

LATVIJAS UNIVERSITĀTE
FIZIKAS UN MATEMĀTIKAS FAKULTĀTE

Andrejs Jarmola

**Skānējamo lāzeru spektroskopija un
elektriskā lauka efekti sārņu metālu
tvaikos**

Promocijas darba kopsavilkums

Rīga, 2007

Promocijas darbs izstrādāts

Latvijas Universitātes Fizikas un matemātikas fakultātē laika posmā no 2001. gada līdz 2006. gadam.

Darba raksturs: Zinātnisku rakstu kopa

Zinātniskais vadītājs: LU profesors, *Dr. habil. phys.* RUVINS FERBERS

Darba recenzenti:

1. IVARS LĀCIS, *Dr. habil. phys.*, LU profesors
Vārds, uzvārds; zinātniskais grāds; zinātniskās institūcijas nosaukums, akadēmiskais amats
2. KRISTINA ANDREJEVA (Christina Andreeva), *Dr. phys.*, Bulgārijas Zinātņu Akadēmijas Elektronikas institūta pētnieks
3. EDMUNDS TAMANIS, *Dr. phys.*, Daugavpils Universitātes asoc. profesors.

Darba aizstāvēšana notiks Latvijas Universitātes Fizikas un astronomijas zinātnes nozares promocijas padomes atklātā sēdē

2007. gada 10. decembrī plkst. 16.30 Zeļļu ielā 8 (FMF), 233. auditorijā.

Ar darbu un tā kopsavilkumu var iepazīties Latvijas Universitātes bibliotēkā (Kalpaka bulv. 4) un Latvijas Akadēmiskajā bibliotēkā (Rūpniecības ielā 10).

LU Fizikas un astronomijas zinātņu nozares
promocijas padomes priekšsēdētājs: *prof.*

R. Ferbers

Anotācija

Šajā promocijas darbā ir pētīti koherentie efekti augsti ierosinātos stāvokļos cēzija atomā ārējā elektriskā lauka klātbūtnē, kā arī NaRb molekulas stipri sajauktais singleta-tripleta $A^1\Sigma^+ - b^3\Pi$ komplekss. Eksperimenti tika veikti sārnu metālu tvaikos reģistrējot fluorescenci, kas tika ierosināta ar skanējamiem diožu un krāsvielu lāzeriem.

Pirmo reizi tika novērotas supersīkstruktūras komponentu F magnētisko apakšlīmeņu m_F krustošanās rezonanses ārējā elektriskajā laukā atomos pie divpakāpju ierosmes, proti, cēzijā $nD_{3/2}$ un $nD_{5/2}$ stāvokļos, kur $n = 7, 9$ un 10 . No nD līmeņu krustošanās signāliem ir iegūtas jaunas precīzākas tenzora polarizējamības α_2 un supersīkstruktūras konstantes A vērtības.

Izkārtošanās pārejas orientācijā (IPO) eksperimentālie signāli tika novēroti pirmo reizi ārējā elektriskajā laukā atomos, proti, $7D_{3/2}$ un $9D_{3/2}$ stāvokļiem cēzija atomos. IPO parādība izraisa leņķiskā momenta sadalījuma deformāciju, kas ir līdzīga tai, kuru var sagaidīt no elektrona dipola momenta. Tātad, IPO signāls varētu būt potenciāls fona signāls dažādos elektrona dipola momenta meklējumos atomārās vai molekulārās sistēmās.

Tika nodemonstrēta iespēja izmantot cēzija tvaikus elektriskā lauka sadalījuma kartēšanai ar optiskām metodēm. Piedāvātā metode izmanto lāzera inducētas fluorescences intensitātes atkarību no ārēja elektriskā lauka nD stāvokļos Cs atomos.

Lāzera inducētas fluorescences relatīvais intensitāšu sadalījums no sārnu metālu stāvokļu $A^1\Sigma^+ - b^3\Pi$ kompleksa, kas ir pilnīgi sajaukts spin-orbitālās mijiedarbības dēļ, ir daudz mazāk atkarīgs no perturbācijām nekā termu vērtības. Tādējādi, to sadalījumu var izmantot stipri sajaukto stāvokļu deperturbācijas analīzes veikšanai.

Saturs

1. Ievads	2
2. Līmeņu krustošanās spektroskopija ārējā elektriskajā laukā Cs atomos ...	9
2.1 Līmeņu krustošanas metode	9
2.2 Štarka efekta teorija	10
2.3 $nD_{3/2}$ stāvokļi: tenzora polarizējamība [dis2]	11
2.3.1 Supersīkstruktūras līmeņu sašķelšanās ārējā elektriskajā laukā Cs $nD_{3/2}$ stāvokļos	11
2.3.2 Eksperiments	13
2.3.3 Rezultāti un analīze	16
2.3.4 Secinājumi	19
2.4 $nD_{5/2}$ stāvokļi: supersīkstruktūras konstantes [dis4]	20
2.4.1 Supersīkstruktūras līmeņu sašķelšanās ārējā elektriskajā laukā Cs $nD_{5/2}$ stāvokļos	20
2.4.2 Eksperiments	21
2.4.3 Rezultāti un analīze	22
2.4.4 Secinājumi	25
3. Izkārtošanās pāreja orientācijā ārējā elektriskajā laukā Cs atomos	26
3.1 Literatūras pārskats	26
3.2 $nD_{3/2}$ stāvokļi: leņķiskā momenta sadalījuma simetrijas sagraušana [dis3]. ...	27
3.2.1 Eksperiments	27
3.2.2 Rezultāti un analīze	29
3.2.3 Secinājumi	30
4. Ārējā elektriskā lauka sadalījuma kartēšana ar optiskām metodēm	31
4.1 Elektriskā lauka kartēšanas metodes	31
4.2 Eksperiments un rezultāti	31
4.3 Secinājumi	36
5. NaRb molekulas A^1S^+ - b^3P kompleksa spektroskopija ar diožu lāzeri ...	37
5.1 Literatūras pārskats	37
5.2 NaRb A^1S^+ - b^3P komplekss: LIF intensitātes sadalījums kā deperturbācijas metode [dis1]	38
5.2.1 Eksperiments	38
5.2.2 Rezultāti	39
5.2.3 Secinājumi	41
6. Promocijas darba rezultāti un secinājumi	42
Nobeigums	43
Pielikums A: Cēzija eksperimentālās un teorētiskās skalāras un tenzora polarizējamības vērtības	44
Literatūras saraksts	48

1. Ievads

Šajā promocijas darbā ir pētīti augsti ierosinātie sārnu metāla (Cs) atomārie stāvokļi ārējā elektriskajā lauka klātbūtnē, kā arī heteronukleāras divatomu molekulas NaRb singleta-tripleta komplekss, novērojot lāzera inducētas fluorescences (LIF) intensitātes sadalījumu no selektīvi ierosinātiem šo kompleksa rotāciju-vibrāciju līmeņiem, pielietojot skanējamos lāzerus.

Promocijas darba rezultātus var sadalīt četrās daļās: (a) līmeņu krustošanās signālu pētīšana ārējā elektriskajā laukā Cs atomos, pielietojot divpakāpju lāzera ierosmi; (b) izkārtošanās pārejas orientācijā novērojumi Cs atomos ārējā elektriskajā laukā; (c) elektriskā lauka sadalījuma kartēšana ar optiskām metodēm izmantojot Cs tvaiku LIF; (d) NaRb molekulas spektroskopija, izmantojot diožu lāzera starojumu.

Atomāro enerģijas līmeņu perturbāciju pētīšana ārējā elektriskajā vai magnētiskajā laukā klātbūtnē ir svarīga metode atomu spektroskopijā. It īpaši gadījumā, kad šo lauku iedarbības rezultātā supersīkstruktūras līmeņi F sašķeļas un magnētiskie apakšlīmeņi m_F krustojas. Metode, kas izmanto šo līmeņu krustošanos, nolūkā pētīt atomārās sistēmas, saucas ***līmeņu krustošanās spektroskopija***. Tā tika lietota atomu fizikā vēl pat pirms lāzeru parādīšanās [2, 3]. Šie pētījumi, tomēr, aprobežojās tikai ar rezonanses pārejām atomos, kuras bija iespējams ierosināt izmantojot intensīvas dobā katoda vai mikroviļņu atomāras rezonanses lampas. Skanējamo lāzeru parādīšanās stipri paplašināja līmeņu krustošanās spektroskopijas iespējas – varēja pētīt augsti ierosinātus stāvokļus atomos ārējā elektriskajā laukā, pielietojot divpakāpju ierosmi [4-6].

Līmeņu krustošanās spektroskopija elektriskajā laukā izmantota ne tik plaši kā līmeņu krustošanās spektroskopija magnētiskajā laukā. Tas ir saistīts galvenokārt ar to, ka homogēnu elektrisko lauku ir grūtāk radīt un mērīt nekā magnētisko lauku, kas izraisa salīdzināmu magnētisko apakšlīmeņu sašķelšanos. Eksistē neliels publikāciju skaits [7-9], kur ir pētītas līmeņu krustošanās atomos elektriskajā laukā, pielietojot vienkāpju ierosmi, kamēr, supersīkstruktūras līmeņu F magnētisko apakšlīmeņu m_F krustošanās elektriskajā laukā atomos pie divpakāpju vai daudzpakāpju lāzera ierosmes eksperimentāli līdz šim nav novērotas.

Leņķiskā momenta sadalījuma simetrijas sagraušanas pētīšana elektriskajā laukā atomos izraisa lielu interesi sekojošu apstākļu dēļ. Tā varētu būt kā fona signāls dažādos elektrona elektriskā dipola momenta (EDM) meklējumos atomārās vai molekulārās sistēmās

[10,11]. Vislabākā eksperimentālā precizitāte elektrona EDM mērījumiem ir sasniegta, meklējot atomāra ansambļa leņķiskā momenta sadalījuma nelielas precesijas ap ārējo elektrisko lauku [12]. Dažādas sarežģītas eksperimentālas metodes tika izmantotas, lai izvairītos no leņķiskā momenta precesijas, kam par iemeslu nav EDM. Viena no tādām parādībām, kas deformē atomāro un molekulāro leņķiskā momenta sadalījumu sadursmju vai elektriskā un magnētiskā lauka iedarbības dēļ ir *izkārtošanās pāreja orientācijā* (IPO).

Simetrijas apsvēruma dēļ ierosme ar lineāri polarizētu gaismu var izraisīt atomu leņķiskā momenta *izkārtošanos*, bet nevar izraisīt leņķiskā momenta *orientāciju* [13]. Tomēr, šie stingrie simetrijas noteikumi var nebūt spēkā ārēju perturbāciju dēļ, kā, anizotropas sadursmes vai magnētiskais un elektriskais lauks. Izkārtota atomu ansambļa cilindriskas simetrijas sagraušana ārējo iedarbību dēļ tika pētīta eksperimentāli un teorētiski jau 1960-os gados, sākot ar darbiem [14-17]. Pašos pirmajos teorētiskajos darbos tika apskatītas iespējas radīt izkārtošanās pāreju orientācijā (IPO) atomos ar magnētiskā lauka gradientu [14] vai ar anizotropām sadursmēm [15, 16]. Vēlāk, teorētiski tika parādīts [18-21], ka IPO var arī izraisīt ar ārējo elektrisko lauku bez magnētiska lauka vai sadursmju iedarbības, kad sākotnēja izkārtošana nav perpendikulāra vai paralēla elektriskā lauka virzienam. Līdz šim, IPO atomos ārējā elektriskajā laukā eksperimentāli nav novērota.

Lāzera inducētas fluorescences intensitātes atkarība no ārēja elektriskajā lauka augsti ierosinātos atomāros stāvokļos var tikt izmantota *elektriskā lauka sadalījuma kartēšanā ar optiskām metodēm*. Pirmais Štarka spektroskopijas pielietojums elektriskā lauka sadalījuma kartēšanai tika veikts darbā [22]. Darbā [23] tika demonstrēts, kā, izmantojot Štarka efektu, var sasniegt augstu precizitāti elektriskā lauka intensitātes mērījumos. Neskatoties uz lielo pielietojumu skaitu, kur elektriskā lauka sadalījuma kartēšana būtu derīga, praktiskais Štarka efekta pielietojums elektriskā lauka mērīšanai ir ierobežots ar lauku mērīšanu plazmā krāsniņš pie lielām temperatūrām. Viena no nesen piedāvātajām elektriskā lauka mērīšanas metodēm [24] balstās uz NaRb molekulas $B^1\Pi \rightarrow X^1\Sigma$ pārejas lāzera inducētas fluorescences polarizācijas atkarību no elektriskā lauka.

Šajā darbā tika pētīta iespēja izmantot Cs tvaikus elektriskā lauka sadalījuma kartēšanai ar optiskām metodēm. Atomāra cēzija tvaiku izmantošanai ir sekojošas priekšrocības: pietiekošs spiediens pie zemām temperatūrām, iespēja realizēt metodi izmantojot tikai diožu lāzeri, iespēja atdalīt fluorescenci no izkliedētās gaismas, izmantojot interferences filtrus. Šī metode var tikt izmantota dažādos pielietojumos, piemēram, elektronisku shēmu testēšanai.

Pēdējā laikā lielu interesi izraisa ultra-auksto (ar translācijas temperatūru mazāku nekā 1 mK) polāro molekulu iegūšana. Galvenā motivācija ir iespēja tās kontrolēt un manipulēt ar ārējo elektrisko lauku. Heteronukleāras sārnu metālu molekulas ir labi kandidāti, jo tām piemīt liels elektriskā dipola moments. Ultra-auksto molekulu veidošanas ir būtiska: molekulārās Boze-Einšteina kondensāta pētīšanā; fundamentālo teoriju testēšanā, piemēram, elektrona elektriskā dipola momenta meklējumos [25, 26]; kvantu skaitļošanā, izmantojot izkārtotus molekulāros dipolus, kā q-bitus [27].

Veiksmīgi ir iegūtas sekojošas ultra-aukstas heteronukleāras divatomu molekulas – NaLi [28], KRb [29-31], NaCs [32], NaRb [33-35], and RbCs [36]. Tām ir raksturīga lēna translācijas kustība, atrodoties augsti ierosinātos rotāciju-vibrāciju līmeņos. Tālākais progress ultra-auksto sārnu metālu heteronukleāro molekulu veidošanā saistīts ar mērķi iegūt molekulas, kuras atrodas pamatstāvoklī $v=0$, $J=0$ līmenī. To var realizēt izmantojot, piemēram, stimulētas Ramana pārejas caur starplīmeņiem, kuri pieder stipri sajauktam singleta-tripleta $A^1\Sigma^+ - b^3\Pi$ kompleksam. Šo metodi piedāvāja Stwalley [37]. Tādējādi, dati par stipri sajaukto $A^1\Sigma^+ - b^3\Pi$ kompleksu ir nepieciešami, lai plānotu šāda tipa eksperimentus.

Lāzera inducētas fluorescences relatīvais intensitāšu sadalījums no stāvokļu $A^1\Sigma^+ - b^3\Pi$ kompleksa, kas ir pilnīgi sajaukts spin-orbitālās mijiedarbības dēļ, ir daudz mazāk atkarīgs no perturbācijām nekā termu enerģijas vērtības. Tādējādi, relatīvais intensitāšu sadalījums var tikt izmantots stipri sajaukto stāvokļu deperturbācijas analīzes veikšanai.

Pētījuma objekti

Šī promocijas darba pētījuma objekti ir **Cs** atoms un **NaRb** molekula.

Cs ir piemērots objekts mūsdienu aktuāliem pētījumiem: elektrona pastāvīgā elektriskā dipola momenta (EDM) meklējumos; pāriņas nesaglabāšanas meklējumos; Boze-Einšteina kondensāta iegūšana ar lāzeru dzesēšanas metodi; Zēmana koherences izpausmes testēšanai.

NaRb ir perspektīvs objekts ultra-aukstu heteronukleāru divatomu molekulu veidošanā.

Šajā promocijas darbā tika izvirzīti sekojoši **uzdevumi**:

1. Pētīt Cs atoma (nD) stāvokļus, novērojot supersīkstruktūras komponentu magnētisko apakšlīmeņu m_F krustošanās rezonanses ārējā elektriskajā laukā pie divpakāpju ierosmes. Iegūt tenzora polarizējamības un supersīkstruktūras konstanšu vērtības šiem līmeņiem.
2. Novērot izkārtošanās pāreju orientācijā Cs atoma (nD) stāvokļos ārējā elektriskajā laukā, bez magnētiska lauka vai sadursmju iedarbības.
3. Izpētīt iespējas pielietot līmeņu krustošanās signāla izmaiņas elektriskā lauka kartēšanai ar optiskām metodēm (reģistrējot lāzera inducēto fluorescenci).
4. Pētīt NaRb molekulas $A^1\Sigma^+ - b^3\Pi$ kompleksu, ierosinot ar diožu lāzera starojumu un analizējot lāzera inducētās fluorescences intensitāšu sadalījumu.

Publikācijas

Šo uzdevumu izpildei tika veikti eksperimenti, kuru rezultāti ir atspoguļoti promocijas darbā iekļautajās publikācijās [dis1-dis5]:

- [dis1] **A. Jarmola**, M. Tamanis, R. Ferber, E.A. Pazyuk, A.V. Stolyarov, *LIF intensity distribution as a deperturbation tool: application to the fully-mixed $A^1S^+ - b^3P$ complex of NaRb*, Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 95, 165–174 (2005).
- [dis2] M. Auzinsh, K. Blushs, R. Ferber, F. Gahbauer, **A. Jarmola**, M. Tamanis, *Electric field induced hyperfine level-crossings in (nD)Cs at two-step laser excitation: Experiment and theory*, Optics Communications 264, 333–341 (2006).
- [dis3] Marcis Auzinsh, Kaspars Blushs, Ruvins Ferber, Florian Gahbauer, **Andrey Jarmola**, and Maris Tamanis, *Electric-Field-Induced Symmetry Breaking of Angular Momentum Distribution in Atoms*, Physical Review Letters **97**, 043002 (2006)
- [dis4] M. Auzinsh, K. Blush, R. Ferber, F. Gahbauer, **A. Jarmola**, M. S. Safronova, U. I. Safronova, and M. Tamanis, *Level Crossing Spectroscopy of the 7, 9, and 10D_{5/2} states of ^{133}Cs and validation of relativistic many-body calculations of the polarizabilities and hyperfine constants*, Physical Review A 75, 022502 (2007).
- [dis5] M. Auzinsh, K. Blushs, R. Ferber, F. Gahbauer, **A. Jarmola**, and M. Tamanis, *Level-crossing spectroscopy of the 7, 9, and 10D states of Cs in an external electric field*, Proceedings of SPIE Vol. 6604, 66040F-1-5 (2007).

Konferences

Iegūtie rezultāti tika prezentēti vairākās konferencēs, kas ir atspoguļots sekojošās konferenču tēzēs:

- Ø R. Ferber, M. Tamanis, **A. Jarmola**, E.A. Pazyuk, A.V. Stolyarov, *High resolution near-infrared diode laser spectroscopy of NaRb*, The 17th Colloquium on High Resolution Molecular Spectroscopy (Nijmegen, The Netherlands, September 9 – 13, 2001), p. 79.
- Ø J. Alnis. M. Auzinsh, O. Docenko, **A. Jarmola**, M. Tamanis and R. Ferber, *Experiments on Electric Field Testing by Cs Atoms*, International workshop on Non-destructive electric field imaging and high-frequency plasma applications for nanoscale surface treatment, (Riga, Latvia, August 21 - 22, 2003), p. 20-21.
- Ø J. Alnis. M. Auzinsh, O. Docenko, **A. Jarmola**, M. Tamanis, R. Ferber, *Cesium atomic vapour as tracer gas for optical imaging of electric field*, 1st International Meeting on Applied Physics (Badajoz, Spain, October 13 - 18, 2003), p. 100.
- Ø **A. Jarmola**, J. Alnis. M. Auzinsh, O. Docenko, M. Tamanis and R. Ferber, *Electric field induced coherence destruction signals from the $(7,9)^2D_{3/2}$ levels of ^{133}Cs* , ECAMP 8 conference, (Rennes, France, July 6 - 10, 2004), vol. 2, p. 84.
- Ø **A. Jarmola**, J. Alnis. M. Auzinsh, O. Docenko, M. Tamanis and R. Ferber, *Atomic vapour as tracer gas for optical imaging of sub-micro scale spatial distribution of electric field*, 7th International Conference on Nanostructured Materials, (Wiesbaden, Germany, June 20 - 24, 2004), p. 33.
- Ø **A. Jarmola**, M. Auzinsh, K. Blushs, R. Ferber, F. Gahbauer and M. Tamanis, *Applications of Cesium Vapour as a Tracer Gas for Optical Imaging of Electric Fields*, International student conference on Development in Optics and Photonics (Riga, Latvia, April 30 – May 1, 2005), p. 34.
- Ø M. Auzinsh, K. Blushs, R. Ferber, F. Gahbauer, **A. Jarmola**, and M. Tamanis, *Electric Field Induced Level Crossing Resonances and Alignment-orientation Conversion in $nD_{3/2}$ Cs Atoms*, International conference on Lasers and Optics in Atomic, Molecular and Nanoscale Physics, (Riga, Latvia, June 9 - 11, 2005), p. 4.
- Ø M. Auzinsh, K. Blushs, R. Ferber, F. Gahbauer, **A. Jarmola**, and M. Tamanis, *Observation Of Stark Level Crossing Signals in $7^2D_{3/2}$ Cs Applying Two-Step Diode Laser Excitation*, 5th International Conference on Tunable Diode Laser Spectroscopy, (Florence, Italy, July 11 - 15, 2005), p. 101.
- Ø M. Auzinsh, K. Blushs, R. Ferber, F. Gahbauer, **A. Jarmola**, and M. Tamanis, *Electric Field Induced Alignment - Orientation Conversion in Cs Atoms at Diode Laser Excitation*,

- 5th International Conference on Tunable Diode Laser Spectroscopy, (Florence, Italy, July 11 - 15, 2005), p. 172.
- Ø M. Auzinsh, K. Blushs, R. Ferber, F. Gahbauer, **A. Jarmola** and M. Tamanis, *Stark level crossing signals in 7, 9, $10^2D_{3/2}$ Cs at two-step laser excitation*, 37th EGAS Conference (Dublin, Ireland, August 3 - 6, 2005), p. 127.
 - Ø M. Auzinsh, K. Blushs, R. Ferber, F. Gahbauer, **A. Jarmola** and M. Tamanis, *Observation of alignment-to-orientation conversion in the presence of an external electric field*, 37th EGAS Conference (Dublin, Ireland, August 3 - 6, 2005), p. 151.
 - Ø M. Auzinsh, K. Blushs, R. Ferber, F. Gahbauer, **A. Jarmola** and M. Tamanis, *Electric field induced Zeeman sublevel crossing resonances within hyperfine (nD)-manifold in cesium vapour*, 2nd Latvian Conference "Functional Materials and nanotechnologies" (Riga, Latvia, March 27 - 28, 2006), p. 8.
 - Ø M. Auzinsh, K. Blushs, R. Ferber, F. Gahbauer, **A. Jarmola** and M. Tamanis, *Alignment to orientation conversion in Cs in a pure electric field: experiment theory and applications*, 38th EGAS Conference (Ischia, Italy, June 7 - 10, 2006), p. 102.
 - Ø M. Auzinsh, K. Blushs, R. Ferber, F. Gahbauer, **A. Jarmola** and M. Tamanis, *Electric field induced hyperfine level crossing signals in 7, 9, $10^2D_{5/2}$ Cs at two-step laser excitation*, 38th EGAS Conference (Ischia, Italy, June 7 - 10, 2006), p. 177.
 - Ø M. Auzinsh, K. Blushs, R. Ferber, F. Gahbauer, **A. Jarmola** and M. Tamanis, *Electric field induced level crossing resonances within hyperfine (nD)-manifold in cesium vapour*, Advanced Optical Materials and Devices (Vilnius, Lithuania, August 27 - 30, 2006), p. 24.
 - Ø M. Auzinsh, K. Blushs, R. Ferber, F. Gahbauer, **A. Jarmola** and M. Tamanis, *Level-crossing spectroscopy of the 7, 9, and $10D$ states of Cs in an external electric field*, 14th International School on Quantum Electronics "Laser Physics and Applications 2006" (Sunny Beach, Bulgaria, September 18 - 22, 2006), p. 63.
 - Ø M. Auzinsh, K. Blushs, R. Ferber, F. Gahbauer, **A. Jarmola** and M. Tamanis, *Coherent effects in nD Cs: level crossing spectroscopy and alignment-to-orientation conversion*, Advances in Laser Spectroscopy: in Memory of Prof. Maris Jansons 1936-1997 (Riga, Latvia, September 28 - 29, 2006), p. 15.
 - Ø M. Auzinsh, K. Bluss, R. Ferber, F. Gahbauer, **A. Jarmola**, M. S. Safronova, U. I. Safronova, and M. Tamanis, *Hyperfine structure constants of the 7, 9, $10D_{5/2}$ states of cesium*, ECAMP9 Conference, (Crete, Greece, May 6 – 11, 2007), p. Th2-6
 - Ø M. Auzinsh, K. Bluss, R. Ferber, F. Gahbauer, **A. Jarmola**, M. S. Safronova, U. I. Safronova, and M. Tamanis, *Coherent effects in Cs (nD) states in the presence of an*

external electric field, CLEO/Europe-IQEC 2007 conference, (Munich, Germany, June 17 - 22, 2007), p. 110.

- Ø M. Auzinsh, K. Blushs, R. Ferber, F. Gahbauer, **A. Jarmola** and M. Tamanis, *Optical Non-Contact Electric Field Mapping by LIF in Cs vapor*, Frontiers in Optics 2007, Laser Science XXIII conference, (San Jose, California, USA, September 16 – 20, 2007)

2. Līmeņu krustošanās spektroskopija ārējā elektriskajā laukā Cs atomos

2.1 Līmeņu krustošanās metode

Līmeņu krustošanās metode ir viena no efektīvākajām un relatīvi vienkāršākajām spektroskopiskām metodēm atomāro līmeņu struktūras pētīšanai. Līmeņu krustošanās spektroskopijas pamatā ir fluorescences intensitātes, telpiskā sadalījuma vai polarizācijas īpašību izmaiņa, kad šie līmeņi tiek koherenti ierosināti un krustojas ārēja magnētiskā vai elektriskā lauka iedarbības dēļ.

Salīdzinot ar citām zem-Doplera metodēm, līmeņu krustošanās spektroskopijai ir dažādas eksperimentālas priekšrocības: samērā vienkāršs eksperimentālais iekārtojums, nav nepieciešami lāzeri ar šaurām spektrālām līnijām, eksperimentus var veikt vienkāršās piesātināto tvaiku šūnās, neizmantojot atomu kūļu iekārtas. Šīs metodes galvenais trūkums ir absorbcijas kontūra izmaiņas ārēja lauka iedarbības dēļ. Lāzera starojuma spektrālajam platumam jābūt pietiekoši lielam, lai nodrošinātu visu magnētisko apakšlīmeņu ierosmi neatkarīgi no lauka intensitātes.

Atomāro īpašību pētīšanai līmeņu krustošanās spektroskopija elektriskajā laukā izmantota ne tik plaši kā līmeņu krustošanās spektroskopija magnētiskajā laukā. Tas ir saistīts galvenokārt ar to, ka homogēnu elektrisko lauku ir grūtāk radīt un mērīt nekā magnētisko lauku, kas izraisa salīdzināmu magnētisko apakšlīmeņu sašķelšanos.

Pirmo reizi supersīkstruktūras komponentu magnētisko apakšlīmeņu (m_F) krustošanos ārējā elektriskajā laukā eksperimentāli novēroja 1966. gadā A. Khadjavi un citi [7]. Šai darbā Štarka efekts tiks pētīts otrajos ierosinātos stāvokļos sārnu metālu atomos – $^{85,87}\text{Rb}(6P_{3/2})$ un $^{133}\text{Cs}(7P_{3/2})$, ierosmei izmantojot gāzes izlādes lampas rezonanses starojumu. Skanējot elektrisko lauku, fluorescencē no ierosinātajiem stāvokļiem tika novēroti rezonanses signāli pie elektriskā lauka vērtībām, pie kurām notiek magnētisko apakšlīmeņu krustošanās. Šī metode tika izmantota, lai noteiktu tenzora polarizējamības α_2 augšminētiem stāvokļiem [8], kā arī $^{39}\text{K}(5P_{3/2})$ stāvoklim [9].

Šajā promocijas darbā [dis2, dis4] tiek eksperimentāli pētīti un teorētiski aprakstīti supersīkstruktūras magnētisko apakšlīmeņu m_F krustošanās rezonanses signāli ārējā elektriskajā laukā pie divpakāpju nD stāvokļu ierosmes Cs atomos. Tika noteiktas tenzora polarizējamības a_2 $nD_{3/2}$ stāvokļiem un supersīkstruktūras konstantes A $nD_{5/2}$ stāvokļiem, kur $n = 7, 9$ un 10 .

2.2 Štarka efekta teorija

Atoma mijiedarbību ar pastāvīgu homogēnu elektrisko lauku E var aprakstīt ar operatoru:

$$V = -E \cdot \mathbf{P} , \quad (2.1)$$

kur $\mathbf{P} = e \sum_i \mathbf{r}_i$ elektriskā dipola moments. Tā kā \mathbf{r} satur nenulles matricas elementus tikai stāvokļiem ar pretējo paritāti, tad vidējā V vērtība jebkuras paritātes īpašstāvokļiem tuvojas nullei. Tādēļ, enerģijas izmaiņas stāvoklim f var izteikt ar otrās kārtas perturbācijas formulu:

$$\Delta E(f) = \langle f | \sum_i \frac{E \cdot \mathbf{P} | i \rangle \langle i | E \cdot \mathbf{P} | f \rangle}{E(f) - E(i)} | f \rangle = \langle f | \mathbf{H}' | f \rangle , \quad (2.2)$$

kur summēšana notiek pa visiem atoma starpstāvokļiem i . No (2.2) izriet, ka enerģijas nobīde ir atkarīga no efektīvā Hamiltoniāna \mathbf{H}' diagonāliem matricas elementiem. Izmantojot sfērisko tenzoru algebru [8, 9], var parādīt, ka stāvoklim ar leņķisko momentu J un elektrisko lauku vērstu gar z asi efektīvais Hamiltoniāns ir:

$$\mathbf{H}' = -\frac{1}{2} \alpha_0 E_z^2 - \frac{1}{2} \alpha_2 E_z^2 \frac{3J_z^2 - J(J+1)}{J(2J-1)} , \quad (2.3)$$

kur α_0 un α_2 ir atoma skalāra un tenzora polarizējamības attiecīgi.

Efektīvo Hamiltoniānu var uzskatīt kā pirmās kārtas perturbāciju atomāra stāvokļa J apakšlīmeņiem. Tā kā atomārie apakšlīmeņi perturbēti arī ar mijiedarbības \mathbf{H}_{hfs} dēļ starp elektroniem un atoma kodolu, tad atoma enerģijas un īpašstāvokļi ir Hamiltona operatora \mathbf{H} īpašvērtības un īpašvektori:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{hfs} + \mathbf{H}' . \quad (2.4)$$

Supersīkstruktūras mijiedarbību \mathbf{H}_{hfs} pietiekoši precīzi var izteikt ar caur magnētiskā dipola un elektriskā kvadrupola konstantēm A un B :

$$\mathbf{H}_{hfs} = A \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} + B \frac{3(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})^2 + 3/2(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)} . \quad (2.5)$$

Diagonalizējot (2.4), var ignorēt efektīvā Hamiltoniāna \mathbf{H}' skalāro komponenti tā, ka tā vienkārši izsauc visu multipletā līmeņu enerģijas nobīdi par vienu un to pašu lielumu.

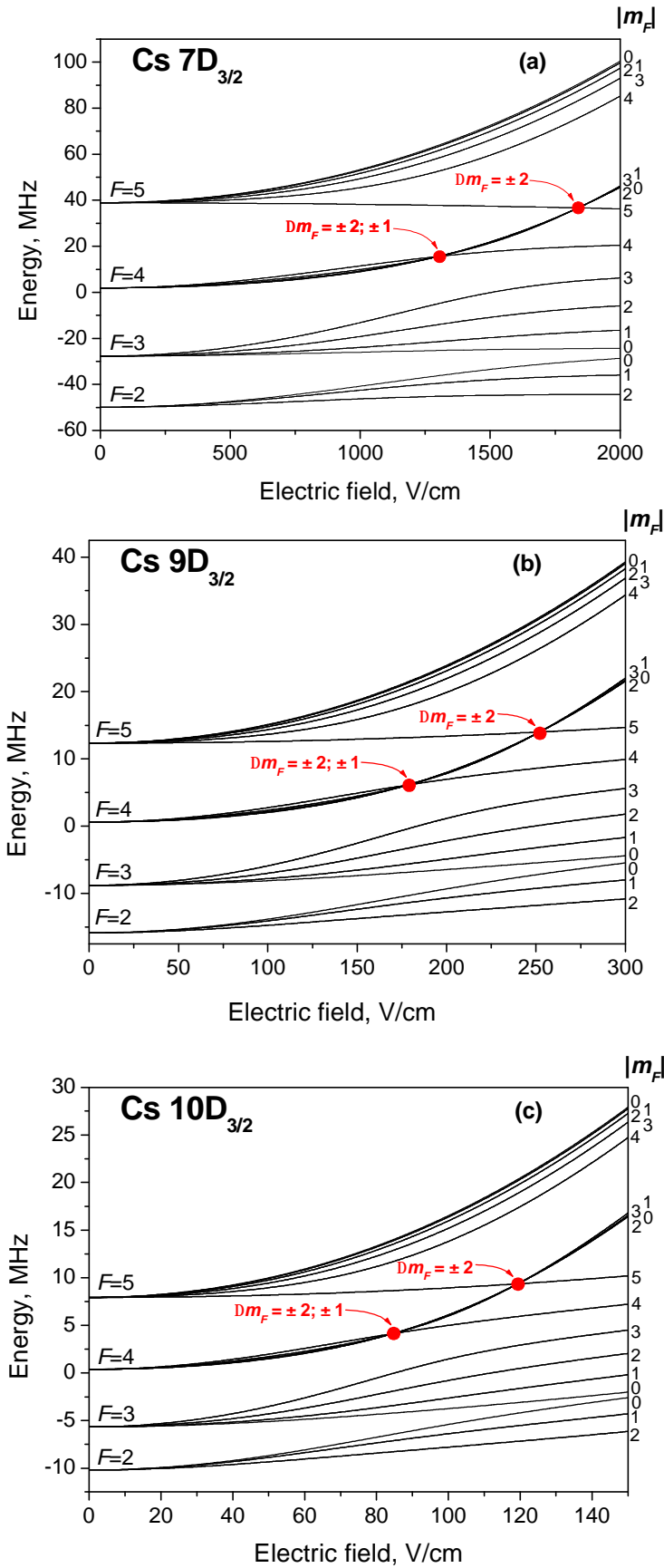
2.3 $nD_{3/2}$ stāvokļi: tenzora polarizējamība [dis2]

2.3.1 Supersīkstruktūras līmeņu sašķelšanās ārējā elektriskajā laukā Cs $nD_{3/2}$ stāvokļos

Cēzijam ir tikai viens dabā sastopams stabilais izotops ^{133}Cs ar kodola spinu $I = 7/2$. Supersīkstruktūras mijiedarbības dēļ Cs pamatstāvoklis $6S_{1/2}$ sašķēļas divās supersīkstruktūras (sss) komponentēs ar pilnā leņķiskā momenta kvantu skaitļiem $F_g = 3$ un $F_g = 4$. Sašķelšanās starp Cs pamatstāvokļa sss komponentēm ir apmēram 9 GHz. Ierosinātie $nP_{3/2}$ un $nD_{3/2}$ stāvokļi sastāv no četrām sss komponentēm ar $F_e = 2, 3, 4$ un 5 . Sašķelšanās starp Cs $6P_{3/2}$ stāvokļa sss komponentēm ir ar kārtu daži simti MHz (sk. 2.3. zīm.), $7D_{3/2}$ stāvoklim ir daži desmiti MHz, bet 9 un $10D_{3/2}$ stāvokļiem attālums starp sss komponentēm ir tikai daži MHz. Elektriskajā laukā katra sss komponente F sašķēļas $F + 1$ magnētiskos apakšlīmeņos m_F , kuri var krustoties pie dažādām elektriskā lauka vērtībām.

Lai paredzētu elektriskā lauka vērtības, pie kurām notiek sss magnētisko apakšlīmeņu m_F krustošanās (rezonansu pozīcijas novērojamas fluorescencē) ir nepieciešams izrēķināt sss enerģijas līmeņu sašķelšanās diagrammu elektriskajā laukā. 2.1. zīmējumā ir attēlotas tādas diagrammas 7, 9, un 10 $D_{3/2}$ stāvokļiem Cs atomam, kuras ir izrēķinātas diagonalizējot Hamiltoniānu (2.4), kurš iekļauj supersīkstruktūras un Štarka mijiedarbību nesaistītajā bāzē. Lai aprēķinātu šo Hamiltoniānu, tika izmantotas tenzora polarizējamības α_2 teorētiskās vērtības no Wijngaarden et al. raksta [39] (sk. 2.1. tabulu) un sss konstantes A eksperimentālās vērtības no Arimondo et al. [40] apskata raksta, $A = 7.4(2)$ MHz $7D_{3/2}$ stāvoklim iegūts [40], $A = 2.35(4)$ MHz $9D_{3/2}$ stāvoklim un $A = 1.51(2)$ MHz $10D_{3/2}$ stāvoklim, kuri tika iegūti [41, 42]. Literatūrā nav nekādas informācijas par sss mijiedarbības B konstantes vērtībām šiem stāvokļiem un pieņemts, ka tās ir niecīgi mazas, ļoti mazas Cs kvadrupola momenta dēļ.

No 2.1. zīmējuma ir redzams, ka magnētisko apakšlīmeņu krustošanās Cs atomā $nD_{3/2}$ stāvokļos notiek pie divām elektriskā lauka vērtībām: viens krustojums ar $\Delta m_F = \pm 2$ un $\Delta m_F = \pm 1$ notiek starp magnētiskiem apakšlīmeņiem, kuri pieder sss komponentei $F = 4$, un otrs starp magnētiskiem apakšlīmeņiem $m_F = \pm 3$ no $F = 4$ komponentes un $m_F = \pm 5$ no $F = 5$ komponentes. Ja atomi ir ierosināti ar lineāri polarizētu gaismu un tiek novērota lineāri polarizēta fluorescence, tad pie elektriskā lauka vērtībām, kas atbilst līmeņu krustošanās pozīcijām ar $\Delta m_F = \pm 2$, ir sagaidāmi rezonanses signāli fluorescencē.



2.1. zīm. Supersīkstruktūras līmeņu sašķelšanās diagramma ārējā elektriskajā laukā (a) $7D_{3/2}$, (b) $9D_{3/2}$, un (c) $10D_{3/2}$ stāvoklī Cs atomos.

2.3.2 Eksperiments

Eksperimenti tika veikti cēzija tvaikos stikla šūnās, istabas temperatūrā. Elektriskais lauks tika radīts ar caurspīdīgiem paralēliem Štarka elektrodiem, kuri tika iekausēti cēzija šūniņā (sk. 2.2. zīm.). Elektrodi ir divas stikla plāksnītes, uz kurām ir uzputināts indiņa-alvas oksīds. Elektrodi ir viens no otra atdalīti ar diviem keramiskiem stienīšiem, kuru diametrs ir 2.5 mm.

Lai ierosinātu cēzija atoma 7, 9 un $10D_{3/2}$ stāvokļus no pamatstāvokļa $6S_{1/2}$, tiek pielietota divpakāpju lāzera ierosme (sk. 2.3. zīm.). Pirmajā ierosmes pakāpē $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ atomi tika ierosināti ar lineāri polarizētu diožu lāzera starojumu (LD-0850-100sm lāzera diode) ar polarizācijas vektoru \mathbf{E}_1 paralēli ārējā elektriskā lauka \mathbf{E} virzienam ($\mathbf{E}_1 \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{z}$, sk. 2.4. zīm.). Otrajā ierosmes pakāpē, lai izraisītu $6P_{3/2} \rightarrow nD_{3/2}$ pāreju tika pielietoti vai nu diožu lāzera starojums (Hitachi HL6738MG lāzera diode), ja $n = 7$, vai Coherent CR699-21 krāsvielu lāzera starojums ar Rhodamine 6G krāsvielu, ja $n = 9$ un 10. Otrā lāzera starojums tika vērsts pretī pirmajam un polarizēts \mathbf{E}_2 perpendikulāri elektriskā lauka \mathbf{E} virzienam ($\mathbf{E}_2 \parallel \mathbf{y}$). Lāzeru staru diametri mijiedarbības apgabalā ir apmēram 1 mm. Lai izvairītos no optiskās pumpēšanas, tika izmantoti neitrālie filtri. Diožu lāzeru jauda nepārsniedza 3mW un krāsvielu lāzera jauda nebija lielāka par 10mW. Eksperimentālas iekārtas shēma ir parādīta 2.5 zīmējumā.

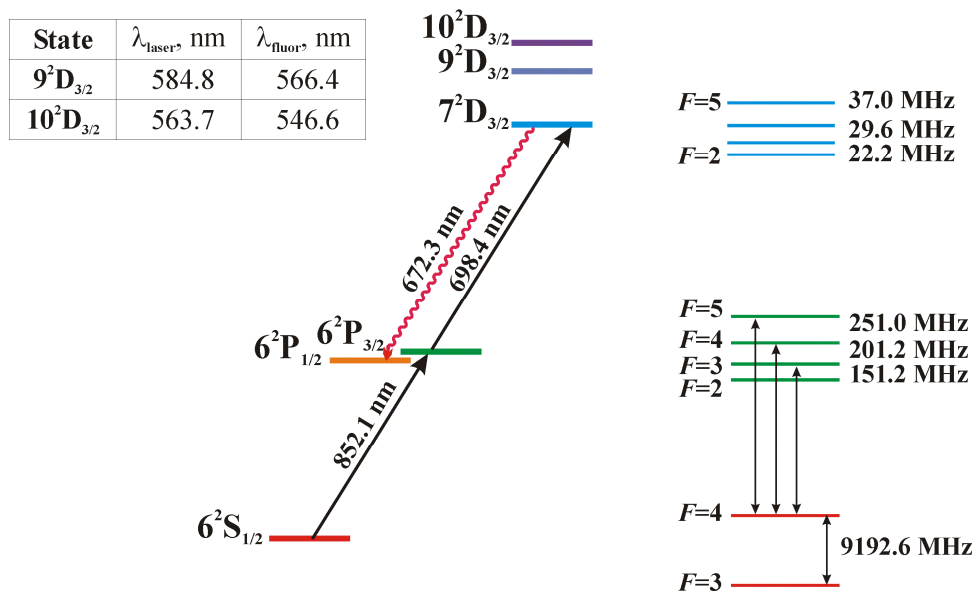


2.2. zīm. Stikla šūna ar elektrodiem un cēzija tvaikiem.

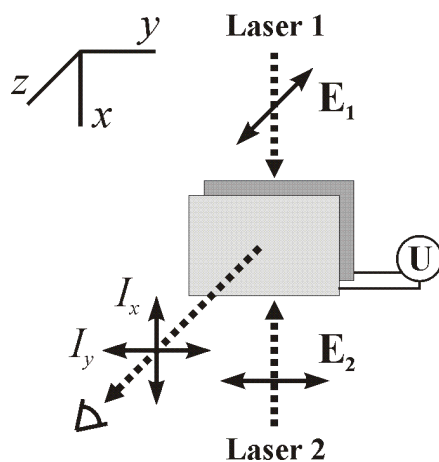
Abi divi diožu lāzeri tika konstruēti, kā diožu lāzeri ar ārējo rezonatoru Littrow konfigurācijā. Pirmā lāzera stabilizēšanai tika izmantoti: temperatūras kontrolieris Thorlabs TEC 2000 un lāzera diodes kontrolieris Thorlabs LDC 500. Otrā diožu lāzera stabilizēšanai tika lietoti paštaisīti kontrolieri, kuri tika samontēti uz Thorlabs shēmas plates TCM1000T un LD1255 bāzes temperatūras un strāvas stabilizācijai, attiecīgi. Lāzera diodes tipiskie darba temperatūras un strāvas lielumi bija diapazonā no 20 °C līdz 25 °C un no 60 mA līdz 80 mA.

Tā kā absorbcijas kontūrs atomārām pārejām mainās ar elektrisko lauku, tad abu lāzeru spektrālās līnijas kontūram jābūt pietiekoši platam, lai nodrošinātu ka visi magnētiskie apakšlīmeņi absorbē lāzera starojumu neatkarīgi no elektriskā lauka vērtībām. Ierosinošā lāzera spektrālās līnijas platais kontūrs nodrošina stabilu fluorescences signālu no

ierosinātiem stāvokļiem, it īpaši kad tiek izmantota divpakāpju ierosme. Tajā pašā laikā pirmā lāzera starojumam jābūt pietiekoši šauram lai izšķirtu divas pamatstāvokļa supersīkstruktūras komponentes. Lai efektīvāk ierosinātu $nD_{3/2}$ stāvokļa tās sss komponentes, kuras satur līmeņu krustošanos ($F_f = 4$, $F_f = 5$) un izvairītos vai samazinātu to sss komponentu ierosmi, kuras nesatur līmeņu krustošanos, un tādēļ dod ieguldījumu tikai fonam, atomi tika ierosināti no pamatstāvokļa $F_g = 4$ sss komponentes.



2.3. zīm. Cēzija atoma enerģētisko līmeņu shēma: ierosmē un novērošanā $nD_{3/2}$ stāvokļiem.



2.4. zīm. Eksperimenta ģeometrija.

Spektrālās līnijas platums mūsu diožu lāzeriem ar ārējo rezonatoru ir ar kārtu 10-20 MHz, kas ir pārāk maz, lai vienlaicīgi ierosinātu visus magnētiskos apakšlīmeņus. Tomēr, pirmās pakāpes diožu lāzeram tika atrasts tāds darba režīms, kad rezonances fluorescences intensitāte, novērojot ar CCD kameru, ir ļoti stabila laikā. Pētot diožu lāzera starojuma spektru, kad lāzers ģenerē šajā darbā režīmā, izmantojot spektra analizatoru TROPEL Model

240 ar 7.5 GHz brīvo spektrālo diapazonu (free spectral range), tika novērotas papildus divas, aptuveni 1 GHz platas līnijas, kuras izvietotas simetriski ap šauru centrālo līniju. Viena no šīm platajām līnijām tika izmantota, lai iegūtu stabilāku fluorescences signālu. Lai paplašinātu otrā lāzera līnijas platumu, tā starojuma frekvence tika skanēta 1GHz spektrālajā diapazonā, uzliekot pjezoelektriskajam kristālam, kas bīda difrakcijas režģi, zāģveidīgu signālu, kura frekvence ir daži desmiti Hz.

Padodot augstspriegumu uz Štarka elektrodiem, eksperimenta gaitā dažreiz tika novērotā neliela, dažu mA, strāva. Tas notiek dēļ cēzija atomārā slāņa kondensācijas uz elektrodiem un keramiskiem stienīšiem. Lai izvairītos no šīs strāvas, šūniņa tika ievietota krāsniņā un turēta dažus grādus virs istabas temperatūras, kas ir tuvu cēzija kušanas temperatūrai 28 °C.

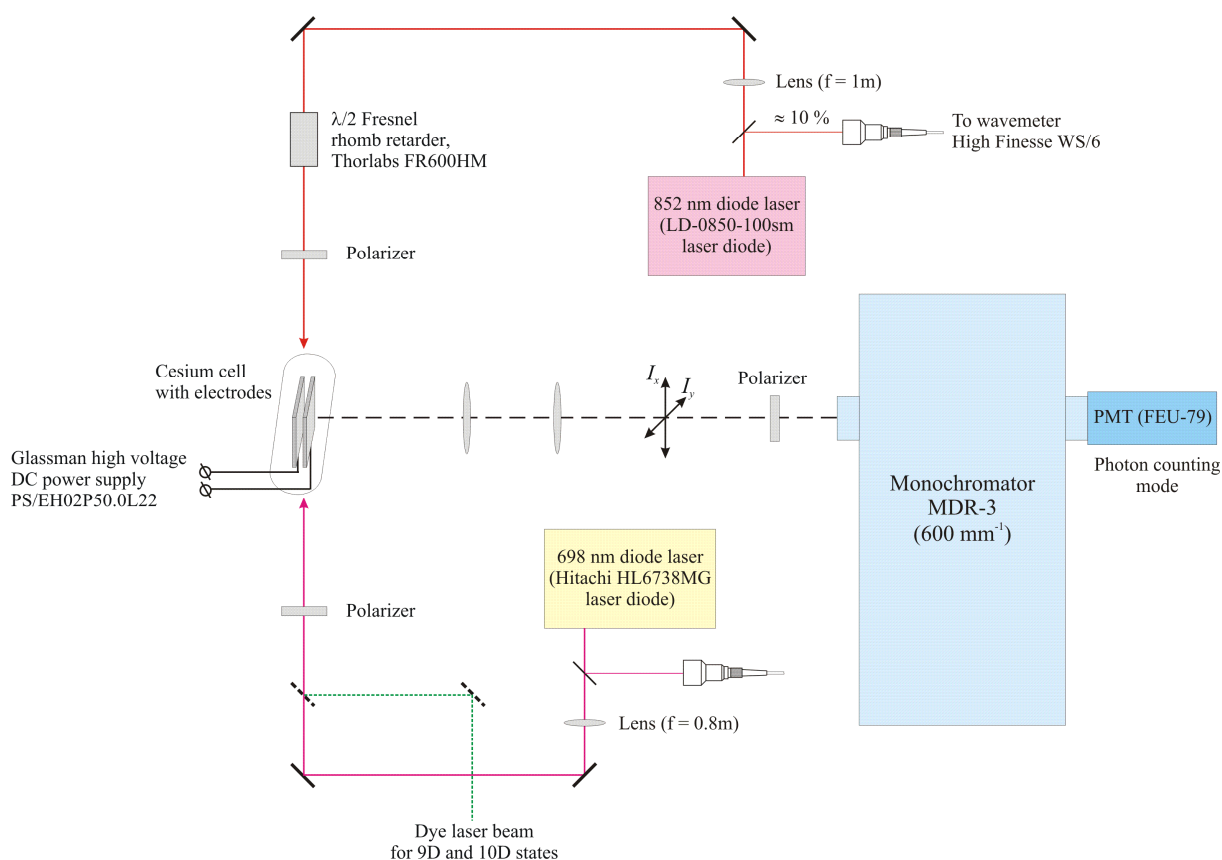


Fig. 2.5. Eksperimenta shēma.

Lāzera inducētā fluorescence (LIF) no $nD_{3/2}$ stāvokļiem uz $6P_{1/2}$ stāvokli tika novērota gar elektriskā lauka virzienu. Eksperimentāli tika pētīta LIF komponentu intensitāšu I_x un I_y (kuras ir polarizētas perpendikulāri un paralēli \mathbf{E}_2 , attiecīgi, sk. 2.4. zīm.) atkarība no elektriskā lauka intensitātes. LIF ar divu lēcu sistēmu tika fokusēta uz MDR-3 monohromatora ieejas spraugu. Signāls tika reģistrēts ar fotoelektronisko pavairotāju FEU-79

fotonu skaitīšanas režīmā. Eksperimentā laikā spriegums starp elektrodiem tika skanēts nepārtraukti, augot līdz tā maksimālai vērtībai un pēc tam krītot līdz tā minimālai vērtībai ar periodu 200s. Fotonu skaits tika krāts 1 sekunžu laika intervālā un, kopā ar spriegumu uz elektrodiem, tika ierakstīts datorā. Fluorescences atkarība no elektriskā lauka ir parādīta 2.6.-2.8. zīmējumos un reprezentē eksperimentālos signālus, kas ir iegūti pēc vairāku desmitu skanējumu vidējošanas.

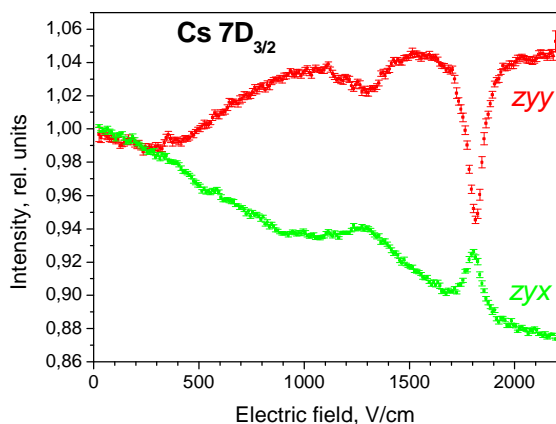
2.3.3 Rezultāti un analīze

Līmeņu krustošanās signāli Cs atoma $7D_{3/2}$, $9D_{3/2}$ un $10D_{3/2}$ stāvokļiem ir parādīti 2.6. un 2.7. zīmējumos, kur LIF relatīvā intensitāte attēlota kā funkcija no elektriskā laukā intensitātes. Eksperimentāli iegūtie signāli atbilst punktiem, bet simulācijas – nepārtrauktām līnijām. Simulācijas pamatā ir teorētiskais modelis, kas ir izstrādāts un detalizēti aprakstīts darbā [dis2]. Doti signāli divām dažādam eksperimentālam ģeometrijām, kuri ir apzīmēti kā zyx un zyy , kur pirmais un otrais burts z un y apzīmē polarizācijas virzienu pirmajam un otrajam lāzerim $\mathbf{E}_1||z$ un $\mathbf{E}_2||y$, un trešais burts x vai y norāda novērotās LIF polarizācijas virzienu (sk. 2.4. zīm.).

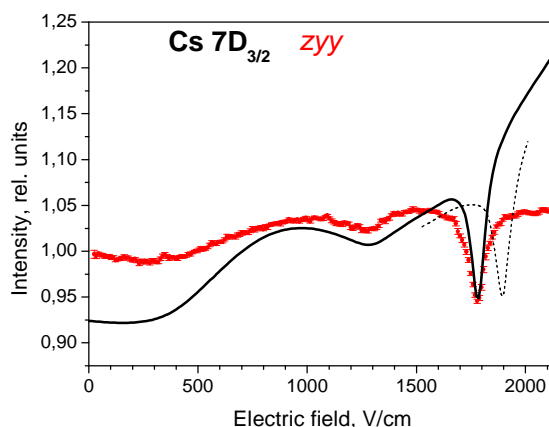
Līmeņu krustošanās signāli $nD_{3/2}$ stāvokļiem satur divas labi izteiktas rezonanses. Šo rezonansu pozīcijas atbilst elektriskā lauka vērtībām, pie kurām magnētiskie apažslīmeņi ar $\Delta m_F = \pm 2$ krustojas (sk. 2.1. zīm.). Līmeņu krustošanās pozīcijas noteiktam atomāram stāvoklim ir atkarīgas no tenzora polarizējamības a_2 un sss konstantes A vērtības (nD cēzija stāvokļiem sss konstante B ir niecīgi maza [40] un to var neņemt vērā). Tādā veidā, mērot rezonanses pozīciju, ir iespējams noteikt vai nu tenzora polarizējamību a_2 , vai sss konstanti A , gadījumā, ja viena no tām ir zināma. Cs atomam $nD_{3/2}$ stāvokļiem sss konstanšu A vērtības ir zināmas ar pietiekoši labu precizitāti, tas savukārt dod iespēju mērīt tenzora polarizējamības a_2 šiem stāvokļiem, izmantojot eksperimentāli iegūtas rezonanses pozīcijas.

Elektrisko lauku starp elektrodiem var noteikt, mērot elektrodiem pielikto spriegumu un attālumu starp tiem. Galvenais ieguldījums elektriskā lauka mērīšanas nenoteiktībā ir starpelektrodu attāluma mērījumu nenoteiktība. Mūsu eksperimentā, tomēr, bija iespēja nokalibrēt elektrisko lauku starp elektrodiem ar lielu precizitāti, salīdzina eksperimentāli iegūto un aprēķināto rezonanses signālu pozīciju $10D_{3/2}$ Cs stāvoklim (sk. 2.7.(b) zīm.). $10D_{3/2}$ stāvokļa tenzora polarizējamības a_2 eksperimentālā vērtība ir zināma ar bezprecedenta precizitāti $a_2 = 3.4012(36) \times 10^6 a_0^3$ [43] un kopā ar sss konstantes vērtību $A = 1.51(2)$ MHz var tikt izmantota, lai izrēķinātu teorētisko līkni. Salīdzinot rezonanses pozīcijas eksperimentāli iegūtai un izrēķinātai līknēm tika noteikts, ka elektriska lauka skalai jābūt

koriģētai par 2 %. Tas ilustrē precizitāti, ar kuru elektriskais lauks bija zināms pirms kalibrēšanas.

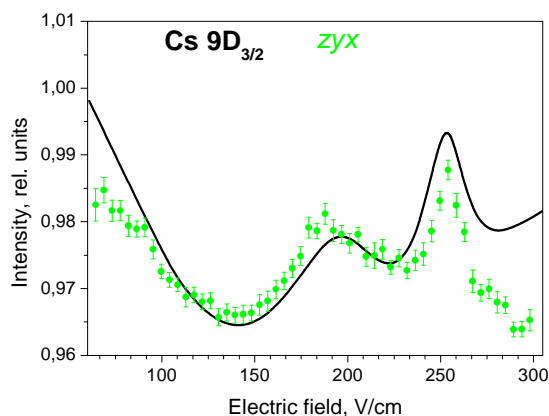


(a)

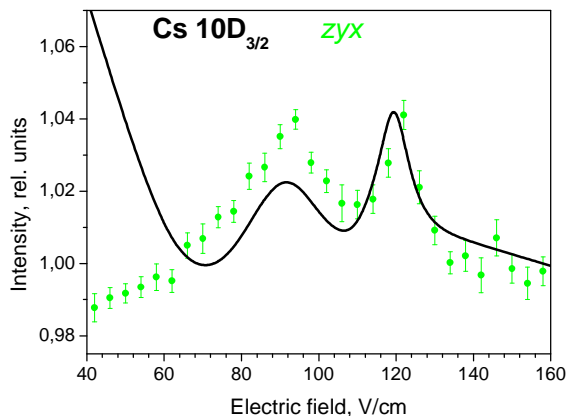


(b)

2.6. zīm. Fluorescences intensitāte atkarībā no elektriskā lauka intensitātes $7D_{3/2}$ Cs stāvoklim, (a) eksperimentālie rezultāti zyy un zyx ģeometrijām, (b) eksperiments un teorija zyy ģeometrijai. Punkti - mērījumi, nepārtraukta līnija - rēķini, raustīta līnija – rēķini, kur izmantota tenzora polarizējamība no [44].



(a)



(b)

2.7. zīm. Fluorescences intensitāte atkarībā no elektriskā lauka intensitātes (a) $9D_{3/2}$ un (b) $10D_{3/2}$ Cs stāvokļi, zyx ģeometrija. Punkti - mērījumi, nepārtraukta līnija - rēķini. $10D_{3/2}$ stāvoklim elektriskā lauka skala ir attēlota pirms kalibrēšanas.

Elektriskā lauka skala 2.6. un 2.7.(a) zīmējumos $7D_{3/2}$ un $9D_{3/2}$ stāvokļu līmeņu krustošanās signāliem tika koriģēta, izmantojot kalibrēšanas koeficientu, kas tika iegūts ar kalibrēšanas procedūru, pielietojot $10D_{3/2}$ stāvokļa līmeņu krustošanās signālu. Teorētiskās līknes tika rēķinātas izmantojot supersīkstruktūras konstanšu vērtības A no [40] un tenzora polarizējamības a_2 vērtības tika izvēlētas tā, lai izrēķinātās līmeņu krustošanās pozīcijas sakrīt ar eksperimentālajām. Lai ilustrētu šīs metodes precizitāti 2.6.(b) zīmējumā tika iekļauta līmeņu krustošanās rezonanses līkne (raustīta līnija), kura tiek izrēķināta, izmantojot agrāk

izmērīto a_2 vērtību [44]. $7D_{3/2}$ un $9D_{3/2}$ stāvokļu a_2 mērījumu rezultāti ir doti 2.1. tabulā un salīdzināti ar agrāk veiktiem citu autoru mērījumiem, kā arī ar teorētiskiem rēķiniem. $9D_{3/2}$ stāvoklim eksperimentāli izmērīta tenzora polarizējamības vērtība kļūdu robežas sakrīt ar agrāk izmērīto un izrēķināto vērtību. Tomēr, $7D_{3/2}$ stāvoklim eksperimentāli iegūtā a_2 vērtība atšķiras no agrāk izmērītas vērtības par apmēram 15%.

Precizitāti, ar kuru var noteikt tenzora polarizējamību, visvairāk ir atkarīga no tā, cik precīzi ir zināma pētāma stāvokļa sss konstantes A vērtība un cik precīza ir elektriskā lauka kalibrēšana. Šo eksperimentu precizitāte ir nedaudz lielāka salīdzinājumā ar mērījumiem, kuri tika veikti agrāk tiem pašiem atomārajiem stāvokļiem (sk. 2.1. tabulu).

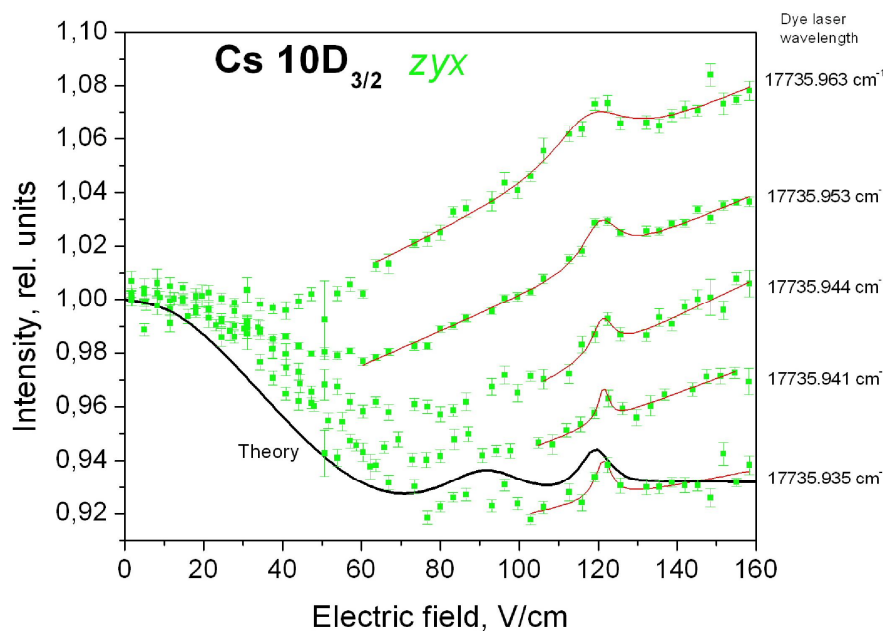
2.1. tabula. Eksperimentāli iegūtas tenzora polarizējamības vērtībās tiek salīdzinātas ar agrākiem eksperimentiem un teoriju.

Cēzija atomārais stāvoklis	Supersīkstruktūras konstante (MHz)	Tenzora polarizējamība α_2 (a_0^3)		
		Šis eksperiments	Agrākie eksperimenti	Teorija
$10D_{3/2}$	1.51(2) [40]	-	$3.4012(36) \times 10^6$ [43]	3.41×10^6 [39]
$9D_{3/2}$	2.35(4) [40]	$1.183(35) \cdot 10^6$	$1.258(60) \times 10^6$ [45]	1.19×10^6 [39]
$7D_{3/2}$	7.4(2) [40]	$7.45(20) \cdot 10^4$	$6.6(3) \times 10^4$ [44]	7.04×10^4 [39]

Teorētiski izrēķināto līniju neatbilstība eksperimentāli iegūtajiem signāliem pie elektriska lauka vērtībām tālu no līmeņu krustošanās var tikt izskaidrota sekojoši. Līmeņu krustošanas signāla forma ir ļoti jūtīga pret dažādiem parametriem, kuros nebija iespējas precīzi kontrolēt šajā eksperimentā, piemēram, abu lāzeru starojuma spektrālais platums un intensitāte, viļņa garuma izskaņošanas no precīzas atomāras pārejas un tml. Lai izrēķinātu līniju, kura precīzi apraksta eksperimentālo signālu ir nepieciešams aprēķināt šos parametrus pieskaņot, savukārt aprēķini, kuros ietilpst daudz parametru ir ārkārtīgi laika ietilpīgi. Tomēr, līmeņu krustošanās rezonanses pozīcijas nav atkarīgas no šiem parametriem (ac Štarka efekts irniecīgi mazs pie lietotās lāzera jaudas), bet ir atkarīgas tikai no atomāriem konstantiem α_2 un A . Lai iegūtu precīzas tenzora polarizējamības α_2 vērtības, bija pietiekami izmantot rēķinus, kuri labi apraksta eksperimentālo signālu tikai līmeņu krustošanās rezonanses tuvumā. Cs $nD_{5/2}$ stāvokļu gadījumā, kad vairs nav novērojamas labi izšķiramas līmeņu krustošanās rezonanses, ticamas atomāras konstantes vērtības var iegūt, ja izmanto aprēķinus, kuri precīzi apraksta eksperimentālo signālu visā elektriskā lauka diapazonā (sk. 2.4. nodaļu).

Lāzera viļņa garuma izskaņošanas ir parametrs, kas vissarežģītāk bija kontrolējams eksperimentā gaitā un kas izraisīja vislielākās izmaiņas līmeņu krustošanās signāla formā. 2.8. zīmējums ilustrē eksperimentāli iegūtu $10D_{3/2}$ Cs stāvokļa līmeņu krustošanas signāla atkarību

no otras pakāpes (krāsvielu) lāzera viļņa garuma izskaņošanas. Līmeņu krustošanās signāla formas izmaiņas nemaina līmeņu krustošanās rezonanses pozīciju.



2.8. zīm. Cs $10D_{3/2}$ stāvokļa līmeņu krustošanās signāla atkarība no lāzera viļņa garuma izskaņošanas. Elektriskā lauka skala nav nokalibrēta.

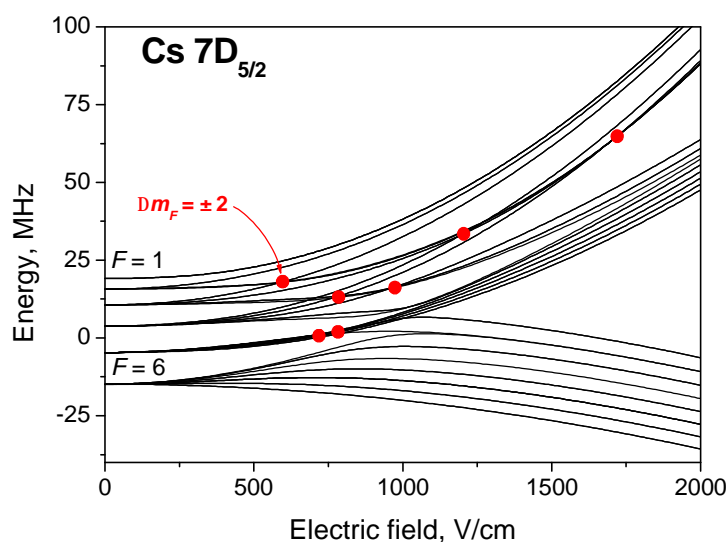
2.3.4 Secinājumi

1. Pirmo reizi tika novērotas supersīkstruktūras komponentu magnētisko apakšlīmeņu m_F krustošanās rezonanses ārējā elektriskajā laukā atomos pie divpakāpju ierosmes.
2. Eksperimentāli iegūtie līmeņu krustošanās signāli Cs 7, 9 un $10D_{3/2}$ stāvokļiem ir aprakstīti teorētiski, pielietojot korelācijas analīzi optiskiem Bloha vienādojumiem gadījumā, kad lāzers vienlaicīgi mijiedarbojas ar diviem lāzera laukiem ārējā elektriskajā laukā.
3. Tiek iegūtas jaunas tenzora polarizējamības vērtībās no līmeņu krustošanās signāliem Cs $7D_{3/2}$ un $9D_{3/2}$ stāvokļiem. Tiek izmantota elektriskā lauka kalibrēšana, kas balstās uz $10D_{3/2}$ stāvokļa mērījumiem.

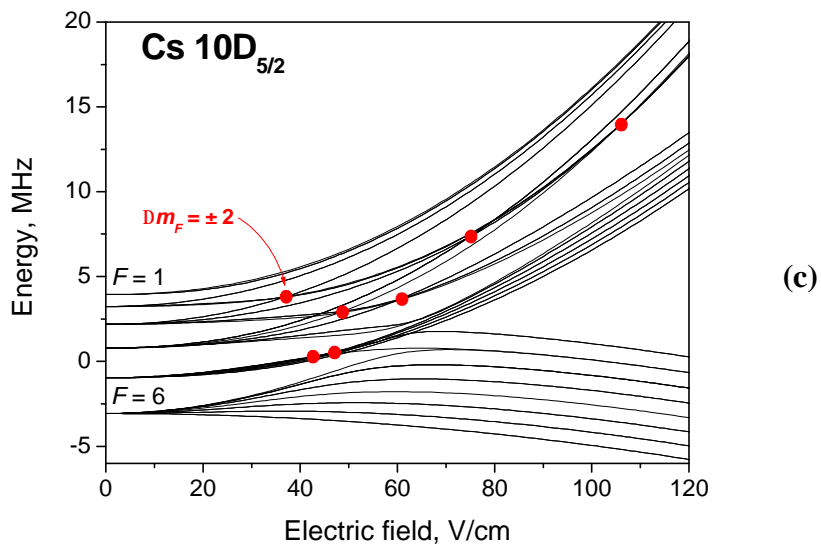
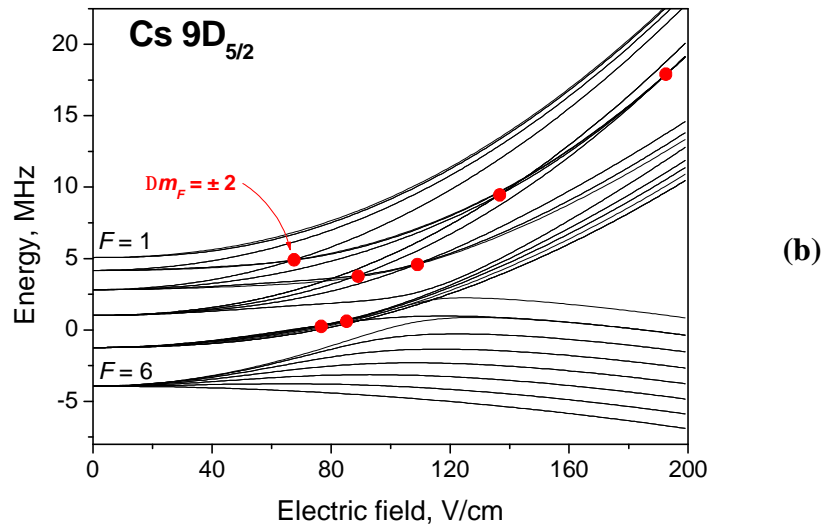
2.4 $nD_{5/2}$ stāvokļi: supersīkstruktūras konstantes [dis4]

2.4.1 Supersīkstruktūras līmeņu sašķelšanās ārējā elektriskajā laukā Cs $nD_{5/2}$ stāvokļos

$nD_{5/2}$ cēzija stāvokļiem ir sešas supersīkstruktūras (sss) komponentes ar pilnā leņķiskā momenta kvantu skaitļiem $F_f = 1, 2, 3, 4, 5$ un 6 . Sašķelšanās starp šīm komponentēm $7, 9$ un $10D_{5/2}$ stāvokļos ir ar kārtu daži MHz. Pieliekot ārējo elektrisko lauku, katra sss komponente F sašķeļas $F + 1$ magnētiskos apakšlīmeņos m_F (sk. 2.9. zīm.). Lai izrēķinātu supersīkstruktūras līmeņu sašķelšanās diagrammu ārējā elektriskajā laukā, tika izmantotas sekojošas eksperimentāli iegūtas tenzora polarizējamības α_2 un sss konstanšu A vērtības: $\alpha_2 = 1.29(4) \times 10^5 a_0^3$ [44] un $A = -1.7(2)$ MHz [40] $7D_{5/2}$ stāvoklim; $\alpha_2 = 2.65(14) \times 10^6 a_0^3$ [45] un $A = -0.45(10)$ MHz [40] $9D_{5/2}$ stāvoklim; $\alpha_2 = 6.8148(197) \times 10^6 a_0^3$ [43] un $A = -0.35(10)$ MHz [40] $10D_{5/2}$ stāvoklim. Atšķirībā no $nD_{3/2}$ stāvokļu gadījuma, kurā ir tikai divas labi atdalītas $\Delta m_F = \pm 2$ magnētisko apakšlīmeņu krustošanās (sk. 2.1. zīm.), kā rezultātā novērojamas labi izteiktas līmeņu krustošanas rezonanses, $nD_{5/2}$ stāvokļiem ir septiņas tuvu izvietotas $\Delta m_F = \pm 2$ magnētisko apakšlīmeņu krustošanās, kas izraisa līmeņu krustošanas signālu pārklāšanos un rezultātā labi izteikti rezonanses signāli netiek novēroti.



(a)



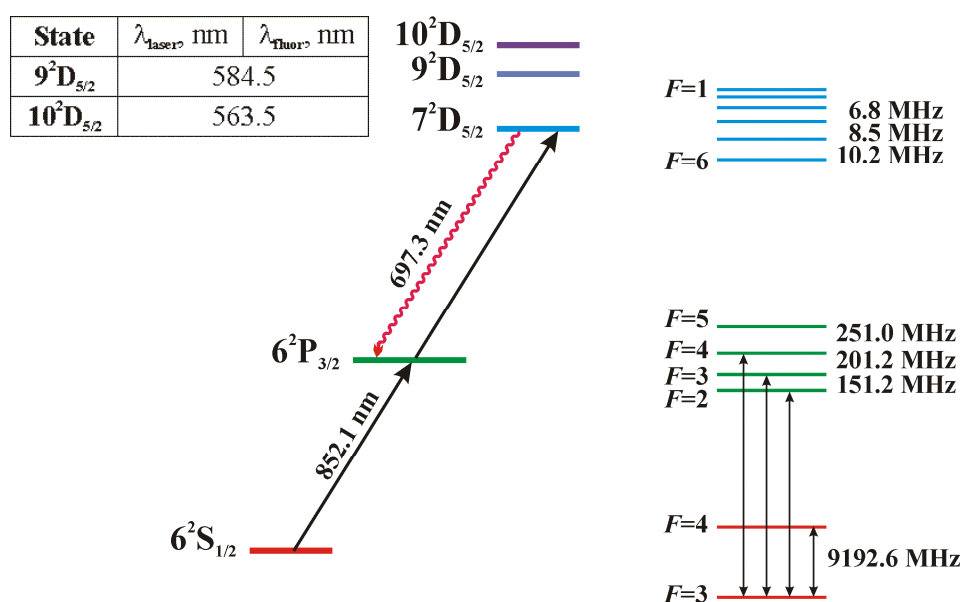
2.9. zīm. Supersīkstruktūras līmeņu sašķelšanās diagramma ārējā elektriskajā laukā (a) $7D_{5/2}$, (b) $9D_{5/2}$, un (c) $10D_{5/2}$ stāvoklī Cs atomos. Ar punktiem atzīmētas $\Delta m_F = \pm 2$ apakšlīmeņu krustošanās pozīcijas.

2.4.2 Eksperiments

Līmeņu krustošanās eksperimenta shēma $nD_{5/2}$ stāvokļu pētīšanai ir tāda pati, kā bija $nD_{3/2}$ stāvokļiem (sk. 2.3.2 nodaļu), izņemot vienu apstākli, kas padara eksperimentu nedaudz sarežģītāku. Proti, pēc divpakāpju lāzera ierosmes $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow nD_{5/2}$, lāzera inducēta fluorescence (LIF) no ierosināta $nD_{5/2}$ stāvokļa, pēc izvēles likumiem, nevar tikt novērota uz $6P_{1/2}$ stāvokli, kā bija $nD_{3/2}$ stāvokļu gadījumā, bet tā jānovēro atpakaļ uz $6P_{3/2}$ stāvokli (sk. 2.10 zīm.). Tā kā fluorescencei ir tāds pats viļņa garums, kā otram lāzeram, tad ir

nepieciešams minimizēt izkliedēto lāzera gaismu. Tas tika izdarīts, izmantojot diafragmas un rūpīgu novietojot šūnu tā, lai samazinātu lāzera gaismas atstarošanas no elektrodiem. Izkliedētās gaismas daļa no kopējā signālā labākajā gadījumā bija no 30% līdz 50%. Eksperimentāli tika pārbaudīts, ka mērījuma laikā fona signāls paliek nemainīgs un, tādējādi, to var vienkārši atņemt no kopēja signāla.

Lai izvairītos no gala stāvokļa $nD_{5/2}$ sss komponentes $F_f = 6$ ierosmes, kurā nav magnētisko apakšlīmeņu krustošanās (sk. 2.9 zīm.) un tādēļ tā dod ieguldījumu tikai fonam, atomi tika ierosināti no pamatstāvokļa sss komponentes $F_g = 3$ (sk. 2.10 zīm.). Elektriskais lauks starp elektrodiem tika kalibrēts izmantojot $10D_{3/2}$ stāvokļa līmeņu krustošanas signālus (sk. p. 2.3.3).

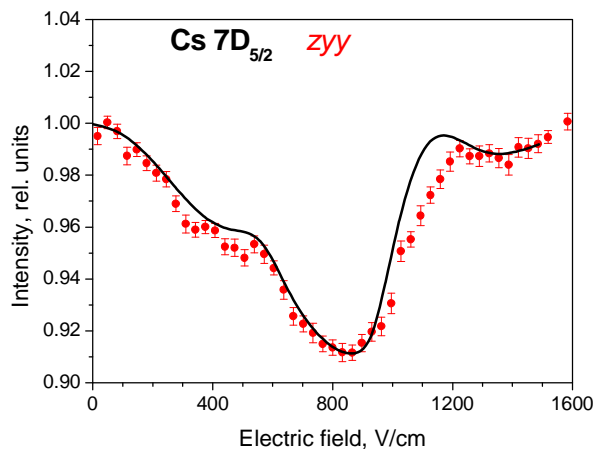


2.10. zīm. Cēzija atoma enerģētisko līmeņu shēma: ierosmē un novērošanā $nD_{5/2}$ stāvokļiem.

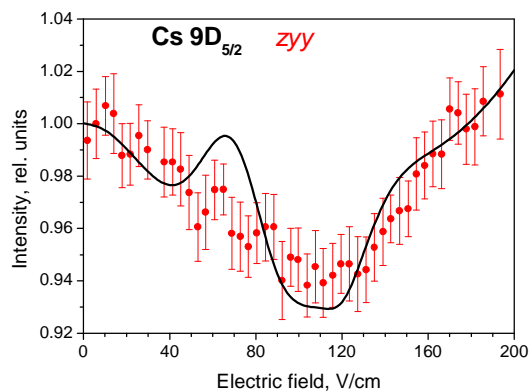
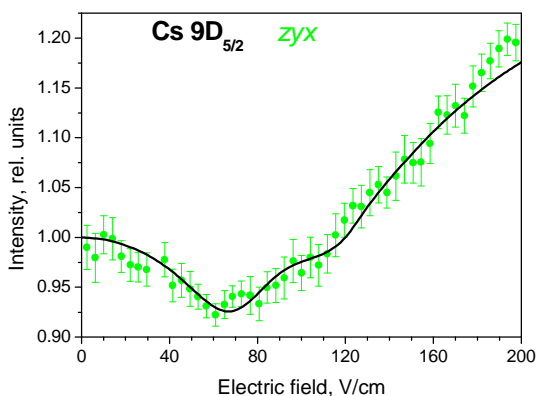
2.3.3 Rezultāti un analīze

Līmeņu krustošanās signāli Cs atoma $7D_{5/2}$, $9D_{5/2}$ un $10D_{5/2}$ stāvokļiem ir parādīti 2.11. - 2.13. zīmējumos un attēloti kā LIF relatīvās intensitātes atkarība no elektriskā lauka intensitātes. Eksperimentāli iegūtie signāli reprezentēti ar punktiem, bet aprēķini – ar nepārtrauktām līnijām. Aprēķinu pamatā ir M. Auziņa un K. Bluša izstrādātais teorētiskais modelis, kas ir detalizēti aprakstīts darbā [dis2]. Signāli ir doti divām dažādām eksperimenta ģeometrijām zyx un zyy .

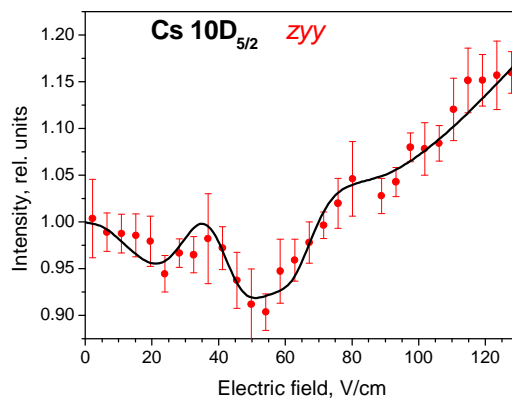
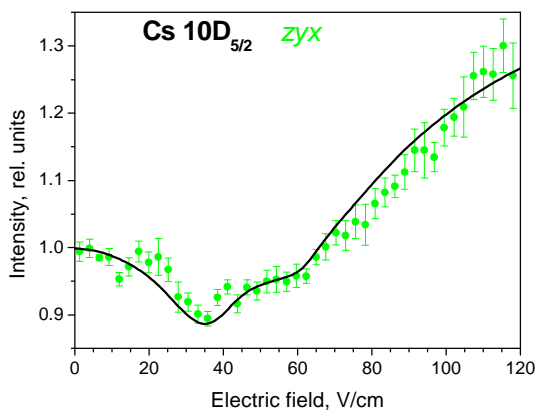
No 2.11-2.13 zīmējumiem var redzēt, ka iegūtie signāli nesatur labi izteiktas līmeņu krustošanās rezonanses, kas bija novērojamas $nD_{3/2}$ stāvokļu gadījumā (sk. 2.6, 2.7 zīm.). Tomēr atomāro konstanšu vērtības var tikt iegūtas, aproksimējot eksperimentālos datus ar simulētiem signāliem, pielietojot detalizēto teorētisko modeli.



2.11. zīm. Fluorescences intensitāte atkarībā no elektriskā lauka intensitātes $7D_{5/2}$ Cs stāvoklim zyy ģeometrijai. Punkti - mērījumi, nepārtraukta līnija - aprēķini.



2.12. zīm. Fluorescences intensitāte atkarībā no elektriskā lauka intensitātes $9D_{5/2}$ Cs stāvoklim zyx un zyy ģeometrijai. Punkti - mērījumi, nepārtraukta līnija - aprēķini.



2.13. zīm. Fluorescences intensitāte atkarībā no elektriskā lauka intensitātes $10D_{5/2}$ Cs stāvoklim zyx un zyy ģeometrijai. Punkti - mērījumi, nepārtraukta līnija - aprēķini.

Iegūtie līmeņu krustošanās signāli ir atkarīgi vienlaicīgi no divām atomārām konstantēm: tenzora polarizējamības α_2 un supersīkstruktūras konstantes A . Ja viena no šīm konstantēm ir zināma, tad līmeņu krustošanās eksperiments dod iespēju noteikt otru konstanti. $nD_{5/2}$ stāvokļu gadījumā līmeņu krustošanās signālus nav iespējams izmantot, lai uzlabotu tenzora polarizējamības α_2 vērtības, tāpēc, ka eksistējošās eksperimentālās supersīkstruktūru konstanšu vērtības A ir zināmas tikai ar apmēram 30% precizitāti [40]. Vājās supersīkstruktūras mijiedarbības dēļ tās ir grūti izmērīt. Tajā pašā laikā tenzora polarizējamības eksperimentālās vērtības 7, 9 un 10 $D_{5/2}$ stāvokļiem ir zināmas ar daudz labāku precizitāti (sk. Pielikumu A). Situācija ar elektroniskās struktūras rēķiniem ir līdzīga situācijai ar eksperimentāliem datiem. Tenzora polarizējamības α_2 konstantes var izrēķināt ar labāku precizitāti nekā sss konstantes. Precizitāti, ar kuru var izrēķināt α_2 konstanti, demonstrē lieliskā sakritība starp rēķiniem [39] un ļoti precīziem eksperimentāliem datiem Cs (10-13) $D_{3/2,5/2}$ stāvokļiem [40]. Savukārt, sss konstanšu aprēķinus šajos stāvokļos nevar uzskatīt par ticamiem. Ņemot vērā, ka gan eksperimentālas, gan teorētiskas sss konstanšu vērtības Cs $nD_{5/2}$ stāvokļiem ir zināmas ar ļoti neapmierinošu precizitāti, pastāv liela interese noteikt šīs konstantes daudz precīzāk.

Lai noteiktu sss konstanšu vērtības, šajā darbā tika izmantota sekojoša koncepcija:

Ø Tika iegūtas augstas precizitātes tenzora polarizējamības α_2 teorētiskās vērtības, pielietojot „all-order relativistic many-body” rēķinus (aprēķinus veicēji M. S. Safronova no Delaveras Universitātes un U. I. Safronova no Nevadas Universitātes, aprēķini ir aprakstīti [dis4])

Ø Eksperimentāli iegūtie signāli tika aproksimēti ar simulētiem signāliem, kuri tika iegūti, izmantojot teorētisku modeli, kas tika attīstīts un pārbaudīts rakstā [dis2]. Sss konstantes A vērtības tika iegūtas kā piedzīšanas parametrs, veicot līmeņu krustošanās signālu aproksimāciju ar simulētiem signāliem (sk. 2.11.-2.13 zīm.), fiksējot izrēķinātās tenzora polarizējamības vērtības α_2 .

2.2 tabulā ir apkopotas izrēķinātās tenzora polarizējamības α_2 vērtības, kuras tika izmantotas simulācijās un sekojošas sss konstanšu A vērtības : i) iegūtas no līmeņu krustošanās signālu aproksimācijas, ii) agrāko eksperimentu rezultāti [40], iii) teorētiskās vērtības, iegūtas no „all-order relativistic many-body” aprēķiniem [dis 4]. Jaunas sss konstanšu A vērtības, kas tika iegūtas šajā darbā ir saskaņā ar agrāk izmērītām vērtībām [40], turklāt ir noteiktas ar lielāku precizitāti. Ņemot vērā sss konstanšu aprēķināšanas grūtības, atbilstību starp sss konstantes A teorētiskajām vērtībām, kas tika iegūtas, pielietojot „all-order relativistic many-body” metodi, un eksperimentāli iegūtiem rezultātiem $7D_{5/2}$ un $9D_{5/2}$

stāvokļiem var uzskatīt par pietiekoši labu. Tomēr lielā teorijas un eksperimenta nesakritība $10D_{5/2}$ stāvoklim norāda, ka sss aprēķinus šai gadījumā nevar uzskatīt par ticamiem.

2.2. tabula. Eksperimentāli iegūtās supersīkstruktūru konstanšu vērtībās tiek salīdzinātas ar agrākiem eksperimentiem un teoriju no [dis 4].

Cēzija atomārais stāvoklis	Izrēķināta tenzora polarizējamība α_2 ($10^3 a_0^3$)	Supersīkstruktūras konstante A , MHz		
		Šis eksperiments	Agrākie eksperimenti	Teorija
$7D_{5/2}$	141.8(1.7)	- 1.56(9)	- 1.7(2) [40]	- 1.42
$9D_{5/2}$	2386(13)	- 0.43(4)	- 0.45(10) [40]	- 0.384
$10D_{5/2}$	6867(32)	- 0.34(3)	- 0.35(10) [40]	- 0.238

2.4.4 Secinājumi

1. Eksperimentāli tika pētīti un teorētiski aprakstīti supersīkstruktūras līmeņu F magnētisko apakšlīmeņu m_F krustošanās signāli elektriskajā laukā Cs 7, 9 un $10D_{5/2}$ stāvokļiem.
2. Tika noteiktas jaunas supersīkstruktūras A konstanšu vērtības Cs 7, 9 un 10 $D_{5/2}$ stāvokļiem, izmantojot eksperimentāli iegūtos līmeņu krustošanās signālus, šo signālu detalizētu teorētisko aprakstu un tenzora polarizējamības α_2 vērtības, kas aprēķinātas, pielietojot „all-order relativistic many-body” metodi.

3. Izkārtošanās pāreja orientācijā ārējā elektriskajā laukā Cs atomos

3.1 Literatūras pārskats

Kad atomi vai molekulas ir ierosinātas ar lineāri polarizētu gaismu, to leņķiskā momenta sadalījums ierosinātā stāvoklī ir simetrisks attiecībā pret polarizācijas asi. Šajā situācijā atomu vai molekulu leņķiskais moments ir izkārtots. Leņķiskā momenta *izkārtošanās (alignment)* nozīmē, ka magnētiskie apakšlīmeņi $+m_J$ un $-m_J$, kas pieder līmenim J , ir vienādi apdzīvoti, bet dažādu $|m_J|$ apakšlīmeņu apdzīvotība ir atšķirīga. Simetrijas apsvērumu dēļ no izkārtotiem atomiem ir iespējams novērot tikai lineāri polarizētu fluorescenci un nav iespējams novērot cirkulāri polarizētu fluorescenci.

Tomēr, noteiktos eksperimentālos apstākļos, ārējo spēku iedarbības rezultātā, šie stingrie simetrijas noteikumi var būt sagrauti un ierosme ar lineāri polarizētu gaismu var radīt orientētus atomu ansambli. Leņķiskā momenta *orientācija (orientation)* nozīmē, ka magnētiskie apakšlīmeņi $+m_J$ un $-m_J$ ir dažādi apdzīvoti, kas noved pie cirkulāri polarizētas fluorescences parādīšanas.

Leņķiskā momenta J anizotropisko telpisko sadalījumu var aprakstīt ar atoma blīvuma matricu ρ [46]. Daļiņu ansamblis ir *izkārtots (aligned)*, kad leņķiskā momenta sadalījums satur rezultējošo elektrisko kvadrupola momentu, un ansamblis ir *orientēts (oriented)*, kad šis sadalījums satur rezultējošo magnētisko dipola momentu. Orientāciju var klasificēt, kā *gareniskā (longitudinal)* un *šķērseniskā (transverse)*. Gareniskā orientācija nozīmē, ka leņķiskais moments ir orientēts gar ārējās iedarbības virzienu. Šķērsorientācija nozīmē, ka leņķiskā momenta orientācija ir perpendikulāra ārējās iedarbības virzienam.

Izkārtota atomu ansambla cilindriskas simetrijas sagraušana ārējo iedarbību dēļ tika pētīta eksperimentāli un teorētiski jau kopš 1960-os gados, sākot ar darbiem [14-17]. Pašos pirmajos teorētiskajos darbos tika apskatītas iespējas radīt izkārtošanās pāreju orientācijā (IPO) atomos ar magnētiskā lauka gradientu [14] vai ar anizotropām sadursmēm, kurās leņķis starp sadursmes un izkārtošanās asīm atšķiras no 0 un $\pi/2$ [15, 16]. Šo ideju vēlāk apstiprināja eksperimentālie novērojumi [47, 48]. Rakstā [49] ir pētīta IPO, ortogonāli virzītos elektriskos un magnētiskos laukos Ba un Cs atomos, savukārt IPO tikai magnētiskajā laukā tika pētīta Rb [50,51] un Na [52] atomos.

IPO ārējā elektriskajā laukā teorētiski tika paredzēta un detalizēti pētīta darbos [19-21]. Tomēr, ir zināms tikai viens eksperimentālais darbs, kur tika novērota IPO ārējā elektriskajā laukā [53]. Šajā darbā tika pētīta NaK divatomu molekula.

Elektriskajā laukā E ievietotais atoms polarizējas un, vispārējā gadījumā, polarizācijai ir komponente, kas ir paralēla leņķiskam momentam J . Šī komponente izraisa leņķiskā momenta rotācijas momentu, kas ir proporcionāls $(\mathbf{E} \cdot \mathbf{J})(\mathbf{E} \times \mathbf{J})$. Rotācijas moments deformē leņķiskā momenta sadalījumu plaknē, kas ir perpendikulāra elektriskā lauka virzienam un sākotnējās izkārtošanās asij [54]. Tādā veidā, ar lineāri polarizētu gaismu izraisītu izkārtošanu var pārvērst par šķērsvirziena orientāciju, kad izkārtotie atomi ir ievietoti perturbējošā elektriskajā laukā, kura virziens veido leņķi ar sākotnējās izkārtošanās asi atšķirīgu no 0 un $\pi/2$. Pie tam, lielākais efekts notiek pie leņķa $\pi/4$. Šķērsvirziena orientācijas gadījumā magnētiskiem apakšlīmeņiem $+m_F$ and $-m_F$ apdzīvotība ir vienāda, bet orientācija ir dažādu supersīkstruktūras apakšlīmeņu ar $\Delta m_F = \pm 1$ koherences izpausmes rezultāts. IPO ārējā elektriskā laukā detalizēts teorētiskais apraksts ir dots [13].

Šajā darbā IPO elektriskajā laukā veikto pētījumus var motivēt sekojoši:

§ līdz šīm atomos nav novērots

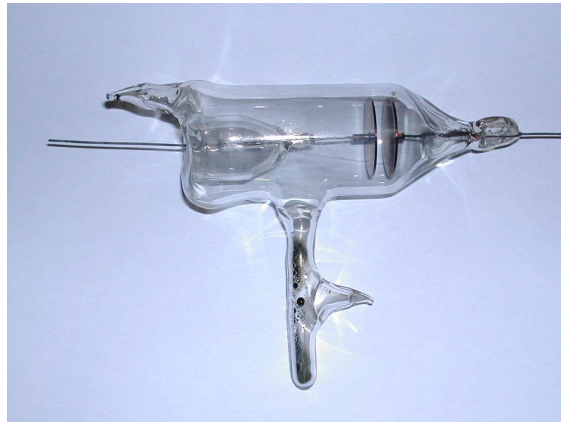
§ IPO var dod iespējamo fonu elektrona elektriskā dipola momenta (EDM) meklējumos atomārās vai molekulārās sistēmās. Šīs parādības izpratne ļaus to ņemt vērā, jo eksperimentālas metodes elektrona EDM meklējumiem kļūst arvien precīzākas.

Pirmais eksperimentālais IPO novērojums ārējā elektriskajā laukā atomos veikts šajā promocijas darbā un npublicēts [dis3].

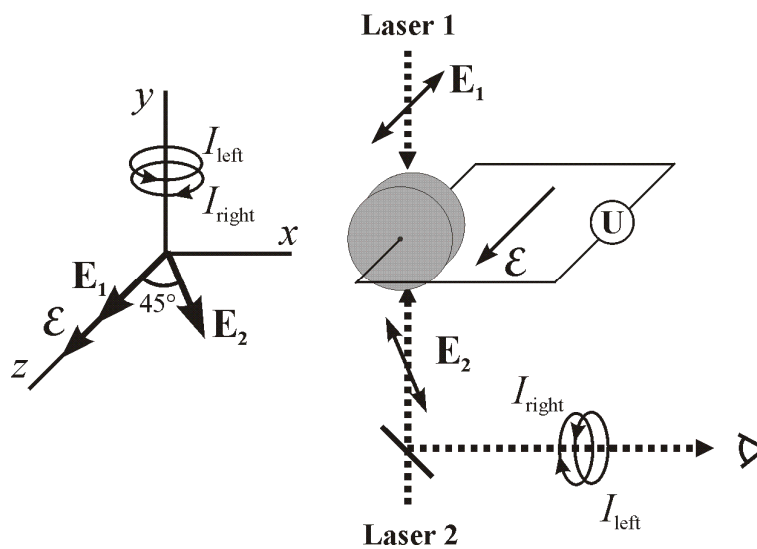
3.2 $nD_{3/2}$ stāvokļi: leņķiskā momenta sadalījuma simetrijas sagraušana [dis3]

3.2.1. Eksperiments

Šis eksperiments tika veikts cēzija tvaikos stikla šūnā (sk. 3.1. zīm.) istabas temperatūrā. Elektriskais lauks tika radīts starp nopulētiem nerūsējošā tērauda elektrodiem, kuri bija iekausēti cēzijā šūniņā. Attālums starp elektrodiem ir 5 mm un elektrodu diametrs ir 25 mm. $7D_{3/2}$ un $9D_{3/2}$ Cs stāvokļi tika apdzīvoti, pielietojot divpakāpju lāzeru ierosmi (2.3. zīm.). Lāzeri un to starojuma parametri bija tādi paši, kā līmeņu krustošanās eksperimentā (sk. 2.3.2 nodaļu) ar vienu izņēmumu – otrā lāzera polarizācijas vektors \mathbf{E}_2 veidoja $\pi/4$ leņķi ar pirmā lāzera polarizācijas vektoru \mathbf{E}_1 un ar elektriskā lauka virzienu (sk. 3.2. zīm.).



3.1. zīm. Stikla šūna ar metāliskiem elektrodiem un cēzija tvaikiem.



3.2. zīm. Eksperimenta ģeometrija. Elektriskā lauka virziens un pirmā lāzera polarizācijas vektors \mathbf{E}_1 ir vērsti paralēli z - asi, otrā lāzera polarizācijas vektors \mathbf{E}_2 veido $\pi/4$ leņķi ar z - asi.

Lāzera inducētā fluorescence (LIF) no ierosinātiem $nD_{3/2}$ stāvokļiem uz $6P_{1/2}$ stāvokli tika novērota kolineāri lāzera stariem, izmantojot spoguļus ar caurumiņu. LIF ar divu lēcu sistēmu tika fokusēta uz monohromatora MDR-3 ieejas spraugu. Pirms monohromatora ieejas spraugas tika novietota $\lambda/4$ plāksnīte, kura pārveido cirkulāri polarizētu gaismu lineāri polarizētā gaismā, un polarizators, ar kuru ir iespējams pārslēgt polarizāciju divos ortogonālo virzienos. Tas dod iespēju mērīt cirkularitātes pakāpi C , kuru var definēt sekojoši:

$$C = \frac{I(\mathbf{E}_{right}) - I(\mathbf{E}_{left})}{I(\mathbf{E}_{right}) + I(\mathbf{E}_{left})}, \quad (3.1)$$

kur $I(\mathbf{E}_{right})$ un $I(\mathbf{E}_{left})$ attiecīgi pa-kreisi un pa-labi cirkulāri polarizētas gaismas intensitātes.

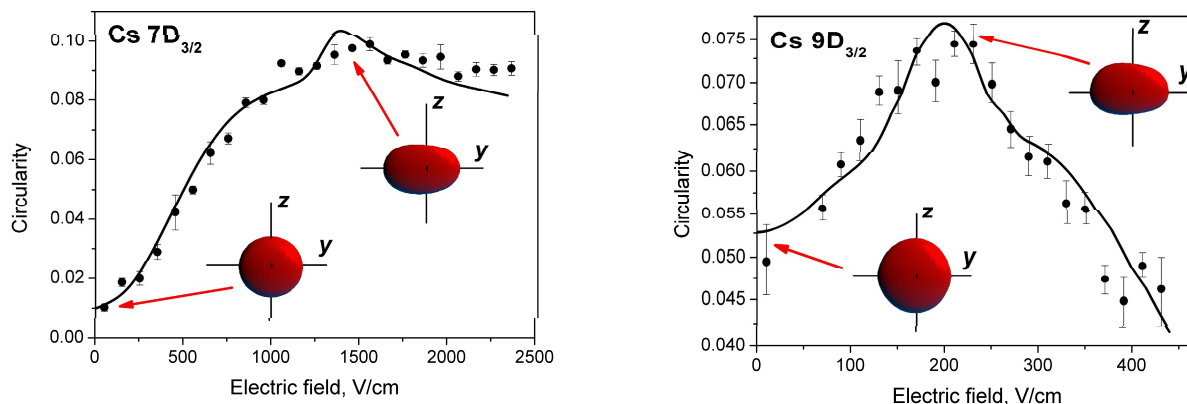
Interferences filtri tika izmantoti, lai izvairītos no otrā lāzera izkliedētās gaismas. Signāls tika reģistrēts ar fotoelektronu pavairotāju FEU-79 fotonu skaitīšanas režīmā. Divas ortogonāli polarizētas fluorescences komponentu intensitātes tika ierakstītas personālā datora atmiņā, kopā ar sprieguma vērtībām, kas tika pielikts elektrodiem. Eksperimenta laikā spriegums tika skanēts pa soļiem no tā minimālās vērtības līdz tā maksimālai vērtībai un otrādi. Katrai polarizācijas komponentei fotonu skaits tika uzkrāts vienas sekundes laika intervālā, pie noteiktas elektrodiu sprieguma vērtības

3.2.2 Rezultāti un analīze

Mērījumu rezultāti ir parādīti 3.4. zīmējumā Cs $7D_{3/2}$ un $9D_{3/2}$ stāvokļiem kur ar punktiem attēlota ir LIF cirkularitātes pakāpe C kā funkcija no elektriskā lauka intensitātes. Cirkularitātes pakāpe sasniedz maksimālas vērtības, kad elektriskā lauka vērtība atbilst magnētisko apakšlīmeņu $\Delta m_F = \pm 1$ krustojumam (sk. 2.1. zīm.). C maksimālās vērtības $7D_{3/2}$ un $9D_{3/2}$ stāvokļiem ir attiecīgi 10% un 7.5%.

Nelielas orientācijas parādīšanos pie nulles lauka, var izskaidrot ar to, ka otrā lāzera starojuma spektrālais platums ir pietiekami liels, lai koherenti ierosinātu magnētiskos apakšlīmeņos, kas pieder dažādiem F stāvokļiem. Šis efekts ir vairāk izteikts $9D_{3/2}$ stāvoklī mazākas supersīkstruktūras sašķelšanās dēļ.

Simulētie signāli 3.4. zīmējumā ir reprezentēti ar nepārtrauktu līniju. Tie tika iegūti, izmantojot teorētisko modeli, kas attīstīts un detalizēti aprakstīts publikācijā [dis2]. Visu parametru vērtības, kuras tika izmantotas šajās simulācijās un kuras nebija iespējams precīzi izmērīt eksperimentāli, ir iegūtas no $7D_{3/2}$ un $9D_{3/2}$ stāvokļu līmeņu krustošanās signālu aproksimācijām [dis2]. Līmeņu krustošanās signāli tika iegūti pie tādiem pašiem eksperimentāliem apstākļiem. Aprēķinātie parametri ietver arī abu lāzeru spektrālos platumus un lāzera viļņa garuma izskanēšanu no precīzām atomārām pārejām. Bez tam, simulācijās tika izmantotas tenzora polarizējamības α_2 konstanšu vērtības, kas tika iegūtas darbā [dis2] un supersīkstruktūras konstanšu vērtības no [40]. Lieliska sakritība starp eksperimentu un teoriju liecina par pielietotā teorētiskā apraksta ticamību.



3.4. zīm. LIF cirkularitātes pakāpe C atkarībā no elektriskā lauka intensitātes $7D_{3/2}$ un $9D_{3/2}$ Cs stāvokļiem. Punkti – mērījumi, nepārtraukta līnija – aprēķini. Zīmējumā ir arī parādīts leņķiskā momenta telpiskais sadalījums.

Lai atvieglotu IPO efekta intuitīvu izpratni 3.4. zīmējumā ir ieliktas ilustrācijas, kas vizualizē leņķiskā momenta sadalījumu nulles elektriskā laukā un pie elektriskā lauka vērtības, kad orientācijas pakāpe sasniedz tās maksimālas vērtības.

Leņķiskā momenta sadalījums ir vizualizēts kā virsma, kurai attālums no tās centra ir proporcionāls varbūtībai, ka atoma leņķiskais moments atomu ansamblī ir vērsts uz šo virsmas punktu. Šī varbūtība ir izrēķināta no blīvuma matricas komponentēm r_{mmc} [21, 55].

3.2.3 Secinājumi

- Ø Izkārtošanās pārejas orientācijā eksperimentālie signāli tika novēroti pirmo reizi ārējā elektriskajā laukā atomos, proti, $7D_{3/2}$ un $9D_{3/2}$ stāvokļiem cēzija atomos. Pielietojot divpakāpju lāzera ierosmi ar polarizācijas vektoru \mathbf{E}_1 , kas vērsts paralēli ārējam elektriskajam laukam \mathbf{E} un \mathbf{E}_2 kas veido $\pi/4$ leņķi ar \mathbf{E} , tika novērota šķērsvirziena orientācijas parādīšanās, kura ir perpendikulāra $\mathbf{E}\mathbf{E}$ plaknei. Par šķērsvirziena orientācijas parādīšanos liecina LIF signāls ar cirkulārās polarizācijas pakāpi līdz 10%.
- Ø Eksperimentāli iegūtie signāli precīzi aprakstīti, pielietojot detalizētu teorētisko modeli, kura pamatā ir optisko Bloha vienādojumu korelācijas analīze.
- Ø IPO parādība izraisa leņķiskā momenta sadalījuma deformāciju, kas ir līdzīga tai, kuru var sagaidīt no elektrona dipola momenta. Sekojoši, IPO signāls varētu būt potenciāls fona signāls dažādos elektrona dipola momenta meklējumos atomārās vai molekulārās sistēmās. Šie pētījumi rāda, ka IPO ir parādība, kura var būt ļoti labi izpētīta un nepieciešamības gadījumā ņemta vērā.

4. Ārējā elektriskā lauka sadalījuma kartēšana ar optiskām metodēm

4.1 Elektriskā lauka kartēšanas metodes

Elektriskā lauka kartēšanas metodēm ir gara vēsture un tikai nesen tajā sāka figurēt lāzeri. Pirms lāzera laikmeta, lai kartētu nevis tieši elektrisko lauku, bet drīzāk elektrisko potenciālu tika izmantotas Langmuira zondes [56]. Šo zonžu galvenais trūkums bija to būtiskais iespaids uz mērāmo lauku. Elektrovadošas virsmas tika izmantotas 1950-os gados elektrolītiskas vannās, lai novērtētu lauku ar sarežģīto ģeometriju [57]. Vēlāk, tika izstrādātas zondes, kas izmanto elektro-optisko (Pokelsa) efektu [58, 59] un vienmodas šķiedras interferometri [60]. Tiem nepiemīt augsta precizitāte, bet dažādās situācijās ir ļoti derīgi, jo tos var uztaisīt bez elektrovadošiem materiāliem.

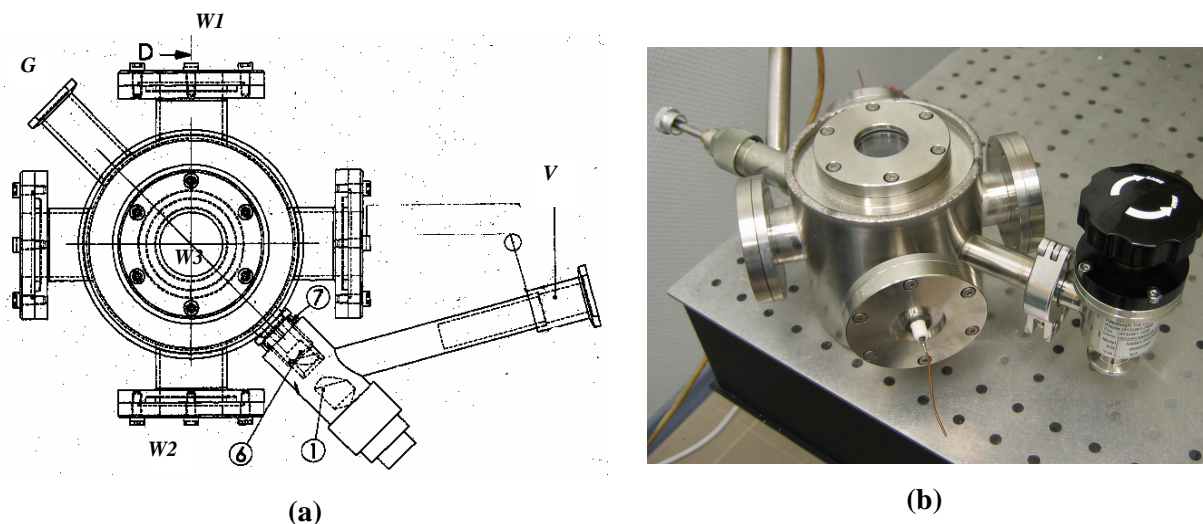
Metode, kas balstās uz spektrālās līnijas nobīdes vai paplašināšanas mērījumiem elektriskajā laukā, var būt piemērota elektriskā lauka kartēšanai un kalibrēšanai gan plazmā, gan vakuumā. Metodes, kas balstās uz spektrālās līnijas paplašināšanas mērījumiem, parasti izmanto noteikta Ridberga līmeņa platuma izmaiņas, lai noteiktu elektriskā lauka intensitāti, kā tas bija izdarīts hēlijā [61, 62]. Šīs metodes precizitāte acīmredzot ir ierobežota citu līmeņa paplašināšanas iemeslu dēļ, tādu kā, piemēram, Doplera efekts un sadursmes. Ridberga līmeņu nobīdes mērījumi tika izmantoti, lai noteiktu elektriskā lauka intensitāti ar precizitāti ap 1% Ne izlādes lampā [63]. Harolds Metkalfs ar kolēģiem darbā [23] nodemonstrēja, kā elektrisko lauku var izmērīt ar ļoti augstu precizitāti, izmantojot Štarka rezonances interferences sašaurināšanos (interference narrowing of Stark resonances). Viņu eksperimenti tika veikti ar rubīdija atomāru kūli. Nesen tika piedāvātas jaunas metodes elektriskā lauka kartēšanai, kuru pamatā ir Ridberga līmeņu sajaukšanās pakāpes atkarība no elektriska lauka Hg atomā [64] un lāzera inducētas fluorescences polarizācijas atkarība no elektriskā lauka $B^1\Pi \rightarrow X^1\Sigma$ pārejai NaRb molekulā [24].

Šajā darbā tika pētīta iespēja izmantot cēzija tvaikus elektriskā lauka sadalījuma kartēšanai ar optiskām metodēm. Piedāvātās metodes pamatā ir šī darba eksperimentālie un teorētiskie pētījumi [dis2-dis4]. Metode izmanto lāzera inducētas fluorescences intensitātes atkarību no ārēja elektriskā lauka nD stāvokļiem Cs atomos.

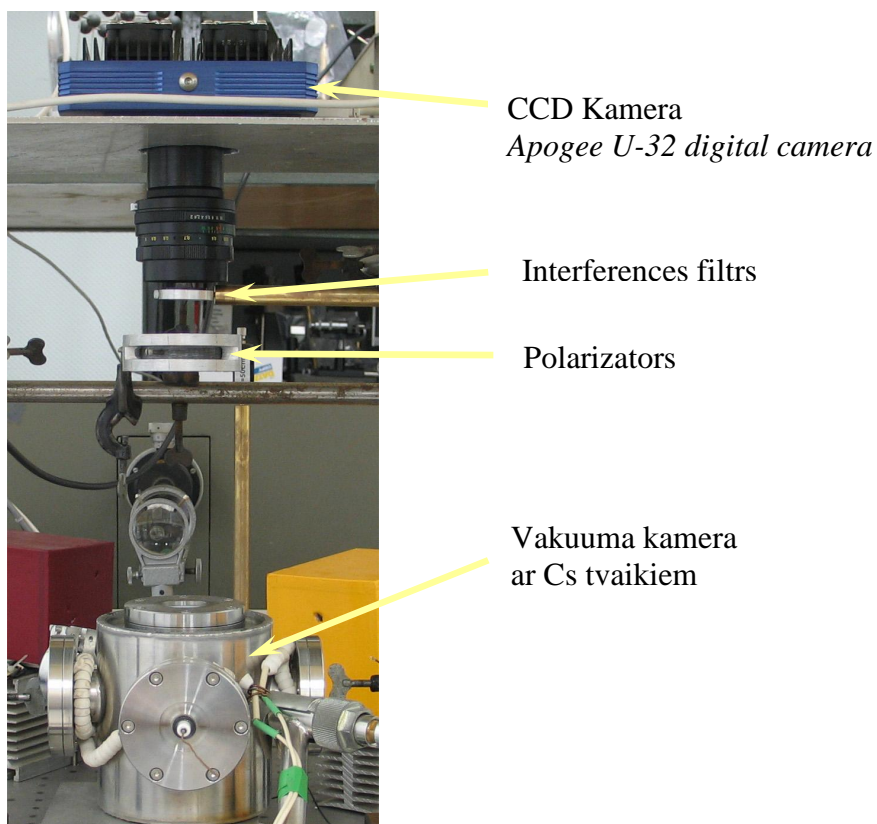
4.2 Eksperiments un rezultāti.

Tika konstruēta daudzfunkcionāla vakuuma kamera no nerūsējoša tērauda, kurai iekšā var precīzi un vienkārši izvietot un mainīt testēšanas objektus (sk. 4.1. zīm.). Kamerai ir trīs stikla lodziņi, divi no tiem W1, W2 ir paredzēti lāzeru staru ievadīšanai, bet lodziņš W3 – optisko signālu novērošanai ar CCD kameru. Vakuuma kamerai ir paredzēta vienkārša pieslēgšana pie

vakuuma sistēmas V un pie darba gāzes (cēzija) piegādes moduļa G. Lai nodrošinātu precīzu testa objekta pozicionēšanu tika izmantots trīsdimensionāls regulējams stiprinājuma galdiņš, kas tika samontēts kopā ar kameru.

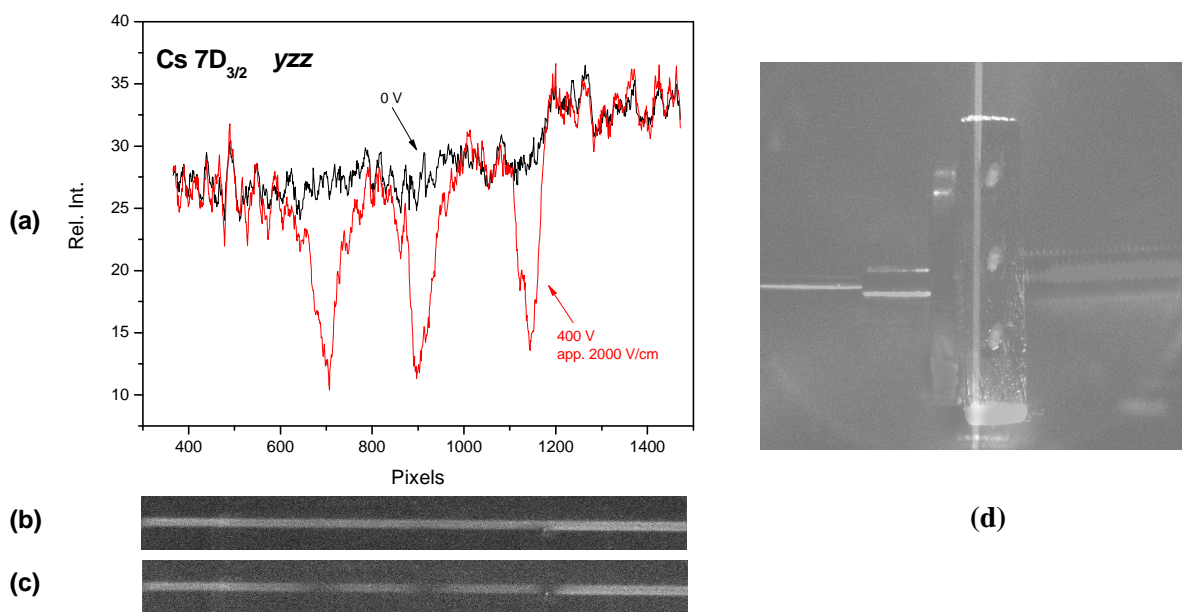


4.1. zīm. Daudzfunkcionāla vakuuma kamera (a) skice (skats no augšas), (b) fotogrāfija



4.2. zīm. Eksperimentāla iekārta elektriskā lauka sadalījuma kartēšanai ar optiskām metodēm

4.2. zīmējumā ir attēlota eksperimentāla iekārta, kura tika izmantota, lai nodemonstrētu iespēju pielietot cēzija tvaikus elektriskā lauka sadalījuma kartēšanai ar optiskām metodēm. Virkne eksperimentu tika veikta, izmantojot divus dažādus testēšanas objektus. Pirmais testēšanas objekts bija vienkāršas konfigurācijas elektrods (sk. 4.3.d zīm.) kurš tika novietots dažu milimetru attālumā no iezemēta elektroda. Kamerā tika radīts vakuums ($P = 10^{-5}$ mbar) un pēc tam tā tika piepildīta ar Cs tvaikiem. $7D_{3/2}$ Cs stāvoklis tika ierosināts, pielietojot divpakāpju lāzera ierosmi $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 7D_{3/2}$ (sk. 2.3. zīm.). Divi lineāri polarizēti diožu lāzeru stari tika virzīti viens pretī otram. Lāzera inducēta fluorescencē (LIF) tika novērota $7D_{3/2} \rightarrow 6P_{1/2}$ pāreja. Vakuuma kameras pozīcija tika noregulēta tā, lai lāzera stari izplatītos starp elektrodiem. LIF tika reģistrēta ar CCD kameru virzienā, kas ir perpendikulārs lāzera staru izplatīšanas virzienam. Pirms CCD kameras tika novietots interferences filtrs (Thorlabs FB670-10) un polarizators. Interferences filtrs ir nepieciešams, lai izvairītos no lāzeru izkliedētās gaismas. Polarizators tika lietots, lai palielinātu LIF intensitātes atkarību no elektriskā lauka, izmantojot koherences efektus.

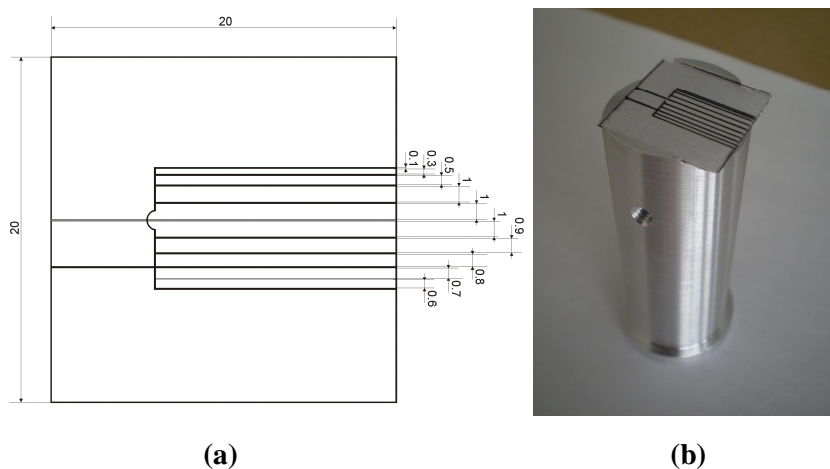


4.3. zīm. CCD kameras optiskie attēli, kuri rāda elektriskā lauka sadalījumu starp elektrodiem gar lāzera staru. (a) Digitāli apstrādāts attēls; (b) elektriskais lauks ir 0 V; (c) elektriskais lauks ir 400 V; (d) elektrodi un lāzera inducēta fluorescencē cēzijā tvaikos.

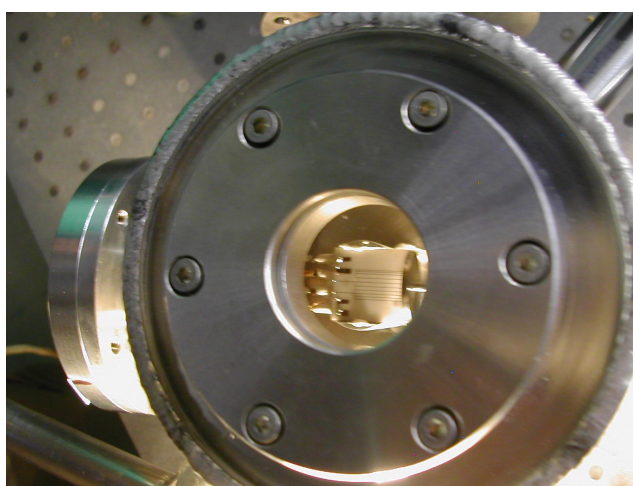
Elektriskā lauka sadalījums tika pētīts pie dažādām elektrodiem pieliktā sprieguma vērtībām. Eksperimentālie rezultāti ir parādīti 4.3. zīmējumā. No LIF intensitātes sadalījuma elektriskā lauka klātbūtnē var skaidri redzēt visas trīs elektroda „kājiņu” pozīcijas. Novērojot

LIF no $7D_{3/2}$ stāvokļa, elektriskais lauks, kura intensitāte ir 2000 V/cm, izraisa fluorescences intensitātes sadalījuma izmaiņas par 50 %.

Otrais testēšanas objekts tika modelēts un izgatavots sadarbībā ar zinātniski-ražošanas firmu Baltic Scientific Instruments (BSI). Tas simulē svītru-detektora (BSI produkcija) virsmu (sk. 4.4. zīm.). Elektrodam ir desmit svītras, kuras ir izvietotas dažādā attālumā viena no otras diapazonā no 0.3 līdz 1 mm. Tika paredzēta arī iespēja pieslēgt vienu noteiktu svītru pie potenciāla, kas varētu atšķirties no citu svītru potenciāla. 4.5. zīmējumā ir parādīta fotogrāfija, kur svītru-elektrods ir ievietots vakuum kamerā. Telpiskā izšķiršana šajā eksperimentā bija ievērojami uzlabota, safokusējot lāzera starus līdz 90 μm . Eksperimentālie rezultāti ir parādīti 4.6. – 4.7. zīmējumā.



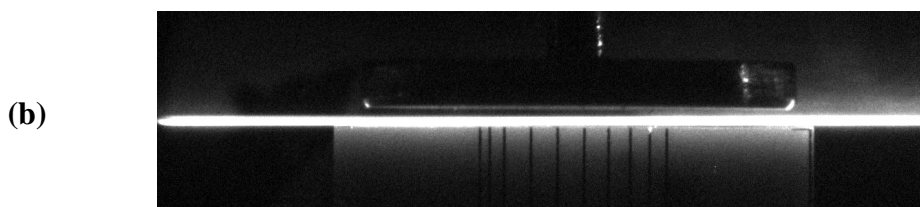
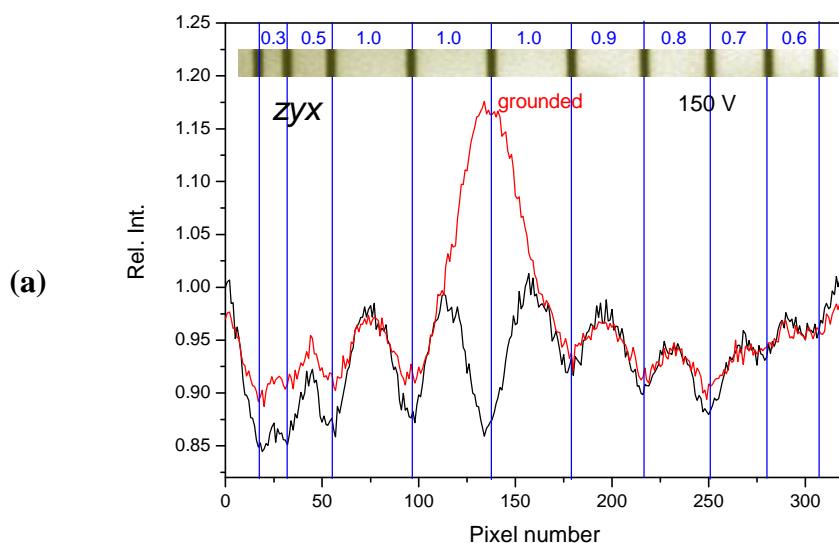
4.4. zīm. (a) Svītru-detektora virsmas imitējošā elektroda skice; (b) Svītru-detektora virsmas testēšanas bloka modelis.



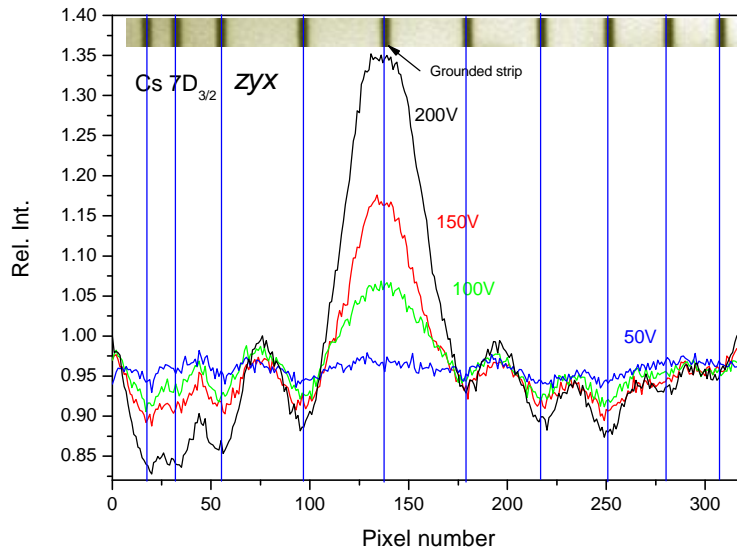
4.5. zīm. Vakuuma kamerā ievietotais svītru-elektrods.

4.6. zīmējums demonstrē svītru-elektroda elektriskā lauka sadalījuma optiskos attēlus, gadījumā, kad visas svītras ir pieslēgtas pie viena potenciāla un gadījumā, kad viena svītra ir

iezemēta. 4.7. zīmējums demonstrē svītru-elektroda elektriskā lauka sadalījuma optiskos attēlus pie dažādām sprieguma vērtībām, kad viena svītra ir iezemēta. Abu lāzeru staru polarizācija un LIF polarizācija novērošanā attiecībā pret elektriskā lauka virzienu eksperimentā ar svītru-elektrodiem bija tāda pati kā eksperimentā ar caurspīdīgiem paralēliem elektrodiem cēzija tvaikos stikla šūnā [dis2] (eksperimenta ģeometrija zyx). Tādējādi signālus zyx ģeometrijai, kas tika iegūti ar caurspīdīgiem elektrodiem (sk. 2.6.(a) zīm.), var salīdzināt ar svītru-elektrodiem (4.6. - 4.7. zīm.) pie dažādām elektriskā lauka vērtībām. LIF intensitātes samazināšanās par, apmēram, 12 % pie 2000 V/cm, kas ir novērotas caurspīdīgiem elektrodiem, ir saskaņā ar novērojumiem svītru-elektrodam. Tas dod mums iespēju pielietot teorētisko modeli, kas tika attīstīts rakstos [dis2, dis4] un, aprakstot LIF intensitātes atkarību no ārējā elektriskajā lauka, no optiskiem signāliem iegūt elektriskā lauka sadalījumu.



4.6. zīm. CCD kameras reģistrētie optiskie attēli, kuri rāda elektriskā lauka sadalījumu gar lāzera staru. (a) LIF digitāli apstrādāts attēls: melnā līnija –150 V pielikti uz visiem svītru elektrodiem; sarkanā līnija – tas pats ar izņēmumu, ka viens no centrāliem elektrodiem ir iezemēts. Svītru topoloģija un attālums starp svītrām milimetros ir parādīts (a) augšējā daļā. Zilas vertikālas līnijas norāda atbilstību starp svītrām un iekritienu pozīcijām; (b) svītru-elektrods un lāzera inducēta fluorescence Cs tvaikos.



4.7. zīm. Digitāli apstrādātie CCD kameras LIF attēli, kuri demonstrē elektriska lauka sadalījumu starp elektrodiem atkarībā no pielikta sprieguma.

Šis darbs tika veikts NATO Science for Peace projekta (No. SfP978029) “*Fast Optical Non-Contact Electric Field Mapping for Semiconductor Technologies*” ietvaros. Detalizētāka informācija par šo projektu ir atspoguļota tā gala atskaitē „*Final Report*”

4.3 Secinājumi

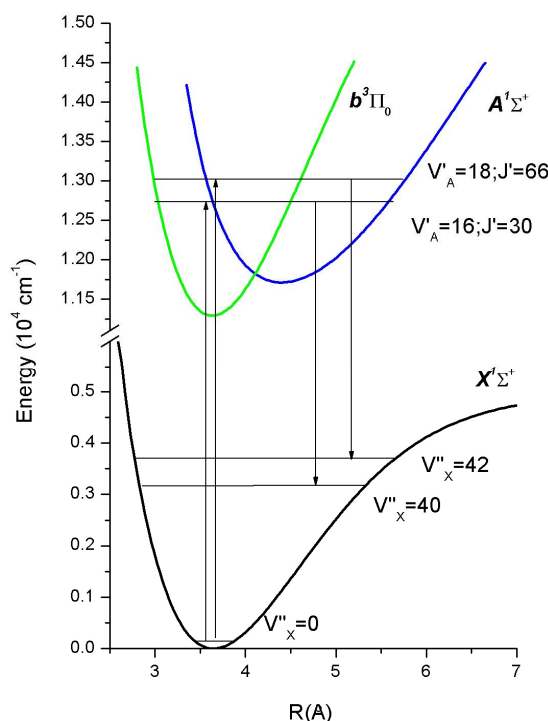
- Ø Tika nodemonstrēta iespēja izmantot cēzija tvaikus elektriskā lauka sadalījuma kartēšanai ar optiskām metodēm.
- Ø Iegūti elektriskā lauka optiskie attēli divām dažādām elektrodu konfigurācijām ar telpisku izšķiršanu ar kārtu 0.3 mm
- Ø Šīs metodes jūtība galvenokārt ir atkarīga no tā, kurš nD stāvoklis Cs atomā tiek izmantots, lai mērītu elektrisko lauku, būdama simti V/cm, kad $n = 7$ un desmiti V/cm, kad $n = 9$ un 10.

5. NaRb molekulas $A^1\Sigma^+$ - $b^3\Pi$ kompleksa spektroskopija ar diožu lāzeri

5.1 Literatūras pārskats

Spin-orbitāla (SO) mijiedarbība starp pirmo ierosināto singletu stāvokli un otru tripleta stāvokli sārnu metālu divatomu molekulās ir zināma gandrīz jau gadsimtu kā rotācijas-vibrācijas struktūras perturbācijas mācību grāmatas piemērs, sākot no Vuda raksta par Na_2 kas ir nopublicēts 1909 gadā [65]. Kopš tā laika daudzi $A^1\Sigma^+ - b^3\Pi$ kompleksa spektroskopiski pētījumi tika veikti *homonukleārās* divatomu molekulās Li_2 [66–69], Na_2 [70–75], K_2 [76–79] and Rb_2 [80]. Detalizētus eksperimentālus $A^1\Sigma^+$ un $b^3\Pi$ stāvokļu pētījumus *heteronukleārās* divatomu molekulās (sk. 5.1. zīm. NaRb molekulai) veica Ross un līdzautori [81–83] NaK molekulas un Rīgas grupa [84] NaRb molekulas.

SO mijiedarbība NaRb ierosinātajos stāvokļos, kuri konverģē uz $\text{Rb } 5^2\text{P}$ atomu, ir tik stipra, ka $A^1\Sigma^+$ un $b^3\Pi$ stāvokļi no enerģijas viedokļa, var tikt uzskatīti par pilnīgi sajauktiem pat tuvu viņu līdzsvara punktiem. Tas noved pie neregulāra rotāciju-vibrāciju līmeņu izvietojuma, kad singleta-tripleta sajaukums pārsniedz pirmās vibrācijas starpības.



5.1. zīm. NaRb molekulu pamatstāvokļa $X^1\Sigma^+$ un $A^1\Sigma^+ - b^3\Pi$ kompleksa potenciālās enerģijas līknes.

Lai veiktu NaRb molekulas $A^1\Sigma^+ - b^3\Pi$ kompleksa deperturbācijas analīzi, darbā [84] veiksmīgi tika pielietota apgriezta saistīto kanālu metode „inverted channel-coupling approach” (ICCA). Šī metode izmantoja sekojošus eksperimentālus datus: (i) precīzas līmeņu

enerģijas, kas noteiktas, pielietojat augstas izšķiršanas spektroskopiju, (ii) lāzera inducētas fluorescences (LIF) intensitātes mērījumus, (iii) *ab initio* sīkstruktūras rēķinus. ICCA metode tomēr kļūst realizējama tikai tad, kad ir pieejami precīzi attiecīgās spin-orbitālas mijiedarbības elektronisko matricas elementu *ab initio* rēķini plašā starpkodolu diapazonā. Tāpēc, ir īpaši svarīgi izvēlēties tas molekulāras īpašības, kas vismazāk ir atkarīgas no stāvokļu samaisīšanās un tādā veidā ļauj pielietot adiabatisko tuvinājumu.

LIF relatīvās intensitātes sadalījuma $I(v')$ mērījumi ir labi pazīstams paņēmieni saistīto un nesaistīto ierosināta divatomu molekulu stāvokļu pētīšanai. Pilnas LIF progresijas var tikt izmantotas zemo ierosinātā stāvokļa vibrācijas kvantu skaitļa v' numerācijas noteikšanai, pielietojot atspoguļojuma metodi [85], tā, ka saskaņā ar oscilācijas teorēmu [86], novērotam maksimumu skaitam LIF intensitātes sadalījumā ir jābūt vienādam $v' + 1$. Turklāt, nesēn tika pierādīts [87], ka relatīvais intensitātes sadalījums $I(v')$ LIF progresijās no stipri ne-diagonāli saistītām sistēmām ir efektīvs līdzeklis augšējo elektronisko stāvokļu potenciālo enerģiju līkņu „potential energy curve” (PEC) rekonstruēšanai. Šī metode ir ļoti noderīga, kad pētāmajam ierosinātam stāvoklim trūkst eksperimentālo enerģijas datu, bet PEC apakšējam stāvoklim un attiecīgais pārejas dipola moments ir labi zināmi.

Galvenais [dis1] mērķis bija iegūt LIF intensitātes sadalījumu no stipri sajaukta singleta-tripleta NaRb $A-b$ kompleksa uz pamatstāvokli, pielietojot diožu lāzera ierosmi, un nodemonstrēt šī intensitātes sadalījuma pielietojamību $A^1\Sigma^+$ stāvokļa adiabatiskā potenciāla rekonstruēšanai.

5.2 NaRb A^1S^+ - b^3P komplekss: LIF intensitātes sadalījums kā deperturbācijas metode [dis1]

5.2.1 Eksperiments

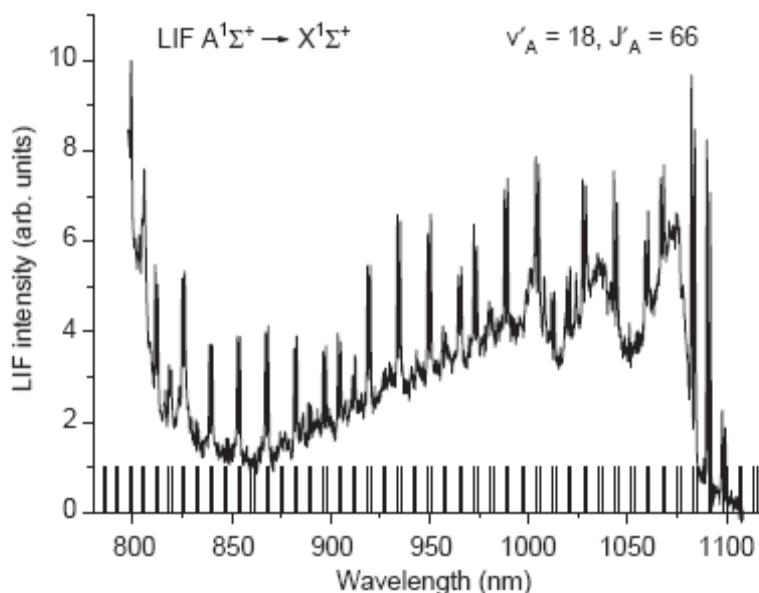
NaRb molekulas tika iegūtas no 4:1 (svara daļas) dabiskā rubīdija (tas sastāv no 72% ^{85}Rb un 28% ^{87}Rb) un nātrija maisījuma sārnu metālu izturīgā stikla šūnā. Šūna rūpīgi tika degāzēta pie apmēram 680 K temperatūras un atkausēta pēc aizpildīšanas ar metālu. Mērījumi tika veikti temperatūrā ap 580 K.

Noteiktie augšējā stāvokļa rotāciju-vibrāciju līmeņi $A^1\Sigma^+ - b^3\Pi \leftarrow X^1\Sigma^+$ pārejās tika ierosināti ar strāvas un temperatūras stabilizētu vienmodas 50 mW diožu lāzeri (Hitachi-HL7851C lāzera diode). Optiskā atgriezeniskā saite no difrakcijas režģa tika izmantota, lai nodrošinātu iespēju mainīt diožu lāzera viļņa garumu samērā lielā spektrālajā diapazonā, apmēram no 780 nm līdz 790 nm.

LIF tika novērota perpendikulāri lāzera staram, disperģēta ar monohromatoru MDR-3 (ar speciāli izgatavotu infrasarkanajam diapazonam difrakcijas režģi 600 sv/mm^{-1}) tuvajā infrasarkanajā 790-1200 nm spektrālajā diapazonā un reģistrēta ar fotoelektronu pavairotāju (FEP) FEU-83 sinhrodetektēšanas režīmā. Eksperimenta laikā FEP tika dzesēts līdz $-50 \text{ }^\circ\text{C}$ ar šķidra slāpekļa tvaiku plūsmu. Reģistrācijas sistēmas spektrāla jūtība tika kalibrēta, izmantojot standarta volframa lampu ar zināmu spektrālu starojumu pie noteiktas temperatūras. Spektrālā kalibrācija, kura nodrošināja precizitāti ap 0.05 nm tika veikta ar Ne izlādes līnijām. Šī precizitāte bija pietiekama, lai, balstoties uz pamatstāvokļa molekulāram konstantēm [88], viennozīmīgi veiktu pamatstāvokļa rotāciju-vibrāciju līmeņu v'' , J'' identifikāciju.

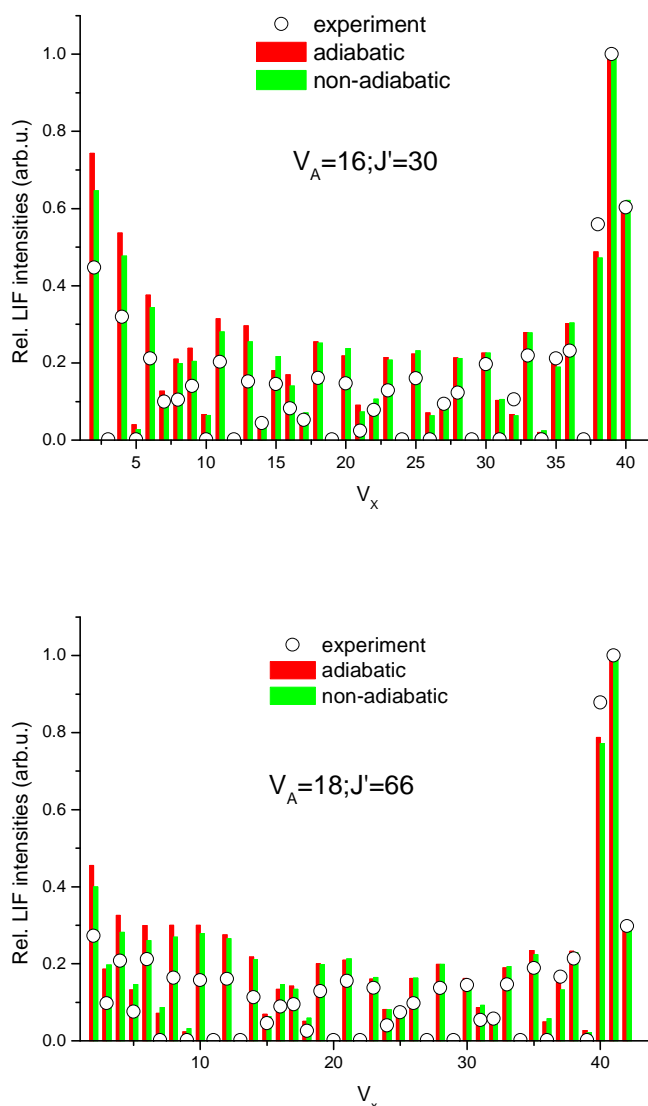
5.2.2 Rezultāti

Eksperimentāla LIF spektra piemērs ir parādīts 5.2. zīmējumā. Kontinums, kas ir novērojams LIF spektrā, parādās augstā sārma tvaiku spiediena dēļ un drīzāk saistīts ar Rb_2 joslām $\lambda > 900 \text{ nm}$ apgabalā, kamēr tuvu 800 nm tās ir stipri paplašinātas atomāras Rb rezonanses līnijas. $^{23}\text{Na}^{85}\text{Rb}$ molekulas ierosinātā stāvokļa termu vērtības ($T_{v_A} = 16$, $J_c = 30 = 12802 \text{ cm}^{-1}$ and $T_{v_A} = 18$, $J_c = 66 = 13084 \text{ cm}^{-1}$) tika noteiktas, pieskaitot klāt ierosinošā lāzera viļņa skaitli atbilstošām pamatstāvokļa terma vērtībām, kuras tika izrēķinātas no precīzām molekulārām konstantēm [89].



5.2. zīm. NaRb LIF spektrs, kas tika iegūts, ierosinot $A^1\Sigma^+(v_A, J_A) \leftarrow X^1\Sigma^+(v_X = 0, J_X)$ pāreju. $v_A = 18$, $J_c = 66$ (P-pāreja, $\lambda_{\text{exc}} = 786,3 \text{ nm}$). Vertikālas svītras apakšā attēlo izrēķināta dubleta vibrācijas progresijas pozīcijas.

Eksperimentāli iegūtais relatīvo intensitāšu sadalījums divām LIF progresijām ir parādīts 5.3. zīm. Fona signāls un reģistrācijas sistēmas spektrāla jūtība tika ņemta vērā.



5.3. zīm. Eksperimentālais LIF intensitātes sadalījums salīdzināts ar teorētiski iegūtu LIF sadalījumu izmantojot adiabatisko un neadiabatisko $A^1\Sigma^+$ stāvokļa PEC.

Adiabātiska $A^1\Sigma^+$ stāvokļa PEC parametri tika iegūti no eksperimentāli izmērītiem LIF intensitāšu sadalījumiem, kuri tika novēroti no $v'_A = 16$ un $v'_A = 18$ A -stāvokļa vibrāciju līmeņiem (sk. 5.1. tab.). Kā var redzēt tabulā, iegūtās molekulāras konstantes A -stāvoklim ir saskaņā ar konstantēm no [84], kuras tika iegūtas no apmēram 200 A -stāvokļa eksperimentālas rotāciju-vibrāciju termu vērtībām (tika iegūtas no pārejas frekvencēm izmērītām ar precizitāti 0.003 cm^{-1}) un izmantojot daudz sarežģītāku ICCA procedūru. Hulburta–Hirschfeldera (HH) elektroniskās un disociācijas enerģijas summa

$T_{e_A}^{HH} + D_{e_A}^{HH} = 17535\text{cm}^{-1}$ apmierinoši sakrīt ar eksperimentāliem novērtējumiem $D_{e_X}^{\text{exp}} + \Delta E^{\text{exp}}[\text{Rb}(5p^2P_{1/2}) - \text{Rb}(5s^2S_{1/2})] = 17609.8\text{cm}^{-1}$ izmantojot $D_{e_X}^{\text{exp}}$ [89] un $E[\text{Rb}(5^2P_{1/2})]$ [91].

Lai apstiprinātu adiabatiskā tuvinājuma pielietojamību LIF intensitātēm, šajā gadījumā attiecīgās neadiabatiskās I_{ν_A, ν_X} vērtības tika novērtētas, izmantojot datus no [84]. Kā jau bija sagaidāms, visām pārējām neadiabatiskās intensitātes ir ļoti tuvu adiabatiskām intensitātēm (sk. 5.3. zīm.). Izrēķinātās un izmērītās intensitātes pietiekoši labi sakrīt un to nelielā atšķirība visticamāk ir saistīta ar reģistrācijas sistēmas spektrālās jūtības kalibrēšanas neprecizitāti.

5.1. tabula. $^{23}\text{Na}^{85}\text{Rb}$ molekulas $A^1\Sigma^+$ stāvokļa deperturbētās molekulāras konstantes (T_e , w_e un D_e , cm^{-1} , a , b bezdimensionālas, R_e , Å).

T_e	R_e	w_e
<i>Ab initio potentials</i> [90, 84]		
11396	4.47	66.4 [90]
12109	4.24	77.1 [84]
<i>Present "difference based" potentials</i>		
11630	4.38	64.8 [90]
11768	4.45	65.7 [84]
<i>Present adiabatic Hulburt–Hirschfelder model</i>		
11709	4.423	63.51
D_e	5826	
a	5.2735	
b	0.1465	
<i>Non-adiabatic ICCA model</i> [84]		
11702.2	4.406	66.01

5.2.3 Secinājumi

- ∅ Diožu lāzera starojums var tikt veiksmīgi pielietots NaRb molekulas stipri sajaukta singleta-tripleta kompleksa $A^1\Sigma^+ - b^3\Pi$ noteiktu rotāciju-vibrāciju līmeņu ierosmei.
- ∅ Tika novērotas divas gandrīz pilnas LIF progresijas no $A^1\Sigma^+ - b^3\Pi$ kompleksa ($v' = 16$, $J' = 30$ un $v' = 18$, $J' = 66$) uz $X^1\Sigma^+$ pamatstāvokli ($v'' = 2 \dots 42$) infrasarkanajā diapazonā no 790 līdz 1200 nm. Tika iegūts to relatīvais intensitāšu sadalījums.
- ∅ LIF progresijas relatīvais intensitāšu sadalījums no stāvokļu $A^1\Sigma^+ - b^3\Pi$ kompleksa, kas ir pilnīgi sajaukts spin-orbitālās mijiedarbības dēļ, ir daudz mazāk atkarīgs no perturbācijām nekā termu vērtības. Tādējādi, relatīvais intensitāšu sadalījums var tikt izmantots stipri sajaukto stāvokļu deperturbācijas analīzes veikšanai, nodrošinot viennozīmīgu vibrācijas kvantu skaitļu un adiabatisko PEC noteikšanu.

6. Promocijas darba rezultāti un secinājumi

Saskaņā ar šajā darbā izvirzītajiem mērķiem, ir iegūti sekojoši *galvenie rezultāti*:

1. Pirmo reizi tika novērotas supersīkstruktūras komponentu magnētisko apakšlīmeņu m_F krustošanās rezonanses ārējā elektriskajā laukā pie divpakāpju ierosmes. Eksperimentāli iegūtie līmeņu krustošanās signāli Cs $nD_{3/2}$ un $nD_{5/2}$ stāvokļiem, kur $n = 7, 9$ un 10 ir aprakstīti teorētiski, pielietojot korelācijas analīzi optiskiem Bloha vienādojumiem gadījumā, kad lāzers vienlaicīgi mijiedarbojas ar diviem lāzera laukiem ārējā elektriskajā laukā. No līmeņu krustošanās signāliem ir iegūtas jaunas tenzora polarizējamības α_2 vērtības Cs $7D_{3/2}$ un $9D_{3/2}$ stāvokļiem un supersīkstruktūras A konstanšu vērtības Cs $7, 9$ un $10 D_{5/2}$ stāvokļiem.
2. Izkaršāšanās pārejas orientācijā eksperimentālie signāli tika novēroti pirmo reizi ārējā elektriskajā laukā atomos, proti, $7D_{3/2}$ un $9D_{3/2}$ stāvokļiem cēzija atomos. Eksperimentāli iegūtie signāli precīzi aprakstīti, pielietojot detalizētu teorētisko modeli, kura pamatā ir optisko Bloha vienādojumu korelācijas analīze. IPO parādība izraisa leņķiskā momenta sadalījuma deformāciju, kas ir līdzīga tai, kuru var sagaidīt elektrona dipola momenta gadījumā. Tādējādi, IPO signāls varētu būt potenciāls fona signāls un traucēt dažādos elektrona dipola momenta meklējumos atomārās vai molekulārās sistēmās. Šie pētījumi rāda, ka IPO ir parādība, kuru var ļoti labi izpētīt un nepieciešamības gadījumā ņemt vērā.
3. Tika nodemonstrēta iespēja izmantot cēzija tvaikus elektriskā lauka sadalījuma kartēšanai ar optiskām metodēm. Iegūti elektriskā lauka optiskie attēli divām dažādām elektrodu konfigurācijām ar telpisko izšķiršanu – 0.3 mm. Šīs metodes jūtība galvenokārt ir atkarīga no tā, kurš nD stāvoklis Cs atomā tiek izmantots, lai mērītu elektrisko lauku, būdama simti V/cm, kad $n = 7$, un desmiti V/cm, kad $n = 9$ un 10 .
4. Diožu lāzera starojums var tikt veiksmīgi pielietots NaRb molekulas stipri sajaukta singleta-tripleta kompleksa $A^1\Sigma^+ - b^3\Pi$ noteiktu rotāciju-vibrāciju līmeņu ierosmei. Tika novērotas divas gandrīz pilnas LIF progresijas no $A^1\Sigma^+ - b^3\Pi$ kompleksa ($v' = 16, J' = 30$ un $v' = 18, J' = 66$) uz $X^1\Sigma^+$ pamatstāvokli ($v'' = 2...42$) infrasarkanajā diapazonā no 790 līdz 1200 nm un iegūts to relatīvais intensitāšu sadalījums. Tika iegūts $A^1\Sigma^+$ stāvokļa Hulburt-Hirschfeldera potenciāls, izmantojot eksperimentālo intensitāšu sadalījuma tiešo aproksimācijas analīzi.

Nobeigums

- Līmeņu krustošanās spektroskopija supersīkstruktūras līmeņiem ārējā elektriskajā laukā var tikt veiksmīgi izmantota kā eksperimentāla metode tādu atomāro konstanšu noteikšanai, kā tenzora polarizējamība α_2 vai supersīkstruktūras konstante A . Vēl vairāk, pielietojot divpakāpju lāzera ierosmi, var tikt izpētīti arī augsti ierosinātie stāvokļi.
- Izkārtošanās pāreja orientācijā elektriskajā laukā var veidot fona signālu elektrona elektriskā dipola momenta meklējumos atomārajās vai molekulārajās sistēmās. Mūsu pētījumi rāda, ka izkārtošanās pāreju orientācijā var sīki izpētīt un nepieciešamības gadījumā var ņemt vērā.
- Atomārā cēzija tvaiki ir piemēroti elektriskā lauka kartēšanai ar optiskām metodēm. Šīs metodes priekšrocības ir zemas darba temperatūras, iespēja realizēt metodi, izmantojot tikai diožu lāzerus, kā arī iespēja viegli atdalīt atomāro fluorescenci no izkliedētās gaismas, izmantojot vienkāršus optiskos filtrus.
- Lāzera inducētās fluorescences relatīvā intensitātes sadalījums novērošana no izvēlētiem ierosinātajiem rotāciju-vibrāciju līmeņiem sārnu metālu divatomu molekulās, der stipri sajauktu singleta-triplela stāvokļu pētīšanai. Izmantojot temperatūras un strāvas stabilizētu diožu lāzeri ierosmei, bet novērošanai – zemas izšķirtspējas monohromatoru, ir iespējams iegūt ticamus rezultātus.

Pieliekums A: Cēzija eksperimentālās un teorētiskās skalāras un tenzora polarizējamības vērtības.

State	α_0 exp		α_0 theor		α_2 exp		α_2 theor	
	MHz/(kV/cm) ²	a ₀ ³	MHz/(kV/cm) ²	a ₀ ³	MHz/(kV/cm) ²	a ₀ ³	MHz/(kV/cm) ²	a ₀ ³
6²S_{1/2}	0.1063(77) [g] 0.1000(20) [h] 0.09978(15) [i]	427(31)* [g] 402(8)* [h] 401.0(0.6)* [i]	0.098 [l]	394 * [l]				
7²S_{1/2}			1.528 [l]	6.14×10 ³ * [l]				
8²S_{1/2}			9.431 [l]	3.79×10 ⁴ * [l]				
9²S_{1/2}			38.07 [l]	1.53×10 ⁵ * [l]				
10²S_{1/2}	123(6)* [a] 119.06(28)* [f]	4.94(24)×10 ⁵ [a] 4.7848(113)×10 ⁵ [f]	118.2 [l]	4.75×10 ⁵ * [l]				
11²S_{1/2}	322(16)* [a] 309.70(26)* [f]	1.294(64)×10 ⁶ [a] 1.2446(11)×10 ⁶ [f]	308.6 [l]	1.24×10 ⁶ * [l]				
12²S_{1/2}	720(45)* [a] 713.48(58)* [f]	2.894(181)×10 ⁶ [a] 2.8674(23)×10 ⁶ [f]	706.7 [l]	2.84×10 ⁶ * [l]				
13²S_{1/2}	1650(170)* [a] 1491.20(122)* [f]	6.631(680)×10 ⁶ [a] 5.9929(49)×10 ⁶ [f]	1468 [l]	5.90×10 ⁶ * [l]				
6²P_{1/2}	$\alpha_0(6^2P_{1/2}) - \alpha_0(6^2S_{1/2})$ 0.230438 (30)* [e] $\alpha_0(6^2P_{1/2}) - \alpha_0(6^2S_{1/2})$ 0.2415(24) [d]	$\alpha_0(6^2P_{1/2}) - \alpha_0(6^2S_{1/2})$ 926,094 (121) [e] $\alpha_0(6^2P_{1/2}) - \alpha_0(6^2S_{1/2})$ 970.4(9.5)* [d]	0.321 [l]	1.29×10 ³ * [l]				
6²P_{3/2}	0.398(60)* [a] $\alpha_0(6^2P_{3/2}) - \alpha_0(6^2S_{1/2})$ 0.3086(60) [c] $\alpha_0(6^2P_{3/2}) - \alpha_0(6^2S_{1/2})$ 0.3145(32) [d]	1.600(241)×10 ³ [a] $\alpha_0(6^2P_{3/2}) - \alpha_0(6^2S_{1/2})$ 1240.2(24)* [c] $\alpha_0(6^2P_{3/2}) - \alpha_0(6^2S_{1/2})$ 1263.9(12.8)* [d]	0.398 [l]	1.60×10 ³ * [l]	- 0.065(10)* [a] - 0.0653(4) [c] - 0.0648(20) [d]	- 261.2(40.2) [a] - 262.4(15)* [c] - 260.5(8.1)* [d]	- 0.056 [l]	- 2.23×10 ² * [l]
7²P_{1/2}			7.316 [l]	2.94×10 ⁴ * [l]				
7²P_{3/2}			9.182 [l]	3.69×10 ⁴ * [l]	- 1,077(43)* [k]		- 1.065 [l]	- 4.28×10 ³ * [l]
8²P_{1/2}			54.99 [l]	2.21×10 ⁵ * [l]				
8²P_{3/2}			70.17 [l]	2.82×10 ⁵ * [l]	- 7.6(3)* [a]		- 7.52 [l]	- 3.02×10 ⁴ * [l]
7²D_{3/2}	- 14.9(20) [j]	- 6,0(8)×10 ⁴ * [j]	- 16.22 [l] - 16.62(40) [dis4]	- 6.52×10 ⁴ * [l] - 6.68(16) × 10 ⁴ * [dis4]	16.42(75) [j] 18.54(50) [dis2]	6.6(3)×10 ⁴ * [j] 7.45(20) × 10 ⁴ * [dis2]	17.52 [l] 17.72(30) [dis4]	7.04×10 ⁴ * [l] 7.12(12) × 10 ⁴ * [dis4]
7²D_{5/2}	- 18.9(20) [j]	- 7.6(8)×10 ⁴ * [j]	- 21.67 [l] - 22.15(47) [dis4]	- 8.71×10 ⁴ * [l] - 8.90(19) × 10 ⁴ * [dis4]	32.1(10) [j]	1.29(4)×10 ⁵ * [j]	34.84 [l] 35.28(42) [dis4]	1.40×10 ⁵ * [l] 1.418(17) × 10 ⁵ * [dis4]

$8^2D_{3/2}$			- 91.1 [l]	- 3.66×10 ⁵ * [l]	82.5(4.0)* [a]	3.32(16)×10 ⁵ [a]	83.6 [l]	3.36×10 ⁵ * [l]
$8^2D_{5/2}$			- 117.5 [l]	- 4.72×10 ⁵ * [l]	182(10)* [a]	7.31(40)×10 ⁵ [a]	168.0 [l]	6.75×10 ⁵ * [l]
$9^2D_{3/2}$	- 360(30)* [a]	- 1.45(12)×10 ⁶ [a]	- 348.4 [l] - 349.1(3.0) [dis4]	- 1.40×10 ⁶ * [l] - 1.403(12) × 10 ⁶ * [dis4]	313(15)* [a] 294(9) × 10 ⁶ [dis2]	1.258(60)×10 ⁶ [a] 1.183(35) × 10 ⁶ *[dis2]	296.1 [l] 296.1(2.5) [dis4]	1.19×10 ⁶ * [l] 1.190(10) × 10 ⁶ * [dis4]
$9^2D_{5/2}$	- 509(25)* [a]	- 2.05(10)×10 ⁶ [a]	- 440 [l] - 442.2(3.5) [dis4]	- 1.77×10 ⁶ * [l] - 1.777(14) × 10 ⁶ * [dis4]	660(35)* [a]	2.65(14)×10 ⁶ [a]	592.2 [l] 593.7(3.2) [dis4]	2.38×10 ⁶ * [l] 2.386(13) × 10 ⁶ * [dis4]
$10^2D_{3/2}$	- 1150(170)* [a] - 1041.3(0.9)* [b]	- 4.622(683)×10 ⁶ [a] - 4.185(4)×10 ⁶ [b]	- 1050 [l] - 1054.0(7.2) [dis4]	- 4.22×10 ⁶ * [l] - 4.236(29) × 10 ⁶ * [dis4]	840(40)* [a] 846.3(0.9)* [b]	3.376(160)×10 ⁶ [a] 3.4012(36)×10 ⁶ [b]	848 [l] 850.0(6.0) [dis4]	3.41×10 ⁶ * [l] 3.416(24) × 10 ⁶ * [dis4]
$10^2D_{5/2}$	- 1340(130)* [a] - 1319.5(2.1)* [b]	- 5.385(522)×10 ⁶ [a] - 5.303(8)×10 ⁶ [b]	- 1319 [l] - 1322.8(9.0) [dis4]	- 5.30×10 ⁶ * [l] - 5.316(36) × 10 ⁶ * [dis4]	1770(90)* [a] 1695.7(4.9)* [b]	7.113(360)×10 ⁶ [a] 6.8148(197)×10 ⁶ [b]	1704 [l] 1708.7(8.0) [dis4]	6.85×10 ⁶ * [l] 6.867(32) × 10 ⁶ * [dis4]
$11^2D_{3/2}$	- 2694.6(2.7)* [b]	- 1.0829(11)×10 ⁷ [b]	- 2712 [l]	- 1.09×10 ⁷ * [l]	2107.5(2.7)* [b]	8.4697(109)×10 ⁶ [b]	2120 [l]	8.52×10 ⁶ * [l]
$11^2D_{5/2}$	- 3790(350)* [a] - 3379.5(5.4)* [b]	- 1.523(141)×10 ⁷ [a] - 1.3582(22)×10 ⁷ [b]	- 3384 [l]	- 1.36×10 ⁷ * [l]	4010(400)* [a] 4242.1(11.4)*[b]	1.612(161)×10 ⁷ [a] 1.7048(46)×10 ⁷ [b]	4255 [l]	1.71×10 ⁷ * [l]
$12^2D_{3/2}$	- 6180(4.9)* [b]	- 2.484(2)×10 ⁷ [b]	- 6245 [l]	- 2.51×10 ⁷ * [l]	4691.4(4.9)* [b]	1.8854(197)×10 ⁷ [b]	4753 [l]	1.91×10 ⁷ * [l]
$12^2D_{5/2}$	- 7660(15)* [b]	- 3.078(6)×10 ⁷ [b]	- 7738 [l]	- 3.11×10 ⁷ * [l]	9501(39)* [b]	3.8183(157)×10 ⁷ [b]	9530 [l]	3.83×10 ⁷ * [l]
$13^2D_{3/2}$	- 12935(18)* [b]	- 5.1984(72)×10 ⁷ [b]	- 12989 [l]	- 5.22×10 ⁷ * [l]	9620(18)* [b]	3.8661(72)×10 ⁷ [b]	9679 [l]	3.89×10 ⁷ * [l]
$13^2D_{5/2}$	- 16001(25)* [b]	- 6.431(10)×10 ⁷ [b]	- 16099 [l]	- 6.47×10 ⁷ * [l]	19(1) × 10 ³ * [a] 19406(49)* [b]	7.64(40)×10 ⁷ [a] 7.7990(197)×10 ⁷ [b]	19533 [l]	7.85×10 ⁷ * [l]
$14^2D_{5/2}$					37(2) × 10 ³ * [a]	1.49(8)×10 ⁸ [a]		
$15^2D_{5/2}$					70(4) × 10 ³ * [a]	2.81(16)×10 ⁸ [a]		
$16^2D_{5/2}$					120(6) × 10 ³ * [a]	4.82(24)×10 ⁸ [a]		
$17^2D_{5/2}$					199(10) × 10 ³ * [a]	8.00(40)×10 ⁸ [a]		
$18^2D_{5/2}$					323(16) × 10 ³ * [a]	1.298(64)×10 ⁹ [a]		

* Shows in which units the polarizability values were given in the paper.

The atomic units \mathbf{a}_0^3 can be converted to the SI units $\mathbf{MHz}/(\mathbf{kV}/\mathbf{cm})^2$ via $\alpha[\mathbf{MHz}/(\mathbf{kV}/\mathbf{cm})^2] = 2.48828 \times 10^{-4} \alpha[\mathbf{a}_0^3]$

Correspondingly, the SI units can be converted to the atomic units via $\alpha[\mathbf{a}_0^3] = 4.01884 \times 10^3 \alpha[\mathbf{MHz}/(\mathbf{kV}/\mathbf{cm})^2]$

[a] K. Fredriksson and S. Svanberg, *Z. Phys. A* **281**, 189 (1977).

The scalar polarizability constant a_0 for excited S and D states in cesium was measured utilizing a two-step excitation scheme. An rf lamp and a single-mode dye laser were used to excite the atoms in a collimated atomic beam. Tensor polarizabilities of all D-states have been measured by level-crossing spectroscopy except for $11^2D_{5/2}$.

[b] J. Xia, J. Clarke, J. Li, and W. A. van Wijngaarden, *Phys. Rev. A* **56**, 5176-5178 (1997)

The scalar and tensor polarizabilities of the cesium $(10-13)D_{3/2,5/2}$ states were found with uncertainties of less than 0.3%. Stark shifts were determined using an electro-optically modulated laser beam. This experiment measured the voltage required for atoms excited by a laser beam in an electric field to be simultaneously in resonance as atoms excited by a frequency sideband of the laser in a field-free region.

[c] C. E. Tanner and C. Wieman, *Phys. Rev. A* **38**, 162 (1988).

The Stark shift of the $6P_{3/2}$ state relative to the ground state of atomic cesium was measured by means of crossed-beam laser spectroscopy with a frequency-stabilized laser diode. The scalar and tensor polarizabilities were determined from the Stark shifts measured in the transitions $6S_{1/2} F = 4 \rightarrow 6P_{3/2} F' = 5, m_F = 5$ and 4.

[d] L. R. Hunter, D. Krause Jr., S. Murthy, and T. W. Sung, *Phys. Rev. A* **37**, 3283 (1988).

The dc Stark shift of the cesium D lines was observed in the low-field limit where the induced shift is small compared to the various hyperfine splittings. On the D2 line, the modification by the electric field of the dipole transition rates to the various excited-state hyperfine levels must be taken into account in order to interpret results.

[e] L. R. Hunter, D. Krause, Jr. and K. E. Miller, D. J. Berkeland and M. G. Boshier, *Opt. Commun.* **94**, 210 (1992).

The dc Stark shift of the cesium D1 line was observed using two 894 nm cavity-stabilized diode lasers locked to resonance signals from an atomic beam and a saturated absorption cell. The heterodyne signal obtained from the two lasers and optical measurement of the electrode spacing allowed well calibrated high precision measurements to be made. The observed scalar shift was found to be $115.219(15) \text{ kHz (kV/cm)}^{-2}$. We believe this result to be the most precise Stark shift measurement ever reported.

[f] W. A. van Wijngaarden, E. A. Hessels, J. Li, and N. E. Rothery, *Phys. Rev. A* **49**, R2220 (1994).

The scalar polarizabilities of the cesium $(10-13)S_{1/2}$ states were measured with accuracies of better than 0.1%. The Stark shifts were measured using two atomic beams. One traverses a uniform electric field and the other crosses a field-free region. The atoms were excited using a ring dye laser. Frequency shifted by an acousto-optic modulator the laser beam interacting with the atoms in the electric-field region. The Stark field was determined by measuring the electric field for which the atoms in both beams were simultaneously in resonance.

[g] W. D. Hall and J. C. Zorn, *Phys. Rev. A* **10**, 1141-1144 (1974)

The electric dipole polarizability of the alkali-metal atoms Na, K, Rb, and Cs were determined by measuring the deflection of a velocity-selected beam by an inhomogeneous electric field.

[h] R. W. Molof, H. L. Schwartz, T. M. Miller, and B. Bederson, Phys. Rev. A **10**, 1131-1140 (1974)

The E-H-gradient balance technique has been used to measure the static electric dipole polarizabilities of the alkali-metal atoms.

[i] J. M. Amini and H. Gould, Phys. Rev. Lett. **91**, 153001 (2003)

The cesium $6^2S_{1/2}$ scalar dipole polarizability α_0 was determined from the time-of-flight of laser cesium atoms that were laser cooled and launched through an electric field. They found $\alpha_0 = 6.611 \pm 0.009 \times 10^{-39} \text{ C m}^2/\text{V} = 59.42 \pm 0.08 \times 10^{-24} \text{ cm}^3 = 401.0 \pm 0.6 a^3_0$. The 0.14% uncertainty is a factor of 14 improvement over the previous measurement.

[j] J. E. Wessel and D. E. Cooper, Phys. Rev. A **35**, 1621-1627 (1987)

Stark spectroscopy and Autler-Townes interactions in four-level cesium atoms.

Scalar and tensor polarizabilities of cesium $5f$ and $7d$ states were measured by three-color multiphoton excitation techniques.

[k] A. Khadjavi, A. Lurio, and W. Happer, Phys. Rev. **167**, 128 (1968)

The method of pure electric field level crossing.

[l] W. A. van Wijngaarden and J. Li, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **52**, 555 (1994).

The scalar and tensor polarizabilities of over sixty S, P, D and F states of cesium were evaluated using the Coulomb approximation.

Literatūras saraksts

- [1] M. Stuke (Ed.): 25 Years Dye Laser, Topics Appl. Phys., Vol. 70 (Springer, Berlin, Heidelberg 1992).
- [2] W. Hanle, Z. Physik **30**, 93 (1924).
- [3] W. Happer, Rev. Mod. Phys. **44**, 168 (1972).
- [4] G. Belin, L. Holmgren, I. Lindgren, S. Svanberg, Phys. Scr. **12**, 287 (1975).
- [5] G. Belin, L. Holmgren, S. Svanberg, Phys. Scr. **13**, 351 (1976).
- [6] G. Belin, L. Holmgren, S. Svanberg, Phys. Scr. **14**, 39 (1976).
- [7] A. Khadjavi, W. Happer Jr., A. Lurio, Phys. Rev. Lett. **17**, 463 (1966).
- [8] A. Khadjavi, A. Lurio, W. Happer, Phys. Rev. **167**, 128 (1968).
- [9] Robert W. Schmieder, Allen Lurio, W. Happer, Phys. Rev. A **3**, 1209 (1971).
- [10] I. B. Khriplovich and S. K. Lamoreaux, *CP Violation Without Strangeness* (Springer-Verlag, Berlin, 1997).
- [11] P. G. H. Sandars, Contemp. Phys. **42**, 97 (2001).
- [12] B. C. Regan, E. D. Commins, C. J. Schmidt, and D. DeMille, Phys. Rev. Lett. **88**, 071805 (2002).
- [13] M. Auzinsh, R. Ferber, Optical Polarization of Molecules, Cambridge University Press, Cambridge, 2005.
- [14] U. Fano, Phys. Rev. **133**, B828 (1964).
- [15] V. N. Rebane, Opt. Spectrosc. (USSR) **24**, 163 (1968).
- [16] M. Lombardi, C.R. Seances Acad. Sci., Ser. B **265**, 191 (1967).
- [17] M. Lombardi, J. Phys. (Paris) **30**, 631 (1969).
- [18] M. Lombardi, in *Beam Foil Spectroscopy, Collisional and Radiative Processes*, edited by I. Sellin and D. Pegg (Plenum Press, New York, 1996), Vol. 2, pp. 731–747.
- [19] M. Auzinsh and R. Ferber, Phys. Rev. Lett. **69**, 3463 (1992).
- [20] M. Auzinsh, R. Ferber, and A.V. Stolyarov, J. Chem. Phys. **101**, 5559 (1994).
- [21] M. Auzinsh, Can. J. Phys. **75**, 853 (1997).
- [22] T. Nakajima, N. Uchitomi, Y. Adachi, S. Maeda and C. Hirose, 1983 *J. Phys. Colloq. C* **7** 497
- [23] D. Yang, D. Lieberman and P. van der Straten, T. Bergeman, and H. Metcalf, *Phys. Rev. A* **40**, 5026 (1989).
- [24] Marcis Auzinsh, Ruvim Ferber, Olga Nikolayeva, Neil Shafer-Ray and Maris Tamanis, J. Phys. D: Appl. Phys. **34**, 624–630 (2001).
- [25] M. G. Kozlov and D. DeMille, Phys. Rev. Lett. **89**, 133001 (2002).

- [26] J. J. Hundson, B. E. Sauer, M. R. Tarbutt, and E. A. Hinds, Phys. Rev. Lett. 89, 023003 (2002).
- [27] D. DeMille, Phys. Rev. Lett. 88, 067901 (2002).
- [28] C. A. Stan, M. W. Zwierlein, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **93**, 143001 (2004).
- [29] S. Inouye, J. Goldwin, M. L. Olsen, C. Ticknor, J. L. Bohn, and D. S. Jin, Phys. Rev. Lett. **93**, 183201 (2004).
- [30] D. Wang, J. Qi, M. F. Stone, O. Nikolayeva, H. Wang, B. Hattaway, S. D. Gensemer, P. L. Gould, E. E. Eyler, and W. C. Stwalley, Phys. Rev. Lett. **93**, 243005 (2004).
- [31] M. W. Mancini, G. D. Telles, A. R. L. Caires, V. S. Bagnato, and L. G. Marcassa, Phys. Rev. Lett. **92**, 133203 (2004).
- [32] C. Haimberger, J. Kleinert, M. Bhattacharya, and N. P. Bigelow, Phys. Rev. A **70**, 021402(R) (2004).
- [33] G. D. Telles, L. G. Marcassa, S. R. Muniz, S. G. Miranda, A. Antunes, C. Westbrook, and V. S. Bagnato, Phys. Rev. A **59**, R23 (1999).
- [34] Y. E. Young, R. Ejnisman, J. P. Shaffer, and N. P. Bigelow, Phys. Rev. A **62**, 055403 (2000).
- [35] G. D. Telles, L. S. Aguiar, L. G. Marcassa, and V. S. Bagnato, Phys. Rev. A **66**, 025403 (2002).
- [36] J. M. Sage, S. Sainis, T. Bergeman, and D. DeMille, Phys. Rev. Lett. **94**, 203001 (2005).
- [37] W. C. Stwalley, Eur. Phys. J. D **31**, 221 (2004).
- [38] E.B. Aleksandrov, M.P. Chaika, G.I. Khvostenko, Interference of Atomic States: In Springer Series on Atoms and Plasmas, Springer, Berlin (1993).
- [39] W.A. Van Wijngaarden, J. Li, J. Quant. Spect. Radiat. Transf. **52**, 555 (1994).
- [40] E. Arimondo, M. Inguscio, P. Violino, Rev. Mod. Phys. **49**, 31 (1977).
- [41] S. Svanberg, P. Tsekeris, Phys. Rev. A **11**, 1125 (1975).
- [42] J.S. Deech, R. Luypaert, G.W. Series, J. Phys. B **8**, 1406 (1975).
- [43] J. Xia, J. Clarke, J. Li, W.A. Wijngaarden, Phys. Rev. A **56**, 5176 (1997).
- [44] J.E. Wessel, D. Cooper, Phys. Rev. A **35**, 1621 (1987).
- [45] K. Fredrikson, S. Svanberg, Z. Physik A **281**, 189 (1977).
- [46] K. Blum, *Density Matrix Theory and Applications* (Plenum Press, New York, 1996), 2nd ed.
- [47] E. Chamoun, M. Lombardi, M. Carre, and M. L. Gaillard, J. Phys. (Paris) **38**, 591 (1977).
- [48] T. Manabe, T. Yabuzaki, and T. Ogawa, Phys. Rev. Lett. **46**, 637 (1981).

- [49] R. C. Hilborn, L. R. Hunter, K. Johnson, S. K. Peck, A. Spencer, and J. Watson, *Phys. Rev. A* **50**, 2467 (1994).
- [50] M. Krainska-Miszczak, *J. Phys. B* **12**, 555 (1979).
- [51] J. Alnis and M. Auzinsh, *Phys. Rev. A* **63**, 023407 (2001).
- [52] X. L. Han and G.W. Schinn, *Phys. Rev. A* **43**, 266 (1991).
- [53] O. Nikolayeva, M. Auzinsh, M. Tamanis, R. Ferber, *J. Mol. Struct.* **283**, 480-481 (1999).
- [54] R. C. Hilborn, *Am. J. Phys.* **63**, 330 (1995).
- [55] S. M. Rochester and D. Budker, *Am. J. Phys.* **69**, 450 (2001).
- [56] I. Langmuir, *J. Franklin Inst.* **196**, 751 (1923).
- [57] E. Weber, *Electromagnetic Theory* (Dover, New York, 1965).
- [58] Y. Hamasaki, H Gotoh, M Katoh and S. Takeuchi, *Electron-Lett.* **16**, 406 (1980).
- [59] S. R. M. Robertson and A. J. Rogers, *IEEE Proc. J.* **132**, 195 (1985).
- [60] K. Koo and G. Siegel, *IEEE J. Quantum Electron QE-18*, 670 (1982).
- [61] D. Doughty and J. Lawler, *Appl. Phys. Lett.* **45**, 611 (1984).
- [62] B. N. Ganguly and A. Garscadden, *Phys. Rev. A* **32**, 2544 (1985).
- [63] D. K. Doughty, S. Salih, and J. E. Lawler, *Phys. Lett.* **103A**, 41 (1984).
- [64] Marcis Auzinsh, Lalith Jayasinghe, Lance Oelke, Ruvim Ferber and Neil Shafer-Ray, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34**, 1933–1938 (2001).
- [65] R. W. Wood and F. E. Hackett, *Astrophys. J.* **30**, 339 (1909).
- [66] X. Xie and R. W. Field, *Chem. Phys.* **99**, 337 (1985).
- [67] X. Xie and R. W. Field, *J. Mol. Spectrosc.* **117**, 228 (1986).
- [68] C. Linton, F. Martin, I. Russier, A. J. Ross, P. Crozet, S. Churassy, and R. Bacis, *J. Mol. Spectrosc.* **175**, 340 (1996).
- [69] K. Urbanski, S. Antonova, A. M. Lyyra, A. Yiannopoulou, and W. C. Stwalley, *J. Chem. Phys.* **104**, 2813 (1996).
- [70] J. B. Atkinson, J. Becker, and W. Demtröder, *Chem. Phys. Lett.* **87**, 92 (1982).
- [71] C. Effantin, O. Babaky, K. Hussein, J d’Incan, and R. F. Barrow, *J. Phys. B* **18**, 4077 (1985).
- [72] A. M. Lyyra, H. Wang, T.-J. Whang, L. Li, and W. C. Stwalley, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2724 (1991).
- [73] O. C. Mullins, C. R. Makon, and T. F. Gallagher, *Chem. Phys. Lett.* **126**, 501 (1986).
- [74] H. Kato, M. Otani, and M. Baba, *J. Chem. Phys.* **89**, 653 (1988).
- [75] H. G. Krämer, M. Keil, J. Wang, R. A. Bernheim, and W. Demtröder, *Chem. Phys. Lett.* **272**, 391 (1997).

- [76] A. J. Ross, P. Crozet, C. Effantin, J d'Incan, and R. F. Barrow, *J. Phys. B* **20**, 6225 (1987).
- [77] A. M. Lyyra, W. T. Luh, L. Li, H. Wang, and W. C. Stwalley, *J. Chem. Phys.* **92**, 43 (1990).
- [78] G. Jong, L. Li, T. J. Whang, A. M. Lyyra, W. C. Stwalley, M. Li, and J. Coxon, *J. Mol. Spectrosc.* **155**, 115 (1992).
- [79] J. T. Kim, H. Wang, C. C. Tsai, J. T. Bahns, W. C. Stwalley, G. Jong, and A. M. Lyyra, *J. Chem. Phys.* **102**, 6646 (1995).
- [80] C. Amiot, O. Dulieu, and J. Verge`s, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2316 (1999).
- [81] A. J. Ross, C. Effantin, J. d'Incan, and R. F. Barrow, *Mol. Phys.* **56**, 903 (1985).
- [82] A. J. Ross, C. Effantin, J. d'Incan, and R. F. Barrow, *J. Phys. B* **19**, 1449 (1986).
- [83] A. J. Ross, R. M. Clements, and R. F. Barrow, *J. Mol. Spectrosc.* **127**, 546 (1988).
- [84] M. Tamanis, R. Ferber, A. Zaitsevskii, E. A. Pazyuk, A. V. Stolyarov, Hongmin Chen, Jianbing Qi, H. Wang, W. C. Stwalley, *J. Chem. Phys.* **117**, 7980–8 (2002).
- [85] J. Tellinghuisen, *The Franck–Condon principle in bound-free transitions, photodissociation and photoionization*. New York: Wiley, p. 299–369 (1986).
- [86] L. D. Landau, E. M. Lifshitz *Quantum mechanics, Non-relativistic theory*. New York: Pergamon Press, p. 617 (1965).
- [87] A. Zaitsevskii, S. O. Adamson, E. A. Pazyuk, A. V. Stolyarov, O. Nikolayeva, O.Docenko, I. Klincare, M. Auzinsh, M. Tamanis, R. Ferber, R. Cimiraglia, *Phys Rev A* **63**, 052504 (2001).
- [88] O. Docenko, O. Nikolayeva, M. Tamanis, R. Ferber, E. A. Pazyuk, A. V. Stolyarov, *Phys. Rev. A* **66**, 502508 (2002).
- [89] O. Docenko, M. Tamanis, R. Ferber, A. Pashov, H. Knockel, E. Tiemann, *Phys. Rev. A* **69**, 042503 (2004).
- [90] M. Korek, A. R. Allouche, M. Kobeissi, A. Chaalan, M. Dagher, K. Fakherddin, M. Aubert-Frecon, *Chem. Phys.* **256**, 1 (2000).
- [91] Moore CE. *Atomic energy levels. NSRDS – NBS 35/VII*. US National Bureau of Standards, p. 180. (1971).

Pateicības

Es vēlos izteikt lielu pateicību mana darba vadītājam Prof. Ruvinam Ferberam par neizsīkstošo entuziasmu, kurš iedvesmoja mani sākt šo darbu, un par palīdzību novest viņu veiksmīgi līdz galam. Es esmu ļoti pateicīgs Dr. Mārim Tamanim un Dr. Florianam Gahbaueram, par kopīgo eksperimentālo darbu, par lietderīgajām diskusijām, noderīgajiem padomiem. Liela pateicība Prof. Mārcim Auziņam par to, ka ierosināja pētīt tādu interesantu tēmu kā koherenti efekti atomos un par viņu cenšanos attīstīt šo virzienu mūsu institūtā. Izsaku pateicību Dr. Kasparam Blušam par viņu teorētiskajiem aprēķiniem. Pateicība Dr. Jānim Alnim, kurš iepazīstināja mani ar diožu lāzeru spektroskopiju. Paldies Dr. Robertam Kalendarevam par stiklu šūnu izgatavošanu eksperimentam. Esmu ļoti pateicīgs MOLPOL kolēģiem Dr. Ilzei Klincārei, Dr. Olgai Nikolajevai, Dr. Olgai Docenko, Jeļenai Zaharovai un Oskaram Mārtinsonam par viņu palīdzību un atbalstu.

Es izsaku atzinību Latvijas Universitātei un Eiropas Sociālajam fondam par finansiālo atbalstu.