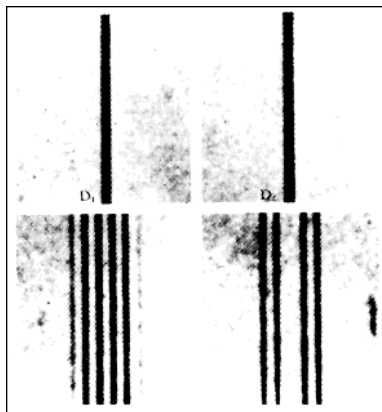


## *Normālais Zēmana efekts*



### Laboratorijas darba saturs

1. Darba mērķi.
2. Pārskata daļa
  - 2.1. Ievads.
  - 2.2. Normālā Zēmana efekta teorija.
  - 2.3. Normālais Zēmana efekts kadmija atomos.
  - 2.4. Eksperimentālā iekārta normālā Zēmana efekta novērošanai.
    - 2.4.1. Spektra avots.
    - 2.4.2. Optiskā novērošanas sistēma.
    - 2.4.3. Fabri-Pero etalons un interferences gredzenu veidošanās
3. Darba uzdevumi.
4. Darba piederumi.
5. Darba veikšanas apraksts.
  - 5.1. Iekārtas sagatavošana
  - 5.2. Eksperimenta veikšana.
    - 5.2.1. Mērījumi.
    - 5.2.2. Aprēķini
6. Darba rezultātiem atbilstošo nepieciešamo mērījumu, tabulu, grafiku, aprēķinu un pierakstu uzskaitījums.
7. Kontroljautājumi.
8. Pielikumi:

P. Zeeman. The Effect of Magnetisation on the Nature of Light Emitted by a Substance. *Nature*, vol. 55. 11 February 1897, pg. 347
9. Literatūra.

## 1. Darba mērķi.

1. Izpratnes iegūšana par magnētiskā lauka mijiedarbību ar atomiem.
2. Izpratnes iegūšana par atomāro spektrālo līniju sašķelšanos, atomiem atrodoties ārējā magnētiskajā laukā.
3. Spektrālo līniju sašķelšanās novērošana kadmija atomu lokizlādes spektrā, izmantojot interferometru; Bora magnetona noteikšana no novērotajiem spektriem.

## 2. Teorētiskais apraksts.

### 2.1. Ievads.

Par Zēmana efektu sauc spektrālīniju sašķelšanos, kad izstarojošie atomi ievietoti ārējā magnētiskajā laukā. Atkarībā no sašķelšanās komponentu skaita, izšķir normālo un anomālo Zēmana efektu. Normālajā Zēmana efektā atomārā spektrālīnija sašķēlas divās vai trijās komponentēs atkarībā no tā, vai spektra novērošana tiek veikta virzienā, kas paralēls vai perpendikulārs pieliktajam magnētiskajam laukam. Jau 1862. gadā Faradejs (Faraday) pētīja, vai krāsainu liesmu spektri sašķēlas magnētiskā lauka ietekmē, bet bez panākumiem. 1885. gadā beļģu zinātnieks Fizezs (Fizez) šādu efektu nodemonstrēja, bet tas tika aizmirsts un no jauna atklāts 11 gadus vēlāk. Normālo Zēmana efektu paredzēja H. A. Lorencs (Lorenz) 1895. gadā kā sekas no viņa izstrādātās klasiskās elektrona teorijas. Šī iemesla dēļ līnijas sašķelšanos trīs komponentēs mēdz saukt arī par Lorenca tripletu. Gadu vēlāk to novēroja holandiešu zinātnieks P. Zēmans (Zeeman). Turpmākajos gados tika novērotas arī kompleksākas spektrālīniju sašķelšanās magnētiskajā laukā, ko nosauca par anomālo Zēmana efektu. Šīs parādības izskaidrošanai Goudsmits (Goudsmit) un Ūlenbeks (Uhlenbeck) 1925. gadā izteica elektrona spina hipotēzi. Tika noskaidrots, ka anomālais Zēmana efekts patiesībā ir likums, bet normālais Zēmana efekts – tā speciālgadījums, kas novērojams tikai atomārajiem stāvokļiem, kuru spins vienāds ar nulli (t.i., pārejās starp singleta stāvokļiem).

Šajā laboratorijas darbā tiek pētīts normālais Zēmana efekts kadmija atomu sarkanajai spektrālīnijai pie 643.8 nm. Kā starojuma avots tiek izmantota kadmija spektrālā lampa. Kadmija lampa tiek ievietota dažādos ārējā magnētiskā lauka plūsmas blīvumos, un tiek mērīta spektrālīnijas sašķelšanās izmantojot Fabri-Pero interferometru. Rezultātu izvērtēšana atļauj iegūt samērā precīzu Bora magnetona vērtību.

## 2.2. Normālā Zēmana efekta teorija.

Normālais Zēmana efekts novērojams tikai pārejās starp atomu enerģētiskajiem stāvokļiem, kuru pilnais spins  $s = 0$ . Tādējādi pilnais leņķiskais moments  $j$  ir vienāds ar orbitālo impulsa momentu  $l$ :

$$j = l + s = l \quad (1)$$

Normālo Zēmana efektu ir ērti izskaidrot, izmantojot pusklasisko modeli, kurā elektrona kustība tiek aprakstīta ar klasisku cirkulāru orbītu, bet orbitālo impulsa momentu  $l$  uzdod ar kvantu mehānisku sakarību

$$|l| = \sqrt{l(l+1)} \hbar \quad (2)$$

Elektrons ar lādiņu  $-e$ , kas kustās pa riņķveida orbītu ar rādiusu  $r$ , ātrumu  $v$  un frekvenci  $\nu = v / 2\pi$ , rada elektrisko strāvu ar stiprumu

$$I = -e\nu = -\frac{ev}{2\pi r} \quad (3)$$

Šī strāva rada magnētisko momentu

$$\mu = IA = I\pi r^2 n = -\frac{e}{2} r v n, \quad (4)$$

kur  $A$  ir laukuma vektors, kas perpendikulārs elektrona kustības plaknei, un  $n$  ir vienības vektors, kas vērsts normāles virzienā. No otras puses ir zināms, ka riņķojošam elektronam ar masu  $m_e$  orbitālais impulsa moments ir

$$l = r \times p = r m_e v n. \quad (5)$$

Salīdzinot (4) un (5), var iegūt sakarību starp elektrona magnētisko momentu  $\mu$  un orbitālo momentu  $l$  (N.B.: vektori  $\mu$  un orbitālo momentu  $l$  ir pretēji vērsti):

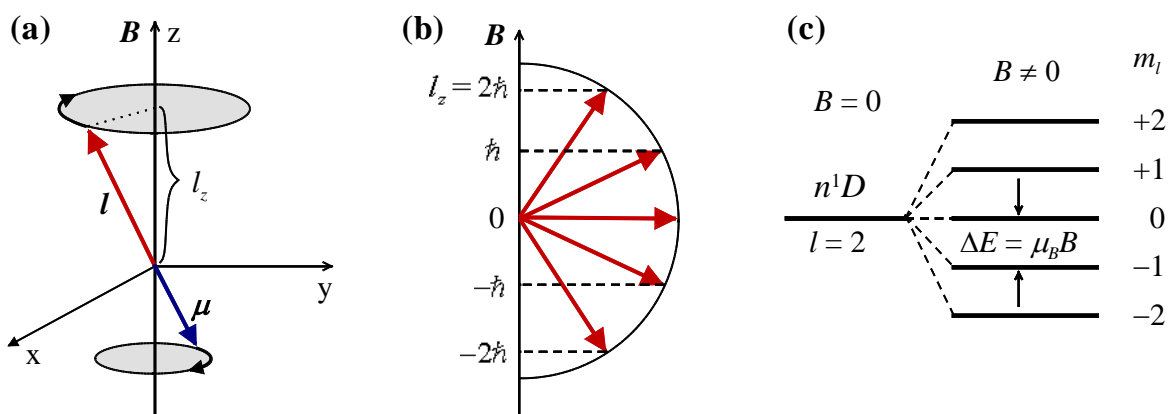
$$\mu = \mu_l = -\frac{e}{2m_e} l. \quad (6)$$

Ārējā magnētiskajā laukā magnētiskais dipols iegūst papildus potenciālo enerģiju

$$\Delta E = -\mu \cdot B = \frac{e}{2m_e} l \cdot B. \quad (7)$$

Magnētiskā lauka virzienu parasti ir pieņemts asociēt ar z-ass virzienu, t.i.,  $B = \{0, 0, B_z = B\}$ . Savukārt orbitālais moments  $l$  precesē ap  $B$  virzienu (skat. 1a. zīm), un tā projekcija  $l_z = m_l \hbar$  uz z-asi ir kvantēta (zīm. 1b), kur magnētiskais kvantu skaitlis  $m_l$  var pieņemt vērtības:

$$m_l = -l, -l+1, \dots, +l. \quad (8)$$



**1. Zīmējums.** Normālā Zēmana efekta vektoru modelis. (a) Dēļ magnētiskā momenta  $\mu$  mijiedarbības ar ārējo lauku  $B$  orbitālais moments  $l$  precesē ap magnētiskā lauka virzienu. (b) Orbitālā momenta projekcijas  $l_z = m_l \hbar$  uz magnētiskā lauka virzienu var pieņemt tikai diskretas vērtības, kur  $m_l = -l, -l+1, \dots, +l$  (zīmējumā shematiski attēlota projekcijas kvantēšanās atomārajam  $n^1D$  stāvoklim ar  $l = 2$ ). (c) Katrs enerģijas līmenis ar doto  $l$  magnētiskajā laukā  $B$  sašķēļas  $2l+1$  ekvidistantos apakšlīmeņos ar dažādām  $m_l$  vērtībām un attālumu starp jebkuriem diviem apakšlīmeņiem  $\Delta E = \mu_B B$ .

Tādēļ katrs enerģētiskais līmenis magnētiskajā laukā sašķēļas  $2l+1$  ekvidistantos apakšlīmeņos ar dažādām  $m_l$  vērtībām (skat. zīm 1c.). Attālums starp jebkuriem diviem blakus esošiem apakšlīmeņiem vienāds ar

$$\Delta E_{m_l+1} - \Delta E_{m_l} = \frac{e}{2m_e} (m_{l+1} \hbar B - m_l \hbar B) = \frac{e\hbar}{2m_e} B \quad (9)$$

Konstanto faktoru

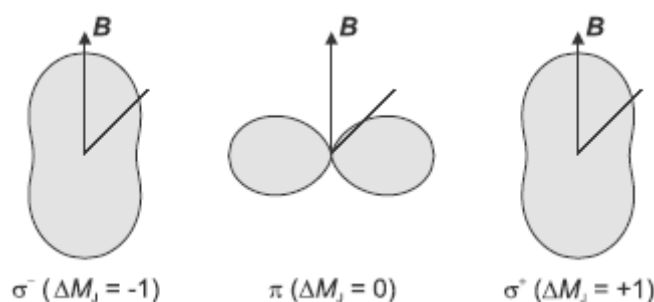
$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9.274015 \cdot 10^{-24} \text{ J/T} \quad (10)$$

sauc par Bora magnetonu. Izmantojot Bora magnetonu, papildus enerģiju, ko enerģijas līmenis ar orbitālā momenta projekciju  $m_l$  iegūst magnētiskajā laukā, var uzrakstīt kā

$$\Delta E_{m_l} = \mu_B m_l B. \quad (11)$$

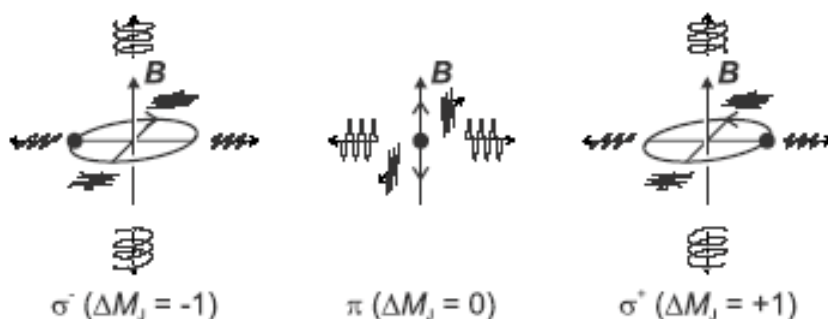
Dēļ elektrona magnētiskā momenta  $\mu$  mijiedarbības ar ārējo lauku  $B$  vektors  $l$  precesē ap ārējā lauka virzienu (t.i.,  $z$ -asi) tā, ka  $l$  projekcija uz  $z$ -asi var pieņemt tikai diskretas vērtības  $l_z = m_l \hbar$ . Ja atomi ārējā magnētiskajā laukā absorbē gaismu, tad mūsu apskatītais modelis paredz sekojošo. Ja cirkulāri polarizēts  $\sigma^+$  gaismas vilnis izplatās  $z$ -ass virzienā, tad visiem fotoniem piemīt spins  $+\hbar$ . Kad atoms absorbē šādu fotonu, tad fotona spins pāriet uz atomu, izraisot pāreju ar  $\Delta l_z = +\hbar$ . Šādā pārejā magnētiskais kvantu skaitlis mainās par  $\Delta m_l = +1$ . Ja tiek absorbēti fotoni ar  $\sigma^-$  polarizāciju, tad atbilstoši notiek pāreja ar  $\Delta m_l = -1$ .<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Vispārīgā gadījumā izvēles likumi pārejās starp magnētiskajiem apakšlīmeņiem ir  $\Delta m = 0, \pm 1$ . Pārejās ar  $\Delta m = 0$  tiek absorbēti lineāri polarizēti  $\pi$  fotoni, bet pārejās ar  $\Delta m = +1$  vai  $-1$  tiek absorbēti atbilstoši cirkulāri polarizēti  $\sigma^+$  vai  $\sigma^-$  fotoni.



**2. Zīmējums.** Elektriskā dipola starojuma leņķiskais sadalījums pārejām ar dažādiem  $\Delta m_J$ .

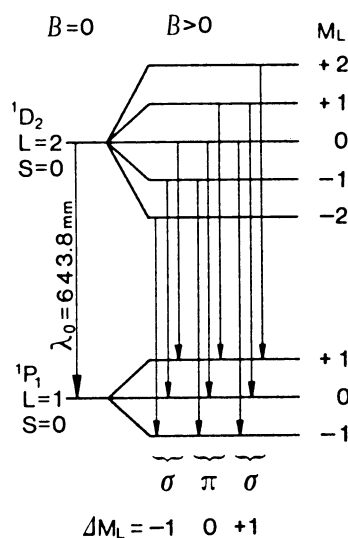
Līdzīgi apsvērumi ir spēkā atomu emisijai magnētiskā lauka klātbūtnē. Ja gaisma tiek emitēta magnētiskā lauka (t.i.,  $z$ -ass) virzienā, tad tiek novērotas divas cirkulāri polarizētas komponentes  $\sigma^-$  un  $\sigma^+$  pie frekvencēm atbilstoši  $\nu_0 - \Delta\nu$  un  $\nu_0 + \Delta\nu$ , kur  $\nu_0$  ir pārejas rezonanses frekvence, un  $\Delta\nu = \mu_B B/h$ . Novērojot perpendikulāri magnētiskā lauka virzienam, var reģistrēt lineāri ( $\pi$ ) polarizētu gaismu pie trīs frekvencēm:  $\nu_0 - \Delta\nu$ ,  $\nu_0$ , un  $\nu_0 + \Delta\nu$ .



**3. Zīmējums.** Zēmana spektrālo komponentu polarizāciju ilustrācija dažādiem novērošanas virzieniem attiecībā pret magnētiskā lauka  $\mathbf{B}$  virzienu pārejām ar dažādiem  $\Delta m_J$ .

Atšķirības gaismas polarizācijās atkarībā no novērošanas virziena var saprast sekojoši. No klasiskā viedokļa pārejas ar  $\Delta m_l = 0$  atbilst dipolam, kas oscilē paralēli magnētiskajam laukam (sk. 2. zīm). Tādēļ gaisma netiek emitēta magnētiskā lauka virzienā (t.i.,  $\pi$  polarizētu gaismu nevar novērot). Gaisma, kas tiek emitēta perpendikulāri magnētiskajam laukam  $\mathbf{B}$  ir lineāri polarizēta, jo gaismas viļņa elektriskā lauka intensitātes  $\mathbf{E}$  vektors svārstās paralēli magnētiskajam laukam. Savukārt pārejās ar  $\Delta m_l = \pm 1$  vairums fotonu tiek emitēti  $\mathbf{B}$  virzienā (sk. 3. zīm.). No klasiskā viedokļa tas atbilst diviem perpendikulāriem dipoliem, kas oscilē ar fāzu starpību  $\pi/2$ . Abu dipolu superpozīcija rada cirkulējošu strāvu. Tādējādi magnētiskā lauka virzienā tiek izstarota pa labi (pulksteņa rādītāja virzienā) cirkulāri polarizēta gaisma  $\sigma^+$  pārejās ar  $\Delta m_l = +1$ , un pa kreisi (pretēji pulksteņa rādītāja virzienam) cirkulāri polarizēta gaisma  $\sigma^-$  fotonu pārejās ar  $\Delta m_l = -1$ .

Svarīgi atcerēties, ka šeit tiek apskatīti atomu enerģijas līmeņi, kuriem pilnais elektronu spins vienāds ar nulli (t.i. singleta līmeņi ar multiplicitāti  $\kappa = 2s + 1 = 1$ ). Tādēļ atomāro stāvokli pilnībā definē galvenais un orbitālais kvantu skaitļi  $n$  un  $l$ , bet attālums starp diviem  $m_l$  apakšlīmeņiem  $\Delta E = \mu_B B$  nav atkarīgs no  $n$  un  $l$ . Tādēļ pat pārejās starp līmeņiem ar  $l \geq 1$  spektrā būs novērojama absorbcija vai emisija pie 3 frekvencēm (skat. 4. zīm.). Ja spins nav vienāds ar nulli, atomāro stāvokli



#### 4. Zīmējums. Zēmana sašķelšanās kadmija $^1P_1$ un $^1D_2$ stāvokļos un atļautās spektrālās pārejas.

raksturo pilnais moments  $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$  un tā projekcija uz  $\mathbf{B}$  virzienu  $m_j$ . Tā kā Zēmana sašķelšanās  $\Delta E$  dažādos stāvokļos ir dažāda, tad absorbcijas vai emisijas spektrā novērojama sašķelšanās vairāk kā trijās komponentēs. Šādu sašķelšanos sauc par anomālo Zēmana efektu.

### 2.3. Normālais Zēmana efekts kadmija atomos.

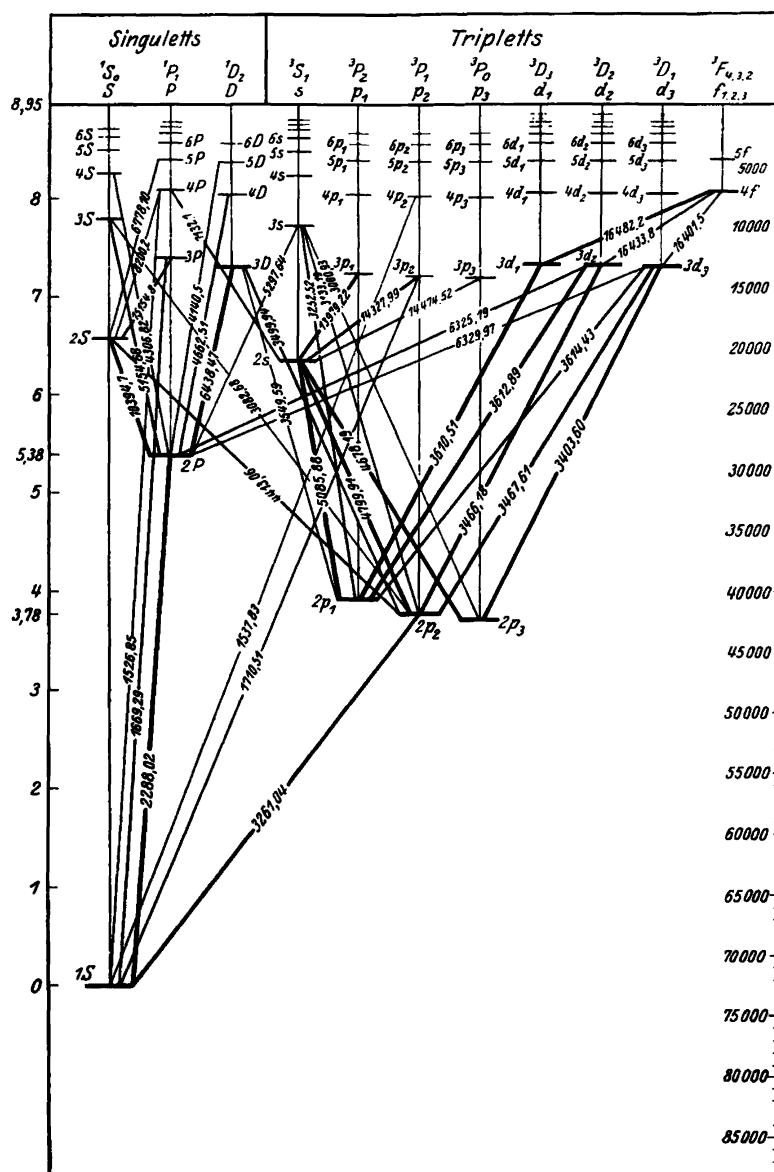
Kadmija (Cd) atoma elektroniskā struktūra ir  $(\text{Kr})4d^{10}5s^2$ , t.i., ārējā elektronu čaula, kurā novērojamas optiskās pārejas, sastāv no diviem  $5s^2$  elektroniem, tādējādi tā ir aizpildīta čaula<sup>2</sup>. Tādējādi ārējās čaulas uzbūve ir līdzīga, piemēram, hēlija vai dzīvsudraba atomiem. Kadmija atoma enerģijas līmeņu shēma ir parādīta 5. zīm. Zemāko iespējamo enerģijas līmeni sauc par pamata stāvokli. Aizpildītā čaulā elektroniskajā pamata stāvoklī elektronu spini vienmēr kompensē viens otru, t.i., tie ir antiparalēli. Ja kopējais spins vienāds ar nulli, tad arī spina magnētiskais moments vienāds ar nulli. Stāvokļiem, kuru kopējais spins vienāds ar nulli, multiplicitāte ir vienāda ar  $\kappa = 2s + 1 = 1$ . Šādus stāvokļus sauc par singleta stāvokļiem, jo tiem ir tikai viena pilnā momenta  $j$  komponente  $j = l + s = l$ . Elektriskā dipola pārejām starp stāvokļiem ir spēkā izvēles likums  $\Delta\kappa = 0$ .<sup>3</sup> Tādēļ šādās pārejās elektronu spins nekādu lomu nespēlē, un tādā gadījumā var novērot tikai normālo Zēmana efektu, bet nevar novērot anomālo Zēmana efektu, kurš ir atkarīgs no elektronu spina.

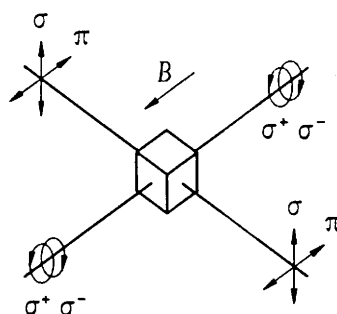
Šajā darbā normālais Zēmana efekts tiks apskatīts, pētot starojuma emisiju ar viļņa garumu 643.847 nm uz pārejas  $3^1D_2 \rightarrow 2^1P_1$  kadmija atomos (skat. 5. zīm.). Terma apzīmējums, kā, piemēram,  $3^1D_2$ , satur sekojošu informāciju. Skaitlis "3" apzīmē izstarojošā elektrona galveno kvantu skaitli attiecībā pret atoma pamatstāvokli, kur pamatstāvoklis tiek skaitīts kā "1" (patiesībā runa iet par 5d čaulu). Augšējais indekss "1" apzīmē multiplicitāti  $\kappa = 2s + 1$ ; dotajā gadījumā abu valento elektronu spini ir pretēji vērsti, tā ka  $s = 0$ . Burts D nozīmē, ka orbitālais leņķiskā momenta kvantu skaitlis  $l = 2$ .<sup>4</sup> Apakšējais indekss "2" apzīmē pilnā leņķiskā momenta kvantu skaitli  $j = l + s$ ; dotajā gadījumā  $s = 0$  un  $j = l$ .

<sup>2</sup> Šeit  $(\text{Kr}) = 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6$  ir kriptonu elektroniskā struktūra.

<sup>3</sup> Izņēmums ir smagie atomi ar  $jj$  saiti, kuru šeit neapskatām.

<sup>4</sup> Stāvokļus ar  $l = 0, 1, 2, 3, 4 \dots$  pieņemts apzīmēt ar lielajiem latīņu alfabēta burtiem S, P, D, F, G, ...





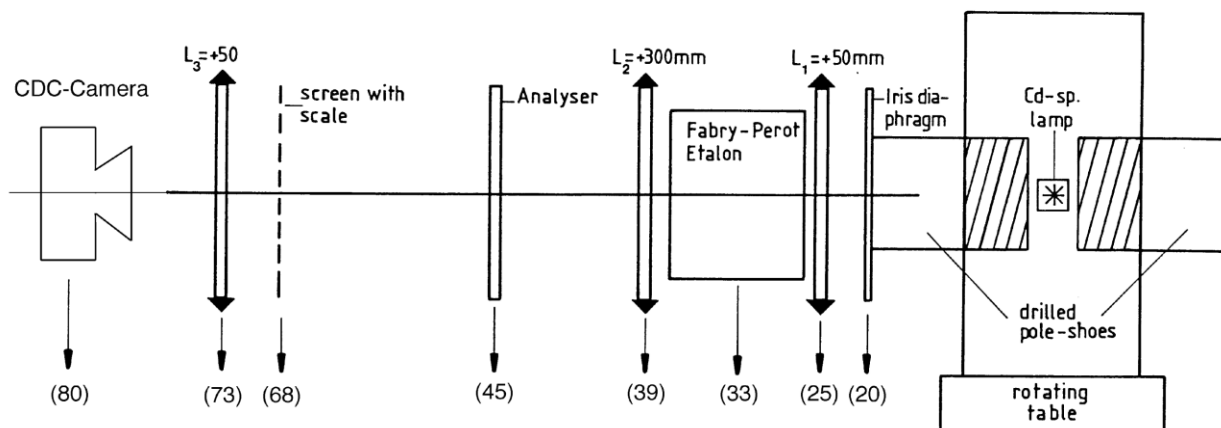
**6. Zīmējums.** Zēmana spektrālo komponenšu polarizācijas, novērojot paralēli vai perpendikulāri magnētiskā lauka virzienam  $B$ .

novērojot magnētiskā lauka virzienā, var reģistrēt cirkulāri polarizētās spektrālās komponentes  $\sigma^-$  un  $\sigma^+$ , kuras viena no otras atdalītas par  $\Delta\nu_{\perp} = 2\mu_B B/h$ . Novērojot perpendikulāri magnētiskā lauka virzienam, spektrā ir redzamas trīs lineāri polarizētās komponentes  $\sigma^-$ ,  $\pi$ , un  $\sigma^+$ , kuras ir savstarpēji atdalītas par  $\Delta\nu_{\parallel} = \mu_B B/h$ . Pārejā  $3^1D_2 \rightarrow 2^1P_1$  emitētā gaisma tiek laista caur Fabri-Pero interferometru. Aiz interferometra veidojās gaišu un tumšu gredzenu sērijas, kur katra sērija atbilst interferences maksimumiem vienai no spektrālajām komponentēm  $\sigma^-$ ,  $\pi$ , un  $\sigma^+$  atbilstošajām frekvencēm, bet attālums starp dažādo sēriju interferences maksimumiem ir tiešā veidā saistīts ar frekvenču starpību  $\Delta\nu$  starp dažādām spektrālajām komponentēm.

## 2.3. Eksperimentālā iekārta normālā Zēmana efekta novērošanai.

### 2.3.1. Spektra avots.

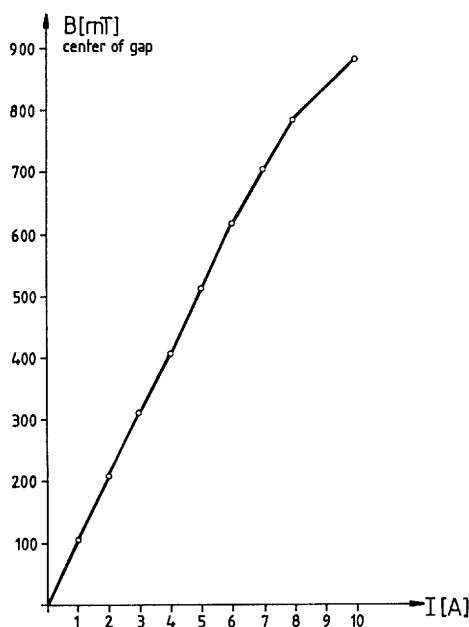
Eksperimentālās iekārtas shēma ir parādīta 7. zīmējumā. Kadmija spektra avots ir kadmija kvēlkatoda lampa, kurā optisko starojumu ģenerē cēlgāzes un kadmija tvaiku plazma, kura tiek radīta ar lokizlādes palīdzību. Lampa ir ievietota magnētiskajā laukā, kuru rada elektromagnēts. Elektromagnēta polos ir izurbti caurumi, kas atļauj novērot Cd lampas izstaroto gaismu paralēli magnētiskā lauka virzienā. Lampa un elektromagnēts ir novietoti uz rotējama galdiņa, kas atļauj lampu pagriezt pret detektēšanas sistēmas optisko asi tā, ka novērot Cd spektru var vai nu paralēli, vai perpendikulāri magnētiskā lauka virzienam. **Iemontējot lampu elektromagnētā ir jāpārliedzinās, ka poli ir cieši iestiprināti, tā, ka, pieliekot elektromagnētam strāvu, tie neizkustās. Poli nekādā**



**7. Zīmējums.** Eksperimentālās iekārtas komponenšu izvietojuma shēma.



gadījumā nedrīkst saskarties ar lampu, jo tā var tikt bojāta. Ieslēdzot magnētisko lauku, lampa kļūs spožāka un karstāka. Lai to taupītu, magnētisko lauku nevajag turēt ieslēgtu ilgāk, nekā nepieciešams. Elektromagnēta spoles ir saslēgtas paralēli, un strāvu tajās rada 20 VDC, 12 A barošanas bloks. Kondensators ar kapacitāti 22 000  $\mu\text{F}$ , kas ieslēgts paralēli bloka izejai, nogludina DC spriegumu. Elektromagnēta centrā starp abiem poliem radītās magnētiskās indukcijas  $B$  atkarība no spolē plūstošās strāvas ir attēlota 8. zīmējumā. Attēlotie magnētiskā lauka mērījumi ir veikti, izņemot Cd lampu no elektromagnēta.



**8. Zīmējums.** Magnētiskā lauka indukcija  $B$  elektromagnēta centrā starp poliem, nomērīts pie izņemtas Cd lampas.

### 2.3.2. Optiskā novērošanas sistēma.

Novērošanai izmantotie optikas elementi novietoti uz optiskā sola. Tie ir izvietoti apmēram sekojošos attālumos no gaismas avota:

Elements	Attālums, cm
Cd lampa	0
Poli ar urbumu	20
Īrisa diafragma	20
Lēca $L_1, f = +50\text{mm}$	25
Fabrī-Pero etalons	33
Lēca $L_2, f =$	39
+300mm	
Analizators	45
Lēca $L_3, f = +50\text{mm}$	73
CCD kamera	80

Īrisa diafragma tiek noņemta justēšanas laikā vai arī novērojot garenisko Zēmana efektu (paralēli magnētiskajam laukam, kad diafragmas lomu izpilda pola urbuma apertūra). Novērojot šķērsenisko Zēmana efektu (perpendikulāri magnētiskajam laukam) Cd lampa apgaismo diafragmu, kura darbojas kā gaismas avots. Lēca  $L_1$  ar  $f = 50$  mm ir iebūvēta etalonā un rada gandrīz paralēlu staru kūli, kas ir nepieciešams, lai Fabrī-Pero etalonā veidotos labi izšķirama interferences aina. Etalonā ir ievietots izņemams krāsains filtrs, kas laiž cauri kadmija 643.8 nm spektrālo līniju. Lēca  $L_2$  rada no gredzeniem sastāvošu interferences ainu, ko var novērot caur lēcu  $L_3$ . Gredzenu diametrus var mērīt, izmantojot CCD kameru un tās programmnodrošinājumu.

### 2.3.3. Fabrī-Pero etalons un interferences gredzenu veidošanās.

Fabrī-Pero etalona izšķiršana ir apmēram 400 000. Tas nozīmē, ka iespējams izšķirt viļņu garuma izmaiņas līdz pat 0.002 nm. Etalons sastāv no kvarca plāksnītes, kas no abām pusēm pārklāta ar daļēji atstarojošu kārtiņu (atstarošana 90%, caurlaidība 10%). Apskatīsim daļēji caurizgājušo gaismu uz virsmām (1) un (2) attālumā  $t$  viena no otras (skat. 9. zīm.). Gaismas stars, kas krīt leņķī  $\theta$  attiecībā pret plāksnītes virsmas normāli, tiks sašķelts staros AB, CD, EF, utt. Gājumu difference starp divu blakus staru (piem., AB un CD) viļņu frontēm ir

$$\delta = \mu \cdot (BC + CK), \quad (12)$$

kur BK ir definēts normāli pret CD un  $\mu = 1.4560$  ir kvarca refrakcijas indekss pie 644 nm. Tā kā

$$CK = BC \cos 2\theta \text{ un } BC \cos \theta = t,$$

tad no (12) iegūst

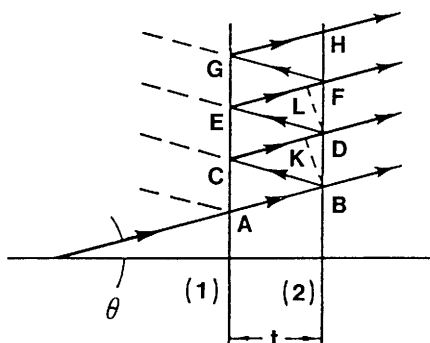
$$\begin{aligned} \delta &= \mu \cdot BCK = \mu \cdot BC(1 + \cos 2\theta) \\ &= 2\mu \cdot BC \cos^2 \theta = 2\mu \cdot t \cdot \cos \theta \end{aligned} \quad (13)$$

Interference ir konstruktīva, ja

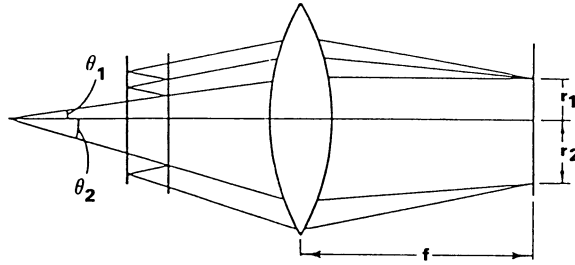
$$n\lambda = 2\mu \cdot t \cos \theta, \quad (14)$$

kur  $n$  ir vesels skaitlis un  $\lambda$  ir gaismas viļņa garums. Vienādojums (14) ir galvenais interferometra vienādojums.

Pieņemsim, ka paralēlie stari  $B, D, F, H, \dots$ , tiek fokusēti, izmantojot lēcu ar fokusa attālumu



**9. Zīmējums.** Uz Fabrī-Pero etalona paralēlajām virsmām (1) un (2) reflektēto un caurizgājušo staru shematisks attēlojums.



**10. Zīmējums.** No Fabrī-Pero etalona izejošās gaismas fokusēšana. Gaisma, kas krīt uz etalonu leņķī  $\theta$  pret virsmas normāli, tiek fokusēta uz gredzena ar rādiusu  $r = f\theta$ , kur  $f$  ir lēcas fokusa attālums.

$f$ , kā parādīts 10. zīmējumā. Gaismai ar krišanas leņķiem  $\theta$ , kas apmierina vienādojumu (14), lēcas fokālajā plaknē veidosies gaiši gredzeni ar rādiusu

$$r_n = f \tan \theta_n \approx f\theta_n, \quad (15)$$

kur indekss  $n$  atbilst interferences kārtai. Šeit ņemts vērā, ka uz etalonu krīt paralēls staru kūlis, t.i., leņķi  $\theta$  ir mazi. No otras puses no vienādojuma (14) iegūst

$$n = \frac{2\mu \cdot t}{\lambda} \cos \theta_n = n_0 \cos \theta_n = n_0 \left(1 - 2 \sin^2 \frac{\theta_n}{2}\right), \quad (16)$$

kur  $n_0 = \frac{2\mu \cdot t}{\lambda}$ . Ņemot vērā to, ka leņķis  $\theta_n$  ir mazs, iegūst

$$n = n_0 \left(1 - \frac{\theta_n^2}{2}\right), \quad (17)$$

ko var pārrakstīt kā

$$\theta_n = \sqrt{\frac{2(n_0 - n)}{n_0}}. \quad (18)$$

Lai leņķis  $\theta_n$  atbilstu gaišam gredzenam (t.i., interferences maksimumam), ir nepieciešams, lai  $n$  būtu vesels skaitlis. Savukārt  $n_0$ , kas uzdod konstruktīvās interferences nosacījumu pie leņķa  $\theta_n = 0$  (skat. v-mu (14)), vispārīgā gadījumā nav vesels skaitlis. Ja  $n_1$  ir pirmā gaišā gredzena interferences kārtā, tad no vienādojuma (17) seko, ka  $n_1 < n_0$ , jo  $n_1 = n_0 \cos \theta_n$ . Tādēļ var pieņemt, ka

$$n_1 = n_0 - \varepsilon; \quad 0 < \varepsilon < 1, \quad (19)$$

kur  $n_1$  ir vesels skaitlis, kas ir vistuvākais  $n_0$  (bet mazāks par  $n_0$ ). Vispārīgā gadījumā  $p$ -tajam gaišajam gredzenam, skaitot no centra, ir spēkā

**9. Zīmējums.** Uz Fabrī-Pero etalona paralēlajām virsmām (1) un (2) reflektēto un caurizgājušo staru shematisks attēlojums.

$$n_p = (n_0 - \varepsilon) - (p-1). \quad (20)$$

Kombinējot vienādojumus (20), (18) un (15), rādiusu gredzenam ar kārtas skaitli  $n_p$  var uzrakstīt kā

$$r_p = \sqrt{\frac{2f^2}{n_0}} \cdot \sqrt{(p-1) + \varepsilon}. \quad (21)$$

Šeit jāatzīmē, ka divu blakus esošu gredzenu rādiusu kvadrātu starpība ir konstants lielums:

$$r_{p+1}^2 - r_p^2 = \frac{2f^2}{n_0}. \quad (22)$$

Parametru  $\varepsilon$  vienādojumos (20) un (21) var noteikt grafiski, uzzīmējot  $r_p^2$  kā funkciju no  $p$  un ekstrapolējot uz  $r_p^2 = 0$ .

Pieņemsim, ka spektrāllinija sašķēlas divās komponentēs  $\lambda_a$  un  $\lambda_b$ , kuru viļņu garumi nav stipri atšķirīgi (piem., sašķelšanās Zēmana efekta rezultātā, kad tiek pielikts magnētiskais lauks), un ka abām komponentēm atbilstošie gaišie gredzeni nepārklājas. Tādā gadījumā saskaņā ar (19) abām komponentēm atbilstošās parametra  $\varepsilon$  vērtības var uzrakstīt kā

$$\varepsilon_a = \frac{2\mu \cdot t}{\lambda_a} - n_{1,a} = 2\mu \cdot t \cdot k_a - n_{1,a}; \quad (23a)$$

$$\varepsilon_b = \frac{2\mu \cdot t}{\lambda_b} - n_{1,b} = 2\mu \cdot t \cdot k_b - n_{1,b}, \quad (23b)$$

kur  $k_a$  un  $k_b$  ir viļņu garumiem  $\lambda_a$  un  $\lambda_b$  atbilstošie viļņu skaitļi, un  $n_{1,a}$  un  $n_{1,b}$  ir abu komponentu pirmajiem gredzeniem atbilstošā interferences kārtā. No šejienes abu komponentu viļņu skaitļu starpību var izteikt kā

$$\Delta k = k_a - k_b = \frac{\varepsilon_a - \varepsilon_b}{2\mu \cdot t}. \quad (24)$$

No vienādojumiem (21) un (22) var izteikt

$$\varepsilon_a = \frac{r_{p+1,a}^2}{r_{p+1,a}^2 - r_{p,a}^2} - p; \quad (25a)$$

$$\varepsilon_b = \frac{r_{p+1,b}^2}{r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2} - p. \quad (25b)$$

Ievietojot (25a) un (25b) vienādojumā (24), viļņu skaitļu starpību var pārrakstīt kā

$$\Delta k = \frac{1}{2\mu \cdot t} \left( \frac{r_{p+1,a}^2}{r_{p+1,a}^2 - r_{p,a}^2} - \frac{r_{p+1,b}^2}{r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2} \right). \quad (26)$$

Šā vienādojuma (26) iekavās esošo locekļu saucēji ir komponentēm  $\lambda_a$  un  $\lambda_b$  atbilstošo gredzenu rādiusu kvadrātu starpības, kuras, izmantojot vienādojumu (22), var uzrakstīt kā

$$\Delta_a^{p+1,p} = r_{p+1,a}^2 - r_{p,a}^2 = \frac{2f^2}{n_{0,a}}; \quad (27a)$$

$$\Delta_b^{p+1,p} = r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2 = \frac{2f^2}{n_{0,b}}. \quad (27b)$$

Zēmana efekta gadījumā dažādo spektrālo komponentu viļņu garumi  $\lambda_a$  un  $\lambda_b$  parasti atšķiras maz. Tādēļ, ņemot vērā, ka  $n_0 = 2\mu t/\lambda$ , var uzskatīt, ka  $n_{0a} \approx n_{0b} \approx n_0$ . Tādēļ ar labu tuvinājumu var uzskatīt, ka vienādojumu (27a) un (27b) labās puses sakrīt. Tātad var pieņemt, ka visiem  $p$  (t.i., visām interferences kārtām) spektrālo komponentu  $\lambda_a$  un  $\lambda_b$  gredzenu rādiusu starpības sakrīt:

$$\Delta = \Delta_a^{p+1,p} = \Delta_b^{p+1,p}. \quad (28)$$

Līdzīgā veidā var secināt, ka dažādām komponentēm atbilstošo vienādas kārtas  $p$  gredzenu rādiusu kvadrātu starpības

$$\delta_{a,b}^p = r_{p+1,a}^2 - r_{p+1,b}^2 \quad (29)$$

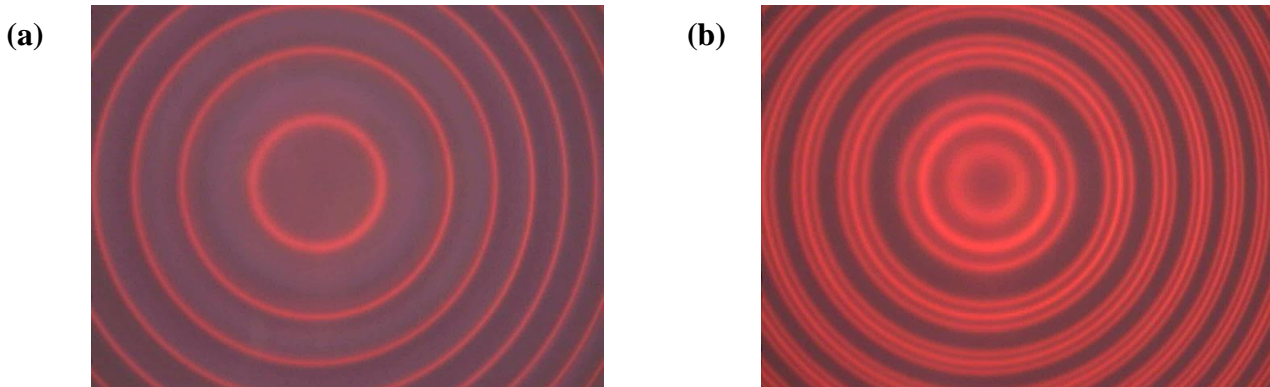
ir vienādas visām kārtām  $p$ .

Ņemot vērā augstāk minēto apsvērumu rezultātus (28) un (29), komponentu  $\lambda_a$  un  $\lambda_b$  viļņu skaitļu starpību (26) var uzrakstīt ērti izmantojamā formā:

$$\Delta k = \frac{1}{2\mu \cdot t} \cdot \frac{\delta}{\Delta}, \quad (30)$$

kur  $\delta$  ir dažādām spektrālajām komponentēm atbilstošo vienas kārtas interferences gredzenu rādiusu kvadrātu vidējā starpība, un  $\Delta$  ir dažādām interferences kārtām atbilstošo gredzenu rādiusu kvadrātu vidējā starpība. Šeit jāatzīmē, ka  $\Delta k$  nav atkarīgs no gredzenu rādiusu mērījumu mērvienībām (ja vien  $\delta$  un  $\Delta$  vērtības nav mēritas dažādās vienībās).

11. zīmējumā ir parādītas tipiskas interferences ainas normālā Zēmana efekta gadījumā, kad netiek lietots polarizācijas filtrs, kad caur spoli neplūst strāva (zīm. 11a), un kad caur spoli plūst 5A strāva. Redzams, ka bez strāvas spolē novērojams tikai viens interferences gredzens katrā kārtā, bet pie 5A strāvas katrā kārtā ir trīs gredzeni, atbilstoši spektrālīnijas sašķelšanai trīs komponentēs. Lielumu  $\delta$  un  $\Delta$  vērtības tiek noteiktas, vidējot  $\delta_{a,b}^p$  un  $\Delta^{p+1,p}$  pa dažādām interferences kārtām  $p$  (t.i., pa dažādām gredzenu sērijām).



**11. Zīmējums.** Interferences aina bez polarizācijas filtra: (a) bez magnētiskā lauka; (b) kad caur spoli plūst 5A strāva.

### 3. Darba uzdevumi.

1. Lietojot Fabrī-Pero interferometru, paštaisītu teleskopu, CCD kameru, un mērīšanas programnodrošinājumu, izmērīt kadmija atomu 643.847 spektrālīnijas sašķelšanos divās  $\sigma$  komponentēs. Noteikt komponentēm atbilstošos viļņu skaitļus kā funkciju no magnētiskā lauka indukcijas.
2. No 1. uzdevumā iegūtajiem rezultātiem novērtēt Bora magnetona vērtību.
3. Kvalitatīvi izpētīt gaismu, kas emitēta magnētiskā lauka virzienā, kā arī to gaismu, kas emitēta perpendikulāri magnētiskā lauka virzienam. Magnētiskā lauka vērtībām jābūt tādām, lai būtu skaidri redzama spektrālīnijas šķelšanās komponentēs. Ievietojot polarizatoru starp lēcām  $L_2$  un  $L_3$ , uzņemt attēlus pie polarizatora leņķiem  $0^\circ$  un  $90^\circ$  (kopā 4 attēli).
4. Izcilai atzīmei - Uzņemt  $\delta/\Delta$  atkarību no magnētiskā lauka  $B$ , novērojot gan paralēli magnētiskajam laukam, gan perpendikulāri magnētiskajam laukam.

### 4. Darba piederumi.

Piederums	PHYWE kataloga Nr.	Daudzums
Fabrī-Pero interferometrs 643.8 nm viļņu garumam.	09050.02	1
Kadmija lampa Zēmana efektam	09050.01	1
Elektromagnēts	06480.01	1
Poli, koniski, ar urbumu	06480.03	1
Rotējošs galdiņš	02077.00	1
Spektrālās lampas barošanas avots	13662.97	1
Transformators, 25 V AC/20 V DC, 12 A	13531.93	1
Elektrolītisks kondensators, 22000 $\mu$ F	06211.00	1
Digitālais multimetrs	07134.00	1
Optiskais sols ar profilu, $l = 1000$ mm	08282.00	1
Optiskā sola pamatne, justējama	08284.00	2
Sliedes stiprinājums opt. solam, $h = 30$ mm	08286.01	5
Lēcas turētājs	08012.00	4
Lēca, montēta, $f = +50$ mm	08020.01	2
Lēca, montēta, $f = +300$ mm	08023.01	1
Īrisa diafragma	08045.00	1
Polarizācijas filtrs rotējamā turētājā	08610.00	1
Ceturdaļviļņa plāksnīte	08664.00	1
Savienotājvads, $l = 25$ cm, 32 A, sarkans	07360.01	1
Savienotājvads, $l = 25$ cm, 32 A, zils	07360.04	1
Savienotājvads, $l = 50$ cm, 32 A, sarkans	07361.01	1
Savienotājvads, $l = 50$ cm, 32 A, zils	07361.04	1
Savienotājvads, $l = 75$ cm, 32 A, sarkans	07362.01	1
Savienotājvads, $l = 100$ cm, 32 A, sarkans	07363.01	1
Savienotājvads, $l = 100$ cm, 32 A, zils	07363.04	1
CCD kamera ar programnodrošinājumu	88037.00	1

## 5. Darba veikšanas apraksts.

### 5.1. Iekārtas sagatavošana.

Eksperimentālā iekārta ir parādīta 12. zīmējumā. Iekārtas komponentu izvietošanas shēma ir parādīta 7. zīmējumā. Labāku rezultātu sasniegšanai iekārtas sagatavošanu darbam ir ieteicams veikt aptumšotā telpā.



**12. Zīmējums.** Eksperimenta iekārta normālā Zēmana efekta pētīšanai.

1. Darba izstrādei nepieciešams zināt, kādā magnētiskajā laukā atrodas Cd lampa. Ja pieejams teslametrs, tad tiek nomērīta magnētiskās indukcijas kalibrācijas līkne atkarībā no strāvas elektromagnētā. Ja teslametrs nav pieejams, tad elektromagnēta indukcijas noteikšanai jāizmanto 8. zīmējumā dotie dati.
2. Rotējošo galdiņu iestāda tā, lai polu caurumu centri atrastos apmēram 28 cm virs galda.
3. Optisko solu, uz kura uzmontēti visi elementi, izņemot īrisa diafragma un CCD kamera, pārvieto tuvāk elektromagnētam, tā, ka viena no polu izejas apertūrām sakrīt ar agrāko īrisa diafragmas pozīciju.
4. Normālā Zēmana efekta novērošanai Fabri-Pero etalona turētājā tiek ievietots sarkanais filtrs, kas laiž cauri gaismu pie 643.8 nm. Etalons rada no gredzeniem sastāvošu interferences ainu. To novēro ar teleskopu, kas veidots no lēcām  $L_2$  un  $L_3$ .
5. Lēca  $L_1$  tiek iejustēta tā, ka pola izejas apertūra atrodas lēcas fokālajā plaknē. Visu pārējo 7. zīmējumā redzamo optisko elementu augstumi tiek secīgi pārjustēti.
6. Caur lēcu  $L_3$  ar aci tiek novērota interferences aina aksiālajā (magnētiskā lauka) virzienā. Vajadzētu būt labi novērojamai līnijas sašķelšanās aintai. Attēlam jābūt centrētam un asam, ko var panākt, nedaudz pārvietojot (pa labi vai pa kreisi) etalonu, un pārvietojot (horizontāli un vertikāli) lēcas  $L_2$  un  $L_3$ .
7. CCD kamera tiek fokusēta tā, ka tālie priekšmeti ir labi saskatāmi.
8. CCD kamera tiek uzmontēta uz optiskā sola. Tās horizontālā un vertikālā pozīcija, kā arī leņķis, tiek iestādīti tā, lai uz datora ekrāna būtu redzams skaidrs gredzenu attēls. (Kameras un

tās programnodrošinājuma instalācijas un lietošanas instrukcijas ir dotas kamerai pievienotajā rokasgrāmatā).

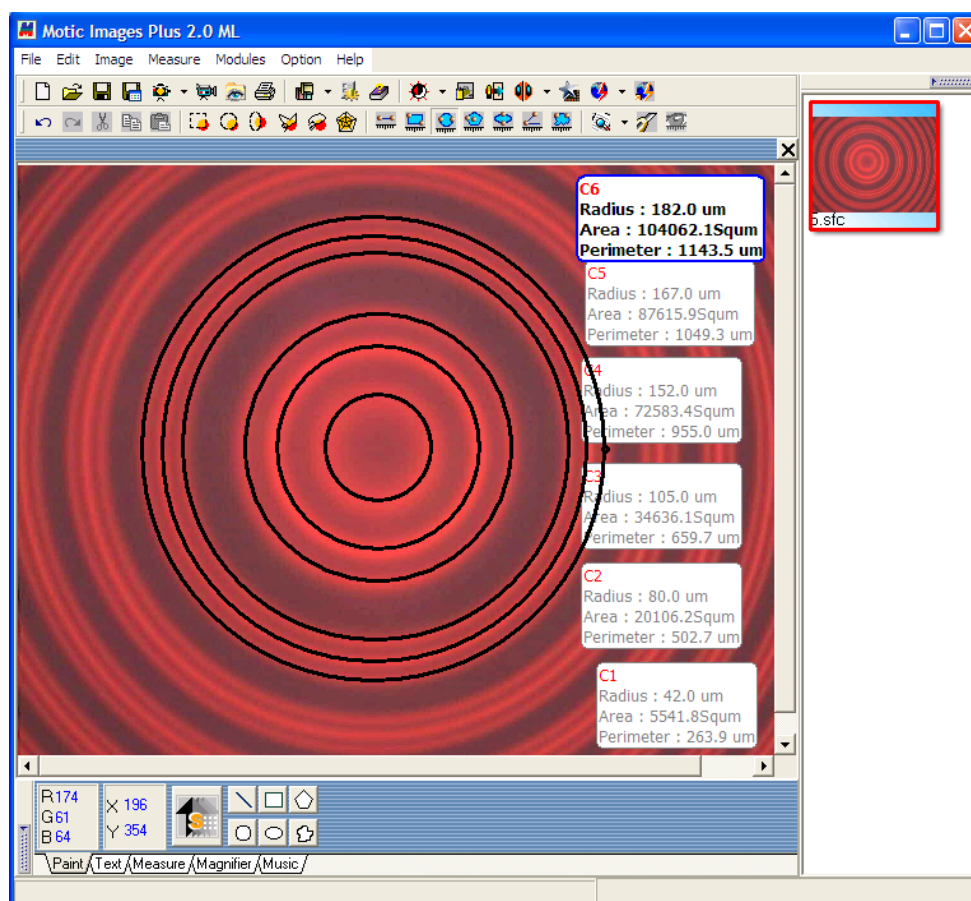
9. Elektromagnēts tiek pagriezts pa  $90^\circ$ , un tiek ievietota īrisa diafragma (šķērseniskā) Zēmana efekta novērošanai perpendikulāri magnētiskā lauka virzienam.

## 5.2. Eksperimenta veikšana.

### 5.2.1. Mērījumi.

Gredzenu rādījumus ir jānomēra pie dažādām magnētiskā lauka indukcijas vērtībām. Izmantojot vienādojumu (30), tiek noteikta viļņu skaitļu starpība  $\Delta \tilde{\nu}$ . Tas tiek darīts divos soļos. Vispirms tiek uzņemti gredzenu attēli pie dažādām spoles strāvām (t.i., pie dažādiem magnētiskajiem laukiem). Otrajā solī iegūtajos attēlos tiek mērīti gredzenu rādiusi. Lai ar CCD kameru iegūtu aktuālu attēlu, ir jāatver <File> izvēlnes saraksts (skat. 13. zīmējumu) un jāizvēlas <Capture Window>. Šā loga uzstādījumus, kā attēla kontrastu, gaišumu, un piesātinājumu, var optimizēt, izvēloties <Option> → <Video Capture Filter>.

Kad attēla kvalitāte ir ieregulēta un noteikta spoles strāvas (t.i., magnētiskā lauka indukcijas) vērtība ir iestādīta, tad gredzenu attēlu iegūst, izvēloties <Capture> no <Still Image> izvēlnes saraksta. Šajā solī ir ieteicams iet uz galveno logu un pierakstīt spoles strāvu un polarizāciju, pie kuras ir uzņemts gredzenu attēls. To var izdarīt, izmantojot <Text> instrumentu.



**13. Zīmējums.** CCD kameru apkalpojošās programmas loga attēls ar interferences gredzenu rādījumus mērījumu ilustrāciju.



Novērošana ir veicama perpendikulāri magnētiskā lauka virzienam, nelietojot polarizācijas filtru. Mērījumus atkārtoti veic dažādām magnētiskā lauka indukcijas vērtībām. Strāvas vērtības spolēs tiek izvēlētas tādas, lai dažādo kārtu gredzenu sistēmas nepārklātos un būtu labi izšķirtas. Kad gredzenu attēli ir iegūti, tiek mērīti gredzenu rādiusi, <Measure> izvēlnē izvēloties <Circle>. Ar peli pārvietojot kursoru, tiek uzzīmēts gredzens. Gredzena lielumu un pozīciju izvēlās tā, lai tas pēc iespējas labi sakristu ar mērāmo gredzenu. Nelielā lodziņā būs dots gredzena rādiuss, laukums, un perimetrs (skat. 13. zīmējumu). Tā kā rezultātu apstrādei ir nepieciešami nevis rādiusi, bet rādiusu kvadrāti, tad aprēķinos var izmantot laukumu vērtības. Jāatceras, ka gredzenu rādiusu absolūtās mērvienības (μm, mm, cm) šajos aprēķinos (t.i., lietojot vienādojumu (30)) nav svarīgas, jo lielumi  $\delta$  un  $\Delta$  ir mērīti tajās pašās vienībās. Tādēļ nav arī nepieciešams veikt CCD kameras kalibrāciju, un konstanto faktoru  $\pi = 3.1416...$  var neievērot.

### 5.2.2. Aprēķini.

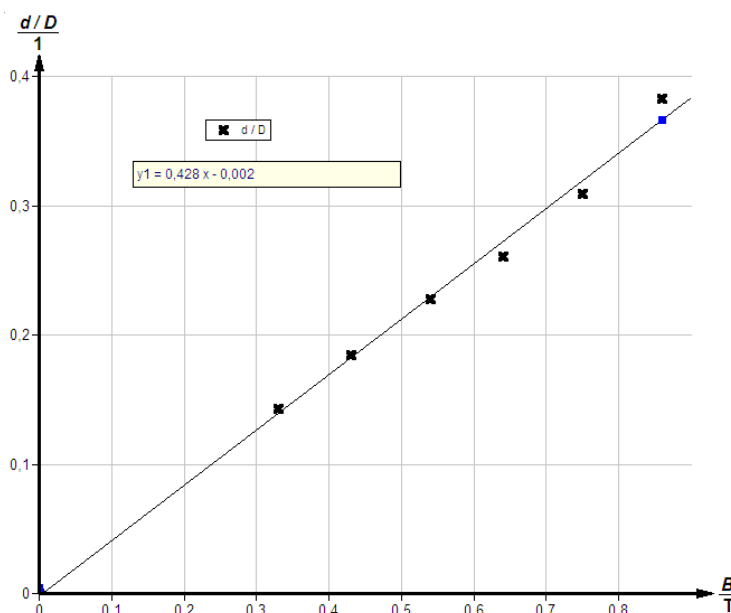
Lai noteiktu vidējās vērtības  $\delta$  un  $\Delta$ , ir jāizvērtē visi redzamie gredzeni, t.i., pa trīs gredzeniem katrā interferences kārtā, no kuriem vidējais atbilst nemainītam viļņa garumam ( $\pi$  komponente), bet abi malējie atbilst  $\sigma^-$  un  $\sigma^+$  komponentēm. Rezultātā iegūst  $r_{1,a}, r_{1,b}, r_{1,c}; r_{2,a}, r_{2,b}, r_{2,c}; r_{3,a}, r_{3,b}, r_{3,c}; \dots$ . No šīm vērtībām, izmantojot vienādojumus (27)-(29), iegūst atsevišķās  $\delta_{a,b}^p$  un  $\Delta^{p+1,p}$  vērtības, kuras tālāk vidējo, iegūstot  $\delta$  un  $\Delta$ . Iegūst attiecību  $\delta/\Delta$ , kuru attēlo grafiski kā funkciju no magnētiskā lauka indukcijas.

Enerģiju starpība starp diviem blakus esošiem Zēmana apakšlīmeņiem atbilst novērotajai viļņu skaitļu starpībai emisijas spektrā:

$$\Delta E_{ab} = 2hc\Delta\tilde{\nu} = \frac{hc}{4\mu \cdot t} \cdot \frac{\delta}{\Delta}. \quad (31)$$

No otras puses, no vienādojumiem (9)-(11) seko, ka enerģiju starpība starp diviem blakus apakšlīmeņiem ir izsakāma caur Bora magnetonu un pieliktā magnētiskā lauka indukciju:

$$\Delta E_{ab} = \mu_B B. \quad (32)$$



**14. Zīmējums.** CCD kameru apkalpojošās programmas loga attēls ar interferences gredzenu rādiusu mērījumu ilustrāciju.

No (31) un (32) Bora magnetonu var izteikt kā

$$\mu_B = \frac{h c}{2 \mu t B} \cdot \frac{\delta}{\Delta}. \quad (33)$$

Lielumu  $\frac{\delta}{\Delta B}$  var iegūt no mērījumu rezultātu grafika nolieces koeficienta (14. zīmējums). Pārējie vienādojumā (33) ieejošie parametri ir zināmi:

$$\begin{aligned} \mu &= 1.456; \\ h &= 6.63 \cdot 10^{-34} \text{ Js}; \\ c &= 2.99 \cdot 10^8 \text{ m/s}. \\ t &= 3 \cdot 10^{-3} \text{ m} \end{aligned}$$

Pēc vienādojuma (33) iegūto Bora magnetona vērtību ir jāsalīdzina ar literatūras datiem:

$$\mu_B = 9.273 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}.$$

**6. Darba rezultātiem atbilstošo nepieciešamo mērījumu, tabulu, grafiku, aprēķinu un pierakstu uzskaitījums.**

**Tabula.** Gredzenu laukumi  $S$  un rādiusu kvadrātu starpības

Interferences kārtā $p$	$S_{pa}$	$S_{pb}$	$\Delta_a^{p+1,p}$	$\Delta_b^{p+1,p}$	$\delta_{a,b}^p$
1					
2					
...					
$\Sigma$	--	--			

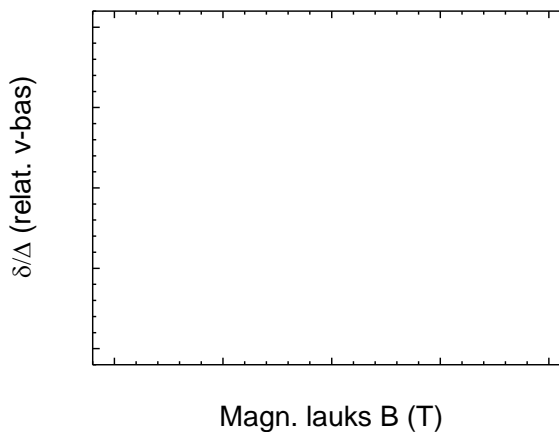
$$\Delta = \frac{\sum_p \Delta_a^{p+1,p} + \sum_p \Delta_b^{p+1,p}}{2(p-1)} =$$

$$\delta = \frac{\sum_p \delta_{a,b}^p}{p} =$$

B,T	$\Delta \pm \Delta$	$\delta \pm \delta$	$\delta/\Delta \pm \delta/\Delta$

Kļūdas:  $\Delta(\Delta) = \dots$  ;  $\Delta(\delta) = \dots$

**Grafiks**  $\delta/\Delta = f(B)$ :



No grafika noteikt  $\frac{\delta/\Delta}{B} = \dots$

$$\mu_B \pm \Delta\mu_B =$$

## 7. Kontroljautājumi.

Katram jautājumam jāizvēlas viena pareizā atbilde. Skaitliskas atbildes gadījumā rezultāts ir jānoapaļo.

1. Zēmana efekts izpaužas kā spektrālīniju sašķelšanās

- (a) elektriskajā laukā;
- (b) gravitācijas laukā;
- (c) magnētiskajā laukā;
- (d) torsionu laukā.

2. Normālais Zēmana efekts ir novērojams, ja pilnais elektronu spins ir vienāds ar

- (a) pusveselu skaitli;
- (b) veselu skaitli;
- (c) 0;
- (d) 1.

3. Zēmana efektā

- (a) normālais Zēmana efekts ir anomālā Zēmana efekta speciālgadījums;
- (b) anomālais Zēmana efekts ir normālā Zēmana efekta speciālgadījums;

4. Normālajā Zēmana efektā dažādi atoma enerģijas līmeņi sašķeļas Zēmana apakšlīmeņos ar

- (a) vienādām enerģiju starpībām starp blakus apakšlīmeņiem;
- (b) dažādām enerģiju starpībām starp blakus apakšlīmeņiem;
- (c) nesašķeļas.

5. Normālā Zēmana efekta gadījumā magnētiskajā laukā

- (a) magnētiskā lauka indukcijas vektors precesē ap orbitālā impulsa momenta virzienu;
- (b) orbitālais impulsa moments precesē ap magnētiskā lauka virzienu;
- (c) elektrona magnētiskais moments precesē ap orbitālo impulsa momentu;
- (d) neviens no momentiem neprecesē.

6. Orbitālā impulsa momenta projekcija uz magnētiskā lauka virzienu

- (a) kvantējās kā  $m_l \hbar$ , kur  $m_l = 0, 1, 2, \dots, l$ ;
- (b) kvantējās kā  $m_l \hbar$ , kur  $m_l = -l, -l+1, \dots, +l$ ;
- (c) kvantējās kā  $(2l + 1)\hbar$ ;
- (d) nekvantējās.

7. Bora magnetons ir

- (a) katram enerģijas līmenim specifisks lielums, kas nosaka līmeņa nobīdi magnētiskajā laukā;
- (b) faktors, kas atšķiras līmeņiem ar dažādiem  $l$ ;
- (c) konstants faktors, kas vienāds visiem līmeņiem un nosaka papildus enerģiju, ko līmenis iegūst magnētiskajā laukā;
- (d) elektrona mijiedarbības enerģija ar magnētisko lauku.

8. Normālajā Zēmana efektā enerģijas līmenis sašķeļas:

- (a)  $l(l + 1)$  apakšlīmeņos;
- (b)  $2l + 1$  apakšlīmeņos;
- (c)  $l + s$  apakšlīmeņos;
- (d) nesašķeļas.

9. Novērojot perpendikulāri magnētiskajam laukam, normālajā Zēmana efektā spektrālīnija sašķeļas
- (a) divās cirkulāri polarizētās komponentēs;
  - (b) divās lineāri polarizētās komponentēs;
  - (c) trijās lineāri polarizētās komponentēs;
  - (d)  $2l + 1$  cirkulāri un  $l$  lineāri polarizētās komponentēs.

10.  $^1P_1$  enerģijas līmenis magnētiskajā laukā sašķeļas

- (a) 2 apakšlīmeņos;
- (b) 3 apakšlīmeņos;
- (c) 4 apakšlīmeņos;
- (d) 5 apakšlīmeņos.

## 8. Pielikumi.

### The Effect of Magnetisation on the Nature of Light Emitted by a Substance

P. Zeeman

*Nature*, vol. 55

11 February 1897, pg. 347

Translated by Arthur Stanton from the *Proceedings* of the Physical Society of Berlin.

---

In consequence of my measurements of Kerr's magneto-optical phenomena, the thought occurred to me whether the period of the light emitted by a flame might be altered when the flame was acted upon by magnetic force. It has turned out that such an action really occurs. I introduced into an oxyhydrogen flame placed between the poles of a Ruhmkorff's electromagnet, a filament of asbestos soaked in common salt. The light of the flame was examined with a Rowland's grating. Whenever the circuit was closed both D lines were seen to widen.

Since one might attribute the widening to the known effects of the magnetic field on the flame, which would cause an alteration in the density and temperature of the sodium vapour, I had resort to a method of experimentation which is much more free from objection.

Sodium was strongly heated in a tube of biscuit porcelain, such as Pringsheim used in his interesting investigations upon the radiation of gases. The tube was closed at both ends by plane parallel glass plates, whose effective area was 1 cm. The tube was placed horizontally between the poles, at right angles to the lines of force. The light of an arc lamp was sent through. The absorption spectrum showed both D lines. The tube was continuously rotated round its axis to avoid temperature variations. Excitation of the magnet caused immediate widening of the lines. It thus appears very probable that the period of sodium light is altered in the magnetic field. It is remarkable that Faraday, as early as 1862, had made the first recorded experiment in this direction, with the incomplete resources of that period, but with a negative result (Maxwell, "Collected Works," vol. ii, p. 790).

It has already been stated what, in general, was the origin of my own research on the magnetisation of the lines in the spectrum. The possibility of an alteration of period was first suggested to me by the consideration of the accelerating and retarding forces between the atoms and Maxwell's molecular vortices; later came an example suggested by Lord Kelvin, of the combination of a quickly rotating system and a double pendulum. However, a true explanation appears to me to be afforded by the theory of electric phenomena propounded by Prof. Lorentz.

In this theory, it is considered that, in all bodies, there occur small molecular elements charged with electricity, and that all electrical processes are to be referred to the equilibrium or motion of these "ion." It seems to me that in the magnetic field the forces directly acting on the ions suffice for the explanation of the phenomena.

Prof. Lorentz, to whom I communicated my idea, was good enough to show me how the motion of the ions might be calculated, and further suggested that if my application of the theory be correct there would follow these further consequences: that the light from the edges of the widened lines should be circularly polarised when the direction of vision lay along the lines of force; further, that the magnitude of the effect would lead to the determination of the ratio of the electric charge the ions bears to its mass. We may designate the ratio  $e/m$ . I have since found by means of a quarter-wave plate and an analyser, that the edges of the magnetically-widened lines are really circularly polarised when the line of sight coincides in direction with the lines of force. An altogether rough measurement gives  $10^7$  as the order of magnitude of the ratio  $e/m$  when  $e$  is expressed in electromagnetic units.

On the contrary, if one looks at the flame in a direction at right angles to the lines of force, then the edges of the broadened sodium lines appear plane polarised, in accordance with theory. Thus there is here direct evidence of the existence of ions.

This investigation was conducted in the Physical Institute of Leyden University, and will shortly appear in the "Communications of the Leyden University."

I return my best thanks to Prof. K. Onnes for the interest he has shown in my work.

## **9. Literatūra.**

- [1] J. Eiduss, U.Zirnītis. Atomfizika., Rīga: Zvaigzne., 1978., 327 lpp.
- [2] Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. М.;Л., Физматгиз, 1963. 390 с.
- [3] Г. Герцберг. Атомные спектры и строение атомов. М., 1948.