

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikální inženýrská

Katedra fyziky



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Experimentální metody v magneto-elektrických
nesymetrických systémech

Autor: Kamilla Sabirzyanova
Vedoucí: Ing. Miroslav Krůs, Ph.D.
Akademický rok: 2023/2024

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Akademický rok: 2022/2023



Student: Kamilla Sabirzyanova

Studijní program: Jaderná a částicová fyzika

Název práce: Experimentální metody v magneto-elektrických nesymetrických
(česky) systémech

Název práce: Experimental methods in nonreciprocal magneto-electric systems
(anglicky)

Jazyk práce: Čeština

Pokyny pro vypracování:

- 1) Seznamte se základy nelineární optiky
- 2) Seznamte se s fyzikou dvojlomu vakua pro různé elektrodynamické modely
- 3) Seznamte se s experimentálními metodami pro studium dvojlomu vakua
- 4) Proměřte homogenitu magnetického pole vytvořeného sestavou permanentních magnetů

Doporučená literatura:

- [1] T. Heinzl et al.: On the observation of vacuum birefringence, Optics Communications 267, 318 (2006)
- [2] B. Pelle et al.: Magnetoelectric Directional Nonreciprocity in Gas-Phase Molecular Nitrogen, Physical Review Letters 106, 193003 (2011)
- [3] A. Ejlli et al.: The PVLAS experiment: a 25 year effort to measure vacuum magnetic birefringence, Physics Reports 871, 1 (2020)
- [4] V. B. Beresteckij, E. M. Lifsic, and L. P. Pitaevskij: QUANTUM ELECTRODYNAMICS (Butterworth-Heinemann, Oxford, 2008)

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

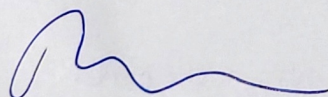
Ing. Miroslav Krůs, Ph.D.

Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

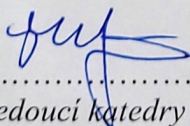
Datum zadání bakalářské práce: 28.02.2023

Termín odevzdání bakalářské práce: 08.01.2024

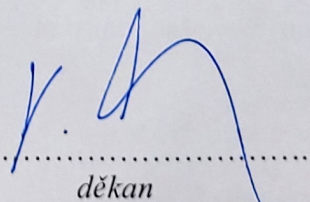
Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.



.....
garant studijního programu



.....
vedoucí katedry



.....
děkan

V Praze dne 28.02.2023





PROHLÁŠENÍ

Já, níže podepsaná

Jméno a příjmení studenta: Kamilla Sabirzyanova
Osobní číslo: 502479
Studijní program: Jaderná a částicová fyzika
Studijní obor: /
Specializace: /

prohlašuji, že jsem bakalářskou práci s názvem:

Experimentální metody v magneto-elektrických nesymetrických systémech

vypracovala samostatně a uvedla veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

Rovněž souhlasím s porovnáním textu mé kvalifikační práce s databází kvalifikačních prací Theses.cz provozovanou Národním registrem vysokoškolských kvalifikačních prací a systémem na odhalování plagiátů.

V Praze dne 08.01.2024

.....
podpis

Poděkování

Vyjádřuji své hluboké poděkování všem, kteří mi pomohli při tvorbě této bakalářské práce. Zvláštní dík patří mému vedoucímu práce, Ing. Miroslav Krůs, Ph.D. Také bych ráda vyjádřila dík své rodině a přátelům za jejich neustálou podporu a trpělivost během celého období mého studia.

Kamilla Sabirzyanova

Název práce: **Experimentální metody v magneto-elektrických nesymetrických systémech**

Autor: Kamilla Sabirzyanova

Studijní program: Jaderná a částicová fyzika

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Miroslav Krůs, Ph.D., Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

Abstrakt: Tato bakalářská práce se věnuje studiu homogenity magnetického pole, toho docílí pomocí Faradayova jevu. Je zaměřená na analýzu vlivu polohy permanentních magnetů na polarizaci světelného paprsku. Práce je motivována zkoumáním vakuového dvojlomu, který demonstruje interakci elektromagnetických polí s vakuovými fluktuacemi nabitých fermionů.

V teoretické části je poskytnut přehled teorie magnetického dvojlomu, polarizace a magnetooptických jevů, včetně analýzy metod měření vakuového dvojlomu na základě experimentu PVLAS v Itálii. Experimentální část popisuje konstrukci optické aparatury, výběr a kalibraci komponent a konfigurace umístění magnetů. Data z jednotlivých konfigurací experimentů jsou zpracována metodami digitálního zpracování obrazu pro kvantifikaci homogenity magnetického pole. Výsledky jsou vizualizovány pomocí grafů a tepelných map.

Výsledky této studie potvrzují poznatky o vlivu magnetického pole na polarizaci světla, což je klíčové pro další výzkum v oblasti kvantové optiky a fundamentální fyziky.

Klíčová slova: Dvojlom vakua, Nelineární elektrodynamika, PVLAS, Standardní model

Title: **Experimental methods in nonreciprocal magneto-electric systems**

Author: Kamilla Sabirzyanova

Abstract: This bachelor thesis is devoted to the study of magnetic field homogeneity using the Faraday effect, focusing on the analysis of the influence of the position of permanent magnets on the polarization of the light beam. The thesis is motivated by the investigation of the vacuum birefringence, which demonstrates the interaction of electromagnetic fields with vacuum fluctuations of charged fermions.

The theoretical part provides an overview of the magnetic birefringence, polarization and magneto-optical phenomena, including an analysis of vacuum birefringence measurement methods based on the PVLAS experiment in Italy. The experimental part describes the design of the optical setup, the selection and calibration of the components and the configuration of the magnet placement. Data from each configuration are processed using digital image processing methods to quantify the magnetic field homogeneity, with results visualized using plots and heat maps.

The results of this study confirm the knowledge of the effect of the magnetic field on the polarization of light, which is crucial for further research in quantum optics and fundamental physics.

Key words: Nonlinear Electrodynamics, PVLAS, Standard Model, Vacuum birefringence

Obsah

1	Úvod	10
2	Teoretická část	11
2.1	Klasický elektromagnetismus	11
2.2	Polarizace světla	12
2.3	Interakce světla při nízkých energiích	14
2.4	Dvojlom světla v anizotropních prostředí	15
2.5	Dvojlom vakua	15
2.6	Magnetooptické jevy	16
2.6.1	Kerrův jev	16
2.6.2	Cottonův–Moutonův jev	17
2.6.3	Faradayův jev	17
3	Metody měření dvojlomu vakua	19
3.1	PVLAS experiment	19
3.1.1	Polarimetrické schéma PVLAS experimentu	19
3.1.2	Fabryho-Perotova dutina jako násobič optické dráhy	22
3.1.3	Dvojlom zrcadla	23
4	Experimentální část	26
4.1	Příprava experimentální aparatury	26
4.2	Postup měření	27
4.3	Zpracování dat	28
4.3.1	Stabilita signálu	30
4.3.2	Určení homogenity magnetického pole	30
4.3.3	Analýza citlivosti intenzity magnetického pole	32
4.4	Srovnání homogenity magnetického pole pro tři různé konfigurace po- lohy magnetu	37
5	Závěr	38

Kapitola 1

Úvod

V této bakalářské práci se věnuji studiu experimentálních metod v magneto-elektrických nesymetrických systémech. Hlavním cílem je změřit homogenitu magnetického pole vytvořeného permanentním magnetem. Práce je motivována studiem dvojlomu vakua.

Klasická elektrodynamika ve vakuu je lineární teorie a nepředpokládá rozptyl fotonů ani jiné nelineární efekty mezi elektromagnetickými poli. V roce 1936 Euler, Heisenberg a Weisskopf v rámci nejranějšího vývoje kvantové elektrodynamiky (QED) uvedli, že existuje efektivní interakce mezi elektromagnetickými poli, způsobená vakuovými fluktuacemi nabitých fermionů. Například v přítomnosti silného elektromagnetického pole na pozadí se záření šíří, jako by se vakuum stalo polarizovaným prostředím, což vede k řadě nelineárních jevů, jako je spontánní tvorba párů elektron-pozitron, rozptyl světla na světle, tvorba párů při srážce dvou fotonů, štěpení fotonů a další. Tato práce se věnuje konkrétnímu nelineárnímu procesu, tzv. vakuovému dvojlomu, při kterém se mění polarizace světla při průchodu silným pozadím.

Ve vnějším elektromagnetickém poli se vakuum chová jako dvojlomné prostředí, což znamená, že index lomu světla ve vakuu začne záviset na polarizaci. To vede k tomu, že část fotonů lineárně polarizovaného záření získá polarizaci ortogonální k původní.

První dvě kapitoly poskytují úvod do teorie vakua, magnetického dvojlomu, polarizace a magnetooptických jevů. Následuje přehled metody měření dvojlomu vakua, ilustrovaný na příkladu experimentu PVLAS v Itálii.

Další část práce se věnuje experimentální části, kde jsou popsána metodologie a postup zpracování dat z experimentu zaměřeného na zkoumání homogenity magnetického pole s využitím Faradayova jevu. Experimentální část se zaměřuje na posouzení, jak různá umístění magnetu ovlivňují polarizaci světelného paprsku, a to prostřednictvím analýzy a vizualizace získaných dat. Cílem je poskytnout pochopení vlivu magnetického pole na polarizaci světla, což má širší aplikace v oblastech jako jsou kvantová optika a studium fundamentálních fyzikálních jevů.

Kapitola 2

Teoretická část

2.1 Klasický elektromagnetismus

Maxwellovy rovnice jsou základní zákony, které popisují chování elektrických a magnetických polí v klasickém elektromagnetismu. Tyto rovnice formuloval James Clerk Maxwell v 19. století a jsou základem klasické elektrodynamiky. Maxwellovy rovnice vysvětlují, jak elektrická a magnetická pole vznikají, jak na sebe vzájemně působí a jak se šíří prostorem. Maxwellovy rovnice v látce mají tvar:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= \rho && \text{Gaussův zákon elektrostatiky} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 && \text{Zákon spojitosti indukčního toku} \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} && \text{Faradayův zákon} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} && \text{Ampérův zákon}\end{aligned}\tag{2.1}$$

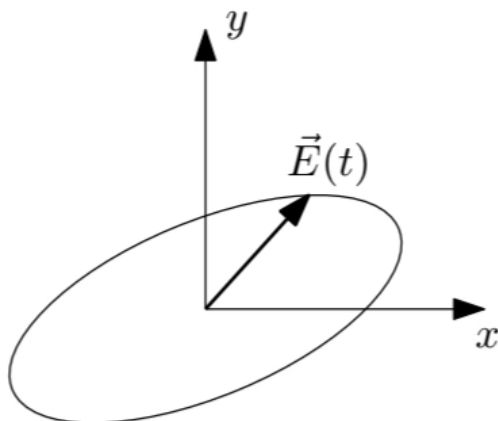
kde \vec{E} je intenzita elektrického pole, \vec{H} je intenzita magnetického pole, ρ je hustota volného náboje, \vec{J} je hustota elektrického proudu, \vec{B} je magnetická indukce a \vec{D} je elektrická indukce. Vztah mezi \vec{E} a \vec{D} a mezi \vec{B} a \vec{H} je možné zapsat jako

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \qquad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}\tag{2.2}$$

kde ε_0 a μ_0 představují vlastnosti vakua a jsou také známy jako permitivita vakua, resp. permeabilita vakua, \vec{P} je vektor polarizace a \vec{M} je vektor magnetizace.

Maxwellovy rovnice ve vakuu, kde nejsou žádné elektrické náboje ani proudy a $\vec{P} = 0$, $\vec{M} = 0$, $\vec{J} = 0$ a $\rho = 0$, nabývají tvar:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= 0, \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0, \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \\ \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}.\end{aligned}\tag{2.3}$$



Obrázek 2.1: Eliptická polarizace.

Maxwellovy rovnice ve vakuu jsou zásadní pro pochopení šíření elektromagnetických vln, včetně světla, a mají zásadní význam v různých oblastech fyziky a techniky. Rychlost šíření elektromagnetické vlny ve vakuu je

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}. \quad (2.4)$$

2.2 Polarizace světla

Elektromagnetické (světelné) vlny šířících se ve vakuu nebo izotropním prostředí jsou příčné v důsledku **Lorentzových kalibračních podmínek**. Vektory intenzity elektrického a magnetického pole vlny jsou vzájemně kolmé a kmitají kolmo na vektor rychlosti v šíření vlny (tj. kolmo na světelný paprsek). Polarizace světla je určena směrem vektoru elektrického pole, který se mění v čase a prostoru $\vec{E}(\vec{r}, t)$. Pokud světlo se šíří ve směru osy z , pak vektor elektrického pole leží ve směru $x - y$. Uvažujeme harmonické postupné vlny [11]

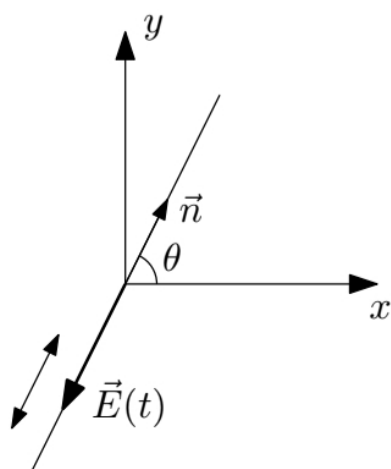
$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_{x0} e^{i(\omega t - kz + \phi_1)} \vec{x} + E_{y0} e^{i(\omega t - kz + \phi_2)} \vec{y}. \quad (2.5)$$

Vektor elektrického pole $\vec{E}(t) = \vec{E}(z_0, t)$ tedy v daném místě $z = z_0$ obecně opisuje křivku tvaru elipsy [11]

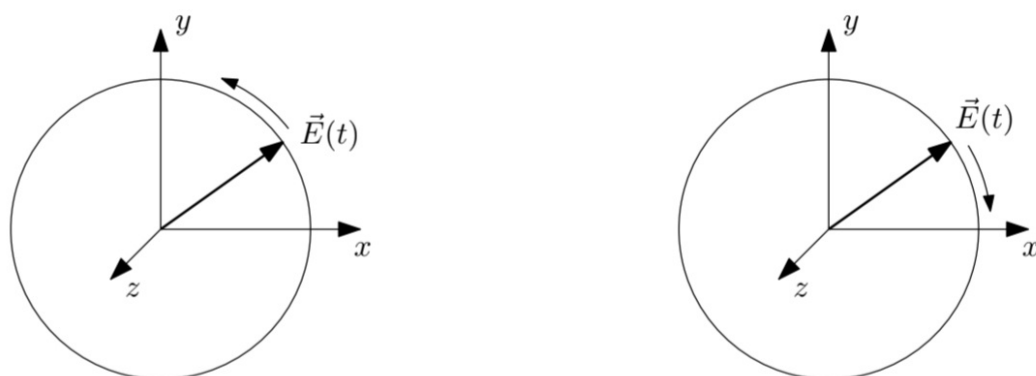
$$\vec{E}(t) = E_{x0} \vec{x} \cos(\omega t + \phi_1) + E_{y0} \vec{y} \cos(\omega t + \phi_2). \quad (2.6)$$

Říkáme, že je elektromagnetická vlna elipticky polarizovaná, viz obrázek 2.1

Další specifické druhy polarizace jsou lineární a kruhová polarizace. V lineárně polarizované vlně oscilují vektory elektrického pole v přímce podél určitého směru a fázový posun odpovídá $\delta\phi = \phi_1 - \phi_2 \in \{0, \pi\}$. Tento směr se obvykle popisuje úhlem vzhledem k určité referenční ose, viz obrázek 2.2. Lineární polarizace může být vodorovná, svislá nebo v jakémkoli úhlu mezi nimi. Kruhově polarizované světlo je typ polarizace, kdy se vektory elektrického pole při šíření vlny otáčejí kruhově, kde fázový posun je $\delta\phi = \pm \frac{\pi}{2}$ a $E_{x0} = E_{y0} = E_0$. Může se jednat o pravotočivou ($\delta\phi = +\frac{\pi}{2}$) nebo levotočivou ($\delta\phi = -\frac{\pi}{2}$) kruhovou polarizaci, viz obrázek 2.3.



Obrázek 2.2: Lineární polarizace, kde vektor elektrického pole kmitá v rovině xy podél vektoru \vec{n} .



Obrázek 2.3: Kruhová polarizace elektromagnetické vlny. Levotočivá kruhová polarizace je vlevo a pravotočivá kruhová polarizace je vpravo.

2.3 Interakce světla při nízkých energiích

Na začátku 20. století představa o vakuu, jako o prázdném prostoru, byla změněna. Nově vakuum byl považován za stav s minimální energií. To je v důsledku nových faktů:

- Einsteinův vztah energie a hmotnosti $\varepsilon = mc^2$;
- Heisenbergův princip neurčitosti $\Delta\varepsilon\Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$;
- Diracova relativistická rovnice pro elektron, která připouští záporné energetické stavy, dnes označované jako antihmota.

Efektivní hustota Lagrangiánu \mathcal{L}_{EK} [1], kde je zohledněna fluktuace elektronového a pozitronového vakua, je vyjádřena vztahem

$$\mathcal{L}_{EK} = \mathcal{L}_{CI} + \frac{A_e}{\mu_0} \left[\left(\frac{E^2}{c^2} - B^2 \right)^2 + 7 \left(\frac{\vec{E}}{c} \cdot \vec{B} \right)^2 \right] \quad (2.7)$$

kde \mathcal{L}_{CI} je Lagrangeova hustota za nepřítomnosti hmoty, volných nábojů a proudů

$$\mathcal{L}_{CI} = \frac{1}{2\mu_0} \left(\frac{E^2}{c^2} - B^2 \right), \quad (2.8)$$

$$A_e = \frac{2}{45\mu_0} \frac{\hbar^3}{m_e^4 c^5} \alpha^2 = 1.32 \cdot 10^{-24} \text{T}^{-2}. \quad (2.9)$$

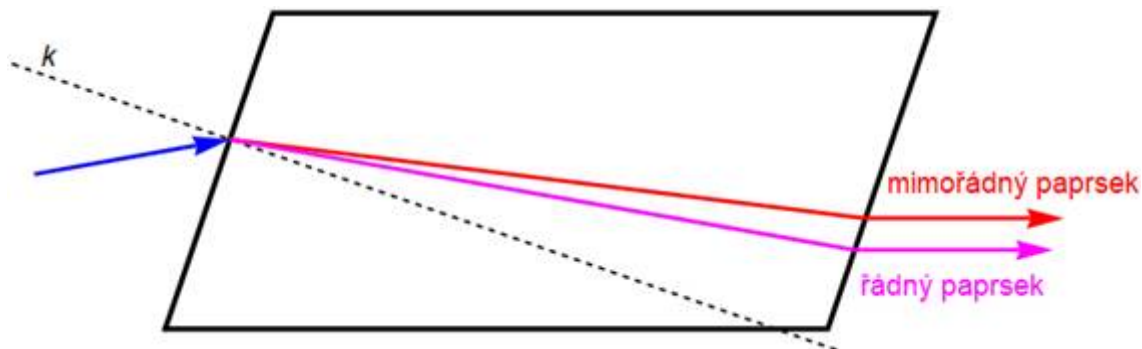
Efektivní hustota Lagrangiánu vede k nelineárním efektům i v nepřítomnosti hmoty, čímž se porušuje pravidlo principu superpozice. Vakuum se tedy chová jako nelineární polarizované a magnetizované prostředí. Vektor polarizace \vec{P} a vektor magnetizace \vec{M} mají tvar:

$$\vec{P} = 4A_e \left(\frac{E^2}{c^2} - B^2 \right) \epsilon_0 \vec{E} + 14\epsilon_0 A_e (\vec{E} \cdot \vec{B}) \vec{B} [1], \quad (2.10)$$

$$\vec{M} = -4A_e \left(\frac{E^2}{c^2} - B^2 \right) \frac{\vec{B}}{\mu_0} + 14A_e \left(\frac{\vec{E}}{c} \cdot \frac{\vec{B}}{\mu_0} \right) \frac{\vec{E}}{c} [1]. \quad (2.11)$$

Pomocí Lagrangeovy hustoty (2.5) lze stále popsat elektromagnetismus v nepřítomnosti hmoty pomocí Maxwellových rovnic, ale ve tvaru (2.1): tj. v prostředí, které je zmagnetizované a zároveň polarizované vnějším polem v důsledku přítomnosti virtuálních elektronových-pozitronových párů. Rychlost světla nyní závisí na přítomnosti vnějších polí, což je v rozporu s Maxwellovými rovnicemi v klasickém vakuu. Jako důsledek fluktuace vakua působí následující jevy:

- Ve vakuu $\vec{D} \neq \epsilon_0 \vec{E}$ a $\vec{B} \neq \mu_0 \vec{H}$ [1],
- Maxwellovy rovnice nejsou lineární a je porušen princip superpozice [1],
- ve vakuu může docházet k rozptylu světla světlem a rychlost světla je $v < c$ v přítomnosti jiných elektromagnetických polí [1],
- elektromagnetismus ve vakuu je popsán Maxwellovými rovnicemi v prostředí [1].



Obrázek 2.4: Dvojlom světla v anizotropním prostředí [7].

2.4 Dvojlom světla v anizotropních prostředí

Fyzikální efekt dvojlomu poprvé popsal Rasmussen Bartholy v roce 1669 a byl studován na krystalu islandského vápence ($CaCO_3$). Dvojlom světla je jev, který nastává, když má materiál index lomu závislý na polarizaci a směru šíření světla. Index lomu prostředí je komplexní veličina $\tilde{n} = n + ik$, kde reálná část n určuje rychlost šíření světla v prostředí, zatímco imaginární část, známá jako index absorpce, popisuje absorpci prostředí. V materiálech s dvojlomem se světlo rozdělí na dvě kolmé polarizační složky, z nichž každá se šíří jinou rychlostí, kde jeden paprsek je řádný n_o , který splňuje zákon odrazu a lomu. Druhý je mimořádný n_e . Tento jev je důsledkem anizotropie materiálu, což znamená, že se jeho optické vlastnosti mění v závislosti na směru. Dvojlom světla může být lineární a kruhový v závislosti, jestli světlo je lineárně nebo kruhově polarizované.

Dvojlom světla lze charakterizovat pomocí rozdílu indexů lomu jako:

$$\Delta n = n_e - n_o. \quad (2.12)$$

Dvojlom světla lze dále pozorovat za jiných podmínek v plynech, kapalinách, kolloidech, pevných látkách, plazmatu a podle QED [9] a QCD také ve vakuu.

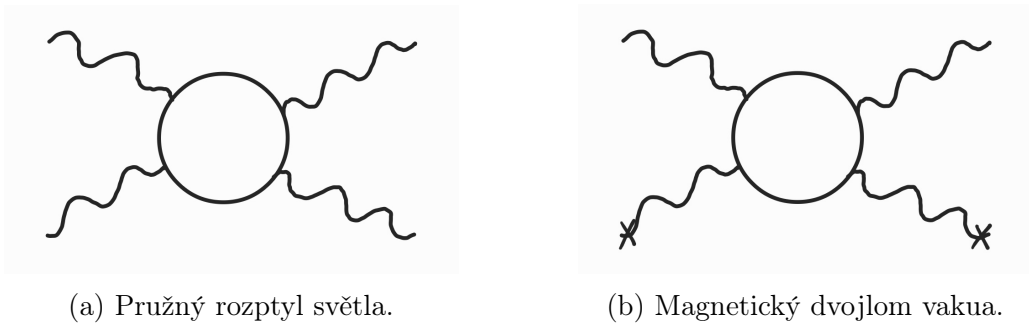
2.5 Dvojlom vakua

Podle teorie QED [9], vakuum se chová jako anizotropní prostředí, což jako výsledek lze pozorovat dvojlom světla ve vakuu. Je důležité poznamenat, že tyto polarizační efekty ve vakuu jsou velmi malé a obvykle vyžadují extrémně vysokoenergetické elektromagnetické pole, aby byly pozorovatelné, což dal bude ukázáno. Uvažujeme-li lineárně polarizované světlo šířící se ve vnějším magnetickém poli, potom dvojlom vakua je

$$n_{\parallel} - n_{\perp} = \Delta n^{EK} = 3A_e B_{ext}^2, \quad (2.13)$$

tento dvojlom je extrémně malý, což je důvod, proč nebyl dosud nikdy přímo pozorován. Pro pole $B_{ext} = 1$ T je indukovaná dvojlomnost rovna

$$\Delta n^{EK} = 3,96 \cdot 10^{-24}. \quad (2.14)$$



Obrázek 2.5: Feynmanův diagram.

Stejně pokud uvažujeme lineárně polarizované světlo šířící se ve vnějším elektrickém poli,

$$n_{\parallel} - n_{\perp} = \Delta n^{EK} = -3A_e \frac{E_{ext}^2}{c^2}, \quad (2.15)$$

v dutinách radio-frekvenčních urychlovačů lze dosáhnout maximálního elektrického pole přibližně v 100 MV/m, což vede k hodnotě $\frac{E^2}{c^2} \sim 0,1 \text{ T}^2$, zatímco konstantní magnetické pole až $\sim 10 \text{ T}$ jsou poměrně běžná, což vede k hodnotě $B^2 \sim 100 \text{ T}^2$. Interakce světla a dvojlom vakua lze reprezentovat pomocí Feynmanova diagramu, viz Obrázek 2.5. V diagramu na obr. 2.5b interagují dva fotony s vnějším polem; to je proces, který vede ve vakuu k magnetickému dvojlomu

2.6 Magnetooptické jevy

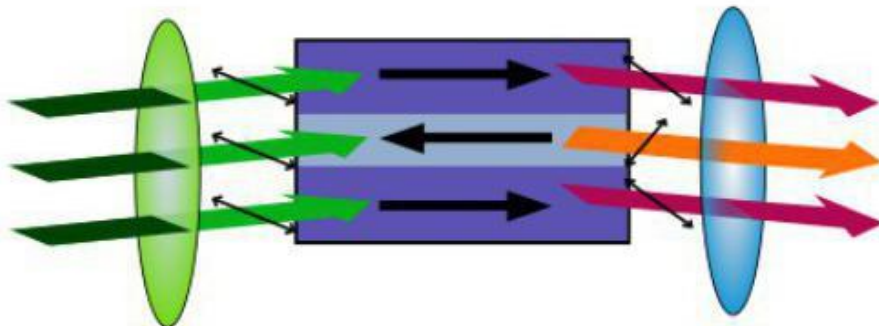
Dvojlom je v mnoha případech indukován vnějšími poli nebo silami, elektrickým Kerrův jev, magnetickým polem Cottonův-Moutonův jev, Voigtův jev, magnetickým polem a elektrickým polem, napětím v pevných látkách a prouděním kapalin. Existují i další efekty, které mohou měnit stav polarizace světla, jako je Faradayův jev, magnetooptický Kerrův jev a další. Difrakce a refrakce na povrchu také způsobují polarizaci změnu polarizace světla.

2.6.1 Kerrův jev

Jakékoli izotropní (plynné, kapalné nebo skleněné) optické prostředí, které bylo předtím umístěno do oblasti elektrického pole, se změní na anizotropní prostředí s vlastnostmi jednoosého krystalu. Optická osa takového krystalu má podélný směr. Jinými slovy, nachází se podél elektrického pole.

$$\Delta n = \lambda K E^2, \quad (2.16)$$

kde λ je vlnová délka, E je intenzita elektrického pole a K je Kerrova konstanta, která je například pro dusík N_2 při atmosférickém tlaku $1,4 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2\text{V}^{-2}$ [10].



Obrázek 2.6: Kerrův jev.

2.6.2 Cottonův–Moutonův jev

Cottonův-Moutonův efekt je optický jev spojený s interakcí světla s látkou v přítomnosti statického magnetického pole. V roce 1907 tento jev podrobně studovali francouzští vědci A. Cotton a H. Mouton. Při pozorování Cottonova-Moutonova jevu se monochromatické světlo lineárně polarizované v rovině svírající úhel 45 se směrem magnetického pole propouští přes průhledný izotropní vzorek umístěný mezi póly silného elektromagnetu. Materiál vzorku se v magnetickém poli stává opticky anizotropním (jeho optická osa je rovnoběžná s magnetickým polem B) a světlo se stává elipticky polarizovaným, protože se v látce šíří jako dvě vlny, řádná a mimořádná vlna, které mají různé fázové rychlosti. Rozdíl indexu lomu tak můžeme vyjádřit pomocí

$$\Delta n = n_e - n_o = n_{\parallel} - n_{\perp} = \Delta n_u P B^2, \quad (2.17)$$

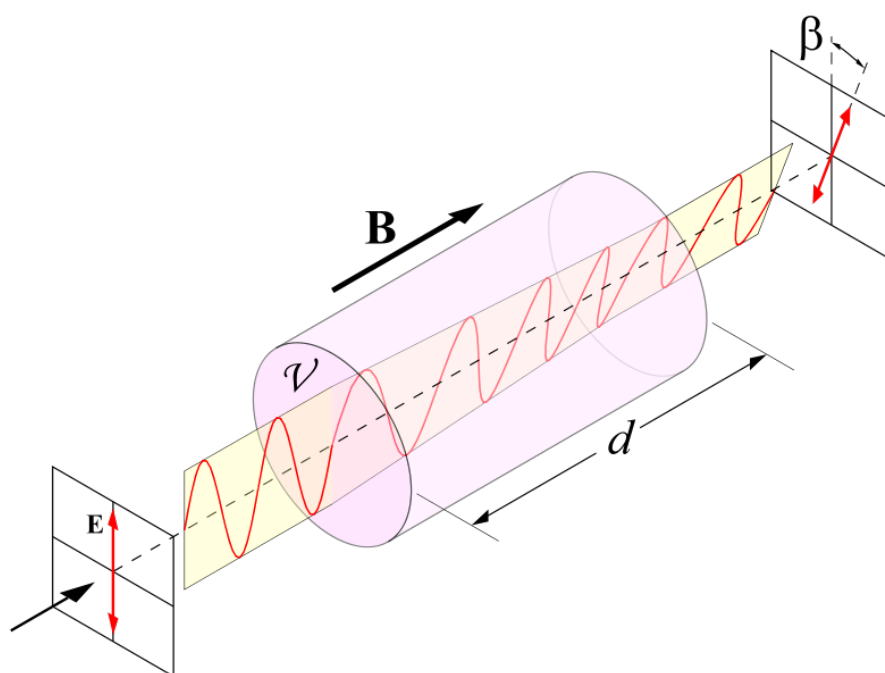
kde Δn_u je normalizovaný Cottonův-Moutonův rozdíl indexu lomu, P je tlak [8]. Typické hodnoty Cottonova-Moutonova jevu v dusíku při atmosférickém tlaku je $-2,1 \cdot 10^{-13} \text{T}^{-2}$ [4]. Cottonův-Moutonův jev je analogií Kerrova elektrooptického jevu.

2.6.3 Faradayův jev

Faradayův jev je základní optický jev související s polarizací elektromagnetické vlny v magnetickém poli, který objevil M. Faraday v roce 1845. Šíří-li se lineárně polarizované světlo ve směru rovnoběžném s přiloženým magnetickým polem, rovina polarizace se natočí o úhel β úměrný magnetickému poli B a tloušťce vzorku d . Ten vztah lze vyjádřit jako

$$\beta = \nu B d, \quad (2.18)$$

kde ν je Verdetova konstanta, která popisuje sílu Faradayova jevu pro určitý materiál, viz obrázek 2.6. Více o Faradayovu jevu bude diskutováno ve Kapitole 4.



Obrázek 2.7: Schematické znázornění Faradayova jevu.

Kapitola 3

Metody měření dvojlomu vakua

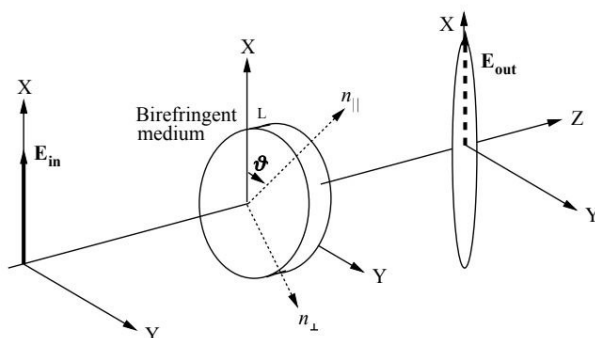
3.1 PVLAS experiment

PVLAS je experiment, který probíhal v Itálii a jehož cílem bylo zjistit více o interakci světla a částic. Snažil se také zjistit, zda existuje něco, čemu se říká "temná hmota", a hlavně se zaměřil na testování kvantové elektrodynamiky (QED) a tedy mezi platnosti Standardního modelu. Pomocí speciálního zařízení zkoumali, jak se světlo chová v silných magnetických polích. Tyto experimenty začali provádět v roce 2001 a poté pokračoval s postupným zlepšováním vybavení.

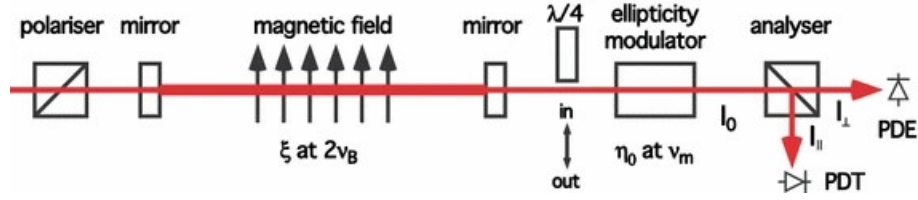
Výpočty v celé Kapitole 3 jsou převzaté ze zdroje [6].

3.1.1 Polarimetrické schéma PVLAS experimentu

Nechť se monochromatické lineárně polarizované světlo šíří podél osy Z . Dále nechť polarizace je podél osy X a předpokládáme, že se paprsek šíří rovnoměrně dvojlomným prostředím o tloušťce L . Nechť n_{\parallel} a n_{\perp} jsou kolmé na Z . Nechť n_{\parallel} svírá úhel s osou X , viz obrázek 3.1. Složky elektrického pole podél os a šířícího se paprsku získají na výstupu z média fázový rozdíl



Obrázek 3.1: Parametry n_{\parallel} a n_{\perp} jsou indexy lomu pro světlo polarizované rovnoběžně a kolmo k ose prostředí [1].



Obrázek 3.2: Schéma polarimetru PVLAS. PDE je extinkční fotodioda, PDT je transmisní fotodioda [1].

$$\Delta\varphi = \varphi_{\parallel} - \varphi_{\perp} = \frac{2\pi}{\lambda}(n_{\parallel} - n_{\perp})L. \quad (3.1)$$

Obecněji řečeno, celkový optický dráhový rozdíl ΔD mezi složkami \parallel a \perp elektrického pole činí

$$\Delta D = \int \Delta n(z) dz. \quad (3.2)$$

Na obrázku 3.2 je znázorněno schéma polarimetru PVLAS. Lineárně polarizované světlo (vlnová délka λ) se přivádí do Fabryho-Perotovy optické dutiny. Paprsek v dutině prochází otvorem dipólového magnetu, přičemž magnetické pole svírá se směrem polarizace časově proměnný úhel $\phi(t)$. K polarizaci paprsku přenášeného dutinou se pak přidává proměnná elipticita $\eta(t)$, kde elipticita $\eta(t)$ je poměr menší a větší osy elipsy opsané vektorem elektrického pole světla. Pro měření rotace se na výstupu z dutiny vloží čtvrtvlnná deska ($\frac{\lambda}{4}$), jejíž jedna osa je zarovnána se vstupní polarizací, čímž se rotace, kterou paprsek nakonec získá uvnitř oblasti magnetického pole, přemění na elipticitu (a zároveň elipticita na rotaci). Nakonec polarizátor, zkřížený vzhledem ke vstupnímu hranolu, utlum polarizační složku paprsku rovnoběžnou se vstupní polarizací. Zbytková intenzita se pak shromáždí pomocí detektoru světla a podrobí Fourierově analýze. Optický prvek popisující lineární magnetický dvojlom a dichroismus lze v jeho vlastních osách a při zanedbání celkového útlumového faktoru zapsat takto

$$X_0 = \begin{pmatrix} e^{\xi} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

kde ξ je malé komplexní číslo a $\xi = i2\psi - 2\theta$. 2ψ je fázový rozdíl mezi dvěma směry polarizace přidány optickým prvkem a $1 - e^{-2\theta}$ je podíl absorbovaného elektrického pole. Nechť směr x (směr X' na obrázku 3.3) se považuje za absorpční i pomalou osu. Hodnota ψ je maximální elipticita, kterou může světlo získat v důsledku X_0 , zatímco θ je maximální rotace. V případě dvojlomu vakua podle rovnice (2.13) elipticita ψ pro délku $L = 1,64\text{m}$ a magnetické pole $B_{ext} = 2,5\text{ T}$ a vlnovou délku světla $\lambda = 1,064\ \mu\text{m}$

$$\psi_{QED} = \pi \frac{\Delta n^{EK} L}{\lambda} = 1,2 \cdot 10^{-16}. \quad (3.4)$$

Pokud umístíme X_0 pod úhlem ϕ vzhledem ke směru polarizace, zjistíme, že

$$X(\phi) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 - \cos 2\phi + e^{\xi}(1 + \cos 2\phi) & -(1 - e^{\xi}) \sin 2\phi \\ -(1 - e^{\xi}) \sin 2\phi & 1 + \cos 2\phi + e^{\xi}(1 - \cos 2\phi) \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

Pro zjednodušenou analýzu polarimetrické metody zanedbáme vliv Fabryho-Perotovy

dutiny. Elektrické pole za analyzátozem je pak reprezentováno vztahem

$$E(\phi) = E_0 \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & i\eta \\ i\eta & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} q & 0 \\ 0 & q^* \end{pmatrix} \cdot X(\phi) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (3.6)$$

nebo kde A je představuje analyzátor, H ($\theta, \psi \ll \eta \ll 1$), je modulace elipticity a Q je matice čtvrtvlnné desky

$$A = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.7)$$

$$H = \begin{pmatrix} 1 & i\eta \\ i\eta & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.8)$$

$$Q = \begin{pmatrix} q & 0 \\ 0 & q^* \end{pmatrix}. \quad (3.9)$$

Potom

$$E(\phi) = E_0 A \cdot H \cdot Q \cdot X(\phi) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.10)$$

Pro $q = 1$, pro měření elipticity, kdy je vlnoplocha mimo optickou dráhu, a Q se proto shoduje s identickou maticí I , zatímco $q = (1 + i)/\sqrt{2}$ pro měření rotace. Pro měření elipticity (čtvrtvlnná deska není vložena) je intenzita zachycená na fotodiodě PDE

$$I_{\perp}^{el} = I_0(\eta^2 + 2\eta\psi \sin 2\phi) + \text{členy vyššího řádu}. \quad (3.11)$$

Pro měření rotace s vloženou čtvrtvlnnou deskou intenzita se rovna

$$I_{\perp}^{rot} = I_0(\eta^2 + 2\eta\theta \sin 2\phi) + \text{členy vyššího řádu}. \quad (3.12)$$

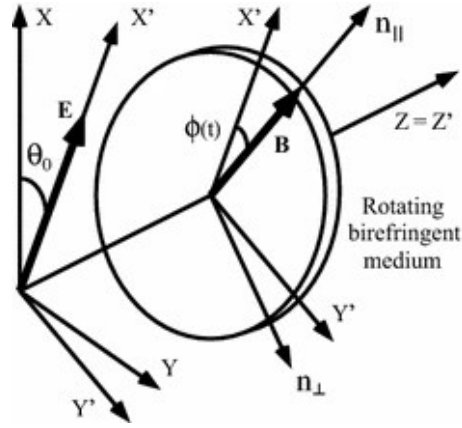
Světlo se stejnou polarizací jako na vstupu je zachyceno na fotodiodě PDT a má intenzitu

$$I_{\parallel} \approx I_0 = \varepsilon_0 c \frac{E_0^2}{2}. \quad (3.13)$$

K měření ψ a θ se používá heterodynní metoda, úhel ϕ se mění lineárně v čase jako $\phi(t) = 2\pi\nu_B t + \phi_B$ a $\eta(t) = \eta_0 \cos(2\pi\nu_m t + \phi_m)$, kde $\nu_B \ll \nu_m$. Hledanou hodnotu každé z veličin ψ a θ lze získat z měření I_{\parallel} a z amplitudy a fáze tří složek ve Fourierově transformaci utlumené intenzity: složka $I_{2\nu_m}$ na $2\nu_m$ a I_{\pm} na $\pm 2\nu_B$. Při použití synchronizovaného zesilovače k demodulaci zbytkové intenzity na frekvenci ν_m je místo I_{+} a I_{-} jediná složka při $2\nu_B$, a výsledné signály elipticity a rotace jsou

$$\psi, \theta = \frac{I_{2\nu_B}}{2\sqrt{2I_0 I_{2\nu_m}}} = \frac{I_{2\nu_B}}{I_{2\nu_m}} \frac{\eta_0}{4} \quad (3.14)$$

Signály elipticity a rotace mají dobře definovanou fázi $2\phi_B$. Na obr. 3.3 je vidět, že hodnota ϕ_B je $-\theta_0$, přičemž θ_0 je úhlem mezi referenčním směrem X a směrem polarizace. Při této poloze osy X_0 se shodují s laboratorními osami (XY) a elipticita je maximální v čase $t_0 = (\theta_0 + \frac{\pi}{4})/(2\pi\nu_B)$. Při absenci signálů způsobených magnetickým dvojlomem nebo dichroismem se úroveň šumu na frekvenci signálu promítne do horní meze měřené veličiny.



Obrázek 3.3: XY jsou laboratorní souřadnice, X' je směr elektrického pole definovaný polarizátorem, η_{\parallel} je směr magnetického pole, otáčejícího se kolem dráhy paprsku Z s frekvencí ν_B [6].

3.1.2 Fabryho-Perotova dutina jako násobič optické dráhy

Pro vícenásobné odrazy Fabryho-Perotovy dutiny uvažujeme fyzikální parametry zrcadel, konkrétně odrazivost, propustnost a ztráty R , T a P (předpokládáme, že jsou pro obě zrcadla stejné), a to takto $R + T + P = 1$. Je-li d vzdálenost mezi oběma zrcadly, nechť $\delta = 4\pi d/\lambda$ je fáze, kterou světlo získá během jedné cesty. Pak lze pro elektrické pole za dutinou napsat,

$$\begin{aligned} E_{out}(\delta, \phi) &= \begin{pmatrix} E_{out,\parallel} \\ E_{out,\perp} \end{pmatrix} = E_0 \sum_{n=0}^{\infty} [Re^{i\delta} X^2(\phi)]^n \cdot Te^{i\delta/2} X(\phi) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= E_0 [I - Re^{i\delta} X^2(\phi)]^{-1} \cdot Te^{i\delta/2} X(\phi) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3.15)$$

a pro elektrické pole za analyzátozem je

$$E(\delta, \phi) = A \cdot H \cdot Q \cdot E_{out}(\delta, \phi). \quad (3.16)$$

V případě měření elipticity, pokud $\delta = 0$ (tj mod 2π) a $R \approx 1$, je intenzita zachycená fotodiodou PDE v nejnižším řádu rovna

$$I_{\perp}^{ell}(\phi) \simeq I_0 \left[\eta^2 + \frac{4\eta\psi}{1-R} \sin 2\phi \right]. \quad (3.17)$$

Analogicky v případě měření rotace

$$I_{\perp}^{rot}(\phi) \simeq I_0 \left[\eta^2 + \frac{4\eta\theta}{1-R} \sin 2\phi \right], \quad (3.18)$$

zatímco

$$I_{\parallel} \approx I_0 = \varepsilon_0 c \frac{E_0^2}{2} \frac{T^2}{(T+P)^2}. \quad (3.19)$$

Ve porovnání těchto vzorců s odpovídajícími vzorci vypočtenými výše bez Fabryho-Perotovy dutiny [rovnice (3.11) a (3.12)] zjistíme, že výrazy jsou velmi podobné, přičemž tyto výrazy mají signály z rovnice (3.14) zesíleny o faktor

$$N = \frac{2}{1-R} \approx \frac{2\mathcal{F}}{\pi}, \quad (3.20)$$

kde \mathcal{F} je kvalita dutiny, která může činit až $\sim 10^6$ [2]. To lze interpretovat jako prodloužení optické dráhy o faktor N , jak naznačuje samotný tvar rovnice (3.15). Kromě heterodynní detekce je dalším klíčovým rysem polarimetrické techniky použité v experimentu PVLAS vysoké zesílení. Tímto způsobem se elipticita rovnice (3.4) dosahuje řadově 10^{-10} .

Nyní představíme další problém Fabryho-Perotovy dutiny, který bude podrobně rozebrán v následujícím odstavci. Předpokládejme, že podmínka $\delta = 0$ (nebo mod 2π) není zcela splněna, tedy že Fabryho-Perotova dutina není přesně uzamčena na vrcholu rezonanční křivky. Obě rovnice (3.17) a (3.18) se stanou, v tomto pořadí,

$$I_{\perp}^{ell}(\phi) \simeq I_0 \left[\eta^2 + \eta \frac{2N\psi - N^2\theta \sin \delta}{1 + N^2 \sin^2(\delta/2)} \sin 2\phi \right] \quad (3.21)$$

pro měření elipticity a

$$I_{\perp}^{rot}(\phi) \simeq I_0 \left[\eta^2 + \eta \frac{2N\theta - N^2\psi \sin \delta}{1 + N^2 \sin^2(\delta/2)} \sin 2\phi \right] \quad (3.22)$$

pro měření rotace. A rovnice (3.19) se místo toho stává

$$I_{\parallel} \approx I_0 = \varepsilon_0 c \frac{E_0^2}{2} \frac{T^2 N^2 / 4}{1 + N^2 \sin^2(\delta/2)}. \quad (3.23)$$

V dutině uzamčené na úrovni $\delta \neq 0$, dochází k vzájemnému ovlivňování signálů dvojlomu a dichroismu, jak je definováno ve vzorci (3.14): rotace je naměřena i v případě $\psi \neq 0$ a $\theta = 0$. Naopak v případě $\psi = 0$ a $\theta \neq 0$, je pozorován signál napodobující dvojlom.

3.1.3 Dvojlom zrcadla

Zabývejme se nyní problémem dvojlomných zrcadel [3]. Jsou-li $\alpha_{1,2}$ malé fázové rozdíly, které světlo získá jen při jednom odrazu od zrcadel, je třeba do výše uvedených výpočtů zavést vlnoplochy

$$M_{1,2} = \begin{pmatrix} e^{i\alpha_{1,2}/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\alpha_{1,2}/2} \end{pmatrix}, \quad (3.24)$$

kde obě hodnoty α lze považovat za kladné veličiny, aniž by došlo ke ztrátě obecnosti. Předpokládáme-li pro zjednodušení, že pomalé osy zrcadlových vlnoploch jsou obě rovnoběžné ke vstupní polarizaci, jsou polarizační vlastní stavy Fabryho-Perotovy dutiny dány vztahem

$$\begin{pmatrix} [1 - RE^{i(\delta+(\alpha_2+\alpha_2)/2)]^{-1}} & \\ & 0 \end{pmatrix} \mathbf{a} \\ \begin{pmatrix} & 0 \\ 1 - RE^{i(\delta-(\alpha_2+\alpha_2)/2)]^{-1}} & \end{pmatrix}. \quad (3.25)$$

Z výše uvedených rovnic vyplývá, že rezonanční křivky obou polarizačních módů již nejsou ve středu $\delta = 0$ a jsou odděleny veličinou

$$\alpha = \alpha_2 + \alpha_2. \quad (3.26)$$

Jinými slovy, rezonanční frekvence dvou polarizací se mírně liší.

V experimentu PVLAS je emisní frekvence laseru uzamčena na rezonanční frekvenci dutiny pomocí zpětnovazebního elektronického obvodu založeného na Poundově a Dreverově stabilizačního schématu, v němž je referenční signál přenášen světlem odraženým od dutiny přes vstupní polarizátor. V důsledku toho, zatímco světlo se vstupní polarizací je na vrcholu rezonanční křivky ($\delta = -\alpha/2$), ortogonální složka nikoli. Protože šířka kmitočtu dutiny je několik desítek hertzů, může být při rozdílu kmitočtů tohoto řádu ortogonální složka výrazně filtrována. Proto je třeba při analýze utlumeného paprsku v první řadě nutně vzít v úvahu skutečnost, že jeho intenzita je snížena o faktor

$$k(\alpha) = \frac{1}{1 + N^2 \sin^2(\alpha/2)} \leq 1 \quad (3.27)$$

s ohledem na druhou polarizaci. Změnou směru vstupní polarizace a relativní úhlové polohy obou zrcadel je možné minimalizovat vliv vlnoploch zrcadel vyrovnaním pomalé osy jednoho zrcadla proti rychlé ose druhého. Tím se zajistí, aby obě křivky byly co nejbližší, v takovém případě α se rovná rozdílu $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$.

Jako druhý problém se analogicky k rovnicím (3.21) a (3.22) objevuje symetrické míchání mezi rotacemi a elipticitami. Ve skutečnosti je elektrické pole na výstupu z dutiny rovné

$$E_{out}(\phi, \delta) = E_0 [I - Re^{i\delta} X \cdot M_1 \cdot X \cdot M_2]^{-1} \cdot Te^{i\delta/2} X \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.28)$$

Z rovnice (3.16) vyplývá, že se intenzita na detektoru pro malé hodnoty α a $R \approx 1$ rovná

$$I_{\perp}^{ell}(\phi) = I_{\parallel} \left[\eta^2 + \eta \frac{2N\psi - N^2\theta(\delta - \alpha/2)}{1 + N^2 \sin^2(\delta/2 - \alpha/4)} \sin 2\phi \right], \quad (3.29)$$

pro měření elipticity a

$$I_{\perp}^{rot}(\phi) = I_{\parallel} \left[\eta^2 + \eta \frac{2N\theta + N^2\psi(\delta - \alpha/2)}{1 + N^2 \sin^2(\delta/2 - \alpha/4)} \sin 2\phi \right], \quad (3.30)$$

pro měření rotace, kde

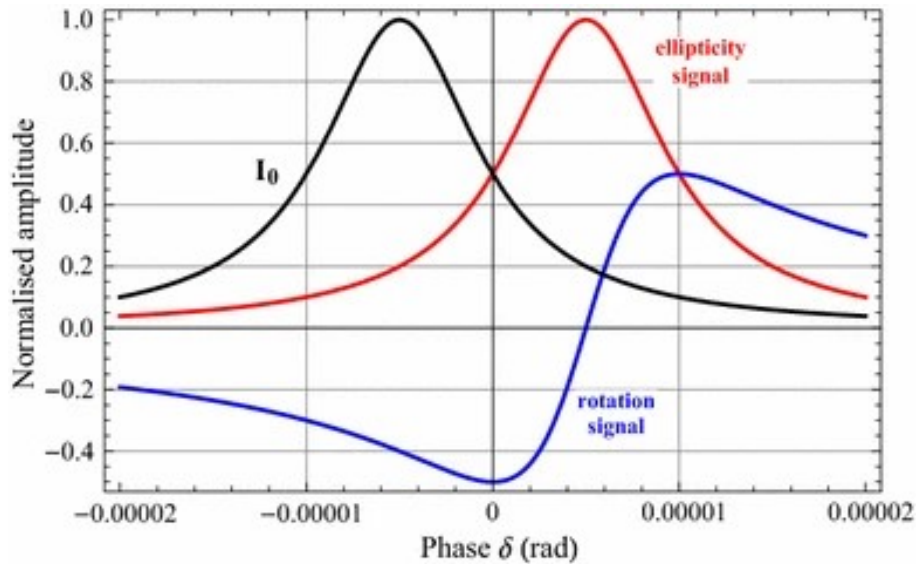
$$I_{\parallel} = \varepsilon_0 c \frac{E_0^2}{2} \frac{T^2 N^2 / 4}{1 + N^2 \sin^2(\delta/2 + \alpha/2)}. \quad (3.31)$$

Všimněte si podobnosti výše uvedených rovnic s rovnicemi (3.21) a (3.22). Lze ukázat, že jakákoli malá statická elipticita nebo rotace získaná před nebo za dutinou neruší signál při $2\nu_B$ a lze ji tedy zanedbat. Na obrázku 3.4 jsou znázorněny poslední tři rovnice jako funkce δ pro $\theta = 0$ dle $N = 4 \times 10^5$ a $\alpha = 10^{-5}$ rad. Pokud je laser naladěn na maximální hodnotu I_{\parallel} při $\delta = -\alpha/2$, máme pro měření elipticity,

$$I_{\perp}^{ell}(\phi) = I_{\parallel} [\eta^2 + \eta k(\alpha)(2N\psi + N^2\theta\alpha) \sin 2\phi] \quad (3.32)$$

zatímco pro měření rotace

$$I_{\perp}^{rot}(\phi) = I_{\parallel} [\eta^2 + \eta k(\alpha)(2N\theta + N^2\psi\alpha) \sin 2\phi] \quad (3.33)$$



Obrázek 3.4: Přenášená intenzita I_0 , amplitudy signálů elipticity a rotace podle rovnice (3.14) v případě čistého dvojlomu jako funkce Fabryho-Perotovy dutiny fáze δ , pro $\alpha = 10^{-5}$ rad a $N = 4 \times 10^5$. Airyho křivky jsou normalizovány na jednotku, signál rotace nese stejný normalizační koeficient jako elipticita. Přenášená intenzita je soustředěna v bodě $\delta = -\alpha/2$, ostatní dvě křivky na $\delta = \alpha/2$. Amplituda signálu elipticity v bodě $\delta = -\alpha/2$ je činitel $k(\alpha) = 0,2$ menší než maximum, viz rovnice (3.27) [6].

kde I_{\parallel} je dáno rovnicí (3.19). S ohledem na rovnice (3.17) a (3.18) jsou očekávané signály elipticity a rotace zeslabeny faktorem $k(\alpha)$ (3.27). Navíc se objevuje křížový přenos mezi oběma měřicími kanály: při $\theta = 0$, $-kN^2\alpha\psi$ je pozorována rotace. Poměr "falešné" rotace a "pravé" elipticity je následující

$$R_{\theta,\psi} = -\frac{N}{2}\alpha, \quad (3.34)$$

umožňuje tedy přímé určení součtu dvojlomů obou zrcadel. Analogicky s $\psi = 0$, elipticita $kN^2\alpha\theta$ se objevuje.

Při absenci obou signálů se horní mez pocházející z měření jedné z obou veličin, elipticity nebo rotace, promítne do horní meze i u druhé veličiny.

Kapitola 4

Experimentální část

V této části bakalářské práce je představena metodologie a postupy zpracování dat z experimentu zaměřeného na zkoumání homogenity magnetického pole s využitím Faradayova jevu, který je popsán v 2.6.3. Cílem experimentu je posoudit, jak citlivost metody na nehomogenitě magnetického pole.

Experimentální uspořádání je navrženo a zkonstruováno tak, aby umožnilo co nejpřesnější měření a zajišťovalo opakovatelnost výsledků. Speciální pozornost je věnována výběru a kalibraci optických komponent, což je klíčové pro úspěch celého experimentu.

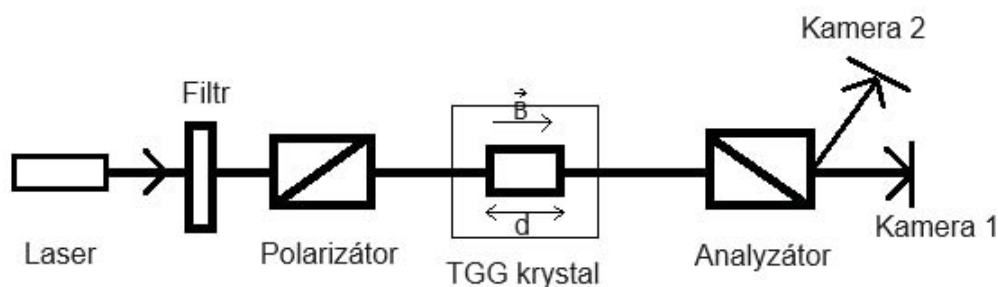
Dále jsou v této části popsány jednotlivé kroky experimentu, od přípravy optického systému, přes konfigurace s různým umístěním magnetů, až po sběr a analýzu dat. Výsledná data jsou podrobena statistickému zpracování, aby bylo možné přesně určit, jak změny v umístění magnetu ovlivňují homogenitu magnetického pole.

Tato část práce přináší pohled na experimentální postupy a techniky zpracování dat, které jsou zásadní pro pochopení a interpretaci získaných výsledků.

4.1 Příprava experimentální aparatury

Optická soustava, která je použita na měření homogenity magnetického pole je znázorněna na obrázku 4.1. Optická soustava se skládá z několika klíčových prvků:

1. Laserový zdroj: Laserový paprsek je počátečním prvkem systému. Ve studii se používá laser naladěný tak, aby generoval druhou harmonickou frekvenci.
2. Barevná filtrace: Pro dosažení požadované vlnové délky prochází laserový paprsek dvěma polopropustnými zrcadly, která jej filtrují na modrou barvu ($\lambda = 400\text{nm}$).
3. Lineární polarizátor: Dalším krokem je průchod paprsku lineárním polarizátorem, který zajišťuje jeho rovnoměrnost a směrovost.
4. Krystal TGG (Terbium gallium garnet): Paprsek dále prochází 1 cm širokým krystalem TGG, který hraje roli při změně polarizace paprsku pod vlivem magnetického pole.



Obrázek 4.1: Schéma optické soustavy.

5. Umístění magnetu: Během experimentu je tenký kruhový magnet umístěn v různých polohách vzhledem ke krystalu TGG - uprostřed, nad ním a s přidáním druhého magnetu na druhé straně krystalu.
6. Analyzátor a kamera: Po průchodu krystalem TGG se paprsek dostane do analyzátoru, který jej rozdělí na dva paprsky s kolnými polarizacemi. Tyto paprsky jsou pak zachyceny dvěma kamerami.

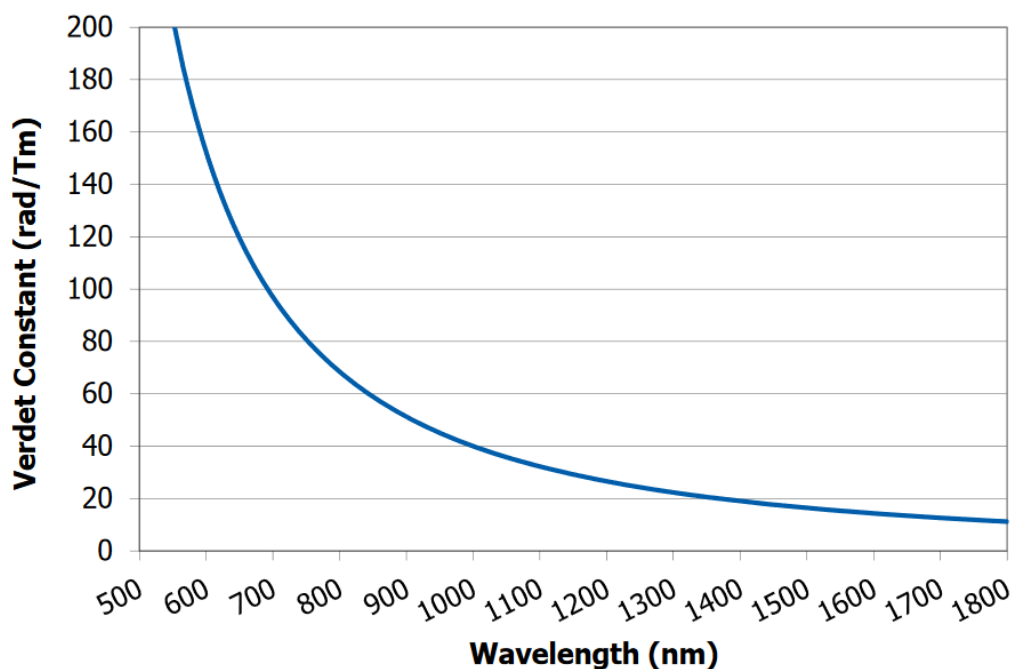
V experimentu byl použit Glan-Taylorův polarizátor typu A, který je známý svou vysokou kvalitou polarizace a dobrým odstíněním mezi polarizovanými a nepolarizovanými světelnými paprsky. Tento polarizátor využívá vlastnosti kalcitových krystalů, které rozdělují přicházející světlo na dva ortogonálně polarizované paprsky – obyčejný a mimořádný paprsek. Glan-Taylorův polarizátor je klíčový pro přesné měření efektů, jako je Faradayův efekt, díky své schopnosti poskytovat velmi čisté lineárně polarizované světlo. Tento polarizátor je také odolný vůči vysokým intenzitám světla a má vysokou propustnost, což je důležité pro zachování stabilních a přesných měření v experimentech.

Pro experiment bylo zvoleno modré světlo, jelikož má ve spojení s TGG krystalem vysokou hodnotu Verdetovy konstanty, která je klíčová pro efektivní využití Faradayova efektu. Verdetova konstanta pro vlnovou délku 400 nm je $500 \text{ radT}^{-1}\text{m}^{-1}$, což umožňuje velmi citlivé měření změn polarizace světla v magnetickém poli, jak je vidět na obrázku 4.2.

Kamera, která zachycuje řádný paprsek, má nastavenou délku expozice 500 ms a je utlumená filtry s optickou hustotou $10^{1,5}$. Druhá kamera, co pozoruje stočenou polarizaci, má nastavenou délku expozice 150 ms s optickou hustotou $10^{1,5}$.

4.2 Postup měření

Po přípravě experimentálního aparatury je provedeno několik měření, aby se získala data o homogenitě magnetického pole.



Obrázek 4.2: Hodnota Verdetovy konstanty pro TGG krystal v závislosti na vlnové délce paprsku [5].

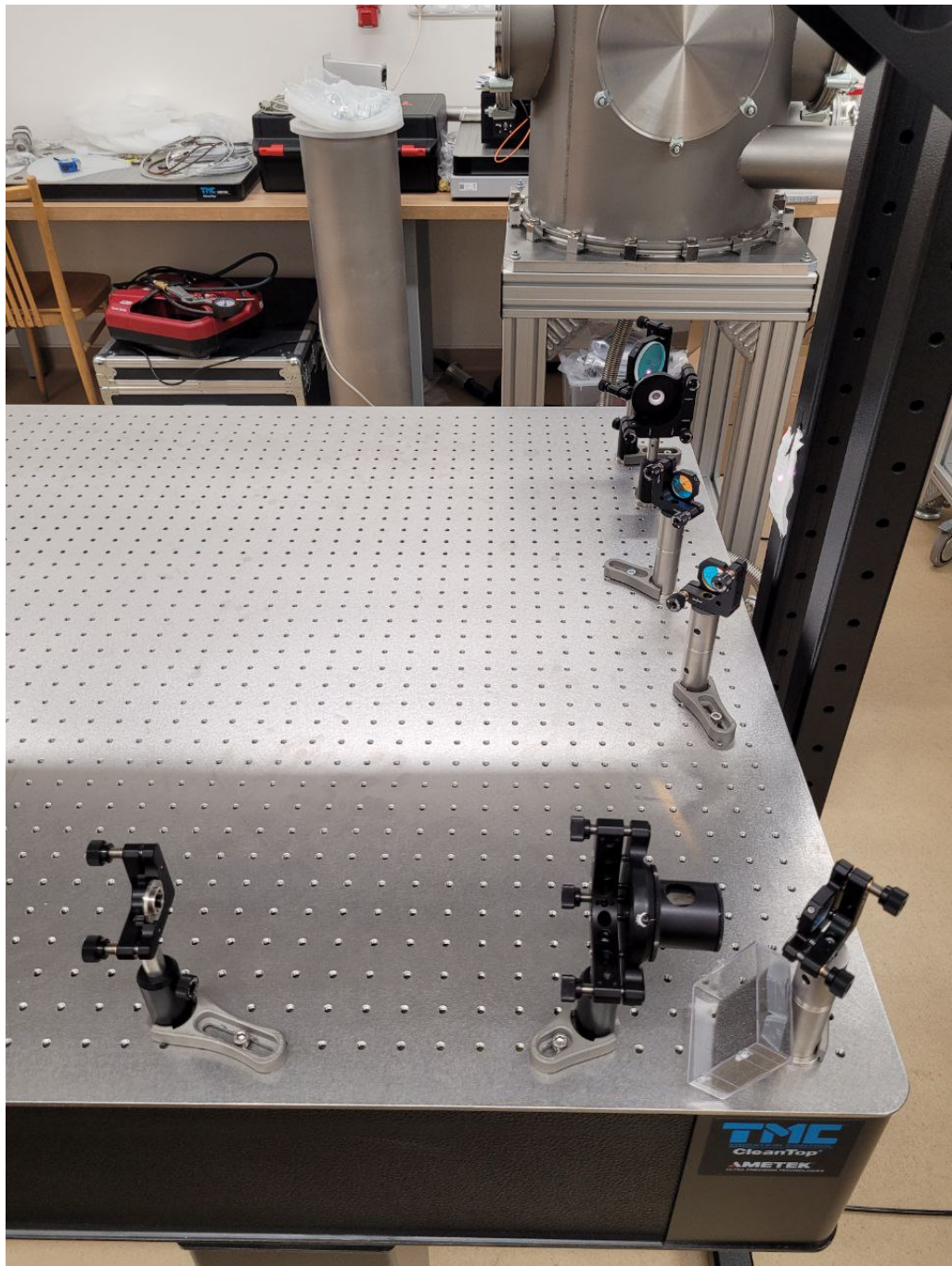
Měření probíhá ve třech různých konfiguracích umístění magnetu: v první fázi je magnet umístěn uprostřed vzhledem k šířícímu paprsku, ve druhé fázi se magnet posune nahoru a ve třetí fázi je znovu umístěn uprostřed, ale s přidáním druhého magnetu na opačné straně krystalu do stejné polohy vůči šířícímu paprsku. Kamery jsou nastaveny na režim zachycení každého stejného snímku. Pro každou konfiguraci je pořízeno 25 snímků z obou kamer, které zachycují dva paprsky s kolmými polarizacemi po průchodu analyzátozem.

Kromě toho je provedeno další měření bez magnetu (referenční konfigurace), kde je také pořízeno 25 snímků z kamery, co zachycuje nestočenou polarizaci. Polarizace ve vstupujícím signálu je nastavena tak, aby na záznamech z druhé kamery byla zaznamenána nulová intenzita. Cílem je, aby se analyzovala stabilita laserového paprsku. Toto měření je důležité pro kalibraci experimentu. Slouží jako zjištění původního stavu paprsku a zajištění stability laseru. Další změny v polarizaci světla jsou připisovány působení magnetického pole a ne nestabilitě laseru.

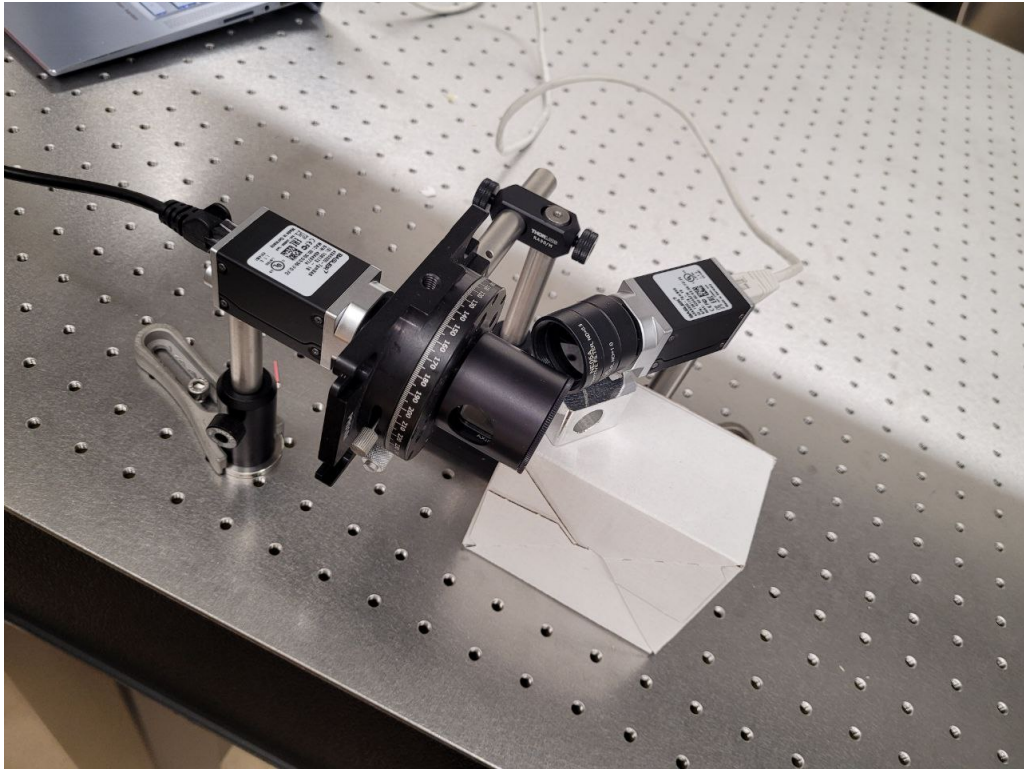
Na obrázku 4.3 a 4.4 jsou fotografie experimentální sestavení.

4.3 Zpracování dat

Data z každého měření jsou zpracovávána v programu Python, kde jsou použité knihovny cv2 pro práci s obrazovými daty, os pro práci se souborovým systémem, numpy pro numerické operace, scipy.stats a scipy.optimize pro statistické funkce a analýzy, a matplotlib.pyplot pro vizualizaci dat. Nejdřív z dat je odstraněn šum a optimalizován kontrast obrazu. Používá se metoda mediánového filtru pro redukci šumu. Tato metoda pomáhá zachovat hrany a detaily obrazu, což je zásadní pro



Obrázek 4.3: Fotografie optické aparatury z experimentu, které schematicky popsané v obrázku 4.1 (barevné filtry, polarizátor, TGG krystal).



Obrázek 4.4: Fotografie optické soustavy z experimentu, které schematicky popsané v obrázku 4.1 (dvě kamery a analyzátor).

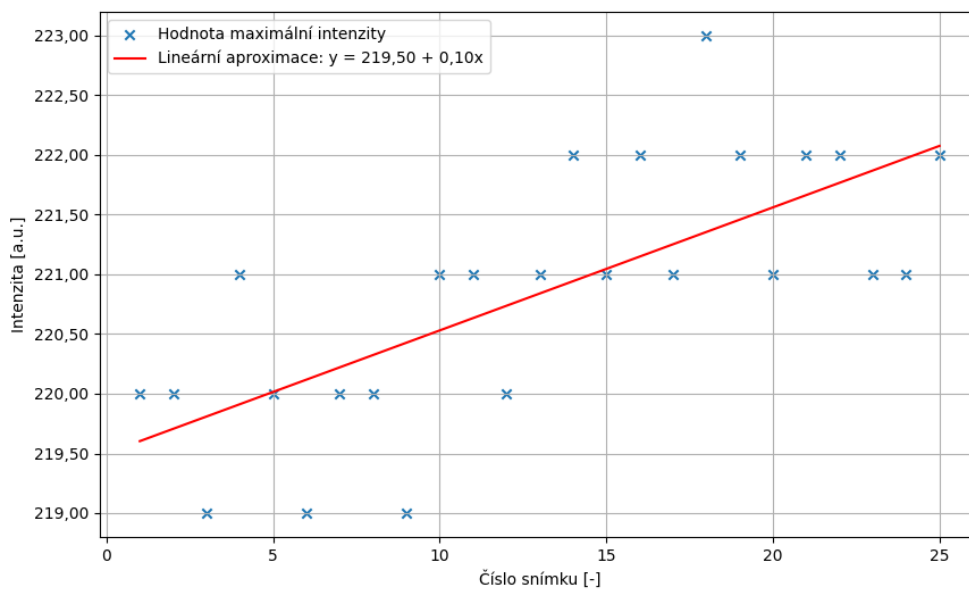
následnou analýzu. Následně se aplikuje korekce expozice, aby se zajistila uniformita a srovnatelnost snímků z obou kamer.

4.3.1 Stabilita signálu

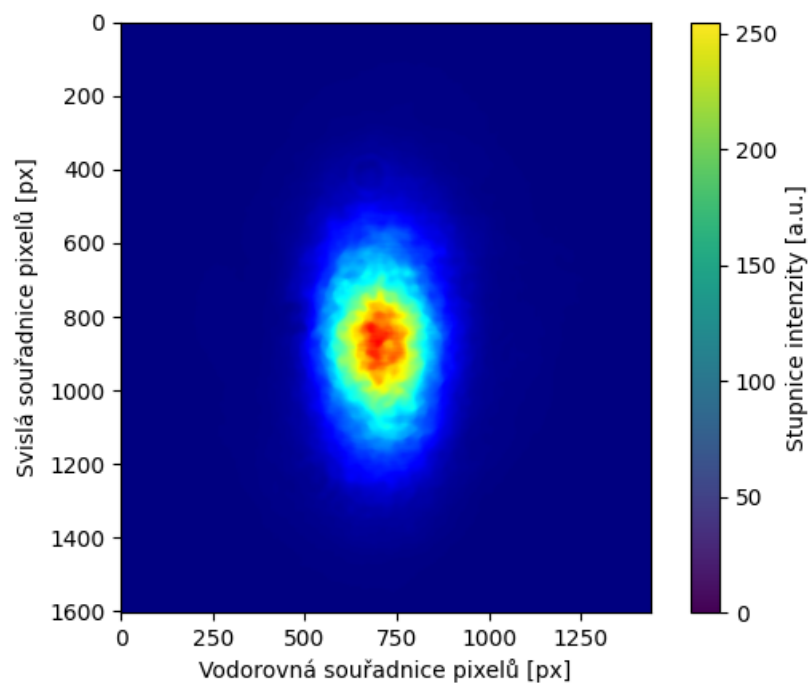
Stabilita laseru se hodnotí na základě snímků získaných bez přítomnosti magnetického pole. Cílem je ověřit, že veškeré pozorované změny v polarizaci světla jsou způsobeny magnetickým polem, a nikoli fluktuací laserového zdroje. Na obrázku 4.5 je vidět časová závislost intenzity snímku v maximu (maximální intenzita) pro 25 pořízených snímků. Naměřená data jsou prokládána lineární aproximací, což umožní určit střední hodnotu intenzity maxima pro referenční sestavu experimentu, která činí $I_0 = 221 \pm 2$ [a.u.]. Na obrázku 4.6 je znázorněna průměrná hodnota intenzity pro referenční sestavu ze zpracovaných snímků s korekcí šumu a s korekcí expozice.

4.3.2 Určení homogenity magnetického pole

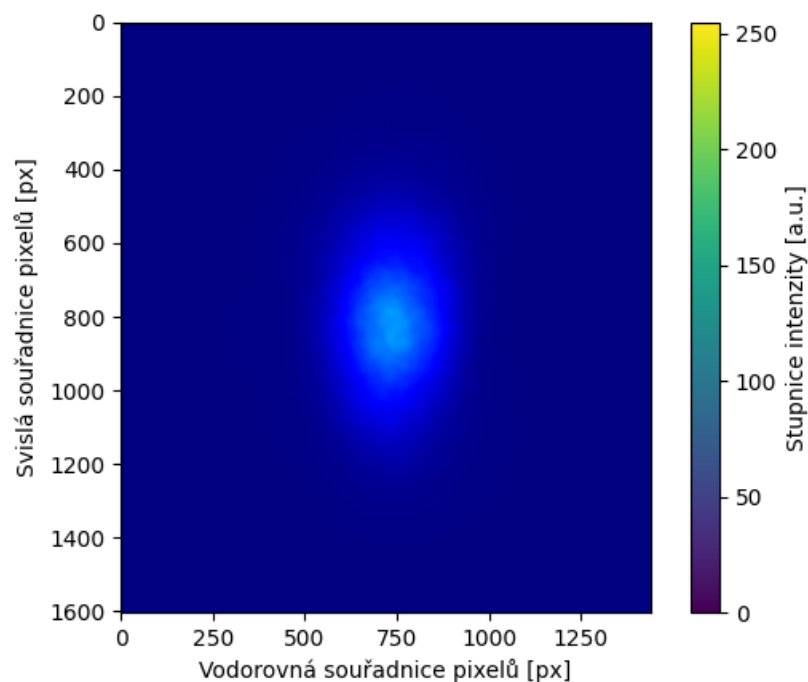
Pro každou konfiguraci magnetu jsou snímky analyzovány za účelem zjištění rozdílů v intenzitě světla. Vypočítá se průměrná intenzita ze zpracovaných snímků s korekcí šumu a expozice. Tyto statistiky jsou následně vizualizovány ve formě tepelných map. Jsou na obrázcích 4.7, 4.10 a 4.13 pro tři různé polohy tenkého kruhového magnetu. První poloha je uprostřed vzhledem k šířícímu paprsku, druhá poloha je posunutý magnet nahoru vůči šířícímu paprsku a třetí poloha je, kdy je magnet



Obrázek 4.5: Graf závislosti maximální intenzity na čísle obrázku, naměřená data jsou proložena lineární aproximací.



Obrázek 4.6: Průměrná hodnota intenzity dopadajícího paprsku pro experimentální sestavu bez magnetu.



Obrázek 4.7: Průměrná hodnota intenzity dopadajícího paprsku pro první konfiguraci polohy magnetu.

opět umístěn uprostřed, ale s přidáním druhého magnetu na opačné straně krystalu ve stejné poloze vzhledem k šířícímu paprsku. Pomocí vztahu pro maximální a výslednou hodnotu intenzity

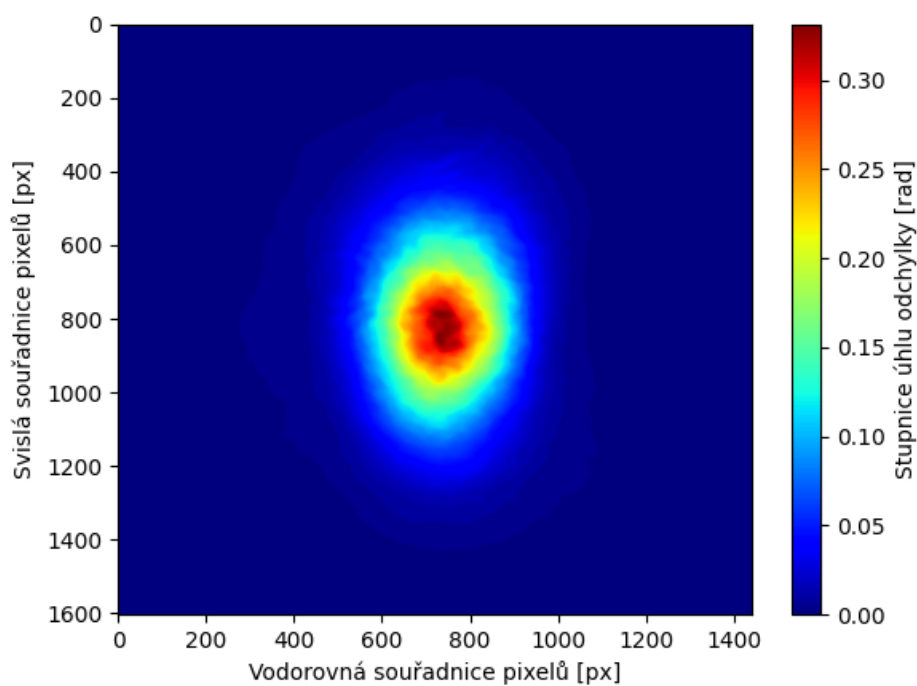
$$I = I_0 \sin \beta$$

lze určit hodnotu odchyly úhlu. Výsledné hodnoty odchyly úhlu jsou zobrazeny na obrázcích 4.8, 4.11 a 4.14 ve stejných konfiguracích magnetu, jak byly uvedeny výše. Následně pomocí Faradayova jevu a jeho matematického vyjádření (2.18) jsou určeny hodnoty magnetického pole. Tyto hodnoty magnetického pole jsou prezentovány na teplotních mapách na obrázcích 4.9, 4.12 a 4.15.

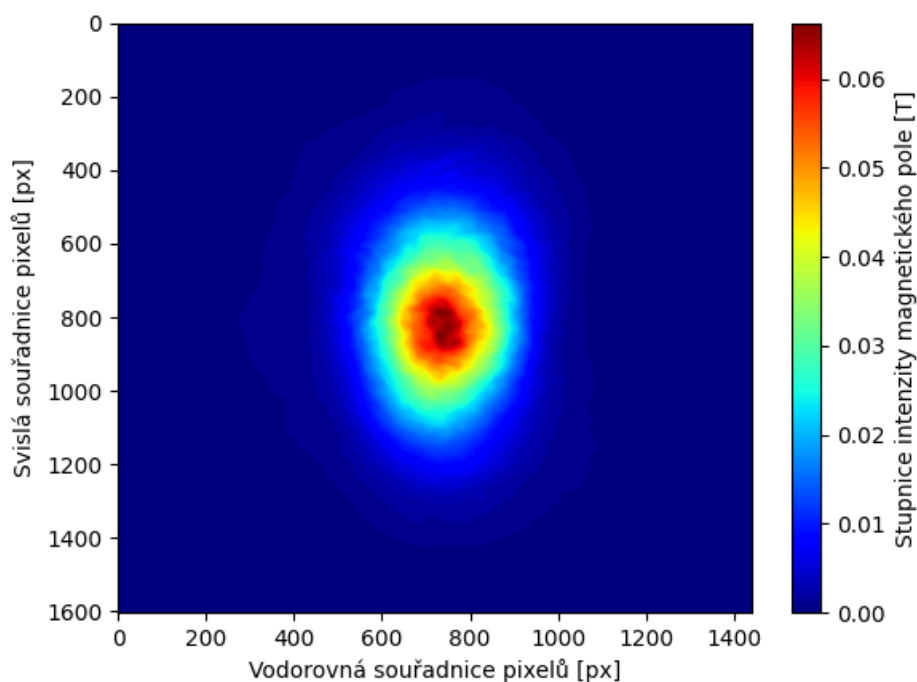
4.3.3 Analýza citlivosti intenzity magnetického pole

Analýza citlivosti intenzity magnetického pole se zaměřuje na identifikaci oblastí s vysokými gradienty intenzity. To umožňuje odhalit lokalizované změny ve struktuře nebo intenzitě magnetického pole. Citlivost je definována jako rozdíl mezi maximální a minimální hodnotou intenzity v okně kolem středové souřadnice.

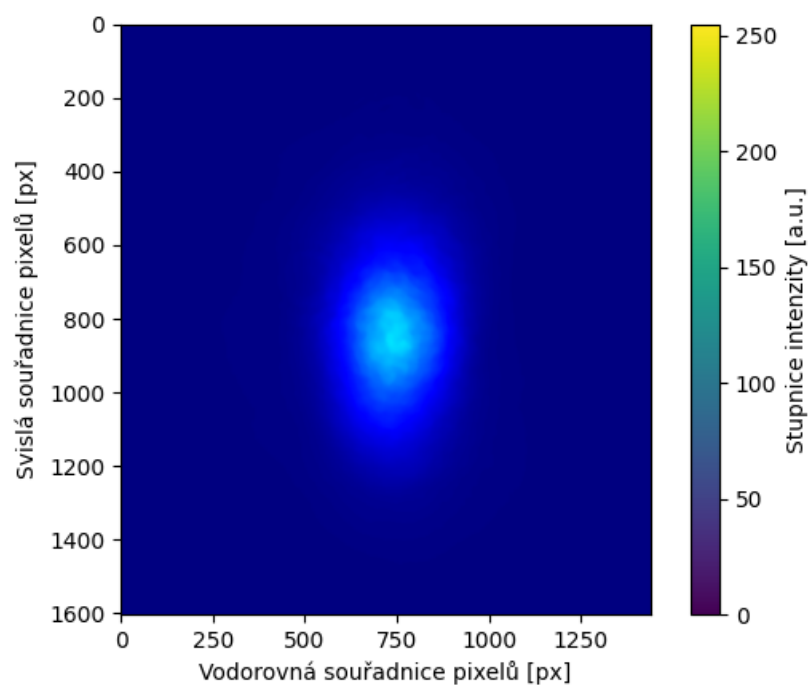
Hlavní analýza se provádí v blízkosti souřadnice (650, 650) (obrázek 4.15), kde se očekávají významné změny magnetického pole. Zpracování je také prováděno pomocí programu Python. Průměrná intenzita v tomto okně je přibližně 0,508 a směrodatná odchylka je přibližně 0,363. Maximální zaznamenaná intenzita dosahuje 0,986, zatímco minimální klesá na 0,070, která ukazuje na citlivost přibližně 0,917.



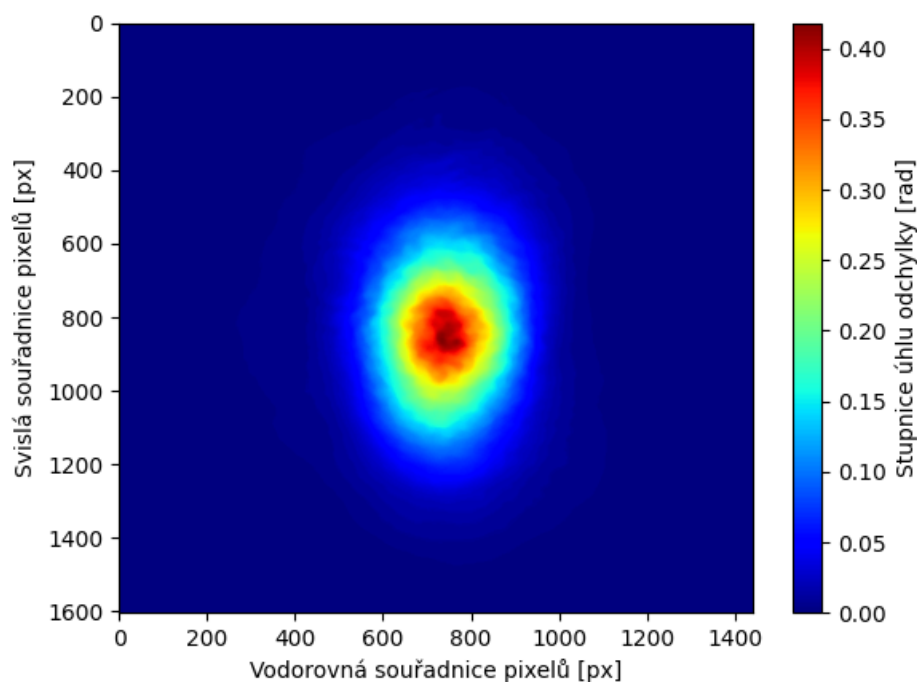
Obrázek 4.8: Vypočítané hodnoty úhlu odchytky β (2.18) pro první konfiguraci polohy magnetu.



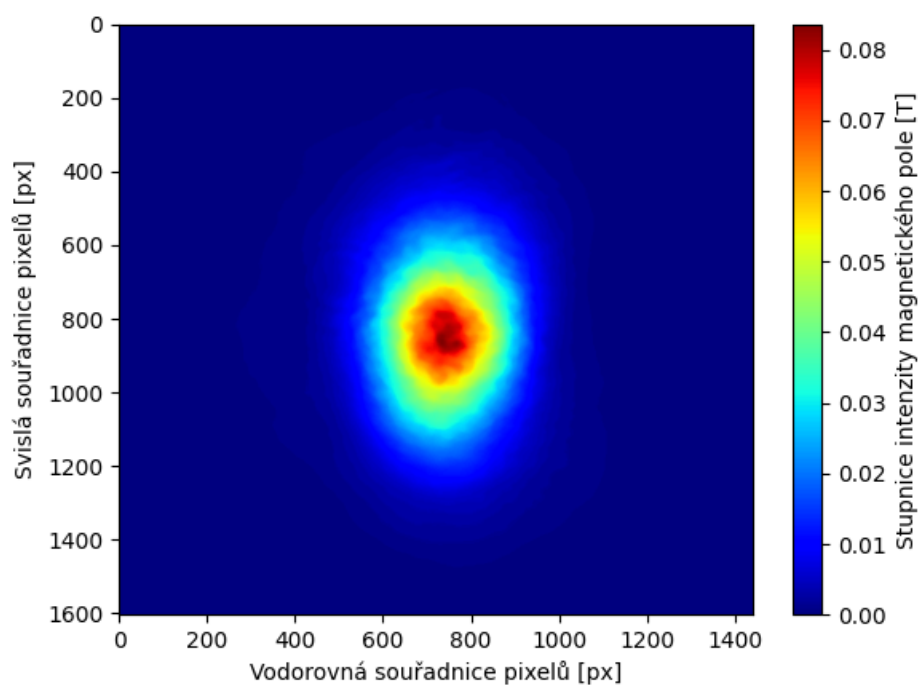
Obrázek 4.9: Vypočítané hodnoty intenzity magnetického pole pro první konfiguraci polohy magnetu.



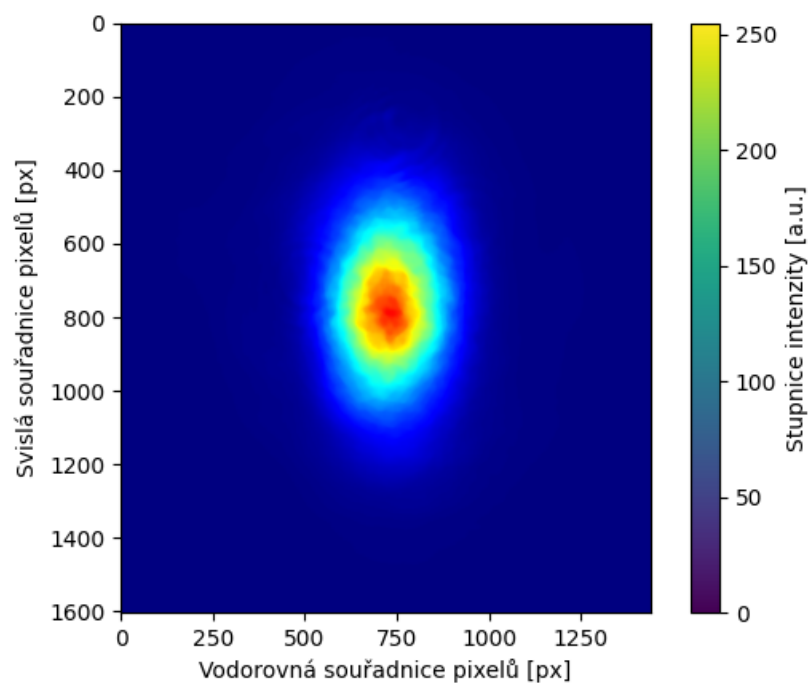
Obrázek 4.10: Průměrná hodnota intenzity dopadajícího paprsku pro druhou konfiguraci polohy magnetu.



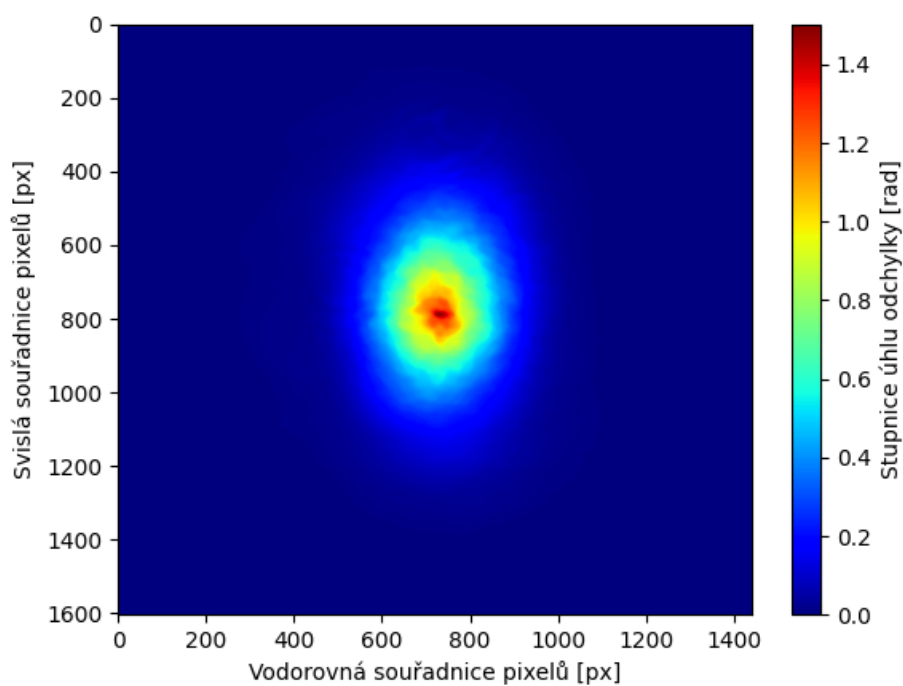
Obrázek 4.11: Vypočítané hodnoty úhlu odchyly β (2.18) pro druhou konfiguraci polohy magnetu.



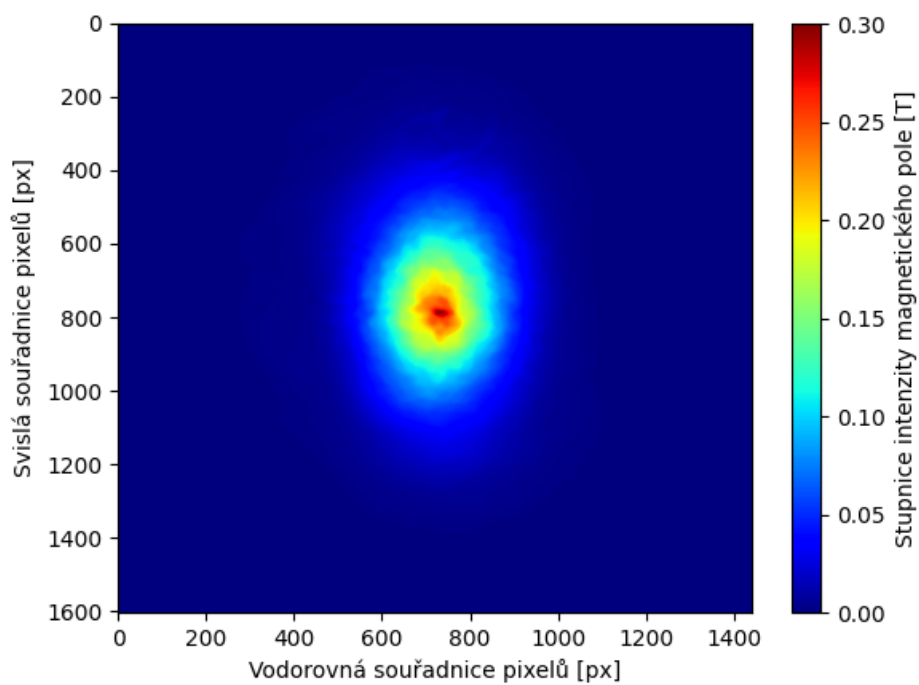
Obrázek 4.12: Vypočítané hodnoty intenzity magnetického pole pro druhou konfiguraci polohy magnetu.



Obrázek 4.13: Průměrná hodnota intenzity dopadajícího paprsku pro konfiguraci s dvěma magnety.



Obrázek 4.14: Vypočítané hodnoty úhlu odchytky β (2.18) pro konfiguraci s dvěma magnety.



Obrázek 4.15: Vypočítané hodnoty intenzity magnetického pole pro konfiguraci s dvěma magnety.

Tyto hodnoty naznačují vysokou citlivost v uvažované oblasti, která je způsobena různými faktory, včetně geometrie magnetického zdroje a jeho umístění vzhledem ke snímačům.

4.4 Srovnání homogenity magnetického pole pro tři různé konfigurace polohy magnetu

Zkoumání magnetického pole tenkých kruhových magnetů pomocí techniky zobrazování magnetického pole ukázalo, že maxima intenzity pole jsou středově soustředěna. V prvním experimentu (obrázek 4.9) je magnet vůči detektoru umístěn úplně centrovane, což vysvětluje symetrické rozložení intenzity magnetického pole, které se odráží v příslušné tepelné mapě.

Z analýzy tepelných map vyplývá, že intenzita magnetického pole klesá s rostoucí vzdáleností od středu k okrajům.

Mimoosé umístění magnetu je zde nepatrný posun centra, což souvisí s očekávaným nehomogenním magnetickým polem prstencového magnetu. Tedy vypadá to tak, i když si ke grafu přiložíte "pravítka" tak střed není tam co střed té nestočené intenzity.

- Na první tepelné mapě (obrázek 4.09) se intenzita mění plynuleji a rovnoměrněji od středu k okrajům.
- Na druhé tepelné mapě (obrázek 4.12) je rozložení intenzity podobné jako na první mapě, ale maximální hodnoty intenzity jsou vyšší a mírné posunutí magnetu směrem nahoru nevede k asymetrii.
- Na třetí tepelné mapě (obrázek 4.15) také vykazuje plynulý pokles intenzity, ale gradienty jsou znatelnější, zejména ve střední části mapy.

Kapitola 5

Závěr

Tato bakalářská práce se zabývá studiem experimentálních metod v magneto-elektrických nesymetrických systémech s hlavním zaměřením na měření homogenity magnetického pole vytvořeného permanentním magnetem. Práce byla motivována studiem vakuového dvojlomu, jevu, který má významné implikace v oblasti kvantové optiky a fundamentální fyziky.

V prvních dvou kapitolách byl poskytnut přehled k pochopení magneto-optických jevů a metodologie měření vakuového dvojlomu. Teoretický základ byl položen prostřednictvím rozboru principů vakuového dvojlomu, byly uvedené prostřednictvím analytického popisu interakce světelných vln s magnetickým polem v kontextu kvantové elektrodynamiky (QED). Experimentální část práce se poté soustředila na praktické aspekty zkoumání homogenity magnetického pole. Byly popsány metodologie a postupy zpracování dat, a byl proveden rozbor vlivu umístění magnetu na polarizaci světelného paprsku. Klíčovým prvkem bylo využití Faradayova jevu pro analýzu změn v polarizaci světla indukovaných magnetickým polem.

Z výsledků experimentu vyplynulo, že homogenita magnetického pole má zásadní vliv na polarizaci světla a že nehomogenita magnetického pole má značný vliv na výsledky měření vakuového dvojlomu. Tyto poznatky nejenže potvrzují teoretické předpoklady, ale také otevírají nové možnosti pro aplikace v kvantové optice a při studiu fundamentálních fyzikálních jevů. Zvláště zajímavé jsou potenciální aplikace ve výzkumu nelineárních optických jevů a v oblasti zkoumání vlastností vakua.

Bibliografie

- [1] A. Ejlli et al. “The PVLAS experiment: A 25 year effort to measure vacuum magnetic birefringence”. In: *Physics Reports* 1 (2020).
- [2] Della Valle et al. “Extremely long decay time optical cavity”. In: *Opt. Express* 22 (2014).
- [3] G. Zavattini et al. “On measuring birefringences and dichroisms using Fabry–Pérot cavities”. In: *Appl. Phys.* (2006).
- [4] Hsien-Hao Mei et al. “Measurement of the Cotton–Mouton effect in nitrogen, oxygen, carbon dioxide, argon, and krypton with the Q A apparatus”. In: *Chemical Physics Letters* 471 (2009).
- [5] N. P. Barnes a L. B. Petway. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 9, 1912 (1992).
- [6] A. Ejlli et al. Della Valle. “The PVLAS experiment: measuring vacuum magnetic birefringence and dichroism with a birefringent Fabry–Perot cavity.” In: *The European Physical Journal C* 76 (2016).
- [7] Martin Všetíčka Jaroslav Reichl. “Polarizace dvojlomem”. In: *Encyklopedie Fyziky* (2018).
- [8] Ing. Štěpán Kunc. “Study of the Magnetically Induced QED Birefringence of the Vacuum in experiment OSQAR”. In: (2017).
- [9] L.D.LANDAU. “ELECTRODYNAMICS OF CONTINUOUS MEDIA”. In: (1984).
- [10] B. Pelle et al. “Magnetolectric Directional Nonreciprocity in Gas-Phase Molecular Nitrogen”. In: *Physical Review Letters* 106 (2011).
- [11] Josef Schmidt. “Vlnění, optika a atomová fyzika”. In: (2023).