



**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ
FAKULTA**
Univerzita Karlova

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Ivan Hudák

**Kvantově-mechanické provázání
optického rezonátorů s ionty v
ultra-chladném plazmatu**

Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Michal Hejduk, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: FP

Praha 2022

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval(a) samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů. Tato práce nebyla využita k získání jiného nebo stejného titulu.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V dne

Podpis autora

Ďakujem vedúcemu bakalárskej práce Mgr. Michalovi Hejdukovi, Ph.D. za uvedenie do problematiky nízko-teplotného plazmatu. Rovnako sa chcem poďakovať za poskytnutie potrebných článkov a ďalších materiálov. Osobitne sa chcem poďakovať Dr. Ing. Pavlu Honzátkovi za vedenie pri experimentálnej časti bakalárskej práce a následnému rozboru problematiky.

Název práce: Kvantově-mechanické provázání optického rezonátorů s ionty v ultra-chladném plazmatu

Autor: Ivan Hudák

Katedra : Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Michal Hejduk, Ph.D., Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Abstrakt: Kvantová teória predpovedá existenciu režimu silného a kolektívneho silného previazania atómov a elektromagnetického poľa vo vnútri optického rezonátoru ako optickej kavity. V tomto režime je možné študovať excitované stavy atómov a ich interakciu s optickým rezonátorom. Táto práca sa zameriava na návrh optického rezonátoru a experimentálne postupy pre výrobu zakrivených povrchov vlákien potrebných pre jeho zostavenie. Pre potreby stabilizácie frekvencie elektromagnetického poľa je potrebné navrhnúť stabilizačný algoritmus. Tento algoritmus pre spracovanie dát sleduje zmeny spektier kavity pre vybrané parametre experimentu.

Klíčová slova: Optický rezonátor, režim silného previazania, stabilizácia frekvencie lasera

Title: Quantum-mechanical entangling of optical resonator with ions in ultra-cold plasma

Author: Ivan Hudák

Department: Department of Surface and Plasma Science

Supervisor: Mgr. Michal Hejduk, Ph.D., Department of Surface and Plasma Science

Abstract: Quantum theory predicts an existence of strong and collective strong coupling regime of atoms and electromagnetic field inside and within optical resonator. As an optical resonator is being used in optical cavity. In this regime it is possible to study atoms in excited states and their interaction with optical resonator. This thesis focuses on design of optical resonator and experimental procedures of making curved surfaces on fibers which are needed for its assembly. In order to stabilise the frequency of electromagnetic field, it is necessary to design the stabilizing algorithm. This algorithm for analyzing data examines cavity spectra for specific parameters of the research.

Keywords: Optical resonator, strong coupling regime, laser frequency stabilisation

Obsah

Úvod	2
1 Teoretický úvod	3
1.1 Klasická teória	3
1.2 Teória Einsteinových koeficientov	3
1.3 Semiklasická teória	4
2 Atóm-kavitové previazanie	6
2.1 SC-Režim silného previazania	10
2.2 CSC-Režim kolektívneho silného previazania	10
2.2.1 Brennecke CQED experiment	10
2.2.2 Herskind CQED experiment	11
2.3 Vidy optického rezonátoru	13
2.3.1 Valcové vlnovody	13
2.3.2 Q-faktor	14
3 Návrh optického rezonátoru	15
3.1 Zakrivenie povrchu skla	16
3.2 Fokusácia CO ₂ laserového zväzku	20
3.3 Vlastnosti ZnSe šošovky	24
3.4 Návrh sústavy	26
4 Vývoj stabilizačného algoritmu	29
4.1 Návrh algoritmu pre spracovanie dát	29
4.2 Elektro-optický modulátor	34
Záver	35
Zoznam použitej literatúry	36
Zoznam obrázkov	38
Zoznam tabuliek	41
Zoznam použitých skratiek	42
A Príloha	43

Úvod

Interakcia elektromagnetického vlnenia s hmotou je kľúčovou v oblastiach ako je napríklad spektroskopia. Ďalšie systémy, pre ktoré je táto interakcia zásadná sú optoelektronické zariadenia, medzi ktoré patria svetlo emitujúce diódy, solárne články alebo niektoré biologické štruktúry. Jednou z možných konštrukcií zariadenia pre štúdium tejto interakcie je aj tzv. optická kavita, ktorá je zložená z proti sebe nastaveným zrkadlám. V našich experimentoch chceme študovať interakciu stojatých elektromagnetických vln vytvorených v tejto kavite s iontmi a elektrónmi s kinetickou energiou pod $100 \mu\text{eV}$. Naším cieľom bude riadiť proces rekombinácie elektrónov s iontmi, čo má potenciál nájsť využitie v kvantových technológiach. Prvým z našich cieľov bude navrhnúť a priblížiť spôsob ako zostrojiť túto optickú kavitu z optických vlákien.

Vo väčšine aplikácií sú svetlom vnímané rovinné elektromagnetické vlny, ktoré následne určujú energetické stavy častice v optickej kavite v našom experimente. Experimenty s interakciou svetla a hmoty zahrňujú oba prípady, kedy máme buď jednu alebo viacero častíc. Naladenie je uskutočnené, keď pri interakcii, je prechod energie alebo frekvencia prechodu blízka frekvencii hlavného elektromagnetického poľa. V experimentoch je potrebná fixná a presná hodnota frekvencie lasera. Pre stabilizáciu frekvencie lasera bude preto v rámci práce potrebné nájsť vhodnú metódu. Jednou z možností riešenia je vhodne využiť optickú kavitu.

Prejavy interakcie vlnenia s hmotou sú odlišné na rôznych rozmerových škálach. Mikroskopická, mesoskopická a makroskopická škála sú sprevádzané odlišnými fyzikálnymi javmi. Na mikroskopickej úrovni sú to napr. lineárne interakcie ako absorpcia, stimulovaná a spontánna emisia alebo rozptyl. Na makroskopickej úrovni to môže byť typicky výpočet indexu lomu. Pre výpočet týchto interakcií potrebujeme štyri teoretické popisy, pri ktorých využijeme ako klasický tak aj kvantový prístup.

Kvantový popis interakcie elektromagnetického poľa a mikroskopickými časticami v optickej kavite predpovedá možnosť výskytu častice v excitovanom stave. Záverečnou úlohou bude navrhnutie algoritmu pre možnú analýzu dát vychádzajúcich z tejto interakcie pre kvantový popis elektromagnetického poľa a častíc v optickej kavite.

1. Teoretický úvod

Nasledujúce podkapitoly sú venované teoretickým základom pre štúdium interakcie vlnenia s hmotou. Každá z nich od klasickej po kvantovú má svoj osobitý popis a charakteristiku vrátane limitácií. Kvantový popis interakcie má však pre nás osobitý význam nakoľko predpovedá tzv. atóm-kavitové previazanie.

1.1 Klasická teória

Pre Lorentziánsky model interakcie svetla a atómu v mikrosvete je pohybový zákon možné vyjadriť ako

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + m\gamma \frac{dx}{dt} + m\omega_0^2 x(t) = eE(t), \quad (1.1)$$

kde x je priestorová súradnica, t je čas, m je hmotnosť atómu, γ je konštanta úmernosti pre silu závislú od rýchlosti častice a ω_0 je charakteristická frekvencia pre pohyb. Táto rovnica zahŕňa vplyv elektromagnetického vlnenia na atóm. Sila $eE(t)$ je primárnou silou a zároveň je popísateľná vzťahom

$$E(t) = E \cos(kz - \omega t) \equiv E(\omega)(e^{i\omega t} + c.c.). \quad (1.2)$$

Vybudený atómový elektrický dipólmoment potom je

$$p(t) = ex(t). \quad (1.3)$$

Toto musí zároveň podliehať podmienke, že rozmer atómu je oveľa menší ako vlnová dĺžka λ elektromagnetického poľa. Ide teda o tzv. Elektricko-dipólovú aproximáciu (EDA). Ak je v platnosti EDA, tak je elektrické pole konštantné v oblasti atómu alebo molekuly a zároveň je možné považovať vplyv magnetického poľa za zanedbateľný. Lineárna odozva atómu je prítomná pri podmienke, že intenzita svetla je malá. Riešenie, teda relatívny posun, dostávame v tvare

$$x(t) = \frac{e}{m} \frac{|E(\omega)e^{-i\omega t}|}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} + c.c. \quad (1.4)$$

Z tejto rovnice tak vyplýva, že podmienka rezonancie je dosiahnutá keď $\omega = \omega_0$, kde ω_0 je vlastná frekvencia atómu (Cojocarú a Vilaseca., 2020).

1.2 Teória Einsteinových koeficientov

V nasledujúcom príklade predpokladáme, že atómy reagujú iba s okolitým žiarením a vzájomnú interakciu medzi atómami zanedbávame. Distribúcia atómov v rámci energetických hladín zodpovedá Boltzmannovmu zákonu v termodynamickej rovnováhe. Analýza zahŕňa všetky tri procesy a to absorpciu, stimulovanú emisiu a spontánnu emisiu. Zároveň každú popisuje Bohrovo pravidlo

$$\omega_{21} = \frac{E_2 - E_1}{\hbar}. \quad (1.5)$$

Spontánna emisia je práve tým javom, ktorý je lineárny na mikroskopickú úroveň a na makroskopickú vykazuje fluorescenciu, fosforeskovanie a luminescenciu. Stimulovaná emisia a absorpčné procesy vykazujú vlnové zosilnenie a analogicky vlnový útlm. S využitím hustoty energie elektromagnetického vlnenia $E(\omega)$, vývoj obsadenia atómových hladín dvojhladinového modelu je popísaný Einsteinom ako

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_1}{dt} = (N_2(t) - N_1(t))B_{12}E(\omega_{21}) + N_2(t)A_{21}, \quad (1.6)$$

kedy musí byť splnená podmienka $N_1(t) + N_2(t) = \text{const}$. Predpovedaná stimulovaná emisia v tomto prípade mala byť novým javom, čo neskôr bolo potvrdené Landenburgom v 1928.

Pre Einsteinove koeficienty platí $B_{12} = B_{21}$, kvôli rovnakej degenerácii stavov. Vo všeobecnosti táto rovnosť nie je platná, práve kvôli novej odlišnosti degenerácií. Zároveň koeficienty B len výnimočne závisia od ω . Koeficienty A sú úmerné $A_{21} \propto \omega^3$.

V porovnaní s klasickým modelom táto teória neobsahuje analýzu indukovaného elektrického dipólu a rovnako ani analýzu procesu rozptylu (Artigas., 2020).

1.3 Semiklasická teória

V tomto modeli hmota vykazuje niektoré kvantové vlastnosti. Vlastný stav atómu pre energetickú hladinu E_j je vo všeobecnosti daný ako

$$|\Psi_j(\vec{r}, t)\rangle = |\psi_j(\vec{r})\rangle e^{\frac{-iE_j}{\hbar}t}, \quad (1.7)$$

kde $j \in 1, 2, \dots$

Ak je počiatočný stav $|\psi_j(\vec{r}, t)\rangle$ a pri klasickom popise vlnenia ako

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \cos \omega t, \quad (1.8)$$

sa tak transformuje na $|\Psi(\vec{r}, t)\rangle$, ktorý predstavuje superpozíciu a môže byť vyjadrený ako

$$|\Psi(\vec{r}, t)\rangle = \sum_i c_i(t) \psi_i(\vec{r}) e^{\frac{-iE_i}{\hbar}t} \quad (1.9)$$

a to tak aby $|c_i(t)|^2$ reprezentovalo amplitúdu pravdepodobnosti nájdenia atómu v energetickom stave E_k v ľubovoľnom čase. Pre dvojhladinový atóm tak platí

$$|\Psi(\vec{r}, t)\rangle = c_1(t) \psi_1(\vec{r}) e^{\frac{-iE_1}{\hbar}t} + c_2(t) \psi_2(\vec{r}) e^{\frac{-iE_2}{\hbar}t}. \quad (1.10)$$

Použitím tejto teórie pre nájdenie atómu v stave popísaného časovo závislou Schrödingerovou rovnicou, dostávame spolu s absorpciou, stimulovanou emisiou a rozptylom, dobrý popis analýzy indukovaného elektrického dipólmomentu. Nedostávame však dostatočný popis spontánnej emisie, ktorý vychádza iba z kvantového modelu.

Riešenie rovnice pohybu pre jeden dvojhladinový atóm, ktorý interagoval s poľom v zmysle $|\Psi(\vec{r}, t)\rangle$, je možné nájsť pomocou metódy amplitúdy pravdepodobnosti,

interakčným obrazom alebo bližšou aproximáciou premennej vlny (Fox a Fox (2006), Kapitola 9) .

V nasledujúcej kapitole sa budeme venovať plne kvantovému popisu interakcie, ktorý má špeciálny význam.

2. Atóm-kavitové previazanie

Pri zavedení kvantovania poľa je vo všeobecnosti Hamiltonián popisujúci interakciu medzi jedným dvojhladinovým atómom a viachladinovým poľom popísaný $\hat{\mathcal{H}}$. Ide o tzv. Jaynes-Cummingsov model. Zahnuté spinové matice pre spin 1/2 majú vyjadrenie

$$\sigma_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Operátory σ_- , σ_+ posúvajú atóm zo spodného do vyššieho stavu a opačne.

Operátory a , a^\dagger si postupne zavedieme ako anihilačný a kreačný operátor. Pôsobenie operátora $a_k^\dagger \sigma_-$ vystihuje zníženie atómového stavu z horného do dolného a vytvorí sa pritom fotón vo vide k . Reverznou operáciou je $a_k \sigma_+$.

Pre Hamiltonián $\hat{\mathcal{H}}$ sú EDA a aproximácia rotujúcej vlny (RWA) dve dôležité aproximácie. Členy, ktoré nezachovávajú energiu (ako $\sigma_- a_k$ a $a_k^\dagger \sigma_+$) v náväznosti ku RWA v nasledujúcom výraze zanedbávame

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_k \hbar \nu_k a_k^\dagger a_k + \frac{1}{2} \hbar \omega_0 \sigma_z + \hbar \sum_k g_k (\sigma_+ a_k + a_k^\dagger \sigma_-), \quad (2.1)$$

kde g_k je sila od systému k -tého vidu rezonátoru a ν_k je frekvencia tohto vidu. Tento Hamiltonián tak popisuje interakciu jediného dvojhladinového atómu s viacvidovým poľom (Gerry a Knight, 2005), (Scully a Zubairy, 1999).

V prípade jednovidového kvantovaného poľa, bude Hamiltonián $\hat{\mathcal{H}}$ bude pre $k = 1$ jednoducho \hat{H} . Frekvencie ω_0 sú frekvencie poľa atómového prechodu v kavite. Sila, ktorá udržuje systém je

$$g = d \sqrt{\frac{\hbar \omega}{2 \varepsilon_0 V_m}}, \quad (2.2)$$

kde d je prechodový dipólový moment, ε_0 je permitivita vákua a V_m je vidový objem kavity. Hamiltonián tak bude

$$\hat{H} = \hbar \omega a^\dagger a + \frac{1}{2} \hbar \omega_0 \sigma_z + \hbar g (\sigma_+ a + a^\dagger \sigma_-). \quad (2.3)$$

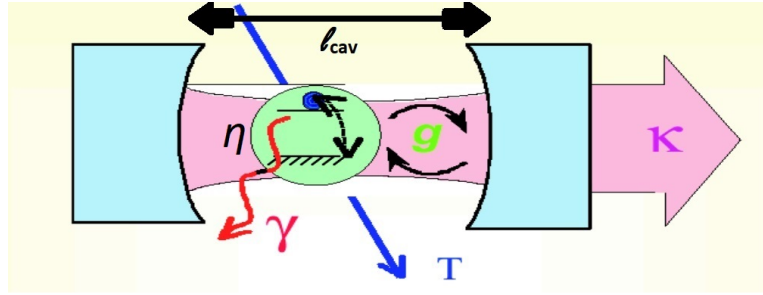
V prípade rezonancie sú vlastné stavy systému popísané

$$|\pm\rangle_n = \frac{1}{\sqrt{2}} (\pm |e, n\rangle + |g, n+1\rangle). \quad (2.4)$$

Príslušné energie sú

$$E_\pm = \hbar \omega \left(n + \frac{1}{2} \right) \pm \hbar g \sqrt{n+1}. \quad (2.5)$$

Veličiny e a g v rovnici 2.4 predstavujú excitovaný a základný stav dvojhladinového atómu. Číslo n predstavuje počet fotónov pri silnom previazaní atómu a kavity. Dôležitým aspektom v systéme atómu a kavity je vyhnutie sa prekryvu



Obr. 2.1: Typická schéma kavity. Mieru fotónového poklesu popisuje parameter κ . Interakčný čas atómov s kavitou popisuje čas T . Tempo spontánnej emisie popisuje člen γ , dĺžka kavity je l_{cav} , η je index lomu média vo vnútri kavity a väzbovú konštantu medzi atómom a polom opisuje g (Fox a Fox, 2006) Kapitola 10.

energetických hladín. Toto nazývame vákuovým Rabiho rozštiepením. Pri poli kavity E_0 je Rabiho rozštiepenie

$$\Omega_R = 2d \times E_0 \sqrt{n+1} = 2g\sqrt{n+1} \quad (2.6)$$

Na základe tohoto je sumár

1. Vysoká hodnota d je potrebná k dosiahnutiu tzv. režimu silného previazania (SC), nakoľko všetky molekuly alebo atómy majú v kavitě rôznu orientáciu dipólmomentu d vzhľadom na E_0
2. Objem módu kavity V_m by mal byť čo najmenší

Z diskrétneho energetického spektra E_n a Rabiho rozštiepenia Ω_R môžeme pozorovať, že SC režim môže byť dosiahnutý, aj keď nie sú prítomné žiadne fotóny v kavitě podieľajúce sa na previazaní a preto je prítomné vákuové Rabiho rozštiepenie. V tejto situácii tak existuje previazanie medzi elektrónovým prechodom a vákuovou fluktuáciou elektromagnetického poľa so základnou energiou $\hbar\omega/2$.

Podobne ako v semiklasickej teórii sú tu tri spôsoby ako riešiť rovnicu pohybu a to: Metóda amplitúdy pravdepodobnosti, Heisenbergova metóda operátorov a časový vývoj s unitárnymi operátormi (Scully a Zubairy, 1999), (Gerry a Knight, 2005).

Poodhliadnúc na interakciu fotónu a atómu vo voľnom priestore, môžeme študovať aj interakciu atómu umiestneného vo vnútri kavity. Na obr. 2.1 je schematicky zobrazené previazanie kavity a atómu ako dvojhladinového systému uzatvoreného medzi konkávnymi zrkadlami.

Konkávna kavitá je efektívnejšia ako rovinná v oblasti interakcie. V prípade rovinatej kavity fotóny, ktoré sú vychýlené od hlavnej osi už neprispievajú k interakcii a uniknú. Rovinná kavitá slúži ako Fabry-Perot interferometer, ktorý je často použitý ako vysokorezolučný spektroskop (Fox a Fox, 2006).

Je to práve prechodová frekvencia ω_{jk} použitého atómu a rezonančná frekvencia kavity ω_m , pričom ak platí $\omega_{jk} = \omega_m$ ide o previazanie a keď $\omega_{jk} \neq \omega_m$ ide o narušenie previazania.

V prípade, že nejde o rozladený režim, atóm a kavitá si vymieňajú fotóny v rezonancií. Rozladenie vie byť kompenzované podmienkou na upravenie ω_{jk} a to

naladením kavity. Pre rezonančný vid s hodnotou m , jednoducho platí

$$\omega_m = m \frac{\pi c}{\eta l_{cav}}, \quad (2.7)$$

kde c je rýchlosť svetla, dĺžka kavity je l_{cav} a η je index lomu média vo vnútri kavity.

Sú dva spôsoby ako je možné dosiahnuť naladenie kavity a to nastavením l_{cav} alebo zmenou η . Prvý spôsob spočíva v zmene polohy jedného zrkadla posúvadlom a v druhom prípade, ak ide o plyn, tak kontrolou tlaku a pri pevnej látke teplotou.

Existujú tri parametre, na základe ktorých vieme posúdiť, či je prítomné previazanie atómu a kavity. Každý z parametrov vie byť kontrolovaný osobitne a môže byť použitý pre kvantifikáciu sily interakcie svetla a hmoty.

1. g_0 určuje fotón-atómové previazanie
2. Faktor $\kappa = \frac{1}{\tau_p}$ popisuje stratu fotónov z kavity a preto má τ_p význam polčasu života fotónu. V prípade prázdnej kavity sú prepojené κ a Q -faktor vzťahom

$$Q = 2\pi \frac{\tau_p}{\tau_{cav}} = 2\pi \frac{c\tau_p}{l_{cav}} = 2\pi \frac{c}{l_{cav}\kappa}. \quad (2.8)$$

Člen τ_{cav} je čas príslušný ku dĺžke l_{cav} . Hodnota Q vie tiež byť určená pomocou pološírky (FWHM) $\delta\omega$ priepustnosti kavity spolu s ω_0 tak vieme vyjadriť ako

$$Q = \frac{\omega_0}{\delta\omega}. \quad (2.9)$$

Spojením rovníc 2.8 a 2.9 dostávame

$$\kappa = 2\pi \frac{c}{l_{cav}Q} = 2\pi \frac{c\delta\omega}{l_{cav}\omega_0}. \quad (2.10)$$

3. Dipólový rozpadový člen kvantového systému označíme ako γ . Je to inverzný polčas života excitovaného stavu vo voľnom priestore. Platí rovnosť

$$\gamma = \frac{1}{\tau_e} = 2\pi\Delta\nu, \quad (2.11)$$

kde τ_e je polčas rozpadu excitovaného stavu a $\Delta\nu$ je FWHM prechodovej čiary. Experimentálne tak vie byť γ vypočítaná zo šírky prechodového spektra (Dovzhenko, 2018).

Kvantovo-elektrodynamický popis tejto interakcie vo vnútri kavity má skratku CQED (Cavity quantum electro-dynamics). CQED je štúdium interakcie zachyteného svetla vo vysoko odrazivej kavite a mikročastíc za podmienky, kedy je podstatná kvantová povaha svetla. V prípade jednoduchého oscilátora ho označujeme ako samotný CQED oscilátor.

Na základe hodnôt g_0 , κ , γ môže byť atóm-fotónová interakcia rozdelená do dvoch naviazaných režimov a to silného a slabého.

Sú dva spôsoby ako dosiahnuť režim silného previazania samotného CQED oscilátora.

1. Redukciou objemu kavitového vidu spolu so zlepšením odrazivosti povrchovej vrstvy zrkadiel vytvoria vysoké g_0 a malé κ
2. Zvýšením počtu častíc vo vnútri kavitového vidu.

Počet samotných oscilátorov N , okrem už spomínaného popisu jediného samotného oscilátora, charakterizuje súborový oscilátor CQED, ktorý rovnako dosiahol režim silného previazania ako celok.

Charakteristiky previazaní

1. Režim slabého previazania

Platí $g_0 \ll (\kappa, \gamma)$. To znamená, že tento režim je dosiahnutý ak g_0 , pri ktorom jeden fotón je absorbovaný alebo emitovaný vo vnútri kavity, je menší ako κ pre kavitu a γ kvantového systému. V tomto prípade šírka prechodu spektra kavity sa mení s dobou života excitovaného stavu (Dovzhenko, 2018).

2. Režim silného previazania (SC)

Platí $g_0 \gg (\kappa, \gamma)$. Teda g_0 je väčšie ako κ a γ v súčte. Bude dochádzať ku koherentnej výmene fotónu v kavitě a kvantového systému. V tomto prípade je prechodová šírka spektra každého peaku v kavitě v rezonančnej podmienke $\frac{\kappa+\gamma}{2}$. Pre jediný atóm v jednovidovej interakcii je kooperatívny parameter popísaný vzťahom ako

$$C = \frac{\Gamma_{cav}}{\Gamma_{fs}} = \frac{g_0^2}{2\kappa\gamma}. \quad (2.12)$$

Tento parameter je podielom emisnej rýchlosti Γ_{cav} ku rozptylu resp. emisii Γ_{fs} (Wickenbrock a Renzoni., 2011).

3. Režim kolektívneho silného previazania (CSC)

Pre súbor N kvantových oscilátorov v kavitovom vide, ktoré interagujú s fotónmi, je kolektívne previazanie definované ako

$$g_{coll} = \sqrt{N}g_0. \quad (2.13)$$

Znova platí $g_0 \gg (\kappa, \gamma)$. Kooperatívny parameter je v tomto prípade kolektívny parameter, preto má vyjadrenie

$$C_{coll} = \frac{Ng^2}{2\kappa\gamma}, \quad (2.14)$$

a vákuové Rabiho rozštiepenie

$$\Omega = 2\sqrt{g_{coll}^2 - \left(\frac{\kappa + \gamma}{2}\right)^2}. \quad (2.15)$$

Dosiahnutie silného a kolektívneho silného režimu experimentálne v oboch prípadoch, teda samotného CQED a súborového CQED oscilátora, už bolo vo viacerých experimentoch úspešne demonštrované (Wickenbrock a Renzoni., 2011).

2.1 SC-Režim silného previazania

Prvá experimentálna implementácia, pre dosiahnutie SC režimu, bola prevedená 1987 za použitia jedného Rydbergového atómu v infračervenej oblasti (Rempe a Klein, 1987). Neskôr sa CQED experimenty posunuli do optickej oblasti (Thompson a Kimble., 1992). CQED experiment so schladeným Césiovým atómom v magnetooptickej pasci pre vytvorenie SC režimu bol rovnako prevedený pre Fabry-Perotovu kavitu (Boca, 2004). Pri tom experimente bol Q faktor kavity vysoký vďaka dvom vysoko odrazivým zrkadlám a atómy boli zachytené v mimo-rezonančnej optickej pasci (FORT).

SC režim bol pozorovaný pri samostatných oscilátoroch a tiež rôznych typoch kavít. Kvantová bodka previazaná s polom nanokavity fotonickej kryštálovej dosky (Yoshie, 2004), mikrodisku (Peter, 2005) predstavuje rôzne kavity, ktoré majú relatívne o dosť menší vidový objem oproti Fabry-Perotovej kavite, avšak sú sprevádzané rôznymi problémami. Podobne ako pri experimente so samotným kvantovým oscilátorom CQED v optickej oblasti pre SC režim, CQED experiment pre súborový oscilátor tiež rovnako dosahuje režim silného previazania. Vybrané experimenty sú diskutované pre CSC režim a sú ďalej uvedené.

2.2 CSC-Režim kolektívneho silného previazania

Pre dosiahnutie SC režimu v prípade súborového oscilátoru CQED, sú experimenty odlišné od experimentov samostatných oscilátorov CQED. Súborový oscilátor CQED je dobre popísaný Tavis-Cummingovým Hamiltoniánom. Kompletné riešenie Tavis-Cummingovho modelu je však pomerne komplikované (Garraway, 2011).

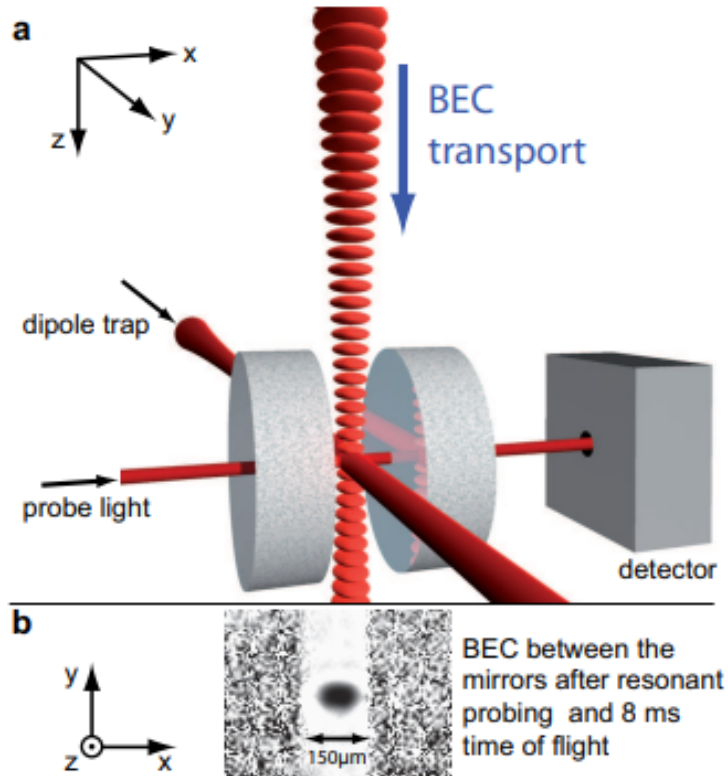
Systém s jedným dvojhladinovým atómom interaguje s transverzálnymi vidmi kavity a je dobre popísateľný Jaynes-Cummingovým Hamiltoniánom (Jaynes a Cummings., 1963).

Jedným z typov súborového oscilátoru sú neutrálne atómy avšak, existuje ešte niekoľko iných možností ich zastúpenia pre súborový oscilátor. Je to napríklad Coulombov kryštál, súbor molekúl a pod. Súbor molekúl preferuje SC režim nielen elektrónovým prechodom ale rovnako aj vibračnými prechodmi. Experimentálne bolo previazanie medzi polom kavity a vibračnými stavmi demonštrované väzbou C=O acetátu polyvinylu (Shalabney, 2015).

2.2.1 Brennecke CQED experiment

V tomto experimente bol pozorovaný SC-režim v Bose-Einsteinovom kondenzáte s vidom kavity (Brennecke, 2007). Všetky Rb ultrachladné atómy obsadzujú jeden stav v poli hmoty a vlnenia a sú previazané s vlnovým polom. Schéma je na obr. 2.2

Do optickej mriežky je vložených $3,5 \cdot 10^6$ atómov od vrchu s výškou 36 mm nad ultrajemnou kavitou s dĺžkou 176 μm . Kvôli prebiehajúcemu vyparovaniu v rámci transportu sa znižuje počet atómov vstupujúcich do kavity na $8,4 \cdot 10^5$ atómov.



Obr. 2.2: Schéma Brenneckeého experimentu z Bose-Einsteinovho kondenzátu (Brennecke, 2007).

Pre dosiahnutie SC-režimu, CQED parametre majú hodnoty a označenie ako

$$(g_0, \kappa, \gamma) = 2\pi(10,6; 1,3; 3,0) \text{ MHz} \quad (2.16)$$

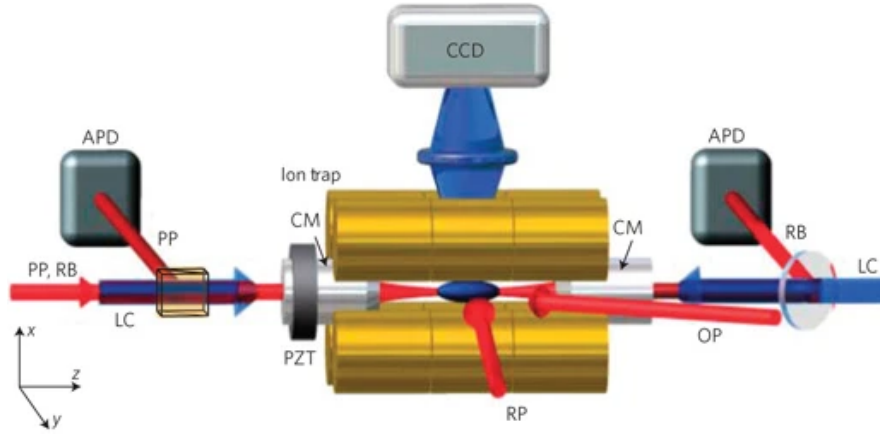
a zároveň symetrické zrkadlá majú polomer zakrivenia 75 mm. Atómy so zrýchlením $22,4 \text{ ms}^{-2}$ a časom 100 ms predstavujú horný limit pre dosiahnutie stredu kavity.

Pretože súbor N dvojhľadinových ultrachladných atómov je v rovnakom pohybovom kvantovom stave, tak previazanie g_0 s vidom kavity je rovnaké pre všetky atómy a preto nás vedie na kolektívne previazanie $g_{coll} = g_0\sqrt{N}$. Model popisuje všetky Zeemanove medzihladiny medzi $5s^2S_{1/2}$ a $5p^2P_{3/2}$ pre atóm ^{87}Rb a obe lineárne a zároveň ortogonálne polarizácie kavitového vidu TEM_{00} (Brennecke, 2007).

2.2.2 Herskind CQED experiment

Túto metódu budeme používať na detekciu pohybu iontov. Experiment bol prvou implementáciou použitia Coulombového kryštálu pre dosiahnutie CSC-režimu Herskind (2009). Jeho základ vychádza z vlastnosti Coulombového kryštálu pre interakciu vlnenia s hmotou. Schéma je na obr. 2.3.

Používa sa lineárna rádiovfrekvenčná pasca. Dĺžka kavity je 11,8 mm. Pri rezonančnej vlnovej dĺžke 866 nm prechodu $3d^2D_{3/2} - 4p^2P_{1/2}$ v atóme $^{40}\text{Ca}^+$ sú CQED parametre $g_0 = 2\pi \cdot 0,53 \text{ MHz}$ ak ohnisková vzdialenosť pre obe zrkadlá je 5 mm. Zároveň $\kappa = 2\pi \cdot 2,15 \text{ MHz}$ a $\gamma = 2\pi \cdot 11,15 \text{ MHz}$. Pre kavitový mód TEM_{00}



Obr. 2.3: Schéma Herskindovho experimentu pre iónový Coulombický kryštál. Kavítové zrkadlo (CM) je pripevnené na piezoelektrický posuvník (PZT), ktorý umožňuje naladenie kavít na atómovú rezonanciu. Vyznačený je ďalej laserový chladiaci zväzok (LC). Zboku prichádza repumpujúci zväzok (RP) a taktiež aj optický pumpujúci zväzok (OP). Sondážny pulz je označený ako (PP) a referenčný zväzok ako (RB). Snímok je vytvorený pomocou kamery (CCD). Po bokoch sú lávinové fotodiódy (APD). Prevzaté z (Herskind, 2009).

sú ióny priestorovo rozložené v antinóde stojacej vlny. Pri týchto podmienkach a parametroch CSC režimu pri hodnote $N = 500$. Tu sme N označili ako efektívny počet iónov z celkového N_{tot} interagujúcich s fotónmi. Číselné hodnoty boli $N_{tot} = 6400 \pm 200$ a efektívny počet iónov $N = 536 \pm 18$. Pre súbor N_{tot} iónov je efektívny počet interagujúcich s TEM_{00} transverzálnym kavítovým vidom určený ako

$$N = \sum_{i=1}^{N_{tot}} \psi_i^2(\vec{r}) \quad (2.17)$$

s kolektívnou silou previazania $g_{coll} = g_0 \sqrt{N}$. Polohový vektor i -teho iónu je \vec{r}_i a $\psi(\vec{r})$ je funkciou vidu stojatej vlny.

Vlnu popisujeme výrazom

$$\psi^2(\vec{r}) = \left(\frac{\omega_0}{\omega(z)} \right)^2 \exp \left(\frac{-2(x^2 + y^2)}{\omega^2(z)} \right) \sin^2 \left(kz - \tan \left(\frac{z}{z_0} \right) + \frac{k(x^2 + y^2)}{R(z)} \right), \quad (2.18)$$

kde ω_0 je šírka zväzku a k je vlnové číslo. Platí

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}}. \quad (2.19)$$

Ďalej $R(z) = z + \frac{z_0^2}{z}$, kde $z_0 = \frac{k\omega_0^2}{2}$.

Pri prekryve zväzku s kryštálom môže byť N aproximované ako

$$N = \rho_0 \int_{V_{Coul}} \psi^2(\vec{r}) dV, \quad (2.20)$$

kde V_{Coul} predstavuje objem Coulombovho kryštálu a ρ_0 je uniformná hustota iónov v Coulombickom kryštáli. Použitím 397 nm laserového zväzku sú ióny chladené Doplerovým laserom využívajúcim prechod $4s^2S_{1/2} - 4p^2P_{1/2}$. Za použitia 866 nm lasera je pre repumpujúci zväzok povolený prechod $3d^2D_{3/2} - 4p^2P_{1/2}$. Kombinácia optického zväzku s prítomnosťou chladiaceho zväzku udržuje ióny v Zeemanovom podstave $m_j = \frac{3}{2}$ pre hladinu $3d^2D_{3/2}$ (Herskind, 2009).

Pre analýzu kolektívneho previazania iónov v Coulombickom kryštáli s kavito-vým módom TEM_{00} sa sondový pulz o dĺžke $1,4 \mu s$ s frekvenciou blízkej prechodu $3d^2D_{3/2} - 4p^2P_{1/2}$ vyšle do kavity. Slabý kontinuálny vlnový zväzok s nerezonančnou frekvenciou 894 nm sa vpustí do kavity ako referenčný. Fotóny v sondovom pulze a referenčný zväzok sú detekované lavínovými fotodiódami v odrazivých a transmisných prechodoch. Pri laserovom chladení je to emitované fluoreskujúce svetlo, ktoré zachytí CCD kamera (Herskind, 2009).

2.3 Vidy optického rezonátoru

Elektromagnetické pole je popísané Maxwellovými rovnicami. Z týchto princípov následne vieme odvodiť vidy kavity. Účelom rádiofrekvenčnej kavity je sprostriedkovať interakciu s nabitými časticami. Z Maxwellových rovníc dostávame Laplaceovu rovnicu v priestore bez náboja pre elektrickú intenzitu \vec{E}

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.21)$$

Riešením tejto rovnice sú rovinné monochromatické vlny v prípade Fabry-Perotovej kavity s frekvenciou ω pohybujúce sa v smere \vec{k} . Vieme ich napísať ako

$$\vec{E} \propto \vec{u}_y \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (2.22)$$

$$\vec{B} \propto \vec{u}_x \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (2.23)$$

Z týchto rovníc vyplýva aj podmienka $k^2 = (\omega/c)^2$. Idea superpozície dvoch rovinných vln môže byť aplikovaná aj na nekonečne veľa rovinných vln pre získanie iných konfigurácií ako napr. kruhových vln (Jensen, 2012).

2.3.1 Valcové vlnovody

Riešeniam Maxwellových rovníc s okrajovými podmienkami, ktoré zodpovedajú valcovej geometrii, môžeme priradiť vidy. V riešeníach jednotlivých polí sa vyskytujú často Besselove funkcie, ktoré sú charakteristické stupňom n . Okrajové podmienky určujú, že musí platiť pre porvch valca kedy $r = a$, kde a je polomer valca

$$J'_n(k_r a) = 0 \quad (2.24)$$

a teda, že

$$k_r = \frac{p'_{nm}}{a}, \quad (2.25)$$

kde p'_{nm} je m -tý nulový bod derivácie Besselovej funkcie s rádcom n . Radiálny index budeme písať ako m pri špecifikácii módu.

Na podstavách valca, kde je postupne $z = 0$, $z = L$, musí byť splnené

$$B_z = E_r = E_\theta = 0. \quad (2.26)$$

Okrajové podmienky sú splnené ak

$$\sin(k_z L) = 0, \quad k_z = \frac{l\pi}{L}, \quad (2.27)$$

kde l je celé číslo. Z vlnovej rovnice máme

$$k_r^2 + k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \quad (2.28)$$

Toto analgicky platí pre \vec{B} . Pri vidoch keď platí $E_z = 0$, je elektrické pole čisto transverzálne. Vtedy označujeme vid ako "TE"vid. Označenie vidu je bežne označené ako TE_{nml} . Závislosť frekvencie je daná rozmermi kavity ako

$$\omega_{nml} = c\sqrt{k_r^2 + k_z^2} = c\sqrt{\left(\frac{p'_{nm}}{a}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{L}\right)^2}. \quad (2.29)$$

TE vidy nie sú jediným riešením Maxwellových rovníc. Ďalším osobitým riešením sú "TM"vidy, kedy je magnetické pole čisto transverzálne. a teda, že

$$k_r = \frac{p_{nm}}{a}, \quad k_z = \frac{l\pi}{L}. \quad (2.30)$$

Tzv. "TEM"vidy predstavujú takú kombináciu elektrického a magnetického poľa, že každé pole je transverzálne (Wolski, 2011).

2.3.2 Q-faktor

Materiály použité na zostrojenie kavity majú všeobecne konečnú odrazivosť. Vzhľadom na to sú v kavite prítomné straty. Každý vid je charakterizovaný vlastnou frekvenciou. Pri konečnej vodivosti kavity bude vlastná hodnota frekvencie komplexná. Pokles intenzity je popísaný konštantou α a pole tak klesá $\propto e^{-\alpha t}$. Q-faktor kvality je definovaný ako

$$Q = \frac{\omega_0 W}{P_{loss}} = \frac{\omega_0 W}{-\frac{d}{dt}W} = \frac{\omega_0}{2\alpha}, \quad (2.31)$$

kde ω_0 je vlastnou frekvenciou, W celkovou energiou polí v kavite a P_{loss} je stratený výkon do stien kavity. Pre udržanie konštantnej energie musí byť dodávaný výkon rovný stratovému (Jensen, 2012).

3. Návrh optického rezonátoru

Optický rezonátor umožňuje udržať Gaussovský zväzok ako stojacu vlnu. V rámci tejto bakalárskej práce sme sa snažili navrhnúť optický rezonátor, konkrétne optickú kavitu s vysokou finesou (Matteo Marinelli, 2014).

Schéma optického rezonátoru je na obr. 3.1.

Existuje niekoľko typov konfigurácií, ktoré môžu slúžiť ako optická kavita. Pre stanovenie podmienky stability zavedieme g faktor ako

$$g = 1 - L/R, \quad (3.1)$$

kde L je dĺžka kavity a R je zakrivenie zrkadlovej plochy. Pre šírku zväzkov máme rovnice (Siegman, 1986)

$$\omega_0^2 = \frac{L\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}{(g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)^2}}, \quad (3.2)$$

$$\omega_1^2 = \frac{L\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{g_2}{g_1(1 - g_1 g_2)}}, \quad (3.3)$$

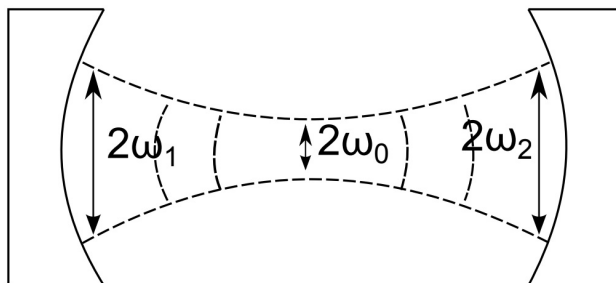
$$\omega_2^2 = \frac{L\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{g_1}{g_2(1 - g_1 g_2)}}. \quad (3.4)$$

Podmienka stability optického rezonátoru je

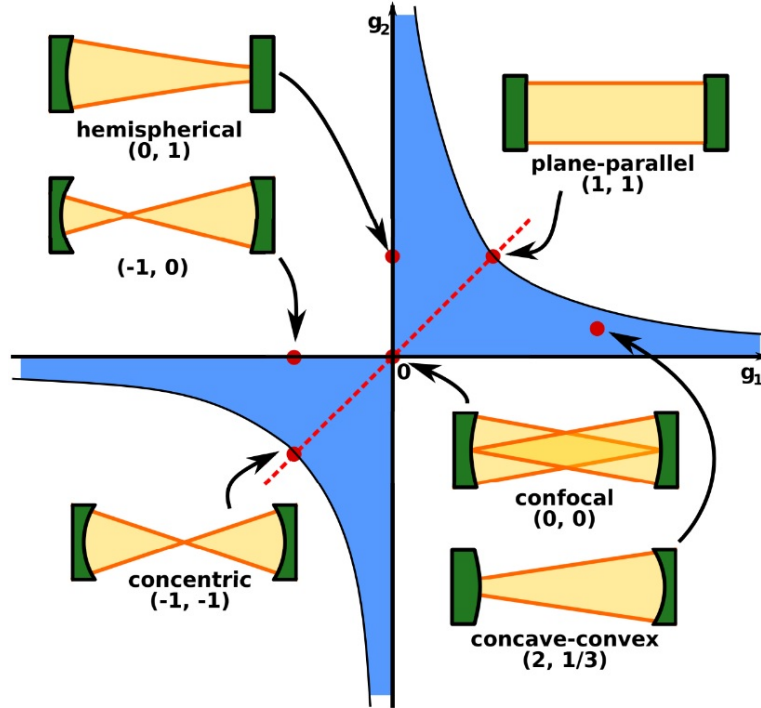
$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1, \quad (3.5)$$

kde $g_{1,2}$ určuje rovnica 3.1 pre jednotlivé zrkadlové plochy. Rovnica 3.5 nám vymedzuje plochu, ktorá je vyznačená modrou farbou na obrázku 3.2. Zároveň hodnoty $\omega_{1,2}^2$ nám určujú hornú hranicu pre polomer plochy čela vlákna.

My budeme pracovať predovšetkým s tzv. takmer koncentrickým rezonátorom kvôli malému vidovému objemu pre kavitu experimentu. Pre túto kavitu tak



Obr. 3.1: Možná konfigurácia optického rezonátoru zložená z dvoch odrazivých zrkadiel. Gaussovský zväzok má uprostred polomer ω_0 a po bokoch expanduje do priestoru. Polomery zväzku $\omega_{1,2}$ môžu byť na jednotlivých povrchoch v praxi odlišné (Matteo Marinelli, 2014).



Obr. 3.2: Graf stability pre optickú kavitu (Wikipedia Optical cavity)

platí $L = R_1 + R_2 + \Delta L$, kde ΔL je v porovnaní s R_1 a R_2 malé. S použitím tejto aproximácie tak platí

$$\omega_0^2 \approx \frac{L\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{\Delta L}{4L}}, \quad (3.6)$$

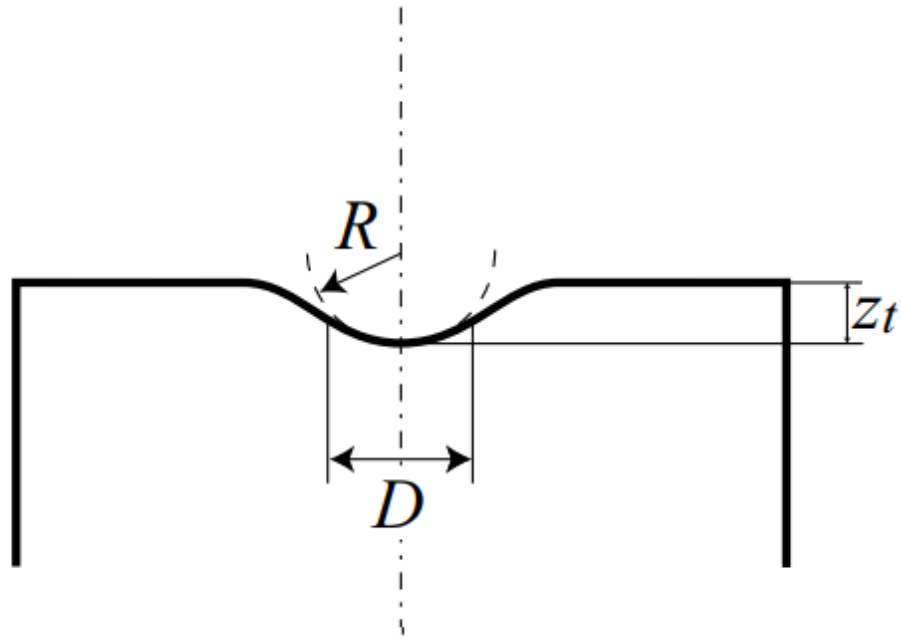
$$\omega_1^2 = \omega_2^2 \approx \frac{L\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{4L}{\Delta L}}. \quad (3.7)$$

Pre hodnoty $\lambda = 866$ nm, $\Delta L = 1$ mm a pre dĺžku kavity 10 mm, vychádza minimálny potrebný polomer optického vlákna podľa vzorca 3.7 $\omega_{1,2} \approx 132$ μ m. Vláka s mierne väčšími rozmermi sú však bežne dostupné. Pre odhad šírky zväzku v strede kavity máme $\omega_0 \approx 21$ μ m.

3.1 Zakrivenie povrchu skla

Pre zrkadlá s vlastnosťami pre CQED experiment je potrebné navrhnuť metódu ich výroby. Tieto majú byť súčasťou optickej kavity s vhodným odrazivým povrchom. Nasledujúca kapitola sa bude venovať tvorbe zakriveného povrchu s istým polomerom R . Ako zrkadlá môžu slúžiť príslušne zakrivené čelá vlákien tzv. facetty, na ktoré sa naniesie tenká odrazivá vrstva. Vo všeobecnosti môžu mať povrchy a takto získané zrkadlá rozličné polomery krivosti R .

Po dopade laserového zväzku na povrch skla sa v mieste dopadu vyparí vrstva materiálu. Na obr. 3.3. je znázornená dutina v skle po dopade Gaussovského zväzku lasera.



Obr. 3.3: Ilustrácia polomeru zakrivenia dutiny (ROC) po dopade laserového zväzku spolu s ďalšími parametrami D . Hunger a Reichel (2010)

Pre vzťah medzi parametrami vystupujúcimi na obr. 3.3 platí

$$R \approx \frac{D^2}{8z_t}, \quad (3.8)$$

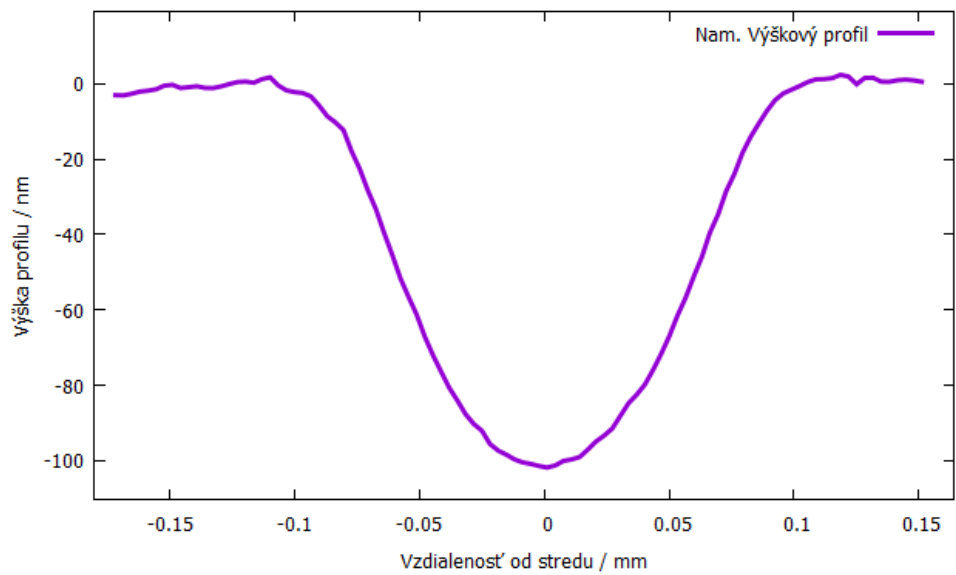
kde šírku D určuje pokles hodnoty hĺbky z_t od maxima o relatívnu časť $1/e$. Polomer zakrivenia ROC má hodnotu práve R .

Pre analýzu tvorby zakriveného povrchu sme vykonali experiment na doštičke z kremenného skla, kde sme sledovali parametre zakrivení. Zistovali sme vplyv na hĺbkové profily v závislosti od výkonu a dĺžky expozície voči laserovému CO_2 zväzku. Parametry laserového pulzu boli nastavené mňou napísaným programom v LabView, ktorý ovládal kontrolnú jednotku. Charakteristická frekvencia pulzu lasera bola $f = 20$ kHz a statický výkon lasera bol 30 W.

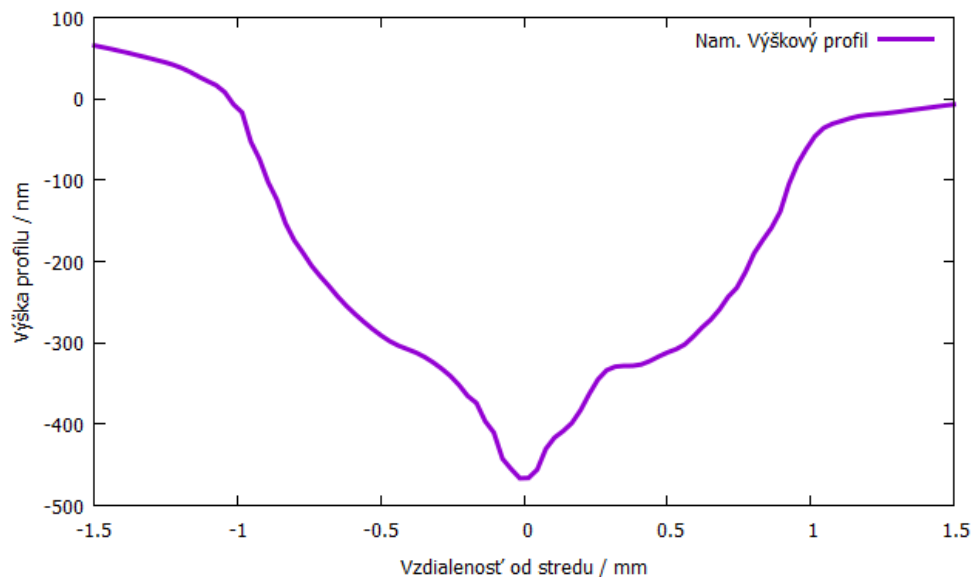
Na nasledujúcich obrázkoch 3.4 až 3.6 uvádzame vybrané profily z jednotlivých experimentov. Na obrázku 3.4 vidíme výškový profil doštičky z kremenného skla v mieste dopadu zväzku, po použití CO_2 lasera s nastaveným výkonom 40% a dĺžkou trvania 3000 ms.

Na obrázku 3.5 vidíme tvorbu tzv. Keyhole v strede uprostred výškového profilu dutiny. Keyhole je priehlbina uprostred dutiny vytvorenej laserom. Pri dodaní určitej energie sa táto Keyhole začne prehlbovať primárne vzhľadom k okoliu. Táto problematika je však pre našu analýzu kvantitatívne komplikovaná (Yaasin A. Mayi, 2021). Na obrázku 3.5 tak išlo pravdepodobne o hraničné množstvo dodanej energie potrebnej k výskytu tohoto javu.

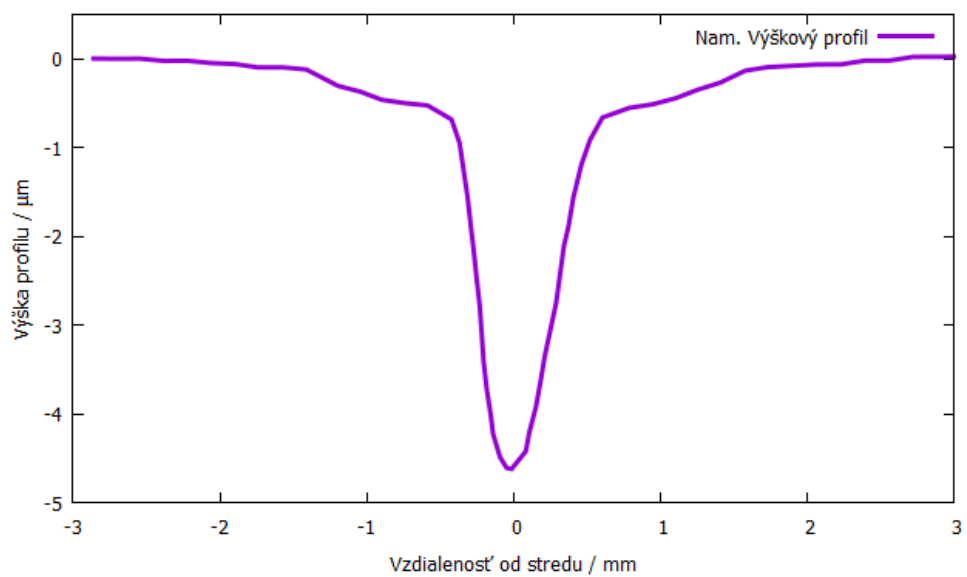
Na obrázku 3.6 Keyhole pozorujeme ako dutinu v rámci širšieho kruhu vytvoreného dopadom zväzku.



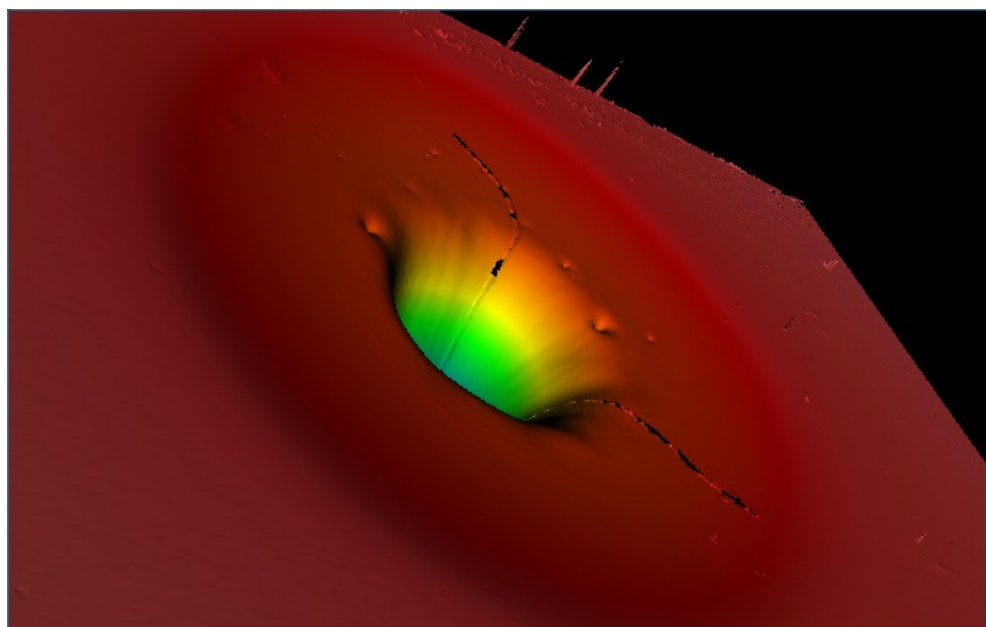
Obr. 3.4: Výškový profil prierezu vytvorený pomocou optického mikroskopu ZYGO pre dĺžku trvania pulzu 3000 ms a s 40% výkonom CO₂ laseru do doštičky z kremenného skla.



Obr. 3.5: Výškový profil prierezu vytvorený pomocou optického mikroskopu ZYGO pre dĺžku trvania pulzu 2000 ms a 60 % výkonom CO₂ laseru do doštičky z kremenného skla.



Obr. 3.6: Výškový profil prierezu vytvorený pomocou optického mikroskopu ZYGO pre dĺžku trvania pulzu 6000 ms a 95 % výkonom CO₂ laseru do doštičky z kremenného skla.



Obr. 3.7: Výškový 3D profil prierezu vytvorený pomocou optického mikroskopu ZYGO pre dĺžku trvania pulzu 6000 ms a 95 % výkonom CO₂ laseru do doštičky z kremenného skla.

Celkové parametre experimentov uvádzame v tabuľke 1. Veličina P predstavuje percentuálny výkon lasera z fixného maximálneho výkonu lasera, ktorý je regulovaný cez kontrolnú jednotku počítača. Vzďialenosť povrchu od ohniska laserového zväzku je označená ako h . Priemer udáva vzájomnú vzďialenosť okrajov pre nulovú výšku. Veličiny z_t , D a R sú ekvivalentné s popisom obrázku 3.3.

Tabuľka 1: Výsledky experimentu dopadu laserového zväzku na doštičku z kremenného skla pre zistenie ROC s rôznymi parametrami.

$P/\%$	Čas/ms	h/mm	z_t/nm	Priemer/ mm	D/mm	R/mm
40	2000	0	60	1,1	0,5	520
40	2000	2	183	1,5	0,85	493
40	3000	0	101	0,24	0,1	12,3
50	1000	2	177	1,5	1,05	778
50	2000	0	145	1,7	0,95	778
50	2000	2	271	2,15	1,45	969
60	1000	2	247	2,0	1,3	855
60	2000	0	201	1,9	1,15	822
60	2000	2	460	2,3	(KH)	(KH)
60	3000	0	232	2,0	1,3	910
70	3000	0	403	2,85	1,7	896
90	3000	0	414	2,9	1,7	873
95	6000	0	4000 (KH)	1,0 (KH)	0,45(KH)	16(KH)

Označenie (KH) predstavuje výskyt Keyhole. Pri dvoch hodnotách, ktoré zodpovedajú obrázku 3.5 pri počiatočnom výskyte Keyhole, nie je uvedená žiadna hodnota nakoľko daný tvar je náhodný a teda hodnota zakrivenia by nebola objektívna. V tomto experimente boli ostatné hodnoty počítané pre primárnu dutinu.

Pri poslednom experimente, kedy sa vyskytol sme parametre uviedli iba pre Keyhole, nakoľko ucelený tvar Keyhole už umožňoval odčítanie hodnôt. Môžeme si všimnúť, že Keyhole sa vyskytol iba pri vysokých energiách.

Pre dĺžku kavítu približne 10 mm je potrebné zakrivenie R približne 5 mm podľa vzorca $L = R_1 + R_2 + \Delta L$, kde sme odhadli $\Delta L \approx 1$ mm. To znamená, že na doštičke skla sme sa k tomuto zakriveniu iba priblížili. V optickom vlákne však vo všeobecnosti môže byť proces vyparovania materiálu laserom odlišný. Jedným z dôvodov budú aj menšie rozmery optického vlákna oproti sklenenej doštičke.

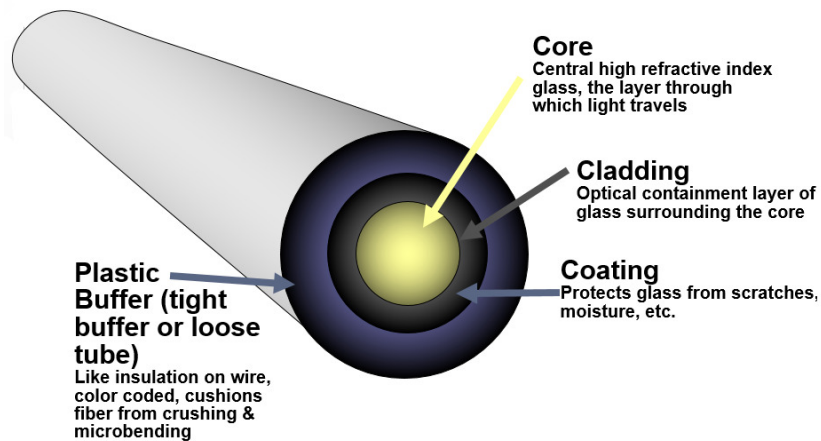
3.2 Fokusácia CO₂ laserového zväzku

V našom návrhu sa budeme snažiť vytvoriť zakrivenie na povrchu optického vlákna. Pre potreby experimentu je nutné správne sfokusovať laserový zväzok na stred čela vlákna. Na obrázku 3.8 môžeme vidieť štruktúru jednovidového vlákna.

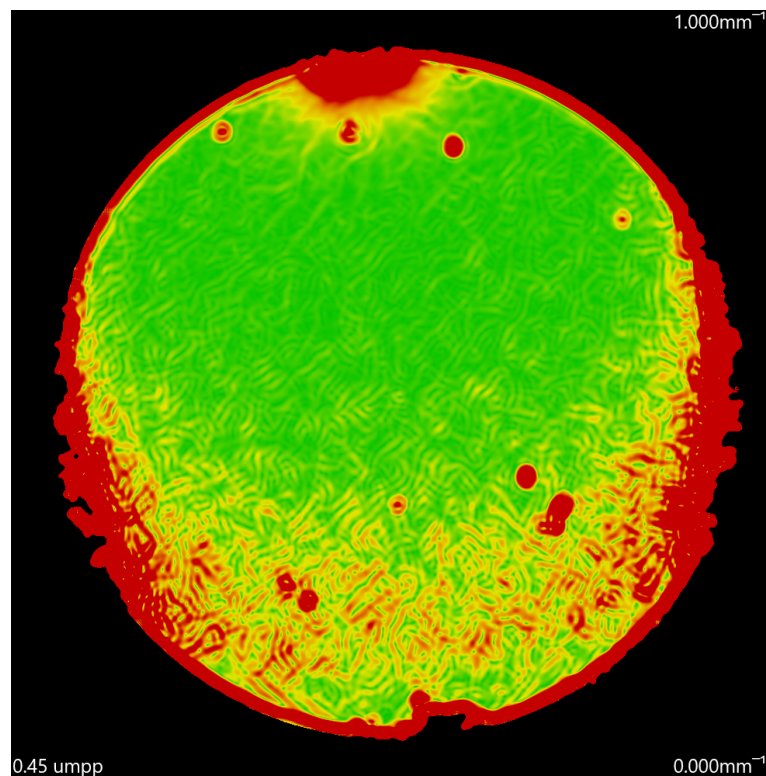
Prípravu vzorky vlákna uvádzame v prílohe A

V programe Proview, ktorý slúži ako interferometer sme potom dostali výškový profil jednej z faciet uvedenej na obrázku 3.9.

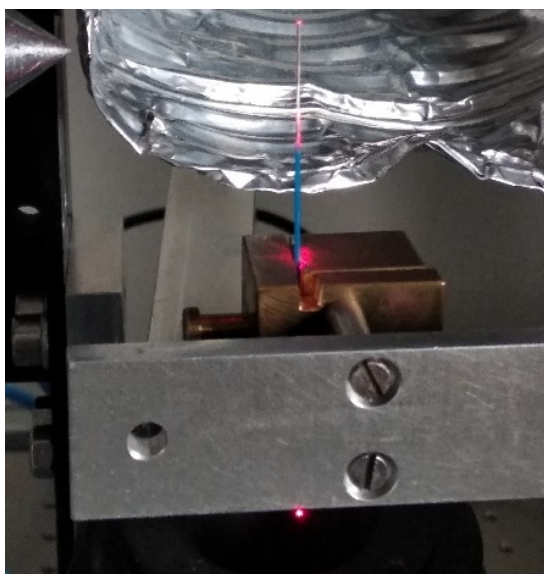
Pre úpravu facety pomocou laserového zväzku sme pripravené vlákno vložili do vláknového držiaku a umiestnili podľa laserového ukazovátka zabudovaného v



Obr. 3.8: Štruktúra jednovidového vlákna. Core je jadro vlákna, ktorým je vedený signál. Cladding je vrstva obklopujúca štruktúru jadra. Coating je vyššia vrstva, ktorá rovnako chráni vnútorné jadro. Na povrchu vlákna je plastová ochrana Plastic Buffer, pred mechanickými poškodeniami (Zimnicki, 2019).



Obr. 3.9: Výškový profil facety vlákna spracovaný interferometrom. Na hornej strane vlákna je miesto nárazu diamantového hrotu. Výška je ovplyvnená nedokonalým lomom a prachovými nečistotami zo vzduchu.



Obr. 3.10: Vlákno v držiaku

CO₂ lasery. Na obrázku 3.10 je vlákno v pozícií najjasnejšieho prechodu svetla z ukazovátka, ktoré približne zodpovedá miestu dopadu laserového CO₂ zväzku. Táto konfigurácia musela byť nahradená lepšou sústavou pre úchyt s mikrometrovým posúvadlom, ktoré je na obr. 3.11.

Na obr. 3.12 je interferometrický obraz čela vlákna, ktorý sme vytvorili v programe *Proview*. Napriek 20 pokusom nebol ani najlepší správne sfokusovaný. Zároveň pri manipulácii s konkrétnou vzorkou došlo ku nanieseniu nečistôt na povrch.

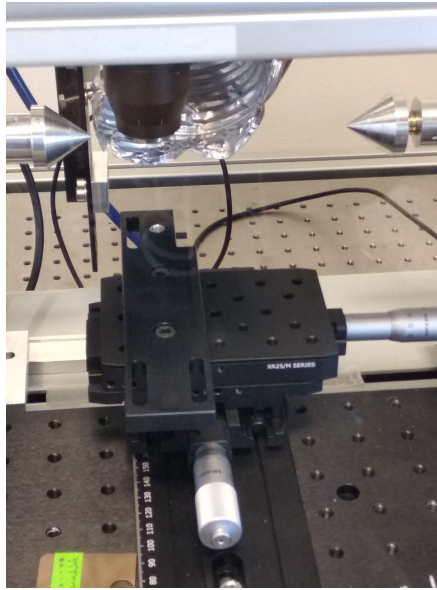
Nedostatočne presné zameranie červeným ukazovátkom pointera, však vyžadovalo návrh zobrazovacej sústavy, aby bola správna fokusácia na stred vlákna.

Správna fokusácia laserového zväzku na facetu vyžadovala navrhnutie zobrazovacej sústavy, ktorá bude zobrazovať čelo vlákna a bude súčasťou implementovaná do cesty CO₂ laserového zväzku.

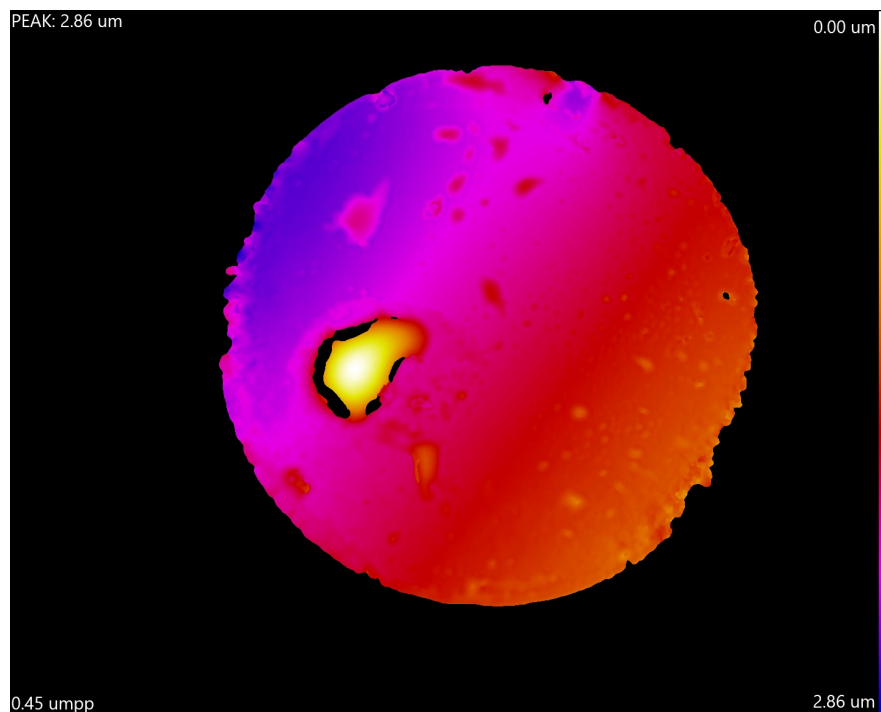
CO₂ laser pracuje v dlhovlnnej infračervenej oblasti spektra ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$). Pre fokusáciu svetelného zväzku sa tak používa spojná šošovka z materiálu ZnSe.

Tento typ šošovky bol pred začiatkom návrhu už súčasťou CO₂ lasera. Navrhnutie zobrazovacej sústavy muselo prihliadať na fakt, že predmetová šošovka je z pohľadu možnej zmeny parametrov fixná. Na začiatok sme skúmali v programe ZEMAX jej vlastnosti, kde sme ako jej model použili šošovku s podobnými vlastnosťami. Tento model predstavovala planokonvexná šošovka z katalógu Edmundoptics 39548, ktorej priemer bol 25,4 mm a vzdialenosť medzi zadnou stranou šošovky a jej ohniska (BFL) 33,46 mm.

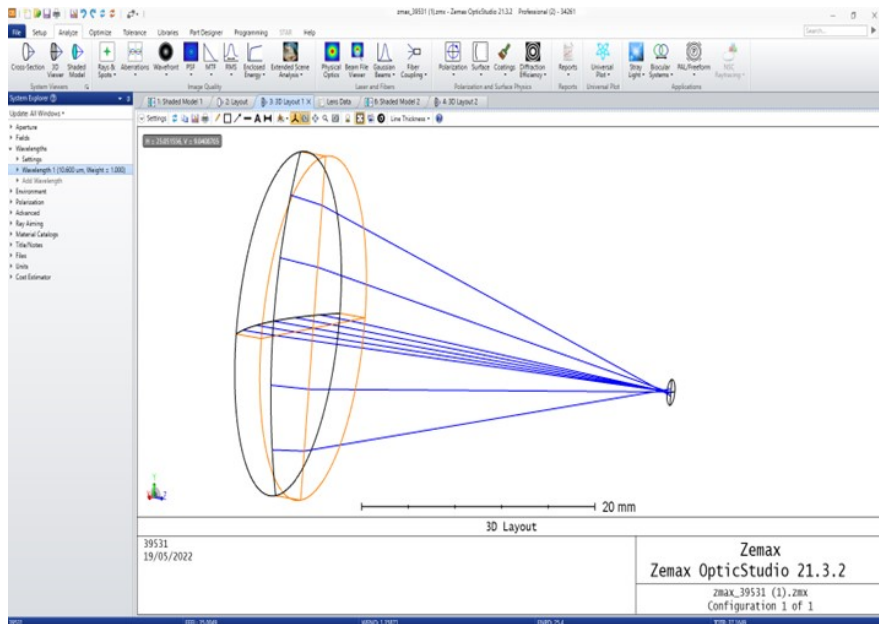
Naším vymedzeným cieľom pred simuláciou bolo, že zobrazovacia sústava by mala mať zväčšenie ideálne aspoň 20x. Pri návrhu sme taktiež mali zohľadňovať prípadné chromatické a sférické aberácie. Tieto sme počas vytvárania návrhu kontrolovali pomocou Root-mean square (RMS) hodnoty paprskov, ktoré dopadajú na obrazovú rovinu. RMS hodnotu počítal program ZEMAX pre každú sústavu s viacerými vlnovými dĺžkami z optickej oblasti.



Obr. 3.11: Upravený úchyt držadla vlákna s mikrometrovým posúvaním s v horizontálnej rovine.



Obr. 3.12: Povrch vlákna znázorený programom Proview, laserový zväzok nebol sfokusovaný na stred.



Obr. 3.13: Šošovka ZnSe Edmundoptics 39548 vykreslená v programe ZEMAX

3.3 Vlastnosti ZnSe šošovky

Značné chromatické aberácie sa ukázali ako náročný problém nakoľko index lomu ZnSe sa pre viditeľnú oblasť rýchlo mení spolu s vlnovou dĺžkou. ZNSE má veľmi malé Abbeho číslo $V_d = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} = 8,07$ kde $n_{F,D,C}$ sú indexy lomu postupne pre vlnové dĺžky 486,1 nm (F), 589 nm (D), 656,3 nm (C). Typická hodnota Abbeho čísla pre väčšinu skiel sa pohybuje v rozmedzí $V_d = 20 - 70$. Vzhľadom na rôzne údaje o indexe lomu sme našu závislosť popísali tzv. Sellmeierovými vzťahmi. Ako zdroj hodnoty koeficientov sme použili (T. Amotchkina, 2020).

$$n^2 - 1 = -0,689818 + \frac{4,855169\lambda^2}{\lambda^2 - 0,056359} + \frac{0,673922\lambda^2}{\lambda^2 - 0,056359} + \frac{2,48189\lambda^2}{\lambda^2 - 222,114}. \quad (3.9)$$

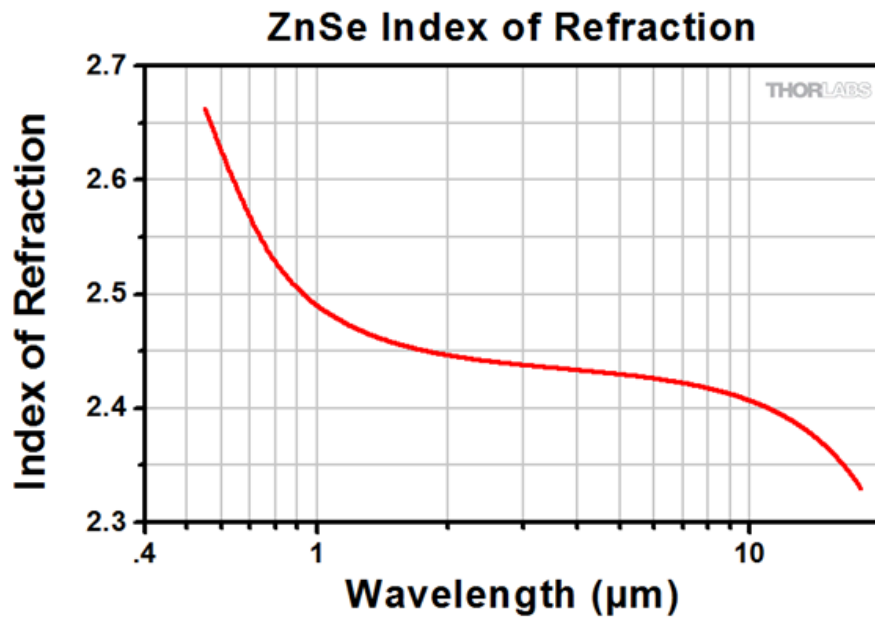
Pre hodnoty $\lambda = 650$ nm je index lomu $n = 2,5865$ a pre $\lambda = 10\ 600$ nm je index lomu $n = 2,3895$.

Grafické znázornenie priebehu hodnoty indexu lomu je na obr. 3.14.

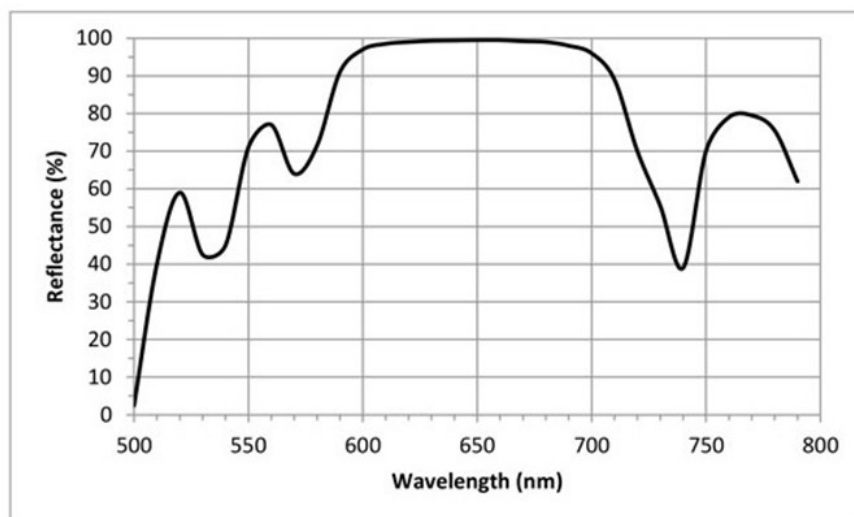
Model 39548 má pre laserovú vlnovú dĺžku $\lambda = 10,6$ μm hodnotu BFL menšiu ako pre viditeľnú oblasť. S využitím Sellmeierových vzťahov program ZEMAX určil BFL pre $\lambda = 650$ nm ako 29,21 mm.

Výber referenčnej hodnoty vlnovej dĺžky sme určili na základe grafu na obrázku 3.14, ktorý popisuje odrazivosť v Beam-combinery, ktorý rozdeľuje cestu pre viditeľné a infračervené svetlo z CO₂ laseru. Vybrali sme hodnotu tak, aby bola približne v maxime priepustnosti. Zároveň pre vlnovú dĺžku 650 nm máme k dispozícii zdroj monochromatického svetla. Graf tejto závislosti je na obr. 3.15

Pri experimente je cieľom sfokusovať CO₂ zväzok na povrch vlákna, teda do ohniska (BFL 10 600 nm). V tomto mieste je tak predmetová rovina pre našu



Obr. 3.14: Graf indexu lomu pre ZnSe (Thorlabs).



Obr. 3.15: Graf závislosti odrazivosti ZnSe Beam-combinera v závislosti na vlnovej dĺžke (Beamcombiners).

zobrazovaciu sústavu vo viditeľnej oblasti. Návrh sme sa pokúšali vytvoriť s čo najmenším počtom šošoviek.

3.4 Návrh sústavy

Pre návrh zobrazovacej sústavy sme používali opäť program ZEMAX. Pri sústave s dvomi šošovkami však nebolo možné sa priblížiť k našim požadovaným hodnotám teda zväčšenie okolo 20x a zároveň aby RMS hodnota bola do 5 μm .

Sústava s tromi šošovkami už priniesla lepšie výsledky. Ďalším obmedzením na našu zobrazovaciu sústavu bola aj jej celková dĺžka. Tu sme si z rozmerových a technických detailov laseru stanovili hornú hranicu do 40 cm.

Optimalizácia bola vykonaná upravenou Merit Function editor v programe ZEMAX.

Výsledné parametre zobrazovacej sústavy uvádzame v tabuľke 2.

Tabuľka 2: Výsledné parametre návrhu zobrazovacej sústavy po optimalizácií.

Por. číslo	Šošovka	Polomer/mm	Hrúbka vrstvy/mm	Materiál
0		-	39,1	Vzduch
1	39548	-	3,7	ZnSe
2		-49,1	144,173	Vzduch
3	48293	21,09	10,9	C79-80
4		-21,09	3,65	Vzduch
5	62585	-	7,0	N-BK7
6		-	114,81	Vzduch
7		-	39,1	

Povrch 0 predstavuje predmet, teda pozorované čelo vlákna. Hrúbku tejto vrstvy sme zvolili, ako je uvedená v tabuľke 2. Toto znamená, že zväzok nebude priamo sfokusovaný na povrch ale bude mať nenulovú dopadovú plochu. Pri znižovaní tohto parametra až po hodnotu BFL sa bude zväzok viac fokusovať na facetu vlákna a dané výpočty je možné vykonať. Zároveň pri väčšej fokusácii je teoreticky možné mať vyšší polomer zakrivenia.

Povrch 7 je povrch CCD kamery. Stredná šošovka (Povrch 3-4) je zo skla C79-80 a posledná (Povrch 5-6) je zo skla N-BK7.

Šírku zväzku pre počítanie numerických apertúr v programe ZEMAX sme uvažovali podľa vzorca

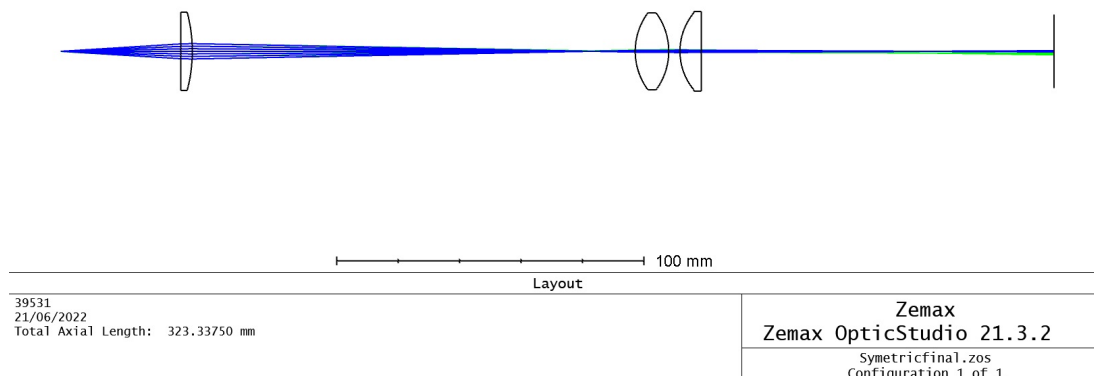
$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (3.10)$$

kde $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ pri hodnotách $\lambda = 650 \text{ nm}$ a $z = 39,1 \text{ mm}$, kde z predstavuje vzdialenosť od vlákna k prvej šošovke. Jadro vlákna má polomer $w_0 = 4 \mu\text{m}$. Pre tieto hodnoty sme dostali $w(z) = 2 \text{ mm}$.

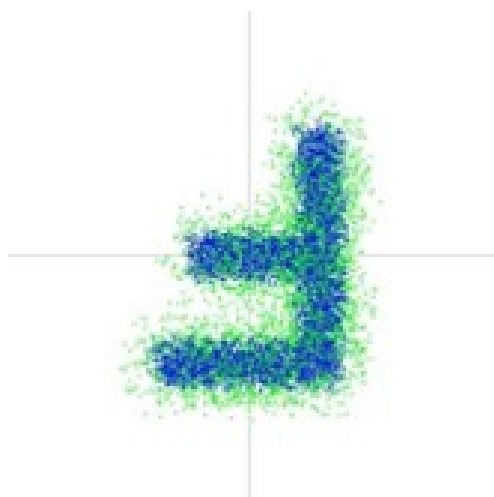
Grafické znázorenie optimalizovanej sústavy s danými parametrami je na obr. 3.16.

Prvá šošovka ZnSe bude vložená do Beam-combinera, ktorý bude rozdeľovať cestu CO_2 zväzku a optického zväzku idúceho do CCD kamery.

Výsledné parametre zobrazovacej sústavy boli



Obr. 3.16: Grafický model zobrazovacej sústavy so šírením paprskov podľa vypočítanej numerickej apertúry



Obr. 3.17: Zobrazenie písmena F ako demonštrácia chromatických aberácií

1. Zväčšenie 22-krát
2. RMS spot (42; 2,6) pre $\lambda = 650$ nm
3. RMS spot (140) pre $\lambda = 640$ nm

Ako test zobrazenia danej sústavy sme využili funkciu priamo v softvéri pre zobrazenie písmena. Zobrazovacia sústava zobrazuje písmeno F slúžiace ako predmet na obr. 3.17

Modrá farba symbolizuje vlnovú dĺžku ($\lambda = 650$ nm) a zelená ($\lambda = 640$ nm).

Tieto parametre by tak mali byť postačujúce pre zostrojenie zobrazovacej sústavy. S danou zobrazovacou sústavou tak bude možné presné zameranie jadra vlákna na počítači. Následne tak bude možné vysielat laserové zväzky do vlákna pre vytvorenie požadovaného zakrivenia na povrchu vlákna. Na vlákno bude možné

aplikovať tenké povrchové vrstvy pre dosiahnutie vysokej odrazivosti.

4. Vývoj stabilizačného algoritmu

Cielom tejto sekcie je dosiahnutie stabilizácie hodnoty vlnovej dĺžky lasera λ_0 . Zároveň je potrebné dosiahnutie čo najnižšej odchýlky od monochromatickosti lasera a teda priblíženie profilu frekvencie k δ -funkcii.

Pre stabilizáciu frekvencie lasera je potrebné ju v čase merať, aby bolo možné regulovať fluktuácie od požadovanej hodnoty. Typicky je meranie dosiahnuté v porovnaní s frekvenciou, ktorá je fixná a teda referenčná. Tzv. error signál kvantifikuje odchýlku skutočnej frekvencie od referenčnej. Znamienko tohto signálu určuje, či je frekvencia pod alebo nad referenčnou hodnotou. Systém sa tak musí snažiť o hodnotu error signálu blízku nule. Pre okolie nulovej hodnoty je požadovaná linearita signálu. Ideálny tvar error signálu je na obr. 4.1

Laserové kontrolery spracovávajú error signál a dávajú pokyn pre upravenie dĺžky kavity. Pre meranie error signálu je možné využiť fázový posun, ktorý závisí na tom, či je hodnota frekvencie nad alebo pod rezonančnou hodnotou. Popis je vhodný s komplexným koeficientom odrazivosti

$$F(\omega) = \frac{E_{reflected}}{E_{incident}}, \quad (4.1)$$

kde imaginárna časť závisí na fázovom posune. Na obr. 4.2 v časti C je disperzná závislosť, ktorá môže byť použitá ako error signál (MOGLABS, 2022).

Spektrum prvotného zväzku elektrooptického rezonátoru je rozštiepené na tri komponenty, z ktorých krajné dve sú naladené mimo rezonančnej frekvencie rezonátoru. Tieto komponenty interferujú s neutrálnou, ktorá je v rôznej miere naladená na kavitu. Miera rozladenia sa zisťuje zo záznejov (beatnote) medzi frekvenčnými komponentami.

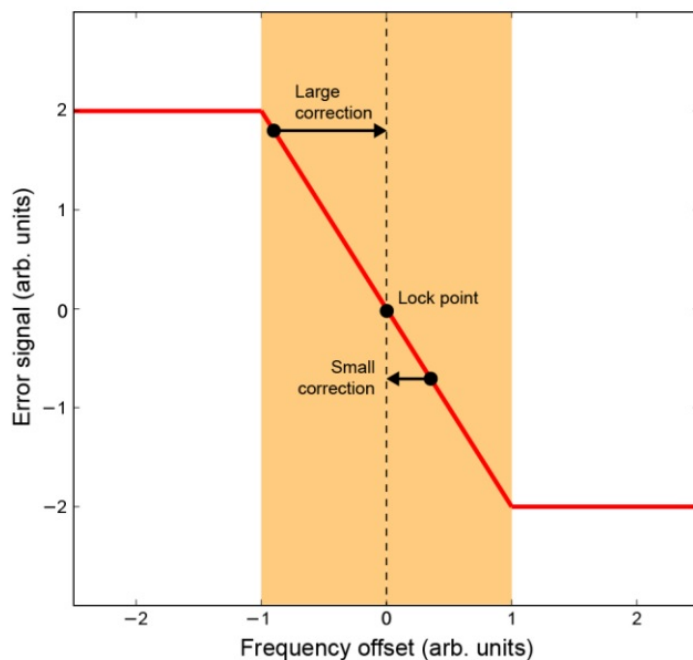
Tento beatnote obsahuje fázový posun (Obr. 4.2 (B)), ktorý vieme reprodukovat' zo spracovania signálu. Sklon závisí na jemnosti kavity.

Návrh aparatury pre stabilizáciu lasera, teda pre konštantnú hodnotu frekvencie lasera, je na obrázku 4.3. Pre zmiešavač (FM) uvažujeme v návrhu súčiastku ZLW-3+ od firmy Minicircuits. Pre súčiastku fázového posunovača (PhS) máme TB-SCPHS-180+. Pre dolný priepust LPF v návrhu máme SLP-S+. Pre fotodiódu je vhodný UPD-50-UP s 50 ps nábežnou hranou. Ako kontrolér máme zvolený Toptica DLC Pro.

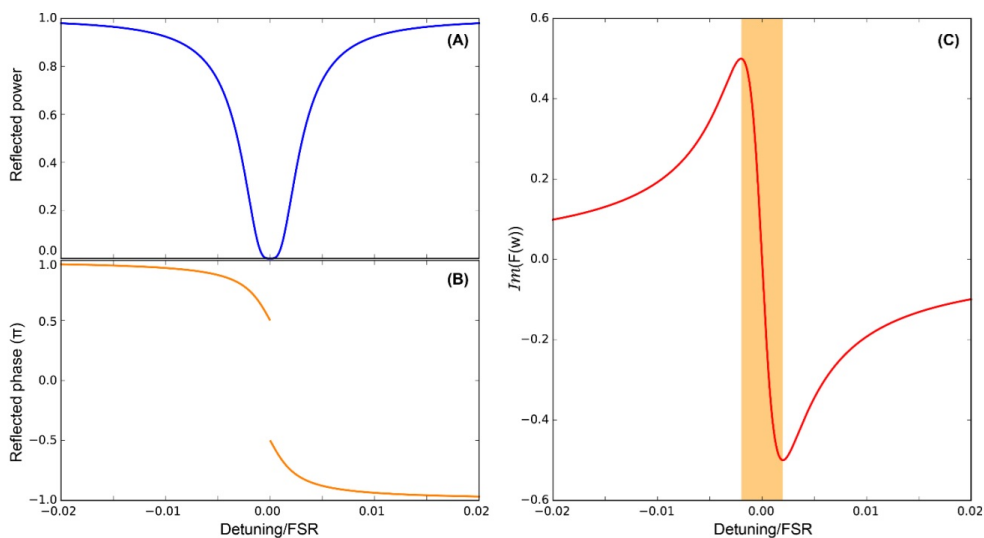
Vlastnosti kavity musia byť pre správne fungovanie PDH regulácie konštantné, resp. rozostup medzi zrkadlami kavity musí byť konštantný. Nakoľko sa rozmery môžu meniť s teplotou je preto nutné udržiavať teplotu konštantnú. Na obr. 4.4 je návrh stabilizačného algoritmu pre stabilizáciu kavity určenej pre experiment. Teplotný senzor zaisťuje konštantnú dĺžku kavity.

4.1 Návrh algoritmu pre spracovanie dát

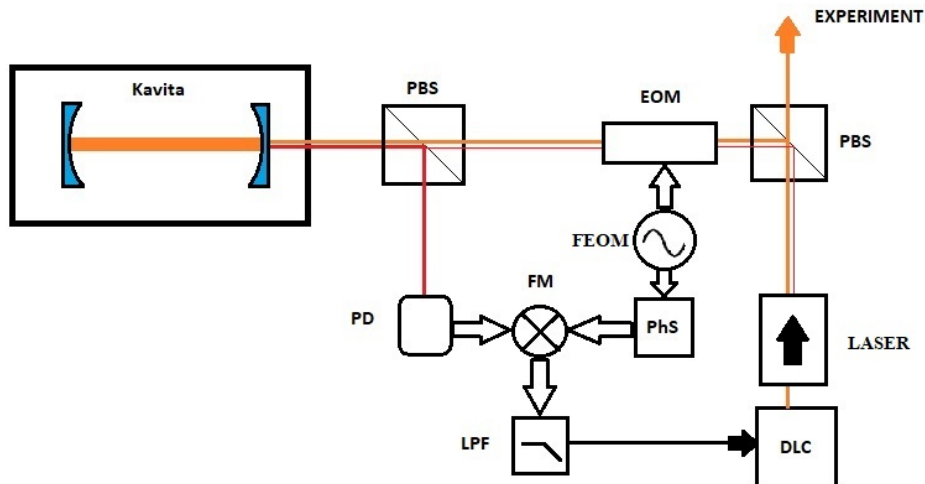
Pre CQED experimenty je detekcia spektra s dvomi vrcholmi charakteristickou črtou dosiahnutia režimu silného previazania, kedy platí $g_0 \gg (\kappa, \gamma)$. Pološírky



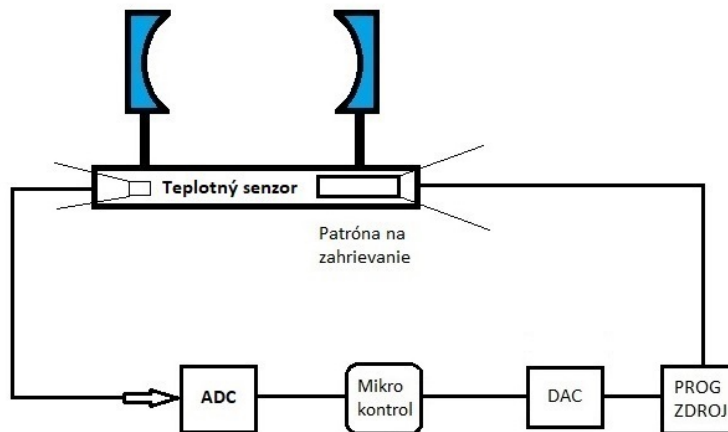
Obr. 4.1: Graf ideálneho error signálu. V tmavej oblasti je splnená linearita signálu. Pre vyššie hodnoty môže dôjsť k saturácii hodnoty (MOGLABS, 2022).



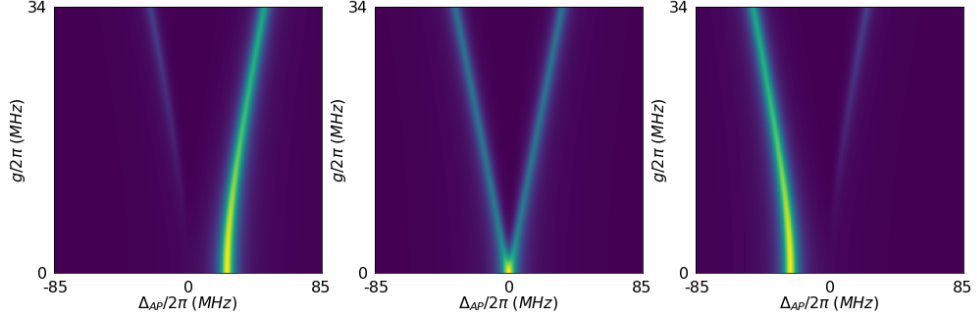
Obr. 4.2: (A) Odrazený výkon kavitou (B) Indukovaný fázový posun kavitou blízko rezonancie pre bezstratovú symetrickú kavitu. Fáza v mieste úplného prenosu nie je spojitá. (C) Tmavá časť koeficientu komplexnej odrazivosti môže slúžiť ako ideálny error signál (MOGLABS, 2022).



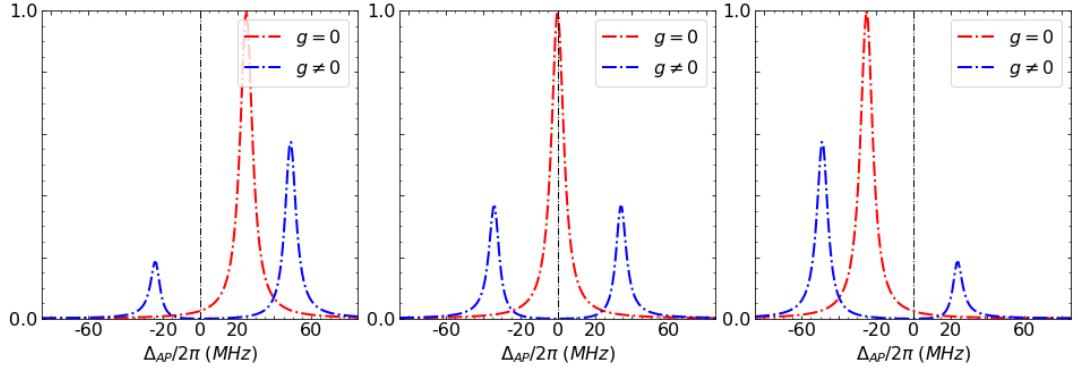
Obr. 4.3: Návrh aparatúry pre stabilizáciu lasera. Časť laserového svetla je vybratá polarizačným beamsplitterom (PBS) a následne je prevedená do fázového modulátora (EOM). Paprsky prechádzajú cez PBS do vákuovej komory, ktorá obsahuje vysoko odrazivú kavitu. Intenzita odrazeného paprsku (červený lúč) je odmeraná na fotodióde (PD) a kombinovaná s fázovo posunutým svetlom z EOM. Výsledok je analyzovaný kontrolérom (DLC).



Obr. 4.4: Návrh schémy stabilizačného algoritmu pre kavitu. Teplotný senzor sníma teplotu a vysiela analógový signál do analógovo-digitálneho prevodníka (ADC) odkiaľ sa analyzuje v mikrokontrolke. Signál z mikrokontrolky sa spracuje v digitálno-analógovom prevodníku (DAC). Z DAC putuje signál do programovateľného zdroja riadenia analógovým signálom s rozsahom 0-10 V. Cez tento zdroj tak prejde príkaz pre patrónu na zahrievanie doštičky, ktorá tak zmení rozmer.



Obr. 4.5: Transmisný spektrálny profil pre slabý režim previazania pre rôzne faktory ovplyvňujúce rezonanciu kvantového systému pre dvojhladinový systém. Hodnoty parametrov boli zvolené ako $(\kappa, \gamma) = (4; 2,6)$ MHz. (Vľavo) je červený posun pre hodnotu $\Delta_{AP}/2\pi = -25$ MHz. (Stred) je rezonancia s $\Delta_{AP}/2\pi = 0$ MHz. (Vpravo) je modrý posun, pre ktorý platí $\Delta_{AP}/2\pi = 25$ MHz.



Obr. 4.6: Spektrum kavity pre jeden dvojhladinový kvantový systém opäť s parametrami $(\kappa, \gamma) = (4; 2,6)$ MHz pre rôzne rozladovacie faktory. (Vľavo) je červený posun $\Delta_{AP}/2\pi = -25$ MHz. (Stred) je rezonancia s $\Delta_{AP}/2\pi = 0$ MHz. (Vpravo) je hodnota parametra $\Delta_{AP}/2\pi = 25$ MHz. Červená čiara zodpovedá spektru prázdnej kavity a modrá s dvomi vrcholmi je počítaná pre hodnotu $g/2\pi = 34$ MHz.

vrcholov sú určené vzťahom $\frac{\kappa+\gamma}{2}$. Pre prázdnu kavitu pozorujeme iba jediný vrchol v grafe.

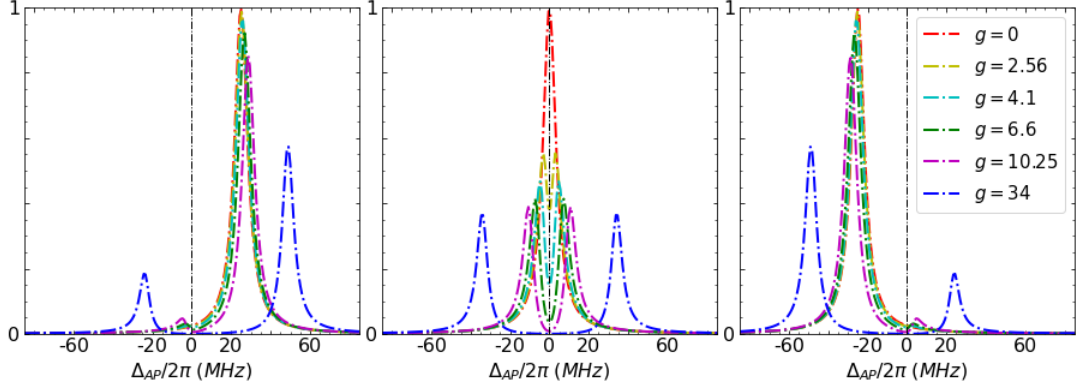
Pre analýzu režimu slabého previazania je intenzita laseru taká aby stredný počet fotónov n_0 bol vždy nižší ako hodnota (Brennecke, 2007)

$$n_0 = \frac{\gamma^2}{2g_0^2}. \quad (4.2)$$

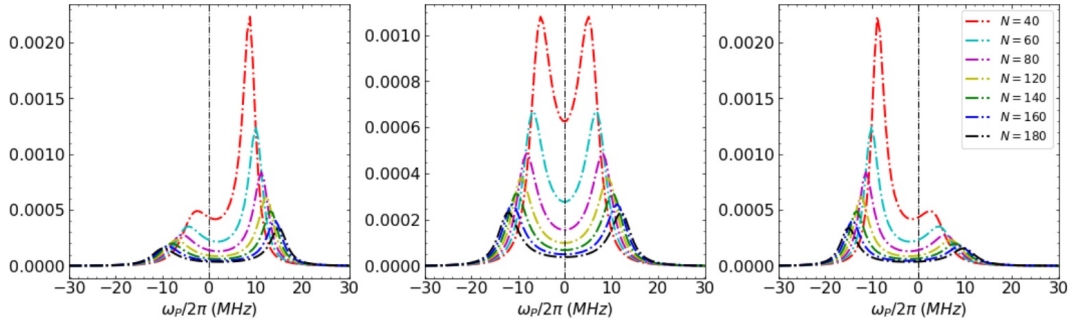
Spektrum môže byť študované v prípade modrého a červeného posunu oproti rezonančnej hodnote frekvencie. Na obr. 4.5 je spektrum pre režim slabého previazania.

Spektrum nepreviazanej prázdnej kavity je Lorentzián centrovanej okolo $\Delta_{AP}/2\pi = 0$ MHz. FWHM tohto profilu je 2κ .

Pri zvyšovaní hodnoty parametra g dochádza k rozštiepeniu spektra. Na nasledujúcom obrázku je výpočet pre rôzne parametre hodnoty g .



Obr. 4.7: Kavitové spektrum pre viaceré hodnoty sily previazania g . Hodnoty parametrov boli $(\kappa, \gamma) = (4; 2,6)$ MHz. Posuny majú rovnaké hodnoty Δ_{AP} ako na obr. 4.6. Pre malé hodnoty g je zložité rozlíšiť ich spektrá od bezčasticového systému v prípade rozladenia.



Obr. 4.8: Kavitové spektrum pre rôzny počet dvojhladinových kvantových systémov pre $(\kappa, \gamma) = (4; 2,6)$ MHz. Kolektívny parameter bol $g_{coll}/2\pi = \sqrt{N}$ MHz. Pre médium bola zvolená hodnota $\eta = 1$. (Vľavo) je hodnota rozladenia $\omega_C/2\pi = 5$ MHz. (Stred) je v režime naladenia a (vpravo) je $\omega_C/2\pi = -5$ MHz.

Na obrázku 4.8 je závislosť spektra na počte dvojhladinových systémov. Pre konštantu previazania samotného systému je $g/2\pi = 1$ MHz.

Môžeme pozorovať, že pre rastúce N je rozštiepenie normálnych vidov pomerne jasné a pre limitu $g_{coll} \gg (\kappa, \gamma)/2$ pri $\omega_C/2\pi = 0$ sa rozštiepenie blíži hodnote $2g_{coll}$. Pre analýzu počtu iónov v kavitě je možné naladiť laser na rezonančnú frekvenciu kavitě bez prítomnosti iónov. Tým by sme tak sňali spektrum a z rozštiepenia by bolo možné určiť ich celkový počet.

Analýzu priestorovej distribúcie iónov by sme analogicky mohli vykonať rovnako. Vzorec pre zmenu v priestorovom usporiadaní sme však neodvodili a ostáva to ako otvorená problematika do budúcnosti. Pre zaistenie konštantnej centrálnej vlnovej dĺžky laseru pre snímanie spektra bude slúžiť na stabilizáciu referenčná kavitá.

4.2 Elektro-optický modulátor

Laser, ktorý je fázovo uzamknutý, má spektrum pozostávajú z diskretných hodnôt, ktoré sú ekvidistantne rozložené a vytvárajú tak opticko-frekvenčný hrebeň (OFC). Jedným zo spôsobov generácie OFC je tzv. elektro-optický modulátor (EOM) (Alexandre Parriaux, 2020).

Uvažujme laser, ktorý vyžaruje na nosnej frekvencii $\nu_c = \frac{\omega_c}{2\pi}$. Pulzy sú charakteristické svojou obálkou A a zároveň dobou periódy $\tau = \frac{2\pi}{\omega_r}$, kde ω_r je frekvencia lasera. Pre dva po sebe idúce pulzy môže existovať fázový posun φ .

Pulzná vlna vie byť popísaná vzťahom

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} A(t) \cos(\omega_c t - n\varphi) * \delta(t - n\tau), \quad (4.3)$$

kde $n \in \mathbb{Z}$, δ je Diracova distribúcia a $*$ je konvolúcia. Výpočet Fourierovej transformácie $f(t)$ dá závislosť $f(\omega)$ vo frekvenčnom obore. Nenulové členy sú popísané vzťahom

$$\omega_n = \omega_0 + n\omega_r \quad (4.4)$$

kde $\omega_0 = \frac{\omega_r}{2\pi}$ je frekvencia posunu nosnej obálky.

Celkovo je tak spektrum pulzu diskretnou množinou ekvidistantných frekvencií nazývaných frekvenčným hrebeňom (Alexandre Parriaux, 2020). Tento by sa dal využiť pre sňatie spektier pre javy na obr. 4.5 až 4.8 a to bez preladovania vlnovej dĺžky lasera.

Pre detekciu hustého spektra generovaného EOM pre $\omega_r \approx 100$ MHz je ale nutná heterodynná detekcia. Toto si ale bude vyžadovať vysokofrekvenčnú detekciu pre účel Fourierovskej analýzy interferenčného signálu. Na tejto schéme sa bude pracovať v budúcnosti.

Záver

V prvej polovici práce som predstavil úvod do problematiky, previazanie kvantových stavov častíc a optickej kavity a podobne aj prehľad o doterajších experimentoch.

Vytvoril som metódu na vytváranie konkávných povrchov na facetách optických vlákien, čím som si overil možnosť produkcie miniatúrnych kavít, ktoré som tak premietol do návrhu našej experimentálnej kavity pre analýzu interakcie stojateho elektromagnetického vlnenia s iontmi a elektrónmi zachytených v pasci.

Navrhol som metódu stabilizácie laseru, ktorý v týchto experimentoch bude použitý pomocou referenčnej kavity metódou PDH. Fyzikálne parametre referenčnej kavity budú udžované kontrolou teploty kavity pomocou mňou navrhnutého mechanizmu spätnej väzby.

Predstavil som možnosť monitorovania počtu častíc v pasci pomocou javu kolektívneho silného previazania a načrtol možnosť budúceho vývoja.

Zadanie práce bolo splnené.

Zoznam použitej literatúry

- ALEXANDRE PARRIAUX, KAMAL HAMMANI, G. M. (2020). Electro-optic frequency combs. *Advances in Optics and Photonics, Optical Society of America Vol. 12, No. 1.*
- ARTIGAS., D. (2020). Lecture notes on light-matter interaction. chapter 3. *Introduction to Photonic.*
- BEAMCOMBINERS, U. Z. <https://www.ulooptics.com/znse-beamcombiners/>. *Prevzaté 7/2022.*
- BOCA, A., E. A. (2004). Observation of the vacuum Rabi spectrum for one trapped atom. *Physical review letters 93.23, 067401.*
- BRENNECKE, FERDINAND, E. A. (2007). Cavity QED with a Bose–Einstein condensate. strany 268-271. *Nature, (450.7167).*
- COJOCARU, C. a VILASECA., R. (2020). Lecture notes on light-matter interaction, chapter 2. *Introduction to Photonics.*
- D. HUNGER, T. STEINMETZ, Y. C. C. D. T. W. H. N. a REICHEL, J. (2010). Fiber Fabry-Perot cavity with high finesse. *Humboldt-Universität zu Berlin, Institut für physik.*
- DOVZHENKO, D. S., E. A. (2018). Light–matter interaction in the strong coupling regime: configurations, conditions, and applications. strany 3589-3605. *Nanoscale 10.8.*
- FOX, A. M. a FOX, M. (2006). *Quantum optics: An introduction.* Vol.15. Oxford university press.
- GARRAWAY, B. M. (2011). The Dicke model in quantum optics: Dicke model revisited. strany 1137-1155. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences 369.1939.*
- GERRY, CHRISTOPHER, P. K. a KNIGHT, P. L. (2005). *Introductory quantum optics.*
- HERSKIND, PETER F., E. A. (2009). *Realization of collective strong coupling with ion Coulomb crystals in an optical cavity.* Number 5.7. Springer-Verlag strany 494-498.
- JAYNES, E. T. a CUMMINGS., F. W. (1963). Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser. strany 89-109. *Proceedings of the IEEE 51.1.*
- JENSEN, E. (2012). Cavity basics <https://cds.cern.ch/record/1416619/files/p259.pdf>. *1201.3202 Prevzaté 7/2022.*
- MATTEO MARINELLI, J. H. (2014). High finesse cavity for optical trapping of ions. *ETH Zurich, Department of Physics.*

- MOGLABS (2022). Pound-drever-hall locking with the FSC <https://www.moglabs.com/support/appnotes/an002-pdh-r2.pdf>. *Prevezaté 7/2022*.
- PETER, EMMANUELLE, E. A. (2005). Exciton-photon strong-coupling regime for a single quantum dot embedded in a microcavity. *Physical review letters* 95.6, (067401).
- REMPE, GERHARD, H. W. a KLEIN, N. (1987). Observation of quantum collapse and revival in a one-atom maser. strana 353. *Physical review letters* 58.4.
- SCULLY, M. O. a ZUBAIRY, M. S. (1999). *Quantum optics*.
- SHALABNEY, ATEF, E. A. (2015). Coherent coupling of molecular resonators with a microcavity mode. strany 1-6. *Nature communications* 6.1.
- SIEGMAN, A. E. (1986). Lasers kapitola 19. *University Science Books*.
- T. AMOTCHKINA, M. TRUBETSKOV, D. H. V. P. (2020). Characterization of e-beam evaporated ge, ybf3, zns, and laf3 thin films for laser-oriented coatings. *Appl. Opt.* 59, A40-A47.
- THOMPSON, R. J., G. R. a KIMBLE., H. J. (1992). Observation of normal-mode splitting for an atom in an optical cavity. strana 1132. *Physical review letters* 68.8.
- THORLABS. https://www.thorlabs.com/images/TabImages/ZnSe_Index_780.gif. *Prevezaté 7/2022*.
- WICKENBROCK, ARNE, P. P. a RENZONI., F. (2011). Collective strong coupling in a lossy optical cavity. strany 1310-1316. *Journal of Modern Optics* 58.15.
- WIKIPEDIA. Optical cavity https://en.wikipedia.org/wiki/Optical_cavity. *Prevezaté 7/2022*.
- WOLSKI, A. (2011). Theory of electromagnetic fields <https://cds.cern.ch/record/1400571/files/p15.pdf>. *University of Liverpool, and the Cockcroft Institute, UK 1111.4354* *Prevezaté 7/2022*.
- YAASIN A. MAYI, MORGAN DAL, P. P. M. B. C. M. C. M. R. F. (2021). Transient dynamics and stability of keyhole at threshold in laser powder bed fusion (lpbf) regime investigated by finite element modeling https://www.researchgate.net/figure/Keyhole-formation-steps-during-stationary-irradiation-a-Conduction-mode-b-Forced_fig9_348098210. *Prevezaté 7/2022*.
- YOSHIE, TOMOYUKI, E. A. (2004). Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity. strany 200-203. *Nature* 432.7014.
- ZIMNICKI, J. (2019). <https://www.belden.com/blogs/smart-building/singlemode-multimode-fiber-differences/>. *Prevezaté 7/2022*.

Zoznam obrázkov

2.1	Typická schéma kavity. Mieru fotónového poklesu popisuje parameter κ . Interakčný čas atómov s kavitou popisuje čas T . Tempo spontánnej emisie popisuje člen γ , dĺžka kavity je l_{cav} , η je index lomu média vo vnútri kavity a väzbovú konštantu medzi atómom a polom opisuje g (Fox a Fox, 2006) Kapitola 10.	7
2.2	Schéma Brenneckeho experimentu z Bose-Einsteinovho kondenzátu (Brennecke, 2007).	11
2.3	Schéma Herskindovho experimentu pre iónový Coulombický kryštál. Kavitové zrkadlo (CM) je pripevnené na piezoelektrický posuvník (PZT), ktorý umožňuje naladenie kavity na atómovú rezonanciu. Vyznačený je ďalej laserový chladiaci zväzok (LC). Zboku prichádza repumpujúci zväzok (RP) a taktiež aj optický pumpujúci zväzok (OP). Sondážny pulz je označený ako (PP) a referenčný zväzok ako (RB). Snímok je vytvorený pomocou kamery (CCD). Po bokoch sú lávinové fotodiódy (APD). Prevzaté z (Herskind, 2009).	12
3.1	Možná konfigurácia optického rezonátoru zložená z dvoch odrazivých zrkadiel. Gaussovský zväzok má uprostred polomer ω_0 a po bokoch expanduje do priestoru. Polomery zväzku $\omega_{1,2}$ môžu byť na jednotlivých povrchoch v praxi odlišné (Matteo Marinelli, 2014).	15
3.2	Graf stability pre optickú kavitu (Wikipedia Optical cavity)	16
3.3	Ilustrácia polomeru zakrivenia dutiny (ROC) po dopade laserového zväzku spolu s ďalšími parametrami D. Hunger a Reichel (2010)	17
3.4	Výškový profil prierezu vytvorený pomocou optického mikroskopu ZYGO pre dĺžku trvania pulzu 3000 ms a s 40% výkonom CO ₂ laseru do doštičky z kremenného skla.	18
3.5	Výškový profil prierezu vytvorený pomocou optického mikroskopu ZYGO pre dĺžku trvania pulzu 2000 ms a 60 % výkonom CO ₂ laseru do doštičky z kremenného skla.	18
3.6	Výškový profil prierezu vytvorený pomocou optického mikroskopu ZYGO pre dĺžku trvania pulzu 6000 ms a 95 % výkonom CO ₂ laseru do doštičky z kremenného skla.	19
3.7	Výškový 3D profil prierezu vytvorený pomocou optického mikroskopu ZYGO pre dĺžku trvania pulzu 6000 ms a 95 % výkonom CO ₂ laseru do doštičky z kremenného skla.	19
3.8	Štruktúra jednovidového vlákna. Core je jadro vlákna, ktorým je vedený signál. Cladding je vrstva obklopujúca štruktúru jadra. Coating je vyššia vrstva, ktorá rovnako chráni vnútorné jadro. Na povrchu vlákna je plastová ochrana Plastic Buffer, pred mechanickými poškodeniami (Zimnicki, 2019).	21
3.9	Výškový profil facety vlákna spracovaný interferometrom. Na hornej strane vlákna je miesto nárazu diamantového hrotu. Výška je ovplyvnená nedokonalým lomom a prachovými nečistotami zo vzduchu.	21

3.10	Vlákno v držiaku	22
3.11	Upravený úchyt držadla vlákna s mikrometrovým posúvaním s v horizontálnej rovine.	23
3.12	Povrch vlákna znázorený programom Proview, laserový zväzok nebol sfokusovaný na stred.	23
3.13	Šošovka ZnSe Edmundoptics 39548 vykreslená v programe ZEMAX	24
3.14	Graf indexu lomu pre ZnSe (Thorlabs).	25
3.15	Graf závislosti odrazivosti ZnSe Beam-combinera v závislosti na vlnovej dĺžke (Beamcombiners).	25
3.16	Grafický model zobrazovacej sústavy so šírením paprskov podľa vypočítanej numerickej apertúry	27
3.17	Zobrazenie písmena F ako demonštrácia chromatických aberácií .	27
4.1	Graf ideálneho error signálu. V tmavej oblasti je splnená linearita signálu. Pre vyššie hodnoty môže dôjsť k saturácii hodnoty (MOGLABS, 2022).	30
4.2	(A) Odrazený výkon kavitou (B) Indukovaný fázový posun kavitou blízko rezonancie pre bezstratovú symetrickú kavitu. Fáza v mieste úplného prenosu nie je spojitá. (C) Tmavá časť koeficientu komplexnej odrazivosti môže slúžiť ako ideálny error signál (MOGLABS, 2022).	30
4.3	Návrh aparatury pre stabilizáciu lasera. Časť laserového svetla je vybratá polarizačným beamsplitterom (PBS) a následne je prevedená do fázového modulátoru (EOM). Paprsky prechádzajú cez PBS do vákbovej komory, ktorá obsahuje vysoko odrazivú kavitu. Intenzita odrazeného paprsku (červený lúč) je odmeraná na fotodióde (PD) a kombinovaná s fázovo posunutým svetlom z EOM. Výsledok je analyzovaný kontrolérom (DLC).	31
4.4	Návrh schémy stabilizačného algoritmu pre kavitu. Teplotný senzor sníma teplotu a vysiela analógový signál do analógovo-digitálneho prevodníka (ADC) odkiaľ sa analyzuje v mikrokontrolke. Signál z mikrokontrolky sa spracuje v digitálno-analógovom prevodníku (DAC). Z DAC putuje signál do programovateľného zdroja riadenia analógovým signálom s rozsahom 0-10 V. Cez tento zdroj tak prejde príkaz pre patrónu na zahrievanie doštičky, ktorá tak zmení rozmer.	31
4.5	Transmisný spektrálny profil pre slabý režim previazania pre rôzne faktory ovplyvňujúce rezonanciu kvantového systému pre dvojhladinový systém. Hodnoty parametrov boli zvolené ako $(\kappa, \gamma) = (4; 2,6)$ MHz. (Vľavo) je červený posun pre hodnotu $\Delta_{AP}/2\pi = -25$ MHz. (Stred) je rezonancia s $\Delta_{AP}/2\pi = 0$ MHz. (Vpravo) je modrý posun, pre ktorý platí $\Delta_{AP}/2\pi = 25$ MHz.	32

4.6	Spektrum kavity pre jeden dvojhladinový kvantový systém opäť s parametrami $(\kappa, \gamma) = (4; 2, 6)$ MHz pre rôzne rozlaďovacie faktory. (Vľavo) je červený posun $\Delta_{AP}/2\pi = -25$ MHz. (Stred) je rezonancia s $\Delta_{AP}/2\pi = 0$ MHz. (Vpravo) je hodnota parametra $\Delta_{AP}/2\pi = 25$ MHz. Červená čiara zodpovedá spektru prázdnej kavity a modrá s dvomi vrcholmi je počítaná pre hodnotu $g/2\pi = 34$ MHz.	32
4.7	Kavitové spektrum pre viaceré hodnoty sily previazania g . Hodnoty parametrov boli $(\kappa, \gamma) = (4; 2, 6)$ MHz. Posuny majú rovnaké hodnoty Δ_{AP} ako na obr. 4.6. Pre malé hodnoty g je zložité rozlíšiť ich spektrá od bezčasticového systému v prípade rozladenia. . . .	33
4.8	Kavitové spektrum pre rôzny počet dvojhladinových kvantových systémov pre $(\kappa, \gamma) = (4; 2, 6)$ MHz. Kolektívny parameter bol $g_{coll}/2\pi = \sqrt{N}$ MHz. Pre médium bola zvolená hodnota $\eta = 1$. (Vľavo) je hodnota rozladenia $\omega_C/2\pi = 5$ MHz. (Stred) je v režime naladenia a (vpravo) je $\omega_C/2\pi = -5$ MHz.	33
A.1	Čistička vlákien od plastovej ochrany Fujikura CT 30.	44
A.2	Lámačka vlákien Fujikura CT 105.	44

Zoznam tabuliek

Tabuľka 1: Výsledky experimentu dopadu laserového zväzku na doštičku z kremenného skla pre zistenie ROC s rôznymi parametrami.

Tabuľka 2: Výsledné parametre návrhu zobrazovacej sústavy po optimalizácií.

Zoznam použitých skratiek

EDA - Electric-dipole approximation

RWA - Rotating wave approximation

SC - Strong coupling

FWHM - Full width at half maximum

CQED - Cavity quantum electrodynamics

CSC - Collective strong coupling

TEM - Transverse electromagnetic mode

BFL - Back focal length

FORT - Far off-resonance trap

RMS - Root-mean square

OFC - Optical frequency comb

EOM - Electro-optic modulator

A. Príloha

Vzorku vlákna sme odrezali z vláknového kotúča odstihnutím použitím špeciálnych nožníc. Tieto však odstihnutý koniec vlákna zdeformujú. Preto je nutné vykonať rez vláknom v jednej rovine bez poškodenia povrchu. V rámci prípravy vlákna do CO_2 lasera je nutné odstrániť plastovú ochranu vlákna. Tento proces sme vykonali v zariadení *CT 30 Fujikura*,

Fujikura CT 30 zahreje vlákno po jeho vložení do svoriek. Následne vytiahnutím vlákna von ostane vo vnútri samotná vrstva plastovej ochrany. Na povrchu pod plastovou ochranou je polymérový Coating, ktorý sa odstráni pomocou nanosenia acetylalkholu, ktorý chemicky rozpustí túto tenkú $8 \mu m$ vrstvu. Pre dosiahnutie hladkého povrchu čela vlákna sa vlákno zlomí v lámačke vlákien *CT 105 Fujikura*.

Táto vyvynie veľký tlak na povrch vlákna pre dokonalú fixáciu. Diamantový hrot opakovanými jemnými nárazmi vráža do obnaženého vlákna pre vznik hladkého lomu. Fujikura CT 100 zlomí vlákno v mieste tak, aby ostalo 15 mm vlákna bez plastovej ochrany vlákna a coatingu.

Pre odstránenie zostávajúcich nečistôt sa použila ultrazvuková acetylalkholová čistička.



Obr. A.1: Čistička vlákien od plastovej ochrany Fujikura CT 30.



Obr. A.2: Lámačka vlákien Fujikura CT 105.