Kontrola propagacije svjetlosti u nehermitskom dielektričnom mediju

Cavaliere Lokas, Luka

Master's thesis / Diplomski rad

2023

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: https://urn.nsk.hr/urn:nbn:hr:217:697970

Rights / Prava: In copyright / Zaštićeno autorskim pravom.

Download date / Datum preuzimanja: **2024-07-15**

Repository / Repozitorij:

Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb

zir.nsk.hr

dabar
DIGITALNI AKADEMSKI ARHIVI I REPOZITORIJI

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Luka Cavaliere Lokas

KONTROLA PROPAGACIJE SVJETLOSTI U NEHERMITSKOM DIELEKTRIČNOM MEDIJU

Diplomski rad

Zagreb, 2023.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

Luka Cavaliere Lokas

Diplomski rad

Kontrola propagacije svjetlosti u nehermitskom dielektričnom mediju

Voditelj diplomskog rada: dr. sc. Neven Šantić

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2023.

Zahvaljujem svojem mentoru dr. sc. Nevenu Šantiću na velikom strpljenju i brojnim korisnim savjetima tijekom pisanja ovog rada. Veliko hvala mag. phys. Vjekoslavu Vuliću koji me navodio u samim počecima te mi pomagao prilikom izrade dijelova eksperimentalnog postava i izvedbe svih mjerenja. Zahvaljujem i drugim članovima Grupe za kvantne tehnologije Instituta za fiziku na ugodnoj radnoj atmosferi i svim sugestijama.

Najveće hvala majci Odette i ocu Krešimiru te svima iz moje obitelji na svoj pruženoj podršci i razumijevanju zbog kojih sam uspio postići toliko toga u dosadašnjem životu. Također, zahvaljujem svojim prijateljima, tom malom krugu velikih ljudi koji su bili i ostali uz mene od početka do kraja. Naposljetku, posebno hvala Evi što je uvijek vjerovala u mene te mi posljednjih nekoliko godina bila beskrajna podrška svakoga dana u svemu što sam radio.

Sažetak

Optička svojstva tvari predmet su opsežnih istraživanja moderne fizike zbog njihovih brojnih primjena u različitim granama tehnologije. Posebice zanimljivo područje fizike je nehermitska fotonika u okviru koje se teorijski predivđa mogućnost izrade nevidljivog materijala. Za postizanje takvog stanja, potrebno je utjecati na osnovne fizikalne veličine poput apsorpcije i indeksa loma medija kojim se svjetlost prostire. U ovom radu uspostavljen je sustav za kontrolu propagacije svjetlosti u vrućim parama atoma rubidija $^{87}\mathrm{Rb}$ koji predstavlja nehermitski dielektrični medij. Izložena je teorijska osnova za opis pojave prostorne promjene indeksa loma u materijalu temeljena na elektromagnetski induciranoj transparenciji u frekventnom području daleko od atomskog prijelaza. Predstavljene su eksperimentalne tehnike korištene za stvaranje optički inducirane rešetke na atomima rubidija upotrebom kontinuiranog lasera. Istražena su široka frekventna područja u okolini dva prijelaza D_2 linije gdje dolazi do promjene indeksa loma. Uz to, uspostavljen je sustav za frekventnu stabilizaciju lasera korištenjem tehnike spektroskopije prijenosom modulacije signala. Ovim radom ostvareni su preduvjeti za nastavak eksperimentalnog istraživanja mogućnosti koje pruža upravljanje apsorpcijom i indeksom loma u materijalu.

Ključne riječi: nehermitski dielektrični medij, elektromagnetski inducirana transparencija, prostorna promjena apsorpcije i indeksa loma, optički potencijali

Control of light propagation in a non-Hermitian dielectric medium

Abstract

The optical properties of matter are the subject of extensive research in modern physics due to their numerous applications in various branches of technology. A particularly interesting field of physics is non-Hermitian photonics, within which the possibility of creating invisible material is theoretically foreseen. To achieve such a state, it is necessary to influence basic physical parameters of the medium through which the light propagates, such as absorption and refractive index. In this thesis, a system for controlling light propagation in hot vapors of rubidium atoms $^{87}\mathrm{Rb}$, which represents a non-Hermitian dielectric medium, was established. The theoretical background for the description of the spatial change of the refractive index in the material based on the electromagnetically induced transparency in the frequency range far from the atomic transition is presented. Experimental techniques used to create an optically induced lattice on rubidium atoms using a continuous laser are described. Wide frequency ranges were investigated in the vicinity of two transitions of the D_2 line where the refractive index changes. In addition, a system for frequency stabilization of the laser using the technique of spectroscopy by transmission of signal modulation was established. This thesis achieved the preconditions for the continuation of experimental research into the possibilities offered by the management of absorption and refractive index in the material.

Keywords: non-Hermitian dielectric medium, electromagnetically induced transparency, spatial change of absorption and refractive index, optical potentials

Sadržaj

1 Uvod **1**

1.1 Osnove nehermitske optike 2

1.2 Veza nehermitske i klasične optike 3

2 Teorijska osnova **4**

2.1 Međudjelovanje elektromagnetskog polja i atoma 4

2.2 Formalizam matrice gustoće 8

2.3 Elektromagnetski inducirana transparencija 10

2.3.1 EIT u blizini atomske rezonancije 13

2.3.2 EIT daleko od atomske rezonancije 14

2.4 Prostorna promjena indeksa loma u optički induciranoj rešetki 17

2.4.1 Kvalitativni pristup 19

2.4.2 Kvantitativni pristup 21

2.5 Atom rubidija 24

2.5.1 Energijski spektar atoma rubidija 24

2.5.2 Dopplerovo širenje spektralnih linija 24

3 Eksperimentalni postav **26**

3.1 Laserski sustavi 26

3.2 Vruće pare rubidija 28

3.3 Mjerenje svjetlosnog signala 30

3.4 Elektrooptički modulator 32

3.4.1 Elektrooptički efekt 32

3.4.2 Izrada elektrooptičkog modulatora 33

3.5 Spektroskopija 34

3.5.1 Saturacijska apsorpcijska spektroskopija 35

3.5.2 Spektroskopija prijenosom modulacije 37

4 Rezultati mjerenja **41**

4.1 Elektrooptički modulator 41

4.1.1 Vlastita frekvencija i impedancija EOM-a 41

4.1.2 Karakteristike EOM-a i izračun amplitude modulacije 41

4.2 Spektroskopije 47

4.2.1 Saturacijska apsorpcijska spektroskopija 47
4.2.2 Spektroskopija prijenosom modulacije 48
4.2.3 Frekventna stabilizacija lasera 51
4.3 Elektromagnetski inducirana promjena indeksa loma 53
4.3.1 Analiza prikupljenih podataka 53
4.3.2 Rezultati mjerenja 55

5 Zaključak **67**

Dodaci **69**

A Intenziteti signala i kontrasti za frekventne pomake pumpne zrake u okolini prijelaza 2-2 **69**

B Intenziteti signala i kontrasti za frekventne pomake pumpne zrake u okolini prijelaza 1-2 **74**

1 Uvod

Moderna civilizacija i društvo u kojem živimo bili bi gotovo nezamislivi bez svakodnevne primjene tehnologija temeljenih na kvantnim fenomenima čiji je razvoj započeo u 20. stoljeću. Od samih začetaka, kvantna fizika predstavlja izrazito dinamično područje koje se razvija u različitim pravcima te je u današnje vrijeme jedan od vodećih kvantna optika. To je područje fizike koje proučava međudjelovanje svjetlosti i materije na kvantnoj razini s ciljem fundamentalnog razumijevanja atomske dinamike i primjene pojedinih otkrića u vrhunskoj tehnologiji.

Razvoj kvantne optike uvelike je temeljen na neprestanom napretku lasera koji predstavljaju sastavne komponente gotovo svakog eksperimenta. Njihova ključna karakteristika je mogućnost stvaranja fokusirane koherentne svjetlosti. Mehanizam nastanka i pojačavanja koherentnog zračenja u poluvodičkim laserima temelji se na pojavi stimulirane emisije do koje dolazi kada foton dovoljno dugo interagira s elektronom koji se nalazi u pobuđenom stanju i tako ga stimulira na relaksaciju u niže energetsko stanje. Time elektron emitira foton čija frekvencija, faza i polarizacija odgovaraju onima fotona koji je uzrokovao emisiju. Ovime se ostvaruje lasersko povećanje intenziteta (eng. *gain*) koje nakon velikog broja ponavljanja opisanog procesa stimulirane emisije rezultira formiranjem vremenski kontinuiranog izvora koherentne svjetlosti. Navedena svojstva laserske svjetlosti ključna su za izvedbu eksperimenta opisanog u ovom radu.

Jedno od novijih područja istraživanja kvantne fizike, koje se pokazalo vrlo interesantnim i bogatim raznovrsnim fenomenima, je nehermitska fotonika. U linearnoj algebri dobro je poznat rezultat da hermitski operatori uvijek imaju realne svojstvene vrijednosti te upravo iz tog razloga predstavljaju kvantnomehaničke objekte čija je stanja moguće mjeriti u realnim sustavima. No, tek je krajem prošlog stoljeća [1] otkriveno da određene klase nehermitskih operatora također mogu imati realne svojstvene vrijednosti u posebnim slučajevima. Ovaj rezultat primjenjiv je za opisivanje fizikalnih sustava s lokalnim izvorima i ponorima energije, a jedna od realizacija takvog sustava su nehermitski dielektrični mediji sa svojstvima koja nije moguće postići u uobičajenim i do sada izrađenim materijalima.

Uspostavljanje sustava za kontrolu propagacije laserske zrake kroz raspršujući nehermitski dielektrični medij bez promjene intenziteta zračenja predstavlja vrlo zanim-

ljiv koncept vrijedan istraživanja jer može dovesti do razvoja nevidljivih materijala. U ovom radu ispituju se mogućnosti kontrole propagacije svjetlosti kroz vruće pare rubidija te je cilj pripremiti eksperimentalni postav za opažanje navedenog fenomena nevidljivosti materijala za vanjskog promatrača. U prvom poglavlju izložena je motivacija za provedbu ovog eksperimenta te je dan širi kontekst samog rada, dok je u drugom poglavlju predstavljena teorijska osnova za razmatranje uočenih pojava. U trećem poglavlju navedeni su glavni elementi eksperimentalnog postava te su opisane tehnike mjerenja. Četvrto poglavlje prikazuje rezultate mjerenja uz diskusiju te je u petom poglavlju dan zaključak cjelokupnog rada s pogledom na buduća istraživanja.

1.1 Osnove nehermitske optike

Kratki pregled nehermitske optike predstavljen je u radu [2] te su u nastavku izdvojene neke od osnovnih postavki ovog područja fizike. U kvantnoj fizici operator vremenske evolucije sustava hamiltonijan $\hat{H}$ jedan je od najbitnijih operatora jer njegove svojstvene vrijednosti predstavljaju energije koje sustav može poprimiti. Sastoji se od zbroja operatora kinetičke $\hat{T}$ i potencijalne energije $\hat{V}$, a njegovo ključno svojstvo je to da pripada klasi hermitskih operatora definiranih relacijom $\hat{H} = \hat{H}^\dagger$. S druge strane, da bi nehermitski operator imao realne svojstvene vrijednosti, potrebno je da bude PT-simetričan (eng. *parity-time symmetry*). Primjena paritetne simetrije $\mathcal{P}$ manifestira se zrcaljenjem prostorne koordinate što rezultira promjenom predznaka u operatoru položaja $\hat{x}$ i impulsa $\hat{p}$, dok primjena vremenske inverzije $\mathcal{T}$ mijenja predznak operatoru impulsa $\hat{p}$ te kompleksno konjugira sve članove u određenom izrazu.

Ako je hamiltonijan PT-simetričan, tada za komutator njega i operatora simetrije vrijedi $[\hat{H}, \mathcal{PT}] = 0$ što posljedično definira uvjet koji potencijal mora ispunjavati i on glasi $V(\hat{x}) = V^*(-\hat{x})$. To zapravo znači da realni dio potencijala mora biti parna funkcija položaja x, dok imaginarna komponenta potencijala mora biti neparna funkcija položaja x. Ovako konstruiran hamiltonijan može se zapisati u formi:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{V} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + V_{\mathfrak{Re}}(\hat{x}) + i\epsilon V_{\mathfrak{Im}}(\hat{x}), \tag{1.1}$$

pri čemu $V_{\mathfrak{Re}}$ i $V_{\mathfrak{Im}}$ predstavljaju realni i imaginarni dio potencijala, a ϵ je parametar o čijoj vrijednosti ovisi hoće li hamiltonijan zadovoljavati PT-simetriju. Slijedi izraz za Schrödingerovu jednadžbu vremenske evolucije valne funkcije ψ:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \left[V_{\mathfrak{Re}}(x) + i\epsilon V_{\mathfrak{Im}}(x)\right]\psi. \tag{1.2}$$

1.2 Veza nehermitske i klasične optike

U klasičnoj optici eksperimenti se izvode na velikim prostornim skalama i zbog toga se često zanemaruje utjecaj elektromagnetskog zračenja na optička svojstva tvari kroz koju se ono prostire. S druge strane, u kvantnoj optici naglasak je stavljen na ispitivanje međudjelovanja zračenja i materije. Da bi se klasična optika povezala s nehermitskom, potrebno je promotriti paraksijalnu jednadžbu difrakcije svjetlosti:

$$i\frac{\partial E}{\partial z} = -\frac{1}{2k_0 n_0}\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - k_0\left[n_{\mathfrak{Re}} + in_{\mathfrak{Im}}\right]E. \tag{1.3}$$

U ovoj jednadžbi E označava amplitudu električnog polja vala čiji je iznos valnog vektora $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ i prostire se materijalom indeksa loma $n = n_0 + n_{\mathfrak{Re}} + in_{\mathfrak{Im}}$ kompleksne vrijednosti. Realni dio indeksa loma $n_0 + n_{\mathfrak{Re}}$ utječe na promjenu valne duljine zračenja, a time i brzine prostiranja u materijalu, dok imaginarni dio $n_{\mathfrak{Im}}$ odgovara apsorpciji ili pojačanju intenziteta električnog polja vala u materijalu. Usporedbom paraksijalne jednadžba difrakcije 1.3 i Schrödingerove jednadžbe 1.2, može se povući paralela te se zaključuje kako komponente indeksa loma u materijalu mogu predstavljati kvantnomehaničke potencijale i obratno.

Ovo otkriće dalo je inicijalni impuls daljnjem razvoju teorije [3–5] praćene eksperimentalnim radovima u kojima su istražene mogućnosti izrade optički induciranih difrakcijskih rešetki [7], zatim opažanja pojave PT-simetrije u materijalima [8], potom disperzije i laserskog povećanja intenziteta u hladnim atomima [9] te raznih drugih fenomena. Navedena istraživanja motivirala su ovaj diplomski rad koji za cilj ima uspostavljanje i opažanje prostorne promjene realne i imaginarne komponente indeksa loma, od kojih prva mora biti parna funkcija prostorne koordinate, a druga neparna. Bitno je napomenuti kako je za potpunu realizaciju PT-simetričnog medija potrebno formirati dvije optički inducirane rešetke u materijalu [10] te je u ovom radu kao početni korak realizirana jedna od njih.

2 Teorijska osnova

2.1 Međudjelovanje elektromagnetskog polja i atoma

Izvod predstavljen u ovom poglavlju dobrim dijelom prati onaj prezentiran u radu [13]. Prilikom opisivanja interakcije laserske svjetlosti s atomom, često se koristi poluklasični pristup u kojem se svjetlost tretira kao klasično elektromagnetsko polje, dok se atom promatra kao kvantnomehanički sustav. Vremenska evolucija tog sustava opisana je Schrödingerovom jednadžbom:

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\left|\Psi(\mathbf{r},t)\right\rangle = \hat{H}\left|\Psi(\mathbf{r},t)\right\rangle, \tag{2.1}$$

gdje $|\Psi(\mathbf{r},t)\rangle$ predstavlja valnu funkciju atoma, koja se može izraziti kao produkt prostorno ovisne i vremenski ovisne funkcije, dok je $\hat{H}$ ukupni hamiltonijan sustava. Njega je moguće izraziti kao sumu osnovnog hamiltonijana slobodnog atoma $\hat{H}_0$ i hamiltonijana međudjelovanja atoma s elektromagnetskim poljem $\hat{H}_I'$:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_I'. \tag{2.2}$$

Pretpostavljajući da promatrani atom ima tri svojstvena stanja predstavljena vektorima $|1\rangle$, $|2\rangle$ i $|3\rangle$, osnovni hamiltonijan $\hat{H}_0$ može se zapisati u bazi projektora te tada glasi:

$$\hat{H}_0 = \sum_{n=1}^{3}\hbar\omega_n\left|n\right\rangle\left\langle n\right| = \hbar\omega_1\left|1\right\rangle\left\langle 1\right| + \hbar\omega_2\left|2\right\rangle\left\langle 2\right| + \hbar\omega_3\left|3\right\rangle\left\langle 3\right|. \tag{2.3}$$

Prijelaz atoma iz stanja $|m\rangle$ u stanje $|n\rangle$ praćen je emisijom ili apsorpcijom fotona frekvencije ω_{mn} koja se izražava kroz razliku energija tih dvaju stanja:

$$\hbar\omega_{mn} = E_m - E_n. \tag{2.4}$$

Uz specifični odabir ishodišta energetske skale, za koju vrijedi $\hat{H}_0\left|1\right\rangle = E_1\left|1\right\rangle = 0$, frekvencije prijelaza atoma iz nekog pobuđenog u osnovno stanje zadane su izrazom $\omega_{n1} = (E_n - E_1)/\hbar$, pri čemu je E_n energija n-tog pobuđenog stanja, a E_1 energija osnovnog stanja. Sada je moguće ukupnu vremenski ovisnu valnu funkciju atoma $|\psi(t)\rangle$ razviti u bazi svojstvenih vektora:

$$|\psi(t)\rangle = \sum_{n=1}^{3} c_n(t) e^{-i\omega_{n1}t} |n\rangle = c_1(t)|1\rangle + c_2(t)e^{-i\omega_{21}t} |2\rangle + c_3(t)e^{-i\omega_{31}t} |3\rangle \,, \tag{2.5}$$

u kojoj su koeficijenti vremenske evolucije $c_n(t)$ normirani relacijom:

$$\sum_{n=1}^{3} |c_n(t)|^2 = 1. \tag{2.6}$$

Međudjelovanje atoma s elektromagnetskim poljem opisano je hamiltonijanom interakcije $\hat{H}_I^{'}$ zapisanim u formi:

$$\hat{H}_I^{'} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}, \tag{2.7}$$

gdje $\hat{\mathbf{d}}$ predstavlja operator električnog dipolnog momenta, a $\hat{\mathbf{E}}$ operator električnog polja upadnog zračenja.

Kvantnomehanički operator električnog dipolnog momenta $\hat{\mathbf{d}} = e\hat{\mathbf{r}}$ definiran je kao umnožak naboja elektrona e i operatora položaja njegove radijalne udaljenosti od središta atoma $\hat{\mathbf{r}}$. Izraženost pojedinog energetskog prijelaza određena je očekivanom vrijednošću operatora električnog dipolnog momenta te je definirana izrazom:

$$\langle\psi_m| \hat{\mathbf{d}} |\psi_n\rangle = \mathbf{d}_{mn} = \mathbf{d}_{nm}^{*}, \tag{2.8}$$

pri čemu su $|\psi_m\rangle$ i $|\psi_n\rangle$ valne funkcije ishodišnog i pobuđenog stanja. Množenjem očekivane vrijednosti operatora električnog dipolnog momenta $\mathbf{d}_{mn}$ i vektora smjera prostiranja električnog polja upadnog zračenja $\mathbf{e}$, dobiva se vrijednost dipolnog momenta prelaska iz m-tog u n-to stanje $\mu_{mn} = |\mathbf{d}_{mn} \cdot \mathbf{e}|$. Vjerojatnost odvijanja pojedinog energetskog prijelaza određuje se upotrebom izbornih pravila za kombinacije kvantnih brojeva spina elektrona S, izospina jezgre I, orbitalnog angularnog momenta L i ukupnog angularnog momenta J elektrona i jezgre. Općenito, postoje dozvoljeni i zabranjeni prijelazi, što u kvantnomehaničkom smislu označava da je vjerojatnost odvijanja prvih relativno velika u odnosu na druge za koje je vjerojatnost događaja zanemarivo malena te se u prirodi rijetko odvijaju.

Za istovrsna stanja atoma vrijednost dipolnog momenta iščezava prema relaciji $\langle\psi_n| \hat{\mathbf{d}} |\psi_n\rangle = \mathbf{d}_{nn} = 0$. U nastavku izvoda pretpostavljeno je da su prijelazi $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$

i $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ dipolno zabranjeni te je stoga $\mathbf{d}_{12} = \mathbf{d}_{21}^* = 0$.

Nadalje, potrebno je definirati karakteristike vanjskog električnog polja zračenja koje međudjeluje s atomom. Ono se sastoji od dva doprinosa, od kojih prvi $\mathbf{E}_c$ potječe od pumpne zrake (eng. *coupling*), dok drugi $\mathbf{E}_p$ od probne zrake (eng. *probe*). Ukupno električno polje $\mathbf{E}_{\mathrm{TOT}}$ tada je:

$$\mathbf{E}_{\mathrm{TOT}} = \mathbf{E}_c + \mathbf{E}_p = \frac{1}{2} E_c e^{-i(\omega_c t - \mathbf{k}_c \cdot \mathbf{r})} \mathbf{e}_c + \frac{1}{2} E_p e^{-i(\omega_p t - \mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r})} \mathbf{e}_p + \mathrm{c.c.}, \tag{2.9}$$

gdje E_c i E_p predstavljaju amplitude električnog polja pumpne i probne zrake, $\mathbf{e}_c$ i $\mathbf{e}_p$ jedinične vektore smjerova dviju zraka, $\mathbf{k}_c$ i $\mathbf{k}_p$ su valni vektori, a ω_c i ω_p su frekvencije zraka respektivno, dok je $\mathrm{c.c.}$ oznaka za kompleksno konjugirane vrijednosti prethodno napisanih članova. Zbog činjenice da se valna duljina svjetlosti i valna duljina lokalizacije elektrona, usporediva s Bohrovim radijusom atoma, razlikuju za nekoliko redova veličine, ispunjen uvjet $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} \ll 1$ i zato je moguće primijeniti električnu dipolnu aproksimaciju te u izrazima za električna polja zanemariti njihovu prostornu ovisnost oblika $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$.

Uvrštavanjem navedenih izraza u Schrödingerovu jednadžbu 2.1 uz korištenje svojstva ortogonalnosti vektora stanja $\langle m|n\rangle = \delta_{mn}$, slijede jednadžbe za koeficijente vremenske evolucije valne funkcije $c_n(t)$:

$$\frac{\mathrm{d}c_1(t)}{\mathrm{d}t} = -\frac{i}{\hbar} c_3(t) \mathbf{d}_{13} \cdot \mathbf{E}_{\mathrm{TOT}}, \tag{2.10}$$

$$\frac{\mathrm{d}c_2(t)}{\mathrm{d}t} = -i\omega_{21} c_2(t) - \frac{i}{\hbar} c_3(t) \mathbf{d}_{23} \cdot \mathbf{E}_{\mathrm{TOT}}, \tag{2.11}$$

$$\frac{\mathrm{d}c_3(t)}{\mathrm{d}t} = -i\omega_{31} c_3(t) - \frac{i}{\hbar} c_2(t) \mathbf{d}_{32} \cdot \mathbf{E}_{\mathrm{TOT}} - \frac{i}{\hbar} c_1(t) \mathbf{d}_{31} \cdot \mathbf{E}_{\mathrm{TOT}}. \tag{2.12}$$

Sada je korisno uvesti frekvencije Rabijevih oscilacija Ω_c i Ω_p za polje pumpne i probne zrake definirane izrazima:

$$\Omega_c = \frac{\mathbf{E}_c \cdot \mathbf{d}_{32}}{\hbar} = \frac{E_c}{\hbar} \langle 3| \hat{\mathbf{d}} |2\rangle \cdot \mathbf{e}_c = \frac{E_c \mu_{32}}{\hbar}, \tag{2.13}$$

$$\Omega_p = \frac{\mathbf{E}_p \cdot \mathbf{d}_{31}}{\hbar} = \frac{E_p}{\hbar} \langle 3| \hat{\mathbf{d}} |1\rangle \cdot \mathbf{e}_p = \frac{E_p \mu_{31}}{\hbar}. \tag{2.14}$$

Uvrštavanjem izraza 2.9, 2.13 i 2.14 u jednadžbe vremenske evolucije slijede izrazi:

$$\frac{\mathrm{d}c_1(t)}{\mathrm{d}t} = i\Omega_p^* c_3(t)(e^{i\omega_p t} + e^{-i\omega_p t}), \tag{2.15}$$

$$\frac{\mathrm{d}c_2(t)}{\mathrm{d}t} = -i\omega_{21} c_2(t) + i\Omega_c^* c_3(t)(e^{i\omega_c t} + e^{-i\omega_c t}), \tag{2.16}$$

$$\frac{\mathrm{d}c_3(t)}{\mathrm{d}t} = -i\omega_{31} c_3(t) + i\Omega_c c_2(t)(e^{i\omega_c t} + e^{-i\omega_c t}) + i\Omega_p c_3(t)(e^{i\omega_p t} + e^{-i\omega_p t}). \tag{2.17}$$

Nadalje, pogodnim izborom novih koeficijenta vremenske evolucije $\tilde{c}_n(t)$ oblika: $\tilde{c}_1(t) = c_1(t)e^{i\omega_p t}$, $\tilde{c}_2(t) = c_2(t)e^{i\omega_c t}$ i $\tilde{c}_3(t) = c_3(t)$, prethodni izrazi se pojednostavljuju. Uvrštavanjem u jednadžbe 2.15 - 2.17 dobiva se novi skup vezanih diferencijalnih jednadžbi:

$$\frac{\mathrm{d}\tilde{c}_1(t)}{\mathrm{d}t} = -i\omega_p \tilde{c}_1(t) + i\Omega_p^* \tilde{c}_3(t), \tag{2.18}$$

$$\frac{\mathrm{d}\tilde{c}_2(t)}{\mathrm{d}t} = -i(\omega_c + \omega_{21})\tilde{c}_2(t) + i\Omega_c^* \tilde{c}_3(t), \tag{2.19}$$

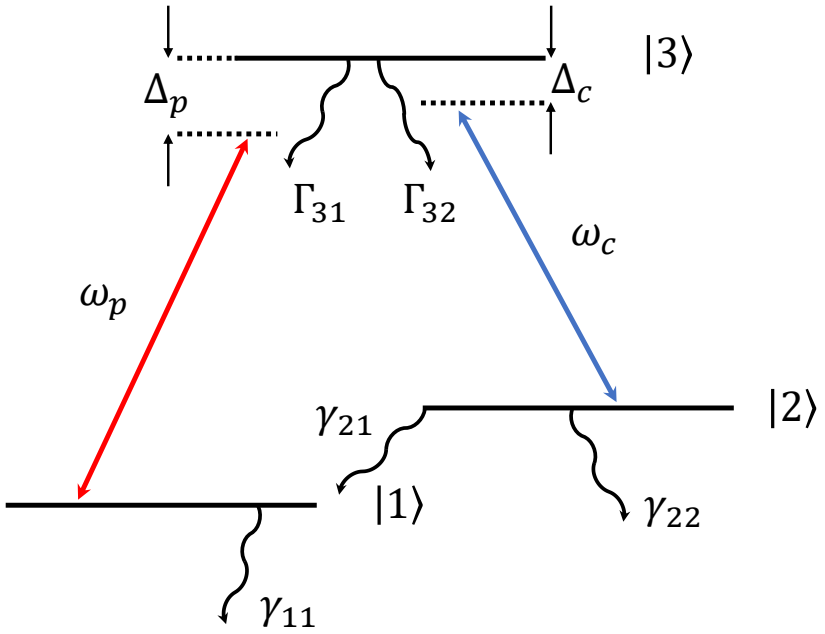
$$\frac{\mathrm{d}\tilde{c}_3(t)}{\mathrm{d}t} = i\Omega_p \tilde{c}_1(t) + i\Omega_c \tilde{c}_2(t) - i\omega_{31}\tilde{c}_3(t). \tag{2.20}$$

Prilikom zapisivanja posljednjeg skupa jednadžbi primijenjena je aproksimacija rotirajućeg vala (eng. *rotating wave approximation*) u kojoj se vremenski brzo oscilirajući članovi oblika $e^{-2i\omega_p t}$, $e^{-2i\omega_c t}$ te $e^{-i(\omega_p+\omega_c)t}$ mogu zanemariti jer su za promatranje i mjerenje zanimljivi samo vremenski sporo oscilirajući članovi.

Uz primijenjenu aproksimaciju, sustav jednadžbi za vremensku evoluciju koeficijenata $\tilde{c}_n(t)$ poprima oblik:

$$i\hbar\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\begin{pmatrix}\tilde{c}_1(t)\\ \tilde{c}_2(t)\\ \tilde{c}_3(t)\end{pmatrix} = \hbar\begin{pmatrix}\omega_p & 0 & -\Omega_p^*\\ 0 & \omega_c+\omega_{21} & -\Omega_c^*\\ -\Omega_p & -\Omega_c & \omega_{31}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\tilde{c}_1(t)\\ \tilde{c}_2(t)\\ \tilde{c}_3(t)\end{pmatrix}. \tag{2.21}$$

Budući da je energetska skala relativna, od operatora vremenske evolucije u prethodnoj jednadžbi može se oduzeti skalirana jedinična matrica oblika $\hbar\omega_p\mathbb{1}$ radi kompaktnijeg zapisa. Uz to, korisno je uvesti frekventni pomak (eng. *detuning*) kao veličinu koja predstavlja razliku između frekvencije laserskog zračenja i frekvencije pojedinog atomskog prijelaza. Za potrebe ovog koraka, pretpostavka je da se sustav energetskih razina atoma nalazi u Λ-konfiguraciji shematski prikazanom na slici 2.1. Stoga se uvode frekventni pomaci pumpne i probne zrake, $\Delta_c = \omega_c - \omega_{23}$ i $\Delta_p = \omega_p - \omega_{13}$.



Slika 2.1: Shematski prikaz atoma s tri energetske razine u Λ-konfiguraciji. Pumpni laser frekvencije ω_c pobuđuje prijelaz $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ uz frekventni pomak Δ_c, dok probni laser frekvencije ω_p pobuđuje prijelaz $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ uz frekventni pomak Δ_p. Konstante Γ_{31}, Γ_{32}, γ_{11}, γ_{21} i γ_{22} određuju vremena života atoma u stanjima $|3\rangle$ te $|1\rangle$ i $|2\rangle$ respektivno. Prilagođeno prema [16].

Konačno, ukupni hamiltonijan sustava $\hat{H}$ zapisan u matričnoj reprezentaciji ima formu:

$$\hat{H} = -\hbar \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_p^* \\ 0 & \Delta_p - \Delta_c & \Omega_c^* \\ \Omega_p & \Omega_c & \Delta_p \end{pmatrix}. \tag{2.22}$$

2.2 Formalizam matrice gustoće

Tijekom dosadašnjeg izvoda razmotreno je međudjelovanje elektromagnetskog polja i atoma, no za cjelovitu interpretaciju procesa koji se odvijaju u atomu, potrebno je na fenomenološki način uvesti mogućnost spontane emisije fotona. U tu svrhu pokazuje se korisnim daljnji izvod provesti u okviru formalizma matrice gustoće.

Matrica gustoće kvantnog sustava definirana je izrazom:

$$\rho(t) = |\psi(t)\rangle \langle\psi(t)|, \tag{2.23}$$

dok je matrični zapis iste jednak:

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{23} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & \rho_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |c_1|^2 & c_1 c_2^* & c_1 c_3^* \\ c_2 c_1^* & |c_2|^2 & c_2 c_3^* \\ c_3 c_1^* & c_3 c_2^* & |c_3|^2 \end{pmatrix}. \tag{2.24}$$

Dijagonalni članovi predstavljaju naseljenosti pojedinih stanja te se nazivaju populacijama, dok se nedijagonalni članovi, zbog svoje ovisnosti o fazama, nazivaju koherencijama. Vremenska evolucija elemenata matrice gustoće opisana je Liouville - von Neumannovom jednadžbom, koja predstavlja analogon Schrödingerovoj jednadžbi te glasi:

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = \big[\hat{H}, \rho\big]. \tag{2.25}$$

Mogućnost spontane emisije fotona uvodi se prema [19] te izrazi za vremensku promjenu populacija i koherencija glase:

$$\frac{\partial \rho_{nn}}{\partial t} = -\gamma_{nn}\rho_{nn}, \tag{2.26}$$

$$\frac{\partial \rho_{mn}}{\partial t} = -\frac{\gamma_{mn}}{2}\rho_{mn}, \tag{2.27}$$

pri čemu su faktori γ_{nn} i γ_{mn} određeni kao inverzne vrijednosti vremena života τ_{nn} i τ_{mn} pojedinog stanja $\gamma_{nn} = 1/\tau_{nn}$ i $\gamma_{mn} = 1/\tau_{mn}$. Zbog činjenice da se najviše pobuđeno stanje s istom vjerojatnošću može relaksirati u neko od dva niža stanja, populacija svakog od ta dva stanja povećavat će se s faktorom $\gamma_{mn}/2$. Ukoliko se raspadi populacija i koherencija iz najvišeg stanja $|3\rangle$ u neko od nižih označe s Γ, a raspadi iz stanja $|2\rangle$ i $|1\rangle$ označe s γ, tada se matrica spontanih emisija dodaje u prethodno napisanu Liouville - von Neumannovu jednadžbu 2.25 i ona poprima oblik:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{i}{\hbar}\big[\rho, \hat{H}\big] + \begin{pmatrix} -2\gamma\rho_{11} + \Gamma\rho_{33} & -\gamma\rho_{12} & -\Gamma\rho_{13} \\ -\gamma\rho_{21} & -2\gamma\rho_{22} + \Gamma\rho_{33} & -\Gamma\rho_{23} \\ -\Gamma\rho_{31} & -\Gamma\rho_{32} & -2\Gamma\rho_{33} \end{pmatrix}. \tag{2.28}$$

Za dobivanje jednadžbi vremenske evolucije pojedinog elementa matrice gustoće, potrebno je uvrstiti dobiveni hamiltonijan $\hat{H}$ iz izraza 2.22 u prethodnu jednadžbu.

Slijede optičke Blochove jednadžbe za opis populacija i koherencija pojedinog stanja:

$$\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = -i(\Omega_p \rho_{13} - \Omega_p^* \rho_{31}) - 2\gamma \rho_{11} + \Gamma \rho_{33}. \tag{2.29}$$

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = -i(\Omega_c \rho_{23} - \Omega_c^* \rho_{32}) - 2\gamma \rho_{22} + \Gamma \rho_{33}. \tag{2.30}$$

$$\frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} = i(\Omega_p \rho_{13} - \Omega_p^* \rho_{31}) + i(\Omega_c \rho_{23} - \Omega_c^* \rho_{32}) - 2\Gamma \rho_{33}. \tag{2.31}$$

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} = i(\Delta_p - \Delta_c + i\gamma)\rho_{21} + i\Omega_c^* \rho_{31} - i\Omega_p \rho_{23}. \tag{2.32}$$

$$\frac{\partial \rho_{31}}{\partial t} = i(\Delta_p + i\Gamma)\rho_{31} + i\Omega_c \rho_{21} + i\Omega_p(\rho_{11} - \rho_{33}). \tag{2.33}$$

$$\frac{\partial \rho_{32}}{\partial t} = i(\Delta_c + i\Gamma)\rho_{32} + i\Omega_p \rho_{12} + i\Omega_c(\rho_{22} - \rho_{33}). \tag{2.34}$$

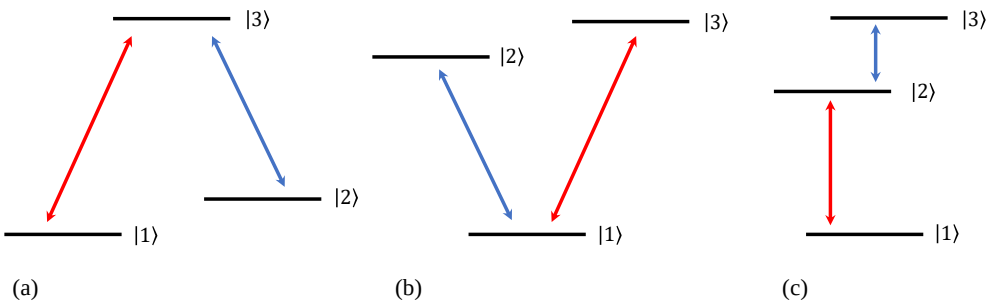
Za zbroj populacija vrijedi $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$, dok je po definiciji $\rho_{nm} = \rho_{mn}^*$.

2.3 Elektromagnetski inducirana transparencija

Pojava od posebnog interesa za daljnje razmatranje je elektromagnetski inducirana transparencija (eng. *electromagnetically induced transparency*, EIT) koju je moguće postići u atomima s određenom konfiguracijom energetskih prijelaza. Tri vrste takvih konfiguracija prikazane su na slici 2.2 te je izvod u nastavku, kao i do sada, temeljen na razmatranju Λ-konfiguracije.

Glavni mehanizam za postizanje stanja EIT-a temelji se na pobuđivanju elektrona iz osnovnog stanja $|1\rangle$ u pobuđeno stanje $|3\rangle$ korištenjem pumpne laserske zrake uz propuštanje probne laserske zrake čija frekvencija odgovara prijelazu iz stanja $|2\rangle$ u stanje $|3\rangle$. Prilikom postizanja EIT-a dolazi do nagle promjene koeficijenta apsorpcije medija, kroz koji se svjetlost prostire, na relativno uskom frekventnom području, zbog čega dolazi i do nagle promjene indeksa loma tog sredstva. Navedene veličine povezane su s makroskopskom polarizacijom sredstva te je potrebno odrediti njezino ponašanje.

U linearnoj optici, makroskopska polarizacija medija $\mathbf{P}$ proporcionalna je jakosti



Slika 2.2: Shematski prikaz različitih konfiguracija atomskih energetskih prijelaza pogodnih za postizanje EIT-a. (a) Λ-konfiguracija. (b) V-konfiguracija. (c) Konfiguracija oblika ljestvi. Crvenom bojom predstavljena su pobuđenja realizirana pumpnom zrakom, a plavom bojom pobuđenja uzrokovana probnom zrakom.

električnog polja $\mathbf{E}$ koje ju je uzrokovalo. Veza ovih polja dana je izrazom:

$$\mathbf{P}(\omega) = \epsilon_0 \chi^{(1)}(\omega)\mathbf{E}(\omega), \tag{2.35}$$

gdje $\chi^{(1)}(\omega)$ predstavlja linearnu susceptibilnost ovisnu o frekvenciji pobude, a ϵ_0 je dielektrična permitivnost vakuuma. Polarizaciju je također moguće zapisati kao umnožak koncentracije dipola N u sustavu i očekivane vrijednosti operatora dipolnog momenta $\langle\hat{\mathbf{d}}\rangle$ izražene računanjem traga umnoška matrice gustoće i operatora dipolog momenta iz relacije $\langle\hat{\mathbf{d}}\rangle = \mathrm{Tr}(\rho\hat{\mathbf{d}})$. Za polarizaciju tada slijedi izraz:

$$\mathbf{P} = N\langle\hat{\mathbf{d}}\rangle = N(\rho_{31}\mathbf{d}_{13} + \rho_{32}\mathbf{d}_{23}), \tag{2.36}$$

Iz Blochovih jednadžbi 2.33 i 2.34 potrebno je odrediti matrične elemente ρ_{13} i ρ_{23} kako bi se izračunala polarizacija. Daljnji izvod većinom prati onaj prezentiran u [14]. Prilikom postizanja EIT-a, pumpna zraka je jakog, a probna zraka slabog intenziteta i tada se može iskoristiti aproksimacija slabe probe (eng. *weak probe approximation*) u kojoj se pretpostavlja da gotovo nijedan atom nije u stanju $|2\rangle$ te stoga za takav sustav vrijedi $\rho_{11} \approx 1$, $\rho_{22} \approx 0$ i $\rho_{23} \approx 0$. Budući da optičke Blochove jednadžbe pripadaju klasi linearnih diferencijalnih jednadžbi, moguće je izvesti njihova analitička rješenja, no za daljnje razmatranja zanimljiva su samo stacionarna ravnotežna stanja (eng. *steday states*) za koja nema vremenske promjene pojedinog elementa matrice gustoće. Uz navedene aproksimacije i pretpostavke, iz izraza 2.33

i 2.32 dobiva se koherencija:

$$\rho_{31} = \frac{-\Omega_p(\Delta_p - \Delta_c + i\gamma)}{(\Delta_p - \Delta_c + i\gamma)(\Delta_p + i\Gamma) - |\Omega_c|^2}. \tag{2.37}$$

Izračunata vrijednost koherencije može se uvrstiti u izraz za polarizaciju te se povezivanjem relacija 2.35 - 2.37 dobiva izraz za linearnu susceptibilnost:

$$\chi^{(1)} = \frac{N\rho_{31}|\mu_{13}|^2}{\hbar\epsilon_0\Omega_p} = -\frac{N|\mu_{13}|^2}{\hbar\epsilon_0}\frac{(\delta + i\gamma)}{(\delta + i\gamma)(\Delta_p + i\Gamma) - |\Omega_c|^2}, \tag{2.38}$$

pri čemu $|\mu_{13}|^2 = |\mathbf{d}_{13} \cdot \mathbf{e}_p|^2$ predstavlja vrijednost matričnog elementa dipolnog prijelaza povezanog s kvantnim brojevima koji određuju stanja $|1\rangle$ i $|3\rangle$, a nova varijabla δ predstavlja razliku dvaju faznih odmaka $\delta = \Delta_p - \Delta_c$. U slučaju kada ne postoji koherencija između stanja $|1\rangle$ i $|2\rangle$, susceptibilnost poprima izraz za onu u atomima s dvije energetske razine:

$$\tilde{\chi}^{(1)}(\Delta_p) = -\frac{N|\mu_{13}|^2}{\hbar\epsilon_0(\Delta_p + i\Gamma)}. \tag{2.39}$$

Koristeći susceptibilnost atoma s dvije razine, može se definirati koeficijent apsorpcije α_0 u prisustvu rezonantne ($\Delta_p = 0$) nesaturirane probne zrake uz nepostojanje EIT-a kao:

$$\alpha_0 = \frac{k_p}{2}\tilde{\chi}^{(1)}(0) = i\frac{k_p N|\mu_{13}|^2}{2\hbar\epsilon_0\Gamma}, \tag{2.40}$$

gdje je $k_p = \omega_p/c$ iznos valnog vektora probne zrake. Sada se susceptibilnost u uvjetima EIT-a može izraziti korištenjem upravo definiranog koeficijenta apsorpcije:

$$\chi^{(1)}(\Delta_p, \delta) = -\frac{2\alpha_0\Gamma}{k_p}\frac{(\delta + i\gamma)}{(\delta + i\gamma)(\Delta_p + i\Gamma) - |\Omega_c|^2}. \tag{2.41}$$

Budući da susceptibilnost predstavlja kompleksnu fizikalnu veličinu, ne može se izravno mjeriti u eksperimentu, već je moguće indirektno odrediti njezine komponente. Uvrštavanjem izraza 2.35 za makroskopsku polarizaciju u Maxwellove jednadžbe za dielektrični medij, valna jednadžba za električno polje ima oblik:

$$\nabla^2\mathbf{E} - \frac{1 + \chi^{(1)}}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \tag{2.42}$$

Iz ovog izraza vidljivo je da je brzina prostiranja elektromagnetskog vala u mediju

v kompleksna veličina:

$$v = \frac{c}{\sqrt{1+\chi^{(1)}}}. \tag{2.43}$$

Usporedbom prethodnog izraza za brzinu svjetlosti u mediju s onim iz klasične fizike $v = c/n$, vidljivo je da realni dio susceptibilnosti odgovara indeksu loma materijala n, dok je imaginarni dio povezan s apsorpcijom zračenja u materijalu α. Izraz koji definira indeks loma stoga glasi:

$$\begin{aligned} n(\Delta_p,\delta) &= \mathfrak{Re}\big[\sqrt{1+\chi^{(1)}}\big] \approx 1+\frac{1}{2}\mathfrak{Re}\big[\chi^{(1)}\big] \\ &= 1+\frac{\alpha_0\Gamma}{k_p}\frac{(\delta^2+\gamma^2)\Delta_p-\delta|\Omega_c|^2}{(\delta^2+\gamma^2)(\Delta_p^2+\Gamma^2)-2|\Omega_c|^2(\delta\Delta_p+\gamma\Gamma)+|\Omega_c|^4}, \end{aligned} \tag{2.44}$$

dok je apsorpcija:

$$\begin{aligned} \alpha(\Delta_p,\delta) &= \mathfrak{Im}\big[\sqrt{1+\chi^{(1)}}\big] \approx \frac{1}{2}\mathfrak{Im}[\chi^{(1)}] \\ &= -\frac{\alpha_0\Gamma}{k_p}\frac{(\delta^2+\gamma^2)\Gamma+\gamma|\Omega_c|^2}{(\delta^2+\gamma^2)(\Delta_p^2+\Gamma^2)-2|\Omega_c|^2(\delta\Delta_p+\gamma\Gamma)+|\Omega_c|^4}. \end{aligned} \tag{2.45}$$

Pojava elektromagnetski inducirane transparencije može se podijeli na dvije vrste, ovisno o vrijednosti frekventnog pomaka probne zrake Δ_p. U prvom slučaju frekvencija probne zrake nalazi se u blizini rezonancije (eng. *near-resonant fields*) pa vrijedi $\Delta_p \approx 0$ i $\delta \ll \Gamma$, dok je u drugom slučaju frekvencija probne zrake daleko udaljena od atomskog prijelaza (eng. *off-resonant fields*) te je zadovoljen uvjet $\Delta_p \gg \Gamma$. U nastavku je detaljnije razmotren svaki od ovih slučajeva.

2.3.1 EIT u blizini atomske rezonancije

Za razmatranje ove vrste EIT-a pogodno je pretpostaviti da je frekvencija probnog lasera ugođena upravo na rezonantnu frekvenciju atomskog prijelaza $(\Delta_p = 0)$ uz postojanje relativno malene razlike faznih odmaka $(\delta \ll \Gamma)$. Za susceptibilnost slijedi izraz:

$$\chi^{(1)}_{REZ}(0,\delta) = -\frac{2\alpha_0\Gamma}{k_p}\frac{(\delta+i\gamma)}{i\Gamma(\delta+i\gamma)-|\Omega_c|^2}. \tag{2.46}$$

Uz pogodan odabir veličine γ_{EIT} definirane izrazom:

$$\gamma_{EIT} = \gamma + \frac{|\Omega_c|^2}{\Gamma}, \tag{2.47}$$

koja predstavlja širinu rezonancije EIT-a, susceptibilnost je jednaka:

$$\chi^{(1)}_{REZ}(0,\delta) = \frac{2\alpha_0\Gamma}{k_p}\frac{i(\delta^2+\gamma\gamma_{EIT})+\delta|\Omega_c|^2/\Gamma}{\delta^2+\gamma^2_{EIT}}. \tag{2.48}$$

Iz ovog izraza može se izdvojiti koeficijent apsorpcije definiran preko imaginarne komponente susceptibilnosti:

$$\alpha_p(\delta) = \frac{k_p}{2\Gamma}\mathfrak{Im}\big[\chi^{(1)}_{REZ}(0,\delta)\big] = \alpha_0\frac{\delta^2+\gamma\gamma_{EIT}}{\delta^2+\gamma^2_{EIT}}. \tag{2.49}$$

Prilikom posebnog uvjeta dvofotonske rezonancije $(\delta = 0)$, koeficijent apsorpcije probne zrake potisnut je faktorom:

$$\frac{\alpha_p(0)}{\alpha_0} = \frac{\gamma}{\gamma_{EIT}} = \frac{\gamma}{\gamma+|\Omega_c|^2/\Gamma}. \tag{2.50}$$

U stvarnosti je moguće postići dovoljno jak intenzitet probne zrake te zadovoljiti uvjet $|\Omega_c|^2 \gg \gamma\Gamma$ i tada koeficijent apsorpcije praktički iščezava. Time medij postaje u potpunosti transparentan za probnu zraku, a širina tog frekventnog prozora definirana je veličinom γ_{EIT}.

2.3.2 EIT daleko od atomske rezonancije

Suprotno prvom primjeru u kojem je frekvencija pumpne zrake bila ugođena na rezonanciju atomskog prijelaza, druga mogućnost je postavljanje frekvencije pumpnog lasera relativno daleko od rezonancije prema uvjetu $(\Delta_p \gg \Gamma)$. Ovaj slučaj naziva se Ramanovom rezonancijom. U svrhu provedbe analize međusobne ovisnosti koeficijenta apsorpcije probne zrake o različitim frekventnim pomacima pumpne zrake Δ_p, izraz za susceptibilnost 2.41 modoficira se u pogodniji oblik:

$$\chi^{(1)}(\Delta_p,\delta) = -\frac{2\alpha_0\Gamma}{k_p(\Delta_p+i\Gamma)}\left[1+\frac{|\Omega_c|^2}{(\delta+i\gamma)(\Delta_p+i\Gamma)-|\Omega_c|^2}\right]. \tag{2.51}$$

Prvi član označava rezonantnu interakciju probne zrake, dok drugi član predstavlja utjecaj pumpne zrake. Može se pokazati kako se relativno najveći doprinos drugog člana odvija u blizini dvofotonske rezonancije, kada vrijedi $(\delta \ll \Delta_p)$ te uzimajući u obzir činjenicu da je frekventni pomak pumpne zrake puno veći od konstante relaksacije atoma u osnovno stanje $(\Delta_p \gg \Gamma)$, pogodno je uvesti nove veličine γ_R i δ_R

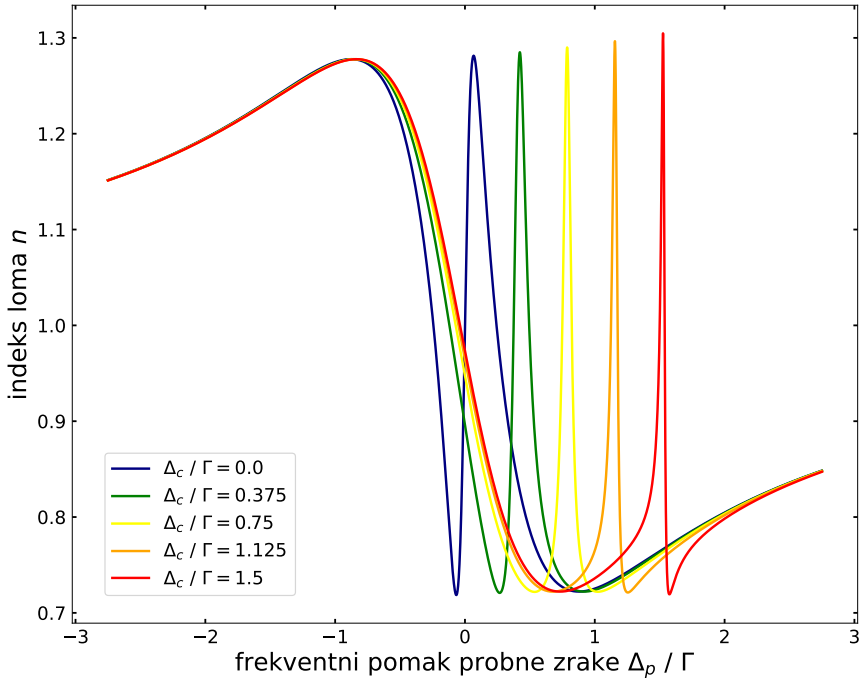
definirane izrazima:

$$\gamma_R = \gamma + \frac{\Gamma|\Omega_c|^2}{\Delta_p^2}, \qquad \delta_R = \frac{|\Omega_c|^2}{\Delta_p}, \tag{2.52}$$

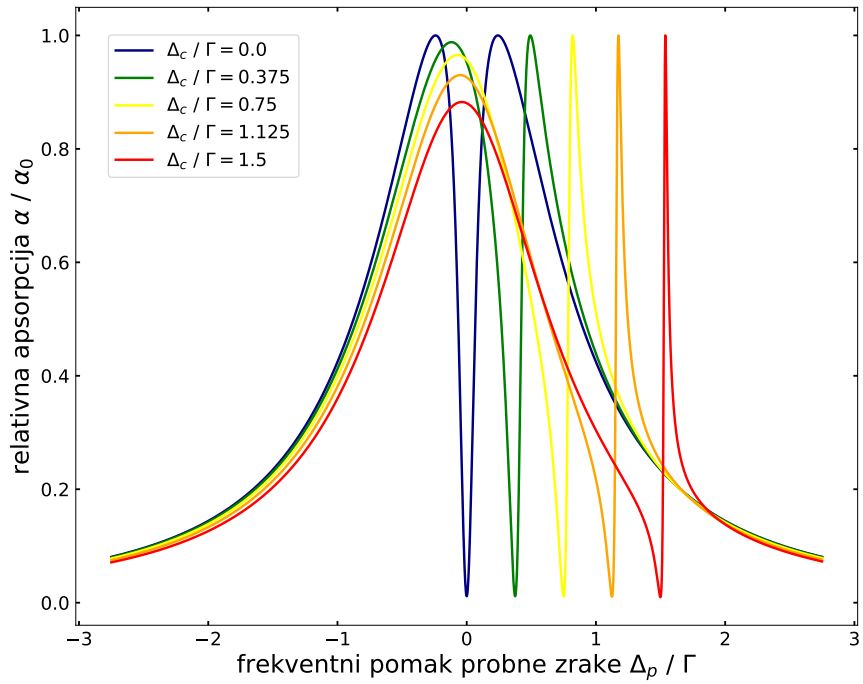
koje predstavljaju širinu Ramanove dvofotonske apsorpcijske rezonancije γ_R i njezin frekventni pomak od stvarne dvofotonske rezonancije δ_R. Koristeći ove veličine, izraz za susceptibilnost daleko od rezonancije može se aproksimirati relacijom:

$$\chi^{(1)}_{RAM}(\Delta_p, \delta) \approx -\frac{2\alpha_0\Gamma}{k_p(\Delta_p + i\Gamma)} + \frac{2\alpha_0}{k_p}\frac{|\Omega_c|^2/\Delta_p}{\gamma_R + i(\delta - \delta_R)}. \tag{2.53}$$

Usporedbom izraza za susceptibilnost u blizini atomske rezonancije 2.48 i daleko od nje 2.53, može se zaključiti kako se radi o simetričnoj funkciji frekvencije probne zrake u slučaju kada ona točno odgovara rezonanciji atomskog prijelaza $\Delta_p = 0$. Povećavanjem frekventnog pomaka probe dolazi do nastanka asimetrije susceptibilnosti te dodatnim udaljavanjem od prirodne širine prijelaza Γ, dolazi do pretvaranja povišene transmisije u dominantno područje povećane apsorpcije. Proces tranzicije između ova dva slučaja nalazi se u fokusu istraživanja ovog rada. Na slikama 2.3 i 2.4 prikazana je ovisnost indeksa loma i apsorpcije materijala o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p za različite parametre frekventnog pomaka pumpne zrake Δ_c u blizini rezonantnog prijelaza i dalje od njega korištenjem izraza 2.44 i 2.45.



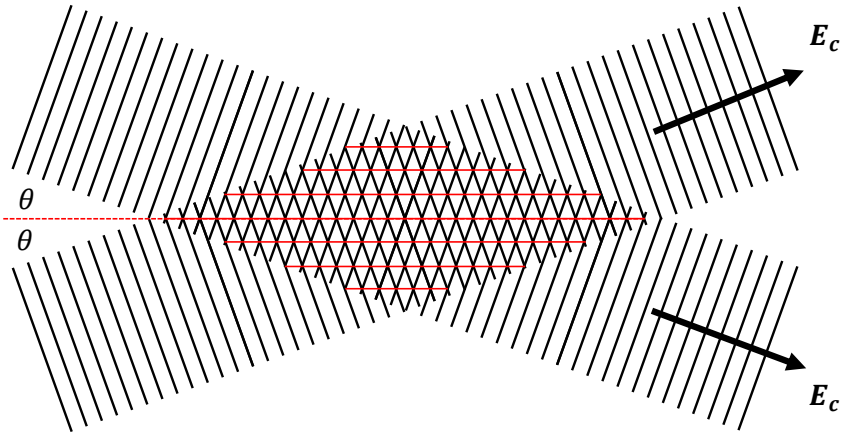
Slika 2.3: Ovisnost indeksa loma medija n o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p za različite vrijednosti frekventnog pomaka pumpne zrake Δ_c. Grafički prikaz izrađen je upotrebom izraza 2.44 uz ostale parametre $\Gamma = 0,9$, $\gamma = 0,001\Gamma$, $\Omega_c = 0,3\Gamma$ i $\Omega_p = 0,001\Gamma$.



Slika 2.4: Ovisnost relativne apsorpcije medija α/α_0 o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p za različite vrijednosti frekventnog pomaka pumpne zrake Δ_c. Grafički prikaz izrađen je upotrebom izraza 2.45 uz ostale parametre $\Gamma = 0,9$, $\gamma = 0,001\Gamma$, $\Omega_c = 0,3\Gamma$ i $\Omega_p = 0,001\Gamma$.

2.4 Prostorna promjena indeksa loma u optički induciranoj rešetki

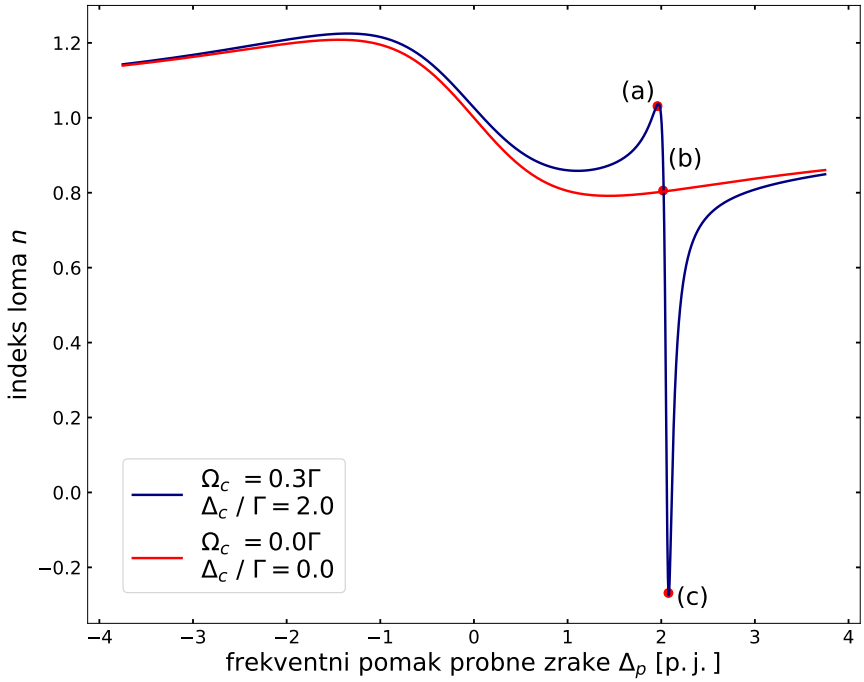
Glavni cilj ovog rada bio je ostvariti prostornu promjenu indeksa loma materijala i promotriti kako ona utječe na propagaciju probne zrake kroz taj materijal. U tu svrhu, dvije pumpne zrake propuštaju se tako da u određenom području prostora dolazi do njihovog presijecanja pod vrlo malim kutom $2\theta \approx 0,5^{\circ}$ kao što je shematski prikazano na slici 2.5. U tom dijelu prostora dolazi do formiranja stojnog vala električnog polja čime efektivno nastaju područja konstruktivne i destruktivne interferencije. Ondje gdje zrake konstruktivno interferiraju, nalaze se svijetle pruge, dok se na mjestima gdje destruktivno interferiraju nalaze tamne pruge. Stoga se u ovo područje postavljaju atomi određene tvari i tako se formira optički inducirana rešetka sastavljena od atoma medija koji međudjeluju s pumpnim zrakama.



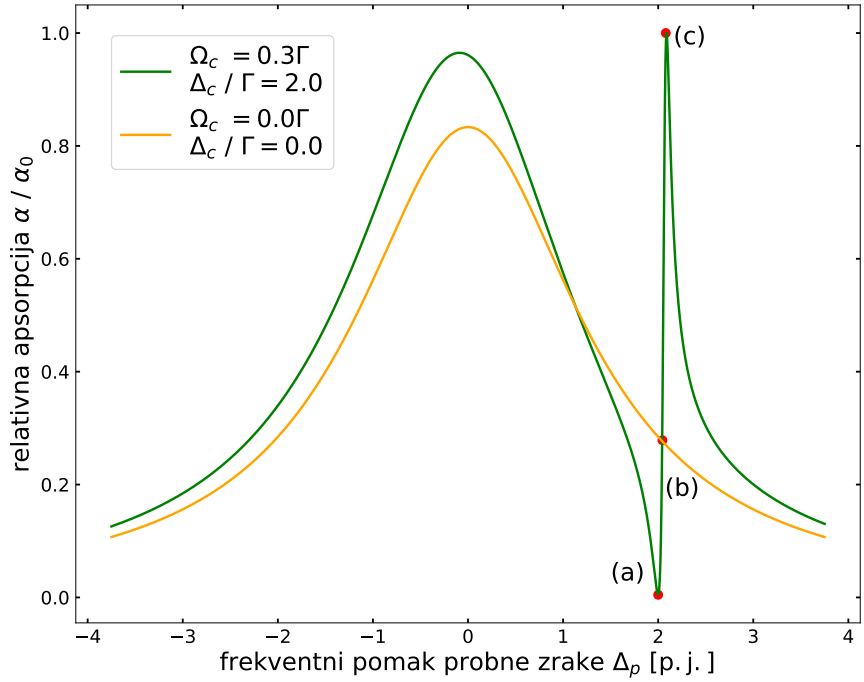
Slika 2.5: Shematski prikaz propagacije dvije pumpne zrake označene crnim ravnim linijama u smjerovima zadanima crnim strijelicama koje se sijeku pod kutom 2θ uz crvenu oznaku područja u kojem dolazi do interferencije. Prilagođeno prema [7].

U prethodnom poglavlju opisan je mehanizam promjene vrijednosti susceptibilnosti promjenom frekvencije probne zrake što dovodi do promjene indeksa loma i apsorpcije u području u kojem pumpna i probna zraka međusobno interagiraju s atomima tvari. Na slici 2.6 shematski je prikazana jedna takva promjena indeksa loma gdje se njegova vrijednost porastom frekvencije probne zrake u području daleko od atomskog prijelaza prvo povećava do određene maksimalne vrijednosti (a), zatim postiže srednju vrijednost (b) te se potom smanjuje na neku minimalnu vrijednost (c), dok prema rubovima daleko od frekvencije prijelaza ponovno teži srednjoj vrijednosti n_0. Slika 2.7 prikazuje promjenu apsorpcije materijala pri istim uvjetima te je vidljivo njezino smanjenje od (a) do (b) i zatim nagli porast do (c) nakon čega

ponovno dolazi do smanjenja. U nastavku je kvalitativno i kvantitativno razmotreno kako ove promjene utječu na intenzitet svjetlosti propuštene kroz materijal.



Slika 2.6: Prikaz promjene indeksa loma materijala n uzrokovane promjenom frekventnog pomaka probne zrake Δ_p uz frekventni pomak pumpne zrake $\Delta_c = 2,0\Gamma$ (plavo). Grafički prikaz izrađen je upotrebom izraza 2.44.



Slika 2.7: Prikaz promjene relativne apsorpcije materijala α/α_0 uzrokovane promjenom frekventnog pomaka probne zrake Δ_p uz frekventni pomak pumpne zrake $\Delta_c = 2,0\Gamma$ (zeleno). Grafički prikaz izrađen je upotrebom izraza 2.45.

2.4.1 Kvalitativni pristup

Prostornu promjenu indeksa loma i apsorpcije moguće je mjeriti određivanjem intenziteta svjetlosti probne zrake koja prolazi kroz to područje. Prethodno navedena tri slučaja shematski su prikazana na lijevoj polovici slike 2.8 gdje je nacrtana prostorna promjena indeksa loma za tri različite vrijednosti frekventnog pomaka probne zrake Δ_p, dok je s desne strane prikazan očekivani intenzitet propuštene probne zrake nakon prolaska kroz takav medij.

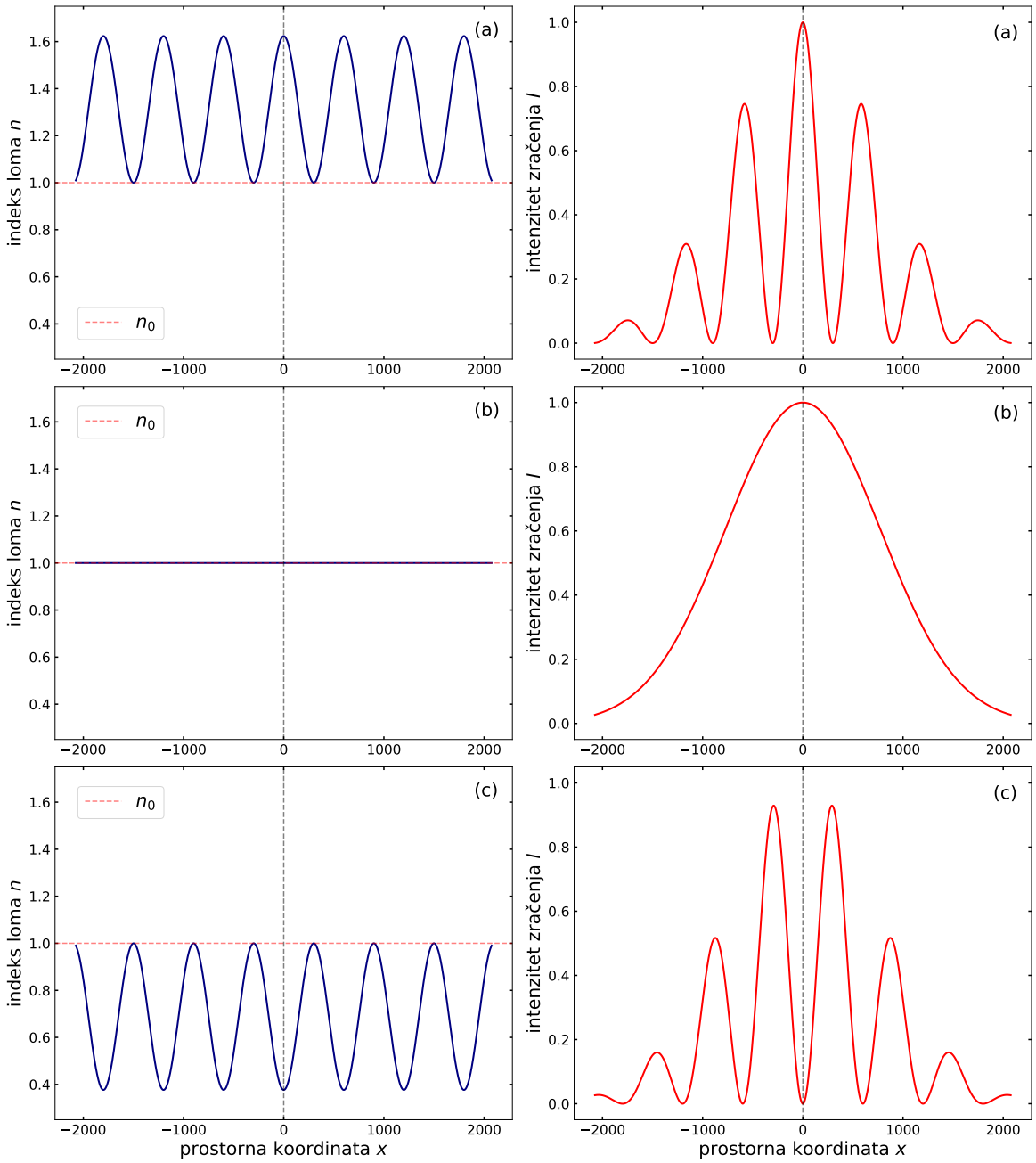
U središnjem slučaju (b) indeks loma u čitavoj tvari ima vrijednost n_0 jer ne dolazi do njegove promjene pod utjecajem prolaska probne zrake te stoga njezin intenzitet prati Gaussovu raspodjelu duž prostorne x-osi. U gornjem slučaju (a) vidljivo je kako na sredini prostora u točki s koordinatom $x = 0$ indeks loma poprima višu vrijednost od srednje n_0 što će nakon dulje propagacije probne zrake kroz dio prostora s tako moduliranim indeksom loma rezultirati visokim intenzitetom propuštene probne zrake na koordinati $x = 0$, dok u susjednim točkama gdje se postiže najniža vrijednost indeksa loma, intenzitet propuštene svjetlosti će biti minimalan. Posljednji slučaj (c) prikazuje situaciju koja je obratna prethodno opisanoj te indeks loma na sredini prostora ima najmanju vrijednost što će nakon propagacije svjetlosti probne zrake tim područjem rezultirati najmanjim intenzitetom propuštene svjetlosti, a u susjednim je točkama indeks loma viši i stoga će intenzitet također biti visok.

Ovakav ishod može se protumačiti razmatranjem dva niza difrakcijskih pukotina od kojih se prvi niz sastoji samo od pukotina, dok su na pukotinama drugog niza postavljeni komadići nekog materijala indeksa loma n. Izraz za određivanje položaja tamnih pruga za pojedinu pukotinu ima oblik:

$$d \sin(\alpha_k) = k\lambda, \tag{2.54}$$

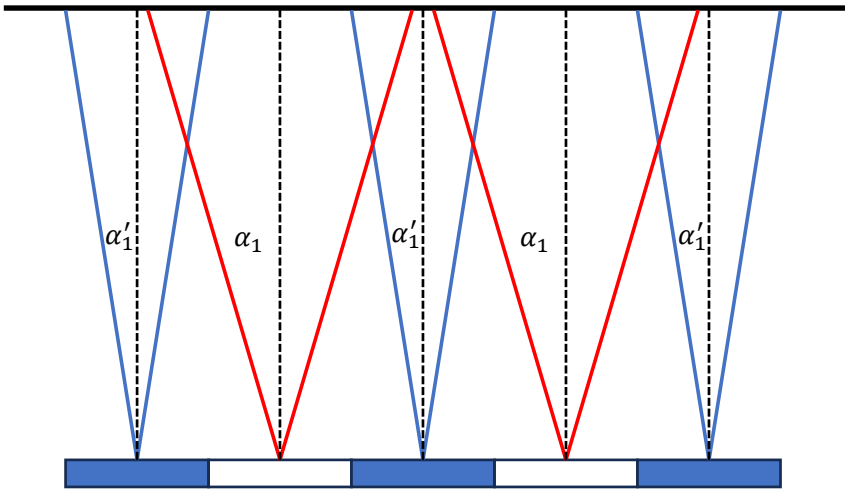
u kojem d predstavlja širinu pojedine pukotine, α_k kut pod kojim se vidi ogibni minimum k-tog reda te je λ valna duljina svjetlosti koja upada na pukotinu. Zbog postojanja materijala indeksa loma n na drugom nizu pukotina, ondje će valna duljina svjetlosti λ' biti manja od one na prvom nizu λ za faktor indeksa loma $\lambda' = \lambda/n$. Stoga će kutovi ogiba također biti manji ondje gdje je valna duljina manja $\alpha'_k < \alpha_k$.

Ako se prethodno opisana dva niza optičkih pukotina postave usporedno jedan s drugim tako da se pukotine prvog nalaze između pukotina drugog niza, tada će



Slika 2.8: Shematski prikaz prostorne promjene indeksa loma (lijevo) i intenziteta propuštene probne zrake (desno) za tri različite vrijednosti frekventnog pomaka probne zrake Δ_p.

prilikom prolaska svjetlosti kroz oba niza doći do većeg ogiba svjetlosti koja prolazi prvim nizom te će ona povećavati ukupni intenzitet u okolini svijetlih pruga formiranih drugim nizom. Na ovaj način u prostoru nastaju valovodi koji naposljetku dovode do formiranja diskretnih difrakcijskih uzoraka na zaslonu. Na slici 2.9 shematski je prikazan opisani proces nastanka valovoda.



Slika 2.9: Shematski prikaz ogiba svjetlosti na dvama nizovima optičkih pukotina od kojih su pukotine prvog niza predstavljene bijelom bojom, dok su pukotine drugog niza na kojima se nalazi materijal indeksa loma n označene plavom bojom. Crvenom bojom označena je svjetlost koja formira ogibne minimume prvog reda pod kutom α_1, a plavom bojom označena je svjetlost koja formira minimume istog reda pod manjim kutom α_1' dobivena ogibom na drugim pukotinama.

2.4.2 Kvantitativni pristup

Formiranje optičke rešetke uzrokovane promjenom indeksa loma u prostoru opisano je u radu [15]. U području gdje dvije pumpne zrake interferiraju formira se stojni val električnog polja i ono se može zapisati u formi:

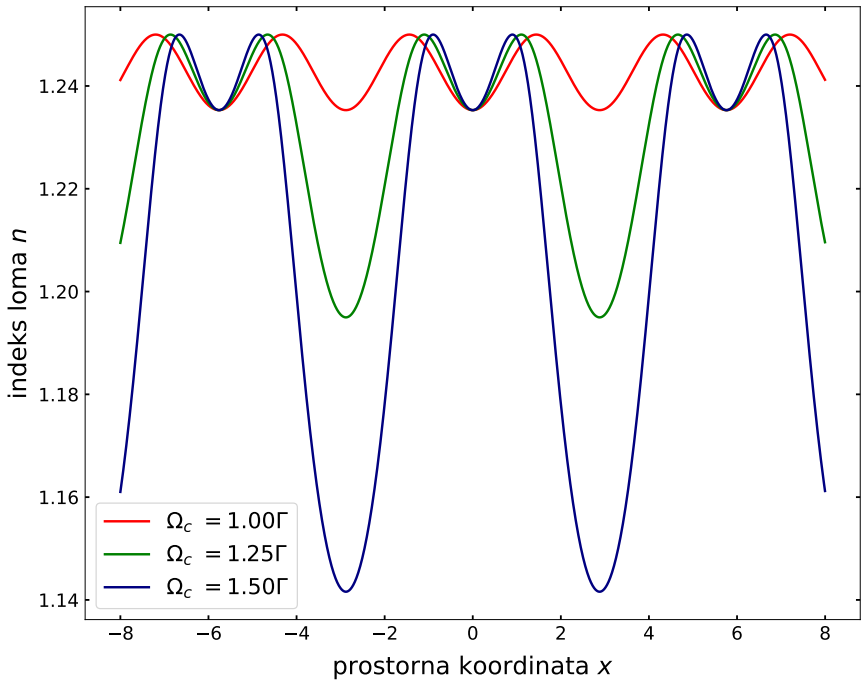
$$\mathbf{E}_c = \frac{1}{2} E_c \sin\left(\frac{\pi x}{d}\right) e^{-i(\omega_c t - k_{cz} z)} \mathbf{e}_z + \text{c.c.}. \tag{2.55}$$

Ovaj izraz nalikuje prethodno upotrijebljenom 2.9 te se razlikuje samo u odabiru koordinatnog sustava u kojem se probne zrake propagiraju duž z-osi, a područje interferencije nalazi se duž x-osi i na taj način nastaje uzorak s prostornim periodom d. Korištenjem ovog izraza za električno polje pumpne zrake u prethodno izvodu provedenom u prethodnim poglavljima, indeksa loma n poprima prostornu ovisnost oblika:

$$n(x) = 1 + \frac{\alpha_0 \Gamma}{k_p} \frac{(\delta^2+\gamma^2)\Delta_p - \delta|\Omega_c|^2 \sin\left(\frac{\pi x}{d}\right)^2}{(\delta^2+\gamma^2)(\Delta_p^2+\Gamma^2) - 2|\Omega_c|^2(\delta\Delta_p + \gamma\Gamma)\sin\left(\frac{\pi x}{d}\right)^2 + |\Omega_c|^4 \sin\left(\frac{\pi x}{d}\right)^4}. \tag{2.56}$$

Na slici 2.10 grafički je prikazana prostorna promjena indeksa loma za nekoliko različitih parametara snage električnog polja pumpne zrake. Vidljivo je periodično ponašanje indeksa loma te su amplituda i period ponavljanja dominantno određeni

jakošću električnog polja kojim je definirana Rabijeva frekvencija Ω_c.



Slika 2.10: Prostorna promjena indeksa loma n za tri različite vrijednosti parametra Rabijeve frekvencije Ω_c uz ostale parametre $\Gamma = 0,5$, $\gamma = 0,5\Gamma$, $\Omega_p = 0,001\Gamma$, $\Delta_c = -1$ i $\Delta_p = -1$. Grafički prikaz izrađen je korištenjem izraza 2.56.

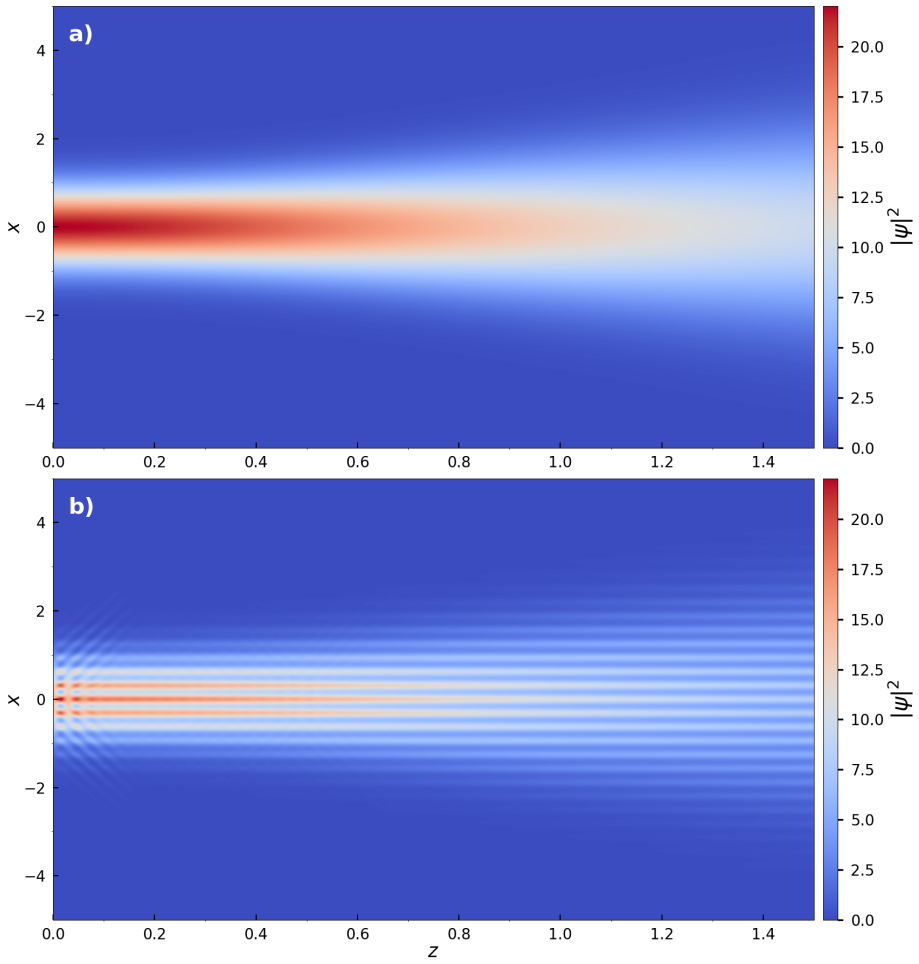
Za razmatranje propagacije svjetlosti u prostoru koristi se paraksijalna jednadžba difrakcije 1.3 napisana u uvodnom poglavlju. Kao što je ondje predstavljeno, zbog postojanja izomorfizma između paraksijalne i Schrödingerove jednadžbu vremenske evolucije sustava, indeks loma može se promatrati kao optički potencijal na koji valna funkcija ψ nailazi. U radu [11] predstavljena je numerička metoda za izračun vremenske evolucije valne funkcije što efektivno odgovara izračunu jakosti električkog polja u točkama prostora duž osi kojom se elektromagnetski val prostire. Izraz kojim se dobiva vrijednost valne funkcije u sljedećem trenutku $\psi(x, t + \mathrm{d}t)$ glasi:

$$\psi(x, t + \mathrm{d}t) \approx \mathcal{F}^{-1}\left[e^{i(2\pi\mathbf{k})^2 \mathrm{d}t/2}\ \mathcal{F}\left[e^{-iV(x)\mathrm{d}t}\ \psi(x, t)\right]\right], \tag{2.57}$$

gdje $\mathcal{F}$ predstavljaju Fourierov transformat, $\mathcal{F}^{-1}$ inverz transformata, $\mathbf{k}$ je valni vektor, $V(x)$ potencijal i $\psi(x, t)$ poznata valna funkcija u prethodnom trenutku t. Budući da električno polje probne zrake pri slobodnoj propagaciji prije ulaska u atomski medij ima oblik Gaussijana duž x-osi, valna funkcija u početnom trenutku zadana je također Gaussijanom. Indeks loma $n(x)$ analogna je veličina potencijalu $V(x)$ i njegova je glavna karakteristika da je parna funkcija prostorne koordinate. Stoga je za

potrebe simulacije propagacije probne zrake kroz medij s parno periodično promjenjivim indeksom loma, optički potencijal zadan izrazom $V(x) = A\cos(x/d)^2$. Razlog zbog kojeg prethodno napisani izraz 2.56 za indeks loma nije korišten je njegova ovisnost o velikom broju parametara te je stoga izabran potencijal jednostavnijeg formata koji može pokazati glavne karakteristike rezultata nakon što valna funkcija, odnosno probna zraka prođe kroz područje u kojem je on prisutan.

Na slici 2.11 prikazan je rezultat provedene simulacije za slobodnu propagaciju valne funkcije u prostoru bez potencijala (a) i u prostoru ispunjenom potencijalom (b). Vidljivo je da realni parni periodički potencijal ove vrste dovodi do formiranja valovoda u prostoru čime posljedično nastaje diskretni difrakcijski uzorak okomit na smjer širenja zrake svjetlosti. Ovime je konceptualno pokazan očekivani ishod eksperimenta.



Slika 2.11: Simulacija propagacije valne funkcije u prostoru bez potencijala $V(x) = 0$ (a) i u prostoru s periodičkim potencijalom oblika $V(x) = A\cos(x/d)^2$ (b). Parametri potencijala su $A = 55$ i $d = 10$, dok je širina Gaussijanske zrake $\sigma = 0,85$. U slučaju (a) vidljiva je disperzija zrake, dok u slučaju (b) dolazi do formiranja valovoda.

2.5 Atom rubidija

Rubidij je kemijski element iz skupine alkalijskih metala i u prirodi se pojavljuju dva njegova izotopa, stabilni $^{85}\mathrm{Rb}$ i slabo radioaktivni $^{87}\mathrm{Rb}$, a u Zemljinoj se kori može pronaći u sastavu minerala.

2.5.1 Energijski spektar atoma rubidija

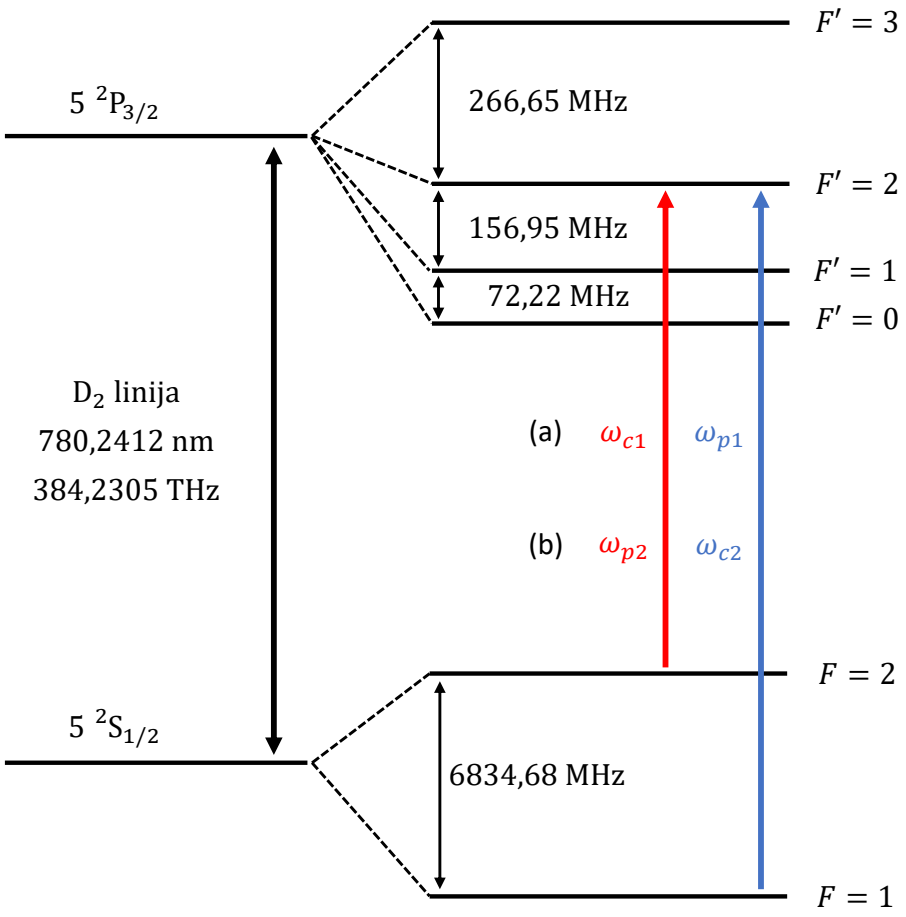
Bitna karakteristika rubidija je njegova elektronska konfiguracija oblika $[\mathrm{Kr}]5\mathrm{S}^1$ zbog čega angularni moment elektrona J, koji se sastoji od zbroja spinskog S i orbitalnog L momenta, ovisi samo o valentnom elektronu. Ukupni angularni moment F definiran je kao zbroj angularnog momenta elektrona J i spinskog momenta jezgre atoma I te zbog spin-orbit međudjelovanja i interakcije elektrona s jezgrom dolazi do cijepanja energetskih stanja na finu i hiperfinu strukturu. Primarno istraživanje u ovom radu provedeno je korištenjem izotopa $^{87}\mathrm{Rb}$ čiji spinski moment jezgre iznosi $I = 3/2$, no u određenim dijelovima eksperimenta bila su prisutna oba izotopa rubidija.

Njegov energijski spektar shematski je prikazan na slici 2.12. Za eksperiment je od posebne važnosti bio energetski prijelaz koji se naziva D_2 linija. Ona odgovara prelasku elektrona iz osnovnog stanja $5^2\mathrm{S}_{1/2}$ u stanje $5^2\mathrm{P}_{3/2}$ što rezultira zračenjem valne duljine $780,2412\ \mathrm{nm}$.

U ovom radu provjerava se u kojim frekventnim područjima dolazi do pojave EIT-a te je potom fokus stavljen na slučajeve daleko od atomske rezonancije. Tijekom izvedbe eksperimenta oba lasera emitirala su zračenje u području oko atomskih prijelaza D_2 linije, s time da je u prvom slučaju frekvencija pumpne zrake ω_{c1} postavljena na prijelaz $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, a probne zrake frekvencije ω_{p1} na prijelaz $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. U drugom slučaju frekvencija pumpne zrake ω_{c2} odgovarala prijelazu $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, a frekvencija probne zrake ω_{p2} postavljena je na prijelaz $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$.

2.5.2 Dopplerovo širenje spektralnih linija

Atomi rubidija na kojima se izvodi eksperiment u plinovitom su stanju i svaki se atom u bilo kojem trenutku giba određenom brzinom $\mathbf{v}$ koja ovisi o temperaturi sustava. Dolaskom laserske svjetlosti frekvencije ω do pojedinog atoma on će zbog



Slika 2.12: Shematski prikaz energijskog spektra atoma $^{87}\mathrm{Rb}$. Tijekom izvedbe eksperimenta, u prvom slučaju frekvencija pumpne zrake ω_{c1} postavljena na prijelaz $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, a probne zrake frekvencije ω_{p1} na prijelaz $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ (a), dok je u drugom slučaju frekvencija pumpne zrake ω_{c2} odgovarala prijelazu $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, a frekvencija probne zrake ω_{p2} postavljena je na prijelaz $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ (b). Prilagođeno prema [24].

Dopplerovog efekta vidjeti pomaknutu frekvenciju svjetlosti oblika [16]:

$$\omega' = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}, \tag{2.58}$$

pri čemu je $\mathbf{k}$ valni vektor laserske zrake. Posljedica Dopplerovog efekta je širenje apsorpcijskog profila u okolini atomskih prijelaza. Njegov oblik naziva se Voigtov profil i predstavlja konvoluciju Maxwell-Boltzmannove i Lorentzove raspodjele. Prvom raspodjelom određen je broj atoma s pojedinim iznosom brzine, dok druga predstavlja udarni presjek atomskog prijelaza. Frekventna širina Voigtovog profila je barem dva reda veličine veća od prirodne širine atomskih prijelaza u atomu. Slučaj kada je frekvencija koju atomi vide ω' veća od frekvencije laserske zrake ω, naziva se plavim pomakom, dok se suprotni slučaj naziva crvenim pomakom.

3 Eksperimentalni postav

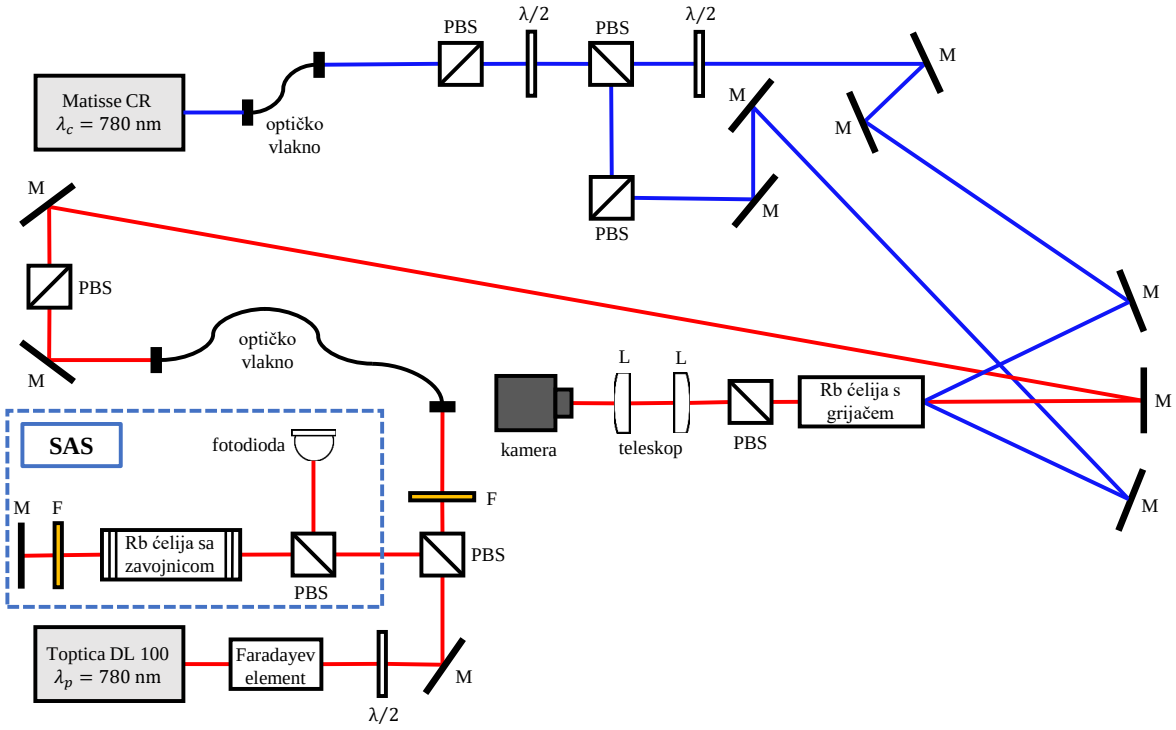
Za postizanje efekta elektromagnetski inducirane transparencije potreban je sustav lasera koji omogućuju ostvarivanje određenih uvjeta pri kojima dolazi do povećanja, odnosno smanjenja transmisije svjetlosti u mediju. Uz to, u svrhu frekventne stabilizacije lasera korišten je sustav čija je glavna komponenta bio elektrooptički modulalor. Navedeni sustavi objedinjeni su prilikom istraživanja propagacije svjetlosti u vrućim atomskim parama.

3.1 Laserski sustavi

Tijekom izvedbe svih mjerenja u sklopu ovog rada korištena su tri kontinuirana poluvodička lasera različitih snaga, od kojih dva čine sastavne elemente glavnog eksperimentalnog postava, dok je treći isključivo korišten za određivanje svojstava elektrooptičkog modulatora.

Uvjet EIT-a realiziran je upotrebom lasera Matisse CR za stvaranje pumpne zrake i Toptica DL 100 lasera za stvaranje probne zrake. Prvi od njih kao vlastitu pumpu koristi laser Millennia eV 25W koji je izravno povezan na titan safirski laser Matisse CR. Shematski prikaz eksperimentalnog postava predstavljen je na slici 3.1. Vidljivo je kako se pumpna zraka iz lasera Matisse CR polarizacijskim kockama (eng. *polarizing beam splitter*) razdvaja na dvije zrake koje se potom zrcalima dovode do ćelije s rubidijem kako bi unutar nje došlo do interferencije. Frekvencija izlazne svjetlosti regulirana je računalnim programom kojim se upravlja radom lasera te je za utvrđivanje njezinog iznosa korišten uređaj za mjerenje valne duljine (eng. *wavemeter*) HighFinesse WLM-VIS Ser.No. 4611 s preciznošću od $1\ \mathrm{MHz}$ što je omogućilo vrlo precizno ugađanje potrebne frekvencije. Probna zraka izlaskom iz lasera Toptica DL 100 polarizacijskom kockom dijeli se na dvije zrake od kojih jedna ulazi u dio postava kojim se provodi saturacijska apsorpcijska spektroskopija, dok se drugi dio zrake optičkim vlaknom i zrcalima dovodi do ćelije s atomima rubidija. Nakon prolaska kroz nju, pumpna zraka se polarizacijskom kockom filtrira i time je omogućen prolaz samo probnoj zraci kroz teleskop do kamere. Teleskop se koristi kako bi se kamerom moglo snimati efekte koji se odvijaju u unutrašnjosti rubidijeve ćelije. Prilikom pripreme eksperimentalnog postava, ćelija je učvršćena na optičkom stolu i zatim su kroz nju propuštene dvije pumpne zrake čime dolazi do pojave interferencije u području gdje

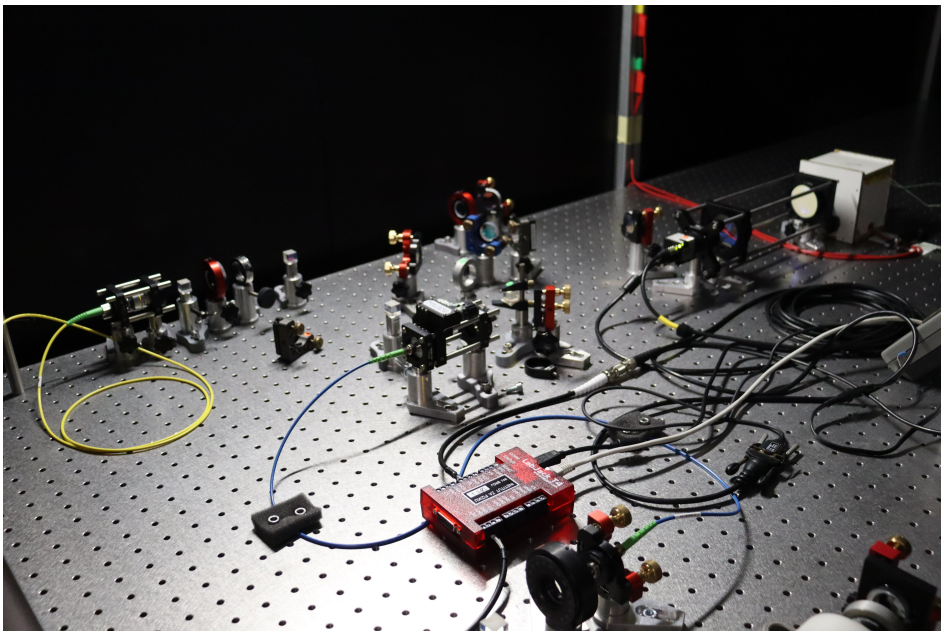
se ona nalazi. Potom je u realnom vremenu na računalu promatrana slika interferencijskog uzorka zabilježena kamerom, također učvršćenom na optičkom stolu te se oštrina prikaza mijenjala pomicanjem jedne leće teleskopa. Tako je pronađen položaj za drugu leću u kojem se uzorak najoštrije mogao primijetiti i zatim je leća ondje učvršćena. Teleskop je sastavljen od dvoinčnog akromatskog dubleta leća žarišne daljine $f = +75$ mm i $f = +100$ mm ukupnog linearnog povećanja $m = 1,33$. Na slici 3.2 prikazan je eksperimentalni postav za mjerenje prostorne promjene indeksa loma u vrućim parama rubidija.



Slika 3.1: Shematski prikaz eksperimentalnog postava za mjerenje prostorne promjene indeksa loma u vrućim parama rubidija a. SAS - dio postava za realizaciju saturacijske apsorpcijske spektroskopije (eng. *saturation absorption spectroscopy*, PBS - polarizacijska kocka (eng. *polarizing beam splitter*), M - ogledalo (eng. *mirror*), F - optički filtar (eng. *optical filter*), $\lambda/2$ - pločica za ugađanje polarizacije (eng. *half-wave plate*), L - leća (eng. *lens*). Probna zraka označena je crvenom, a pumpne zrake označene su plavom bojom.

Oba lasera tijekom izvedbe eksperimenta emitirala su valne duljine u području od otprilike 780 nm. Snaga probne zrake iznosila je $P_p = 26$ mW, dok je snaga pumpne zrake pri izlasku iz optičkog vlakna iznosila $P_c = 140$ mW te je potom svaka od dvije razdvojene zrake imala polovičnu snagu od 70 mW. Time je postignut uvjet slabe probe čime je omogućeno postizanje EIT-a. U svrhu ispitivanja svojstava elektrooptičkog modulatora korišten je laser MOGLabs MSA valne duljine 780 nm te se

korištena snaga kretala u rasponu od 25 do 1000 mW.



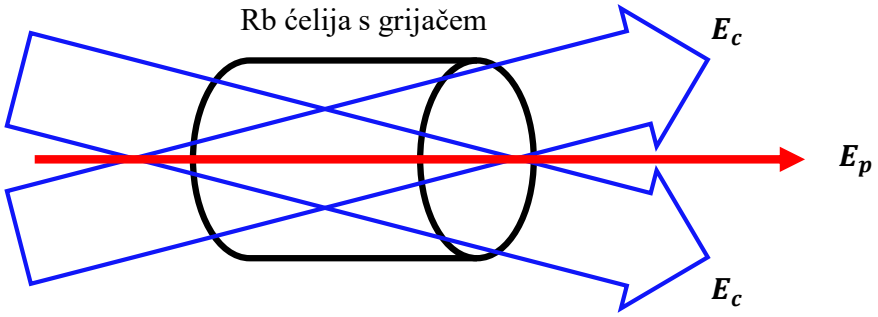
Slika 3.2: Eksperimentalni postav za mjerenje prostorne promjene indeksa loma u vrućim parama rubidija.

Kontinuirani laseri korišteni u ovom eksperimentu sami po sebi nisu u potpunosti frekventno stabilni zbog fluktuacija različitih parametara unutar i izvan lasera, poput jakosti struje, temperature, tlaka zraka u prostoriji i vibracija određenih komponenti koje dovode do promjene frekvencije izlazne laserske svjetlosti. Stoga ih je potrebno frekventno stabilizirati kako bi se mogli proučavati efekti pri točno određenim frekvencijama laserske svjetlosti.

3.2 Vruće pare rubidija

Za realizaciju optički inducirane rešetke u vrućim parama rubidija, bilo je potrebno pripremiti spremnik s atomima i potom kroz njega propustiti svjetlosne zrake pumpnog i probnog lasera kao što je to shematski prikazano na slici 3.3. Budući da koncentracija rubidijevih para ovisi o temperaturi [24], a talište se nalazi na $39,30$ $^{\circ}\mathrm{C}$, stakleni spremnik s atomima bilo je potrebno zagrijati na otprilike 100 $^{\circ}\mathrm{C}$ kako bi se postigla dovoljna koncentracija atoma u plinovitom stanju za formiranje optičke rešetke. Ćelija sadrži oba izotopa rubidija, no za rezultate eksperimenta važan je samo $^{87}\mathrm{Rb}$.

Ćelija s rubidijem izrađena je od stakla u obliku valjka te se u njoj na sobnoj temperaturi zamjećuju sitne čestice praha rubidija u krutom stanju. Za postizanje kvali-



Slika 3.3: Shematski prikaz propagacije dvije pumpne zrake označene plavim strjelicama i probne zrake označene crvenom strjelicom kroz ćeliju s grijačem u kojoj se nalaze atomi rubidija.

tetnih rezultata prilikom izvedbe eksperimenta, potrebna je konstantna temperatura tijekom duljeg vremenskog perioda u svim dijelovima ćelije uz mogućnost njezine kontrole. Stoga je ćelija postavljena na metalni grijač i zajedno s njim umetnuta u drveno kućište. Grijač je povezan s laboratorijskim strujnim izvorom i funkcionira na principu oslobađanja topline prilikom prolaska električne struje kroz vodič s otporom. Sastoji se od aluminijskog žlijeba polukružnog presjeka na koji je položena ćelija te na rubovima ima dvije deblje žice formirane u krugove. Ovakav oblik grijača osigurava podjednako zagrijavanje rubova staklene ćelije, kao i njezine donje strane koja je u najvećoj mjeri u dodiru s površinom grijača. Unutar kućišta postavljene su četiri sonde za kontrolu temperature od kojih je jedna pričvršćena na gornji dio plohe ćelije, druga na rub bočnog stakla, treća na donji aluminijski žlijeb te posljednja u središte kućišta. Navedene komponente prikazane su na slici 3.4 gdje je vidljiv izgled unutrašnjosti kućišta s grijačem na kojem se nalazi ćelija s rubidijem i pričvršćenim sondama. Kućište na prednjem i stražnjem dijelu ima male kružne otvore kako bi kroz njih mogle prolaziti laserske zrake te se nakon pokretanja grijača zatvara poklopcem odozgo kako bi temperatura ćelije bila što stabilnija. Sonde su priključene na USB TC-08 Thermocouple Data Logger uređaj kojim se podaci o vrijednosti temperature na pojedinoj sondi prikupljaju u realnom vremenu i potom prikazuju na računalu.

Slika 3.4: Ćelija s atomima rubidija postavljena na grijač unutar drvenog kućišta. Na stijenkama ćelije, rubovima grijača i unutar kućišta postavljene su temperaturne sonde.

3.3 Mjerenje svjetlosnog signala

Cilj eksperimenta je opažanje prostorne modulacije indeksa loma u rubidijevim parama u stanju EIT-a što se postiže mjerenjem intenziteta probne laserske zrake nakon prolaska kroz ćeliju. Unutar nje odvija se interakcija dvije pumpne zrake s atomima i probnom zrakom što pod određenim uvjetima rezultira promjenom indeksa loma. Prije početka izvedbe eksperimenta, ćelija je zagrijana te su ugođene snage oba lasera. Potom su ugođene postavke snimanja kamera i frekvencija pumpnog lasera postavljena je na određenu vrijednost frekventnog odmaka od atomskog prijelaza, a probni laser postavljen je u stanje skena koje rezultira pravilnom izmjenom izlazne frekvencije u zadanim intervalima. Time je omogućeno ispitivanje vrlo širokog frekventnog područja kako bi se pronašle kombinacije frekvencija, odnosno frekventnih pomaka, pri kojima dolazi do efekta promjene indeksa loma.

U svrhu mjerenja te promjene, intenzitet signala probne zrake nakon prolaska kroz ćeliju sniman je kamerom tipa IDS UI-3240CP-NIR. Brzina snimanja određuje broj slika u jedinici vremena koje će kamera snimati i što je taj broj veći, to je pomak u frekvenciji probnog lasera između dvije slike manji. Stoga je brzina snimanja postavljena na 20 i 24 slike po sekundi (eng. *frames per second*, FPS), a snimke su u prosjeku sadržavale od 2800 do 3200 slika. Svaka slika sastoji se od mreže s 1064×890

piksela, a svaki piksel u pojedinoj slici ima numerički zabilježen intenzitet upadne svjetlosti. Postavke snimanja ugođene su povezivanjem kamere s računalom gdje se u realnom vremenu može promatrati slika koju kamera bilježi. Prvo je na zaslonu izmjeren i snimljen intenzitet mračne prostorije koji potječe od različitih reflektiranih zraka svjetlosti koje iz okoline eksperimentalnog postava upadaju na kameru. Zatim su propuštene pumpne zrak kroz ćeliju i zabilježen je interferencijski uzorak formiran pumpnim zrakama te je prema intenzitetu ovog signala prilagođena osjetljivost kamere. Budući da je snaga pumpnih zraka puno veća od snage probne zrake, na ovaj način se uklanja doprinos pumpe ukupnom signalu koji će biti izmjeren kada kroz sustav bude propuštena probna zraka. Time su postavke snimanja kamere ugođene i završena je priprema za izvedbu eksperimenta.

Postupak mjerenja odvijao se u nekoliko koraka. Nakon što je ugođena frekvencija pumpnog lasera, u kratkom vremenskom intervalu od $1\ \mathrm{s}$ snimljena je samo pumpna zraka bez prisustva probe u sustavu. Potom je probnoj zraci omogućen prolazak i pokrenuto je snimanje dok se frekvencija probe mijenjala u skenirajućem načinu rada lasera. Prilikom izvedbe ovog mjerenja, potrebno je istovremeno bilježiti prostornu raspodjelu intenziteta probne zrake i njezinu frekvenciju. U tu svrhu, kamera i uređaj LabJack T4 povezani su s računalom preko kojeg se upravljalo procesom snimanja oba signala. Ovaj uređaj prima signal spektroskopije s fotodiode i potom ga pretvara iz analognog u digitalni format te ga zapisuje u memoriju računala. U programskom jeziku *Python* napisan je program za istovremeno pokretanje i zaustavljanje kamere i uređaja LabJack T4. Na ovaj način osigurana je mogućnost istovremenog snimanja videozapisa i mjerenja frekvencije probne zrake u pojedinoj slici videozapisa. Po završetku snimanja, ponovno je onemogućen prolazak probnoj zraci i zatim je još jednom u kratkom vremenu snimljena samo pumpna zraka. Razlog zbog kojeg su na početku i na kraju mjerenja snimljene pumpne zrake je taj što je uočeno da zbog vibracija različitih uređaja na optičkom stolu dolazi do pomicanja interferencijskog uzorka pumpe u prostoru. U slučaju kada bi ovo pomicanje bilo veliko, tada bi čitavo mjerenje trebalo ponoviti uz prethodno smanjenje prisutnih vibracija.

3.4 Elektrooptički modulator

3.4.1 Elektrooptički efekt

Elektrooptički efekt pojava je prilikom koje dolazi do promjene indeksa loma materijala pod utjecajem statičkog ili niskofrekventnog električnog polja. U nekim materijalima, ta se promjena odvija linearno u ovisnosti o snazi nametnutog električnog polja te se u tom slučaju naziva linearnim elektrooptičkim ili Pockelsovim efektom te se primjenjuje u elektrooptičkim modulatorima (eng. *electro-optical modulator*, EOM). Ovi uređaji električni su titrajni krugovi koji sadrže kristal s indeksom loma ovisnim o jakosti električnog polja u kojem se nalazi. Postavljanjem izmjeničnog napona amplitude β i frekvencije Ω na rubove kristala, čijom se dužinom prostire zračenje frekvencije ω, doći će do modulacije faze ulaznog vala amplitude E_0 te će električno polje izlaznog vala biti oblika:

$$E_1(z,t) = E_0 e^{ikz} e^{-i(\omega t + \beta \sin(\Omega t))}, \tag{3.1}$$

Korištenjem Jacobi-Angerovog razvoja eksponencijalne funkcije, prethodni izraz može se zapisati kao:

$$E_1(z,t) = E_0 e^{ikz} e^{-i\omega t}\Big[J_0(\beta) + \sum_{n=1}^{\infty} J_n(\beta) e^{in\Omega t} + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_n(\beta) e^{-in\Omega t}\Big], \tag{3.2}$$

gdje $J_0(\beta)$ predstavlja Besselovu funkciju prve vrste nultog reda, dok su $J_n(\beta)$ Besselove funkcije prve vrste n-tog reda. Uz pretpostavku da je amplituda modulacije β malena, prethodni izraz može se aproksimirati sljedećim:

$$E_1(z,t) \approx E_0 e^{ikz} e^{-i\omega t}\Big[J_0(\beta) + J_1(\beta) e^{i\Omega t} - J_1(\beta) e^{-i\Omega t}\Big]. \tag{3.3}$$

Dodatnim grupiranjem slijedi izraz:

$$E_1(z,t) = E_0 e^{ikz}\Big[J_0(\beta) e^{-i\omega t} + J_1(\beta) e^{-i(\omega-\Omega)t} - J_1(\beta) e^{-i(\omega+\Omega)t}\Big], \tag{3.4}$$

iz kojeg je vidljivo da je amplituda vala nosioca proporcionalna Besselovoj funkciji prve vrste nultog reda $J_0(\beta)$, dok su amplitude prvih bočnih signala proporcionalne Besselovoj funkciji prve vrste prvog reda $J_1(\beta)$.

Opisu ovog efekta može se pristupiti i razvojem izraza 3.1 u Taylorov red u slučaju kada je amplituda modulacije β malena. Izraz za električno polje izlaznog vala tada glasi:

$$E_1(z,t) \approx E_0 e^{ikz} e^{-i\omega t}\big[1 + i\beta \sin(\Omega t)\big] = E_0 e^{ikz} e^{-i\omega t}\left[1 + \frac{\beta}{2}\big(e^{i\Omega t} - e^{-i\Omega t}\big)\right]. \tag{3.5}$$

Daljnjim grupiranjem dobivenih članova vidljivo je da se izlazni val sastoji od tri doprinosa, od kojih prvi ima frekvenciju ulaznog vala ω i naziva se val nosilac (eng. *carrier*), dok drugi i treći imaju frekvencije $\omega - \Omega$ i $\omega + \Omega$ koje su manje i veće upravo za frekvenciju modulacije Ω te se novonastali valovi nazivaju prvim bočnim signalima (eng. *first sideband*).

$$E_1(z,t) = E_0 e^{ikz}\left[e^{-i\omega t} + \frac{\beta}{2}\big(e^{-i(\omega-\Omega)t} - e^{-i(\omega+\Omega)t}\big)\right]. \tag{3.6}$$

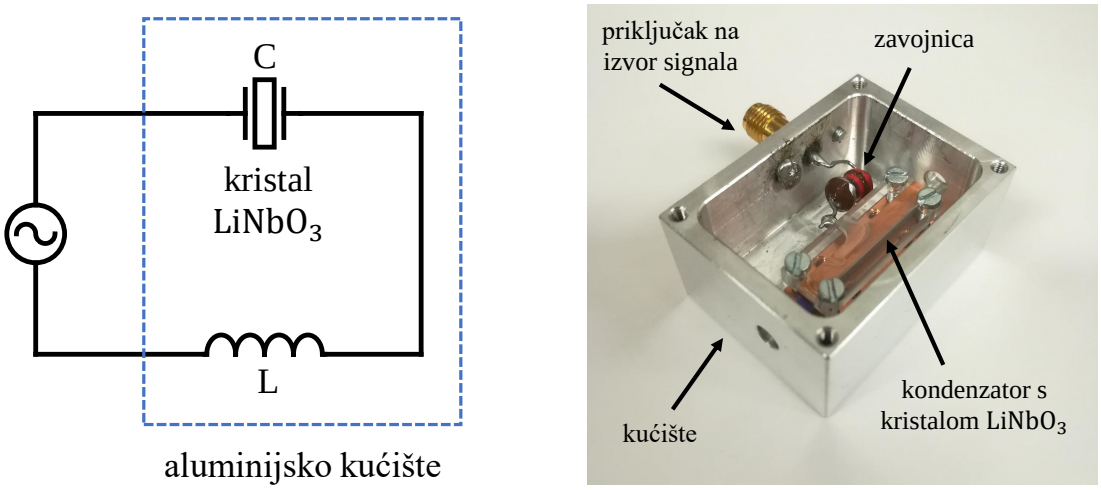
3.4.2 Izrada elektrooptičkog modulatora

Za postizanje modulacije faze optičkog signala konstruiran je elektrooptički modulator sastavljen od aluminijskog kućišta unutar kojeg su smješteni elektrooptički medij i elektroničke komponente. Shema i fotografija uređaja prikazane su na slici 3.5. Ovako sastavljen električni titrajni krug sastoji se od zavojnice induktiviteta $L = 22\ \mu\mathrm{H}$ prilagođene za protjecanje visokofrekventnih struja te kondenzatora kapaciteta $C = 12\ \mathrm{pF}$ sastavljenoga od dvije bakrene elektrode između kojih je umetnut kristal litijevog niobata ($\mathrm{LiNbO_3}$). Aluminijsko kućište na dvjema nasuprotnima stranicama ima malene otvore kružnog profila koji omogućavaju prolazak uskog snopa svjetlosti kroz kristal unutar kojeg dolazi do modulacije faze svjetlosti pod utjecajem elektrooptičkog efekta.

S vanjske strane kućišta postavljen je priključak za koaksijalni kabel kojim se električni signal za pobudu titrajnog kruga dovodi iz funkcijskog generatora signala. Za optimalno funkcioniranje EOM-a potrebno je poznavati njegovu vlastitu frekvenciju f_{REZ} kako bi se frekvencija pobude mogla ugoditi upravo na tu vrijednost. Ova frekvencija određena je induktivitetom zavojnice L i kapacitetom kondenzatora C u krugu povezanima u izraz:

$$f_{REZ} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}. \tag{3.7}$$

Na ovaj način izračunata je vrijednost rezonante frekvencije $f_{REZ} = 9,795\ \mathrm{MHz}$.



(a) (b)

Slika 3.5: (a) Shema električnog titrajnog kruga i (b) fotografija elektrooptičkog modulatora.

Također, u svrhu prijenosa izmjeničnog signala od funkcijskog generatora signala do EOM-a uz što manje refleksije signala, potrebno je uskladiti impedancije koaksijalnog kabela i titrajnog kruga kako bi se maksimizirala transmisija odaslanog signala pobude EOM-a.

Značaj izrade elektrooptičkog modulatora i umetanje istoga u dio eksperimentalnog postava namijenjenoga izvedbi spektroskopije prijenosom modulacije ogleda se u činjenici da izlazni signal, kod ove vrste spektroskopije, ima disperzivni profil. Takav signal moguće je iskoristiti za frekventnu stabilizaciju (eng. *lock*) lasera na određenu frekvenciju vrlo male širine. Signal dobiven spektroskopijom prijenosa modulacije tako je korišten kao signal pogreške (eng. *error signal*) za frekventnu stabilizaciju lasera Matisse CR.

3.5 Spektroskopija

Jedne od glavnih pojava na kojima se temelji dinamika atoma i molekula su apsorpcija i emisija kvanata elektromagnetskog zračenja koje rezultiraju pobuđivanjem elektrona u stanja više energije ili njihovom relaksacijom u stanja niže energije. Rezultat promatranja i razlučivanja frekvencija, odnosno valnih duljina elektromagnetskog zračenja koje su atomi apsorbirali ili emitirali je određeni spektar koji predstavlja svojevrsni potpis pojedine vrste atoma, a istraživačka metoda, kojom se dolazi do njega, naziva se spektroskopija. Preciznije, upravo spektar apsorbirane, odnosno emitirane

svjetlosti daje jasan uvid u elektronsku strukturu atoma promatranih u eksperimentu te je iz njega moguće rekonstruirati njihova energetska stanja, a time i raspoznati o kojoj vrsti kemijskog elementa se radi.

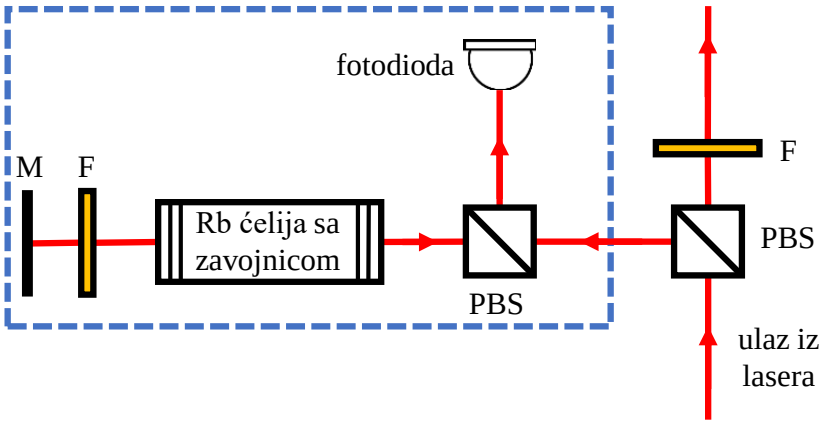
U sklopu ovog rada provedene su dvije vrste spektroskopije te se svaka od njih zasniva na različitim metodama generiranja izlaznih signala, odnosno apsorpcijskog spektara zračenja atoma.

3.5.1 Saturacijska apsorpcijska spektroskopija

Budući da svjetlost emitirana iz kontinuiranih lasera poluvodičkog tipa prekriva relativno široko frekventno područje, a za pobudu elektronskih prijelaza u atomima rubidija koriste se vrlo precizno određene frekvencije svjetlosnog zračenja, potrebno je imati informaciju koju frekvenciju svjetlosti laser u pojedinom vremenskom trenutku emitira. Također, kako bi se eksperiment mogao provoditi bez konstantnog ugađanja frekvencije laserske svjetlosti, korisno je primijeniti metodu frekventne stabilizacije lasera. U tu svrhu, kod lasera Toptica DL 100 korištena je metoda saturacijske apsorpcijske spektroskopije.

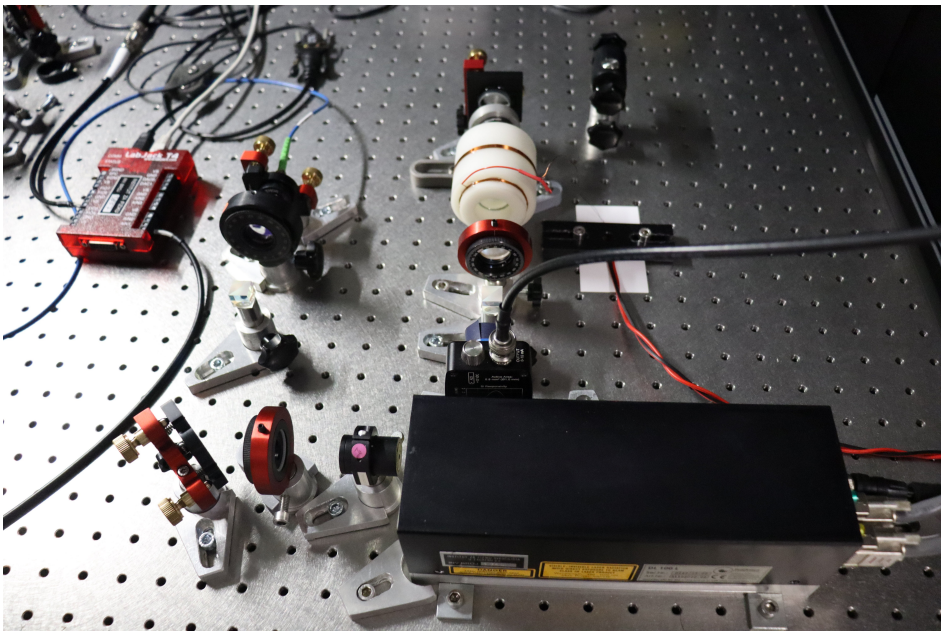
Sturacijska apsorpcijska spektroskopija (eng. *saturation absorption spectroscopy*, SAS) tehnika je koja se koristi za utvrđivanje hiperfine strukture atomskih spektara i temelji se na propuštanju dvije zrake svjetlosti u suprotnim smjerovima kroz ćeliju koja sadrži atome elementa čiji se spektar istražuje. Jedna od tih zraka koristi se kao pumpna za pobudu atoma iz osnovnog u više energetsko stanje, dok je druga zraka probna i njom se uočavaju promjene u atomskom mediju. Zrake imaju istu frekvenciju te stoga interagiraju s brzinskom grupom atoma kojima frekvencije energetskih prijelaza odgovaraju frekvencijama laserske svjetlosti. Na ovakav način postiže se smanjena apsorpcija svjetlosti probne zrake na onim frekvencijama koje odgovaraju upravo hiperfinim prijelazima. Uz to, uočava se postojanje proširenja u profilu spektra uzrokovano Dopplerovim efektom. Zbog pobuđivanja više energetskih prijelaza, u dobivenom spektru moguće je uočiti i linije koje odgovara aritmetičkoj sredini frekvencija atomskih prijelaza i one se nazivaju (eng. *crossover*) prijelazima.

Za postizanje frekventne stabilizacije lasera na frekvenciju određenog atomskog prijelaza, potrebno je poznavati njezin iznos te uspostaviti povratnu vezu između lasera i signala dobivenoga saturacijskom apsorpcijskom spektroskopijom. To se postiže generiranjem signala pogreške (eng. *error signal*) koji zapravo predstavlja



Slika 3.6: Shematski prikaz postava saturacijske apsorpcijske spektroskopije. PBS - polarizacijska kocka (eng. *polarizing beam splitter*), M - ogledalo (eng. *mirror*), F - optički filtar (eng. *optical filter*).

derivaciju signala spektroskopije te je stoga pogodan za ostvarivanje stabilizacije. U uskoj frekventnoj okolini atomskog prijelaza signal derivacije ima disperzivni profil koji nije simetričan u odnosu na prijelaz, za razliku od šiljastog profila signala spektroskopije. To omogućava konstrukciju mehanizma povratne veze koja regulira parametre unutar lasera, kao što su jakost struje i temperatura te na taj način održava frekvenciju emitirane svjetlosti stabilnom oko vrijednosti prijelaza.



Slika 3.7: Eksperimentalni postav kojim je realizirana saturacijska apsorpcijska spektroskopija.

3.5.2 Spektroskopija prijenosom modulacije

Druga spektroskopska tehnika realizirana u sklopu ovog rada je spektroskopija prijenosom modulacije (eng. *modulation transfer spectroscopy*) u kojoj se manifestiraju određene nelinearne optičke pojave. Područje nelinearne optike bavi se razmatranjem fenomena koji se odvijaju uslijed promjene optičkih svojstava materijala u prisustvu intenzivnog elektromagnetskog zračenja. Najčešće samo laserska svjetlost ima dovoljno velik intenzitet da bi uzrokovala takve pojave u materijalu, a nelinearnost fenomena očituje se kroz odziv materijala koji na nelinearan način ovisi o jakosti elektromagnetskog polja pobude. Za razliku od konvencionalne, linearne optike, u kojoj je makroskopska polarizacija materijala $\mathbf{P}$ proporcionalna jakosti električnog polja $\mathbf{E}$ koje ju je uzrokovalo, kako je navedeno u izrazu 2.35, u nelinearnoj optici prethodni izraz se proširuje na način da polarizacija ovisi o električnom polju kao niz potencija:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \big[\chi^{(1)}\mathbf{E} + \chi^{(2)}\mathbf{E}^2 + \chi^{(3)}\mathbf{E}^3 + ...\big], \tag{3.8}$$

pri čemu $\chi^{(2)}$ i $\chi^{(3)}$predstavljaju nelinearne susceptibilnosti drugog i trećeg reda [20]. Pojava od posebnog interesa je četverovalno mješanje (eng. *four-wave mixing*, FWM) jer predstavlja jednu vrstu sprezanja modova u mediju s neiščezavajućom nelinearnom susceptibilnošću trećeg reda $\chi^{(3)}$. Ukoliko se pumpna zraka osnovne frekvencije ω, bliske frekvenciji atomskog prijelaza ω_0 i probna zraka frekvencije bočnih nosilaca $\omega + n\Omega$, pri čemu je n prirodan broj, nađu u istoj prostornoj točki unutar medija, tada dolazi do formiranja četvrtog vala uz nelinearno sprezanje modova. Amplitude i faze bočnih nosilaca sadrže informaciju o frekventnom pomaku lasera od frekvencije atomskog prijelaza ω_0 te o svojstvima atomske pare u kojoj se odvija proces miješanja.

Amplituda novonastalog vala, kao funkcija frekventnog pomaka probne zrake od atomskog prijelaza Δ, ima oblik [23]:

$$\begin{aligned} S(\Delta) = \frac{C}{\sqrt{\gamma^2+\Omega^2}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta) J_{n-1}(\beta) \Big[& (L_{(n+1)/2} + L_{(n-1)/2}) \cos(\Omega t + \phi) \\ & + (D_{(n+1)/2} + D_{(n-1)/2}) \sin(\Omega t + \phi) \Big], \end{aligned} \tag{3.9}$$

gdje su:

$$L_n = \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + (\Delta - n\Omega)^2}, \qquad D_n = \frac{\gamma(\Delta - n\Omega)}{\gamma^2 + (\Delta - n\Omega)^2}. \tag{3.10}$$

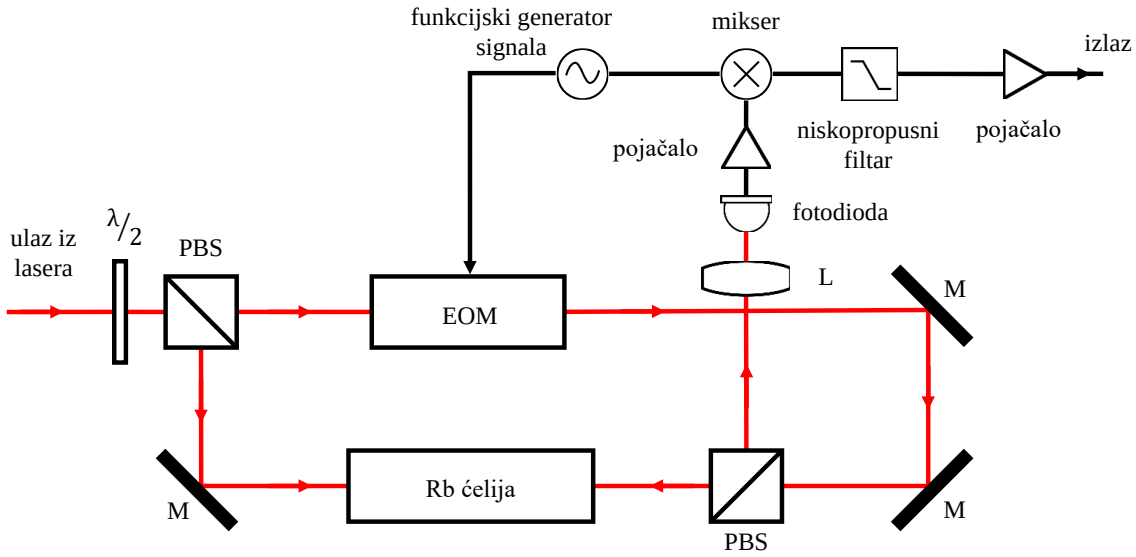
U prethodnim izrazima γ predstavlja prirodnu širinu linije atomskog prijelaza, ϕ je faza bočnih nosilaca probne zrake u odnosu na modulacijski signal oblika $\cos(\Omega t)$, a C predstavlja funkciju koja sadrži amplitude električnih polja i druge fizikalne konstantne. Također, funkcija L_n predstavlja Lorentzovu raspodjelu, dok je funkcija D_n povezana s Kramers-Kronigovim relacijama. Koeficijenti, koji stoje uz fukcije kosinus i sinus, ortogonalni su te se nazivaju komponentom u fazi (eng. *in-phase*) i kvadratnom komponentom (eng. *quadrature*) signala spektroskopije. Detaljan teorijski izvod prethodno navedenih izraza prezentiran je u radu [22].

Kada je amplituda modulacije β malena, tada koeficijenti predstavljeni Besselovim funkcijama prve vrste višeg reda postaju zanemarivi te se izraz 3.9 mogže razmatrati samo za vrijednosti $n = 0, 1$. Slijedi izraz za amplitudu vala nastalog sprezanjem modova pumpne zrake i bočnih nosilaca probne zrake:

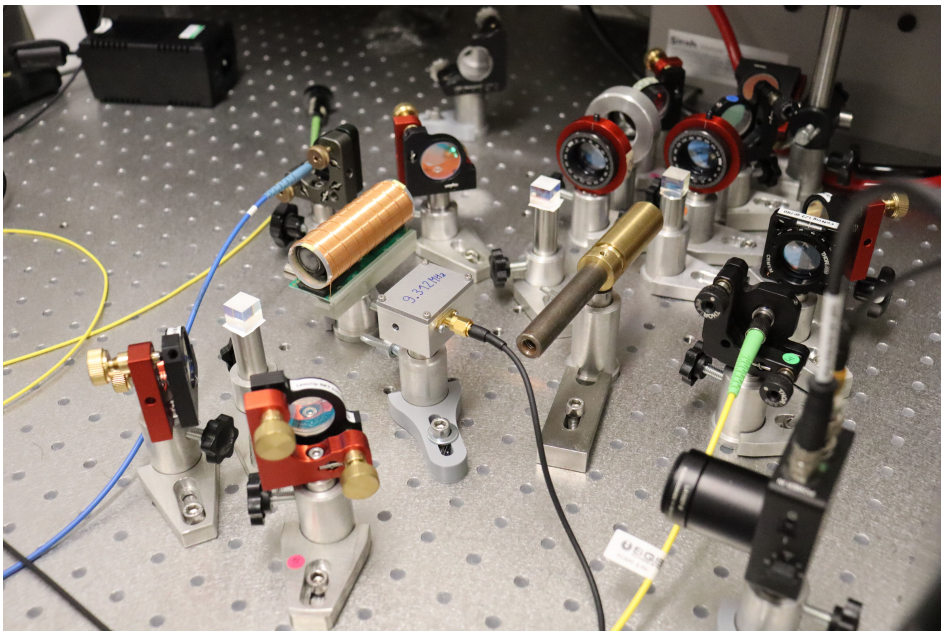
$$S(\Delta) = \frac{C}{\sqrt{\gamma^2 + \Omega^2}} J_0(\beta) J_1(\beta) \Big[(L_1 + L_{-1/2} - L_{1/2} - L_{-1}) \cos(\Omega t + \phi) + (D_1 - D_{1/2} - D_{-1/2} + D_{-1}) \sin(\Omega t + \phi) \Big]. \tag{3.11}$$

Moguće je pokazati da su komponenta u fazi i kvadratna komponenta povezane s apsorpcijom i disperzijom atomskih para te je za njihovu detekciju potrebno pomiješati nastali signal spektroskopije s drugim sinusoidalnim signalom i potom njihov zbroj propustiti kroz niskopropusni filtar. Na taj način nastaje signal povratne veze (eng. *error signal*) koji se može iskoristiti za frekventnu stabilizaciju (eng. *lock*) emsijskog spektra lasera na određenu frekvenciju s relativno uskim frekventnim rasponom unutar kojeg laser zrači.

Na slici 3.8 predstavljen je shematski prikaz eksperimentalnog postava korištenog prilikom izvedbe spektroskopije prijenosom modulacije. Slika 3.9 prikazuje ovaj postav koji sadrži ćeliju s izotopima rubidija $^{85}\mathrm{Rb}$ i $^{87}\mathrm{Rb}$, izrađeni elektrooptički modulator te ostale optičke komponente. Dobiveni signal detektiran je fotodiodom DET10A2 i potom snimljen osciloskopom Siglent SDS 1104X-E.



Slika 3.8: Shematski prikaz spektroskopije prijenosom modulacije. PBS - polarizacijska kocka (eng. *polarizing beam splitter*), M - ogledalo (eng. *mirror*), EOM - elektrooptički modulator (eng. *electro-optical modulator*), $\lambda/2$ - pločica za ugađanje polarizacije (eng. *half-wave plate*), L - leća (eng. *lens*). Prilagođeno prema [23].



Slika 3.9: Eksperimentalni postav kojim je realizirana spektroskopija prijenosom modulacije.

Ova vrsta spektroskopije zasniva se na pojavi četverovalnog miješanja u atomskom mediju i za postizanje tog efekta, pumpna zraka jakog intenziteta i frekvencije ω propušta se kroz elektrooptički modulator na kojeg je doveden oscilirajući signal frekvencije Ω. Izlazna zraka sadrži osnovnu nepromijenjenu zraku frekvencije ω, koja se naziva nosač (eng. *carrier*) i dvije zrake slabijih intenziteta, koje se nazivaju bočnim signalima (eng. *sidebands*) čije su frekvencije simetrično veće i manje od frekvencije signala nosača ω za vrijednost frekvencije modulacije Ω. Na ovaj način modulirana pumpna zraka kolinearno se susreće s kontrapropagirajućom probnom zrakom unutar ćelije s atomskim medijem te ondje dolazi do nelinearne pojave četverovalnog miješanja koja rezultira prijenosom modulacije na probnu zraku [23].

Potom se njezin signal registrira na fotodiodi i u mikseru se miješa sa signalom kojim je elektrooptički modulator pobuđen te se na kraju taj signal propušta kroz niskopropusni filtar. Rezultat čitavog navedenog procesa je signal disperzivnog profila na frekvencijama koje odgovaraju atomskim prijelazima uz ravni šumoviti dio signala približno konstantne vrijednosti (eng. *baseline*) jednak nuli pri svim ostalim frekvencijama.

4 Rezultati mjerenja

Tijekom izvedbe ovog eksperimentalnog rada zacrtano je nekoliko ciljeva, od kojih je primarni bio opažanje prostorne promjene indeksa loma u vrućim parama rubidija pri uvjetu EIT-a u frekventnom području daleko od atomskih prijelaza. Sekundarni cilj bio je uspostava sustava za frekventnu stabilizaciju poluvodičkog lasera Matisse CR čime bi se omogućila emisija koherentne svjetlosti potrebne za provedbu daljnjih eksperimenata koji zahtijevaju takve uvjete.

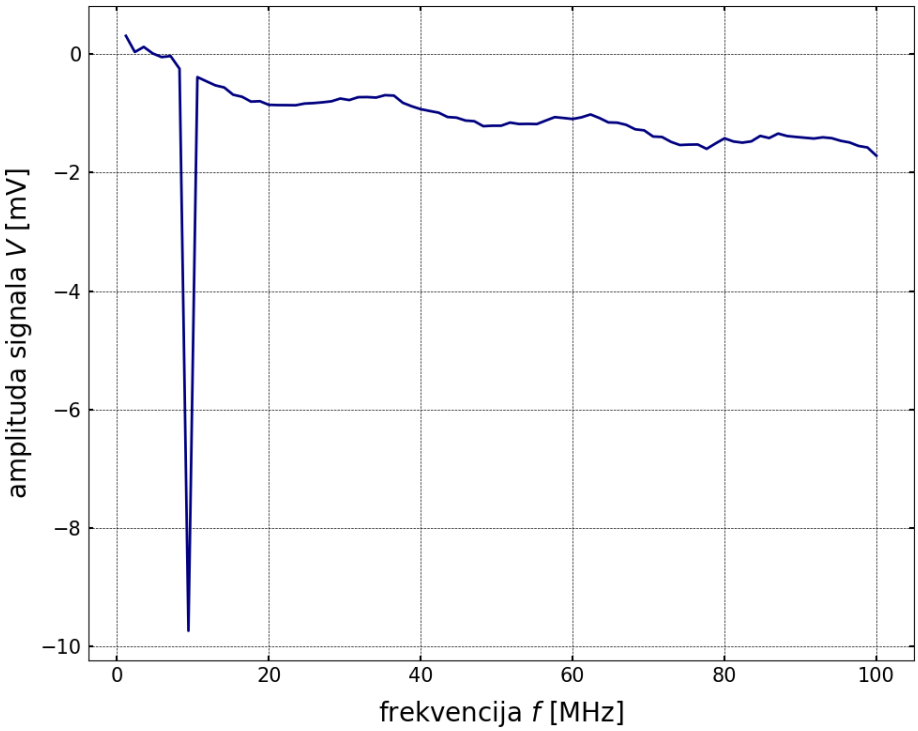
4.1 Elektrooptički modulator

4.1.1 Vlastita frekvencija i impedancija EOM-a

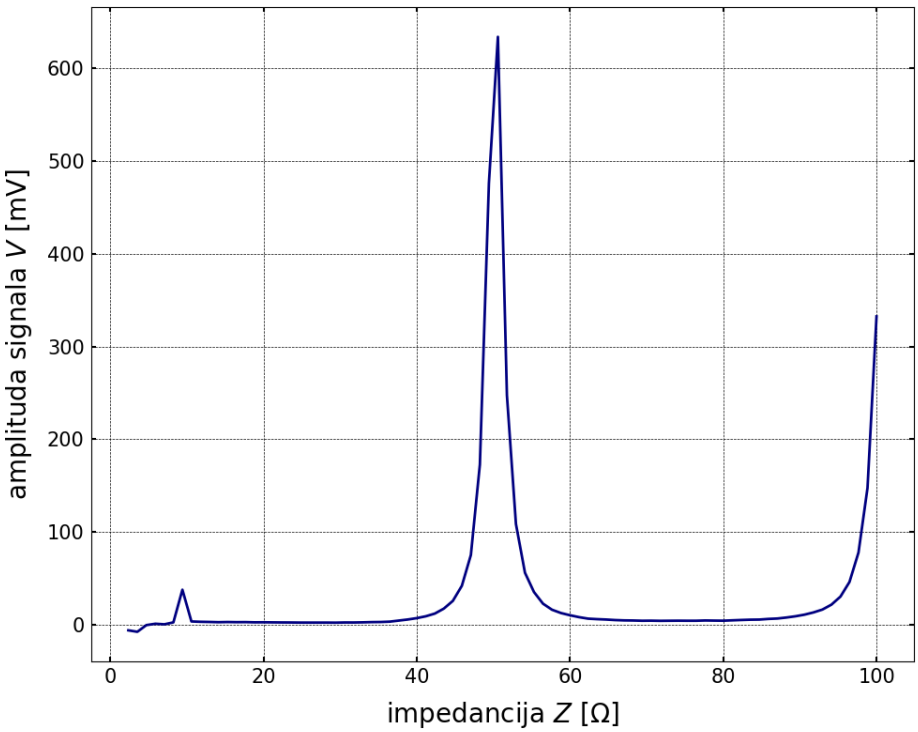
U svrhu određivanja vlastite frekvencije i impedancije električnog titrajnog kruga EOM-a, uređaj je povezan s vektorskim i mrežnim analizatorom spektra Anritsu VNA Master MS2036C koji šalje izmjenične signale različitih frekvencija u uređaj te potom očitava povratni signal. Grafički prikaz ovisnosti intenziteta povratnog signala o frekvenciji vidljiv je na slici 4.1, dok je na slici 4.2 prikazana ovisnost intenziteta povratnog signala o impedanciji titrajnog kruga. Iz podataka dobivenih analizatorom spektra utvrđeno je da vlastita frekvencija električnog titrajnog kruga EOM-a iznosi $f_{REZ} = 9,312\ \mathrm{MHz}$, dok je njegova impedancija $Z = 50\ \Omega$. Usporedbom izmjerene vrijednosti s teorijski predviđenom, koja iznosi $f_{REZ} = 9,795\ \mathrm{MHz}$, može se zaključiti da je izmjerena vrijednost u suglasnosti s predviđenom. Odstupanje od otprilike 5% može se objasniti postojanjem određenog parazitskog kapaciteta u titrajnom krugu zbog čega je ukupni kapacitet nešto veći od vrijednosti uzete prilikom izračuna, a time je rezonantna frekvencija nešto niža.

4.1.2 Karakteristike EOM-a i izračun amplitude modulacije

Nakon utvrđivanja dviju karakterističnih veličina električnog titrajnog krug EOM-a, pristupilo se ispitivanju djelovanja uređaja na propuštenu zraku laserske svjetlosti. Prilikom izvedbe ovog mjerenja, EOM je smješten u dio postava koji pripada drugom eksperimentu, no moguće ga je iskoristiti za provjeru učinkovitosti uređaja. Ondje je zraka generirana MOGLabs MSA laserom propuštena kroz EOM pobuđen izmjeničnim signalom određene snage te je potom frekventno modulirani signal zrake



Slika 4.1: Ovisnost intenziteta reflektiranog signala o frekvenciji pobude EOM-a. Vidljiv je izraženi minimum krivulje za frekvenciju $f_{REZ} = 9,312$ MHz što ujedno predstavlja vlastitu frekvenciju električnog titrajnog kruga EOM-a.

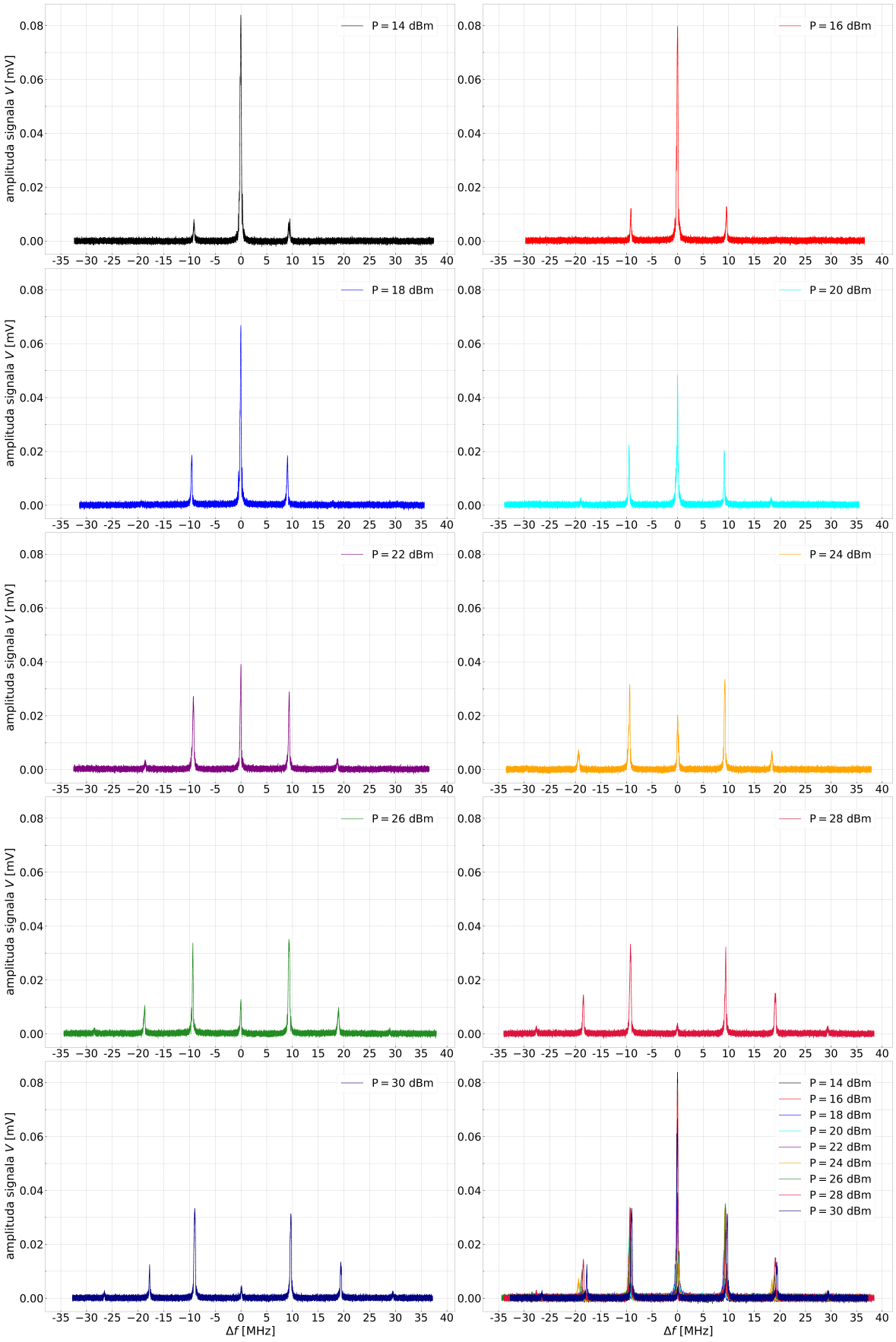


Slika 4.2: Ovisnost intenziteta povratnog signala o impedanciji titrajnog kruga EOM-a. Vidljiv je izraženi maksimum krivulje na impedanciji $Z = 50\ \Omega$ što ujedno predstavlja impedanciju električnog titrajnog kruga EOM-a.

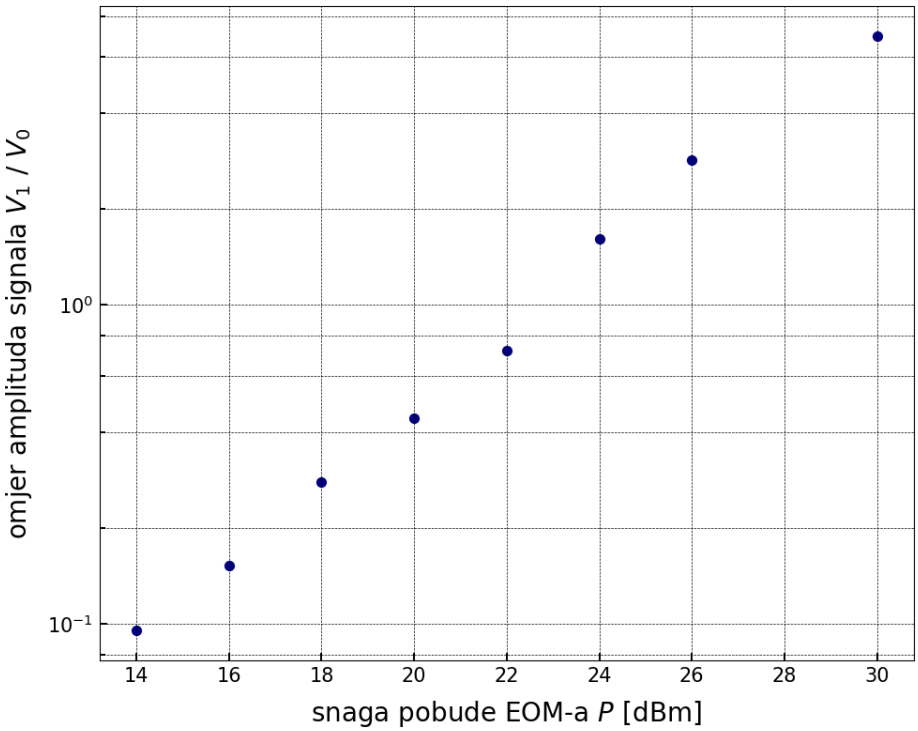
filtriran Fabry-Pérotovim optičkim rezonatorom i zatim zabilježen preko fotodiode na osciloskopu Teledyne Lecroy WaveSurfer 4104HD.

Optički rezonator sastoji se od dva zrcala postavljena jedno nasuprot drugom te se može koristiti za filtriranje svjetlosti po točno određenim frekvencijama. Naime, zbog vrlo visoke reflektivnosti zrcala unutar rezonatora, elektromagnetski valovi se na njima višestruko reflektiraju zbog čega dolazi do pojave konstruktivne interferencije samo kod onih valova čija je frekvencija f cjelobrojni višekratnik omjera $c/2L$ u kojem c označava brzinu svjetlosti, a L duljinu rezonatora, odnosno razmaka između zrcala. Ovime je definirana karakteristična veličina rezonatora koja se naziva slobodno spektralno područje (eng. *free spectral range*, FSR) i ona određuje frekvencije konstruktivno interferirajućih valova za taj rezonator. Frekvenciju $f_{FSR} = c/2L$ moguće je varirati promjenom duljine rezonatora što se postiže pomicanjem jednog zrcala piezoelektričnim elementom. Nakon velikog broja refleksija između zrcala, iz rezonatora izlaze samo valovi s frekvencijama $f_N = N f_{FSR}$, gdje je N prirodan broj, dok valovi ostalih frekvencija bivaju atenuirani i tako se ulazni signal filtrira.

Na slici 4.3 grafički su prikazane ovisnosti amplitude izmjerenih signala o njihovoj frekvenciji za različite snage pobude EOM-a u rasponu od 14 do $30\ \mathrm{dBm}$ s korakom od $2\ \mathrm{dBm}$. Vidljivo je kako su prvi bočni signali zabilježeni na frekvencijama pravilno udaljenima od one vala nosioca za iznos $\pm f_{REZ}$ što odgovara vrijednosti frekvencije pobude EOM-a. Uz to, na višim snagama pobude dolazi do formiranja i drugih bočnih signala čije frekvencije su dvostruko veće, odnosno manje od vrijednosti f_{REZ}. Također, može se primijetiti da postupno povećavanje snage pobude rezultira smanjenjem amplitude signala vala nosioca, dok se istovremeno amplitude prvih bočnih signala povećavaju. Ovisnost omjera srednje amplitude prvih bočnih signala i amplitude vala nosioca o snazi pobude EOM-a prikazana je na slici 4.4. Vidljivo je da amplituda prvih bočnih signala eksponencijalno raste s povećanjem snage pobude.



Slika 4.3: Ovisnost amplitude svjetlosnog signala o frekvenciji za različite parametre snage pobude EOM-a u rasponu od 14 do 30 dBm s korakom od 2 dBm.



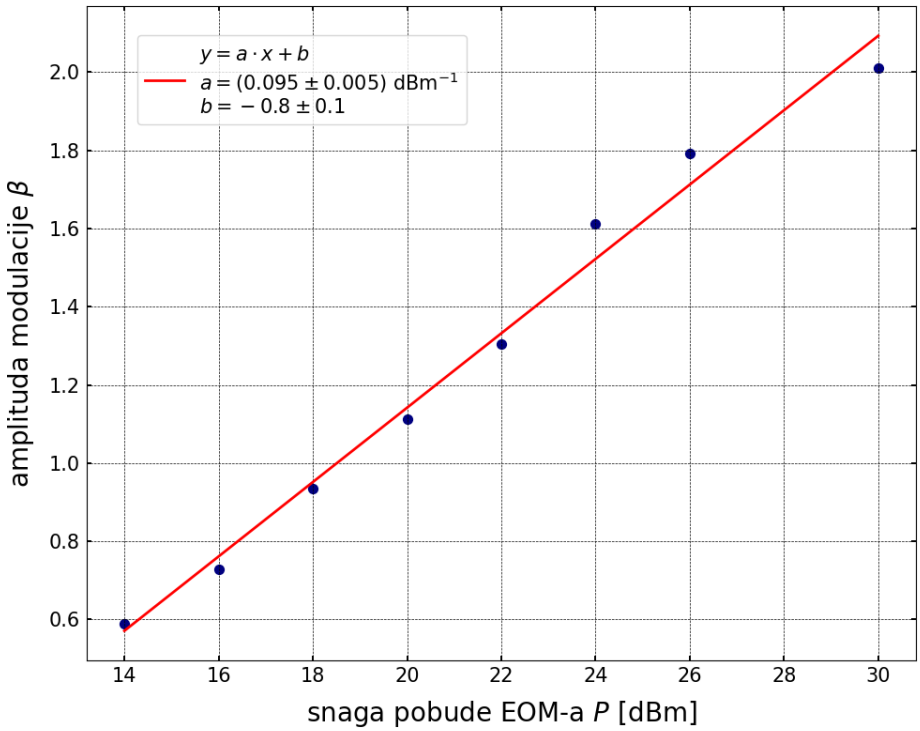
Slika 4.4: Ovisnost omjera srednje amplitude prvih bočnih signala i amplitude vala nosioca o snazi pobude EOM-a. Vidljiv je eksponencijalni porast amplitude prvih bočnih signala V_1 s porastom snage pobude.

Veličina koja određuje efikasnost EOM-a je amplituda modulacije signala β i ona se u izrazu 3.4 pojavljuje kao argument dviju Besselovih funkcija. Budući da je intenzitet zračenja u eksperimentu predstavljen amplitudom signala V proporcionalan kvadratu amplitude električnog polja vala $|E|^2$, iz omjera intenziteta vala nosioca i prvih bočnih signala može se izračunati amplituda modulacije na sljedeći način. Kvadrati amplituda električnih polja proporcionalni su kvadratima Besselovih funkcija prve vrste i za val nosilac vrijedi: $|E_0|^2 \propto |J_0(\beta)|^2$, dok za prvi bočni val vrijedi: $|E_1|^2 \propto |J_1(\beta)|^2$. Stavljanjem prethodnih izraza u omjer slijedi:

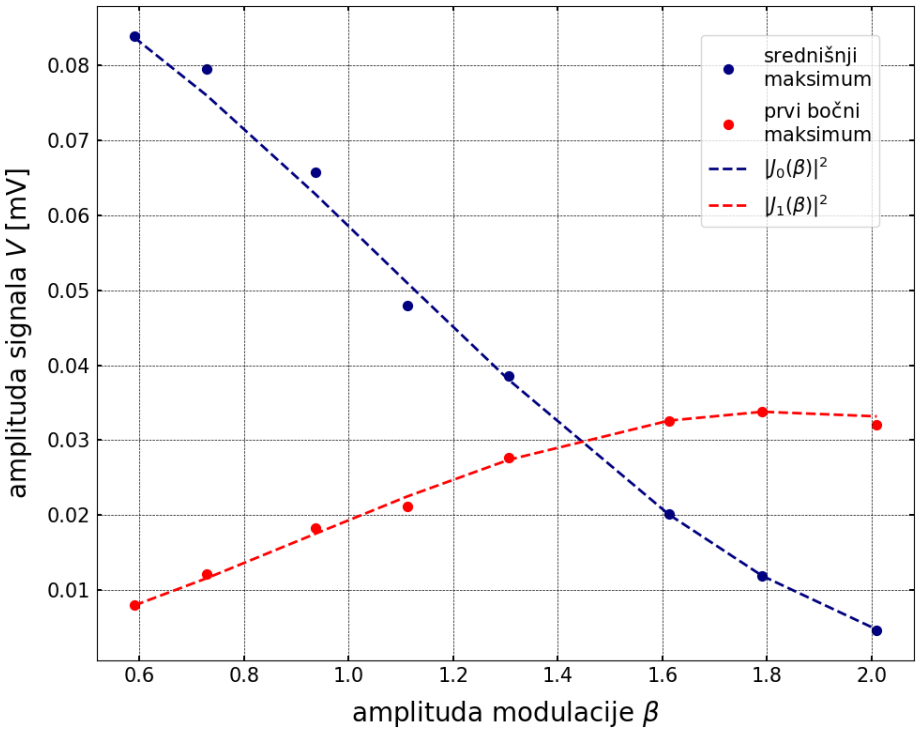
$$\frac{V_1}{V_0} \propto \frac{|J_1(\beta)|^2}{|J_0(\beta)|^2}. \tag{4.1}$$

Za izračun argumenta Besselovih funkcija β, navedeni omjeri su izjednačeni te su s lijeve strane uvrštene izmjerene vrijednosti amplituda vala nosioca i prvih bočnih signala pri određenoj snazi pobude EOM-a. Potom su takve jednadžbe riješene numerički i na taj način izračunate su vrijednosti amplitude modulacije β. Na slici 4.5 prikazana je ovisnost amplitude modulacije β o snazi pobude EOM-a te je vidljiva linearna veza ovih dviju veličina.

Dodatna potvrda valjanosti izraza 3.4 može se uočiti ukoliko se prikaže ovisnost amplitude signala vala nosioca i amplitude prvih bočnih signala u ovisnosti o amplitudi modulacije β te se na istom prikazu nacrtaju apsolutne vrijednosti Besselovih funkcija prve vrste nultog i prvog reda, kao što je vidljivo na slici 4.6.



Slika 4.5: Ovisnost amplitude modulacije β o snazi pobude EOM-a. Vidljiv je linearni porast amplitude modulacije β s porastom snage pobude.



Slika 4.6: Ovisnost amplitude signala vala nosioca V_0 (plavo) i amplitude prvih bočnih signala V_1 (crveno) o amplitudi modulacije β uspoređena s grafičkim prikazom kvadrata apsolutne vrijednosti Besselovih funkcija prve vrste nultog i prvog reda. Vidljivo je podudaranje izmjerenih vrijednosti amplituda s kretanjem Besselovih funkcija.

4.2 Spektroskopije

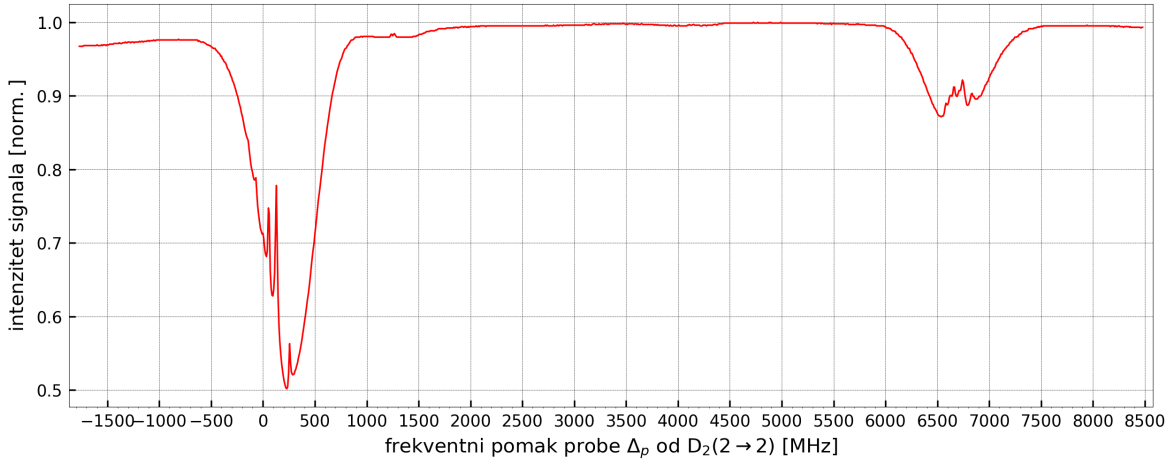
Sastavni dio svakog eksperimenta čini postav za izvedbu neke spektroskopske tehnike u svrhu određivanja frekvencije laserske svjetlosti. Stoga je u sklopu postava primarnog eksperimenta za opažanje prostorne promjene indeksa loma u vrućim parama rubidija korištena saturacijska apsorpcijska spektroskopija izvedena laserom Toptica DL 100.

Sekundarni cilj ovog rada bio je provesti tehniku spektroskopije prijenosom modulacije te je usporediti sa saturacijskom apsorpcijskom spektroskopijom. Zato je svjetlosni snop iz lasera Matisse CR razdvojen na dvije zrake i potom je svaka od njih propuštena kroz jedan od dva eksperimentalna postava.

4.2.1 Saturacijska apsorpcijska spektroskopija

Prilikom izvedbe glavnog eksperimenta, frekvencija pumpne zrake određivana je upotrebom uređaja za mjerenje valne duljine (eng. *wavemeter*) te je računalni pro-

gram, koji upravlja radom lasera, održavao frekvenciju zrake stabilnom u vremenu. S druge strane, probni laser bio je postavljen u skenirajući način rada i frekvencija probne zrake se konstantno mijenjala u vremenu te je za njezino određivanje korištena tehnika saturacijske apsorpcijske spektroskopije. Na slici 4.7 prikazan je signal spektroskopije zabilježen za vrijeme izvedbe jednog mjerenja. Budući da je frekventna skala relativna, njezino ishodište može se proizvoljno odabrati te je ono postavljeno na prijelaz $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}; F = 2\right\rangle \rightarrow \left|5^2\mathrm{P}_{3/2}; F' = 2\right\rangle$ jer je na tom prijelazu kasnije bila postavljena frekvencija pumpne zrake u eksperimentu.

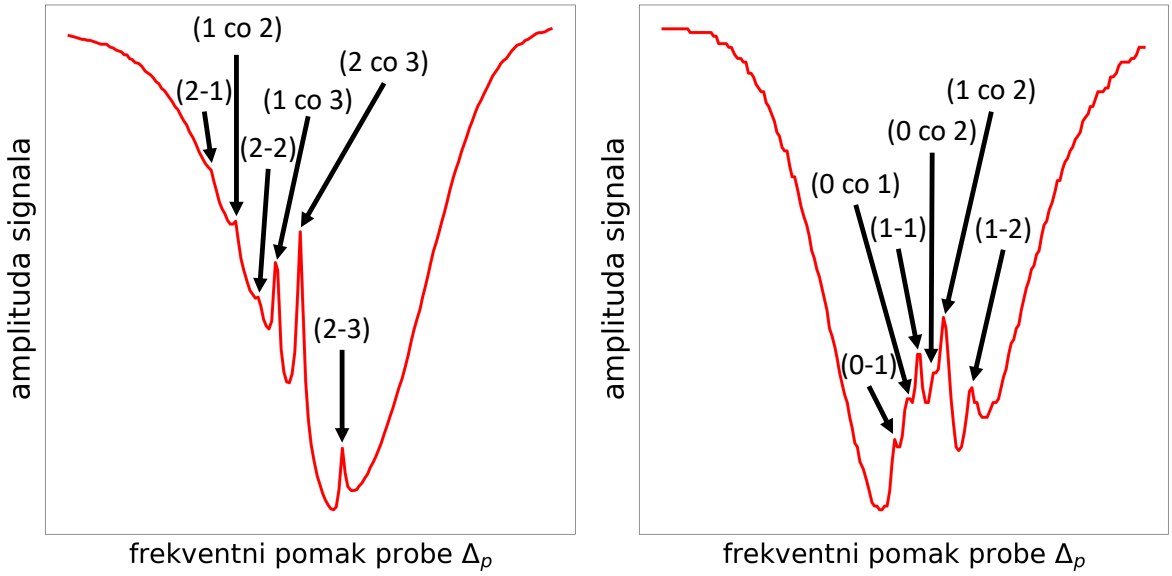


Slika 4.7: Ovisnost intenziteta svjetlosnog signala o frekvenciji laserske svjetlosti dobivenog saturacijskom apsorpcijskom spektroskopijom.

Nadalje, za precizno određivanje frekventnog pomaka probne zrake Δ_p od specifičnih atomskih prijelaza, potrebno je pridružiti pojedinim vrhovima u signalu njima odgovarajuće prijelaze. Stoga su na slici 4.8 predstavljeni uvećani prikazi dva frekventna područja u kojima dolazi do povećane apsorpcije i uz vrhove signala navedene su oznake prijelaza. Kao što je već navedeno, frekvencija pumpne zrake u jednom slučaju postavljena je na prijelaz $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ i potom je njezin frekventni pomak Δ_c mijenjan u rasponu od $\pm$ 1000 MHz s korakom od 200 MHz, dok je u drugom slučaju frekvencija postavljena je na prijelaz $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ i frekventni pomak mijenjan je u istom intervalu. Ova dva prijelaza uzeti su kao referentne točke za određivanje frekventnog pomaka probne zrake u eksperimentu.

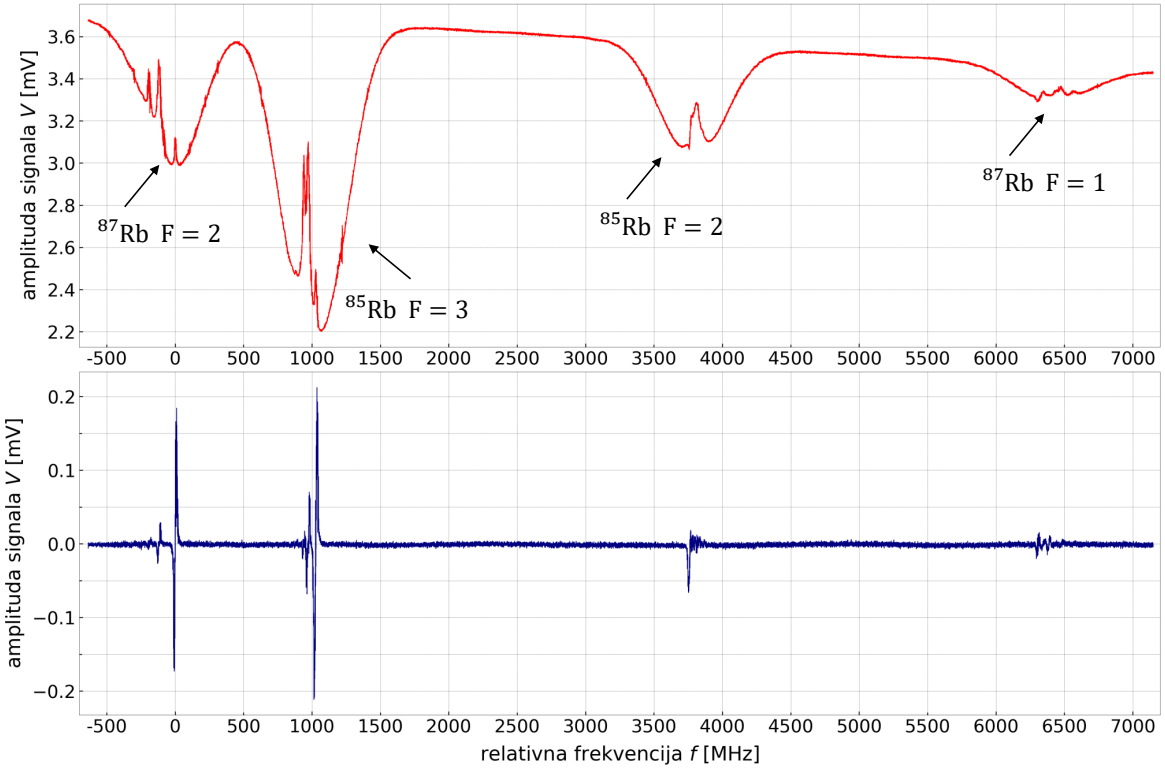
4.2.2 Spektroskopija prijenosom modulacije

Na slici 4.9 grafički su prikazani signali zabilježeni prilikom istovremene izvedbe dvije spektroskopske tehnike. Na signalu saturacijske apsorpcijske spektroskopije

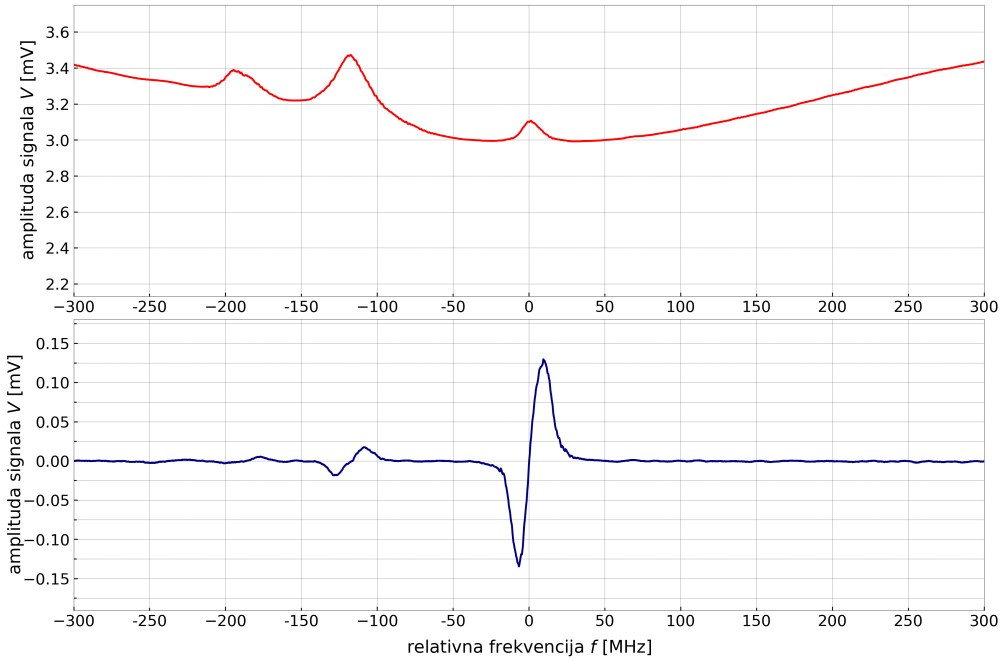


Slika 4.8: Uvećani prikaz signala saturacijske apsorpcijske spektroskopije za prijelaze iz stanja $|F = 2\rangle$ u $|F' = 1, 2, 3\rangle$ (lijevo) i za prijelaze iz stanja $|F = 1\rangle$ u $|F' = 0, 1, 2\rangle$ (desno). Prilagođeno prema [26].

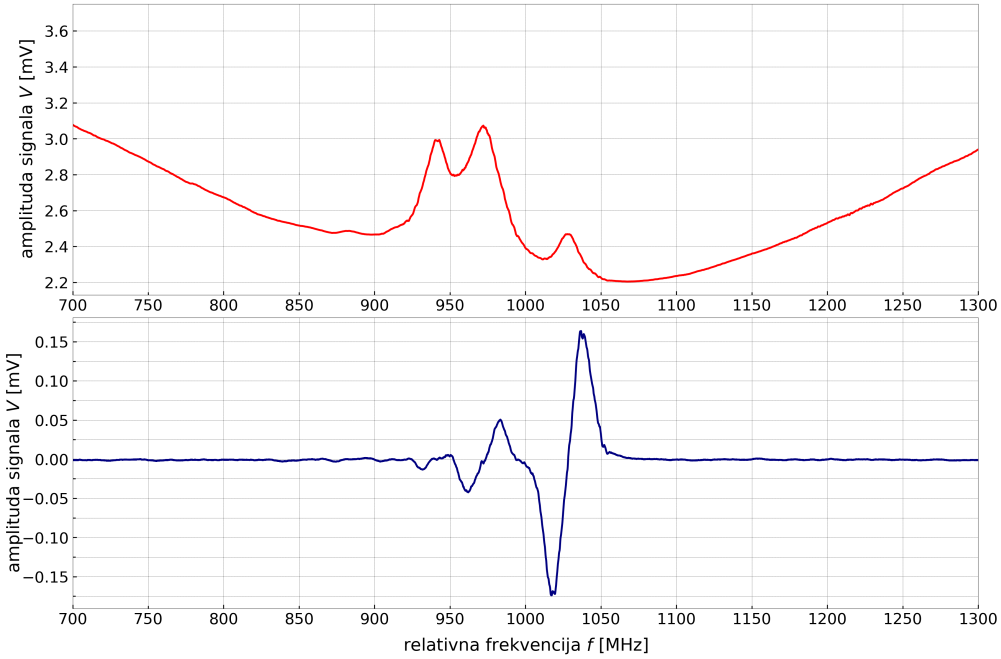
lako su uočljivi karakteristični skokovi u amplitudi uzrokovani smanjenjem apsorpcije, odnosno povećanjem transmisije povratne zrake zbog toga što njezina frekvencija odgovara onoj atomskih prijelaza koji su već saturirani. Uz pojedinu skupinu prijelaza navedene su oznake izotopa rubidija kojima ona pripada. Kod signala spektroskopije prijenosom modulacije vidljivi su uski disperzivni profili koji se pojavljuju upravo na rezonantnim frekvencijama atomskih prijelaza. Također, moguće je primijetiti da kod jače izraženih prijelaza dolazi do veće promjene vrijednosti izmjerenog signala te su oba signala međusobno u fazi, odnosno promjene u amplitudi odvijaju se na istim frekvencijama. Uvećani prikazi signala dviju spektroskopija u okolini najizraženijih atomskih prijelaza izotopa $^{87}\mathrm{Rb}$ i $^{85}\mathrm{Rb}$ vidljivi su na slikama 4.10 i 4.11. Ovime su uspješno realizirane obje tehnike spektroskopije i pokazano je da signal dobiven spektroskopijom prijenosom modulacije ima profil pogodan za signal povratne veze potreban za ostvarivanje frekventne stabilizacije lasera.



Slika 4.9: Ovisnost amplitude svjetlosnog signala o frekvenciji emitirane laserske svjetlosti dobivene saturacijskom apsorpcijskom spektroskopijom (gore) i spektroskopijom prijenosom modulacije (dolje).



Slika 4.10: Ovisnost amplitude svjetlosnog signala o frekvenciji emitirane laserske svjetlosti dobivene saturacijskom apsorpcijskom spektroskopijom (gore) i spektroskopijom prijenosom modulacije (dolje) izotopa $^{87}\mathrm{Rb}$ za prijelaze iz stanja $|F = 2\rangle$.



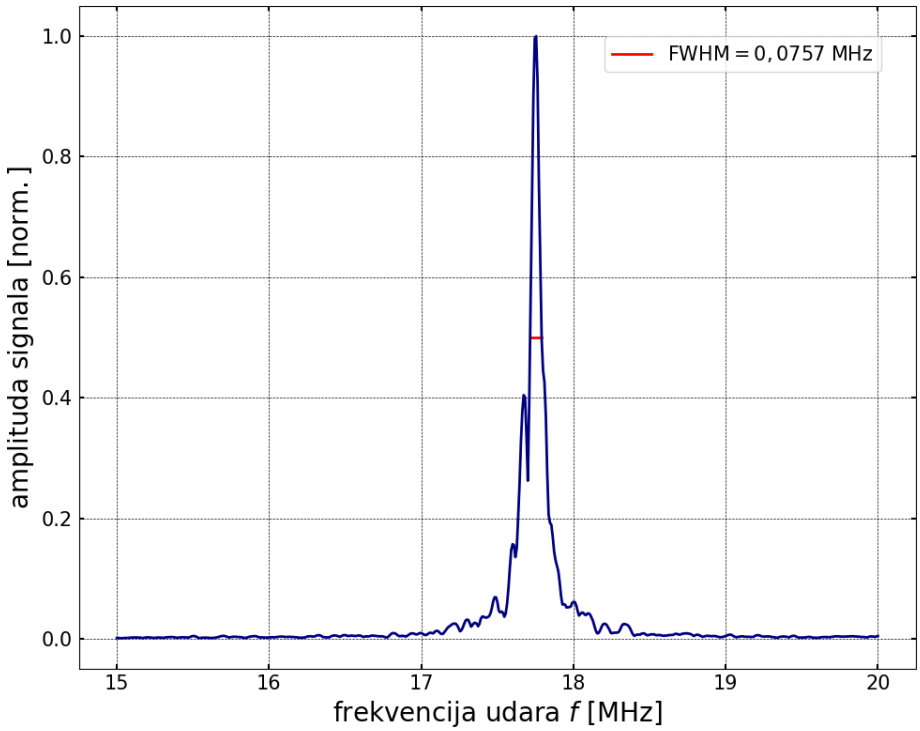
Slika 4.11: Ovisnost amplitude svjetlosnog signala o frekvenciji emitirane laserske svjetlosti dobivene saturacijskom apsorpcijskom spektroskopijom (gore) i spektroskopijom prijenosom modulacije (dolje) izotopa $^{85}\mathrm{Rb}$ za prijelaze iz stanja $|F = 3\rangle$.

4.2.3 Frekventna stabilizacija lasera

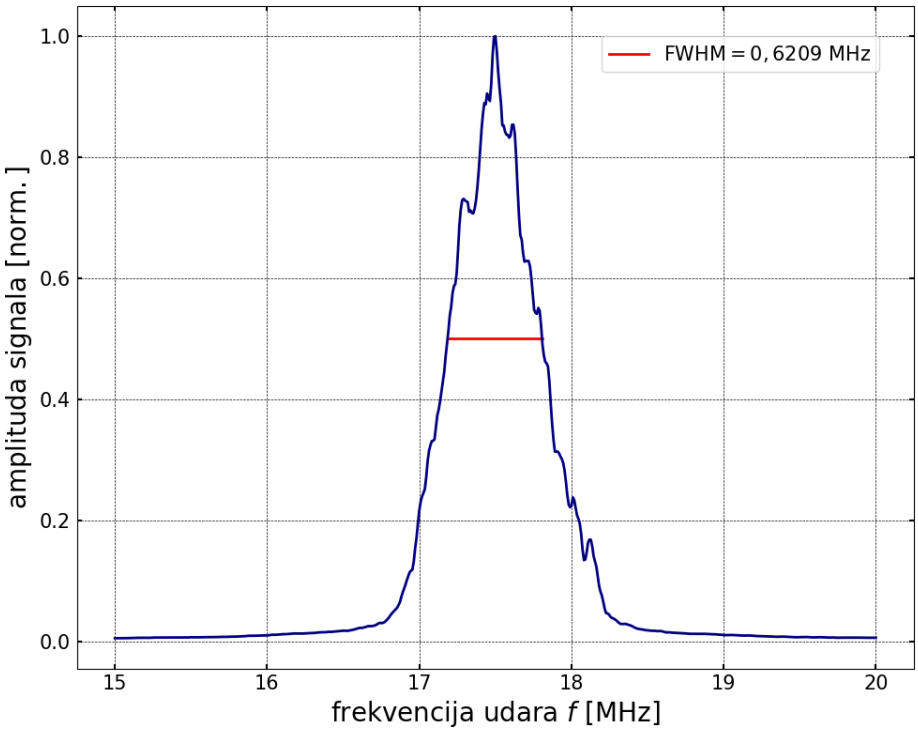
Posljednji aspekt ispitivan uz upotrebu elektrooptičkog modulatora bila je kvaliteta frekventne stabilizacije lasera korištenjem signala povratne veze dobivenog spektroskopijom prijenosom modulacije. Laser Matisse CR stabiliziran je na frekvenciju jednog atomskog prijelaza rubidija i potom je njegov svjetlosni signal spregnut tijekom propagacije sa signalom iz lasera MOGLabs MSA stabiliziranog na frekvenciju $17\ \mathrm{MHZ}$ udaljenu od atomskog prijelaza. Ukupni signal zabilježen je fotodiodom povezanom s analizatorom spektra Anritsu VNA Master MS2036C. Prilikom sprezanja dviju zraka došlo je do pojave udara (eng. *beat*) te se ukupni signal sastojao od brzo oscilirajuće komponente sa sporo promjenjivom amplitudom i frekvencija te promjene izmjerena je na fotodiodi. Na slici 4.12 prikazano je jedno mjerenje frekvencije spregnutog signala, dok je na slici 4.13 prikazana srednja vrijednost 100 mjerenja frekvencije udara.

Veličina koja daje uvid u kvalitetu ostvarene stabilizacije lasera je širina na pola maksimuma (eng. *full width at half maximum*, FWHM) frekvencije udara. Mjerenjem je utvrđeno da je u prvom slučaju, trenutni FWHM iznosio $0,0757\ \mathrm{MHz}$, dok je u drugom slučaju nakon usrednjavanja FWHM iznosio $0,6209\ \mathrm{MHz}$. Odstupanje

jednog reda veličine između trenutnog i vremenski usrednjenog FWHM-a objašnjava se činjenicom da je frekvencija lasera Matisse CR vrlo osjetljiva na promjene vanjskih parametara u sustavu, posebice na vibracije koje potječu od zvuka u prostoriji u kojoj se laser nalazi što rezultira nešto većom širinom frekventnog pojasa u kojem se vrši emisija. Ipak, oba su slučaja pokazala zadovoljavajuću kvalitetu frekventne stabilizacije lasera ostvarenu upotrebom signala povratne veze dobivenog spektroskopijom prijenosom modulacije uz upotrebu EOM-a.



Slika 4.12: Trenutni signal dobiven sprezanjem zraka lasera Matisse CR i MOGLabs MSA.



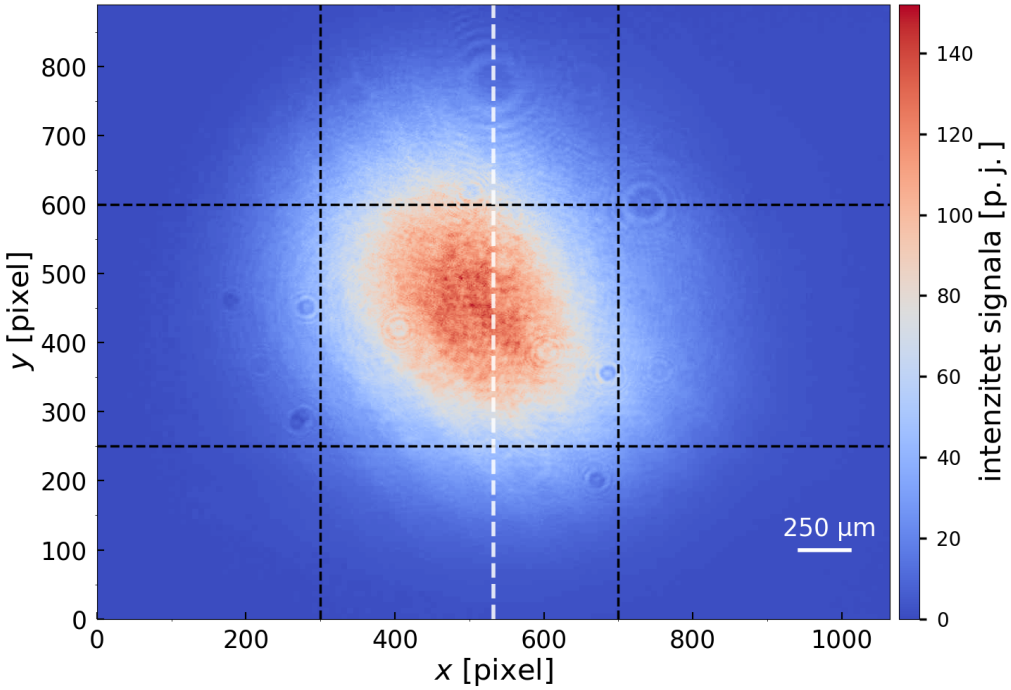
Slika 4.13: Signal dobiven usrednjavanjem 100 trenutnih signala spregnutih zraka lasera Matisse CR i MOGLabs MSA.

4.3 Elektromagnetski inducirana promjena indeksa loma

4.3.1 Analiza prikupljenih podataka

Prilikom obrade podataka i analize rezultata mjerenja intenziteta svjetlosti probne zrake u glavnom eksperimentu korišten je programski jezik *Python*. Napisan je program kojim se učitava snimka mjerenja i signal spektroskopije, dvije snimke pumpnih zraka i snimka tamne pozadine. Potom se iz video formata iščitavaju vrijednosti intenziteta svjetlosti zapisane u pojedinačnim pikselima te se pohranjuju u trodimenzionalnu vektorsku podatkovnu strukturu i potom je moguća daljnja obrada podataka.

Na slici 4.14 prikazan je primjer jedne slike ekstrahirane iz videozapisa i na njoj je vidljiva raspodjela intenziteta zračenja u prostoru. Budući da se zanimljivi efekti odvijaju u središtu kadra, to je područje omeđeno i naznačeno crnim isprekidanim linijama te je sredina zaslona označena bijelom isprekidanom linijom. Također, na slici se mogu uočiti kružne točke i koncentrični krugovi čiji intenzitet odstupa od onoga u njihovoj okolini. Radi se o sitnim česticama prašine i nečistoćama koje se nalaze na pojedinim optičkim elementima te ih nije moguće ukloniti, no većinom se nalaze u rubnom području kadra pa je njihov doprinos ukupnim rezultatima zanemariv.



Slika 4.14: Ogledni primjer jedne slike iz videozapisa. Na slici je crnim isprekidanim linijama označeno središnje područje u kojem se razmatraju promjene intenziteta zračenja, dok je bijelom isprekidanom linijom označeno središte zaslona.

Zbog položaja i smjera prostiranja pumpnih zraka u prostoru, bitne promjene u intenzitetu zračenja odvijaju se duž horizontalnog x smjera, dok u vertikalnom y smjeru intenzitet pratiti Gaussovu raspodjelu i smanjuje se prema rubovima slike. Stoga su prilikom analize slika vrijednosti intenziteta zračenja prosumirane duž označenog područja na y-osi i time je dobivena srednja vrijednost indenziteta zračenja za svaki piksel u označenom području na x-osi. Ovim postupkom omogućeno je daljnje razmatranje promjena samo duž jedne prostorne osi.

Veličina kojom se određuje jakosti promjene intenziteta probne zrake između dvaju područja u prostoru je kontrast definiran izrazom:

$$\Delta I = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max}}, \tag{4.2}$$

gdje I_{max} predstavlja najjači, a I_{min} najslabiji intenzitet zračenja duž vertikalnih linija unutar jedne slike iz videozapisa. Ukoliko dođe do efekta prostorne promjene indeksa loma, tada će na x-osi postojati područja s vrlo visokim i područja s vrlo niskim intenzitetom propuštenog zračenja što će rezultirati visokim kontrastom, dok će u uvjetima pri kojima ne dolazi do promjene indeksa loma kontrast biti nizak jer se zraka propušta duž čitave x-osi prateći normalnu raspodjelu bez naglih prostornih

promjena intenziteta.

Budući da probni laser radi u skenirajućem načinu rada, frekvencija emitirane zrake ponekad pogađa atomske prijelaze i u tim slučajevima transmisija signala do kamere bi teoretski trebala biti vrlo mala. Ipak, u realnim uvjetima dio signala se uvijek propušta kroz ćeliju i stoga je prilikom razmatranja slučajeva kod kojih je postignut efekt prostorne promjene indeksa loma potrebno uzeti u obzir i vrijednost I_{max} najjačeg intenziteta signala u središtu pojedine slike videozapisa. Ukoliko je taj intenzitet relativno malen u odnosu na njegove vrijednosti pri drugim frekvencijama probne zrake, tada neovisno o vrijednosti kontrasta, koja će zbog metode izračuna najčešće biti relativno visoka, zapravo nije došlo do modulacije indeksa loma jer je signal preslab za analizu.

U slučaju kada su ispunjena oba prethodno navedena kriterija postojanja visokog kontrasta i visoke vrijednosti najjačeg zabilježenog intenziteta probne zrake te ukoliko dolazi do nagle promjene obje veličine na određenom frekventnom području, tada je izgledno da je došlo do promjene indeksa loma i potrebno je odrediti pri kojoj se frekvenciji probe ona dogodila. U tu svrhu koristi se signal dobiven spektroskopijom kako bi se slikama iz videozapisa zabilježenima u vremenu pridružila odgovarajuća frekvencija koju probni laser emitira u tom trenutku. Postupak kojim se vremenska skala pretvara u frekventnu započinje prikazom intenziteta signala spektroskopije u ovisnosti o vremenu. Potom se odredi vremenski razmak u kojem se odvijaju prijelazi $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}; F = 2\right\rangle \rightarrow \left|5^2\mathrm{P}_{3/2}; F' = 2\right\rangle$ i $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}; F = 1\right\rangle \rightarrow \left|5^2\mathrm{P}_{3/2}; F' = 2\right\rangle$ očitavanjem položaja povišene transmisije koja odgovara upravo ovim prijelazima. Zatim se upotrebom tabličnih vrijednosti frekvencija ovih prijelaza [24] izračuna njihova razlika, koja iznosi $f = 6834,68\ \mathrm{MHz}$ i na kraju se povezivanjem vremenskog razmaka i razlike u frekvencijama prijelaza vremenska skala transformira u frekventnu. Na ovaj je način određena frekvencija probne zrake u trenutku snimanja kamerom za svaku sliku videozapisa i time je omogućeno određivanje frekventnih pomaka za koje se postiže prostorna promjena indeksa loma.

4.3.2 Rezultati mjerenja

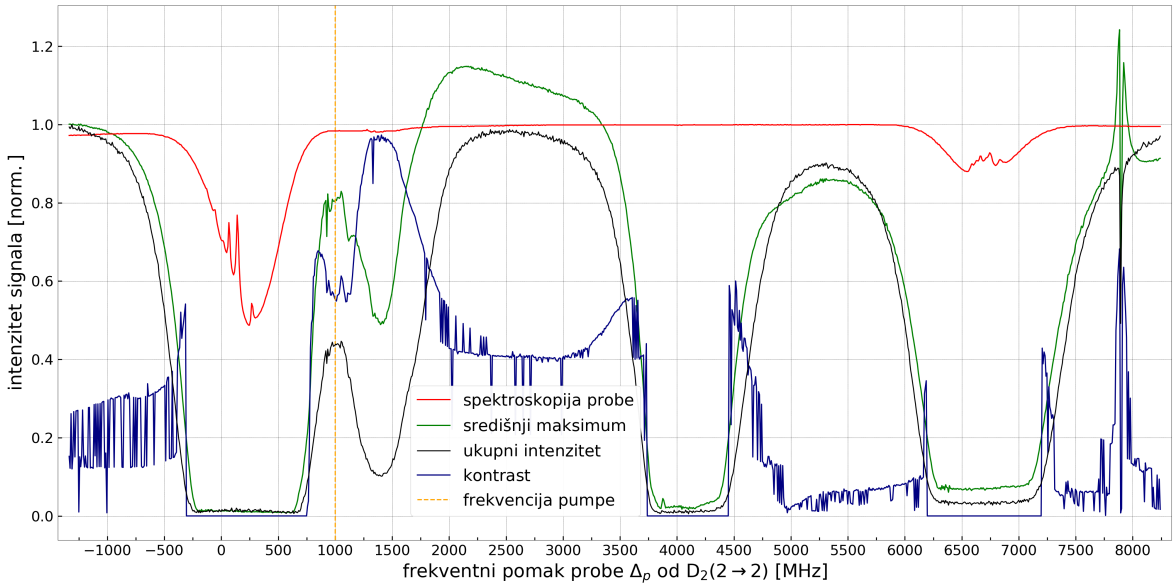
U cilju istraživanja širokog frekventnog područja u kojem se manifestiraju zanimljivi efekti, pumpnom zrakom pobuđivana su dva prijelaza D_2 linije. Prvo je njezina frekvencija postavljena na onu koja odgovara prijelazu $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, a zatim onu

koja odgovara prijelazu $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Frekventni pomak pumpne zrake od pojedinog atomskog prijelaza Δ_c kretao se u rasponu od -1000 MHz do 1000 MHz s korakom od 200 MHz. Probnoj zraci frekvencija se kontinuirano mijenjala u okolini D_2 linije u rasponu od otprilike 14 GHz. Za svaku konfiguraciju snimljen je i potom analiziran intenzitet probne zrake u ovisnosti o frekvenciji te su izdvojeni najizraženiji slučajevi.

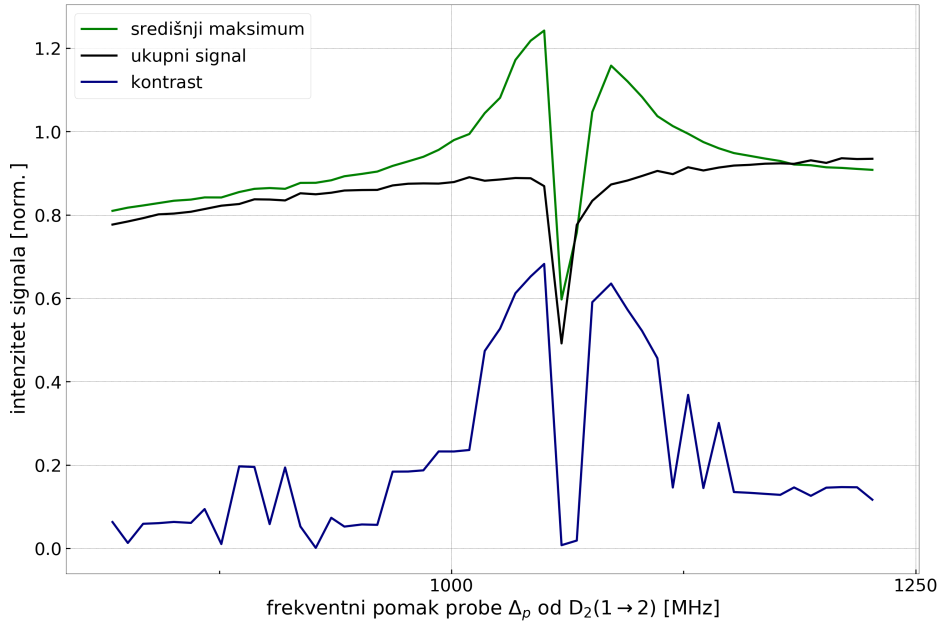
U prvoj skupini mjerenja frekventni pomak pumpne zrake mijenjan je u okolini $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ prijelaza. Na slici 4.15 prikazana je ovisnost intenziteta signala probne zrake dobivenog spektroskopijom na ^{87}Rb, intenziteta najjačeg signala u središtu slike, ukupnog intenziteta na zaslonu i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p za frekventni pomak pumpne zrake $\Delta_c = 1000$ MHz. Prikazane vrijednosti dvaju signala i kontrasta normirane su na jediničnu vrijednost, dok je intenzitet najjačeg signala u središtu slike, odnosno središnji maksimum normiran prema vlastitoj rubnoj vrijednosti te stoga njegova najveća vrijednost prelazi jedinični iznos. Usporedbom referentnog signala spektroskopije prikazanog crvenom bojom i intenziteta središnjeg maksimuma prikazanog zelenom bojom, vidljivo je da je drugi izrazito slab u frekventnom području oko atomskih prijelaza. To je moguće objasniti povećanom apsorpcijom zbog više temperature unutar ćelije snimane kamerom, koja se nalazi na otprilike 100 °C, u odnosu na ćeliju koja se koristi za spektroskopiju pri sobnoj temperaturi. Također, zbog prisustva izotopa ^{85}Rb u ćeliji snimanoj kamerom, mogu se primijetiti područja u kojima dolazi do smanjenja intenziteti ukupnog signala i središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa u frekventnom području između dva prijelaza ^{87}Rb.

Iz prikaza na slici 4.15 vidljivo je da u području frekventnog pomaka probe u iznosu od oko 7800 MHz od prijelaza $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, što odgovara pomaku od otprilike 1000 MHz od prijelaza $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, dolazi do naglog porasta kontrasta uz izmjenu rasta i smanjenja intenziteta središnjeg maksimuma što pokazuje da se u tom području odvila promjena indeksa loma. Na slici 4.16 dan je uvećani prikaz signala na ovom frekventnom području kako bi se uočeni efekt mogao bolje vizualizirati te je mjerna skala na osi apsicsa prilagođena tako da prikazuje frekventni pomak probe od prijelaza $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$.

Na slici 4.17 prikazane su četiri uzastopne slike zaslona snimljene kamerom i na njima je bijelom isprekidanom linijom označeno središte x-osi. Vidljivo je da



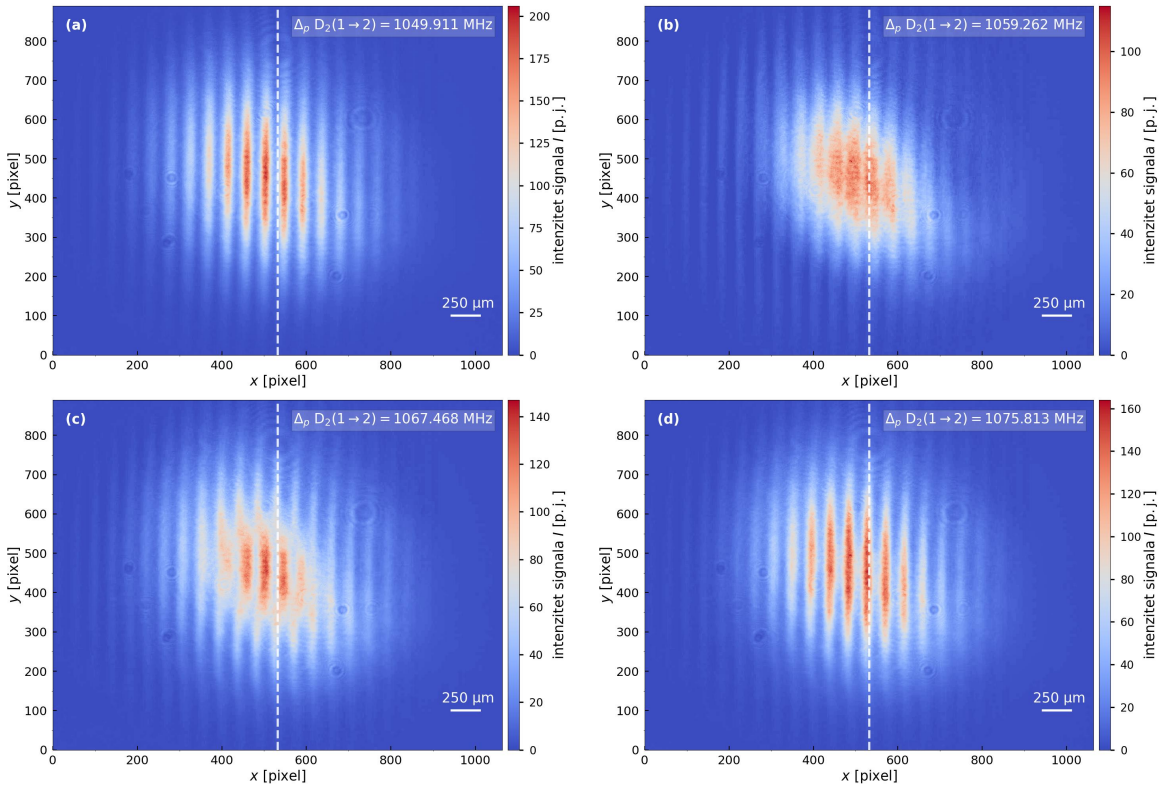
Slika 4.15: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = 1000\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.



Slika 4.16: Ovisnost intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p na užem području pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = 1000\ \mathrm{MHz}$.

na prvoj sličici (a) ova linija prolazi kroz područje nižeg intenziteta probne zrake označenog plavom bojom, dok se na posljednjoj sličici (d) vidi kako se na tom istom području nalazi zraka povišenog intenziteta označenog crvenom bojom. Slika 4.18 prikazuje raspodjela intenziteta probne zrake te pupne zrake snimljene prije i poslije propuštanja probe u ovisnosti o položaju duž x-osi. U rasponu frekventnog pomaka

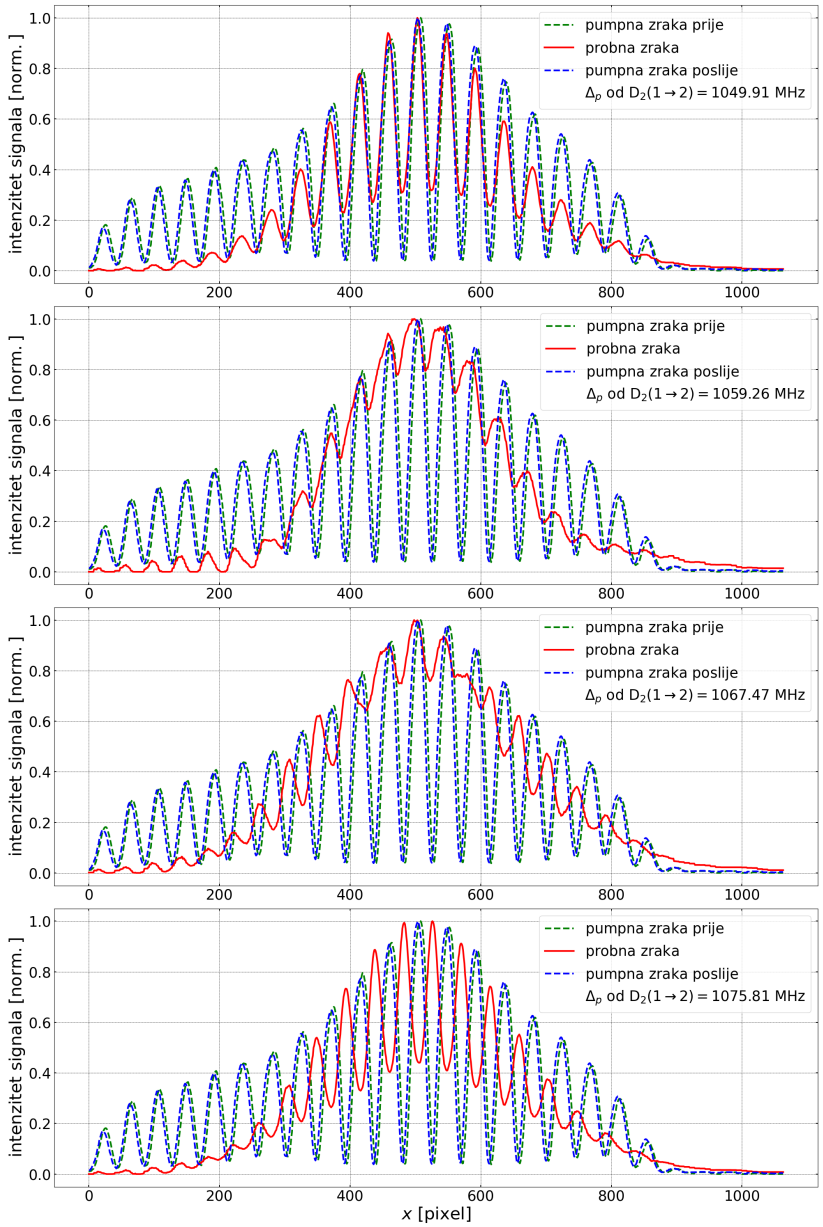
probe od $1049,91$ MHz do $1075,81$ MHz uočava se pomicanje točki s visokim intenzitetom transmitirane probene zrake u područja prostora gdje je prethodno intenzitet ove zrake bio vrlo nizak. Uz to, pumpne zrake formiraju jasan interferencijski uzorak stabilan u vremenu.



Slika 4.17: Prikaz četiri slike zaslona snimljene pri frekventnom pomaku pumpe $\Delta_c = 1000$ MHz. Na sredini slike vidljiva je promjena iz područja najnižeg intenziteta propuštene probne zrake (a) u područje najvišeg intenziteta (d).

Drugi slučaj u kojem je uočena promjena indeksa loma odvijao se za frekventni pomak pumpne zrake $\Delta_c = 800$ MHz od istog atomskog prijelaza. Na slici 4.19 prikazana je ovisnost intenziteta signala probne zrake dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma, ukupnog intenziteta na zaslonu i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p. Zanimljive promjene vidljive su na frekvenciji pomaka probne zrake od oko 7500 MHz, što odgovara pomaku od otprilike 800 MHz od prijelaza $|F = 1\rangle \to |F' = 2\rangle$ te je na slici 4.20 dan uvećani prikaz signala na ovom frekventnom području.

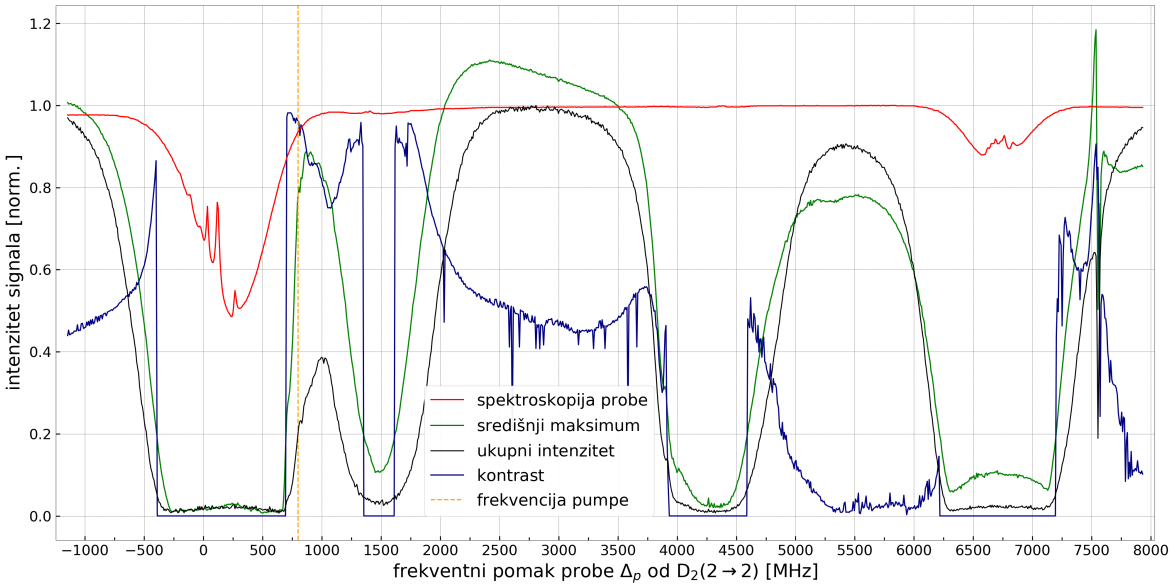
Slika 4.21 prikazuje raspodjelu intenziteta probne zrake te pupne zrake prije i poslije propuštanja probe duž x-osi. Ponašanje je vrlo slično prethodno opisanome za frekventni pomak pumpe $\Delta_c = 800$ MHz. U području frekventnog pomaka probe od $727,63$ MHz do $744,76$ MHz vidljive su promjene u kontrastu i intenzitetu središnjeg



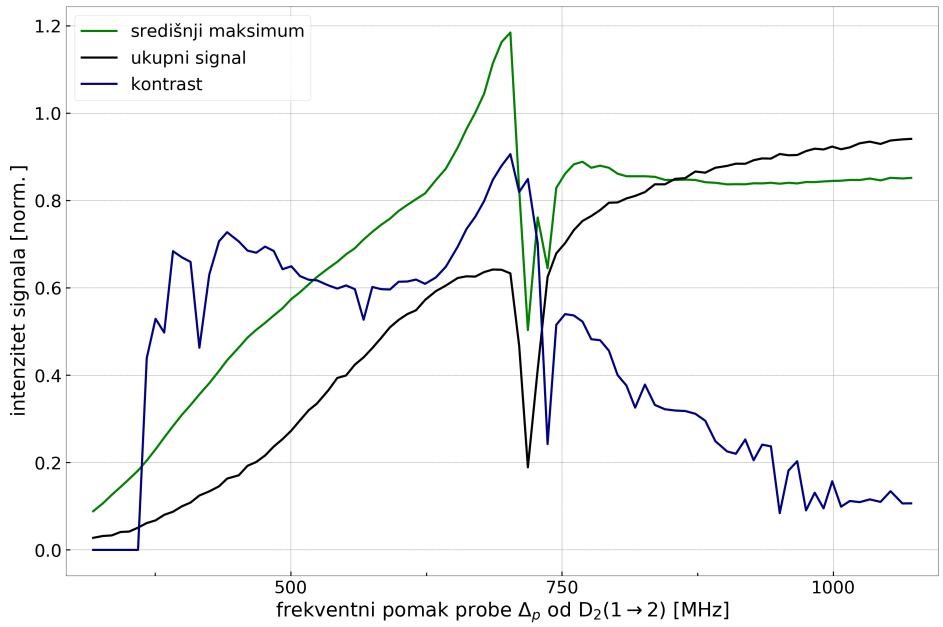
Slika 4.18: Prostorna ovisnost intenziteta probne zrake za različite frekventne pomake Δ_p uz prikaz intenziteta pumpne zrake prije i poslije propuštanja probne zrake pri frekventnom pomaku $\Delta_c = 1000$ MHz.

maksimuma što ponovno pokazuje da se u tom frekventnom rasponu dogodila promjena indeksa loma.

Kod frekventnog pomaka pumpne zrake $\Delta_c = 600$ MHz efekt je ponovno uočen, ali se njegov intenzitet uvelike smanjio u odnosu na prethodna dva slučaja. Razlog tome je činjenica da su frekvencija probne i pumpne zrake bliske frekvenciji atomskog prijelaza te stoga atomi rubidija jače apsorbiraju zračenje obje zrake. Slike 4.22 i 4.23 prikazuju ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frek-



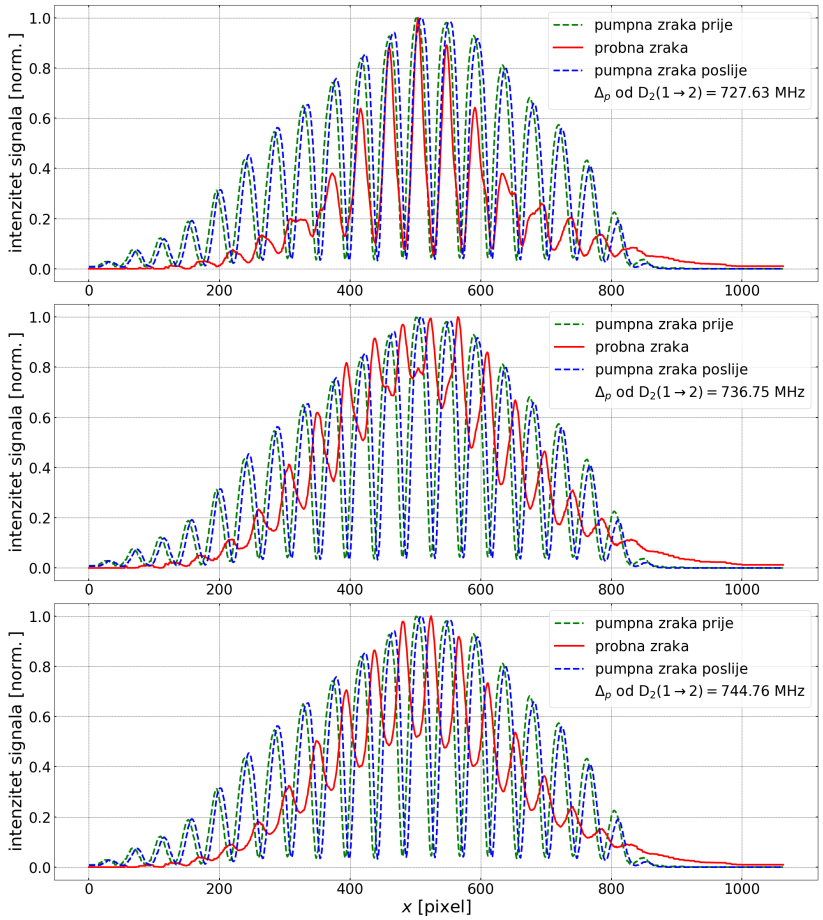
Slika 4.19: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = 800\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.



Slika 4.20: Ovisnost intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p na užem području pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = 800\ \mathrm{MHz}$.

ventnom pomaku probne zrake Δ_p i uvećani prikaz područja od interesa. Promjene u kontrastu i intenzitetu središnjeg maksimuma na zaslonu pojavljuju se u području frekventnog pomaka od $553,02\ \mathrm{MHz}$ do $569,29\ \mathrm{MHz}$.

Prikaz raspodjela intenziteta probne zrake te pupne zrake prije i poslije mjerenja duž x-osi predstavljen na slici 4.24. Objema zrakama intenzitet se brže smanjuje

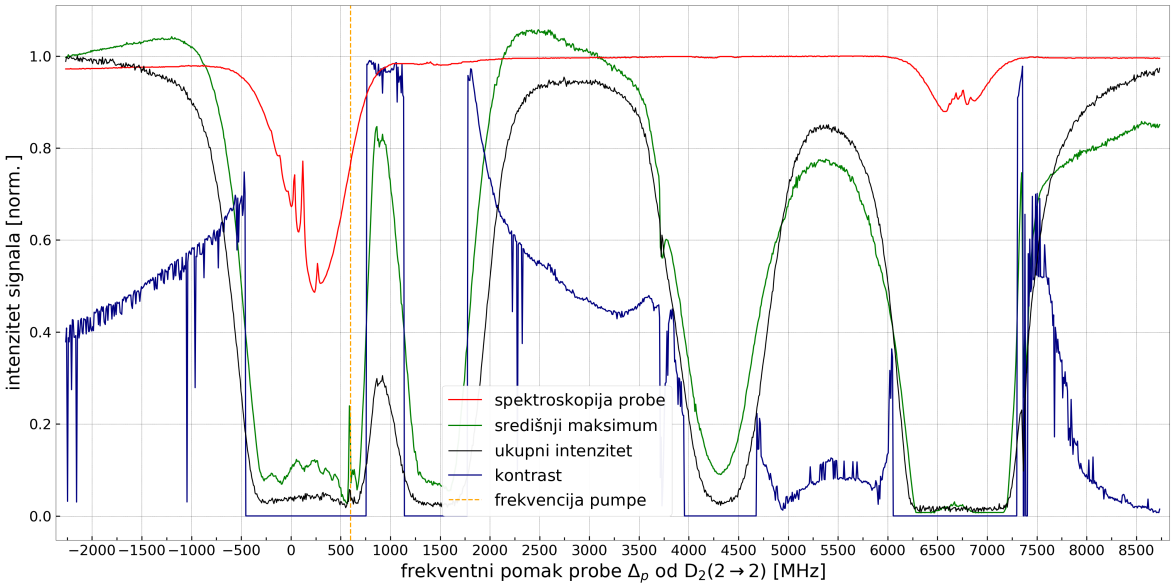


Slika 4.21: Prostorna ovisnost intenziteta probne zrake za različite frekventne pomake Δ_p uz prikaz intenziteta pumpne zrake prije i poslije propuštanja probne zrake pri frekventnom pomaku $\Delta_c = 800$ MHz.

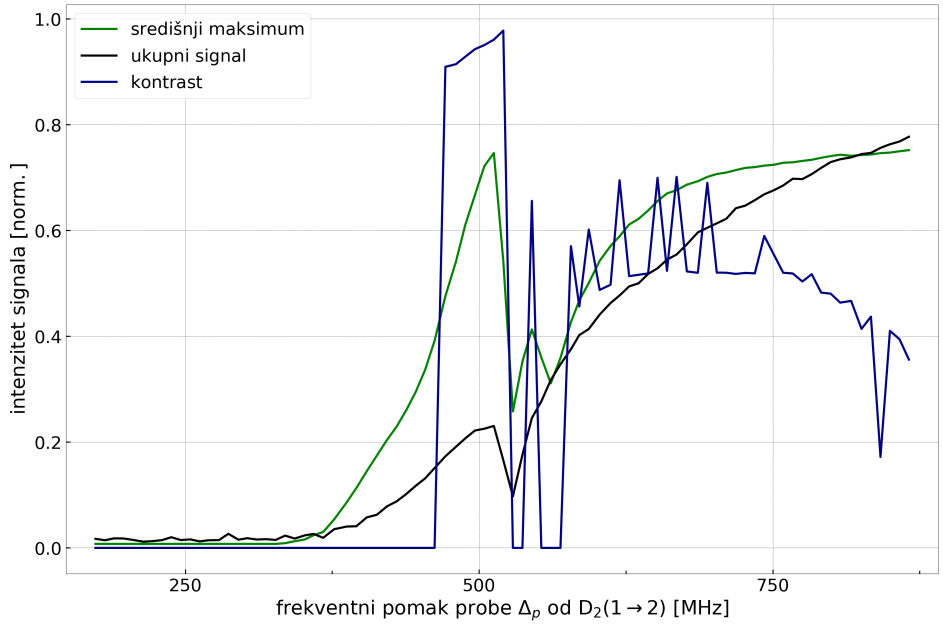
prema rubovima slike.

Za frekventne pomake pumpne zrake $\Delta_c = 400,\ 200,\ 0,\ -200,\ -400,\ -600$ MHz nije zapažen učinak prostorne promjene indeksa loma jer su navedeni pomaci relativno bliski frekvenciji atomskih prijelaza i stoga je apsorpcija obje zrake vrlo visoka.

Ponovno pri frekventnim pomacima pumpne zrake od $\Delta_c = -800$ MHz i $\Delta_c = -1000$ MHz dolazi do manifestacije efekta uz ponašanje slično kao i u prethodnim slučajevima. Promjene u kontrastu i intenzitetu najjačeg signala na slici pojavljuju se u području frekventnog pomaka od $-900,68$ MHz do $-859,24$ MHz za prvu vrijednost pomaka pumpe te od $-990,48$ MHz do $-964,94$ MHz za drugu vrijednost frekventnog pomaka pumpe. U svrhu potpunosti predstavljanja rezultata mjerenja, u Dodatku A prikazana je ovisnost intenziteta signala probne zrake dobivenog spektroskopijom na ^{87}Rb, intenziteta središnjeg maksimuma, ukupnog intenziteta na zaslonu i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p za frekventne pomake pumpne zrake Δ_c od 400 MHz do -1000 MHz.

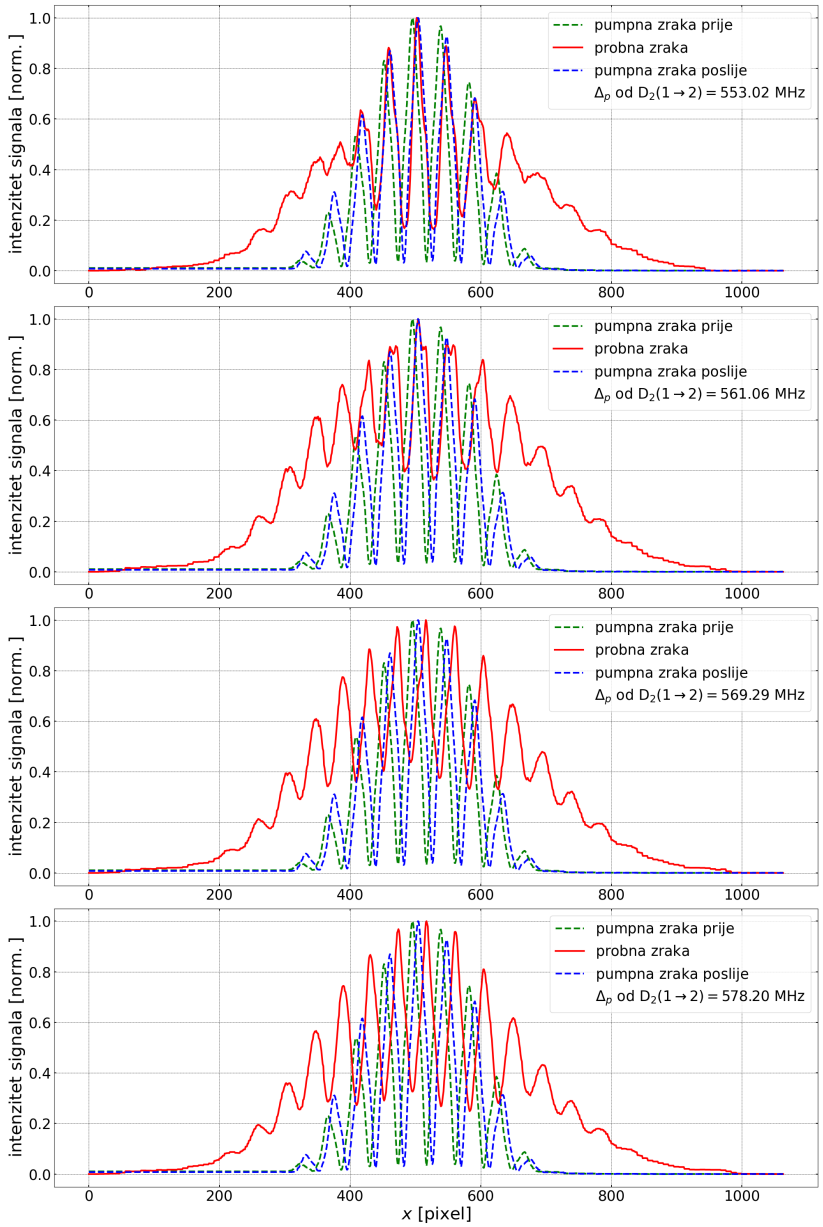


Slika 4.22: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = 600\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.



Slika 4.23: Ovisnost intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p na užem području pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = 600\ \mathrm{MHz}$.

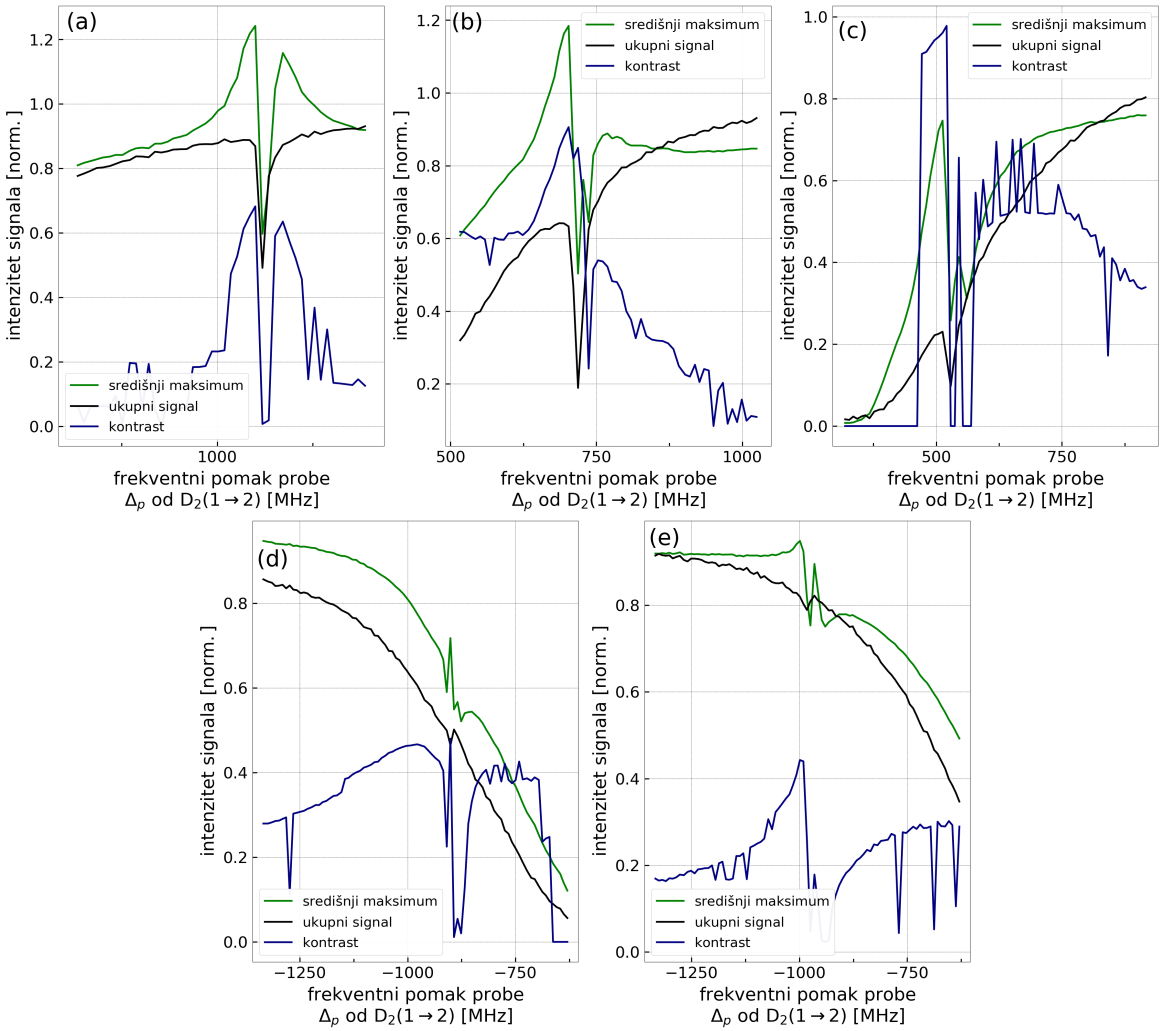
Na slici 4.25 predstavljeni su frekventno vrlo uski prikazi opaženog efekta prostorne promjene indeksa loma za različite vrijednosti frekventnog pomaka pumpne zrake Δ_c. Iz prikaza se može zaključiti kako je ova promjena praćena naglim porastom i padom intenziteta najjačeg signala u središtu slike uz vrijednost kontrasta koji prati promjenu ovog intenziteta. Usporedbom frekventnih pomaka pumpne i probne



Slika 4.24: Prostorna ovisnost intenziteta probne zrake za različite frekventne pomake Δ_p uz prikaz intenziteta pumpne zrake prije i poslije propuštanja probne zrake pri frekventnom pomaku $\Delta_c = 600$ MHz.

zrake u ovoj konfiguraciji, može se zaključiti da se prostorna promjena indeksa loma u materijalu opaža u slučajevima kada frekventni pomaci imaju približno jednake vrijednosti $\Delta_c \approx \Delta_p$.

U drugoj skupini mjerenja frekventni pomak pumpne zrake mijenjan je u okolini $|F = 1\rangle \to |F' = 2\rangle$ prijelaza. Na slikama 4.26 i 4.27 prikazana je ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na ^{87}Rb, intenziteta središnjeg maksimuma, ukupnog intenziteta na zaslonu i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p za frekventni pomak pumpne zrake $\Delta_c = -1000$ MHz na širokom i uskom području.

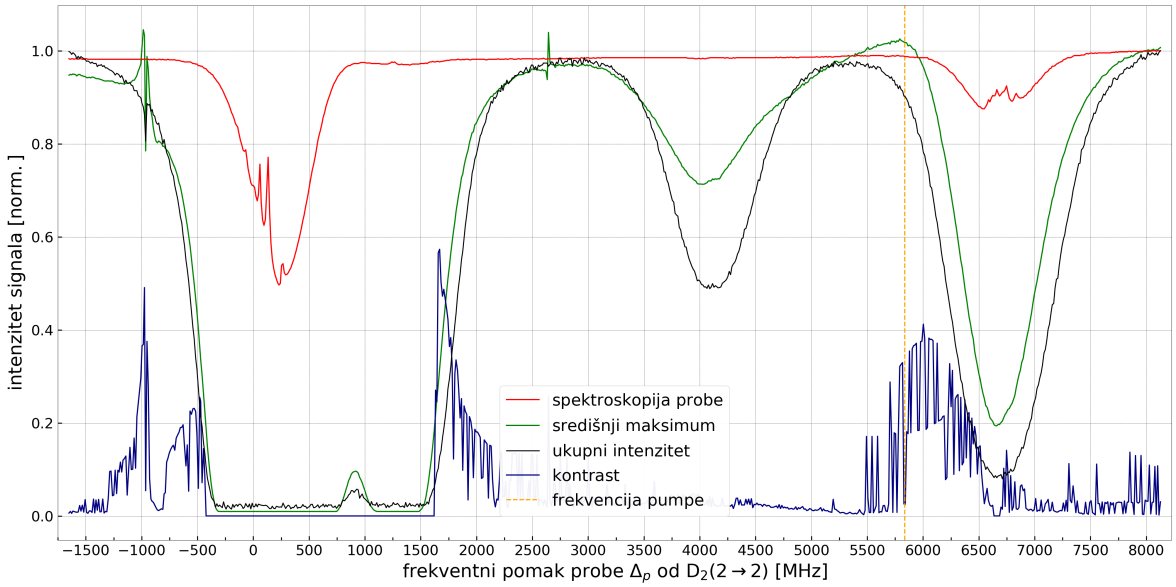


Slika 4.25: Ovisnost intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog intenziteta i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p na uskom frekventnom području pri pomaku pumpne zrake (a) $\Delta_c = 1000$ MHz, (b) $\Delta_c = 800$ MHz, (c) $\Delta_c = 600$ MHz, (d) $\Delta_c = -800$ MHz i (e) $\Delta_c = -1000$ MHz od atomskog prijelaza $|F = 2\rangle \to |F' = 2\rangle$.

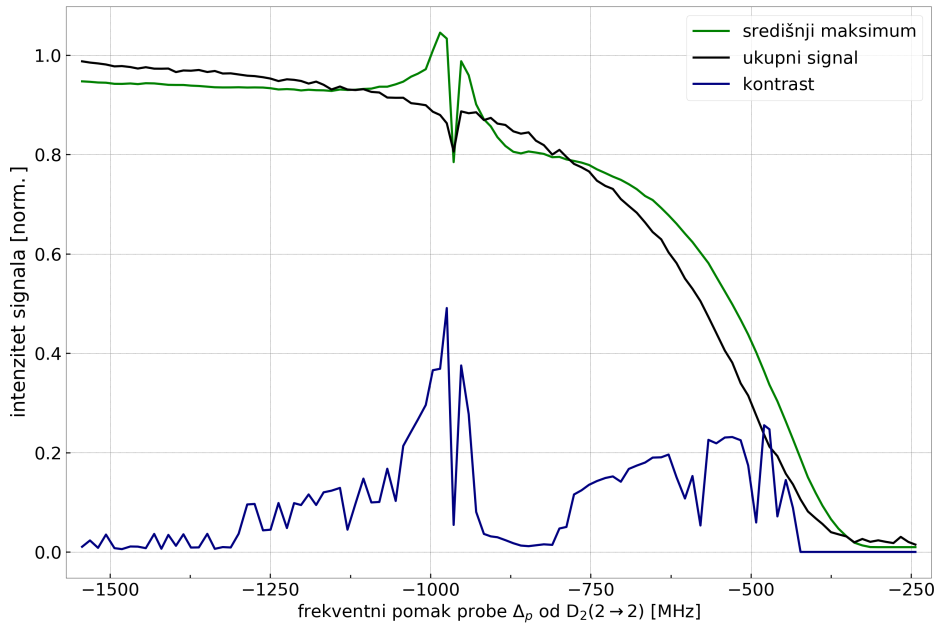
Vidljivo je kako za frekventni pomak od $-974,62$ MHz do $-952,17$ MHz dolazi do promjene intenziteta i kontrasta, a time i indeksa loma.

Slično je ponašanje uočeno kod frekventnih pomaka pumpne zrake od $\Delta_c = -800$ MHz i $\Delta_c = -600$ MHz te je efekt ponovno zapažen u području frekventnog pomaka probe od $-984,94$ MHz do $-951,73$ MHz za prvu vrijednost pomaka pumpe te od $-601,77$ MHz do $-569,51$ MHz za drugu vrijednost frekventnog pomaka pumpe.

Kod frekventnih pomaka pumpne zrake od $\Delta_c = -400,\ -200,\ 0,\ 200,\ 400,\ 600,\ 800,\ 1000$ MHz efekt se nije mogao vidjeti, dijelom zbog visoke apsorpcije u području oko atomskih prijelaza ^{87}Rb, a dijelom zbog prisustva izotopa ^{85}Rb unutar ćelije čiji su atomski prijelazi blizu onima $|F = 2\rangle \to |F' = 2\rangle$ izotopa ^{87}Rb. Radi potpunosti



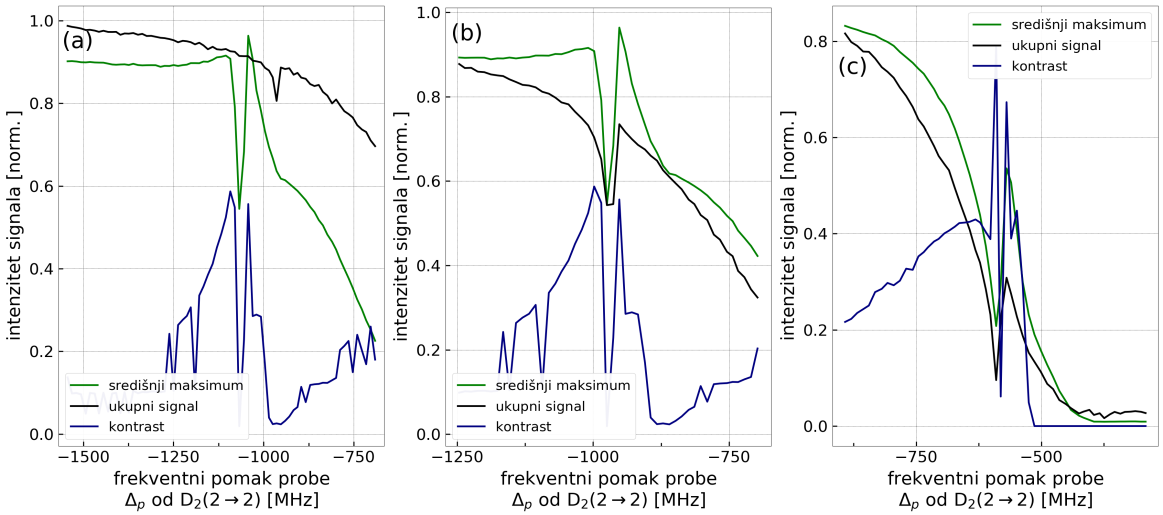
Slika 4.26: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = -1000\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.



Slika 4.27: Ovisnost intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p na užem području pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = -1000\ \mathrm{MHz}$.

predstavljanja rezultata mjerenja, u Dodatku B prikazana je ovisnost intenziteta signala probne zrake dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma, ukupnog intenziteta na zaslonu i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p za frekventne pomake pumpne zrake Δ_c od $1000\ \mathrm{MHz}$ do $-400\ \mathrm{MHz}$.

Usporedbom vrijednosti frekventnih pomaka pumpne Δ_c i probne zrake Δ_p pri ko-



Slika 4.28: Ovisnost intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog intenziteta i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p na uskom frekventnom području pri pomaku pumpne zrake (a) $\Delta_c = -1000$ MHz, (b) $\Delta_c = -800$ MHz i (c) $\Delta_c = -600$ MHz od atomskog prijelaza $|F = 1\rangle \to |F' = 2\rangle$.

jima je zapažen efekt prostorne promjene indeksa loma, vidljivo je da nisu sasvim jednake, već se razlikuju za manji ili veći iznos. Postoje dva moguća razloga zbog kojih dolazi do odstupanja u iznosima frekventnih pomaka. Prvi je pojava Autler–Townes efekta, poznatog i kao dinamički, odnosno AC Starkov efekt koji se javlja u atomima kada se nađu u vremenski oscilirajućem električnom polju. Slično kao i kod statičkog, odnosno DC Starkovog efekta, vanjsko električno polje zračenja dovodi do dodatnog cijepanja atomskih linija i do pomicanja energetskog nivoa pobuđenog stanja te zbog toga zabilježena frekvencija prijelaza postaje veća od stvarne vrijednosti dvofotonske rezonancije pri kojoj bi frekventni pomaci imali jednake vrijednosti $\Delta_c = \Delta_p$. Drugi razlog je tehničke naravi i nalazi se u apsolutnoj točnosti izmjerene frekvencije koju detektira uređaj za mjerenje valne duljine (eng. *wavemeter*). Njezin iznos procjenjuje se na nekoliko desetaka megaherca čime zapravo frekventni pomak pumpne zrake može biti veći ili manji od onoga koji uređaj prikazuje za iznos točnosti. Unatoč ovim odstupanjima, vidljivo je da eksperimentalni rezultati prate teorijsko predviđanje prema kojem do promjene indeksa loma dolazi u frekventnom području gdje su pomaci pumpne i probne zrake približno jednaki.

5 Zaključak

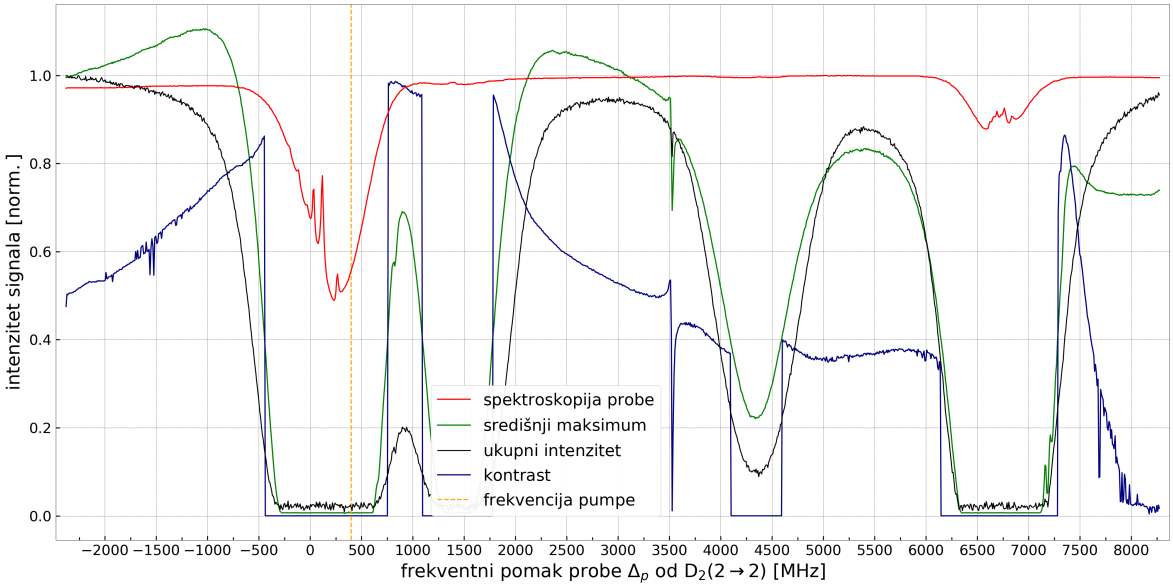
U ovom radu uspješno je uspostavljen sustav za ispitivanje i kontrolu propagacije svjetlosti u nehermitskom dielektričnom mediju prilikom pojave elektromagnetski inducirane propusnosti (EIT-a) u frekventnom području daleko od rezonantnih atomskih prijelaza. Istraživanje je provedeno na atomima rubidija $^{87}\mathrm{Rb}$ i za pobuđivanje stanja EIT-a u Λ-konfiguraciji korištena su dva kontinuirana lasera čije su frekvencije odgovarale onima u okolini D_2 prijelaza. Unakrsnim propuštanjem dvije pumpne laserske zrake kroz ćeliju s vrućim parama rubidija, inducirana je optička rešetka kroz koju je potom propagirana probna laserska zraka. Variranjem frekventnih pomaka pumpne i probne zrake postignut je efekt prostorne promjene indeksa loma i apsorpcije u atomskom mediju što je rezultiralo promjenom prostorne raspodjele izmjerenog intenziteta probne zrake. Iz analize rezultata može se zaključiti da do navedene pojave dolazi u područjima gdje su vrijednosti oba frekventna pomaka podjednake i uz to su dovoljno udaljene od frekvencije atomskih prijelaza. Time je realiziran slučaj EIT-a daleko od rezonancije što rezultira povišenom apsorpcijom probne zrake i time su efektivno stvoreni ponori energije u prostoru.

Također, u sklopu rada sastavljen je novi dio eksperimentalnog postava za izvedbu spektroskopije prijenosom modulacije. U tu svrhu, sastavljen je elektrooptički modulalor (EOM) te su ispitane njegove karakteristike i potom je ugrađen u postav za spektroskopiju. Njegova rezonantna frekvencija f_{REZ} iznosi $9,312\ \mathrm{MHz}$, dok je njegova impedancija Z jednaka $50\ \Omega$. Uz to, određena je ovisnost amplitude modulacije β o snazi pobude EOM-a te je utvrđena njihova linearna ovisnost. Istovremenom izvedbom tehnike saturacijske apsorpcijske spektroskopije i spektroskopije prijenosom modulacije karakteriziran je signal dobiven drugom tehnikom i na taj način je određeno koji dio signala predstavlja pojedine atomske prijelaze. Zatim je isti upotrijebljen kao signal povratne veze u svrhu frekventne stabilizacije lasera i za provjeru kvalitete ovog stanja, signal iz drugog stabiliziranog lasera spregnut je sa signalom prvog lasera te je potom izmjerena frekvencija udara zajedničkog signala. Izračunom širine na pola maksimuma signala, utvrđeno je da vremenski usrednjen FWHM iznosi $0,6209\ \mathrm{MHz}$ što predstavlja zadovoljavajući rezultat i napredak u odnosu na ranije korištene tehnike stabilizacije ovog lasera.

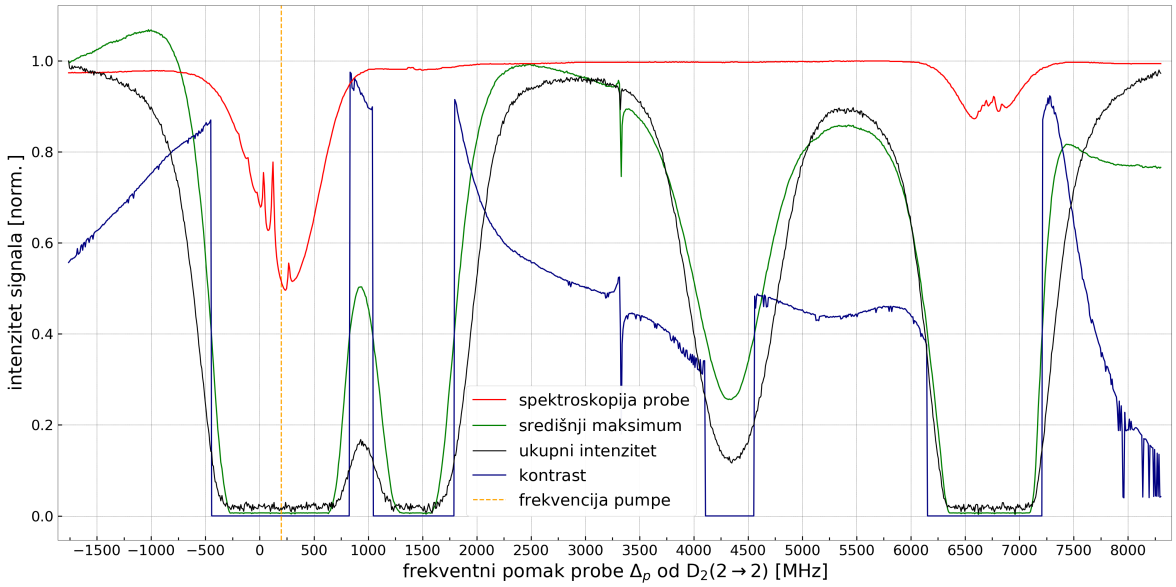
Sveukupni rezultati ovog rada podloga su za nastavak daljnjih istraživanja koja će u budućnosti razmotriti mogućnost postizanja laserskog povećanja intenziteta u mediju čime bi se formirali prostorni izvori energije. S tim ciljem potrebno je provesti kompleksnije teorijsko razmatranje atoma rubidija te u eksperimentalni postav uvesti još jedan laser kako bi se nastavilo istraživanje upravljanja optičkim potencijalima.

Dodaci

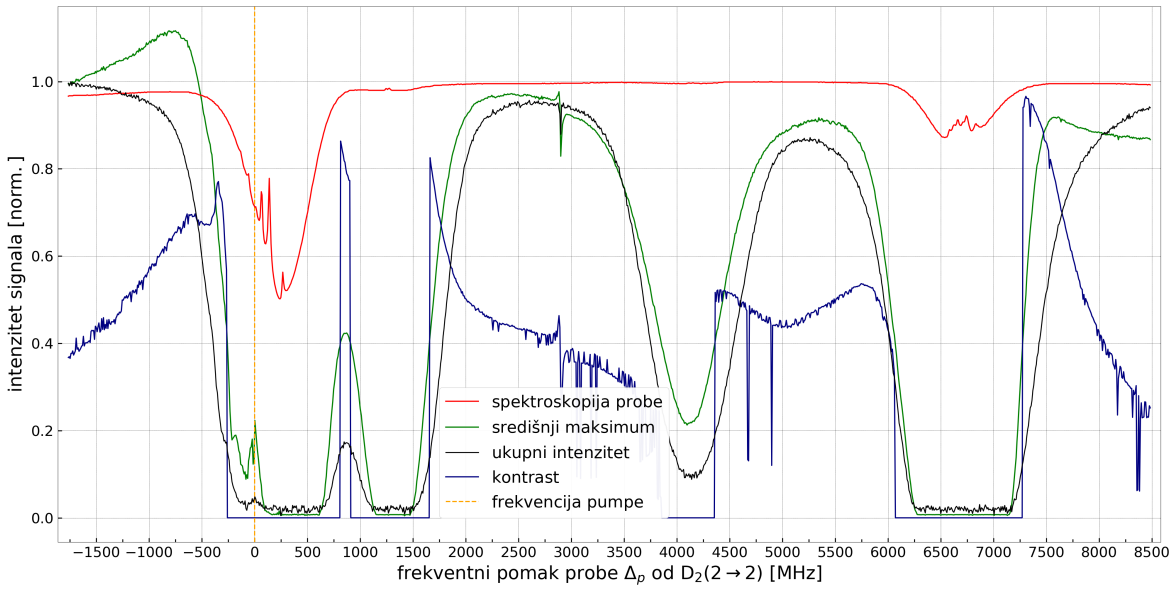
Dodatak A Intenziteti signala i kontrasti za frekventne pomake pumpne zrake u okolini prijelaza 2-2



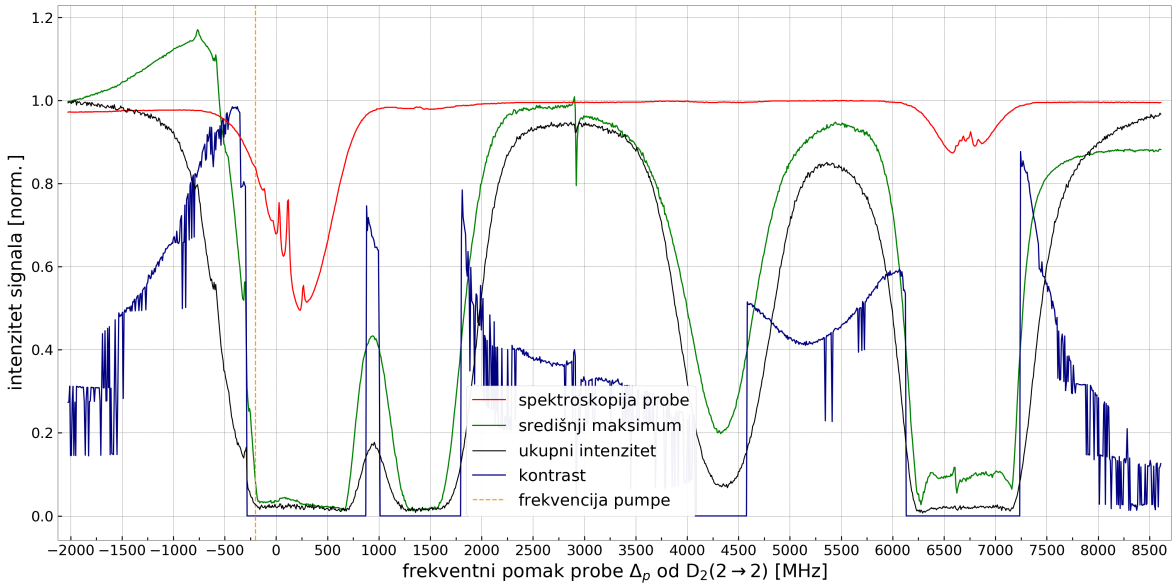
Slika A.1: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = 400\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.



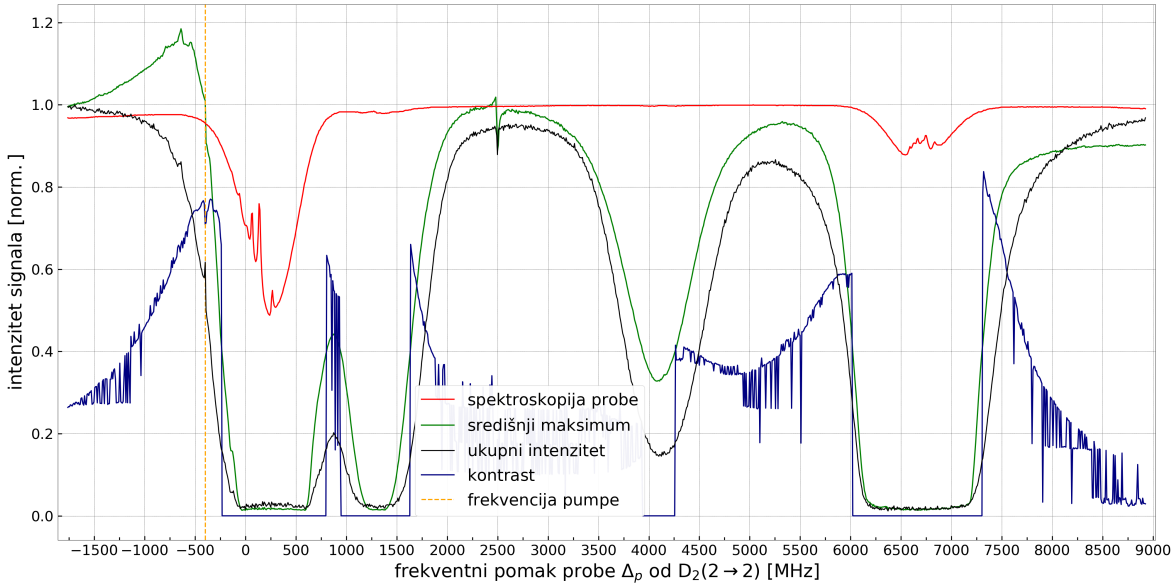
Slika A.2: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = 200\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.



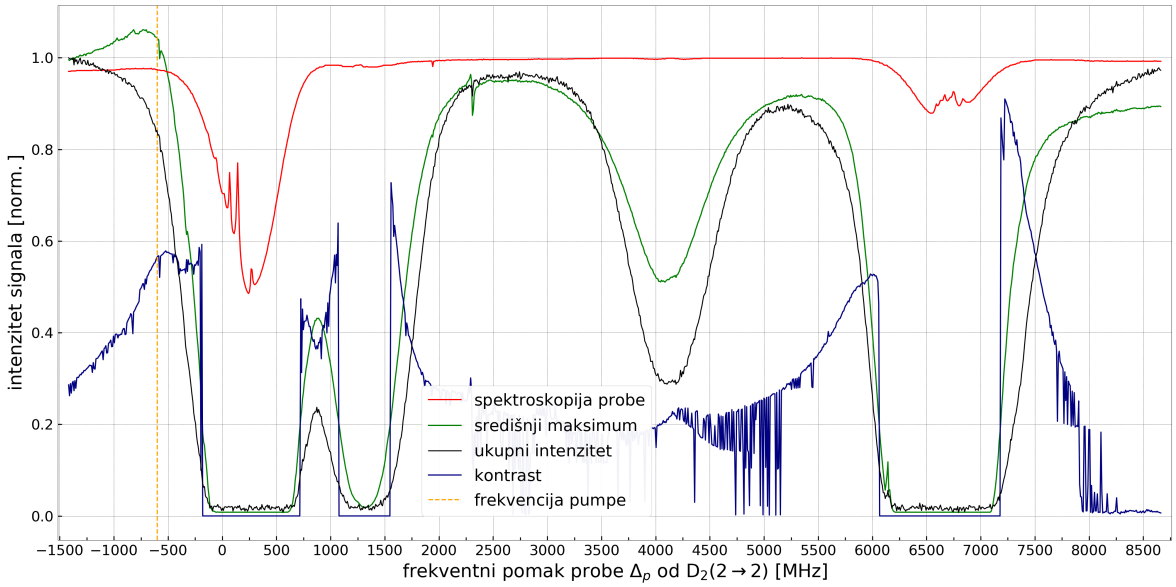
Slika A.3: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = 0\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.



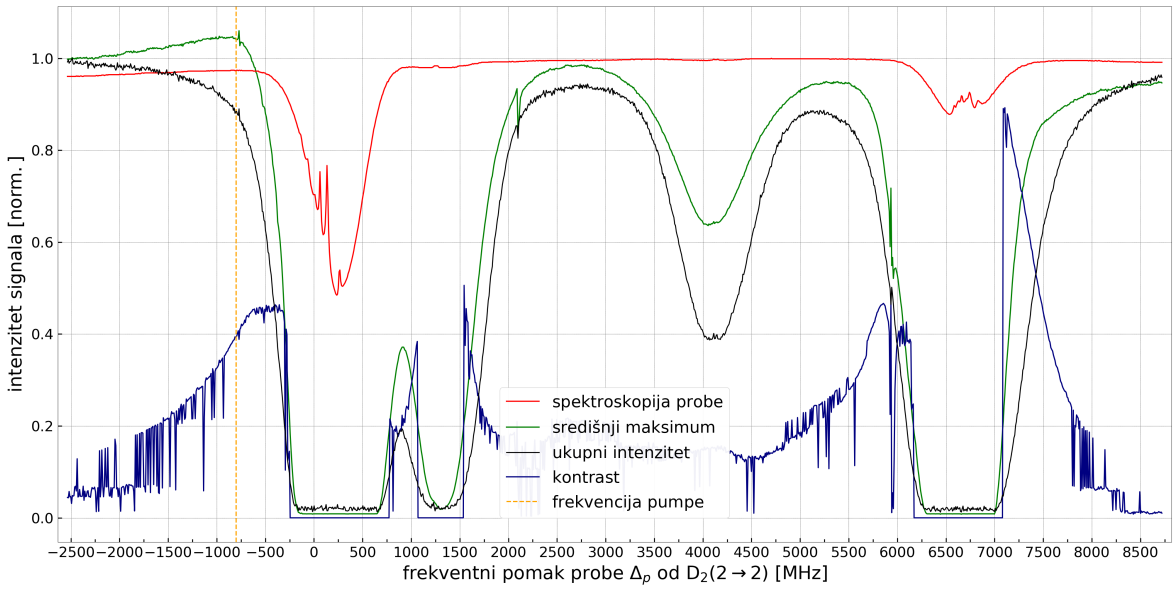
Slika A.4: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = -200\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.



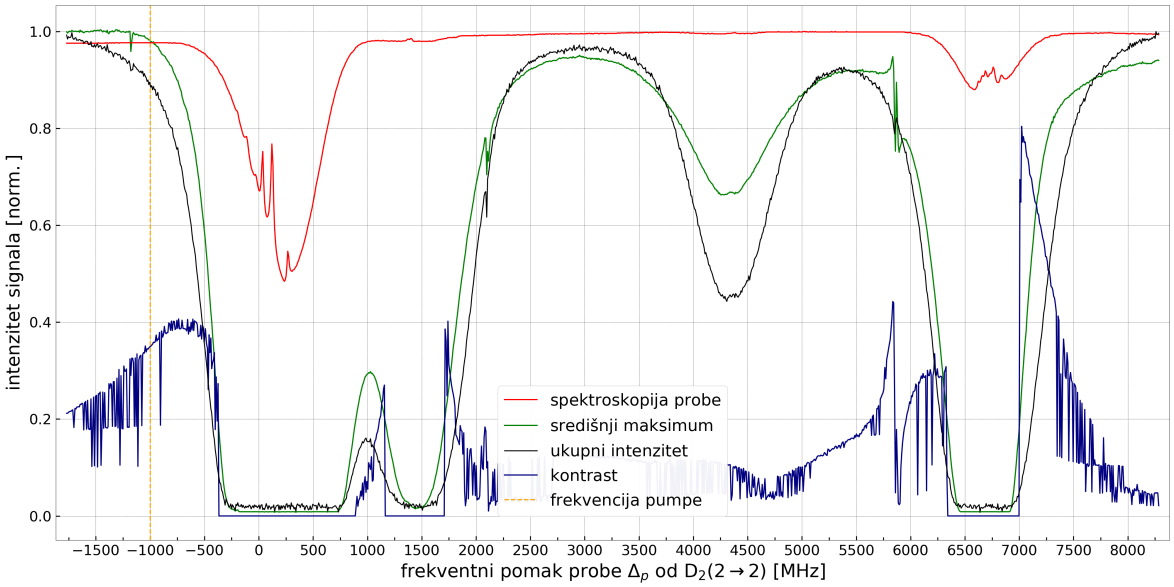
Slika A.5: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = -400\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.



Slika A.6: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = -600\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.

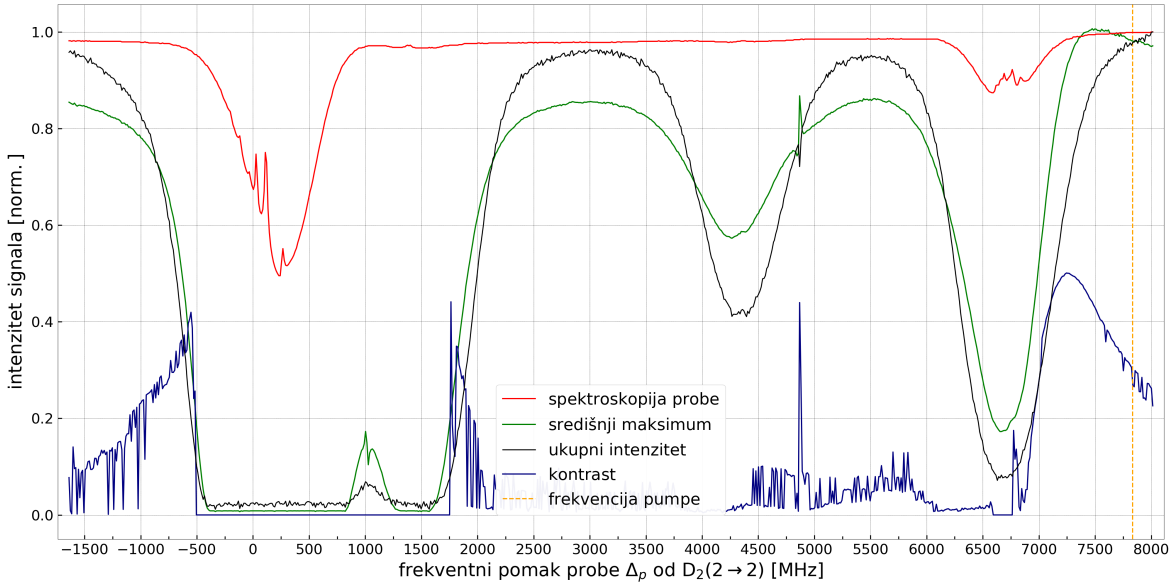


Slika A.7: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = -800\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.

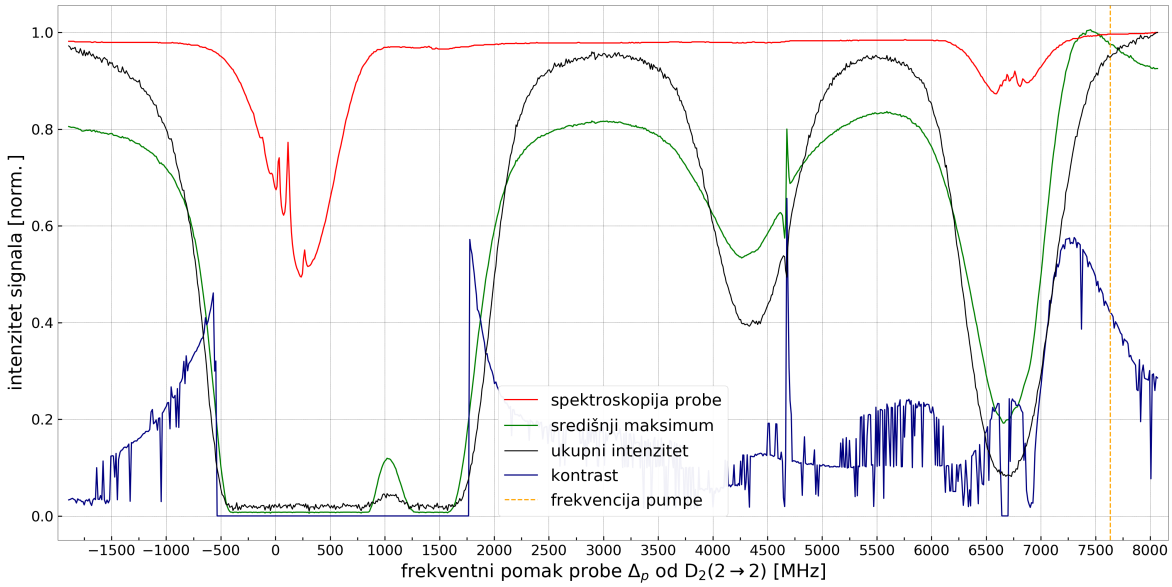


Slika A.8: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = -1000\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.

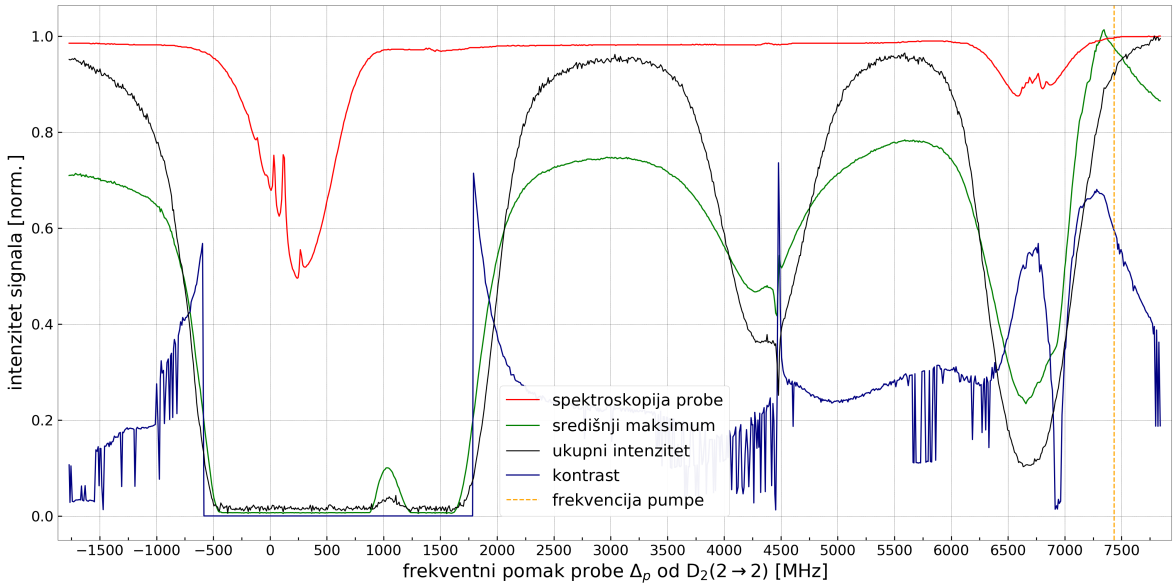
Dodatak B Intenziteti signala i kontrasti za frekventne pomake pumpne zrake u okolini prijelaza 1-2



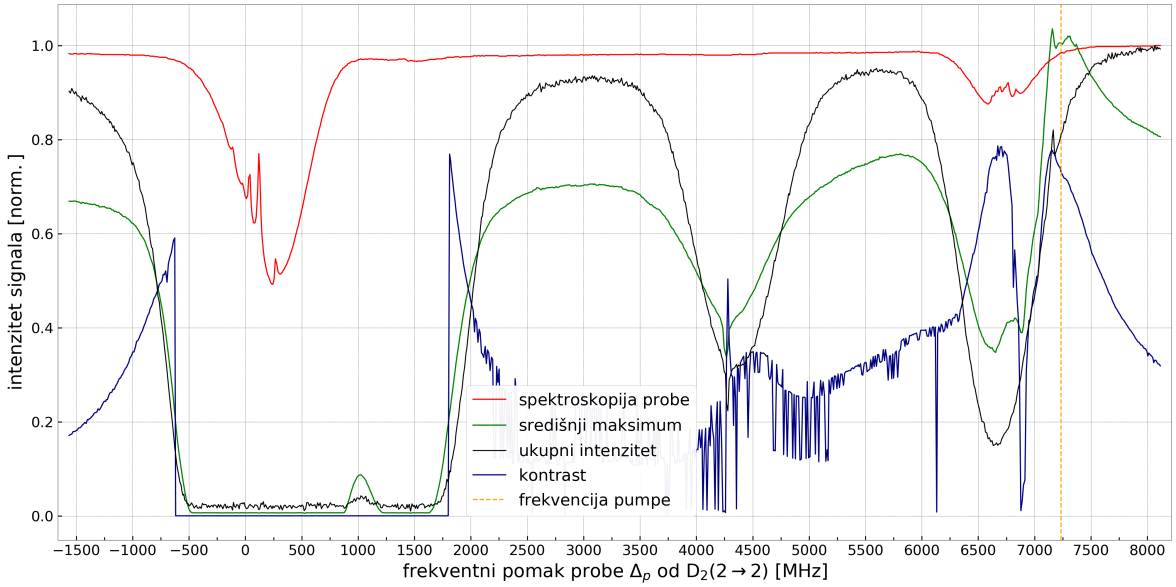
Slika B.1: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = 1000\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.



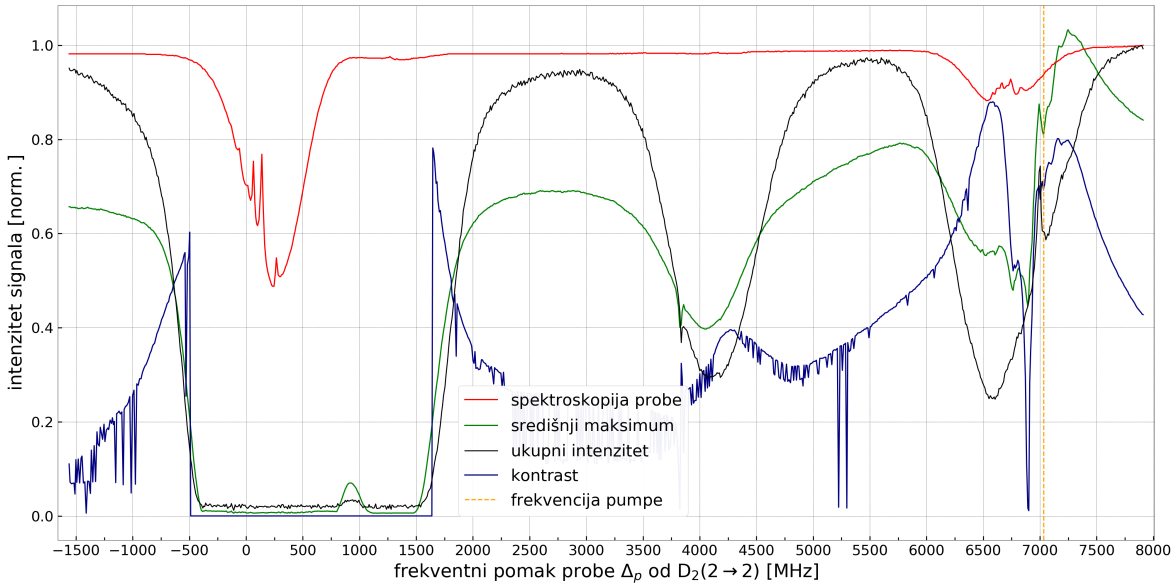
Slika B.2: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = 800\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.



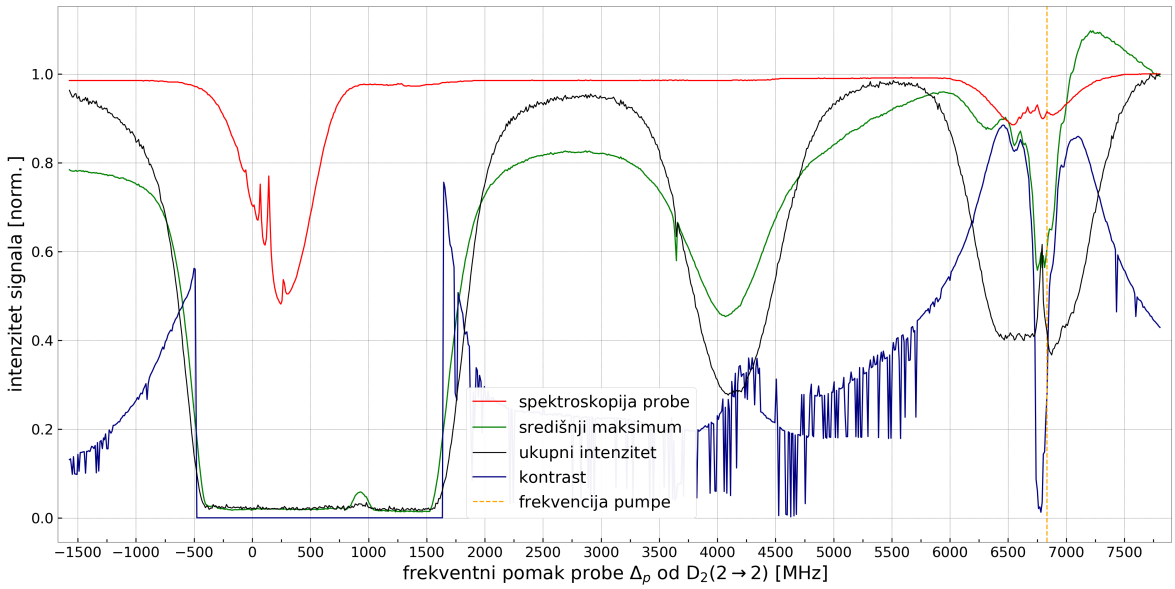
Slika B.3: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = 600\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.



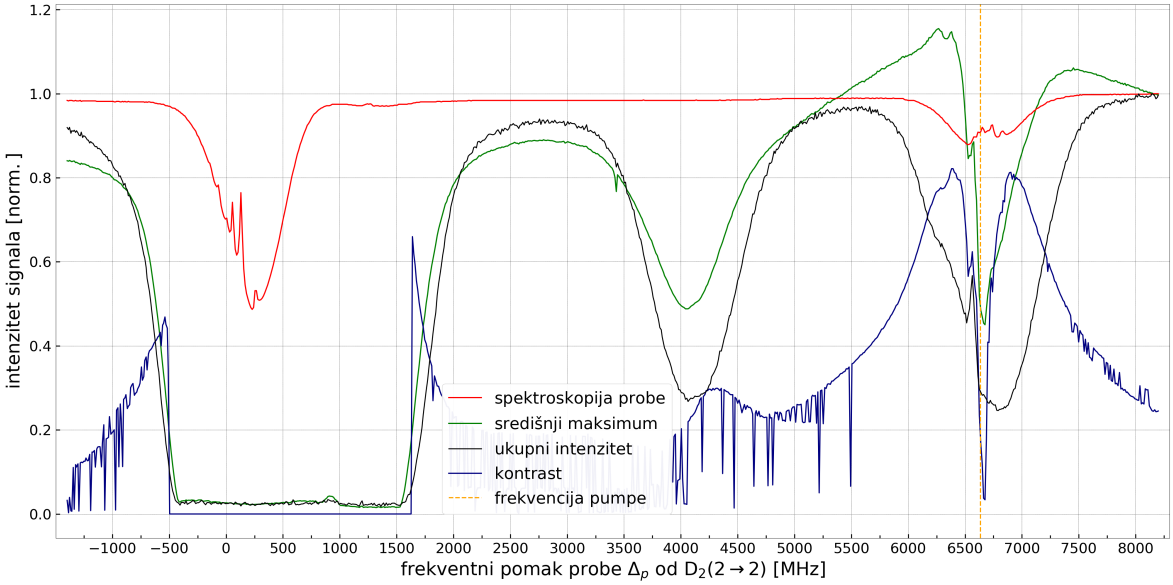
Slika B.4: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = 400\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.



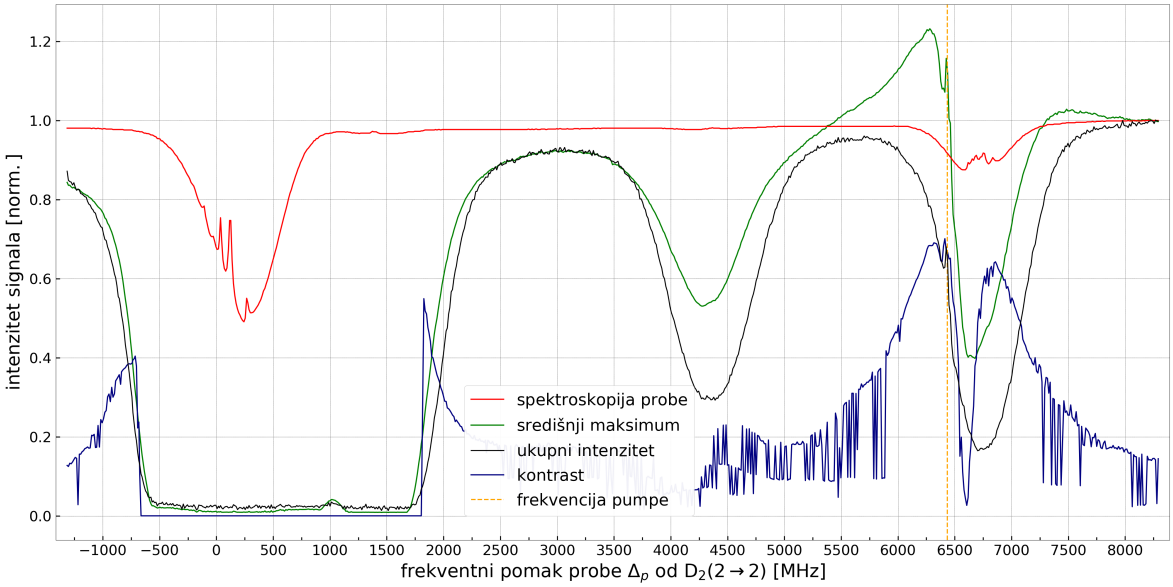
Slika B.5: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = 200\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.



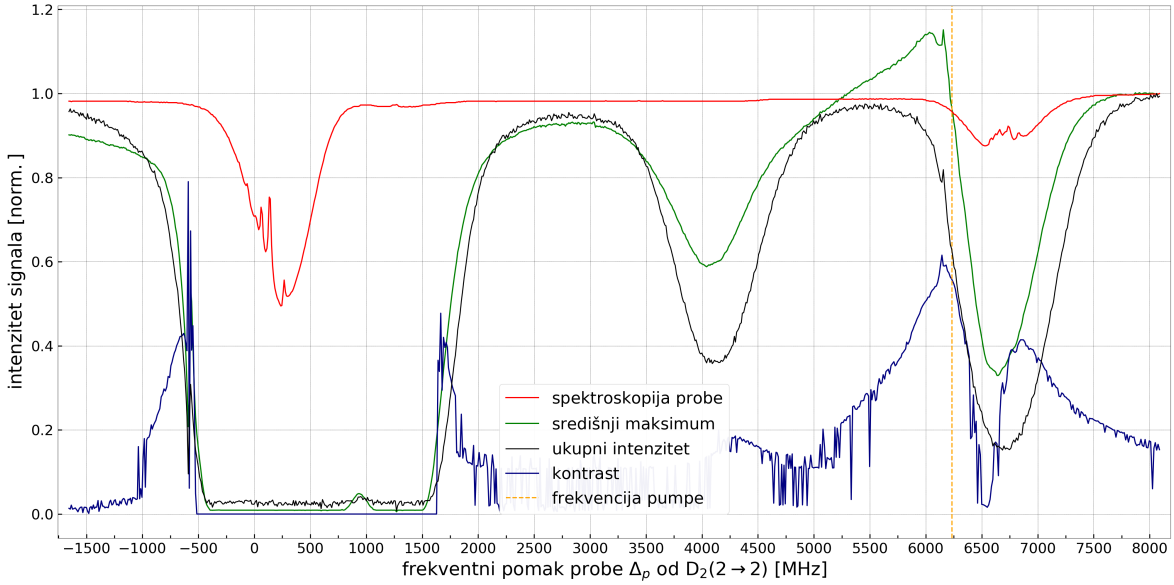
Slika B.6: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = 0\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.



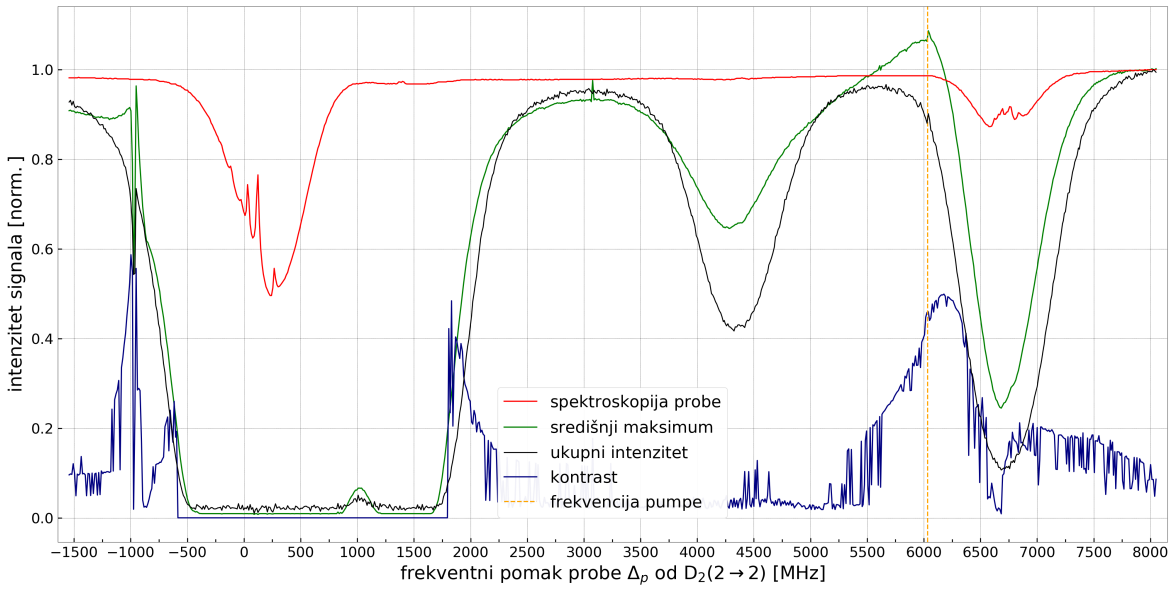
Slika B.7: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = -200\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.



Slika B.8: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = -400\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.



Slika B.9: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = -600\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.



Slika B.10: Ovisnost intenziteta signala dobivenog spektroskopijom na $^{87}\mathrm{Rb}$, intenziteta središnjeg maksimuma pojedine slike videozapisa, ukupnog signala i kontrasta o frekventnom pomaku probne zrake Δ_p pri frekventnom pomaku pumpne zrake $\Delta_c = -800\ \mathrm{MHz}$ označenom vertikalnom isprekidanom linijom naračaste boje.

Literatura

[1] Bender, C. M.; Boettcher, S. // Real Spectra in Non-Hermitian Hamiltonians Having $\mathcal{PT}$ Symmetry. // Phys. Rev. Lett., Vol. 80, 24(1998), str. 5243-5246.

[2] Wang, C.; Fu, Z.; Mao, W.; Qie, J.; Stone, A. D.; Yang, L. // Non-Hermitian optics and photonics: from classical to quantum. // Adv. Opt. Photonics, Vol. 15, 2(2023), str. 442–523.

[3] Krešić, I.; Makris, K. G.; Leonhardt, U.; Rotter, S. // Transforming Space with Non-Hermitian Dielectrics. // Phys. Rev. Lett., Vol. 128, 18(2022)

[4] Makris, K. G.; Musslimani, Z. H.; Christodoulides, D. N.; Rotter, S. // Constant-intensity waves and their modulation instability in non-Hermitian potentials. // Nat. Commun, Vol. 6, 1(2015)

[5] Sheng, J.; Miri, M.; Christodoulides, D.N.; Xiao, M. // $\mathcal{PT}$-symmetric optical potentials in a coherent atomic medium. // Phys. Rev. A, Vol. 88, 4(2013)

[6] Zhao, H.; Feng, L. // Parity–time symmetric photonics. // Natl. Sci. Rev., Vol. 5, 2(2018), str. 183–199.

[7] Sheng, J.; Wang, J.; Miri, M-A.; Christodoulides, D. N.; Xiao, M. // Observation of discrete diffraction patterns in an optically induced lattice. // Opt. Express, Vol. 23, 15(2015)

[8] Zhang, Z.; Zhang, Y.; Sheng, J.; Yang, L.; Miri, M-A.; Christodoulides, D. N.; He, B.; Xiao, M. // Observation of Parity-Time Symmetry in Optically Induced Atomic Lattices. // Phys. Rev. Lett., Vol. 117, 12(2016)

[9] Kang, H.; Wen, L.; Zhu, Y. // Normal or anomalous dispersion and gain in a resonant coherent medium. // Phys. Rev. A., Vol. 68, 6(2003)

[10] Zhang, Z.; Ma, D.; Sheng, J.; Zhang, Y.; Xiao, M. // Non-Hermitian optics in atomic systems. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., Vol. 51, 7(2018)

[11] Paredes, A.; Figueiras, E.; Olivieri, D. N.; Michinel, H. // A Simple and Ready to Use Code to Simulate Paraxial Beam Propagation. // Education and Training in Optics and Photonics (ETOP) 2021, Optica Publishing Group, 2021. F1A.7.

[12] Makris, K. C.; El-Ganainy, R.; Christodoulides, D. N.; Musslimani, Z. H. // Beam Dynamics in $\mathcal{PT}$ Symmetric Optical Lattices. // Phys. Rev. Lett., Vol. 100, 10(2008)

[13] DeRose, K. Observation of slow light, stored light, and Dicke narrowing in warm alkali vapor. Doktorski rad. Miami : Miami University, 2019.

[14] Finkelstein, R.; Bali, S.; Firstenberg, O.; Novikova, I. // A practical guide to electromagnetically induced transparency in atomic vapor. // New J. Phys., Vol. 25, 3(2023)

[15] Ling, H. Y.; Li, Y.; Xiao, M. // Electromagnetically induced grating: Homogeneously broadened medium. // Phys. Rev. A, Vol. 57, 2(1998), str. 1338–1344.

[16] Kruljac, M. Koherentni efekti u hladnom atomskom plinu. Diplomski rad. Zagreb : Prirodoslovno-matematički fakultet, 2018.

[17] Đuijć, M. Utjecaj učinaka dekoherencije na svojstva optičkih kvantnih memorija. Diplomski rad. Zagreb : Prirodoslovno-matematički fakultet, 2022.

[18] Milonni, P. W.; Eberly, J. H. Laser Physics. 2rd ed. : John Wiley & Sons, Inc, 2010.

[19] Metcalf, H. J.; van der Straten, P. Laser Cooling and Trapping. Springer, 1999.

[20] Boyd, R. W. Nonlinear optics. 3rd ed. : Academic Press, 2020.

[21] Negnevitsky, V. Modulation transfer spectroscopy for fast, accurate laser stabilisation. BSc Honours Thesis, Melbourne : Monash University, 2009.

[22] Camy, G.; Bordé, C. J.; Ducloy, M. // Heterodyne saturation spectroscopy through frequency modulation of the saturating beam. // Opt. Commun., Vol. 41, 5(1982), str. 325–330.

[23] McCarron, D. J.; King, S. A.; Cornish, S. L. // Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium. // Meas. Sci. Technol., Vol. 19, 10(2008)

[24] Daniel A. Steck, Rubidium 87 D Line Data, `https://steck.us/alkalidata/`, 1.09.2023

[25] Daniel A. Steck, Rubidium 85 D Line Data, https://steck.us/alkalidata/, 1.09.2023

[26] Lavín-Varela, S.; León Suazo, J. A.; Gutierrez González, J.; Vargas Roco, T.; Buberl, T.; Aguirre Gómez, J. G. // Multi-V-type and Λ-type electromagnetically induced transparency experiments in rubidium atoms with low-power low-cost free running single mode diode lasers. // J. Phys. Conf. Ser., Vol. 720, 1(2016)

[27] Matisse C Compact Ultra-Narrow Linewidth Ti:Sapphire Tunable Ring Laser, https://www.spectra-physics.com/mam/celum/celum_assets/sp/resources/MatisseC-Datasheet.pdf?2, 15.9.2023.

[28] TOPTICA DL 100, https://www.toptica.com/technology/technical-tutorials/tunable-diode-lasers/dl-100, 15.9.2023.

[29] MOGLabs Amplified Lasers (MSA), https://www.moglabs.com/products/optical-amplifiers/msa, 15.9.2023.