

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ

KATEDRA FYZIKY



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Studium magneto-elektrické nereciprocity

Autor: Milan Pavlik

Vedoucí práce: Ing. Miroslav Krůs, Ph.D.

Praha, 2023

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Akademický rok: 2022/2023



Student: Milan Pavlik

Studijní program: Jaderná a částicová fyzika

Název práce: Studium magneto-elektrické nereziprocity
(česky)

Název práce: Magneto-electric nonreciprocity
(anglicky)

Jazyk práce: Slovenština

Pokyny pro vypracování:

- 1) seznámte se základy nelineární optiky
- 2) seznámte se s fyzikou dvojlomu vakua pro různé elektrodynamické modely
- 3) seznámte se s experimentálními metodami pro studium dvojlomu vakua
- 4) prostudujte extinkci laserového svazku v dutině užitě ke studiu dvojlomu vakua

Doporučená literatura:

- [1] T. Heinzl et al.: On the observation of vacuum birefringence, arXiv:hep-ph/0601076v1
- [2] B. Pelle et al. Observation of magneto-electric non-reciprocity in molecular nitrogen gas, arXiv:1101.0712v2
- [3] A. Ejlli et al.: The PVLAS experiment: a 25 year effort to measure vacuum magnetic birefringence, arXiv:2005.12913
- [4] V. B. Berestekij, 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

Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v. v. i.

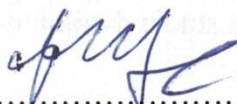
Datum zadání bakalářské práce: 20.10.2022

Termín odevzdání bakalářské práce: 02.08.2023

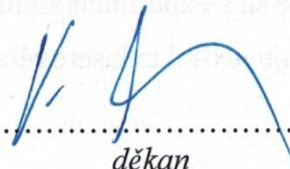
Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.



.....
garant studijního programu



.....
vedoucí katedry



.....
děkan

V Praze dne 20.10.2022



PROHLÁŠENÍ

Já, níže podepsaný

Jméno a příjmení studenta: Milan Pavlik

Osobní číslo: 502375


Název studijního programu (oboru): Jaderná a částicová fyzika

prohlašuji, že jsem bakalářskou práci s názvem:

Studium magneto-elektrické nereciprocity

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

V Praze dne 2. 8. 2023


.....
podpis

Pod'akovanie

Ďakujem Ing. Miroslavovi Krúsovi, Ph.D. za vedenie mojej bakalárskej práce, za cenné rady a pripomienky, ktoré túto prácu obohatili.

Název práce:

Studium magneto-elektrické nereciprocit

Autor: Milan Pavlik

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: Táto práca predstavuje základné zhrnutie poznatkov z oblasti nelineárnych teórií elektromagnetizmu a dôsledkov, ktoré z nich plynú. Špecifickým cieľom skúmania je jav dvojlomu vákua a jeho vplyv na súčasné vnímanie elektromagnetizmu. Súčasťou práce je aj experiment zaoberajúci sa extinkciou laserového zväzku v dutine používanej pri štúdiu dvojlomu vákua. Výsledkom experimentu je odrazivosť zrkadla získaná nepriamym meraním. Odrazivosť zrkadla bola stanovená pre lineárne polarizované svetlo na hodnotu $r = (96 \pm 3) \%$. Výsledok merania vyjadruje systematickú chybu zrkadiel, ktorá môže mať uplatnenie pri optických experimentoch. Účelom štúdie je ukázať, že veľkosť odrazivosti nie je zanedbateľná a to, že experimenty sú limitované počtom odrazov lúča na optických elementoch aparatury.

Klíčová slova: nelineárny elektromagnetizmus, dvojlom vákua, odrazivosť zrkadla

Title:

Magneto-electric nonreciprocity

Author:

Milan Pavlik

Abstract:

This project represents a fundamental summary of knowledge about nonlinear electromagnetic theories and their implications. Specifically, this study investigates a vacuum birefringence and its influence on current perception of electromagnetism. One of the parts of the project is an experiment investigating an extinction of a laser beam in a cavity used in the studies of vacuum birefringence. The result of experiment was a mirror reflectivity obtained through indirect measurement. The mirror reflectivity was determined for the linearly polarized laser beam to a value of $r = (96 \pm 3) \%$. The result of the measurement expresses a systematic uncertainty of the mirrors which may find application in optical experiments. A purpose of the study is to show that the value of the reflectivity is not negligible and a fact, that the experiments are limited by number of the light reflections on optical elements of the apparatus.

Key words:

nonlinear electromagnetism, vacuum birefringence, mirror reflectivity

Obsah

Úvod	9
1 Štandardný model mikrosveta	10
1.1 Elektroslabé zjednotenie	10
1.2 Silná interakcia	11
1.3 Kalibračné bozóny	11
1.4 Fermióny	12
2 Základy nelineárnej teórie elektromagnetizmu.....	14
3 Dvojlom vákua pre rôzne elektromagnetické modely.....	17
3.1 Index lomu	17
3.2 Dvojlom vákua	18
3.3 Fotónový rozptyl	19
3.4 Korekcia vyšších rádov	21
3.5 Born-Infeld	21
4 Meranie dvojlomu vákua	23
4.1 História skúmania.....	23
4.2 Experiment PVLAS	23
5 Štúdium zániku laserového zväzku v dutine.....	26
5.1 Odrazivosť zrkadiel.....	26
5.2 Návrh experimentu a postup merania	26
5.3 Výsledky merania.....	27
5.4 Diskusia výsledku merania	30
Záver	31
Bibliografia.....	32

Úvod

Táto práca je svojou štruktúrou a spôsobom výkladu napísaná tak, aby jednotlivé pasáže speli k základnému porozumeniu problematike vákuového dvojlomu, kedy a za akých podmienok vzniká a spôsobom jeho merania. Je vhodná pre čitateľov, ktorí sú oboznámení s teóriou štandardného modelu mikrosвета a základnými princípmi interakčných síl, predovšetkým elektromagnetickej a silnej. Základnými faktami o štandardnom modeli a popisom fundamentálnych síl sa zaoberá prvá kapitola práce. Jej účelom je najmä pripomenutie pilierov v súčasnosti najuznávanejšej teórie mikrosвета a toho, čo z nej plynie a aké má limity. V druhej kapitole má čitateľ možnosť zoznámiť sa s nelineárnou teóriou elektromagnetizmu a uvedomiť si rozdiel pri porovnaní so súčasnou teóriou QED. Tretia kapitola je venovaná dôsledkom nelinearity Lagrangeovej funkcie, najmä kľúčovému pojmu práce – dvojlomu vákua. Nasledujúca časť popisuje spôsob, akým bol jav dvojlomu vákua skúmaný a výsledky experimentu PVLAS poukazujúce na to, že tento kvantovo-mechanický efekt je možné do istej miery pozorovať. V poslednej časti je možné oboznámiť sa s postupom a výsledkami experimentu zameraného na pozorovanie extinkcie laserového zväzku. Jeho účelom je preveriť odrazivosť plochy zrkadiel používaných pri optických experimentoch, ako napr. PVLAS.

Účelom tejto práce je najmä preveriť fyzikálne javy za hranicami štandardného modelu a otestovať jeho hranice použiteľnosti. Vo svojej podstate je štandardný model lineárna teória, ktorá vo vyšších rádoch predpovedá jav fotónového rozptylu či polarizáciu a dvojlom vákua. Je teda zrejmé, že takýto model poskytuje len určitú presnosť pri popise fyziky na kvantovej úrovni. Jeho testovaním prostredníctvom výskumov zaoberajúcimi sa spomínanými javmi je možné zmeniť naše vnímanie kvantového sveta.

1 Štandardný model mikrosveta

V súčasnosti je svet mikrosveta popísaný pomocou elementárnych častíc, ktoré plynú z teórie tvoriacich štandardný model. Tento model pozostáva predovšetkým z dvoch teórií popisujúcich elektroslabú interakciu (GWS model) a silnú interakciu (QCD).

Štandardný model sa vo svojej podstate opiera o Maxwellove rovnice elektrodynamiky. Uvažujúc absenciu hmoty, nábojov a prúdov, hustota Lagrangeovej funkcie popisujúca elektromagnetické pole má tvar

$$\mathcal{L}_{\text{EM}} = -\frac{1}{4\mu_0} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} = \frac{1}{2\mu_0} \left(\frac{E^2}{c^2} - B^2 \right), \quad (1)$$

kde $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. Maxwellove rovnice vo vákuu majú tvar

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= 0 & \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 & \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \end{aligned} \quad (2)$$

Riešením týchto rovníc sú elektromagnetické vlny šíriace sa vo vákuu rýchlosťou

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}. \quad (3)$$

Kvôli linearite rovníc (2) rýchlosť svetla vo vákuu nie je závislá na externom magnetickom či elektrickom poli, a teda je konštantná [1].

Jednou z fundamentálnych interakcií v mikrosvete je slabá interakcia. Tá je zodpovedná za pomalý (slabý) rozpad častíc. Na rozdiel od elektromagnetickej interakcie slabá sila nemá analógiu v klasickej fyzike a jej dosah je limitovaný hmotnosťami intermediálnych častíc [3].

1.1 Elektroslabé zjednotenie

Fyzici Glashow, Weinberg a Salam ukázali, že obe interakcie, elektromagnetická a slabá, sú prejavom jednej elektroslabej interakcie. Vychádzali zo symetrie pri procesoch s veľkým prenosom kvadrátu 4-hybnosti. Východiskovým bodom elektroslabého zjednotenia je 4-potenciál elektromagnetickej interakcie (φ, \vec{A}) , na základe ktorého je vytvorený 4-potenciál so skalárnou zložkou V^0 a vektorovou zložkou (W^+, W^-, W^0) . Častice reprezentované týmto potenciálom sú však nehmotné. Prechod k hmotným časticiam zabezpečuje tzv. mechanizmus spontánneho narušenia kalibračnej symetrie (Higgsov mechanizmus). Teóriu elektroslabého zjednotenia popisuje hustota Lagrangeovej funkcie v tvare

$$\mathcal{L}_{EW} = \left(\partial_\mu \phi + ig \frac{1}{2} \vec{\tau} \vec{W}_\mu \right)^\dagger \left(\partial^\mu \phi + ig \frac{1}{2} \vec{\tau} \vec{W}^\mu \right) - V(\phi) - \frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \vec{W}^{\mu\nu}, \quad (4)$$

kde ϕ je $SU(2)$ duplet komplexných skalárnych polí. Vďaka tomuto mechanizmu sa nehmotné častice W^+ , W^- a W^0 transformujú na hmotné bozóny W^\pm a Z^0 a nehmotná častica V^0 na nehmotný fotón γ . Tento mechanizmus nie je ale obmedzený len na častice slabej interakcie, ale je ním možné vygenerovať hmotnosť všetkých elementárnych častíc. Sila interakcie s Higgsovým poľom je úmerná hmotnosti častice, a teda častice neinteragujúce s Higgsovým poľom hmotnosť nemajú [3].

1.2 Silná interakcia

Ďalšou zo síl pôsobiacich medzi časticami je silná interakcia, ktorú popisuje teória kvantovej chromodynamiky (QCD). Hustota Lagrangiánu popisujúca túto interakciu má tvar

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}^f i \gamma^\mu D_\mu \psi^f + m_0^f \bar{\psi}^f \psi^f + g_0 \bar{\psi}^f \gamma^\mu t_a \psi^f A_{a\mu} - \frac{1}{4} F_{a\mu\nu} F_a^{\mu\nu}, \quad (5)$$

kde $F_{a\mu\nu} = \partial_\mu A_{a\nu} - \partial_\nu A_{a\mu} + g_0 f_{abc} A_{b\mu} A_{c\nu}$ a ψ^f predstavuje vlnovú funkciu kvarku [2]. Táto sila nie je univerzálna, pôsobí výhradne medzi časticami s farebným nábojom, ktorého nositeľmi sú kvarky a gluóny. Sila interakcie rastie so vzdialenosťou medzi nábojmi. Pri veľkej vzdialenosti je možné z naakumulovanej energie vytvoriť kvark-antikvarkový pár. Naopak, pri veľmi blízkej vzdialenosti medzi kvarkami dochádza k asymptotickej voľnosti, kde sa môžu častice pohybovať takmer voľne [3].

Podľa štandardného modelu je možné elementárne častice rozdeliť do dvoch základných skupín, a to na fermióny a bozóny. Základným rozdielom medzi týmito skupinami je vo veľkosti spinu. Fermióny disponujú poločíselným spinom. Ďalej ich je možné rozdeliť na kvarky a leptóny. Spin bozónov je vždy celočíselný.

1.3 Kalibračné bozóny

Kalibračné bozóny sú elementárne častice bez elektrického náboja, ktoré sprostredkujú interakcie. Intermediálnou časticou elektromagnetickej interakcie je fotón. Slabá interakcia je sprostredkovaná bozónmi Z^0 a W^\pm . Gluóny ako jediné bozóny nesú farebný náboj a sú intermediálnymi časticami silnej interakcie.

Tab. 1: Prehľad kalibračných bozónov štandardného modelu. Každéj častici odpovedá istá hmotnosť m a veľkosť spinu J , prevzaté z [3].

Častica	$m[\text{GeV}/c^2]$	J
Fotón (γ)	0	1
Gluón (g)	0	1
Z^0	80,41	1
W^\pm	91,18	1

1.4 Fermióny

Fermióny sú častice s poločíselným spinom, ktoré podliehajú Pauliho vylučovaciemu princípu. Jednu podskupinu fermiónov tvoria tzv. leptóny. Okrem silnej interakcie sú schopné interagovať slabo, elektromagneticky aj gravitačne. Rozlišujeme 3 generácie leptónov a k nim príslušné antičastice. Každá generácia je tvorená dvomi časticami.

Tab. 2: Prehľad leptónov štandardného modelu. Leptóny sú rozdelené do troch generácií. Každéj častici je pridelená hmotnosť m , veľkosť elektrického náboja Q v násobkoch jednotkového náboja a veľkosť spinu J , prevzaté z [3].

		Častica	$m[\text{MeV}/c^2]$	$Q[e]$	J
Generácia	1.	e	0,511	-1	1/2
		ν_e	$< 3 \cdot 10^{-6}$	0	1/2
	2.	μ	105,658	-1	1/2
		ν_μ	$< 0,19$	0	1/2
	3.	τ	1776,99	-1	1/2
		ν_τ	< 18	0	1/2

Štandardný model však predpokladá nulovú hmotnosť neutrín. Pri skúmaní týchto častíc bol pozorovaný jav *oscilácie neutrín*. Avšak tento jav nie je možné vysvetliť, ak by platila nulovosť ich hmotnosti [3].

Druhou skupinou tvoriacou fermióny sú kvarky. Podobne ako leptóny, aj ich je možné rozdeliť na 3 generácie. Predstavujú bodové elementárne častice, ktoré nemôžu voľne existovať. Na rozdiel od iných elementárnych častíc, kvarky charakterizujeme aj špecifickými kvantovými číslami ako sú vôňa a farba. Tým, že nesú farebný náboj (R,G,B) sú schopné interagovať silne. Kľudové hmotnosti kvarkov nie je možné stanoviť presne

kvôli mechanizmu farebného uväznenia. Hmotnosť kvarkov sa teda v rôznych teóriách líši. Konštituentné kvarky sú vnímané ako stavebné bloky hadrónov, ktorých hmotnosť je rovná súčtu jednotlivých kvarkov, ktoré ho tvoria. Na druhej strane, prúdové kvarky vychádzajú z Feynmanovho partonového modelu. V tejto teórii je hmotnosť hadrónu z veľkej časti tvorená gluónmi [3].

Tab. 3: Prehľad kvarkov štandardného modelu. Každý častici je pridelená konštituentná hmotnosť m , veľkosť elektrického náboja Q v násobkoch jednotkového náboja a veľkosť spinu J , prevzaté z [3].

		Častica	$m[\text{GeV}/c^2]$	$Q[e]$	J
Generácia	1.	Horný (u)	0,35	2/3	1/2
		Dolný (d)	0,35	- 1/3	1/2
	2.	Podivný (s)	0,50	- 1/3	1/2
		Pôvabný (c)	1,50	2/3	1/2
	3.	Spodný (b)	4,50	- 1/3	1/2
		Vrchný (t)	180	2/3	1/2

Existujú však aj iné javy, ktoré nie je možné týmto modelom vysvetliť, ako napr. dvojlom a polarizácia vákua. Je teda potrebné preveriť hranice platnosti tohto modelu a preskúmať veličiny, ako napr. hodnotu elektrónového dipolového momentu, ktorý štandardný model predpovedá nulovú.

2 Základy nelineárnej teórie elektromagnetizmu

Vnímanie klasickej teórie elektromagnetizmu sa začal meniť začiatkom 20. storočia vplyvom nových vedeckých poznatkov v odvetví fyziky zahŕňajúc:

- Einsteinovu teóriu relativity popisujúca vzťah medzi hmotou a energiou častice $E = mc^2$;
- Kvantový prístup vo fyzike, ktorého súčasťou sa stali aj Heisenbergove relácie neurčitosti $\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$;
- Diracovu rovnicu pre elektrón, ktorej riešením je aj stav s negatívnou hodnotou energie, dnes známi ako antihmota.

Výsledkom zohľadnenia týchto faktov je fluktuácia vákua [1]. Tento efekt je zodpovedný za to, že fyzici boli nútení prehodnotiť chápanie vákua a v popise elektrodynamiky pripočítať nelineárne efekty. V súčasnej definícii je vákuum chápané ako stav s najnižšou možnou energiou [1]. Na základe vyššie uvedených faktov rôzni fyzici vytvorili nové modely elektromagnetizmu, ktoré okrem klasickej časti obsahujú aj dodatočnú korekciu.

Jedným z takýchto modelov je aj ten vytvorený H. Eulerom a B. Kockelom v roku 1935, ktorý stanovuje hustotu Lagrangeovej funkcie berúc v úvahu fluktuácie vákua, ktoré spôsobujú vznik elektrón-pozitrónových párov. Efektívny Lagrangián má teda tvar

$$\mathcal{L}_{EK} = \mathcal{L}_{Cl} + \frac{A_e}{\mu_0} \left[\left(\frac{E^2}{c^2} - B^2 \right)^2 + 7 \left(\frac{\vec{E}}{c} \cdot \vec{B} \right)^2 \right], \quad (6)$$

kde

$$A_e = \frac{2}{45\mu_0} \frac{\hbar^3}{m_e^4 c^5} \alpha^2 = 1.32 \times 10^{-24} \text{ T}^{-2}. \quad (7)$$

Tento tvar Lagrangeovej funkcie bol odvodený ako aproximácia pre nízkoenergetické fotóny, tj. $\hbar\omega \ll m_e c^2$ [1]. Hustota Lagrangeovej funkcie \mathcal{L}_{EK} má za následok nelineárne správanie prostredia, dokonca aj v neprítomnosti hmoty. Preto nie je možné ďalej uplatňovať princíp superpozície, ktorý je jeden z dôsledkov lineárneho charakteru rovníc v Maxwellovej teórii elektromagnetizmu. Pre získanie tvarov vektorov elektrickej indukcie \vec{D} a magnetickej intenzity \vec{H} je potrebné aplikovať Euler-Lagrangeove rovnice na efektívnu hustotu (6)

$$\vec{\nabla} \cdot \left[\varepsilon_0 \vec{E} + 4A_e \left(\frac{E^2}{c^2} - B^2 \right) \varepsilon_0 \vec{E} + 14\varepsilon_0 A_e (\vec{E} \cdot \vec{B}) \vec{B} \right] = 0. \quad (8)$$

Riešením rovnice je

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + 4A_e \left(\frac{E^2}{c^2} - B^2 \right) \varepsilon_0 \vec{E} + 14\varepsilon_0 A_e (\vec{E} \cdot \vec{B}) \vec{B}, \quad (9)$$

pre ktoré platí $\vec{D} = \frac{\partial \mathcal{L}_{EK}}{\partial \vec{E}}$ a $\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0$ [1]. Z rovnice (9) je zrejmé, že závislosť elektrickej indukcie na jej intenzite nie je lineárna. Obdobne z rovnice (8) plynie vzťah pre magnetickú intenzitu v tvare

$$\mu_0 \vec{H} = \vec{B} + 4A_e \left(\frac{E^2}{c^2} - B^2 \right) \vec{B} + 14A_e (\vec{E} \cdot \vec{B}) \frac{\vec{E}}{c}. \quad (10)$$

Z uvedeného teda plynie fakt, že vákuum sa správa ako prostredie, ktoré je zároveň polarizované a magnetizované. Jednotlivé vektory polarizácie a magnetizácie dostaneme jednoducho pomocou

$$\vec{P} = \frac{\partial \mathcal{L}_{EK}}{\partial \vec{E}} - \varepsilon_0 \vec{E}, \quad \vec{M} = \frac{\partial \mathcal{L}_{EK}}{\partial \vec{B}} - \frac{\vec{B}}{\mu_0}. \quad (11)$$

V prípade \mathcal{L}_{EK} tieto vektory majú nasledujúce tvary

$$\begin{aligned} \vec{P} &= 4A_e \left(\frac{E^2}{c^2} - B^2 \right) \varepsilon_0 \vec{E} + 14\varepsilon_0 A_e (\vec{E} \cdot \vec{B}) \vec{B} \\ \vec{M} &= -4A_e \left(\frac{E^2}{c^2} - B^2 \right) \frac{\vec{B}}{\mu_0} + 14A_e \left(\frac{\vec{E}}{c} \cdot \frac{\vec{B}}{\mu_0} \right) \frac{\vec{E}}{c}. \end{aligned} \quad (12)$$

Predpokladaním, že hustota Lagrangeovej funkcie má tvar (6), je možné vysvetliť teóriu elektromagnetizmu bez prítomnosti hmoty použitím Maxwellových rovníc pre prostredie, ktoré je polarizované a magnetizované externými poľami vplyvom virtuálnych elektrón-pozitrónových párov. Z nelinearity rovníc (9) a (10) plynie, že rýchlosť šírenia svetla vo vákuu je ovplyvnená vonkajším elektromagnetickým poľom [1]. Avšak, tento dôsledok je v kontraste s Maxwellovým popisom šírenia elektromagnetických vln. Berúc do úvahy fluktuácie vákuu, je možné stanoviť, že:

- Vo vákuu $\vec{D} \neq \varepsilon_0 \vec{E}$ a $\vec{B} \neq \mu_0 \vec{H}$;
- Nelinearita Maxwellových rovníc vedie k porušeniu princípu superpozície;

- Rýchlosť šírenia svetla vo vákuu v prítomnosti vonkajších elektromagnetických polí $v_{\text{light}} < c$;
- Možnosť pozorovania rozptylu dvoch fotónov;
- Elektromagnetizmus vo vákuu je možné popísať Maxwellovými rovnicami v prostredí.

Efektívna hustota Lagrangeovej funkcie (6) bola ďalej zovšeobecnená W. Heisenbergom a H. Eulerom. Nimi stanovený efektívny Lagrangián započítava elektrón-pozitrónové páry v nepertubačnom vyjadrení do všetkých rádov v elektromagnetických invariantoch F a G v jednotnom externom pozadí. Výsledný Heisenberg-Eulerov efektívny Lagrangián pre elektromagnetické pole s absenciou hmoty je rovný

$$\mathcal{L}_{\text{HE}} = \frac{1}{2\mu_0} \left(\frac{E^2}{c^2} - B^2 \right) + \alpha \int_0^\infty e^{-\xi} \frac{d\xi}{\xi^3} \times \left\{ i\xi^2 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\vec{E} \cdot \vec{B}) \frac{\cos \left[\frac{\xi\sqrt{C}}{\sqrt{\epsilon_0 E_{\text{cr}}}} \right] + \text{conj.}}{\cos \left[\frac{\xi\sqrt{C}}{\sqrt{\epsilon_0 E_{\text{cr}}}} \right] - \text{conj.}} + \epsilon_0 E_{\text{cr}}^2 + \frac{\xi^2}{3\mu_0} \left(B^2 - \frac{E^2}{c^2} \right) \right\}, \quad (13)$$

kde

$$C = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{E^2}{c^2} - B^2 \right) + 2i \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\vec{E} \cdot \vec{B}) \quad (14)$$

a $E_{\text{cr}} = \frac{m_e^2 c^3}{\hbar e} = 1,32 \times 10^{18}$ V/m je Schwingerovo kritické pole. Nad úrovňou E_{cr} narastá produkcia elektrón-pozitrónových párov vo vákuu. Hustotu Lagrangeovej funkcie (6) je možné získať priamo z (13) pomocou expanzie druhého rádu v invariantoch F a G [1].

3 Dvojlom vákua pre rôzne elektromagnetické modely

3.1 Index lomu

V prípade klasického elektromagnetizmu je rýchlosť šíriacich sa elektromagnetických vln (fázová rýchlosť) v danom prostredí rovná

$$v_\varphi = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \quad (15)$$

kde ε je permitivita prostredia a μ je jeho permeabilita [4]. Ak uvažujeme, že dané prostredie je vákuum, rýchlosť postupu je c a výraz (15) prejde to tvaru (3). Pomocou týchto vzťahov je možné zadať veličinu index lomu n , ktorá vyjadruje pomer rýchlosti svetla vo vákuu k rýchlosti vlnenia v prostredí s rýchlosťou v_φ .

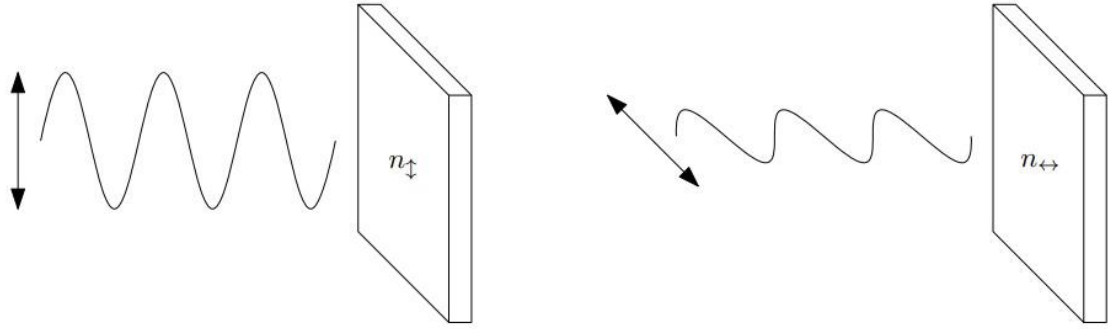
$$n = \frac{c}{v_\varphi} = \sqrt{\varepsilon_r\mu_r} \approx \sqrt{\varepsilon_r}. \quad (16)$$

Posledná aproximácia je odvodená z faktu, že relatívna permeabilita prostredia μ_r je pre väčšinu látok rovná približne jednej. V Maxwellovej teórii elektromagnetizmu je pre vákuum $n = \sqrt{\varepsilon\mu} = 1$ [4]. Avšak pri zohľadnení aproximácii pre fluktuácie vákua rovnosť neplatí, pretože rýchlosť šírenia svetla je podľa predpokladov menšia ako c .

Vo všeobecnosti je pre dané prostredie možné index lomu chápať ako komplexnú veličinu

$$\tilde{n} = n + i\kappa, \quad (17)$$

kde reálna časť n stanovuje rýchlosť svetla šíriaceho sa daným prostredím a imaginárna časť κ , známa ako index absorpcie, charakterizuje absorpčné vlastnosti média [1]. Existujú však materiály, ktoré sa pre vlny polarizované v rôznych smeroch správajú ako materiály s rozdielnym indexom lomu n . Takéto látky sú nazývané dvojlomné. Ak na stave polarizácie závisí index absorpcie κ , látka sa nazýva dichroická. Uvedenú dvojlomnú vlastnosť je možné pozorovať v materiáloch, ktoré sú anizotropné [1].



Obr. 1: Dvojlomný materiál. Pre elektromagnetické vlnenie s elektrickým poľom kmitajúcim vo vertikálnom smere sa látka správa ako materiál s indexom lomu n_{\uparrow} , pre pole kmitajúce v horizontálnom smere sa správa ako materiál s indexom lomu n_{\leftrightarrow} , prevzaté z [4].

3.2 Dvojlom vákua

Uvažujme vákuum popísané pomocou hustoty Lagrangeovej funkcie v tvare (6). Predpokladajme, že elektromagnetická vlna je lineárne polarizovaná a šíri sa priestorom s vonkajším elektromagnetickým poľom, ktoré je kolmé na smer polarizácie. Z rovníc (9) a (10) je možné vyjadriť veľkosti relatívnej elektrickej permitivity a relatívnej magnetickej permeability, kde elektrické a magnetické pole \vec{E} a \vec{B} je súčet externých polí \vec{E}_{ext} a \vec{B}_{ext} a poľa šíriacej sa elektromagnetickej vlny \vec{E}_{γ} a \vec{B}_{γ} . Pre prípad externého magnetickeho poľa je $\vec{E}_{ext} = \vec{E}_{\gamma}$ a $\vec{B} = \vec{B}_{ext} + \vec{B}_{\gamma}$, a navyše

$$\begin{aligned}\vec{D}_{\gamma} &= \varepsilon_0 [\vec{E}_{\gamma} - 4A_e B_{ext}^2 \vec{E}_{\gamma} + 14A_e (\vec{E}_{\gamma} \cdot \vec{B}_{ext}) \vec{B}_{ext}] \\ \vec{H}_{\gamma} &= \frac{1}{\mu_0} [\vec{B}_{\gamma} - 4A_e B_{ext}^2 \vec{B}_{\gamma} - 8A_e (\vec{B}_{\gamma} \cdot \vec{B}_{ext}) \vec{B}_{ext}].\end{aligned}\tag{18}$$

Z posledných členov na pravej strane predošlých rovníc vyplýva závislosť polarizácie na relatívnej elektrickej permitivite ε_r a magnetickej permeabilite μ_r . Ak zariadením \parallel definujeme smer polarizácie rovnobežný so smerom vonkajšieho poľa a značením \perp smer polarizácie kolmý na smer poľa, definujeme

$$\begin{aligned}\varepsilon_{r\parallel} &= 1 + 10A_e B_{ext}^2 & \varepsilon_{r\perp} &= 1 - 4A_e B_{ext}^2 \\ \mu_{r\parallel} &= 1 + 4A_e B_{ext}^2 & \mu_{r\perp} &= 1 + 12A_e B_{ext}^2 \\ n_{\parallel} &= 1 + 7A_e B_{ext}^2 & n_{\perp} &= 1 + 4A_e B_{ext}^2,\end{aligned}\tag{19}$$

kde n je definované pomocou (16) [1]. Veľkosti n_{\parallel} a n_{\perp} sú väčšie ako 1 a vo vákuu je možné pozorovať dvojlom, kde

$$\Delta n^{\text{EK}} = n_{\parallel} - n_{\perp} = 3A_e B_{\text{ext}}^2. \quad (20)$$

Ak by nastal takýto rozdiel v meraní indexu lomu, viedlo by to k jednoznačnému potvrdeniu teórie H. Eulera a B. Kockela s hustotou Lagrangeovej funkcie \mathcal{L}_{EK} (6). Hodnota dvojlomu je príliš malá na to, aby bola presne a priamo pozorovateľná či merateľná. Pre externé magnetické pole s veľkosťou $B = 1$ T je teoretická hodnota dvojlomu vákuua rovná $\Delta n^{\text{EK}} = 3,96 \times 10^{-24}$ [1].

3.3 Fotónový rozptyl

Z teórie Eulera a Kockela (6) je možné taktiež určiť hodnotu diferenciálneho a totálneho účinného prierezu pre rozptyl dvoch fotónov (LbL rozptyl). Uvažujúc nepolarizované svetlo s nízkoenergetickými fotónmi $\hbar\omega \ll m_e c^2$, diferenciálny účinný prierez má tvar

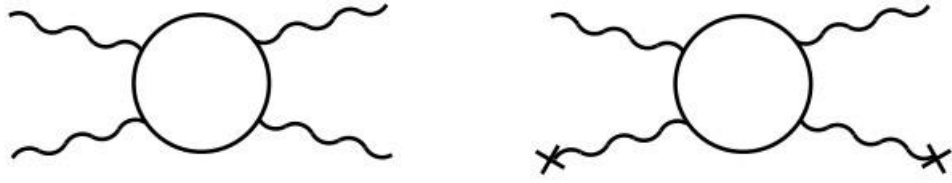
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{139}{4\pi^2 90^2} \alpha^4 \left(\frac{\hbar\omega}{m_e c^2} \right)^6 \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^2 (3 + \cos^2\theta)^2. \quad (21)$$

Totálny účinný prierez dosiahneme integrovaním rovnice (21) cez polovicu sféry (kvôli identite finálnych stavov rozptylu).

$$\sigma_{\text{LbL}} = \frac{973}{10125\pi} \alpha^4 \left(\frac{\hbar\omega}{m_e c^2} \right)^6 \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^2 = \frac{973\mu_0^2}{20\pi} \left(\frac{\hbar^2\omega^6}{c^4} \right) A_e^2. \quad (22)$$

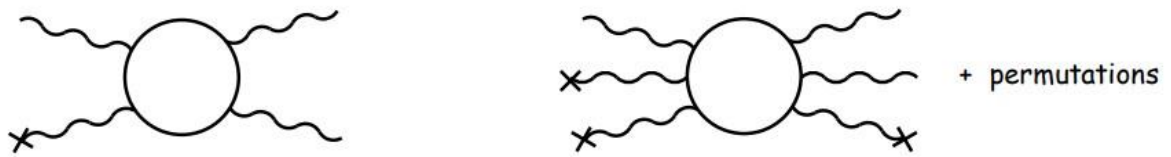
Pre svetlo s vlnovou dĺžkou $\lambda = 1064$ nm je totálny účinný prierez v ťažisku zrážky rovný $\sigma_{\text{LbL}} = 1,8 \times 10^{-69}$ m². Experimentálna hodnota merania tohto účinného prierezu je pre $\lambda = 805$ nm rovná $\sigma_{\text{LbL}}^{\text{exp}} = 1,48 \times 10^{-52}$ m² [1].

Prepojenie medzi rozptylom fotónov a dvojlomom vákuua je ukotvené práve v člene A_e (22), ktorý predstavuje nelinearitu QED [1]. Z pohľadu dnešnej fyziky je rozptyl LbL znázorňovaný pomocou Feynmanových diagramov (Obr. 2).



Obr. 2: Feynmanove diagramy reprezentujúce LbL elastický rozptyl (vľavo) a magnetický dvojlom vákua (vpravo), prevzaté z [1].

Významnú funkciu pri popise dvojlomu vákua má nie len reálna časť indexu lomu n , ale aj jeho komplexná časť κ . Hodnota κ rôzna od nuly naznačuje isté absorpčné vlastnosti prostredia a dochádza k stratám fotónov v šíriacom sa zväzku. V dichroickom materiáli je táto interakcia ovplyvnená polarizačným stavom svetla, čo vedie k $\Delta\kappa \neq 0$ [1]. Medzi ďalšie procesy, ktorých výsledkom je nenulová hodnota κ , je rozdelenie fotónu na dve časti s energiami $\hbar\omega'$ a $\hbar\omega''$ tak, aby ich súčet bol rovný energii pôvodného fotónu s energiou $\hbar\omega$ [1].



Obr. 3: Zakázaný nízko-energetický proces rozdelenia fotónu s jednou interakciou s externým poľom (vľavo) a diagram rozdelenia fotónu najnižšieho rádu (vpravo), prevzaté z [1].

Avšak takéto rozdelenie fotónu v nedisperznom prípade uvažujúc len jednu interakciu s externým poľom bolo vyvrátené [1]. Na Obr. 3 je znázornený zakázaný proces pomocou Feynmanového diagramu. Navyše, prvý nenulový člen pri procese rozdelenia fotónu nastáva až pri troch interakciách s externým elektromagnetickým poľom s celkovo šiestimi spojeniami s fermiónovou slučkou (Obr. 3). Takýto proces je závislý na polarizácii svetla a produkuje dichroické prostredie s $\Delta\kappa^{(EH)} = \kappa_{\parallel} - \kappa_{\perp}$. Uvažujúc lineárne polarizované svetlo s rovnobežnou alebo kolmou orientáciou k \vec{B}_{ext} , index absorpcie κ je rovný

$$\kappa_{(\perp)} \approx \binom{30}{14} 7 \times 10^{-94} \left(\frac{\hbar\omega}{1 \text{ eV}} \right)^4 \left(\frac{B_{\text{ext}}}{1 \text{ T}} \right)^6. \quad (23)$$

Extrémne malá hodnota κ môže naznačovať, že efektívna hustota Lagrangeovej funkcie \mathcal{L}_{HE} nie je generátorom magnetického dichroizmu vo vákuu v optickom meradle [1].

3.4 Korekcia vyšších rádov

Problémom nápravy hustoty \mathcal{L}_{HE} (13) sa vo svojej štúdií zaoberal V. I. Ritus, ktorý v roku 1975 stanovil korekciu tohto Lagragiánu berúc do úvahy radiačnú interakciu medzi párom elektrón-pozitrón vo vákuu. Ritus definoval dvoj-slučkovú α^3 korekciu s aproximáciou $E \ll E_{\text{cr}}$ a $B \ll B_{\text{cr}}$ v tvare

$$\mathcal{L}^{(\leq 2 \text{ loop})} = \mathcal{L}_{\text{EK}} + \frac{\alpha}{36\pi} \frac{A_e}{\mu_0} \left[160 \left(\frac{E^2}{c^2} - B^2 \right)^2 + 1315 \left(\frac{\vec{E}}{c} \cdot \vec{B} \right)^2 \right]. \quad (24)$$

Na základe tohto tvaru hustoty Lagrangeovej funkcie je výsledná hodnota vákuového dvojlomu rovná

$$\Delta n^{(\text{EK, rad})} = 3A_e B_{\text{ext}}^2 \left(1 + \alpha \frac{25}{4\pi} \right). \quad (25)$$

Prevzaté z [1].

3.5 Born-Infeld

Nelinearita elektromagnetizmu je popísaná aj v Born-Infeld teórii, ktorej základ je limitácia elektrického poľa na maximálnu hodnotu. Tento limit je definovaný pomocou parametra b . Hustota Lagrangeovej funkcie po rozšírení do 2. rádu v invariantoch F a G má tvar

$$\mathcal{L}_{\text{BI}} = \mathcal{L}_{\text{EM}} + \frac{c^2}{8b^2\mu_0} \left[\left(\frac{E^2}{c^2} - B^2 \right)^2 + 4 \left(\frac{\vec{E}}{c} \cdot \vec{B} \right)^2 \right] + \dots. \quad (26)$$

Konečnosť vlastnej energie bodového náboja je jednou z vlastností tejto teórie. V prípade elektrónu, zrovnáním jeho vlastnej energie a jeho kludovej energie je možné získať hodnotu maximálneho elektrického poľa

$$b_0 = E_{\text{BI}} = 1,19 \times 10^{20} \text{ V/m}. \quad (27)$$

Z (26) je možné odvodiť, že z Born-Infeld teórie neplynie dvojlom vákua. Na druhej strane, jej predpokladom je istá odlišnosť veličín n_{\parallel} a n_{\perp} od jednotkovej veľkosti a možnosť rozptylu LbL nezávisle na hodnote parametra b [1].

4 Meranie dvojlomu vákua

Jedným z najväčších experimentov, ktoré kedy skúmali jav vákuového dvojlomu bol experiment PVLAS. Dvadsaťpäťročné štúdium tohto fyzikálneho efektu je avšak založené na znalostiach z experimentov, ktoré boli vykonávané skupinami vedcov po celom svete.

4.1 História skúmania

Experiment, ktorý tvoril základ pre ďalšie štúdie dvojlomu vákua bol experiment v CERN-e (1980 – 1983). Jeho snahou bolo porozumieť základným metódam merania a zaznamenať možné komplikácie a chyby merania, ktoré sa vyskytli pri pozorovaní tohto kvantovo mechanického javu. Experiment bol zameraný na stanovenie polarizačných efektov vákua s použitím laserových lúčov v silnom magnetickom poli. V prvých meraniach bola intenzita magnetického poľa v čase premenlivá. Lineárne polarizovaný laserový lúč prechádzal skrz rotačný modulátor a štvrt'-vlnovú dosičku. Lúč ďalej pokračoval do dutiny s magnetickým poľom a zrkadlami. Zrkadlá v dutine boli navrhnuté tak, aby odrazy lúča boli vzájomne oddelené. Následne po opakovanom odraze bol lúč presmerovaný do analyzátora. Neskôr boli na tejto pôvodnej schéme uskutočnené dodatočné korekcie. Počas výskumu boli badateľné značné šumy a nepresnosti pri meraní citlivosti na elipticitu zväzku S_{ψ} . Odhadovaný pôvod tejto nepresnosti pred stavujú problémy so stabilitou laserového zväzku [1].

Ďalší krok v skúmaní dvojlomu vákua predstavuje experimentálna spolupráca BFRT (Brookhaven, Fermilab, Rochester, Trieste) v rokoch 1985 – 1993 v laboratóriách BNL (Brookhaven National Laboratories). Primárnym cieľom experimentu bolo skúmanie limity spojenia axiónov do fotónového páru. Takéto spojenie je jednou z možností vytvorenia dvojlomu, avšak na rozdiel od teórie QED, tiež vytvorenia dichroizmu. Požadovaný efekt bol dosiahnutý použitím dvoch supravodivých magnetov [1].

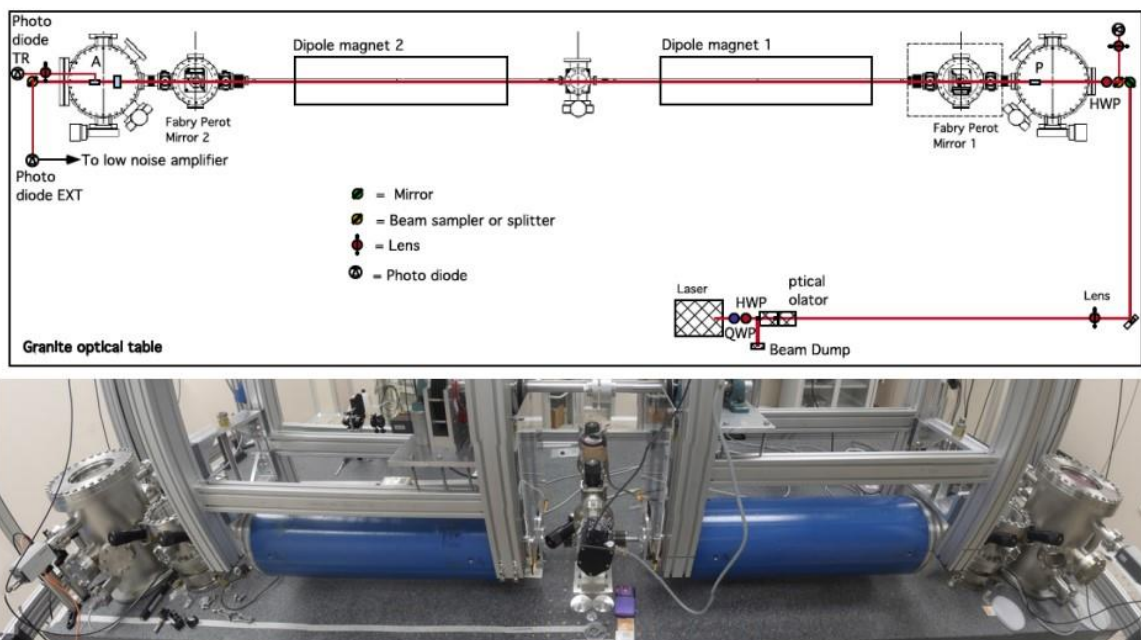
4.2 Experiment PVLAS

Spomenuté štúdie sa stali základom pre experiment PVLAS (Polarizzazione del Vuoto con Laser) zameraný na skúmanie dvojlomu vákua v magnetickom poli. Na základe uvedených experimentov, PVLAS uplatňuje rotačné supravodivé magnety na zvýšenie modulačnej frekvencie efektu a rezonančnú Fabry-Perotovu dutinu na zvýšenie počtu

ekvivalentných prechodov magnetickým poľom. Experiment bol význačný štyrmi vlastnosťami:

1. Inštaláciou izolovaného polarimetra zabezpečujúca redukciu seizmického šumu;
2. Maximalizovaním rotačnej frekvencie magnetov;
3. Časti polarimetra boli vyrobené z nemagnetického materiálu kvôli možným magnetickým vplyvom a interakciám medzi aparátúrou a magnetickým poľom;
4. Maximalizovaním jemnosti dutiny na zvýšenie SNR (signal to noise ratio) [1].

Všeobecné znázornenie meracej aparátúry je vyobrazené na Obr. 4. Pri experimente bol použitý laser Nd:YAG so svetlom s vlnovou dĺžkou $\lambda = 1064$ nm. Laserový zväzok najprv prechádza štvrt'-vlnovou doštičkou (QWP) kvôli redukcii počiatocnej elipticity lúča. Zväzok ďalej prechádza sekvenciou pol-vlnových doštičiek (HWP) zrkadiel a polarizátorov, ktoré nasmerujú lúč priamo do vákuového systému v požadovanom smere polarizačnom stave. Po prechode svetla rotačným polarizátorom P vchádza do prostredia Fabry-Perotovej dutiny, kde sa pohybuje v poli dipólových magnetov. Za dutinou nasleduje modulátor PEM a analyzátor A. Modulátor je vzhľadom na smer polarizácie pootočený o 45° . Následne sa z analyzátoru šíria dva lúče, riadny a mimoriadny, ktorých intenzity sú zaznamenané fotodiódami [1].



Obr. 4: Schematické znázornenie a fotografia meracej aparátúry experimentu PVLAS. Experiment pozostáva z optických prvkov: HWP = pol-vlnová doštička, QWP = štvrt'-vlnová doštička, P = polarizátor, A = analyzátor, prevzaté z [1].

Výsledky merania dvojlomu vákua a dichroizmu v magnetickom poli s veľkosťou $B = 2,5$ T boli stanovené ako priemer z jednotlivých meraní na hodnoty

$$\begin{aligned}\Delta n^{(\text{PVLAS})} &= (12 \pm 17) \times 10^{-23} \\ |\Delta\kappa|^{(\text{PVLAS})} &= (10 \pm 28) \times 10^{-23}.\end{aligned}\tag{28}$$

Hodnota dvojlomu vákua predpovedaná Eulerom a Kockelom z hustoty Lagrangeovej funkcie (6) pri externom magnetickom poli s veľkosťou $B = 2,5$ T je $\Delta n^{(\text{EK})} = 2,5 \times 10^{-23}$. Hodnota nameraná experimentom PVLAS je o sedemkrát väčšia ako hodnota predpokladu. Podrobnejší popis experimentu a výsledkov je uvedený v [1].

5 Štúdium zániku laserového zväzku v dutine

Táto časť práce je venovaná vlastnému návrhu experimentu pre pozorovanie zániku laserového zväzku v dutine, ktorá je použitá pri experimente s dvojlomom vákua a výsledkom merania experimentálnych dát.

5.1 Odrazivosť zrkadiel

Základným optickým prvkom pri práci s lasermi pri skúmaní vákuového dvojlomu sú zrkadlá. Pri práci so zrkadlami je potrebné brať do úvahy jednu z ich základných vlastností – odrazivosť. Zrkadlá totiž nemajú stopercentnú odrazivosť svetelného lúča, čím dochádza k stratám na intenzite laserového zväzku a jeho postupnému vymieraniu. Hodnota tejto veličiny nám určuje, ako je dané zrkadlo efektívne, čiže aké množstvo dopadajúceho svetla sa odrazí a koľko svetla je zrkadlom absorbované. Vzťah medzi odrazivosťou zrkadla a intenzitou odrazeného svetla je

$$I = I_0 r^N, \quad (29)$$

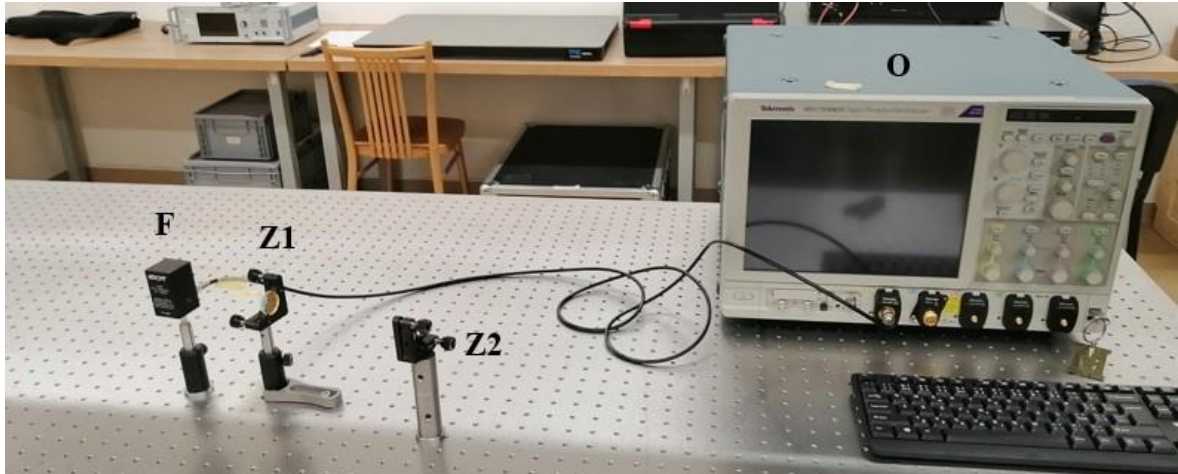
kde I je intenzita svetelného lúča po odraze, I_0 je pôvodná intenzita zväzku pred odrazom, r predstavuje odrazivosť zrkadla a N udáva počet odrazov. Hodnota veličiny r je prirodzene v intervale $r \in (0; 1)$, pričom hodnota 1 je pre dokonalé zrkadlo. Z uvedeného plynie, že pri zvyšovaní počtu odrazov N intenzita zväzku klesá. Je teda nutné túto skutočnosť zohľadniť pri experimente a brať do úvahy limitný počet odrazov.

5.2 Návrh experimentu a postup merania

Schéma a fotografia experimentu je zobrazená na Obr. 5. Pri tomto experimente bol použitý široko-spektrálny femtosekundový laser, ktorý vyžaroval polarizované svetlo v rovine rovnobežnej s rovinou stola a séria zrkadiel. Dutinu v tomto prípade tvorí dvojica zrkadiel Z1 a Z2, v ktorej dochádza k viacnásobným odrazom laserového zväzku. Počet odrazov v dutine je možné meniť prostredníctvom náklonu zrkadla Z2. Po určitom počte odrazov je lúč nasmerovaný na fotosenzor F, ktorého úlohou je premieňať nameranú intenzitu laserového zväzku na elektrický signál. Časový priebeh a amplitúdu signálu je následne možné pozorovať na mnohokanálovom osciloskope O.

Prvým krokom merania je zaznamenanie počiatkovej intenzity zväzku I_0 . Túto hodnotu určíme ako štatistický priemer viacnásobného merania tak, že necháme zväzok dopadať na

fotosenzor bez odrazov v dutine. Následne opakovane meriame intenzity I pre rôzne počty odrazov N v dutine. Z nameraných dát určíme závislosť intenzity na počte odrazov podľa vzorca (29). Na spracovanie experimentálnych dát použijeme softvér GNU PLOT, ktorý vygeneruje funkciu fitovaním. Z hodnoty fitu je možné potom určiť hodnotu aj chybu merania odrazivosti r .



Obr. 5: Fotografia experimentu pri meraní odrazivosti zrkadiel s použitím zrkadiel Z1 a Z2, fotosenzora F a osciloskopu O.

5.3 Výsledky merania

Prvým krokom merania bolo zaznamenanie počiatočnej intenzity laserového zväzku. Štatistický súbor merania tvorilo sedem meraní časového vývoja intenzity laserového pulzu na širokej časovej škále. Intenzita lúča na osciloskope je vyobrazená pomocou napätia. V dôsledku práce s osciloskopom je potrebné započítať systematickú chybu merania. Tá je odhadovaná na hodnotu $\sigma_{\text{sys}} = 5 \text{ mV}$. V Tab. 4 sú zaznamenané priemerné hodnoty intenzít z každého merania. Iniciačná hodnota pulzu bola po štatistickom spracovaní a započítaní chýb merania určená na hodnotu $U_0 = (177 \pm 5) \text{ mV}$.

Po zmeraní počiatočnej hodnoty intenzity zväzku pokračovalo merania intenzít pulzov po viacnásobných odrazoch v dutine. Dáta z merania časového vývoja intenzity (napätia) sú graficky vyobrazené na Obr. 6. Intenzitu zväzku chápeme ako maximálnu hodnotu napätia na osciloskope. Pre presnejšie hodnoty intenzít bolo pre každé z piatich meraní aplikovaný fit v tvare $a \cdot \sin(bx + c) + d$, na základe ktorého bola určená amplitúda napätia a štatistická chyba merania podľa

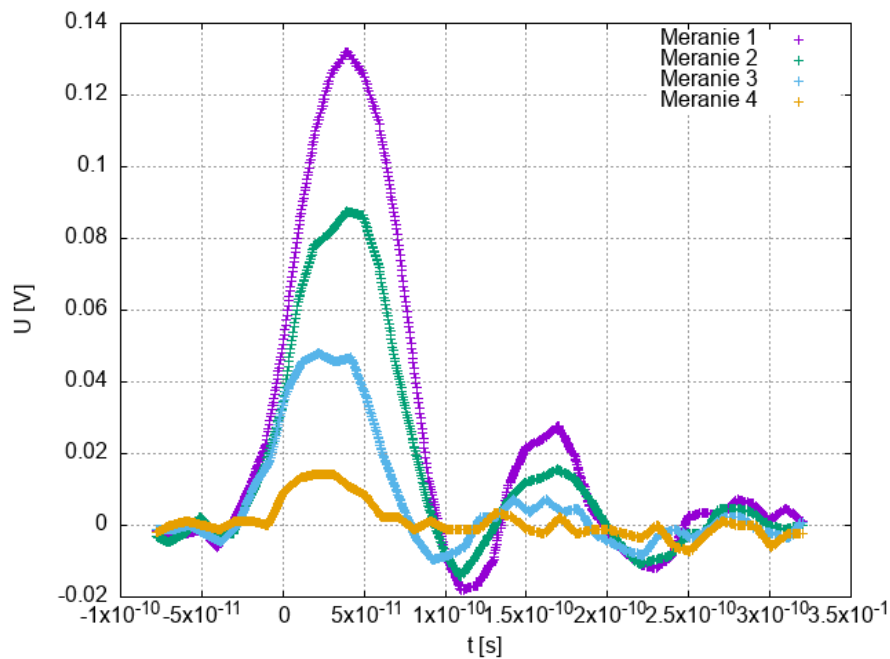
$$U = a + d$$

(30)

$$\sigma_U = \sqrt{\sigma_a + \sigma_d}$$

Tab. 4: Tabuľka priemerných hodnôt napätí U pre jednotlivé merania počiatocnej intenzity laserového zväzku.

Meranie	U [mV]
1	171,3
2	179,9
3	175,0
4	185,4
5	182,5
6	171,3
7	171,3



Obr. 6: Grafické znázornenie závislosti intenzity pulzov prostredníctvom napätia U na čase t pre rôzne počty odrazov v dutine. Na prvú amplitúdu každého pulzu bol aplikovaný fit v tvare $a \cdot \sin(bx + c) + d$.

Hodnoty amplitúd napätí a štatistických chýb merania pre jednotlivé počty odrazov vypočítané podľa (30) sú zaznamenané v Tab. 5. Pre výpočet odrazivosti zrkadiel použitých pri experimente boli do grafu vynesené hodnoty pomeru I/I_0 v závislosti na počte odrazov v dutine N spolu s počiatocnou hodnotou I_0 pre $N = 0$, kde pomer I/I_0 určuje percentuálny

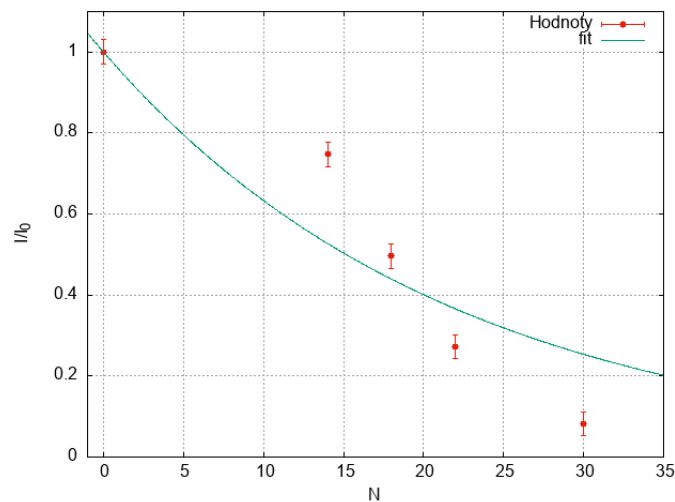
podiel odrazeného lúča z pôvodnej intenzity. Tieto údaje sú zaznamenané v Tab. 6. Body boli následne fitované funkciou $f(x) = a^x$, ktorá svojim tvarom odpovedá rovnici (29). Graf tejto závislosti je vyobrazený na Obr. 7. Z fitu bola vypočítaná hodnota odrazivosti zrkadla spolu s chybou merania na hodnotu $r = (0,955 \pm 0,009 \text{ (stat.)} \pm 0,03 \text{ (sys.)})$, resp. $r = (0,96 \pm 0,03)$, čo v prepočte na percentá dáva výsledok $r = (96 \pm 3) \%$.

Tab. 5: Tabuľka hodnôt amplitúd napätí U jednotlivých pulzov pre rôzny počet odrazov N v dutine.

Meranie	N	U [mV]
1	14	130,5
2	18	88,5
3	22	49,9
4	30	14,8

Tab. 6: Tabuľka hodnôt pomerov I/I_0 v závislosti na počte odrazov N .

Meranie	N	I/I_0
1	14	0,747
2	18	0,496
3	22	0,272
4	30	0,082



Obr. 7: Graf závislosti pomerov I/I_0 na počte odrazov N . Body grafu sú fitované funkciou $f(x) = a^x$ odpovedajúcou rovnici (29). Fitovaním stanovená hodnota parametra a je $a = (0,955 \pm 0,009)$.

5.4 Diskusia výsledku merania

Výsledok merania experimentu bol v tomto prípade veľmi ovplyvnený systematickými chybami merania. Jeho zdrojom bol nie len samotný osciloskop ale aj fakt, že fotosenzor zaznamenávajúci intenzitu laserového zväzku nebol svetelne izolovaný od iných svetelných zdrojov. Systematickú chybu merania mohla byť ovplyvnená aj tým, že pri prenose elektrického signálu bol použitý kábel, ktorý časť signálu pohltil a tým znížil výslednú hodnotu napätia na osciloskope. Na základe týchto zdrojov bola systematická chyba merania určená na hodnotu $\sigma_U = 5 \text{ mV}$, čo vo výsledku činí chybu merania 3 %.

Z grafu na Obr. 7 je možné vidieť, že fitovaná funkcia nie je dobrou kópiou pôvodných dát vyplývajúcich z merania extinkcie laserového zväzku. To je spôsobené tým, že štatistický súbor intenzít pre jednotlivé počty odrazov je príliš malý. Zvýšením počtu meraní by sa dosiahlo presnejšie meranie.

Ako bolo spomenuté, nepresnosť merania je vo veľkej miere ovplyvňovaná hlavne systematickými nepresnosťami. Ich zníženiu by mohlo pomôcť napr. úplné izolovanie meracej aparatury od iných zdrojov svetla. Tým by sa predišlo možnému svetelnému znečisteniu a dosiahlo by sa značné spresnenie výsledku.

Záver

Predmetom práce bolo zoznámiť sa s fyzikou dvojlomu vákua a problematikou odrazivosti zrkadiel používaných pri optických experimentoch. Na základe meraní bola stanovená hodnota odrazivosti zrkadla na hodnotu $r = (96 \pm 3) \%$. Týmto je teda stanovená hodnota systematickej chyby merania pri používaní zrkadiel ako optických prvkov v rôznych experimentoch. Avšak, ako je uvedené v predošlej kapitole, zmeraná hodnota je do veľkej miery ovplyvnená vonkajšími faktormi. Bolo by teda vhodné uskutočniť dodatočné merania s použitím lepšej izolácie meracej aparatury, ktorých účelom by bolo presnejšie určenie odrazivosti r .

Bibliografia

[1] A. Ejlli et al. The PVLAS experiment: a 25 year effort to measure vacuum magnetic birefringence, arXiv:2005.12913

[2] AKRAM, Faisal. *Basics of Quantum Chromodynamics* [online]. Release Date: August 2016 [cit. 14. 7. 2023]. Dostupné z: https://indico.cern.ch/event/555909/contributions/2265204/attachments/1324896/1988461/LHC_school_2016.pdf

[3] ČEPILA, Jan. *02SF – Subatomová fyzika – studijní minimum* [online]. Release Date: April 27, 2023 [cit. 15. 7. 2023]. Dostupné z: <https://moodle-vyuka.cvut.cz>

[4] SCHMIDT, Josef. *Útržky z VOAFu* [online]. Release Date: September 14, 2021 [cit. 27. 6. 2023]. Dostupné z: <https://physics.fjfi.cvut.cz/~schmidt/voaf/utrzky.php>