

Koherentni efekti u hladnom atomskom plinu

Kruljac, Mateo

Master's thesis / Diplomski rad

2018

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://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:949848>

Rights / Prava: [In copyright](#)/[Zaštićeno autorskim pravom.](#)

Download date / Datum preuzimanja: **2024-12-22**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Mateo Kruljac

KOHERENTNI EFEKTI U HLADNOM
ATOMSKOM PLINU

Diplomski rad

Zagreb, 2018.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

Mateo Kruljac

Diplomski rad

**Koherentni efekti u hladnom
atomskom plinu**

Voditelj diplomskog rada: dr. sc. Damir Aumiler

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2018.

Zahvaljujem mentoru dr. sc. Damiru Aumileru na uloženom trudu i pomoći tijekom izrade diplomskog rada, kao i na lekciji da se greške i rješenja često nalaze u osnovnim koracima preko kojih pređemo ili ih previdimo. Zahvaljujem i dr. sc. Tacijani Ban na brojnim savjetima i otvorenosti za razna pitanja.

Hvala dr. sc. Ivoru Krešiću na savjetima s literaturom i početnim koracima, a dr. sc. Nevenu Šantiću na pomoći u laboratoriju i što me zainteresirao za Laboratorij za hladne atome.

Hvala Domagoju Kovačiću i Danijelu Buhinu za provedeno zajedničko vrijeme u laboratoriju, što su me nadgledali i pomagali mi s mjerenjima.

Na kraju, veliko hvala obitelji i prijateljima koji su mi bili potpora i motivacija tijekom studija.

Sažetak

U ovome radu proćavani su koherentni efekti u hladnom atomskom plinu izotopa rubidija ^{87}Rb uslijed interakcije s dva lasera. Predstavljena je teorijska pozadina interakcije dvaju lasera s atomom u lambda konfiguraciji, pri ćemu je jedan laser kontinuiranog zraćenja, a drugi femtosekundni (pulsni) laser. Odabrani su prijelazi rubidija $5^2S_{1/2}(F = 1) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 2)$ i $5^2S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 2)$. Predstavljena je i pozadina laserskog hlaćenja i zarobljavanja atoma radi stvaranja hladnog atomskog oblaka, a objašnjene su specifićnosti femtosekundnog lasera koje omogućuju ispitivanje koherentnih efekata. Predstavljene su metode frekventne stabilizacije lasera kontinuiranog zraćenja i femtosekundnog lasera, potrebne za visoku preciznost mjerenja. Rezultati su dobiveni mjerenjem sile laserskog zraćenja na hladni oblak rubidija, kao i mjerenjem laserski inducirane fluorescencije oblaka uslijed interakcije s laserima. Mjerenja su uspoređena s teorijom, a u skladu su s numerićkim modelom, što potvrđuje mogućnost korištenja femtosekundnog lasera za ispitivanje koherentnih efekata.

Ključne rijeći: femtosekundni laser, koherencija, lambda konfiguracija, atom rubidija, sila zraćenja

Diploma thesis title

Abstract

In this thesis we studied coherent effects in a cold atomic gas of rubidium isotope ^{87}Rb interacting with two lasers. A theoretical background on the interaction of two lasers with an atom in lambda configuration is presented. One of the lasers is a continuous-wave laser, while the other is a pulsed, femtosecond laser. Rubidium transitions $5^2S_{1/2}(F = 1) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 2)$ and $5^2S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 2)$ were chosen and used, as they correspond to a lambda configuration. Also presented is a short theory of laser cooling and trapping, which is used to make a cloud of cold rubidium atoms for the experiment of coherent effects. We explain the methods of frequency stabilization of continuous-wave and femtosecond lasers, needed for measurements of high precision. The results were acquired by measuring laser radiation force on a rubidium cloud, as well as by measuring laser induced fluorescence of the cloud interacting with the lasers. We compared the measurements to the theoretical predictions and they correspond very well to the numerical models. We conclude that the femtosecond laser is a very useful tool which can be used in the experiments focused on coherent effects, as well as continuous-wave lasers have been used.

Keywords: femtosecond laser, coherence, lambda configuration, rubidium atoms, radiation force

Sadržaj

1	Uvod	1
2	Koherentna priprema atomskih stanja	3
2.1	Opis interakcija atoma i EM zračenja formalizmom matrice gustoće . . .	3
2.1.1	Atomska susceptibilnost	11
2.1.2	Tamno stanje	12
2.1.3	EIT i Autler-Townes efekt	14
2.2	Atom rubidija	18
2.3	Hlađenje atoma	19
2.3.1	Dopplerovo širenje linija	19
2.3.2	Lasersko hlađenje atoma	20
2.3.3	Zarobljavanje atoma	22
2.4	Optički frekventni češalj	23
3	Eksperimentalni postav	28
3.1	Laserski sistemi	28
3.1.1	Laseri kontinuiranog zračenja	28
3.1.2	Akusto-optički modulator	29
3.1.3	Optički frekventni češalj	30
3.2	Magneto-optička stupica	31
3.3	Pumpni i probni laser	34
3.4	Fazno zaključavanje lasera	34
4	Rezultati	36
4.1	Postavke sistema.	36
4.2	Mjerenje sile	38
4.3	Mjerenje fluorescencije	42
5	Zaključak	47
A	Populacije osnovnih stanja	48
	Literatura	50

1 Uvod

Koherentna priprema atomskih stanja laserskom pobudom omogućila je velik napredak u modifikaciji i kontroli optičkih svojstava materijala. Uzrok modifikacije je laserski inducirana koherencija među atomskim stanjima pri čemu dolazi do interferencije među njima, a time i do promjena u odgovoru na svjetlosnu pobudu. Na ovaj način može se eliminirati apsorpcija i refrakcija na rezonantnoj frekvenciji prijelaza. Povijesni pregled razvoja istraživanja i primjene koherentnih efekata u mediju dan je u [1]. Interferencija među atomskim stanjima može dovesti do izostanka apsorpcije u pobuđeno stanje iako je laserska pobuda rezonantna, pa su atomi zarobljeni u tzv. tamnom stanju (*eng. dark state*) a pripadni efekt naziva se koherentno zarobljavanje atoma (*eng. coherent population trapping, CPT*) [2, 3].

Jedan od efekata karakterizirao je i imenovao Harris [4], uočivši frekventno uzak pad apsorpcije (visoku transparentiju) na rezonantnoj frekvenciji prijelaza. Do efekta dolazi pobuđivanjem istog gornjeg stanja dvama laserima, zbog čega je efekt nazvan elektromagnetski inducirana transparentija (*eng. electromagnetically induced transparency, EIT*). Specifičnost EIT-a leži u nelinearnome odzivu materijala, pri čemu linearna susceptibilnost iščezava, a dominantan doprinos ima susceptibilnost trećeg reda [5].

Nelinearnosti u indeksu loma (susceptibilnosti) utječu na brzinu propagacije pulsa svjetlosti kroz medij, pa je moguća realizacija tzv. spore svjetlosti (*eng. slow light*) [6, 7], a pritom zadržavajući visoku transparentiju medija. Još jedna bitna primjena EIT-a je i skladištenje svjetlosti (*eng. light storage*) [8], a time i informacija, što ima potencijalno veliku primjenu u optičkim mrežama (optičkom internetu) [9].

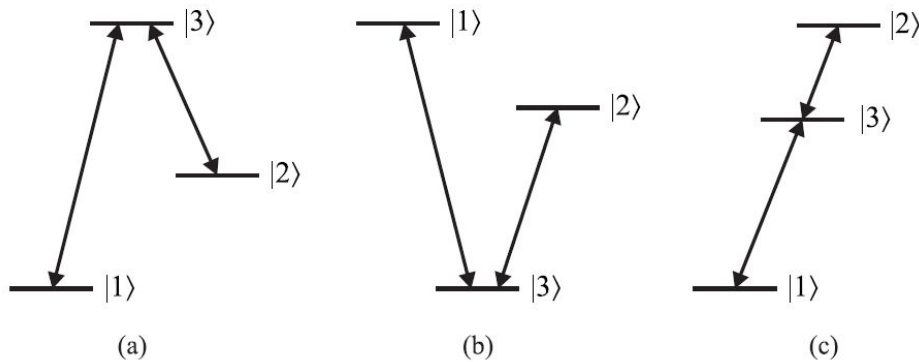
Efekt sličan EIT-u jest i Autler-Townes (AT) efekt - cijepanje spektralnih linija u prisutnosti jakog lasera. No, AT nije uzrokovan interferencijom među stanjima i uz njega nisu vezane nelinearnosti, pa tako niti navedene primjene koje omogućuje EIT [10], no bitno ga je razlikovati od EIT-a. Svi efekti obuhvaćeni su analizom interakcije trirazinskog sistema i dvaju lasera koji pobuđuju isto gornje stanje - tzv. lambda konfiguracijom. U nastavku je predstavljena teorijska podloga tog modela, kao i analiza efekata koje predviđa.

Eksperimenti vezani za dosadašnja razmatranja koriste lasere kontinuiranog zračenja za ispitivanje koherentnih efekata. U ovome radu kao jedan od lasera koristi se pul-

sni, femtosekundni laser, a cilj je pokazati da se i njime mogu postići koherentni efekti u mediju. Teorija lambda sistema u nastavku razrađena je koristeći femtosekundni laser kao jedan od izvora pobude, a rezultati su uspoređeni s poznatima, dobivenima za lasere kontinuiranog zračenja. Specifičnost femtosekundnog lasera jest koherencija između pojedinih pulseva, a time je omogućeno ispitivanje istih efekata kao i kontinuiranim laserima. U radu je predstavljena i pozadina femtosekundnog lasera, kao i njegove specifičnosti koje su omogućile velik napredak u atomskoj fizici i metrologiji, za što je dodijeljena i Nobelova nagrada [11].

2 Koherentna priprema atomskih stanja

Promatramo atomski sistem s tri energetska stanja, označena s $|1\rangle$, $|2\rangle$ i $|3\rangle$. Atomski prijelazi među stanjima pobuđuju se s dva lasera, a moguće kombinacije prikazane su na slici i nazivaju se redom Λ (*lambda*), *V* (eng. *vee*) i ljestve (eng. *ladder*), pri čemu je prijelaz $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ dipol-zabranjen. U Λ konfiguraciji koherentni efekti dolaze do najvećeg izražaja, pa je u nastavku fokus zadržan na njoj. Koherentni efekti posljedica su interferencije valnih funkcija sustava uslijed interakcije s elektromagnetskim zračenjem. Navedeni sustav opisujemo formalizmom matrice gustoće, pri čemu dobivene diferencijalne jednačbe rješavamo numerički.



Slika 2.1: Konfiguracije pobude atomskih prijelaza u trofaznom sustavu pomoću dva lasera, pri čemu su prijelazi između stanja $|1\rangle$ i $|2\rangle$ dipol-zabranjeni. Konfiguracije se nazivaju a) Λ (*lambda*), b) *V* (eng. *vee*) i c) ljestve (eng. *ladder*).

2.1 Opis interakcija atoma i EM zračenja formalizmom matrice gustoće

Opisu dinamike sustava atoma i laserskog zračenja pristupa se poluklasično, pri čemu se atom tretira kao kvantni sustav, dok je lasersko zračenje opisano kao klasični elektromagnetski val. Vremenska evolucija sustava dana je Schrödingerovom jednačbom:

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi\rangle = \hat{H} |\Psi\rangle \quad (2.1)$$

Ukupni hamiltonijan sustava sastoji se od hamiltonijana slobodnog atoma, \hat{H}_0 , i

hamiltonijana interakcije atoma i zračenja, \hat{H}' :

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}' \quad (2.2)$$

Stanja $|1\rangle$, $|2\rangle$ i $|3\rangle$ svojstvena su stanja hamiltonijana \hat{H}_0 , a općenito stanje $|\Psi\rangle$ može se razviti u njihovoj bazi:

$$|\Psi\rangle = c_1(t)|1\rangle + c_2(t)e^{-i\omega_{21}t}|2\rangle + c_3(t)e^{-i\omega_{31}t}|3\rangle, \quad (2.3)$$

gdje $\omega_{i1} = (E_i - E_1)/\hbar$ odgovara frekvenciji prijelaza u odnosu na osnovno stanje. Međudjelovanje atoma s elektromagnetskim poljem opisano je hamiltonijanom:

$$\hat{H}' = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}, \quad (2.4)$$

gdje je $\hat{\mathbf{d}}$ operator dipolnog momenta, a \mathbf{E} amplituda električnog polja. Dipolni moment jednak je nuli u svojstvenim stanjima atoma, tj. $d_{ii} = \langle i|\hat{\mathbf{d}}|i\rangle = 0$, kao i za prijelaze $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, budući da su zabranjeni, tj. $d_{12} = d_{21} = 0$. Za preostale matricelemente vrijedi $d_{mn} = d_{nm}^*$. Prijelaz $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ pobuđuje pulsni femtosekundni laser čije električno polje označavamo s $E_{fs}(t)$, a prijelaz $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ laser kontinuiranog zračenja s poljem $E_{cw}(t)$.

Ako se u jednadžbu 2.1 uvrste 2.3 i 2.4 uz gornje uvjete, dobivaju se vezane jednadžbe koje opisuju evoluciju atomskih stanja uslijed interakcije s poljem lasera:

$$i\hbar \frac{dc_1}{dt} = \langle 3|\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_{fs}|1\rangle e^{-i\omega_{31}t} c_3 \quad (2.5)$$

$$i\hbar \frac{dc_2}{dt} = \langle 3|\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_{cw}|2\rangle e^{-i\omega_{32}t} c_3 \quad (2.6)$$

$$i\hbar \frac{dc_3}{dt} = \langle 1|\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_{fs}|3\rangle e^{i\omega_{31}t} c_1 + \langle 2|\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_{cw}|3\rangle e^{i\omega_{32}t} c_2, \quad (2.7)$$

gdje je $\omega_{32} = \omega_{31} - \omega_{21}$ i odgovara frekvenciji prijelaza između stanja $|2\rangle$ i $|3\rangle$.

Električno polje kontinuiranog lasera može se zapisati kao:

$$\mathbf{E}_{cw}(t) = \hat{\mathbf{e}}_{cw} E_0 \cos \omega_{cw} t = \hat{\mathbf{e}}_{cw} \frac{E_0}{2} (e^{i\omega_{cw}t} + e^{-i\omega_{cw}t}), \quad (2.8)$$

gdje je $\hat{\mathbf{e}}$ vektor polarizacije, a zanemarena je prostorna promjena polja (član $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$)

budući da je valna funkcija elektrona lokalizirana na par nanometara, a valna duljina svjetlosti reda je veličine par stotina nanometara, tj. $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} \ll 1$.

Zračenje femtosekundnog lasera sastoji se od niza pulseva razmaknutih u vremenu za vrijeme repeticije T_{rep} . Nužno je uzeti u obzir i razliku u fazi ϕ između uzastopnih pulseva. Električno polje niza pulseva možemo prikazati kao [12]:

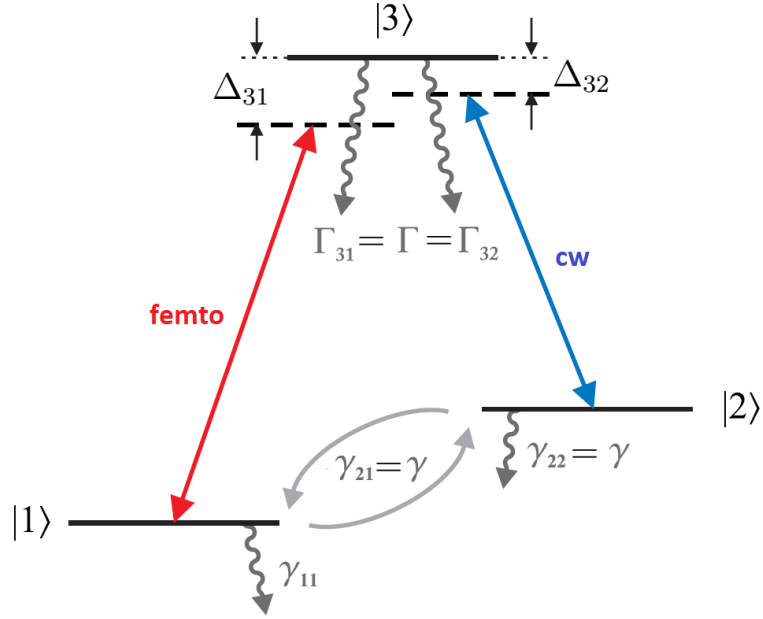
$$\mathbf{E}_{fs}(t) = \hat{\epsilon}_{fs} \left[\sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_{puls}(t - nT_R) e^{in\phi} \right] \frac{1}{2} (e^{i\omega_{fs}t} + e^{-i\omega_{fs}t}) = \hat{\epsilon}_{fs} \frac{\varepsilon(t)}{2} (e^{i\omega_{fs}t} + e^{-i\omega_{fs}t}), \quad (2.9)$$

gdje je $\varepsilon_{puls}(t)$ envelope (oblik) pulsa. Postojanje konstantne fazne razlike između uzastopnih pulseva nužno je za pobudu u više atomsko stanje. Kada bi svaki sljedeći puls imao nasumičnu fazu u odnosu na prethodni, mogao bi atom vratiti u osnovno stanje umjesto da se dalje poveća populacija pobuđenog stanja. Prema tome, konstantni fazni odnos između pulseva bitna je odlika femtosekundnog lasera, a naseľjavanje pobuđenih stanja tim laserom već je koherentni efekt sam po sebi, budući da nužno ovisi o fazi između pulseva. Kao i za kontinuirani laser zanemarene su prostorne promjene električnog polja. Budući da pulsevi imaju konačno trajanje u vremenu, spektar femtosekundnog lasera ne sadrži samo jednu frekvenciju, nego se sastoji od niza frekvencija ω_n koje možemo prikazati kao

$$\omega_n = \omega_{fs} + \frac{2n\pi}{T_{rep}} + \frac{\phi}{T_{rep}}, \quad (2.10)$$

to jest, ima oblik tzv. frekventnog češlja (eng. *frequency comb*), gdje ω_{fs} odgovara središnjoj frekvenciji spektra, a modovi su međusobno udaljeni za $\omega_{rep} = 2\pi/T_{rep}$. Femtosekundi laser detaljnije je obrađen u poglavlju 2.4.

Uvrštavanjem jednadžbi 2.8 i 2.9 u 2.5 - 2.7, dobivamo oscilirajuće članove sa zbrojem frekvencije prijelaza i lasera, $\omega_{31} + \omega_{fs}$, i njihovom razlikom $\omega_{31} - \omega_{fs}$ (analogno za prijelaz s kontinuiranim laserom). Ovdje uvodimo tzv. aproksimaciju rotirajućeg vala (eng. *rotating wave approximation*, RWA) gdje zanemarujemo brzo oscilirajuće članove zbrojenih frekvencija budući da se uprosječuju u nulu. Zadržavamo samo članove s razlikom frekvencija, pri čemu uvodimo $\Delta_{31} = \omega_{fs} - \omega_{31}$ i $\Delta_{32} = \omega_{cw} - \omega_{32}$, odmake frekvencije lasera u odnosu na frekvenciju prijelaza (eng. *detuning*), u skladu sa slikom 2.2.



Slika 2.2: Shematski prikaz trirazinskog sistema u lambda konfiguraciji. Prijelaz $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ pobuđuje se femtosekundnim laserom, čija je frekvencija odmaknuta od frekvencije prijelaza za Δ_{31} . Prijelaz $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ pobuđuje se kontinuiranim (cw) laserom, čija je frekvencija odmaknuta za Δ_{32} . Γ označava konstantu raspada populacije i koherencije pobuđenog stanja, a γ stanja $|1\rangle$ i $|2\rangle$.

Uvodimo Rabijevu frekvenciju Ω_{cw} koja opisuje jakost vezanja atoma s kontinuiranim laserom:

$$\Omega_{cw} = \frac{E_0}{\hbar} \langle 2 | \hat{d} \cdot \hat{\epsilon}_{cw} | 3 \rangle \quad (2.11)$$

Radi pojednostavljenja jednadžbi uvodimo i analognu veličinu za pulsni laser, $\Omega_{fs}(t)$ koja je eksplicitno ovisna o vremenu zbog vremenske ovisnosti envelope pulsa. Rabijeva frekvencija proporcionalna je električnom polju koje je preko Poyntingovog vektora povezano sa intenzitetom lasera. Znajući vrijednost matričnog elementa i površinu zrake, lako je povezati Rabijevu frekvenciju i snagu zrake, koja se može jednostavno izmjeriti.

Često se u eksperimentima s dvije laserske zrake razlikuju pumpna i probna zraka. Pumpa je većeg intenziteta i služi upravo da *napumpa* sustav u određeno stanje, dok je proba manjeg intenziteta i koristi se kao *skener* napumpanog sistema. U ovome slučaju, laser kontinuiranog zračenja služi kao pumpa, dok je femtosekundni laser proba (snaga femtosekundnog lasera raspoređena je po svim modovima, a snaga jedinog moda puno je manja od snage lasera kontinuiranog zračenja čija je cijela snaga u jednome modu). Obzirom da se lambda shema koristi za proučavanje kohe-

rentnih efekata, pumpni laser u literaturi se još naziva i *coupling* laser, obzirom da je njime uspostavljena veza među stanjima $|1\rangle$ i $|2\rangle$. Relevantna veličina pri rješavanju diferencijalnih jednadžbi jest integrirana Ω_{fs} , tj. površina pulsa Θ :

$$\Theta = \frac{\langle 1 | \hat{d} \cdot \hat{\epsilon}_{fs} | 3 \rangle}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(t) dt \quad (2.12)$$

Jednadžbe 2.5 - 2.7 tada postaju:

$$i\hbar \frac{dc_1}{dt} = \frac{1}{2} \hbar \Omega_{fs}(t) e^{i\Delta_{31}t} c_3 \quad (2.13)$$

$$i\hbar \frac{dc_2}{dt} = \frac{1}{2} \hbar \Omega_{cw} e^{i\Delta_{32}t} c_3 \quad (2.14)$$

$$i\hbar \frac{dc_3}{dt} = \frac{1}{2} \hbar \Omega_{fs}(t) e^{-i\Delta_{31}t} c_1 + \frac{1}{2} \hbar \Omega_{cw} e^{-i\Delta_{32}t} c_2 \quad (2.15)$$

Obzirom da stanja $|1\rangle$, $|2\rangle$ i $|3\rangle$ nisu svojstvena stanja ukupnog hamiltonijana, uvodimo transformaciju u zarotirane koordinate kako bismo uklonili eksplicitnu vremensku ovisnost u jednadžbama 2.13 - 2.15. Uvodimo zamjene $c'_1 = c_1 e^{i\Delta_{31}t}$, $c'_2 = c_2 e^{i\Delta_{32}t}$ i $c'_3 = c_3$, pri čemu jednadžbe postaju:

$$i\hbar \frac{dc'_1}{dt} = \frac{1}{2} \hbar \Omega_{fs}(t) c'_3 + \hbar \Delta_{31} c'_1 \quad (2.16)$$

$$i\hbar \frac{dc'_2}{dt} = \frac{1}{2} \hbar \Omega_{cw} c'_3 + \hbar \Delta_{32} c'_2 \quad (2.17)$$

$$i\hbar \frac{dc'_3}{dt} = \frac{1}{2} \hbar \Omega_{fs}^*(t) c_1 + \frac{1}{2} \hbar \Omega_{cw}^* c_2 \quad (2.18)$$

Iz jednadžbi 2.16 - 2.18 vidimo da ukupni hamiltonijan možemo zapisati kao:

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 2\Delta_{31} & 0 & \Omega_{fs}^*(t) \\ 0 & 2\Delta_{32} & \Omega_{cw}^* \\ \Omega_{fs}(t) & \Omega_{cw} & 0 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

ili u obliku:

$$\hat{H} = \hbar \Delta_{31} |1\rangle \langle 1| + \hbar \Delta_{32} |2\rangle \langle 2| + \frac{1}{2} \hbar \Omega_{fs}(t) |1\rangle \langle 3| + \frac{1}{2} \hbar \Omega_{cw} |2\rangle \langle 3| + h.c., \quad (2.20)$$

gdje *h.c.* označava hermitski konjugirane članove.

U dosadašnjim razmatranjima nije uzeta u obzir spontana emisija. Njen doprinos ne može se obuhvatiti opisom evolucije stanja Schrödingerovom jednađžbom, nego se uvodi fenomenološki u formalizmu matrice gustoće. Matrica gustoće definirana je kao:

$$\rho = |\Psi\rangle \langle\Psi|, \quad (2.21)$$

to jest, u matičnom obliku kao:

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{23} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & \rho_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |c_1|^2 & c_1 c_2^* & c_1 c_3^* \\ c_2 c_1^* & |c_2|^2 & c_2 c_3^* \\ c_3 c_1^* & c_3 c_2^* & |c_3|^2 \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

Dijagonalni članovi odgovaraju populacijama pojedinih stanja, dok se nedijagonalni članovi nazivaju koherencijama, obzirom da ovise o fazama među stanjima. Vremenska evolucija sustava dana je Liouville-von Neumannovom jednađžbom:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{i}{\hbar}[\rho, \hat{H}], \quad (2.23)$$

koja je u ovome obliku analogna Schrödingerovoj jednađžbi. Efekt spontane emisije uvodi se kao [13]:

$$\frac{d\rho_{ii}}{dt} = -\gamma_{ii}\rho_{ii} \quad (2.24)$$

za populacije, a kao:

$$\frac{d\rho_{ij}}{dt} = -\frac{\gamma_{ij}}{2}\rho_{ij}; \quad i \neq j \quad (2.25)$$

za koherencije, pri čemu su faktori γ_{ij} određeni vremenom života stanja kao $\gamma_{ij} = 1/T_{ij}$. Raspadi populacije i koherencije iz stanja $|3\rangle$ označeni su faktorom Γ , a iz $|1\rangle$ i $|2\rangle$ s γ . Kako se pobuđeno stanje raspada u oba osnovna stanja s istim faktorom, doprinos povećanju populacije zbog spontane emisije dolazi s faktorom $\Gamma/2$. Jednađžba 2.23 tada postaje

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{i}{\hbar}[\rho, \hat{H}] + \begin{pmatrix} -\gamma\rho_{11} + \frac{\Gamma}{2}\rho_{33} & -\frac{\gamma}{2}\rho_{12} & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{13} \\ -\frac{\gamma}{2}\rho_{21} & -\gamma\rho_{22} + \frac{\Gamma}{2}\rho_{33} & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{23} \\ -\frac{\Gamma}{2}\rho_{31} & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{32} & -\Gamma\rho_{33} \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

Ako se u jednadžbu 2.26 uvrsti hamiltonijan iz 2.19, dobivamo:

$$\frac{d\rho_{11}}{dt} = i\frac{\Omega_{fs}}{2}(\rho_{31} - \rho_{13}) - \gamma\rho_{11} + \frac{\Gamma}{2}\rho_{33} \quad (2.27)$$

$$\frac{d\rho_{22}}{dt} = i\frac{\Omega_{cw}}{2}(\rho_{32} - \rho_{23}) - \gamma\rho_{22} + \frac{\Gamma}{2}\rho_{33} \quad (2.28)$$

$$\frac{d\rho_{33}}{dt} = i\frac{\Omega_{fs}}{2}(\rho_{13} - \rho_{31}) + i\frac{\Omega_{cw}}{2}(\rho_{23} - \rho_{32}) - \Gamma\rho_{33} \quad (2.29)$$

$$\frac{d\rho_{12}}{dt} = i(\Delta_{31} - \Delta_{32})\rho_{12} + i\frac{\Omega_{fs}}{2}\rho_{32} - i\frac{\Omega_{cw}}{2}\rho_{13} - \frac{\gamma}{2}\rho_{12} \quad (2.30)$$

$$\frac{d\rho_{13}}{dt} = i\Delta_{31}\rho_{13} + i\frac{\Omega_{fs}}{2}(\rho_{33} - \rho_{11}) - i\frac{\Omega_{cw}}{2}\rho_{12} - \frac{\Gamma}{2}\rho_{13} \quad (2.31)$$

$$\frac{d\rho_{23}}{dt} = i\Delta_{32}\rho_{23} + i\frac{\Omega_{cw}}{2}(\rho_{33} - \rho_{22}) - i\frac{\Omega_{fs}}{2}\rho_{21} - \frac{\Gamma}{2}\rho_{23} \quad (2.32)$$

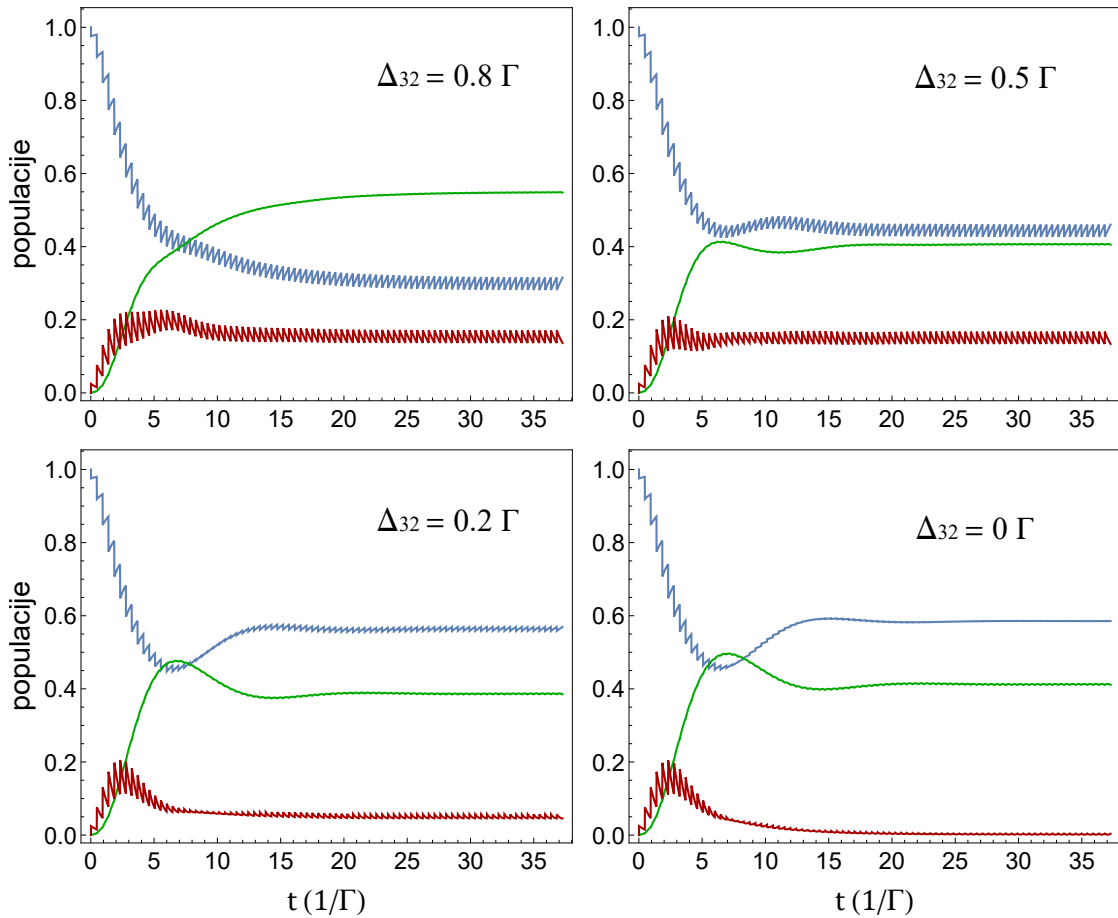
Jednadžbe 2.27 - 2.32 potpuno opisuju dinamiku sustava i rješavaju se numerički. Kao oblik električnog polja koristi se uobičajeni sekans hiperbolni puls [14]

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_{fs}^0 \operatorname{sech}(1.763t/T_P), \quad (2.33)$$

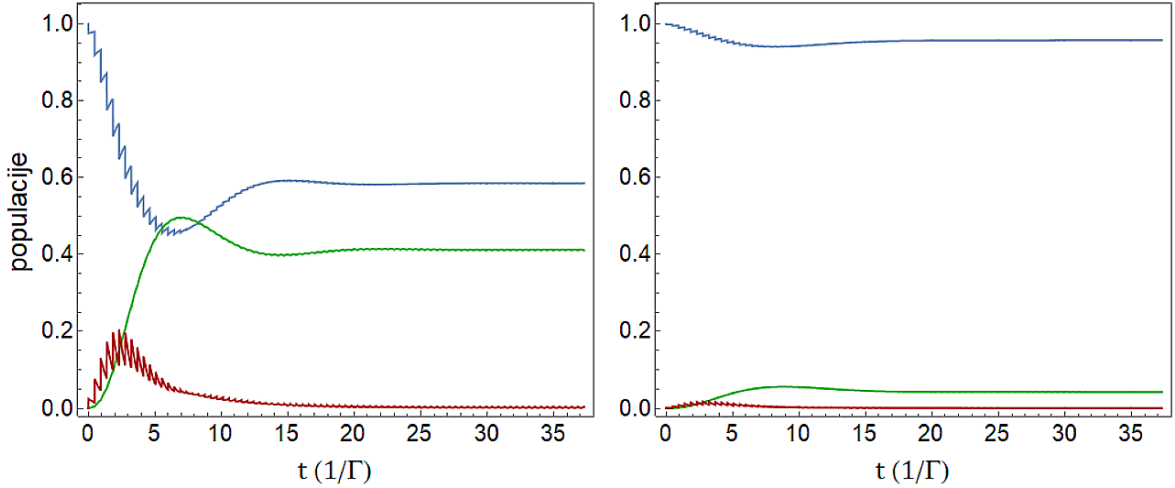
gdje je T_P vrijeme trajanja pulsa, a za korišteni laser iznosi $T_P = 200 \text{ fs}$. Kako je vrijeme interakcije s femtosekundnim pulsom puno kraće od raspada stanja, uvodi se aproksimacija u kojoj se dinamika sustava (i rješavanje jednadžbi) rastavlja na dva vremenska intervala, po uzoru na rad [15]. Prvi dio interakcija je atoma s femtosekundnim pulsom, pri čemu se zanemaruju raspadi i utjecaj lasera kontinuiranog zračenja na sustav, što je opravdano budući da vrijedi $\varepsilon_{fs}^0 \gg E_{cw}^0$ i $T_P \ll T_{rep}, \Delta_{31}^{-1}, \Delta_{32}^{-1}, \Gamma^{-1}, \gamma^{-1}$. Drugi dio obuhvaća spontanu emisiju i međudjelovanje s cw laserom za vrijeme između dva pulsa. Vrijednosti matričnih elemenata na kraju jednog intervala koriste se kao početni uvjeti u sljedećem intervalu, a račun se ponavlja za zadani broj pulseva.

Na slici 2.3 prikazane su populacije sustava rješavanjem jednadžbi 2.27 - 2.32 za četiri različite frekvencije cw lasera, tj. Δ_{32} , dok je femtosekundni laser ugođen na rezonanciju, tj. $\Delta_{31} = 0$. Uočavamo "cik-cak" ovisnost populacija ρ_{11} (plava linija) i ρ_{33} (crvena linija) budući da je njihova dinamika određena nizom pulseva, dok je ρ_{22} (zelena linija) uvjetovana kontinuiranim laserom. Nakon vremena oko $20/\Gamma$ sustav dolazi u ravnotežu (eng. steady state). Bitno je uočiti zadnji graf na slici 2.3 - oba lasera ugođena su na rezonantnu frekvenciju, no ne dolazi do naseljavanja pobuđenog stanja, tj. ne dolazi do apsorpcije. Takvo stanje sustava naziva se tamno stanje (eng.

dark state) i rezultat je koherencije između stanja $|1\rangle$ i $|2\rangle$, tj. ono je svojstveno stanje hamiltonijana 2.19 koje sadrži samo superpoziciju stanja $|1\rangle$ i $|2\rangle$, no ne i $|3\rangle$, a s time je i vjerojatnost nalaženja u stanju $|3\rangle$ jednaka nuli. Na slici 2.4 prikazane su navedene ovisnosti populacija, no za dvije različite snage femtosekundnog lasera. U skladu je s očekivanjima da je efekt jači što je veća snaga lasera. Kako bismo detaljnije pojasnili prazno pobuđeno stanje, potrebno je analizirati ponašanje apsorpcije i transmisije (indeks loma) kroz medij u ovisnosti o frekvenciji.



Slika 2.3: Vremenska dinamika lambda sustava u interakciji s nizom femtosekundnih pulseva i laserom kontinuiranog zračenja. Prikazane su populacije ρ_{11} (plavo), ρ_{22} (zeleno) i ρ_{33} (crveno) za različite vrijednosti *detuninga* cw lasera, Δ_{32} . Ovisnosti su numerički dobivene za parametre: $\Theta = \pi/10$, $\gamma = 10^{-6}\Gamma$, $T_{rep} = 0.45\Gamma^{-1}$, $\Omega_{cw} = 0.7\Gamma$, $\Delta_{31} = 0$, 80 pulseva. Za slučaj $\Delta_{32} = 0$ nema apsorpcije u pobuđeno stanje iako su oba lasera ugođena na rezonanciju - sustav se tada nalazi u tamnom stanju (eng. dark state).



Slika 2.4: Vremenska dinamika lambda sustava u interakciji s nizom femtosekundnih pulseva i cw laserom za različite snage femtosekundnog lasera: $\Theta = \pi/10$ (lijevo) i $\Theta = \pi/40$ (desno). Prikazane su populacije ρ_{11} (plavo), ρ_{22} (zeleno) i ρ_{33} (crveno). Ovisnosti su numerički dobivene za parametre: $\gamma = 10^{-6}\Gamma$, $T_{rep} = 0.45\Gamma^{-1}$, $\Omega_{cw} = 0.7\Gamma$, $\Delta_{31} = \Delta_{32} = 0$, 80 pulseva.

2.1.1 Atomska susceptibilnost

Odziv medija na elektromagnetsku pobudu i inducirana polarizacija ključni su za razumijevanje dinamike sustava. Za linearni odziv polarizacija P i električno polje E povezani su kao:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi(\omega) \mathbf{E}, \quad (2.34)$$

gdje je $\chi(\omega)$ linearna susceptibilnost medija koja ovisi o frekvenciji pobude, a ϵ_0 je permitivnost vakuuma. Polarizacija se može izraziti i preko očekivane vrijednosti operatora dipolnog momenta:

$$\mathbf{P} = N \langle \hat{\mathbf{d}} \rangle, \quad (2.35)$$

gdje N odgovara koncentraciji atoma. Kako za očekivanu vrijednost operatora vrijedi $\langle \hat{A} \rangle = Tr(\rho \hat{A})$, dobivamo:

$$\mathbf{P} = N(d_{31}\rho_{13} + d_{32}\rho_{23}) + h.c. \quad (2.36)$$

Izjednačavanjem jednadžbi 2.34 i 2.36 uočavamo direktnu vezu između susceptibilnosti χ_{ij} za prijelaz $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ i pripadne koherencije ρ_{ij} , koja je određena rješavanjem jednadžbi 2.27 - 2.32. Susceptibilnost je kompleksna veličina čiji realni tj. imaginarni dio određuju indeks loma n , tj. apsorpciju κ elektromagnetskog vala u mediju [16]

$$n = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}(\chi) \quad (2.37)$$

$$\kappa = \frac{1}{2} \text{Im}(\chi), \quad (2.38)$$

to jest veza s matricnim elementom ρ_{ij} glasi:

$$n = 1 + \frac{Nd_{ij}}{2\epsilon_0 E} \text{Re}(\rho_{ij}) \quad (2.39)$$

$$\kappa = \frac{Nd_{ij}}{2\epsilon_0 E} \text{Im}(\rho_{ij}) \quad (2.40)$$

Na slici 2.5 prikazane su koherencije za iste parametre kao na slici 2.3. $\text{Im}(\rho_{13})$ ($\text{Im}(\rho_{23})$) odgovara apsorpciji $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ ($|2\rangle \rightarrow |3\rangle$), a $|\rho_{12}|$ iznosu koherencije među stanjima $|1\rangle$ i $|2\rangle$. U slučaju rezonancije, koherencija među stanjima je najveća, a apsorpcija u pobuđeno stanje iščezava iako su frekvencije oba lasera ugođena na rezonanciju. Alternativan pristup analizi lambda sistema dan je u slici tzv. odjevenog stanja (*eng. dressed state*).

2.1.2 Tamno stanje

Umjesto računanja elemenata matrice gustoće, problemu možemo pristupiti dijagonalizacijom ukupnog hamiltonijana sistema, izraz 2.19. Svojstvena stanja ukupnog hamiltonijana više nisu stanja slobodnog atoma, već njihova linearna superpozicija. Za $\Delta_{31} = \Delta_{21} = \Delta$, nova stanja mogu se prikazati pomoću kuteva miješanja θ i ϕ [1]:

$$|a^+\rangle = \sin \theta \sin \phi |1\rangle + \cos \theta \sin \phi |2\rangle + \cos \phi |3\rangle \quad (2.41)$$

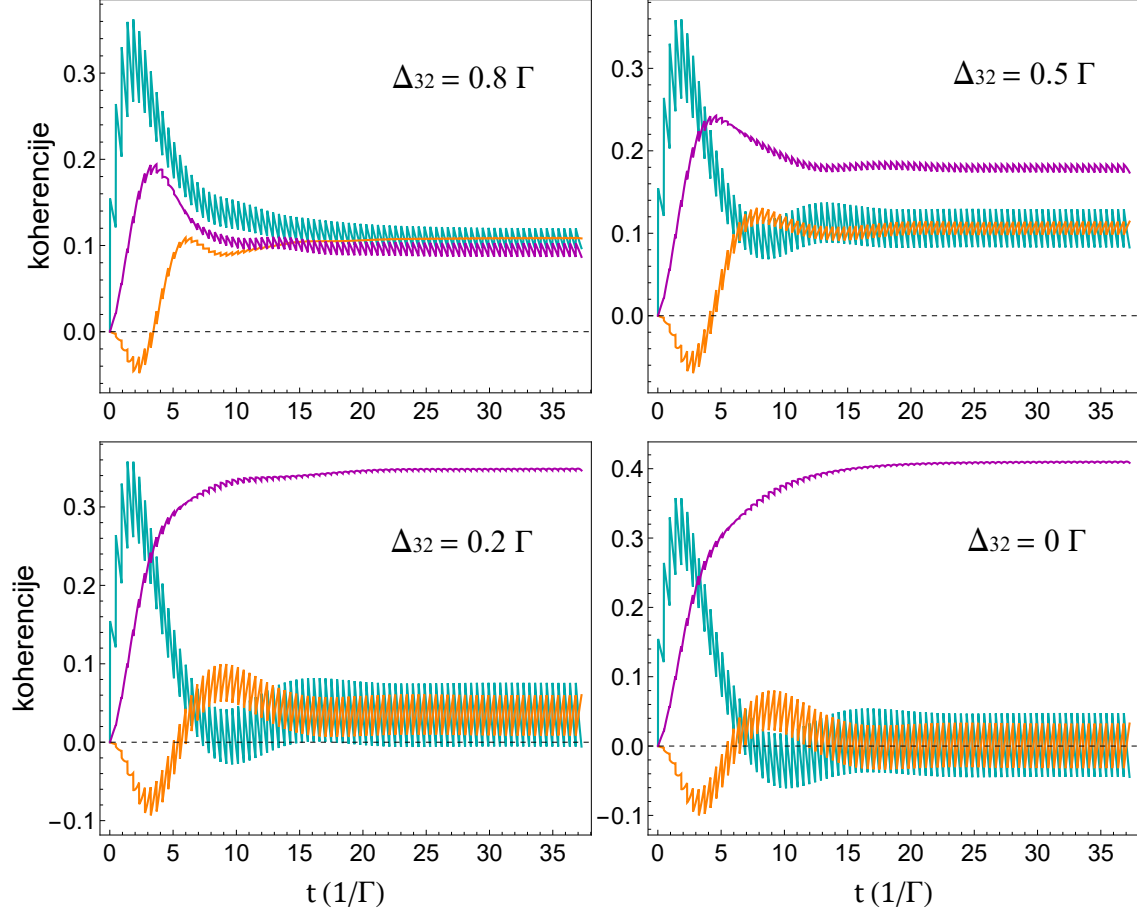
$$|a^0\rangle = \cos \theta |1\rangle - \sin \theta |2\rangle \quad (2.42)$$

$$|a^-\rangle = \sin \theta \cos \phi |1\rangle + \cos \theta \cos \phi |2\rangle - \sin \phi |3\rangle, \quad (2.43)$$

pri čemu su:

$$\tan \theta = \frac{\Omega_{fs}}{\Omega_{cw}}$$

$$\tan 2\phi = \frac{\sqrt{\Omega_{fs}^2 + \Omega_{cw}^2}}{\Delta}$$



Slika 2.5: Apsorpcije u pobuđeno stanje $-Im(\rho_{13})$ (plavo), $-Im(\rho_{23})$ (narančasto) i iznos koherencije između osnovnih stanja $|\rho_{12}|$ (ljubičasto) za različite vrijednosti detuninga cw lasera, Δ_{32} . Ovisnosti su numerički dobivene za parametre: $\Theta = \pi/10$, $\gamma = 10^{-6}\Gamma$, $T_{rep} = 0.45\Gamma^{-1}$, $\Omega_{cw} = 0.7\Gamma$, $\Delta_{31} = 0$, 80 pulseva.

Energija stanja $|a^0\rangle$ ostaje nepromjenjena i odgovara osnovnom stanju, a stanja $|a^\pm\rangle$ razmaknuta su u energiji za:

$$E^\pm = \frac{\hbar}{2} \left(\Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + \Omega_{fs}^2 + \Omega_{cw}^2} \right). \quad (2.44)$$

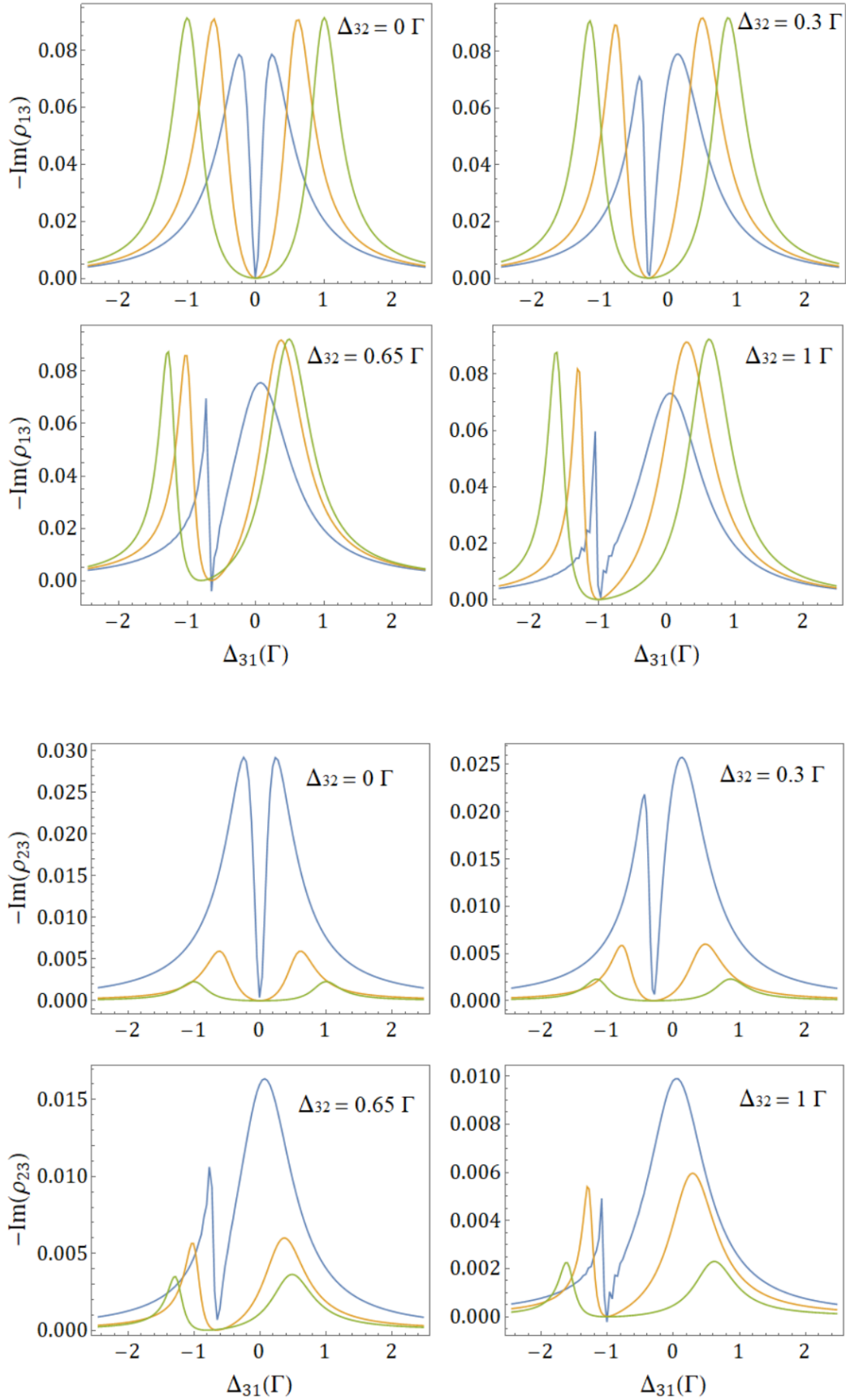
Iz jednadžbe 2.42 vidimo kako stanje $|a^0\rangle$ ne sadrži stanje $|3\rangle$, tj. ako se sistem nalazi u stanju $|a^0\rangle$, nema pobuđenja u stanje $|3\rangle$, a time ni spontane emisije iz njega. U slučaju jake pumpe, $\Omega_{cw} \gg \Omega_{fs}$, $\sin \theta \rightarrow 0$ i $\cos \theta \rightarrow 1$, pa je $|a^0\rangle = |1\rangle$, tj. osnovno stanje atoma poklapa se s tamnim stanjem sustava. Iako se laserom pumpa gornje stanje atoma, u njemu nema naseljenosti i atomi su zarobljeni u osnovnim stanjima, zbog čega se ta pojava naziva koherentno zarobljavanje atoma (*eng. coherent population trapping, CPT*). Također, prema jednadžbi 2.44 dolazi do cijepanja energijskih stanja, a razmak među njima povećava se sa snagom lasera.

2.1.3 EIT i Autler-Townes efekt

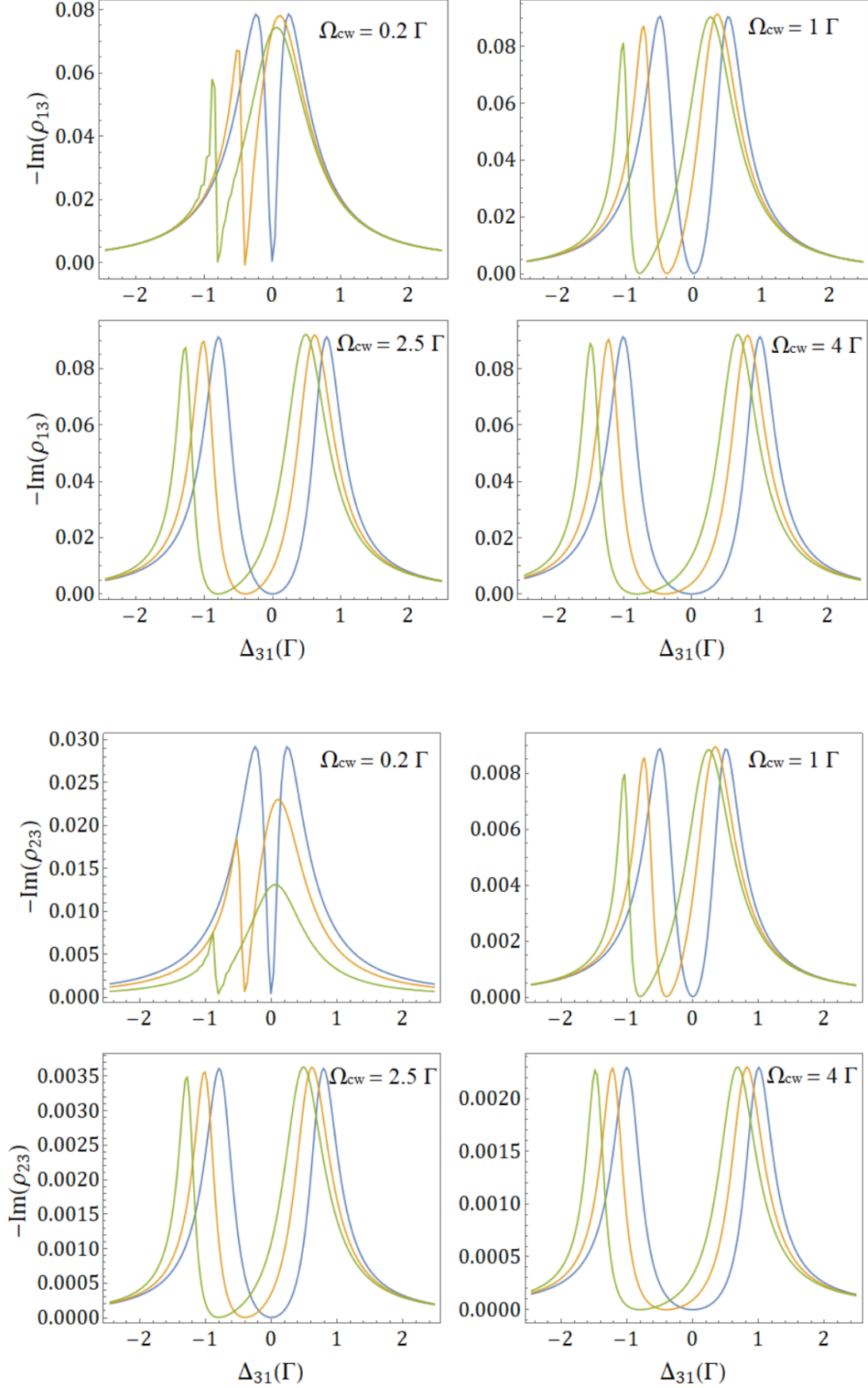
Kako bismo pobliže opisali sustav, potrebno je promotriti ovisnosti apsorpcije i populacija o frekvenciji, tj. o detuningu femtosekundnog lasera koji služi kao proba sustava. Ovisnosti za različite parametre dobivene su rješavanjem jednadžbi 2.27-2.32, pri čemu su promatrane stacionarne vrijednosti apsorpcije i populacije. Ovisnosti apsorpcije $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ i $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, kao i naseljenost stanja $|3\rangle$ prikazane su na slikama 2.6, 2.7 i 2.8 za različite kombinacije parametara - snage Ω_{cw} i detuninge Δ_{32} lasera kontinuiranog zračenja. Uočavamo sličnost u grafovima apsorpcije $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ i naseljenosti stanja $|3\rangle$, dok se apsorpcija $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ oblikom malo razlikuje. Zajednička odlika jest razmak između dva vrha profila koji su sve razmaknutiji što je snaga cw lasera veća; u skladu s jednadžbom 2.44. Minimum profila pomiče se s frekvencijom cw lasera i profil postaje asimetričan, no tako da se minimum postiže kada su iznosi *detuninga* dvaju lasera jednaki. Doprinos apsorpcije $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ manji je od $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$, pa manje doprinosi obliku ukupnog apsorpcijskog profila. Radi potpunosti, u Dodatku A prikazane su ovisnosti i za naseljenosti stanja $|1\rangle$ i $|2\rangle$ za iste parametre.

Analiza odjevenog stanja predviđa cijepanje pobuđenog stanja u dvije razmaknute linije. Prema tome, očekivani spektar trebao bi se sastojati od dva lorentzijana - na prethodnim slikama to je slučaj za velike snage lasera. Na krivuljama malih snaga uočavamo da profil ne odgovara zbroju dva lorentzijana, već se uočava postojanje uskog, izbušenog "prozora" u profilu. Prvi opisani režim, velikih snaga, naziva se Autler-Townes (AT) efekt (ili AC Stark efekt) gdje zbog snažnog laserskog polja dolazi do cijepanja linije. Drugi režim, malih snaga, naziva se elektromagnetski inducirana transparentnost (EIT) i karakterizira ga uzak prozor niske apsorpcije (tj. visoke transparentnosti) u profilu, a uzrokovan je koherencijom među atomskim stanjima. Eksperimenti s EIT-om i AT efektom dobro su poznati, no realizirani su s dva lasera kontinuiranog zračenja, a naše simulacije ukazuju da je isto moguće i s femtosekundnim laserom, što želimo i eksperimentalno demonstrirati.

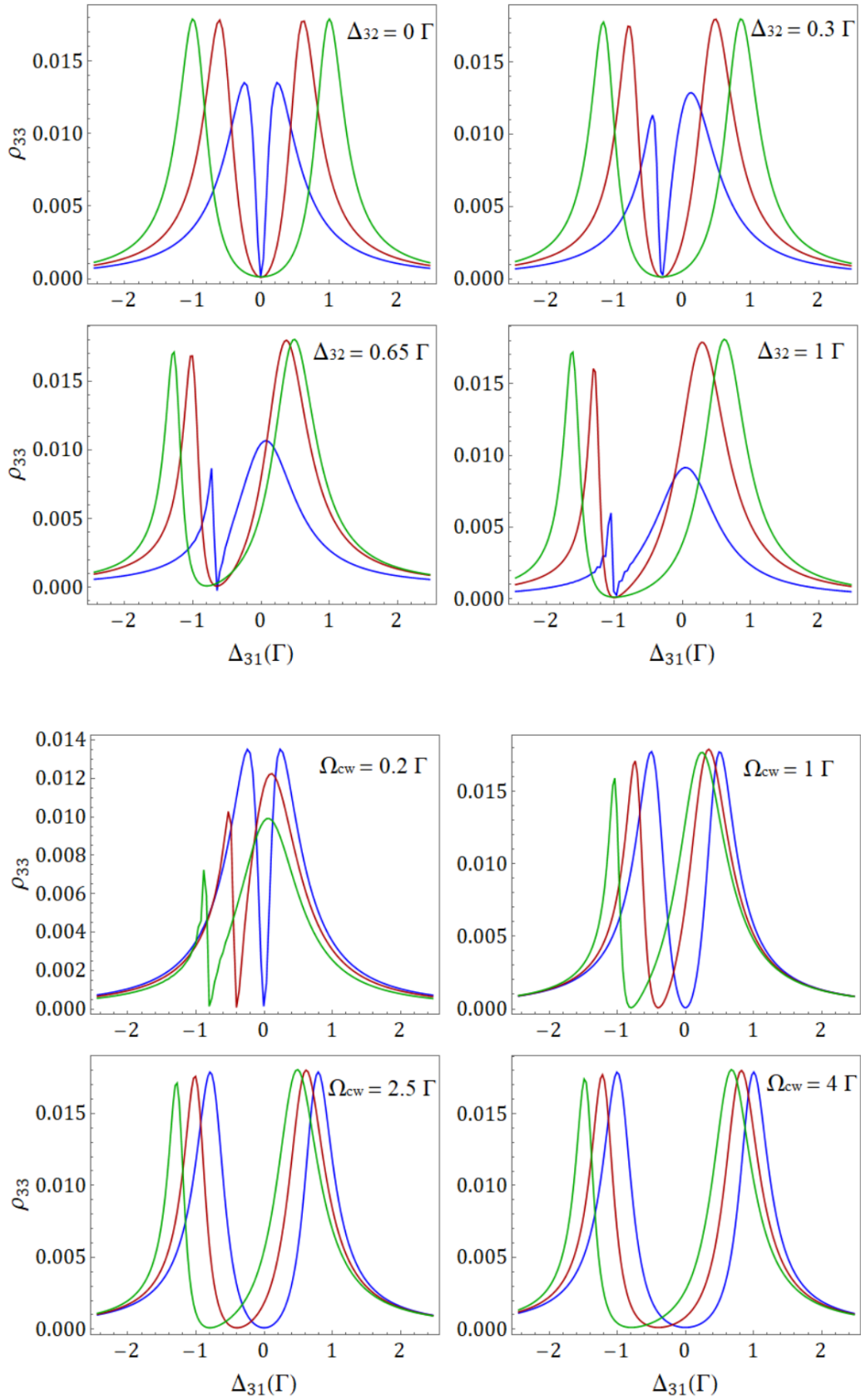
Obzirom da su efekti i primjene EIT-a i AT-a različite, potrebno ih je razlikovati. Nekoliko je radova posvećeno razlikovanju ta dva režima [17] - [19], a kriterij je snaga lasera, tj. Ω_{cw} . Pokazalo se da za male snage, $\Omega_{cw} < \Gamma$, ponašanje sustava bolje opisuje EIT režim, a ponašanje za velike snage, $\Omega_{cw} > \Gamma$, AT režim. Dakle, cijepanje linija u AT režimu uzrokovano je jakim laserom, dok je u EIT režimu uzrokovano interferencijom i koherencijom među stanjima.



Slika 2.6: Ovisnost apsorpcije $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ (gornja polovica) i $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ (donja polovica) o detingu fs lasera za različite snage cw lasera: $\Omega_{cw} = 0.2\Gamma$ (plavo), 1.5Γ (narančasto) i 4Γ (zeleno). Navedene ovisnosti prikazane su za različite detuninge cw lasera Δ_{32} . Parametri numeričkog računa: $\Theta = \pi/80$, $\gamma = 10^{-6}\Gamma$, $T_{rep} = 0.45\Gamma^{-1}$, 200 pulseva.



Slika 2.7: Ovisnost apsorpcije $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ (gornja polovica) i $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ (donja polovica) o detingu fs lasera za različite *detuninge* cw lasera: $\Delta_{32} = 0$ (plavo), 0.4Γ (narančasto) i 0.8Γ (zeleno). Navedene ovisnosti prikazane su za različite snage (tj. Rabijeve frekvencije) Ω_{cw} . Parametri numeričkog računa: $\Theta = \pi/80$, $\gamma = 10^{-6}\Gamma$, $T_{rep} = 0.45\Gamma^{-1}$, 200 pulseva.



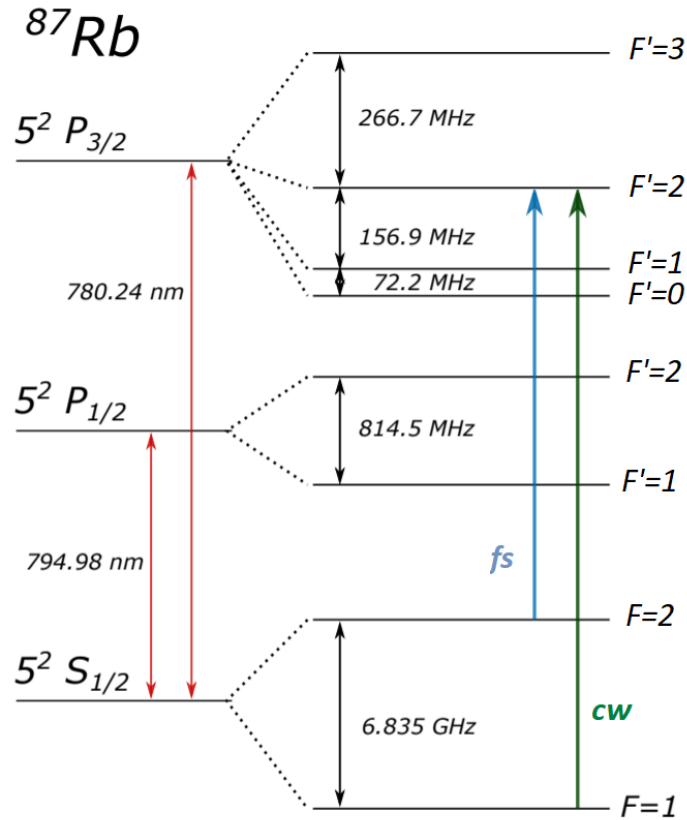
Slika 2.8: Naseljenost pobuđenog stanja $|3\rangle$ u ovisnosti o detuningu femtosekundnog lasera za različite snage cw lasera (gornja polovica): $\Omega_{cw} = 0.2\Gamma$ (plavo), 1.5Γ (narančasto) i 4Γ (zeleno) i različite *detuninge* cw lasera (donja polovica): $\Delta_{32} = 0$ (plavo), 0.4Γ (crveno) i 0.8Γ (zeleno). Parametri numeričkog računa: $\Theta = \pi/80$, $\gamma = 10^{-6}\Gamma$, $T_{rep} = 0.45\Gamma^{-1}$, 200 pulseva.

2.2 Atom rubidija

Dosadašnju analizu lambda sistema primjenjujemo na atome rubidija, pa je nužno poznavanje energijskih razina. U eksperimentu se koristi izotop rubidija ^{87}Rb , čija su optička i fizikalna svojstva dana u [20], a ovdje su navedena samo glavna. Rubidij pripada grupi alkalijskih metala s elektronskom konfiguracijom u osnovnom stanju $[\text{Kr}]5S^1$, što znači da ukupni orbitalni angularni moment \mathbf{L} i spinski angularni moment \mathbf{S} ovise samo o valentnom elektronu. Energijska struktura rubidija prikazana je na slici 2.9, gdje su označeni i prijelazi koje laseri pobuđuju. Zbog spin-orbit interakcije (međudjelovanje orbitalnog i spinskog angularnog momenta elektrona, pri čemu je ukupni angularni moment $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$) dolazi do cijepanja prvog pobuđenog stanja $5P$ na $5^2P_{1/2}$ i $5^2P_{3/2}$. Korištena notacija je oblika $n^{2S+1}L_J$, pri čemu je n glavni kvantni broj, a S, L i J vrijednosti angularnih momenata ($L = 1$ odgovara S , a $L = 1 P$ orbitali). Prijelazi $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ (794.98 nm) i $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ (780.24 nm) nazivaju se $D1$ i $D2$ linija rubidija. Spin-orbit interakcija uzrok je navedene fine strukture, čija se stanja dodatno cijepaju u hiperfinu strukturu zbog interakcije ukupnog elektronskog momenta \mathbf{J} i spinskog momenta jezgre atoma \mathbf{I} , pa je ukupni angularni moment $\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J}$. Spinski moment jezgre ^{87}Rb iznosi $I = 3/2$.

U eksperimentu koristimo hiperfine prijelaze $5^2S_{1/2} (F = 1) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F' = 2)$ (koji pobuđuje cw laser) i $5^2S_{1/2} (F = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F' = 2)$ (koji pobuđuje fs laser), kao što je označeno na slici 2.9. Hladni atomi rubidija pripremljeni su u osnovnom stanju $5^2S_{1/2} (F = 2)$ (o čemu će biti riječ u sljedećem potpoglavlju), pa navedeni prijelaz $F = 2 \rightarrow F' = 2$ odgovara prijelazu $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$, a $F = 1 \rightarrow F' = 2$ prijelazu $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, u skladu s analizom iz teorijskog poglavlja. Bitno je uočiti da promatrana $D2$ linija nije trirazinski sustav, nego je za potpuni opis potrebno uključiti šest razina ($F = 1, 2$ osnovnog stanja i $F' = 0, 1, 2, 3$ pobuđenog stanja). Ipak, zadržavamo se na modelu s tri razine obzirom da opisuje efekte koje želimo promotriti, a zanima nas i koliko dobro ovaj pojednostavljeni model odgovara realnom sustavu.

U numeričkim izračunima veličine su izražene preko parametra Γ pobuđenog stanja. Parametar je drugačiji za različite prijelaze i atome, no vrijednosti preostalih parametara (frekvencije i snage) ipak su birane u skladu s realnim vrijednostima i mogućnostima za rubidij i lasere koje koristimo u eksperimentu, a o kojima će riječ biti kasnije. Za navedeni prijelaz u rubidiju [20] $\Gamma = 2\pi \cdot 6.066 \text{ MHz}$, tj. vrijeme života iznosi $\tau = 26.24 \text{ ns}$.



Slika 2.9: Hiperfina energijska struktura izotopa ^{87}Rb s frekvencijama cijepanja hiperfina nivoa. Prikazani su i prijelazi koje pobuđuju kontinuirani (zeleno) i femtosekundni (plavo) laser, a odgovaraju lambda shemi.

2.3 Hlađenje atoma

2.3.1 Dopplerovo širenje linija

U dosadašnjim teorijskim razmatranjima (poglavlje 2.1) nije uključen Dopplerov efekt zbog kojeg atomi koji se kreću različitim brzinama vide pomaknutu frekvenciju upadne laserske zrake:

$$\omega'_L = \omega_L - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}, \quad (2.45)$$

gdje je \mathbf{k} valni vektor laserske zrake, a \mathbf{v} brzina atoma. Ovaj je izraz tada potrebno uvrstiti u sve prethodne jednadžbe kao frekvenciju lasera, a tada atomi različitih brzinskih grupa drugačije vide uvjet rezonancije. Ukupan apsorpcijski profil tada je rezultat zbrojenih doprinosa svih brzinskih grupa:

$$\kappa(\omega) \sim \int_0^\infty N(v)\sigma(\omega - v)dv, \quad (2.46)$$

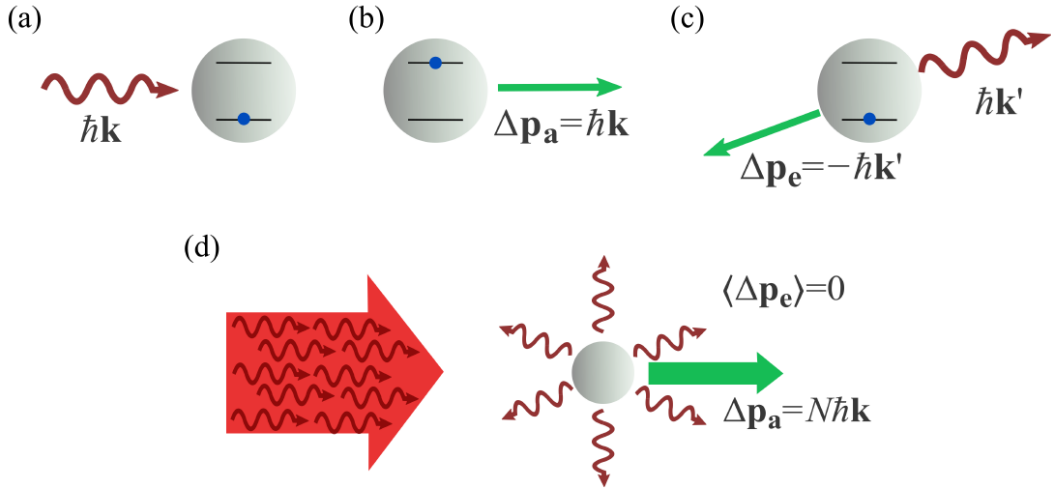
gdje je $N(v)$ broj atoma brzine v , a $\sigma(\omega)$ udarni presjek. Udarni presjek ima oblik lorentzijana s uključenim Dopplerovim pomakom (jedn. 2.45), dok je broj atoma dan Maxwell-Boltzmannovom raspodjelom, tj. ima oblik gaussijana. Ukupan profil konvolucija je te dvije krivulje i naziva se Voigtov profil. Širina Voigtovog profila puno je veća od prirodne širine linije, pa kažemo da je ona Doppler proširena. Za usporedbu, prirodna širina linije navedenog prijelaza u rubidiju iznosi $\Delta\nu = 6.066 \text{ MHz}$, dok je širina Doppler proširenog profila na sobnoj temperaturi $\Delta\nu_{\text{Doppler}} \approx 500 \text{ MHz}$.

Dopplerovo širenje linija neizbježan je problem spektroskopije na sobnim temperaturama, budući da su linije široke i susjedni prelazi se preklapaju, a time postaju nerazlučivi. Hiperfine prijelaze pogotovo je nemoguće razlučiti na sobnim temperaturama bez korištenja posebnih tehnika - neke od njih koristimo za stabilizaciju laserskih sistema, o čemu će biti riječ kasnije. Kako bismo izbjegli problem Dopplerovog efekta u razrađenoj teoriji, atome rubidija hladimo na temperature na kojima je širenje linija zanemarivo.

2.3.2 Lasersko hlađenje atoma

Lasersko hlađenje temelji se na upravo onome efektu zbog kojeg ih želimo hladiti - Dopplerovom efektu. Atomi koji se kreću prema laserskoj zraci vidjet će, prema jedn. 2.10, uvećanu frekvenciju zrake (pomaknutu u plavo), a atomi koji se kreću od zrake vidjet će je umanjenu (pomaknutu u crveno). Zbog toga se frekvencija lasera pomakne u crveno, kako bi je atomi koji se kreću prema zraci vidjeli kao rezonantnu i apsorbirali foton. Pri apsorpciji foton preda svoj impuls atomu, koji je u suprotnom smjeru od brzine atoma - to jest, atom se malo uspori. Atom se tada relaksira iz pobuđenog stanja i spontanom emisijom izrači foton u nasumičnom smjeru, pri čemu i atom dobije impuls u nasumičnom smjeru. Nakon takvog niza ponavljanja apsorpcije i spontane emisije, doprinos od relaksacije atoma uprosječuje se u nulu (budući da se odvija u nasumičnim smjerovima) i preostaje doprinos apsorpcije fotona, tj. smanjivanja brzine atoma. Opisani proces shematski je prikazan na slici 2.10. Prema ekvipartijskom teoremu srednja kinetička energija atoma određena je njihovom temperaturom, pa se smanjenjem brzine atoma direktno smanjuje i njihova temperatura.

Teorija laserskog hlađenja slična je pristupu interakcije atoma i lasera koja je uvedena u poglavlju 2.1, a razmatra se dvorazinski sustav i jedan laser. Kako bi se uspo-



Slika 2.10: Shematski opis laserskog hlađenja. (a) Atom apsorbira foton pri čemu dolazi (b) do promjene impulsa. (c) Relaksacijom iz pobuđenog stanja atom emitira foton i odbija se u nasumičnom smjeru. (d) Nakon velikog broja ciklusa efekt spontane emisije u prosjeku je nula, a atom se efektivno usporava. Preuzeto iz [21].

ravali atomi neovisno o smjeru gibanja, uvode se dvije, suprotno propagirajuće laserske zrake valnih vektora $\pm k$. Teorija laserskog hlađenja detaljno je opisana u [13], a za ukupnu silu za male brzine atoma dobiva se:

$$\mathbf{F} \approx \frac{8\hbar k^2 \delta s_0 \mathbf{v}}{\gamma(1 + s_0 + (2\delta/\gamma)^2)^2} = -\beta \mathbf{v}, \quad (2.47)$$

gdje je γ širina pobuđenog stanja koje se koristi za hlađenje, ρ_{ee} naseljenost pobuđenog stanja, $\delta = \omega_L - \omega_0$ detuning lasera od rezonancije, s_0 tzv. parametar saturacije. Parametar saturacije određen je snagom lasera i samim atomskim sustavom, definiran kao $s_0 = 2|\Omega|^2/\gamma^2 = I/I_S$, gdje je Ω Rabijeva frekvencija, I intenzitet lasera, a I_S saturacijski intenzitet prijelaza. Atom se u interakciji s laserom efektivno ponaša kao u gušenom, viskoznom mediju. Zbog toga se ovakav sustav naziva optička molasa. Uvođenjem šest laserskih zraka (tri para zraka) iz tri okomita smjera atomi se usporavaju iz svih dimenzija.

Zrake lasera za hlađenje kružno su polarizirane (σ^\pm), što znači da im je pridružen angularni moment $L = 1$, a time su dopušteni samo hiperfina atomska prijelazi za koje vrijedi $\Delta F = 0, \pm 1$. Zbog toga se za hlađenje atoma rubidija koristi prijelaz $5^2S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 3)$ (slika 2.9) koji je zatvoren, tj. atomi se iz pobuđenog stanja $F' = 3$ mogu relaksirati jedino u $F = 2$ osnovno stanje. No, kako je za Dopple-rovo hlađenje potrebno pomaknuti frekvenciju lasera u crveno, tj. sniziti je, postoji nezanemariva apsorpcija $5^2S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 2)$. Iz stanja $F' = 2$ atom

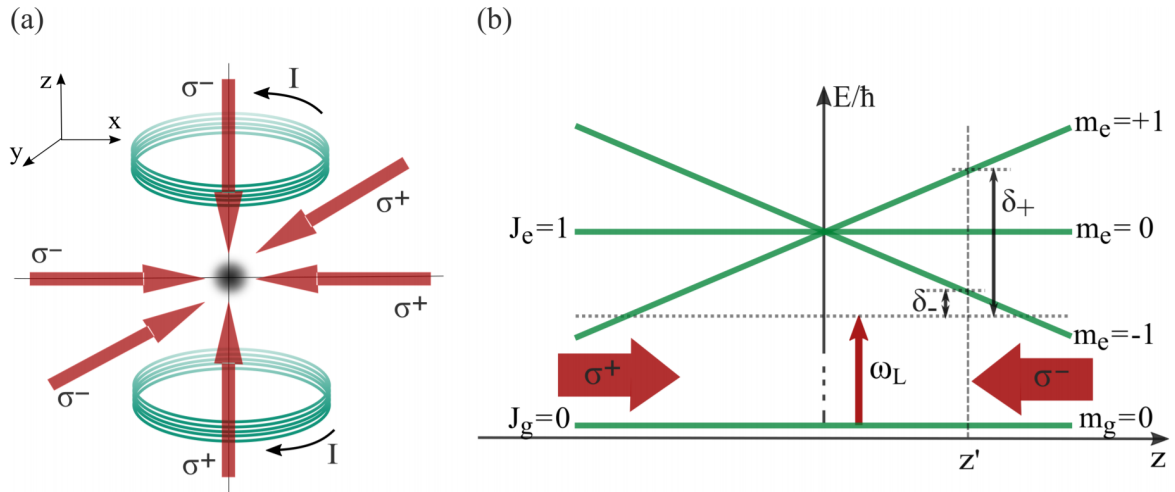
se može relaksirati u osnovno stanje $F = 2$ ili $F = 1$, čime izlazi iz ciklusa hlađenja. Zbog toga je, uz laser za hlađenje, potreban još jedan laser - laser za naseljavanje. On pobuđuje prijelaz $5^2S_{1/2} (F = 1) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F' = 2)$ (isti prijelaz kao i cw laser za koherentne efekte), čime se atom vraća u ciklus hlađenja. Ovom metodom možemo usporiti i ohladiti atome do $\sim 150\mu K$, što je dovoljno da se zanemari efekt širenja linije. Navedena metoda naziva se Dopplerovo hlađenje i donja granica temperature za rubidij iznosi navedenih $\sim 150\mu K$. Postoje i druge metode, sub-Dopplerovo hlađenje, kojima je moguće ohladiti atome i na niže temperature, no o njima ovdje neće biti riječ. Laseri za hlađenje i naseljavanje eksperimentalno su neovisno o femtosekundnom i cw laseru koje koristimo za ispitivanje koherentnih efekata.

2.3.3 Zarobljavanje atoma

Navedena sila zračenja samo usporava atome i neovisna je o njihovom prostornom položaju, pa atomi brzo difundiraju iz područja hlađenja. Kako bismo na raspolaganju imali veću gustoću hladnih atoma, potrebno ih je i prostorno zarobiti. U tu svrhu koristi se gradijent magnetskog polja, a s uključenim optičkim molasama takav se postav naziva magneto-optička stupica (*eng. magneto-optical trap, MOT*). MOT se koristi za stvaranje lokaliziranog oblaka hladnih atoma. Detaljan opis MOT-a dan je, kao i lasersko hlađenje, u literaturi [13].

MOT je shematski prikazan na slici 2.11a). Uz parove laserskih zraka kružnih polarizacija σ^+ i σ^- i frekvencije $\omega_L < \omega$ uvodi se i nehomogeno magnetsko polje koje stvara par zavojnica. Struja kroz zavojnice teče u suprotnim smjerovima - postavljene su u anti-Helmholtz konfiguraciji, stoga je iznos magnetskog polja u središtu među njima jednak nuli, a gradijent je konstantan za male odmake od središta z , tj. jakost magnetskog polja linearno ovisi o udaljenosti od središta, $B = Az$. U prisutstvu magnetskog polja dolazi do Zeemanovog efekta, tj. cijepanja atomskih podnivoa i uklanjanja degeneracije među njima, a energija cijepanja linearno ovisi o udaljenosti od centra stupice.

Na slici 2.11b) shematski je prikazano zarobljavanje atoma u 1D slučaju - osnovno stanje spina $J_g = 0$ i pobuđeno s $J_e = 1$ (i podnivoima $m = -1, 0, 1$). Na položaju z' frekventni pomak δ_- manji je od pomaka δ_+ , gdje su δ_{\pm} *detuninzi* frekvencije lasera ω_L od frekvencije prijelaza $m_g = 0 \rightarrow m_e = \pm 1$. Budući da kružno polarizirana zraka σ^+ (σ^-) uzrokuje prijelaze za koje vrijedi $\Delta m = +1$ ($\Delta m = -1$), atomi na položaju



Slika 2.11: a) MOT s tri para suprotno propagirajućih zraka kružnih polarizacija i zavojnicama u anti-Helmholtz konfiguraciji. b) Princip zarobljavanja atoma s osnovnim stanjem $J_g = 0$ i pobuđenim $J_e = 1$ u 1D MOT-u. Zbog Zeemanovog efekta dolazi do cijepanja razina u magnetskom polju koje linearno ovisi o udaljenosti od centra stupice, pa su atomi na položaju $z = z'$ bliže rezonanciji sa σ^- nego sa σ^+ zrakom, stoga osjećaju silu koja ih gura prema centru stupice. Preuzeto iz [21].

z' više apsorbiraju σ^- polarizirano zračenje i efektivno osjećaju silu prema centru stupice gdje je magnetsko polje jednako nuli.

Može se pokazati [13] da za male brzine atoma v i male odmake od centra stupice z ukupna sila na atome glasi:

$$F = -\beta v - \kappa z, \quad (2.48)$$

to jest, atomi u MOT-u efektivno se ponašaju kao gušeni harmonički oscilator - smanjuje im se brzina i vraćaju se prema središtu.

2.4 Optički frekventni češalj

Koherentni efekti istraženi su korištenjem kontinuiranih lasera, a u ovome radu želimo pokazati tu mogućnost i s pulsnim laserom. U teorijskome poglavlju uveden je osnovni opis femtosekundnog lasera, no njegovo detaljnije poznavanje neophodno je za razumijevanje kako omogućuje iste efekte kao i laser kontinuiranog zračenja.

Kao i uobičajeni laseri, femtosekundni laser sadrži rezonator (*eng. cavity*) u kojem su dopušteni samo modovi oscilacija koji zadovoljavaju uvjet stojnog vala:

$$\nu_m = \frac{mc}{2nL}, \quad (2.49)$$

gdje je ν_m frekvencija m -tog longitudinalnog moda rezonatora, c brzina svjetlosti, n indeks loma, a L duljina rezonatora. Frekventni razmak između dva moda tada je $\Delta = c/2nL$. Stvaranje ultrakratkih, femtosekundnih pulseva temelji se na tehnici sprezanja modova (*eng. mode-locking*). Sprezanje modova podrazumijeva konstantnu faznu razliku između susjednih modova, $\phi_m = \phi_0 + m\alpha$. Polje lasera u kojem oscilira M longitudinalnih modova frekvencije $\omega_m = 2\pi\nu_m = \omega_c + 2\pi m\Delta$, faze ϕ_m i amplitude $\mathcal{E}_m = \mathcal{E}_0$, možemo zapisati u određenoj točki prostora kao:

$$E(t) = \sum_m \mathcal{E}_m e^{i(\omega_m t + \phi_m)} = \mathcal{E}_0 e^{i(\omega_c t + \phi_0)} \sum_{-(M-1)/2}^{(M-1)/2} e^{i(2m\pi\Delta t + m\alpha)}, \quad (2.50)$$

što, koristeći relaciju:

$$\sum_{-(N-1)/2}^{(N-1)/2} e^{inx} = \frac{\sin(Nx/2)}{\sin(x/2)}, \quad (2.51)$$

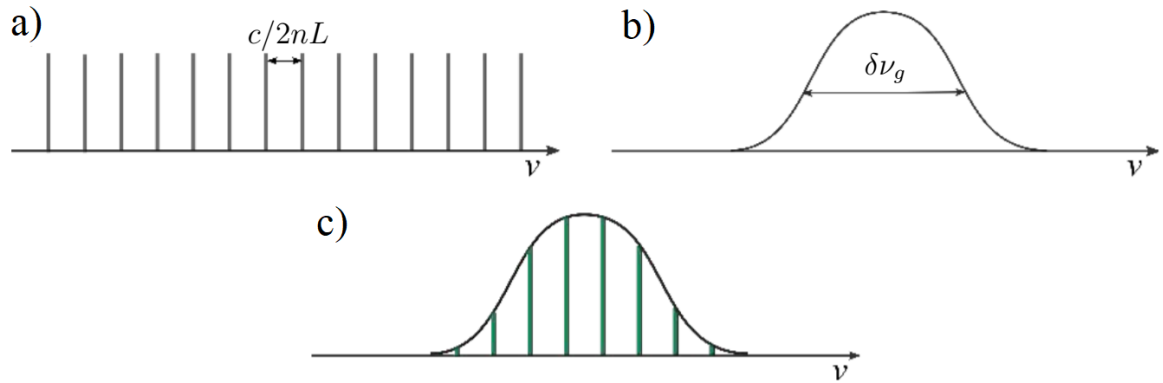
postaje:

$$E(t) = \mathcal{E}(t) e^{i(\omega_c t + \phi_0)} = \mathcal{E}_0 \frac{\sin(M\pi\Delta t + M\alpha/2)}{\sin(\pi\Delta t + \alpha/2)} e^{i(\omega_c t + \phi_0)} \quad (2.52)$$

Bez gubitka općenosti možemo pretpostaviti da je faza ista za sve modove, $\phi_m = \phi_0$, tj. $\alpha = 0$ u jednadžbi 2.52, pa za velik broj spregnutih modova M dobivamo niz pulseva udaljenih za $T_{rep} = 1/\Delta$ (određeno iz udaljenosti dva maksimuma jednadžbe 2.52), a širina samih pulseva dana je približno s $\tau_p = 1/M\Delta$. Dakle, vremenski razmak između dva pulsa određen je duljinom rezonatora, a trajanje pulsa brojem modova koji osciliraju u rezonatoru. To je u skladu s Heisenbergovom načelom da puls koji je vremenski veoma kratak, mora sadržavati širok spektar frekvencija koje ga sačinjavaju. Broj modova koji mogu oscilirati u rezonatoru ovisi o širini emisijskog spektra medija u kojem se odvija laserska akcija $\delta\nu_g$ (*eng. gain bandwidth*), kao što je prikazano na slici 2.12. Broj modova približno je jednak omjeru širine *gain* profila i udaljenosti između modova, $M \approx \delta\nu_g/\Delta$, a trajanje pulseva tada možemo zapisati kao $\tau_p \approx 1/\delta\nu_g$; dakle, za stvaranje ultrakratkih pulseva potreban je pogodan medij što šireg *gain* profila.

Ova je analiza provedena pod pretpostavkom spregnutih modova, tj. da su faze između susjednih modova iste. To znači da će modovi u nekom vremenskom trenutku svi konstruktivno interferirati, što rezultira ultrakratkim pulsom. Taj je slučaj prikazan, kao i slučaj nespregnutih modova, na slici 2.13.

Metode sprezanja modova detaljnije su predstavljene u [23–25], a ovdje ćemo



Slika 2.12: a) Longitudinalni modovi u rezonatorskoj šupljini. b) Emisijski spektar aktivnog medija lasera. c) Broj modova koji može simultano oscilirati određen je širinom *gaina* medija. Preuzeto iz [21].

samo navesti da se najčešće postiže korištenjem akusto-optičkih modulatora (o njima će biti riječi kasnije), primjenom Kerrovog efekta ili saturabilnih apsorbira (čija apsorpcija ovisi o intenzitetu upadnog zračenja).

Električno polje niza pulseva razmaknutih za T_{rep} možemo tada zapisati u pogodnijem obliku, uvedenom već u teorijskom poglavlju:

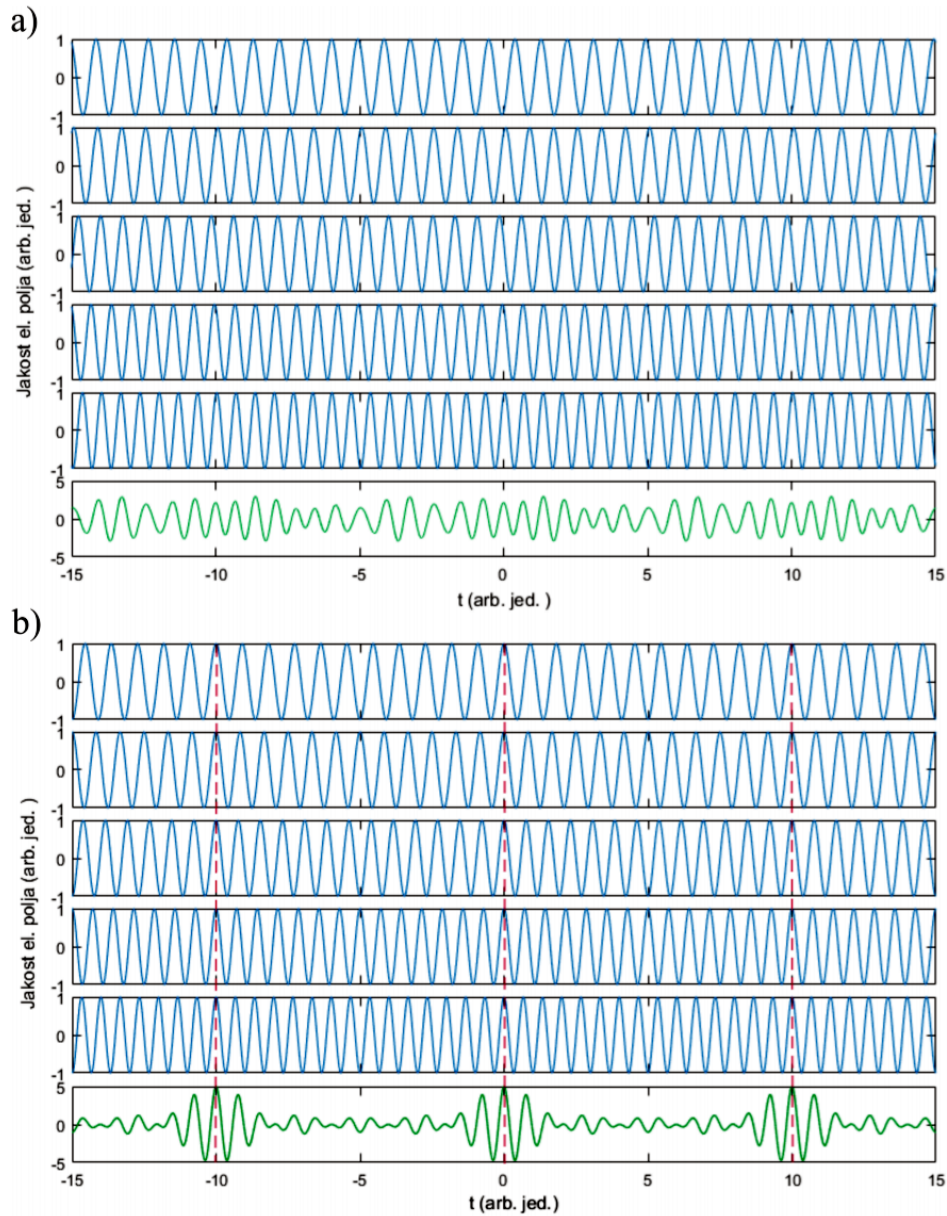
$$E(t) = \sum_{n=0}^N \mathcal{E}(t - nT_{rep}) e^{i(\omega_c t + n\Phi)}, \quad (2.53)$$

gdje je $\mathcal{E}(t)$ ovojnica električnog polja, ω_c je frekvencija vala nosioca, tj. centralna frekvencija valnog paketa, a Φ fazni pomak vala nosioca i ovojnice polja za svaki sljedeći puls (*eng. carrier-envelope phase offset*). Fazni pomak Φ posljedica je propagacije različitim brzinama u disperzivnom mediju. Val nosioc propagira se faznom brzinom, dok se ovojnica pulsa propagira grupnom brzinom.

Fourierov transformat električnog polja (izraza 2.53) dobivamo frekventni spektar niza pulseva [23]

$$\tilde{I}(\omega) = \tilde{\mathcal{E}}(\omega - \omega_c) \sum_{n=0}^N e^{-in(T_{rep}\omega - \Phi)}, \quad (2.54)$$

gdje je $\tilde{\mathcal{E}}(\omega - \omega_c)$ Fourierov transformat ovojnice električnog polja, tj. spektralna ovojnica. Spektar se sastoji od niza frekvencija za koje vrijedi (oscilatorni član u jednadžbi 2.54) $T_{rep}\omega - \Phi = 2k\pi$, gdje je k cijeli broj, tj. čini ga niz uskih spektralnih linija $\omega_k = 2k\pi/T_{rep} + \Phi/T_{rep}$, što je prikazano na slici 2.14, a takav se spektar naziva optički frekventni češalj (*eng. optical frequency comb*). Frekvenciju n -tog moda



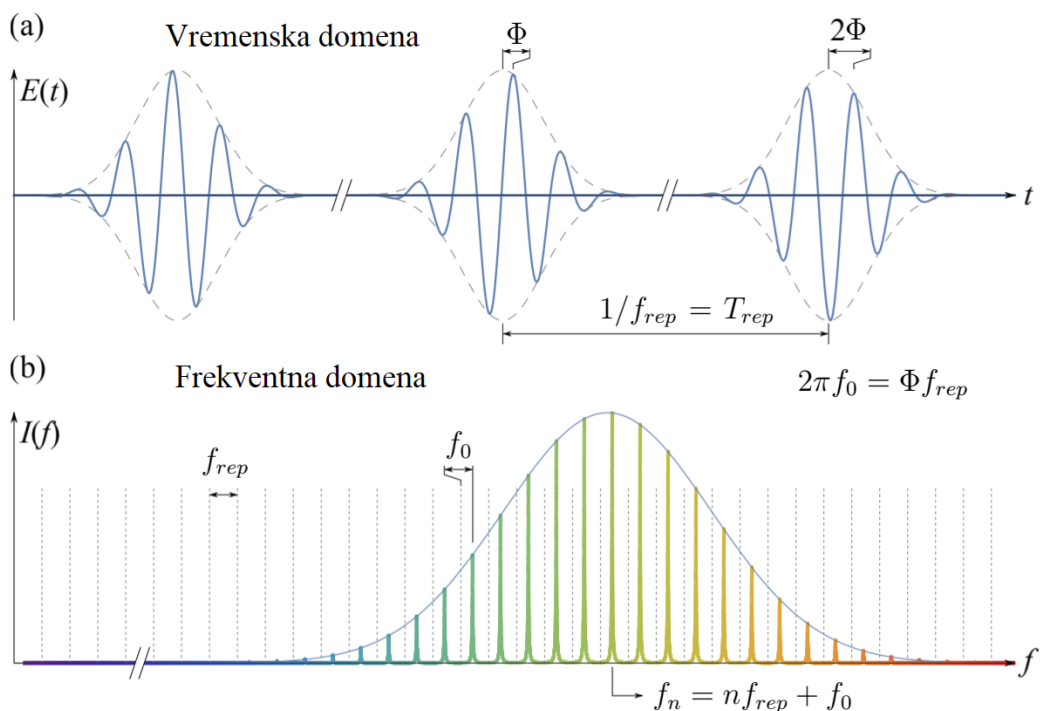
Slika 2.13: Električno polje pet modova laserskog rezonatora a) nasumičnih faza i b) istih konstantnih faza. Električno polje pojedinih modova označeno je plavom bojom, a ukupno polje zelenom. Iscrtkana crvena linija označava trenutak kada su svi modovi u fazi i konstruktivno interferiraju. Preuzeto iz [21].

frekventnog češlja tada možemo zapisati kao:

$$f_n = n f_{rep} + f_0, \quad (2.55)$$

gdje je $f_{rep} = 1/T_{rep}$ frekvencija repeticije pulseva, a $f_0 = \Phi/2\pi T_{rep}$ frekvencija pomaka.

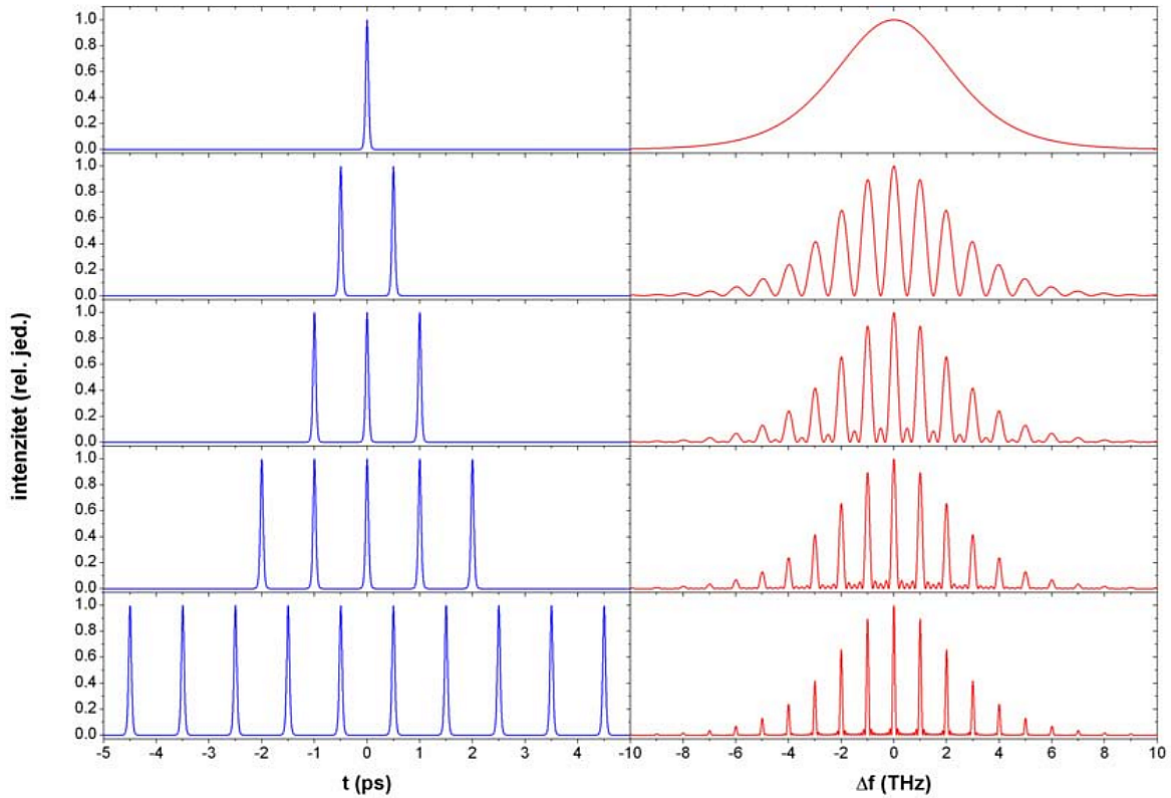
Nužno je uočiti kako spektrar frekventnog češlja nije rezultat pojedinog pulsa lasera, nego cijelog niza pulseva, budući da je faza među njima bitna, što je prikazano



Slika 2.14: a) Vremenska domena niza pulseva s periodom (frekvencijom) repeticije T_{rep} (f_{rep}) i faznim pomakom Φ između vala nosioca (plava linija) i envelope pulsa (iscrtkana linija). b) Frekventna domena niza pulseva (frekventni češalj) i jednog pulsa (envelopa, plava linija). Modovi češlja prikazani su različitim bojama čime je naznačeno da pokrivaju širok spektar frekvencija. Crnim crtkanim linijama označeni su modovi rezonatora. Preuzeto i prilagođeno iz [26].

na slici 2.15. Dakle, u opisu interakcije medija s frekventnim češljem nije dovoljno uzeti u obzir interakciju s pojedinačnim pulsom, nego nužno s nizom pulseva definiranog faznog odnosa među njima budući da je to karakteristika zbog koje se svaki mod frekventnog češlja efektivno ponaša kao laser kontinuiranog zračenja [12].

Bitna odlika optičkog frekventnog češlja je da se frekvencije f_n nalaze u optičkom području, dok su frekvencije f_{rep} i f_0 u radio (RF) području, a povezane su zbog velikog broja modova $n \sim 10^5 - 10^6$ (jedn. 2.55). Ta je posebnost omogućila golem napredak u metrologiji i preciznom mjerenju apsolutnih optičkih frekvencija, budući da elektronički uređaji mogu mjeriti frekvencije u RF području (do par GHz), no ne i u optičkom (\sim THz). Korištenjem frekventnog češlja precizno se mogu izmjeriti f_{rep} i f_0 , a time odrediti i apsolutna frekvencija n -tog moda f_n . Važnost optičkog frekventnog češlja potvrđena i je Nobelovom nagradom koju su 2005. primili R. J. Glauber, J. L. Hall i T. W. Hänsch [11].



Slika 2.15: Vremenska i frekventna domena niza od 1, 3, 5 i 10 femtosekundnih pulseva. Trajanje pulseva iznosi $T_P = 60 \text{ fs}$, a frekvencija repeticije $f_{rep} = 1 \text{ THz}$. Preuzeto iz [27].

3 Eksperimentalni postav

3.1 Laserski sistemi

3.1.1 Laseri kontinuiranog zračenja

U eksperimentu su korištena tri lasera kontinuiranog zračenja - dva za uspostavu MOT-a i hlađenje rubidija i jedan koji je služio kao pumpa za ispitivanje koherentnih efekata. Sva su tri poluvodički laseri s vanjskim rezonatorom (*eng. External Cavity Diode Laser, ECDL*). Kao laser za hlađenje korišten je laser proizvođača MOGLabs [28], a kao laser za naseljavanje i pumpa korišteni su modeli proizvođača Toptica Photonics [29].

ECDL laseri osjetljivi su na promjene uvjeta okoline, npr. na temperaturu, vlažnost i tlak zraka, mehaničke vibracije i slične smetnje, a kako je potrebna velika stabilnost frekvencije lasera u eksperimentu, nužno ih je frekventno stabilizirati. U tu se svrhu koriste tehnike saturacijske i polarizacijske spektroskopije, a sama metoda stabilizacije tim tehnikama detaljnije je opisana u diplomskom radu [21]. Ovim tehnikama

moguće je razlučiti hiperfine prijelaze unutar Doppler proširenog profila linija, a time i odabrati pojedini prijelaz na koji se stabilizira frekvencija lasera. Laser za hlađenje stabiliziran je tehnikom polarizacijske spektroskopije, kojom se postiže veća stabilnost, pri čemu se tehnika saturacijske spektroskopije koristila za baždarenje skale i detekciju pojedinih hiperfina linija. Laser za naseljavanje i pumpa stabilizirani su tehnikom saturacijske spektroskopije, modulacijom saturacijskog signala. Laser za hlađenje stabiliziran je na prijelaz $5^2S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 3)$, dok su laser za naseljavanje i pumpa stabilizirani na tzv. *crossover* liniju [24] - dodatnu liniju u spektru dobivenom saturacijskom spektroskopijom, a koja se nalazi na sredini između dva hiperfina prijelaza. Za stabilizaciju je odabrana *crossover* linija između prijelaza $5^2S_{1/2}(F = 1) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 1)$ i $5^2S_{1/2}(F = 1) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 2)$, tj. CO_{12} . Sa slike 2.9 uočavamo da je frekventna udaljenost tih dviju linija 156 MHz, tj. laseri stabilizirani na CO_{12} frekventno su udaljeni 78 MHz od rezonancije. Pomicanje frekvencije lasera do rezonancije omogućeno je korištenjem akusto-optičkih modulatora (AOM), o čemu je riječ u nastavku.

3.1.2 Akusto-optički modulator

Akusto-optički modulator [30] ili Braggova ćelija koristi se za modulaciju frekvencije, intenziteta i optičkog puta laserske zrake. Princip rada AOM-a temelji se na akusto-optičkom efektu, tj. prostornim oscilacijama indeksa loma medija u prisutnosti zvučnog vala. Periodična promjena indeksa loma omogućuje Braggovu difrakciju (analogno difrakciji na rešetci) laserske svjetlosti. Pritom je kut difrakcije određen kao [23]:

$$2 \sin \theta_d = \frac{\lambda_L}{n\lambda_s}, \quad (3.1)$$

pri čemu je λ_L valna duljina laserske svjetlosti, λ_s zvučnog vala, a n indeks loma medija. Osim što se difrakcijom mijenja kut laserske zrake, mijenja se i njena frekvencija. Tako se m -ti red difraktira pod kutem $2m\theta_d$, a frekvencija te laserske zrake pomaknuta je na $f_m = f_L + mf_s$. AOM-ovima koje koristimo u eksperimentu optimalno možemo mijenjati frekvenciju lasera u rasponu $f_s = 50 - 90$ MHz u prvom redu difrakcije. U AOM-u se nalazi piezoelektrični kristal, čija je specifičnost mehanički odgovor na naponsku pobudu. Postavljanjem napona na AOM određujemo frekvenciju zvučnih valova, time i frekvenciju lasera u prvome redu. Na taj je način moguće

doseći frekvenciju prijelaza laserima za naseljavanje i pumpe. Prednost korištenja AOM-a je u činjenici da su frekvencije lasera stabilizirane i fiksne na određenom atomskom prijelazu, a korištenjem AOM-a ipak je omogućeno skeniranje i promjena frekvencije oko atomskog prijelaza za potrebe eksperimenta.

Zraka lasera za hlađenje postavljena je u konfiguraciji dvostrukog prolaska kroz AOM (*eng. double-pass*) [31], čime je izbjegnuta promjena optičkog puta prilikom promjene frekvencije zrake, tj. upadna zraka m -tog reda prelazi isti optički put kao i izlazna, a frekvencija izlazne zrake iznosi $f_m = f_L + 2mf_s$. Zraka lasera za hlađenje prolazi kroz jedan *double-pass* postav prije polarizacijske spektroskopije, čime je frekvencija pomaknuta u crveno od željenog $F = 2 \rightarrow F' = 3$ prijelaza, a nakon optičkog pojačala kroz drugi, gdje je frekvencija pomaknuta u plavo. Sustav te dvije konfiguracije AOM-a određuje pomak frekvencije lasera za hlađenje od rezonancije.

Paljenjem i gašenjem AOM-a prekidaju se i propuštaju laserske zrake, čime je omogućena precizna vremenska kontrola eksperimenta.

3.1.3 Optički frekventni češalj

Kao pulsni laser u eksperimentu je korišten femtosekundni laser s optičkim vlaknom dopiranim erbijevim ionima: Femtofiber Scientific FFS Laser firme Toptica Photonics AG. Glavni dijelovi tog laserskog sistema su oscilator i pojačalo, prikazani na slici 3.1. Optičko vlakno služi kao rezonator lasera, ali kao i optički medij (budući da je dopirano erbijem). Medij se pumpa laserskom diodom valne duljine 980 nm, a laserska akcija odvija se na valnoj duljini od 1550 nm. Sprezanje modova omogućeno je efektom rotacije polarizacije, što je detaljnije opisano u doktoratu [32]. Frekvencija repeticije iznosi 80.531 MHz, a trajanje pulseva je oko 200 fs [33]. Pulsevi valne duljine oko 780 nm, koji su potrebni za promatranu $D2$ liniju rubidija, nastaju u jedinici za stvaranje drugog harmonika zračenja (*eng. second harmonic generation, SHG*), a spektar je širok oko 10 nm. SHG se zasniva na nelinearnom procesu interakcije svjetlosti s nelinearnim kristalom, pri čemu dolazi do udvostručavanja frekvencije svjetlosti.

Stabilizacija frekventnog češlja temelji se na stabilizaciji frekvencije repeticije f_{rep} i frekvencije pomaka f_0 . Detaljniji opis stabilizacija može se pronaći u [21] i seminarском radu [34], dok je ovdje predstavljena u kratkim crtama. Frekvencija repeticije mjeri se brzom fotodiodom i uspoređuje s frekvencijom referentnog signala zada-



Slika 3.1: Femtosekundni laser (desno) i jedinica za generiranje drugih harmonika (lijevo).

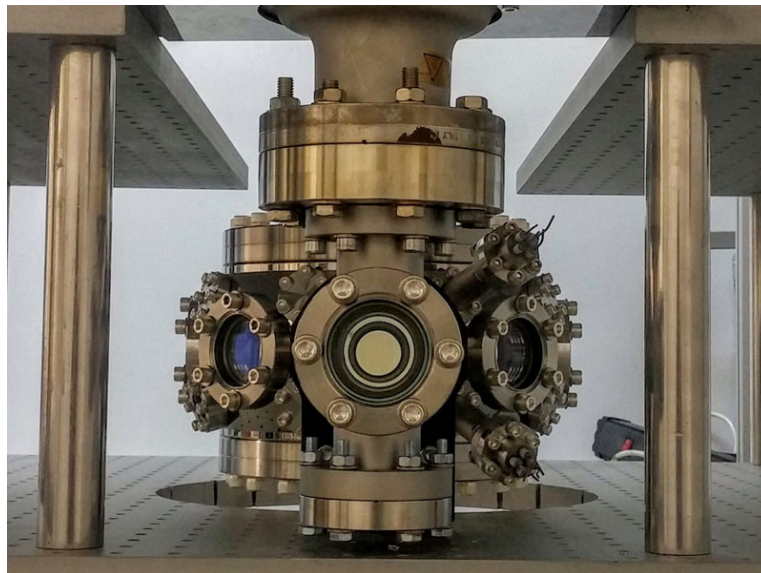
nog na generatoru signala (eng. *Direct Digital Synthesizer; DDS*). Signal s fotodiode i DDS-a uspoređuju se na detektoru faze čiji je izlaz, *error* signal, proporcionalan razlici signala na ulazu. Povratnom vezom mijenja se duljina rezonatora lasera, a time i frekvencija repeticije sve dok nije jednaka frekvenciji signala s DDS-a. Umjesto frekvencije pomaka f_0 stabiliza se n -ti mod češlja f_n , a uz fiksnu f_{rep} indirektno je stabilizirana i f_0 . U tu se svrhu promatra frekvencija udara (eng. *beat frequency*) između f_n i frekvencije referentnog lasera f_{cw} s kojim uspoređujemo mod češlja. Frekvencija udara odgovara razlici dviju frekvencija $f_{beat} = |f_n - f_{cw}|$, a kao referentni laser koristi se laser za hlađenje, pa se frekvencija udara nalazi u MHz području. Kako je laser za hlađenje stabiliziran polarizacijskom spektroskopijom, stabilnost tog lasera tada se prenosi i na stabilnost frekventnog češlja. Kao i frekvencija repeticije, frekvencija udara uspoređena je na detektoru faze sa signalom s DDS-a i povratnom vezom na struju pumpanja laserskih dioda stabilizira se n -ti mod češlja.

3.2 Magneto-optička stupica

Eksperimentalni postav za dobivanje oblaka hladnih atoma nalazi se na slici 3.3, a osim lasera i AOM-a koji su pojašnjeni u prethodnom poglavlju, bitni elementi za uspostavu MOT-a su vakuumska komora u kojoj nastaje oblak i zavojnice kojima se kontroliraju magnetska polja, kao i razni optički elementi (zrcala, leće, polarizacijske pločice i sl.). Kako bi efikasnost hlađenja bila što veća, zraka lasera za hlađenje prolazi kroz optičko poluvodičko pojačalo (eng. *Tapered Amplifier, TA* na slici 3.3), a do komore se dovode optičkim vlaknom (eng. *optical fiber*). Snage lasera za hlađenje i naseljavanje izmjerene su prije djelitelja snopa kojim se zrake odvajaju u različite

grane komore. Snaga lasera za hlađenje iznosi 22 mW, a za naseljavanje 1.6 mW.

Vakuumska komora. Hladni oblak rubidija stvara se unutar vakuumske komore, prikazanoj na slici 3.2. Komora je spojena na ionsku pumpu koja omogućava visok vakuum unutar nje, $p \approx 10^{-8}$ mbar. Rubidij se u komoru dovodi dispenzerima koji su spojeni na struju od 5.5 A. Komora je izgrađena od nemagnetičnog čelika i pričvršćena na aluminijsku ploču na optičkom stolu. Na nju su ugrađeni prozori kroz koje ulaze laserske zrake za uspostavu MOT-a, kao i zrake za ispitivanje koherentnih efekata. Na jednom od prozora pričvršćena je CMOS kamera kojom se snima fluorescencija oblaka.



Slika 3.2: Vakuumska komora u kojoj nastaje hladni oblak rubidijevih atoma.

Magnetska polja. Kao izvor gradijenta magnetskog polja potrebnog za uspostavu MOT-a koriste se dvije zavojnice u anti-Helmholtz konfiguraciji, pri čemu se svaka od zavojnica sastoji od sto namotaja bakrene žice. Korištena struja kroz zavojnice iznosi $I_{AH} = 11$ A (na 5 V), što odgovara gradijentu blizu centra stupice oko 7.32 G/cm. Zbog velike struje zavojnice se griju, stoga ih hladimo pomoću vodenog hlađenja.

Za što veću efikasnost MOT-a potrebno je isčezavajuće magnetsko polje u centru stupice kako ne bi došlo do neželjenih efekata, npr. Zeemanovog cijepanja linija. Budući da je magnetsko polje Zemlje uvijek prisutno, kao i polje pumpe, koriste se kompenzacijske zavojnice u sva tri smjera. Karakterizacija zavojnica dana je u diplomskom radu [22], a utjecaj magnetskog polja na MOT u [21].

povratnu vezu koja će fazu promatranog signala fiksirati na vrijednost određenu referentnim signalom. Metoda je analogna opisanoj stabilizaciji frekventnog češlja, s razlikom da se ta metoda odnosila na stabilizaciju frekvencije i ne uzima u obzir fluktuacije u fazi. Ovdje će ukratko biti predstavljena pozadina faznog zaključavanja koje je eksperimentalno zahtjevnije, no nužno je za precizna mjerenja EIT-a. Detaljan opis realizacije faznog zaključavanja dan je u radu [35].

Električna polja femtosekundnog i cw lasera možemo zapisati kao:

$$E_{fs}(t) = \mathcal{E}(t)e^{i(\omega_{fs}t + \varphi_{fs}(t))} \quad (3.2)$$

$$E_{cw}(t) = E_0e^{i(\omega_{cw}t + \varphi_{cw}(t))}, \quad (3.3)$$

a φ_{fs} i φ_{cw} označavaju fazne fluktuacije. Trenutne faze lasera tada su:

$$\phi_{fs}(t) = \omega_{fs}t + \varphi_{fs}(t) \quad (3.4)$$

$$\phi_{cw}(t) = \omega_{cw}t + \varphi_{cw}(t), \quad (3.5)$$

a trenutna razlika u frekvencijama:

$$\Delta\omega(t) = \frac{d}{dt}\Delta\phi = (\omega_{fs} - \omega_{cw}) + (\dot{\varphi}_{fs}(t) - \dot{\varphi}_{cw}(t)). \quad (3.6)$$

Ako nema faznih fluktuacije među laserima, tj. ako vrijedi $\dot{\varphi}_{fs}(t) - \dot{\varphi}_{cw}(t) = 0$, a time i razlika u fazi konstantna u vremenu, laseri su potpuno koherentni i fiksirana je i razlika u frekvencijama u vremenu.

Za eksperimentalnu realizaciju faznog zaključavanja, zrake dvaju lasera zajedno se propagiraju na brzu fotodiodu i detektiraju se udari između lasera. Signal udara i lokalnog oscilatora zatim se šalju na detektor faze (*eng. phase detector, PHD*) čiji je signal na izlazu, *error signal*, proporcionalan razlici u fazi ulaznih signala:

$$v_{PHD} \sim \cos(\Delta\varphi(t) - \varphi_{LO}(t)) \quad (3.7)$$

Error signal se šalje na PID (proporcionalno-integrativno-diferencijalni) upravljač koji povratnom vezom stabilizira fazni odnos između lasera. Svaki element PID-a

tada je spojen na različite dijelove lasera (piezo kristal na rezonatoru, strujnu diodu i Bias-T) [35] kako bi se precizno kontrolirale fluktuacije niskih, srednjih i visokih frekvencija.

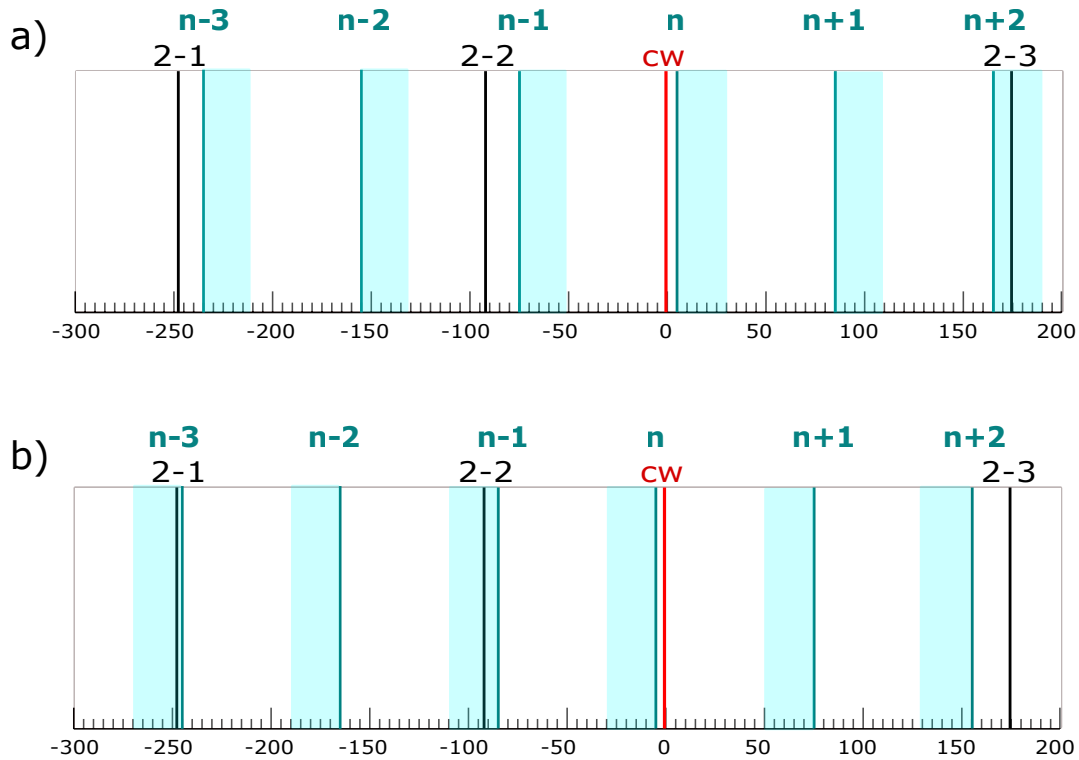
Fazno zaključavanje lasera u planu je u daljnjim istraživanjima s demonstracijom EIT-a primjenom frekventnog češlja, no nije u potpunosti eksperimentalno implementirano tijekom ovog diplomskog rada. Stoga su laseri frekventno stabilizirani, ne i fazno, zbog čega očekujemo slabije izražene koherentne efekte u eksperimentalnim mjerenjima.

4 Rezultati

4.1 Postavke sistema.

Frekvencija lasera za hlađenje nakon prolaska kroz prvu *double-pass* AOM konfiguraciju pomaknuta je 175 MHz u crveno od rezonancije $F = 2 \rightarrow F' = 3$, a nakon druge za 155 MHz u plavo, tj. *detuning* frekvencije lasera za hlađenje iznosi $\delta = -20$ MHz od rezonancije. Dio zrake lasera za hlađenje odvojen je za stabilizaciju frekventnog češlja nakon prve AOM konfiguracije, tj. femtosekundni laser stabiliziran je u odnosu na laser 175 MHz udaljen od $F = 2 \rightarrow F' = 3$ prijelaza. Stabilizacija frekventnog češlja vrši se usporedbom frekvencije udara i frekvencije signala s generatora, stoga se promjenom frekvencije DDS signala mijenja i frekvencija udara, a time i frekvencija n -tog moda češlja (frekvencija cw lasera je fiksirana i stabilizirana). Dakle, mijenjanje frekvencije na generatoru signala omogućuje skeniranje frekventnim češljem, a navedenih 175 MHz ispod $F = 2 \rightarrow F' = 3$ prijelaza označava nulu, tj. ishodište intervala frekvencija Δf po kojem skeniramo. Tehnički nije izvedivo obuhvatiti cijeli frekventni interval, već frekvenciju udara mijenjamo u rasponu 5-30 MHz. Bitno je uočiti kako frekvenciji udara odgovara apsolutni iznos razlike u frekvencijama, a sistem ne zna, na primjer, je li frekvencija moda češlja 5 MHz veća ili manja od cw lasera. Na taj način, ovisno s koje se strane frekvencije cw lasera n -ti mod nalazi, možemo obuhvatiti intervale [-30,-5] MHz i [5,30] MHz.

Nužno je uzeti u obzir i interakciju ostalih modova češlja s atomskim prijelazima (slika 2.9), budući da su susjedni modovi razmaknuti za 80.531 MHz, a shema interakcije prikazana je na slici 4.1.

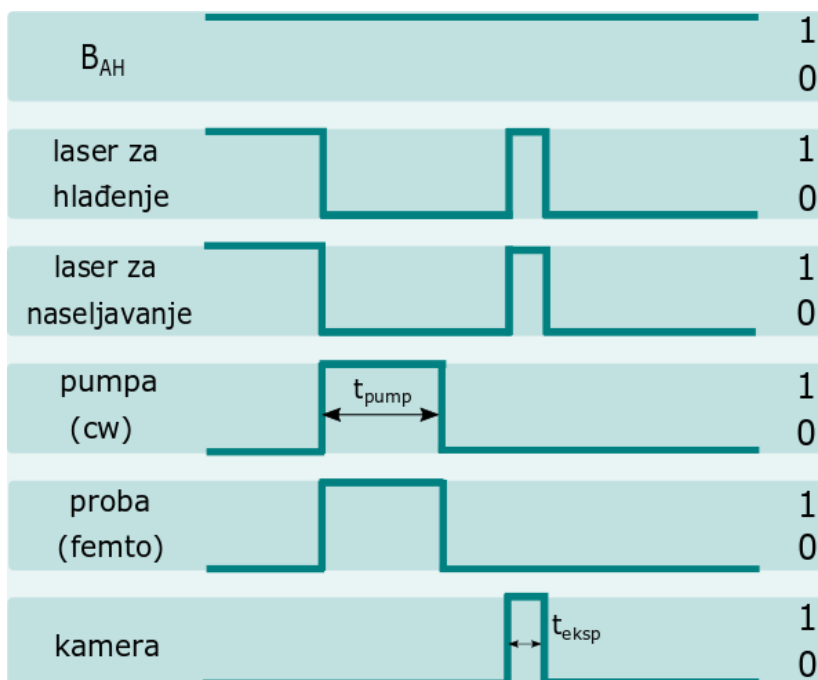


Slika 4.1: Shematski prikaz odnosa frekvencija cw lasera (crveno) preko kojeg je stabiliziran frekventni češalj, modova češlja (plavo) i prijelaza u rubidiju (crno). Plavim područjima označeno je frekventno područje koje obuhvati pojedini mod češlja prilikom promjene frekvencije udara $5 < f_{beat} = |f_n - f_{cw}| < 30$ MHz za slučaj a) $f_n > f_{cw}$ i b) $f_n < f_{cw}$. Skala je prikazana relativno u odnosu na frekvenciju cw lasera koja je stabilizirana na 175 MHz ispod frekvencije prijelaza $F = 2 \rightarrow F' = 3$.

U slučaju $f_{fs} > f_{cw}$, tj. Δf se mijenja u rasponu od 5 do 30 MHz, n -ti mod češlja nalazi se u rasponu od -170 do -145 MHz od $F = 2 \rightarrow F' = 3$ prijelaza, što znači da se mod $n+2$ češlja nalazi u rasponu od -9 do 16 MHz oko tog prijelaza, a time prelazi preko rezonancije. U suprotnom slučaju, $f_{fs} < f_{cw}$, tj. Δf je u rasponu od -30 do -5 MHz i dolazi do interakcije s drugim prijelazima. Prijelaz $F = 2 \rightarrow F' = 2$ nalazi se -92 MHz u odnosu na referentni cw laser, a time u rasponu od -87 do -62 MHz za n -ti mod češlja, tj. od -6.5 do 18.5 MHz za mod $n - 1$. Još jedan prijelaz s kojim femtosekundni laser interagira u ovoj konfiguraciji je $F = 2 \rightarrow F' = 1$, koji je za -156 MHz udaljen od prijelaza $F = 2 \rightarrow F' = 2$, što znači da mod $n - 3$ češlja interagira s tim prijelazom. Dakle, ovisno s koje je strane frekvencija femtosekundnog lasera zaključana, u spektru očekujemo doprinos prijelaza $F = 2 \rightarrow F' = 3$ ili $F = 2 \rightarrow F' = 2$ i $F = 2 \rightarrow F' = 1$.

4.2 Mjerenje sile

Jedna od metoda mjerenja jest mjerenje sile dvaju lasera na oblak hladnih atoma. U tu svrhu pokrивene su retroreflektirajuće zrake lasera (slika 3.4), tj. sila na oblak djeluje samo u jednom smjeru. Pod utjecajem laserskih zraka, centar mase oblaka će se pomaknuti, a pomak Δx proporcionalan je sa silom: $\Delta x \propto at^2$, $a \propto F$. Sila na oblak proporcionalna je s apsorpcijom zračenja budući da prilikom apsorpcije dolazi do promjene impulsa atoma. Dakle, mjerenja pomaka centra mase oblaka za različite eksperimentalne parametre možemo direktno usporediti s teorijskim ponašanjem apsorpcije. Na slici 4.2 prikazan je vremenski protokol za mjerenje sile laserskog zračenja na oblak hladnih atoma.

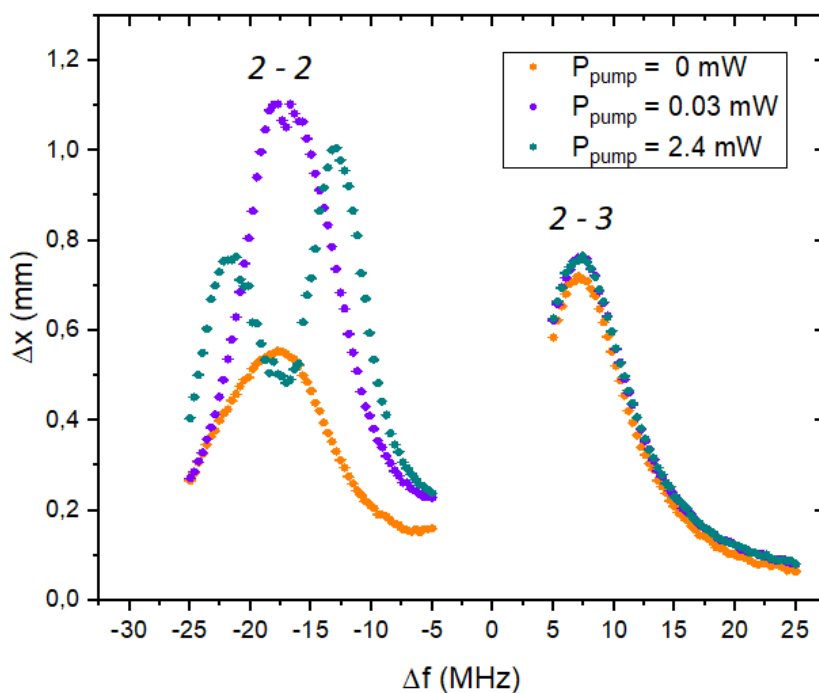


Slika 4.2: Vremenski protokol za mjerenje sile laserskog zračenja na oblak hladnih atoma. Broj 1 označava uključeno, a 0 isključeno.

Nakon što se uspostavi oblak hladnih atoma, gasimo lasere za hlađenje i naseljavanje i uključujemo pumpni i probni laser, koji su upaljeni vrijeme pumpanja $t_{pump} = 3$ ms. Za to vrijeme djeluje sila na oblak i njegov centar mase se pomiče. Nakon što ugasimo pumpu i probu, ponovno uključimo lasere za hlađenje i naseljavanje kako bismo potaknuli fluorescenciju i na kratko osvjetlili oblak da snimimo njegovu lokaciju, što traje vrijeme ekspozicije $t_{eksp} = 0.15$ ms. Magnetsko polje anti-Helmholtz zavojnica cijelo je vrijeme uključeno. Vremenska kontrola eksperimenta, frekvencija DDS signala i vrijednosti na AOM-ovima kontroliraju se računalno preko

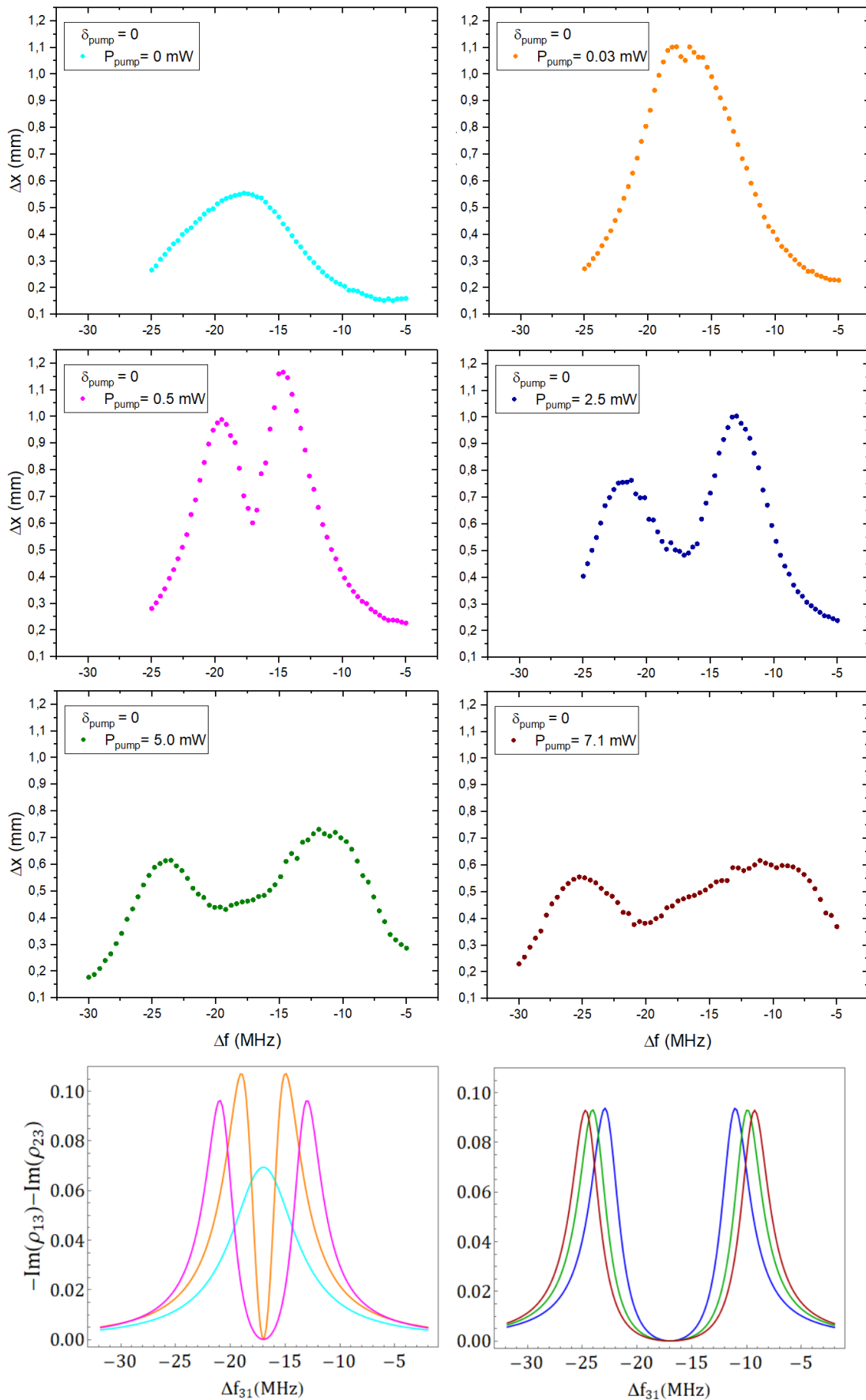
Matlab programa.

Na slici 4.3 prikazan je izmjereni spektar za oba objašnjena intervala skeniranja frekventnim češljem. Na intervalu $\Delta f > 0$ prikazan je prijelaz $F = 2 \rightarrow F' = 3$, dok su na intervalu $\Delta f < 0$ obuhvaćeni $F = 2 \rightarrow F' = 2$ i $F = 2 \rightarrow F' = 1$, čiji se doprinos ne vidi u odnosu na $F = 2 \rightarrow F' = 2$. Prikazana su mjerenja za upaljen i ugašen pumpni laser. Uočavamo da se ponašanje linije $F = 2 \rightarrow F' = 3$ praktički ne mijenja dodavanjem pumpe, što je i za očekivati. Taj prijelaz skenira samo frekventni češalj, a efekt upaljene pumpe indirektno je prepumpavanje iz drugih stanja na koje pumpa djeluje, no brzo dolazi do saturacije. Za prijelaz $F = 2 \rightarrow F' = 2$ uočavamo promjene - dolazi do povećanja intenziteta linije, kao i njenog cijepanja ovisno o snazi pumpe, što je također za očekivati prema teoriji.

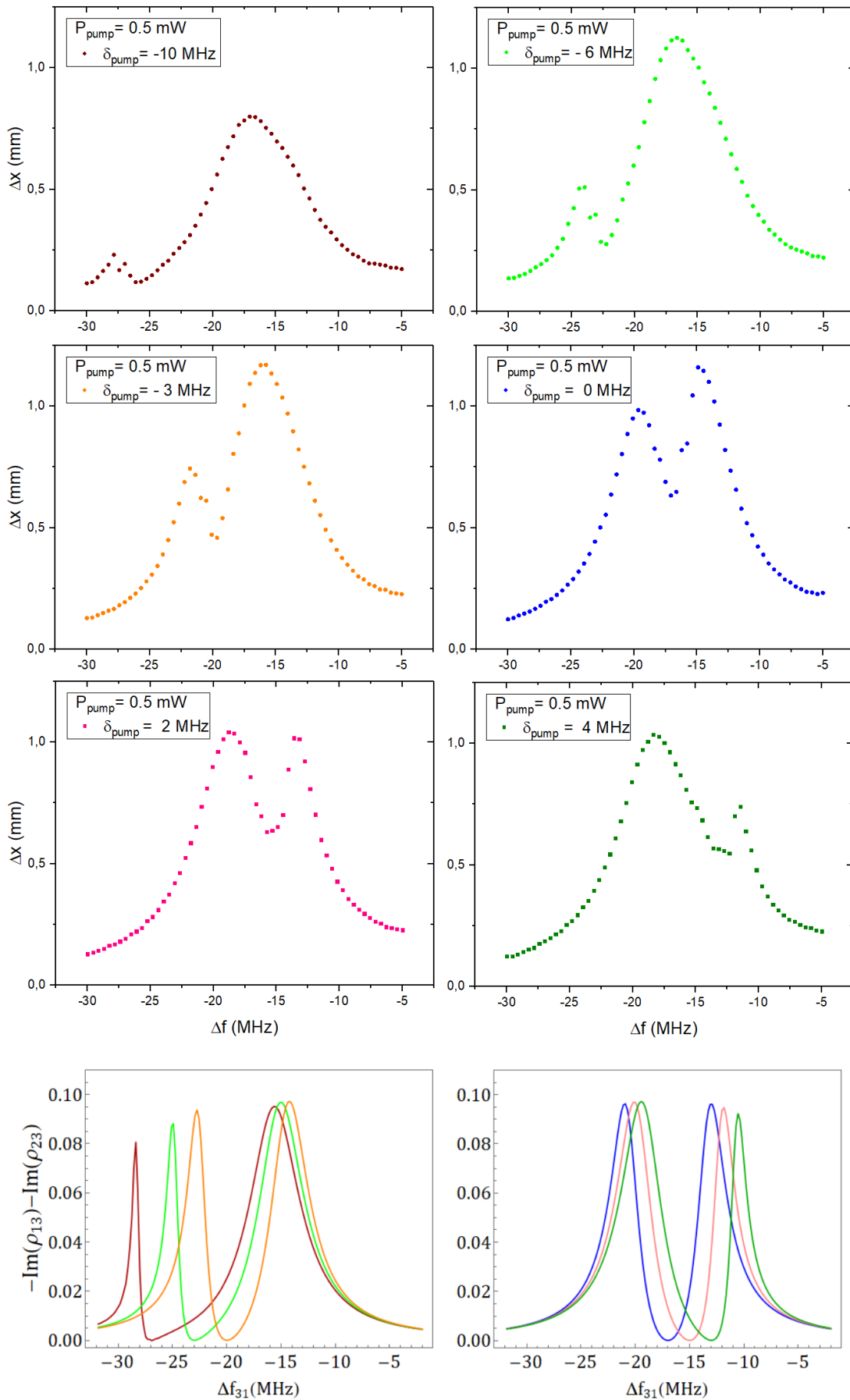


Slika 4.3: Spektar dobiven mjerenjem sile lasera na oblak hladnih atoma. Prikazana su mjerenja s isključenim i upaljenim pumpnim laserom. Označeni su prijelazi $F = 2 \rightarrow F' = 2$ i $F = 2 \rightarrow F' = 3$.

U daljnjim mjerenjima prikazan je samo interval od interesa u kojem je obuhvaćen željeni prijelaz, $F = 2 \rightarrow F' = 2$. Na slikama 4.4 i 4.5 prikazana su mjerenja sile za različite snage i *detuninge* pumpnog lasera, kao i teorijska očekivanja za lambda sustav istih parametara.



Slika 4.4: Mjerenja sile laserskog zračenja na hladni oblak atoma za različite snage pumpnog lasera. Istim bojama prikazani su i računski modeli za iste parametre.



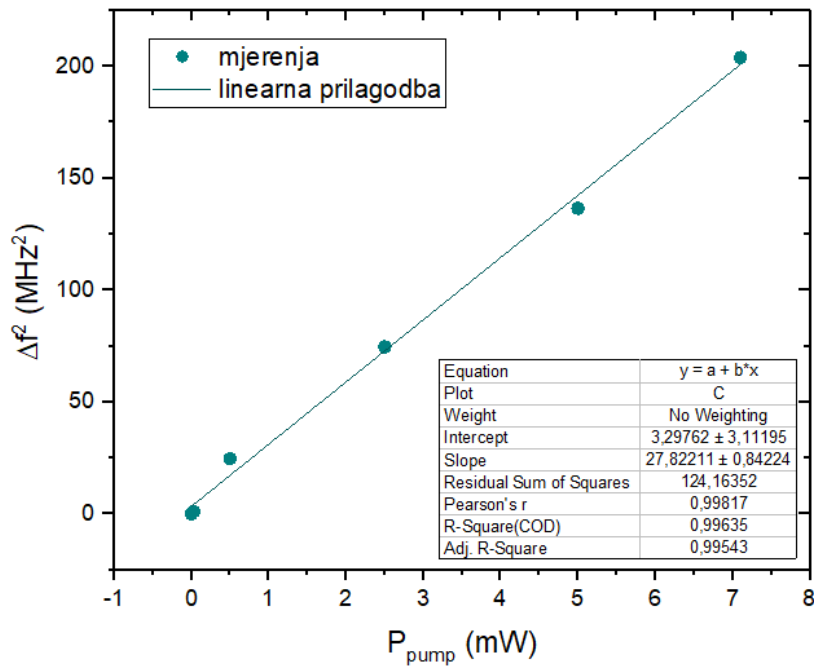
Slika 4.5: Mjerenja sile laserskog zračenja na hladni oblak atoma za različite *detuninge* pumpnog lasera. Istim bojama prikazani su i računski modeli za iste parametre.

Sa slika 4.4 i 4.5 uočavamo ponašanje u skladu ključnim teorijskim očekivanjima - za veće snage lasera dolazi do širenja spektralnih linija, dok se promjenom *detuninga* mijenja položaj minimuma između dvije linije. Krivulje iz numeričkog računa prikazane su istim bojama kao i izmjerene, budući da odgovaraju istim vrijednostima snage i *detuninga*. Kao y-os numeričkih izračuna zbrojeni su doprinosi apsorpcije dvaju prijelaza, budući da to odgovara eksperimentalnoj situaciji - oba lasera doprinose sili i pomaku centra mase koji detektiramo. Na mjerenjima slike 4.4 uočavamo da je izmjereni razmak između linija u dobrom slaganju s teorijskim krivuljama, no da spektralne linije nisu potpuno simetrične kao što teorija predviđa. Razlog tome može biti doprinos prijelaza $F = 2 \rightarrow F' = 1$, ali i mogućnost da pumpni laser nije zaključan točno na rezonanciji $F = 2 \rightarrow F' = 2$, nego pored nje, tj. da $\delta_{pump} \neq 0$. Za mjerenje snage $P_{pump} = 0.03$ mW uočavamo malen ponor u profilu, no nije ni približno izražen kao što teorija predviđa. To mjerenje odgovara EIT režimu malih snaga, no uzak prozor transparentije nije vidljiv zbog faznih fluktuacija među laserima, tj. efekt nije veoma izražen bez faznog zaključavanja. Veće snage odgovaraju Autler-Townes režimu i cijepanje linija veoma je vidljivo. Također uočavamo da za velike snage lasera spektralne linije postaju sve manje izražene, što nije u skladu s teorijom, a razlog može biti saturacija prijelaza zbog velikog intenziteta. Promatrajući ovisnost o *detuningu*, slika 4.5, uočavamo da se položaji minimuma u mjerenjima odlično slažu s teorijskim očekivanjima. Odstupanje u odnosu na teoriju jest intenzitet druge linije na većim *detuningima*, što se također može pripisati faznim fluktuacijama.

Prema teorijskim očekivanjima, jedn. 2.44, kvadrat frekvencije širenja spektralnih linija proporcionalan je kvadratu Rabijeve frekvencije, tj. ovisi linearno o intenzitetu (i snazi) laserskog zračenja. Ovisnost udaljenosti među linijama određenih iz mjerenja sile prikazane su na slici 4.6, kao i linearna prilagodba, a uočavamo dobro slaganje s teorijskom ovisnošću.

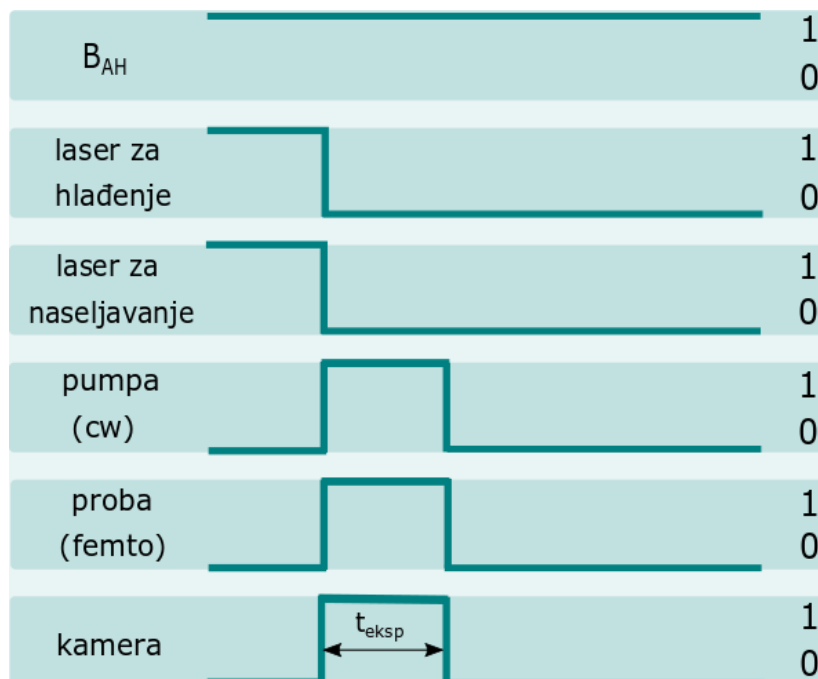
4.3 Mjerenje fluorescencije

Druga metoda mjerenja spektra je laserski inducirana fluorescencija (LIF). Budući da apsorpcijom laserskog zračenja dolazi do promjene naseljenosti pobuđenog stanja, pri relaksaciji iz tog stanja dolazi do emisije fotona, tj. do fluorescencije. LIF je

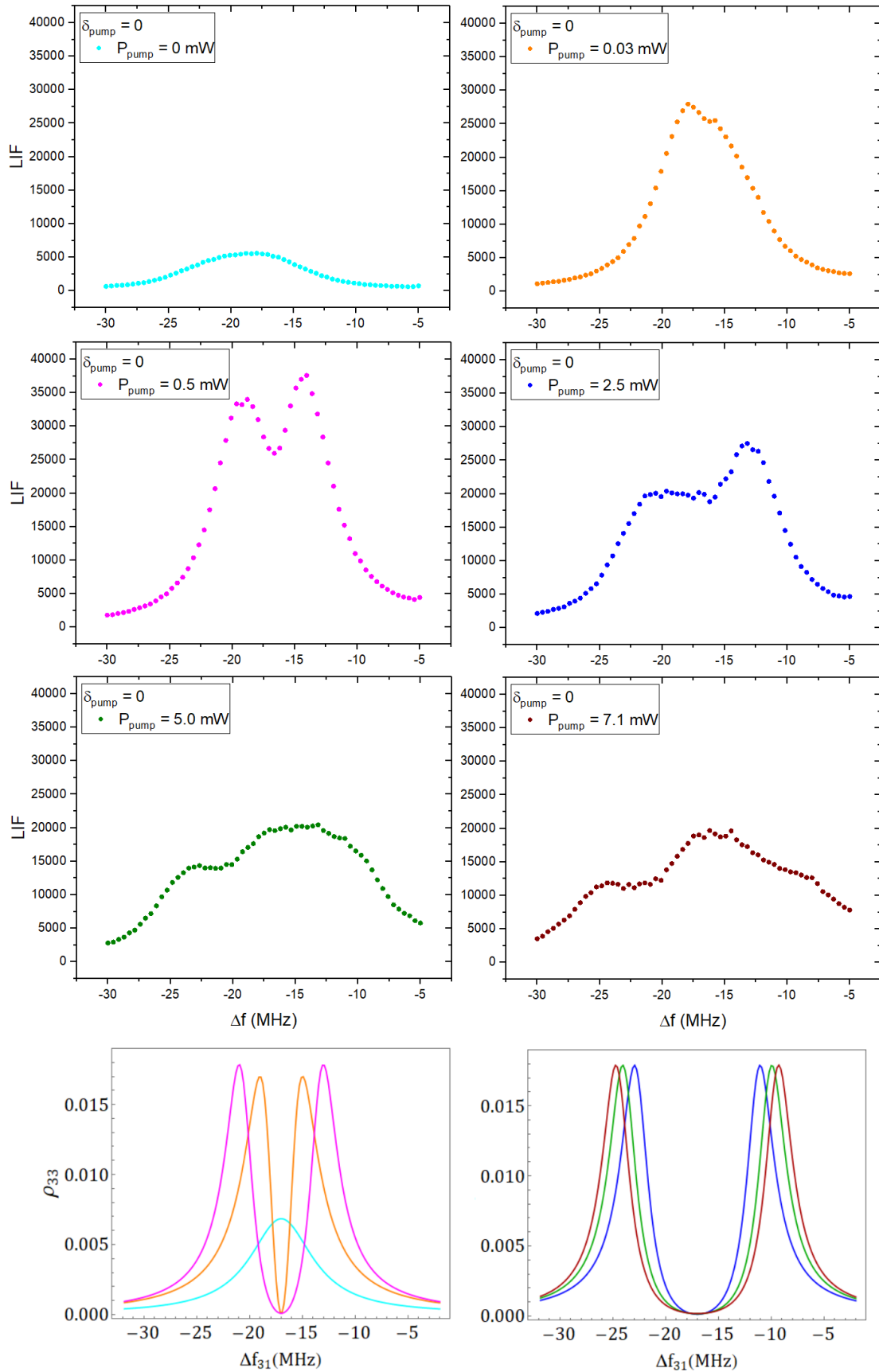


Slika 4.6: Frekvencija (energija) cijepanja linija u ovisnosti o snazi pumpnog lasera.

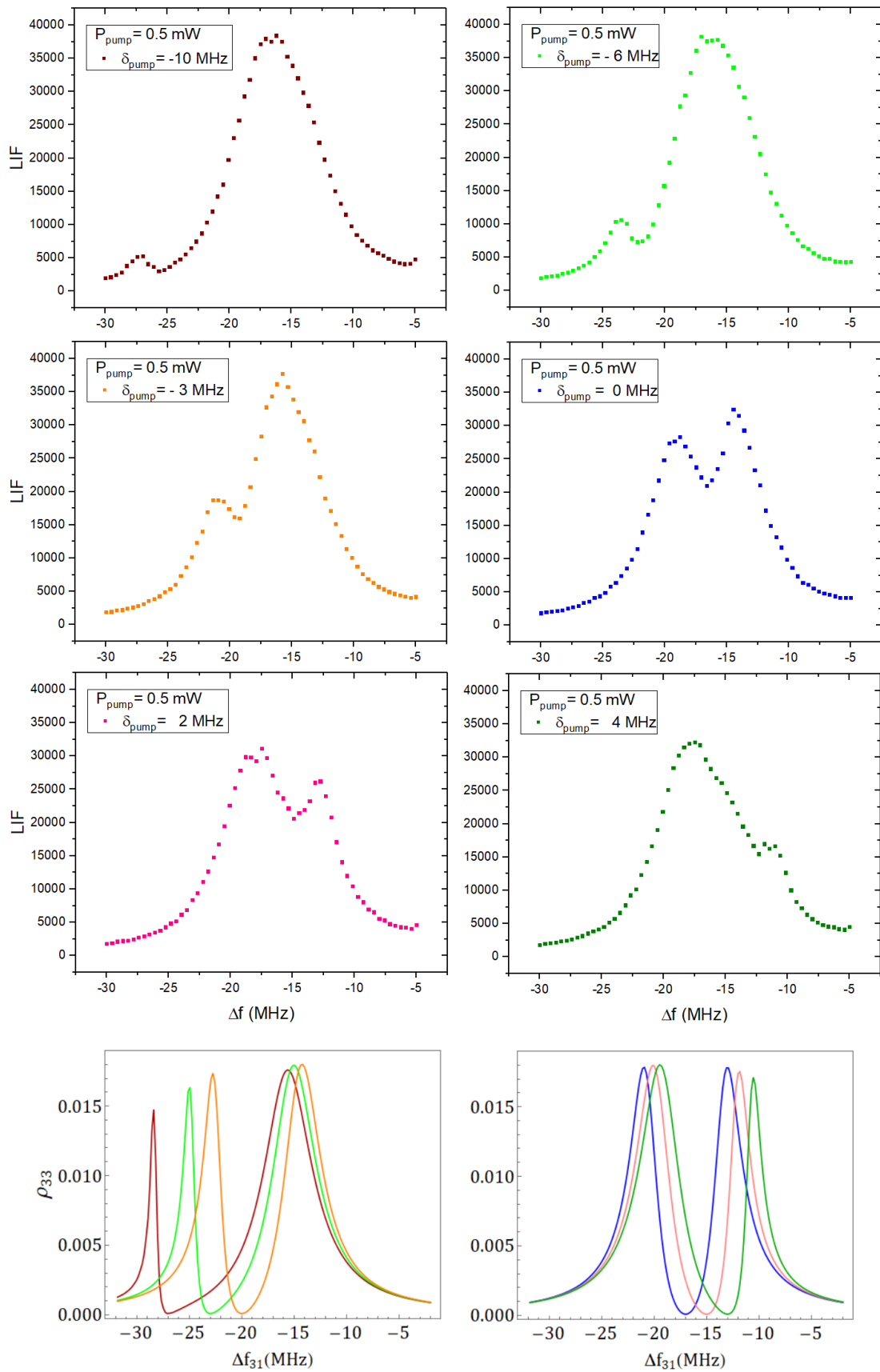
tako direktno proporcionalan naseljenosti pobuđenog stanja i može se povezati s teorijskim očekivanjima za ρ_{33} (slika 2.8). Za mjerenje fluorescencije propuštene su i retro zrake pumpnog i probnog lasera (slika 3.4). Ukupna sila na oblak tada je jednaka nuli i oblak miruje, a samo se detektira njegova fluorescencija. Vremenski protokol mjerenja LIF-a prikazan je na slici 4.7.



Slika 4.7: Vremenski protokol za mjerenje laserski inducirane fluorescencija oblaka hladnih atoma. Broj 1 označava uključeno, a 0 isključeno.



Slika 4.8: Mjerenja fluorescencije hladnog oblaka atoma za različite snage cw lasera. Istim bojama prikazani su i računski modeli za iste parametre.



Slika 4.9: Mjerenja laserski inducirane fluorescencije hladnog oblaka atoma za različite *detuninge* cw lasera. Istim bojama prikazani su i računski modeli za iste parametre.

Nakon uspostave oblaka hladnih atoma, isključuju se laseri za hlađenje i nase-ljavanje, a uključe pumpni i probni laser. Za to je vrijeme upaljena i kamera koja detektira fotone emitirane pri interakciji s laserima. Laseri i kamera upaljeni su za vrijeme ekspozicije $t_{eksp} = 3$ ms.

Na slikama 4.9 i 4.8 prikazana su mjerenja LIF-a za iste parametre kao i za mje-renje sile. Na taj je način isti sistem izmjeren dvjema sličnim, a ipak različitim me-todama. Za razliku od mjerenja sile za različite snage, u mjerenjima LIF-a linije su slabije izražene, a pri većim snagama veoma je teško uočiti njihovo cijepanje. Te-orijska očekivanja naseljenosti veoma su slična očekivanjima apsorpcije (sile), pa bi i mjerenja LIF-a trebala biti slična mjerenju sile. Generalno se može uočiti širenje linija za veće snage, no mjerenja LIF-a teže su usporediva s teorijom za razliku od mjerenja sile. Ovisnosti o *detuningu* mnogo su sličnija mjerenjima sile, kao i teorij-skim očekivanjima - jedina je razlika također premalen intenzitet uže linije na niskim *detuninzima*.

Treba napomenuti kako teorijski model podrazumijeva trirazinski sustav i kohe-renciju među laserima, dok je s eksperimentalne strane ipak drugačije. Laseri nisu fazno zaključani, a rubidij odgovara sustavu sa šest razina, pa je za potpun opis sus-tava potrebno uzeti u obzir sve razine. Ipak, trirazinski lambda sustav dao je veoma dobar i relativno jednostavan uvid u mogućnosti i očekivanja takvog sistema, a mje-renja su u dobrom slaganju s takvom aproksimacijom.

U režimu niskih snaga lasera uočavamo pad u apsorpciji koji odgovara EIT režimu, no zbog faznih fluktuacija ne dolazi do izražaja. Zaključujemo kako je za detekciju EIT-a ipak nužno fazno zaključati lasere, dok je režim Autler-Townes cijepanja odmah vidljiv. Bitno je naglasiti i da su navedeni efekti uobičajeno mjereni korištenjem dvaju lasera kontinuiranog zračenja, a u ovome radu pokazali smo da je realizacija moguća i korištenjem femtosekundnog lasera.

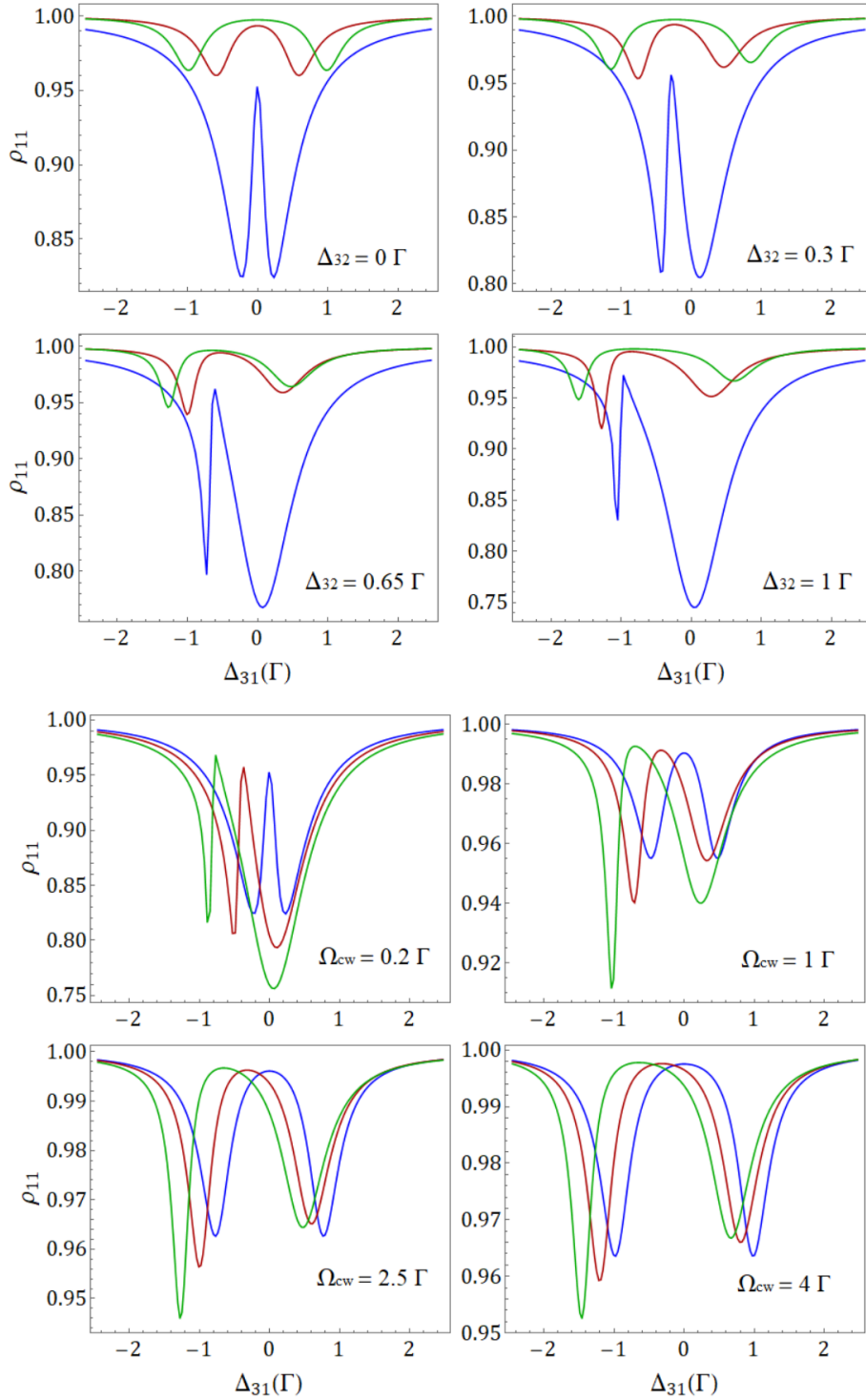
5 Zaključak

U ovome radu predstavljena je teorijska pozadina interakcije trirazinskog sustava s dvama laserima u lambda konfiguraciji u svrhu ispitivanja koherentnih efekata. Pokazali smo da se tim modelom obuhvaćaju pojmovi i efekti poput tamnog stanja, koherentnog zarobljavanja populacije (CPT), elektromagnetski inducirane transparentije (EIT) i Autler-Townes efekta (AT). Mjerenja su izvršena na hladnom atomskom oblaku rubidija, ohlađenom u magneto-optičkoj stupici. Kao jedan od lasera korišten je femtosekundni laser umjesto lasera kontinuiranog zračenja koji su uobičajeni ovim eksperimentima. U tu je svrhu predstavljena i pozadina femtosekundnog lasera, a koherencija među uzastopnim pulsevima opisana je kao razlog zbog kojeg je i femtosekundni laser moguće koristiti za ispitivanja koherentnih efekata. Izmjeren je spektar skenirajući frekvenciju femtosekundnog lasera preko prijelaza $5^2S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 2)$ za različite parametre snage lasera kontinuiranog zračenja i njegovog *detuninga* od prijelaza $5^2S_{1/2}(F = 1) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 2)$. Eksperimentalni rezultati dobiveni su mjerenjem sile laserskog zračenja na hladni oblak rubidija, što je usporedivo s teorijskim razmatranjima apsorpcije, kao i mjerenjem laserski inducirane fluorescencije oblaka, što je direktno povezano s naseljenošću pobuđenog stanja. Mjerenja su u dobrom generalnom slaganju s teorijom uz manja odstupanja u obliku i intenzitetu spektralnih linija. Razlog odstupanja mogu biti fazne fluktuacije, saturacija na visokim snagama kao i aproksimacija realnog sustava rubidija sa šest razina na sustav s tri razine. U režimu velikih snaga uočeno je Autler-Townes cijepanje linija, a ovisnost udaljenosti među linijama o snazi lasera u skladu je s teorijom. U režimu malih snaga uočen je mali pad u apsorpciji što odgovara EIT-u, no nije u skladu s teorijskim očekivanjem. Takav je rezultat eksperimentalno očekivan, budući da laseri nisu fazno zaključani i efekt EIT-a ne može doći do velikog izražaja.

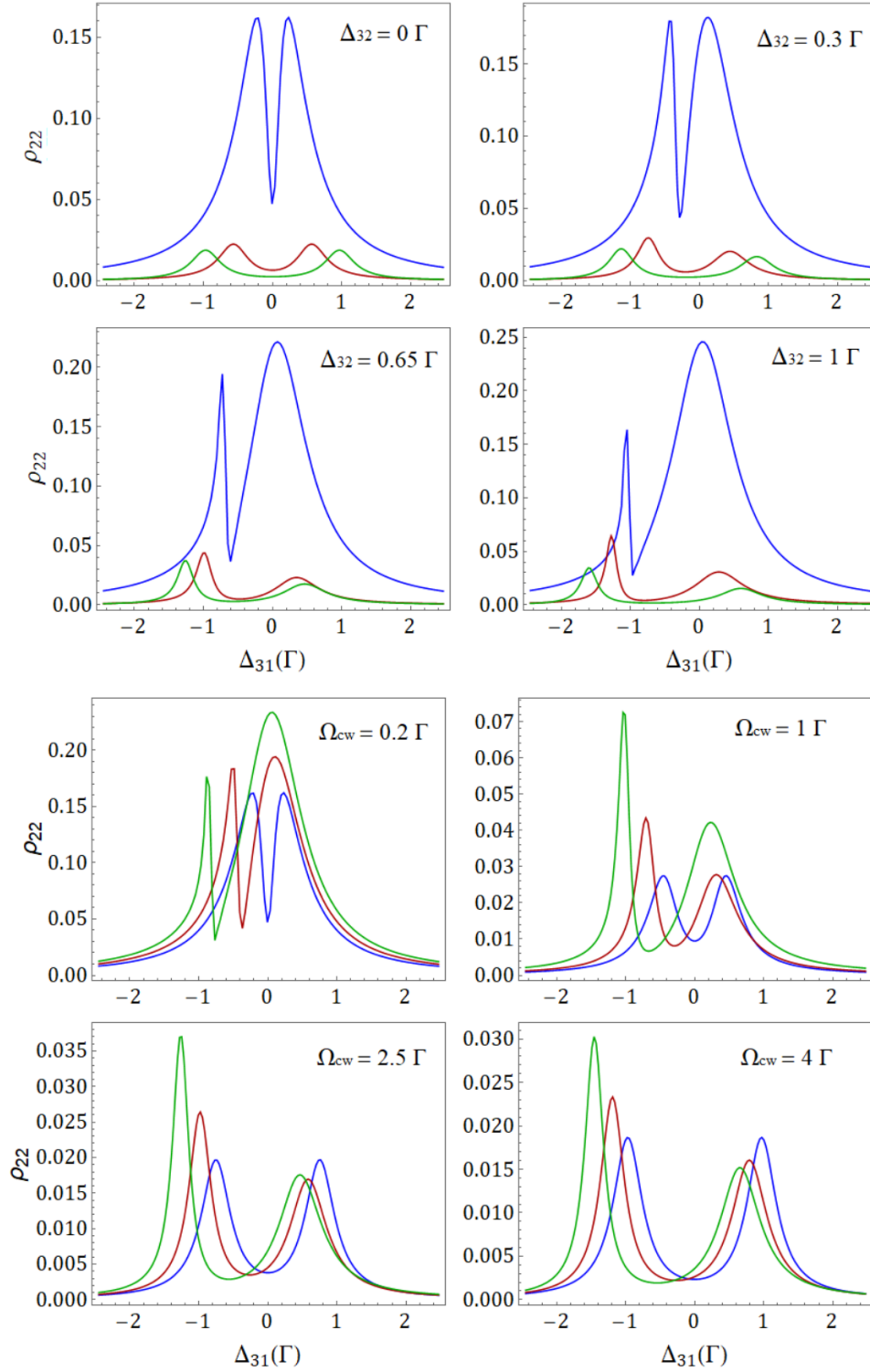
U svrhu kvalitetnije daljnje provedbe ovog eksperimenta, potrebno je u teorijska razmatranja obuhvatiti svih šest razina rubidija, kao i eksperimentalno implementirati fazno zaključavanje lasera. Ipak, pokazali smo da se femtosekundni laser može koristiti u svrhu ispitivanja ovih efekata, što je do sada bilo nepoznato i neispitano i ostavlja mjesta za daljnja istraživanja.

Dodaci

Dodatak A Populacije osnovnih stanja



Slika A.1: Naseljenost osnovnog stanja $|1\rangle$ u ovisnosti o detuningu femtosekundnog lasera za različite snage cw lasera (gornja polovica): $\Omega_{cw} = 0.2\Gamma$ (plavo), 1.5Γ (narančasto) i 4Γ (zeleno) i različite detuninge cw lasera (donja polovica): $\Delta_{32} = 0$ (plavo), 0.4Γ (crveno) i 0.8Γ (zeleno). Parametri: $\Theta = \pi/80$, $\gamma = 10^{-6}\Gamma$, $T_{rep} = 0.45\Gamma^{-1}$, 200 pulseva.



Slika A.2: Naseljenost osnovnog stanja $|2\rangle$ u ovisnosti o detuningu femtosekundnog lasera za različite snage cw lasera (gornja polovica): $\Omega_{cw} = 0.2\Gamma$ (plavo), 1.5Γ (narančasto) i 4Γ (zeleno) i različite detuninge cw lasera (donja polovica): $\Delta_{32} = 0$ (plavo), 0.4Γ (crveno) i 0.8Γ (zeleno). Parametri numeričkog računa: $\Theta = \pi/80$, $\gamma = 10^{-6}\Gamma$, $T_{rep} = 0.45\Gamma^{-1}$, 200 pulseva.

Bibliography

- [1] Fleischhauer, M; Imamoglu, A.; Marangos, J. P. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. // *Rev. Mod. Phys.* Vol. 77, 2(2005)
- [2] Xu, X; Sun, B.; Berman, P. R.; Steel, D. G.; Bracker, A. S.; Gammon, D.; Sham, L. J. Coherent population trapping of an electron spin in a single negatively charged quantum dot. // *Nature Physics* Vol. 4,(2005), str. 692-695
- [3] Ling, H. J; Li, Y.; Xiao, M. Coherent population trapping and electromagnetically induced transparency in multi-Zeeman-sublevel atoms. // *Phys. Rev. A* Vol. 53, 2(1996), str. 1014
- [4] Harris, S. E. Electromagnetically Induced Transparency. // *Physics Today*. Vol. 50, 7 (1997), str. 36-42.
- [5] Harris, S. E.; Field, J. E.; Imamoglu, A.; Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency. // *Phys. Rev. Lett.* Vol. 64, 10(1990), str. 1107-1112 .
- [6] Hau, L. V.; Harris, S. E.; Dutton; Z. Behroozi, C. H.; Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. // *Nature* Vol. 397, (1999), str. 594-598.
- [7] Safavi-Naeini, A.H.; Mayer Alegre, T. P.; Chan, J.; Eichenfield, M.; Winger, M.; Lin, Q.; Hill, J. T.; Chang, D. E.; Painter, O.; Electromagnetically induced transparency and slow light with optomechanics. // *Nature* Vol. 472, (2011), str. 69-73.
- [8] Phillips, D. F.; Fleischhauer, A.; Mair, A. Walsworth, R. L.; Lukin M. D.; Storage of Light in Atomic Vapor. // *Phys. Rev. Lett.* Vol. 86, 5(2001), str. 783-786
- [9] Chang, D. E.; Safavi-Naeini, A. H.; Hafezi, M.; Painter, O.; Slowing and stopping light using an optomechanical crystal array. // *New Journal of Physics*, Vol 13, 02303(2011)
- [10] Yang, L.; Zhang, L.; Li, X.; Han, L.; Fu, G.; Manson, N. B.; Suter, D.; Wei, C. Autler-Townes effect in a strongly driven electromagnetically induced transparency resonance. // *Phys. Rev. A*, Vol. 72, 5(2005).

- [11] The Nobel Prize in Physics 2005 https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2005/index.html
- [12] Aumiler, D.; Ban, T. Simultaneous Laser Cooling of Multiple Species Using an Optical Frequency Comb // Phys. Rev. A 85, 063412 (2012).
- [13] Metcalf, H. J.; van der Straten, P; Laser Cooling and Trapping. Springer, 1999.
- [14] RP Photonics, Sec²-shaped Pulses https://www.rp-photonics.com/sech2_shaped_pulses.html
- [15] Felinto, D; Bosco, C. A. C.; Acioli, L. H., Vianna, S. S. Coherent accumulation in two-level atoms excited by a train of ultrashort pulses. // Optics Communications Vol 215, 1-3(2003), str. 69-73.
- [16] Griffiths, D. J. Introduction to Electrodynamics. 4th edition. Pearson Education, Inc. 2013.
- [17] Geiner, L; Veissier, L; Sparkes, B; Sheremet, A. S.; Nicolas, A; Mishina, O. S.; Scherman, M; Burks, S; Shomroni, I; Kupriyanov, D. V.; Lam, P. K.; Giacobino, E.; Laurat, J. Experimental investigation of the transition between Autler-Townes splitting and electromagnetically-induced-transparency models. // Phys. Rev. A Vol. 87, 1(2013), page 87
- [18] Abi-Salloum, T. Y., Electromagnetically induced transparency and Autler-Townes splitting: Two similar but distinct phenomena in two categories of three-level atomic systems. // Phys. Rev. A Vol. 81, 053836(2010)
- [19] Peng, P.; Sahin, K. Ö.; Chen, W.; Nori, F.; Yang, L. What is and what is not electromagnetically induced transparency in whispering-gallery microcavities. // Nature Communications Vol. 5, 5082(2014)
- [20] Daniel A. Steck, Rubidium 87 D Line Data <http://www.steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.1.6.pdf>, 5.6.2018.
- [21] Cipriš, A.; Hlađenje atoma optičkim frekventnim češljem. Diplomski rad. Zagreb: Prirodoslovno-matematički fakultet, 2017.

- [22] Buhin, D.; Optomehanika hladnih atoma uzrokovana femtosekundnim laser-skim zračenjem. Diplomski rad. Zagreb: Prirodoslovno-matematički fakultet, 2017.
- [23] Milonni, P. W.; Eberly, J. H. Laser Physics. John Wiley & Sons, Inc. 2010.
- [24] Demtröder, W. Laser Spectroscopy. Springer 2012.
- [25] RP Photonics, Mode Locking https://www.rp-photonics.com/mode_locking.html
- [26] Jones, D. J.; Diddams, S. A.; Ranka, J. K.; Stentz, A.; Windeler, R. S.; Hall, J. L.; Cundiff, S. T. Carrier-Envelope Phase Control of Femtosecond Mode-Locked Lasers and Direct Optical Frequency Synthesis. // Science Vol. 288, 5466(2000), str. 635-639
- [27] Aumiler, D. Rezonantna interakcija atoma i molekula s femtosekundnim laser-skim frekventnim šešljem. Doktorski rad. Zagreb, Prirodoslovno-matematički fakultet, 2006.
- [28] Cateye External Cavity Diode Laser Model CEL002, MOGLabs http://www.moglabs.com/uploads/2/4/2/1/24212474/moglabs_cel002_manual_rev108.pdf
- [29] Diode Laser Series DL 100 for spectroscopic applications in physics and chemistry, Toptica Photonics https://wiki.kip.uni-heidelberg.de/KIPwiki/images/1/18/Toptica_DL100_Werbung.pdf
- [30] RP Photonics, Acusto-optic Modulators https://www.rp-photonics.com/acousto_optic_modulators.html
- [31] Donley, E. A. et al. Double-pass acusto-optic modulator system // Rev. Sci. Instrum. 76, 063112(2005)
- [32] Skolnik, G. Koherentna spektroskopija femtosekundnim frekventnim češljem. Diplomski rad. Zagreb, Prirodoslovno-matematički fakultet, 2008.
- [33] Kovačić, D. Stvaranje superkontinuumu u nelinearnom optičkom vlaknu. Diplomski rad. Zagreb: Prirodoslovno-matematički fakultet, 2017.

- [34] Kovačić, D. Stabilizacija optičkog frekventnog češlja. Seminarski rad. Zagreb: Prirodoslovno-matematički fakultet, 2017.
- [35] Müller, M. Realization and characterization of a phase locker laser system for coherent spectroscopy of fiber-coupled cesium atoms. Diplomski rad. Mainz, Johannes Gutenberg Universität - Institut für Physik