi, Juejun Hu, Peng Jiang, Dong Hun Kim, Gerald F. Dionne, Lionel C. Kimerling, and C. A. Ross. On-chip optical isolation in monolithically integrated non-reciprocal optical resonators. *Nature Photonics*, 5(12):758–762, listopad 2011.
- [3] Newport Corporation. Magneto-optical isolator ISO-04-650-LP. [online] <https://www.newport.com/f/low-power-faraday-optical-isolators>, 2019.
- [4] Svatopluk Krupička. *Fyzika feritů a příbuzných magnetických kysličníků*. Academia, Praha, 1969.
- [5] The Editors of Encyclopaedia Britannica. Ferrimagnetism. [online] <https://www.britannica.com/science/ferrimagnetism>, 2018.
- [6] Nicola Spaldin. *Magnetic materials: fundamentals and device applications*. Cambridge University Press, Cambridge, Uk New York, 2003.
- [7] Petteri Aimonen. A chart of the magnetic moment of a ferrimagnetic material as the function of temperature. [online] <https://en.wikipedia.org/wiki/Ferrimagnetism>, 2009.
- [8] J. M. D. Coey. *Magnetism and magnetic materials*. Cambridge University Press, Cambridge New York, 2009.
- [9] Lukáš Ohnoutek. Physics of interfaces in magnetic nano structures. Diplomová práce, Matematicko-fyzikální fakulta Univerzity Karlovy, 2017.
- [10] Lukáš Beran. Studium fyzikálních vlastností nanostruktur pomocí magneto-optických metod. Bakalářská práce, Matematicko-fyzikální fakulta Univerzity Karlovy, 2012.
- [11] Miroslav Nývlt. *Optical interactions in ultrathin magnetic film structures*. Disertační práce, Matematicko-fyzikální fakulta Univerzity Karlovy, 1996.
- [12] T Kuschel, H Bardenhagen, H Wilkens, R Schubert, J Hamrle, J Pištora, and J Wollschläger. Vectorial magnetometry using magneto-optic kerr effect including first- and second-order contributions for thin ferromagnetic films. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 44(26):265003, červen 2011.
- [13] Martin Zahradník. Magneto-optická spektroskopie ultratenkých vrstev  $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ . Bakalářská práce, Matematicko-fyzikální fakulta Univerzity Karlovy, 2012.
- [14] Faradayův jev. [online] <http://www.ises.info/index.php/cs/laboratory/experiment/faraday/introduction>, 2018.



- [15] Vladan Bernard. *Optická spektrometrie*. Biofyzikální ústav, Lékařská fakulta MU, 2010.
- [16] Justin Peatross. *Physics of light and optics*. Brigham Young University, Department of Physics, Provo, Utah, 2016.
- [17] Lakshmikanta Aditya, R Meena, Manjeet Ahlawat, P Pareek, P Kulshreshtha, and Rs Shinde. Development of indium doped calcium vanadium garnets for high power CW circulators at 505.8 MHz for indus-2. In *Indian Particle Accelerator Conference, Indore*, leden 2018.
- [18] Š. Višňovský, R. Krishnan, V. Prosser, Thuy Nguyen Phu, and Ivo Středa. Polar kerr rotation spectra in yttrium iron garnet and lithium ferrite: A comparative study. *Applied Physics*, 18(3):243–247, březen 1979.
- [19] B Sokolov, M D. Talabov, and Mirzo Sharipov. Domain structure of a thin single-crystal plate of terbium iron garnet near the magnetic compensation point. *Physics of the Solid State*, 55, únor 2013.

# Seznam obrázků

1	Integrovaný magnetooptický izolátor . . . . .	2
2	Magnetooptický izolátor . . . . .	3
1.1	Uspořádání magnetických podmříží ve ferimagnetickém materiálu	4
1.2	Závislost magnetizace materiálů na teplotě . . . . .	5
1.3	Závislost magnetizace materiálů na teplotě . . . . .	5
1.4	Hysterezní smyčky . . . . .	6
2.1	Polarizační elipsa . . . . .	7
2.2	Různé konfigurace měření Kerrova jevu . . . . .	10
2.3	Schematicky znázorněný Faradayův jev . . . . .	11
3.1	Metoda rotujícího analyzátoru . . . . .	13
3.2	Schéma elipsometru s rotujícím analyzátozem . . . . .	15
3.3	Schematicky znázorněný princip elipsometrie . . . . .	16
4.1	Elementární buňka yttrium železitého granátu . . . . .	18
4.2	Schéma MOD . . . . .	20
4.3	Princip pulzní laserové depozice . . . . .	20
5.1	Povrch TbIG naměřený pomocí AFM . . . . .	21
5.2	Úhlová závislost RTG difrakce; Úhlová závislost RTG reflektivity .	21
5.3	Závislost optických konstant $n = \Re\{\sqrt{\varepsilon}\}$ a $k = \Im\{\sqrt{\varepsilon}\}$ na energii dopadajícího záření . . . . .	22
5.4	Hysterezní smyčka Kerrovy rotace TbIG v polární konfiguraci . .	23
5.5	Teplotní závislosti Kerrovy rotace a Kerrovy elipticity . . . . .	23
5.6	Závislost Kerrovy elipticity na teplotě . . . . .	24
5.7	Závislost Faradayovy rotace na energii dopadajícího záření . . . .	25
5.8	Závislost Kerrovy rotace na energii dopadajícího záření . . . . .	26
5.9	Závislost Kerrovy elipticity na energii dopadajícího záření . . . . .	26