

D-14+CD

RADOGLAV SREDOJEVIĆ



BALMER-OVA SERIJA KOD VODNIKA I  
ODRŠDJIVANJE RIDBERG-OVE KONSTANTE

Diplomski rad

Odgovar 15. VI - 1971

Prijevračen : 6 (siječnja)

Odgovar : 7 (siječnja)

Katedra za fiziku  
Prirodno-matematički fakultet Novi Sad  
školska 1970/71.

ZAHVALJUJEM SE DOCENTU DR. I V A N U  
J A B I O U KOJI JE PREDLOŽIO OVI TENU I SVOJIM  
GAVETIMA I SUGESTIJAMA PRI ISRADI OVOG RADA,  
ONOGUĆIO DA ZAVREŠIM OVAJ RAD.



## S A D R Ģ A J

### U V O D

### T E O R I J S K I      D E O

1.BALMER-OVA SERIJA KOD ATOMA VODONIKA I RIDBERG-OVA KONSTANTA PRE BOR-OVE TEORIJE.....	1
2.OSTALE SERIJE KOD ATOMA VODONIKA.	
UOPĆENA BALMER-OVA FORMULA.....	4
3.SPEKTRALNI TERMOVI.KOMBINACIONI PRINCIP.....	7
4.BOR-OVI POSTULATI.....	8
5.ATOM VODONIKOVOG TIPOA U BOR-OVOJ TEORIJI.....	10
a.Istraživanje poluprečnika stacionarnih putanja elektrona.....	10
b.Energija elektrona.....	12
c.Spektralne serije i Ridberg-ova konstanta.....	13
d.Uticaj kretanja jenogra na energiju atoma.....	15
6.IZOTOPSKE POMERANJA U SPEKTRU KOD VODONIKA.	
PIKERING-OVA SERIJA.....	19

### E K S P E R I M E N T A L N I      D E O

7.PODACI O SPEKTRALNOM UREDJAJU I SVETLОСНОМ ИЗВОРУ....	22
a.Spektrograf KCA-2.....	22
b.Referentni spektar gvođaja.....	23
c.Pobudjivanje vodonikovih atoma.....	24
8.MERENJE DALASNIH DUŽINA U SPEKTRU.....	27
9.RIDBERG-OVA KONSTANTA ODREĐENJA PONODU DALASNIH DUŽINA USPISIH IS TABLICA.....	29
a.Vodenik /H <sub>2</sub> , D <sub>2</sub> , T/ b.Nelijus /He/ c.Litijus /Li/.....	29
	33
	35

### ZAKLJUČAK

### L I T E R A T U R A

## U V O D

Na osnovu spektroskopskih rezultata došlo se do niza pravilnih objašnjenja pojava u mikro svetu. Energetski nivoi u atomima određeni su na osnovu spektroskopskog razmatranja. Pokazano je da je moguće odrediti jedan po jedan elektron iz atoma i preužavati nove nizove spektralnih linijskih kojih nastaju pri uklanjanju svakog novog elektrona.

Theorijski razmatrano atomi i atonski joni sadrže u usponu više miliona atonskih spektralnih linijskih kojih od kojih atoma potiču, dok je znatno manji deo klasifikovan po energetskim nivoima i spektrima ionizacije odgovarajućih atoma.

Spektrograf je neophodan za precizno određivanje sastava nekog usorka, jer svaka vrsta atoma ili molekula može da se doveđe u stanje da emituje karakteristični niz spektralnih linijskih kojih ili traka. Dobijene linijske ili trake odgovaraju prisutnosti određenih atoma ili molekula u izvoru zračenja i na osnovu položaja i intenziteta linijskih kojih se odrediti prisutnost i količina određenih atoma u izvoru zračenja. Poznato je da količina svetlosti koju emituje <sup>supstancu</sup> upravo je proporcionalna broju atoma koji emituju tu svetlost.

Cilj ovog rada je da se eksperimentalno potvrdi vrednost Rydberg-ove konstante kao i Balmer-ove formule kod spektra vodonikovog atoma i njegovih jona i da se spektrograf EKA-1 sposobi za dalji rad.

Rad se sastoji iz teorijskog i eksperimentalnog dela. U prvom delu izneta su teorijska razmatranja ovog problema na osnovu Bohr-ove teorije, dok je drugi deo slaganje tih vrednosti sa vrednostima dobijenim eksperimentalnim putem.

## 1. BALMER-OVA SERIJA KOD ATOMA VODNIKA I RIBBERG-OVA KONSTANTNA PRI BOR-OVI TEORIJE

Poznato je da usijana čvreta tela emituju svetlost sa kontinuirano rasporedjenim talasnim duljinama. Od temperaturu usijanog tela зависи, koji je deo spektra najintenzivniji. Suprotne kontinuiranom spektru čvretih tela zapala se kod gasova i para nešto sasvim druge. U njihovem se spektru pojavljuju diskretne linije, koje su karakteristične za pojedini hemijski element. Čitav spekter se sastoji od niza određenih linija.

Utvrđeno je da linijski spektri potiču od atoma. Tekući spektri dobijaju se pri eksperimentima s katodnim i ionizacijskim zracima. Električno pravljenje u cevi niskog pritiska izaziva uvek veliki broj atoma na emisiju svetlosti. Linijske spekture emituju i plenoniti gasevi, koji se sastoje od viših atoma, a ne od molekula /molekuli daju trakaste spekture/.

Linijski spektri mogu se proučavati na emisionom i apsorpcionom spektru. Ako se pusti "bela" svetlost kroz neku paru ili gas, zapala se u dobijenom spektru, da su neke talasne dulji nestale. "Tame linije" stoje tada na onu mestu spektra gde bi ledale emisione linije. Gas kakle apsorbuje svetlost onih talasnih duljina, koje bi iste pri drugim uslovima emitovao. Iz ovog vidimo da se apsorpcioni i emisioni spektri u podpunosti slaju. Ovakva određenost u spektrima hemijskih elemenata jedan je od značajnih zakona atomske fizike.

Linijska struktura atomskih spektara, kakve optičkih tako i rentgenskih, omogućava da se danas vrše tačne analize hemijskih elemenata, određujujući vrednost talasnih duljina  $\lambda$  ili frekvenciju  $v$  koje odgovaraju pojedinim linijsima njihovih spektara i utvrđuju razni brojni odnosi koji postoje među njima.

Premda klasičnoj elektrodinamici poznato je da se brzina prestiranja elektromagnetskih talasa u vučevu poklapa sa brzinom svetlosti  $c = 3 \cdot 10^8$  m/sec. i da su elektromagnetski talasi transverzalni kao i svetlosni. Ovo poklapanje bitnih osobina svetlosnih i elektromagnetskih talasa, koje se ispoljava i u ni su drugih pojava, dovele je do posledi da svetlosne talase posmatrano kao specijalan slučaj elektromagnetskih talasa na



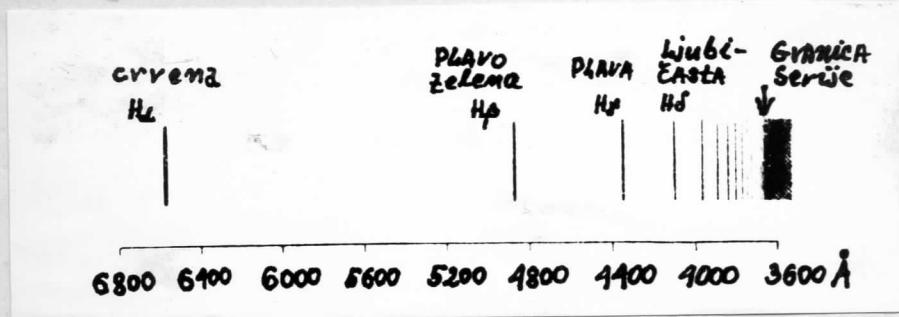
čemu se zasniva Maxwell-ova elektromagnetsna teorija svetlosti

Premda ovoj teoriji svetlost čini samo jedan deo spektra elektromagnetskih talasa, koji se prostiru od  $\gamma$ -zraka do radio talasa, te se svetlost razlikuje od ostalih elektromagnetskih talasa samo po frekvenciji odnosno talasnoj duljini.

Osnovne svetlosti moraju se tako poklapati sa osobinama elektromagnetskih talasa i one su određene općim zakonima elektrodinamike. To znači da atomi emituju svetlost i da prema tome imaju svojstva električnih oscilatora koji uređe energiju u vidu elektromagnetskih talasa.

Negle bi se očekivati da su učestanosti svetlosti koje emituje određeni element uređene na izvestan pravilan nacin i da pokazuju određenu zakonomernost, tj. talasne duline jednog niza mogu se opisati jednim obrazcem.

Takva serija linijsa bila je dobro poznata kod emisionog spektra vodonikovog atoma koja se nalazi delom u oblasti vidljivog spektra a delom u bliskoj ultraljubičastoj oblasti, sve se Balmer-ova serija vodonikovog spektra. Čema Balmer-ova serija data je na slici 1.



Slika 1.

Na ovoj slici vidimo da se linije redaju tako da se njihov nadjusobni razmak zakonscorno smanjuje i da u ultraljubičastoj oblasti konvergiraju ka jednoj granici. Linije se označavaju redom grčkim slovima te u Balmer-ovoј seriji za vodonik početne linije su označene sa  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ , itd., a granica sa  $H_\infty$ . Iza ove linije se nastavlja kontinualni deo serije.

Švajcarski profesor Balmer /Johann Jakob Balmer/ je 1885. godine utvrdio formula za izračunavanje talasnih duljina pojedinih spektralnih linija posmatrane vodonikove serije. On je te postigao bez teorijske obrade, preste probanjem i dobio da se talasna dulina pojedinih linija vodonikovog spektra u vid-

ljivoj oblasti /7500-4000 Å/, koje je iznvio Balmer, mogu izračunati sledećom preston formулом:

$$\lambda = 3645,6 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (1.1)$$

To je tsv. Balmer-ova formula u kojoj se  $n$  treba uneti redom cele brojeve  $n = 3, 4, 5, \dots$ , počevši od prve spektralne linije. Koeficijent na desnoj strani jednačine /1.1/ je konstanta, koja se obeležava sa  $B$ , a izražava u angstromima /Å/.

$$B = 3645,6 \text{ Å.} \quad (1.2)$$

S obziren na ovu konstantu  $B$  možemo Balmer-ovu formulu ovako napisati:

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (1.3)$$

Uobičajeno je da zakonosernost, koju izrađeva Balmer-ova formula, u praktičnoj spektroskopiji postaje naročito pregledna ako se predstavi u obliku koji se obično koristi. Prethodnu formulu treba tako transformisati da na osnovu nje možemo izračunati učestanost ili talasni broj a ne talasnu duljinu. U praktičnoj spektroskopiji uobičajeno je koristiti talasni broj a obično se označava sa  $\tilde{\nu}$  ili  $\nu^*$ .

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} [\text{cm}^{-1}] \quad (1.4)$$

Talasne duljine u savremenoj spektroskopiji određuju se sa izvanredno velikom tačnošću pa su, prema tome, sa istom tačnošću poznati i talasni brojevi, dok je brzina svetlosti, a prema tome i učestanost, određena sa znatno manjom tačnošću. Uvodjenjem talasnog broja Balmer-ova formula /1.3/ može se ovako pisati:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{B} \cdot \frac{n^2 - 4}{n^2} = \frac{4}{B} \left( \frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (1.5)$$

ili

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{4}{B} \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (1.6)$$

Označavajući konstantu  $4/B$  sa  $R$  /prvo slovo prezimena poznatog švedskog spektroskopičara Rydberga po kome je ova konstanta dobila ime/ prethodnu jednačinu /1.6/ možemo pisaniti u ovom obliku:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (1.7)$$

Ovo je poznati oblik Balmer-ove formule.

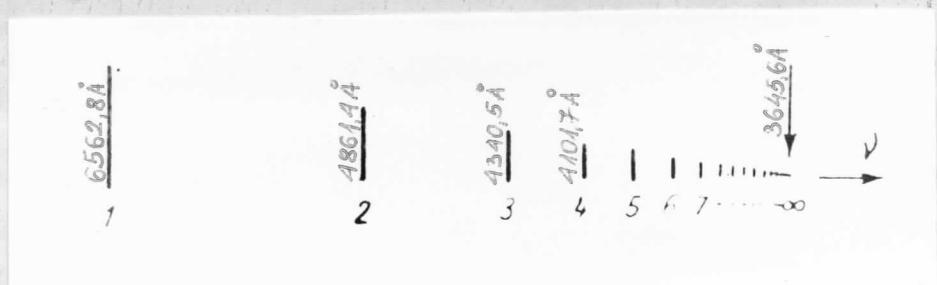
Pri tome formuli /1.7/ uočava se da sredstvom uvođenju n uočjuje se razliku nadju talasnih brojevima susednih linija, a sa  $n \rightarrow \infty$  dobijamo konstantnu vrednost:

$$\tilde{v} = \frac{1}{\lambda} = \frac{R}{2^2}, \quad (1.8)$$

Iz formule /1.6/, kad je  $n \rightarrow \infty$ , dobija se granica serije, koju predstavlja linijski talasni duljine  $\lambda_{\infty} = 3645,6 \text{ \AA}$  i  $v_{\infty} = R$ . Znadi da R predstavlja talasnu duljinu koja odgovara granici Balmer-ove serije. Zatimen R = 3645,6 Å iz jednačine /1.2/ u jednačinu /1.6/ dobija se vrednost na Rydberg-ovu konstantu isračunatu empirijskim putem,

$$R_H = 109677,58 [\text{cm}^{-1}], \quad (1.9)$$

Eksperimentalno je dokazano da povećanjem broja linija postepeno njihov intenzitet opada. Ovako razmatranje vidi se na slici 2., gde duljina crte označava intenzitet linijske uvećanju n duljina crte će se smanjivati. Granični talasni broj prema kome se nizajuju linijske pri  $n \rightarrow \infty$  označava se kao granica serije.



Sl. 2.

Dobijanje velikog broja linijskih vodenika vezano je za niz eksperimentalnih težakoda. Do danas poznajemo tek vih oko 40 linijskih. Prva uspešna veća merenja uspeo je da izvrši Vu d. 1922. godine. U svom eksperimentu uspeo je da fotografije 22 linijskih, a uspešno je izvršio merenja za 20 članova Balmer-ove serije, dok je u spektru sunca ustanovljene 37 linijske ove serije.

## 2. OSNUTE SERIJE KOD ATOMA VODONIKA.

### UOPREMIĆENJA BALMER-OVE FORMULE.

U prethodnom islaganju dat je istorijat Balmer-ove serije, a ujedno ova serija osigudila je da se kasnije nadju i

druge serije vodonikovog spektra. Ove serije su poznate prema njihovim proučavanjima, a poređane su u liniskom spektru vodonika jedna sa drugom, i to, od ultraljubičastog preko vidljivog dela do infracrvenog područja.

a. LaJman-ova serija /I/, otkrio je američki fizičar LaJman /Lyman/ 1916. godine u dalekoj ultraljubičastoj oblasti spektra.

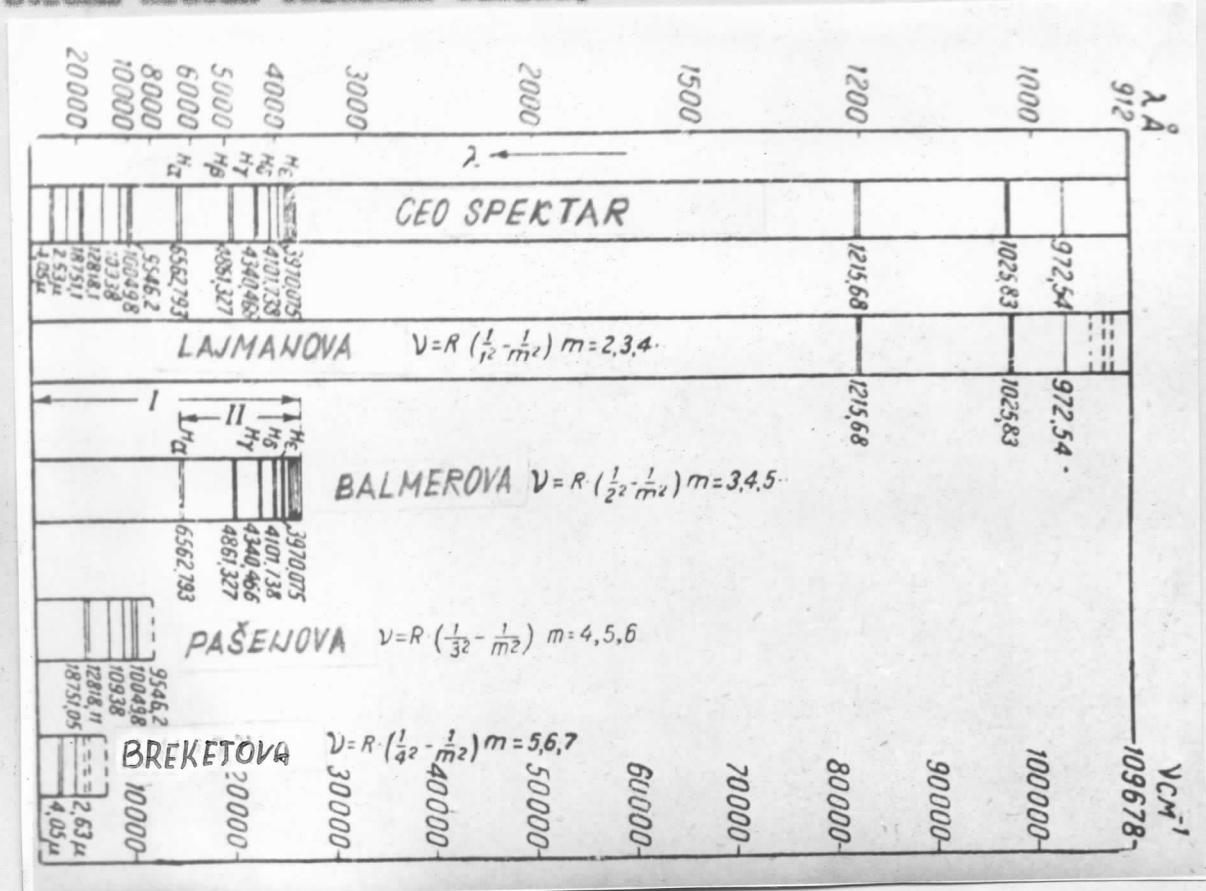
b. Balmer-ova serija /II/, 1905. godine odgovara za jednu izveznu seriju linijske linije u liniskog spektra vodonika.

c. Pašen-ova serija /III/, otkrio je nemacki fizičar /Pašen/ 1909. godine, a odgovara za infracrvenu oblast spektra.

d. Breket-ova serija /IV/, pronađao je Breket /Breckett/ 1922. godine u infracrvenoj oblasti spektra.

e. Pfund-ova serija /V/, i ova serija odgovara za infracrvenu oblast spektra, otkrivena je od strane Pfunda 1924. godine, sa mnogo većim talasnim duljinama od Breket-ove serije.

Na slici 5. prikazan je potpuni spektar vodonika i pojedine serije na koje se neće razložiti. Svaka serija sastoji se od niza linijskih čija su međusobna rastojanja, smanjuju na strani kraćih talasnih duljina.



Ponatranjem potpunog spektra uvidelo se da se sve do tada poznate serije atonskog vodonika mogu predstaviti opštem formulom:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (2.1)$$

Do ove jednačine došlo se što se u jednačini /1.7/ u mesto vrednosti  $2^2$  uzmala osnaka  $n^2$ , gde je n=ocen broj i karakteristične serije. Njegova bitna karakteristika je u tome da u svakoj seriji ima konstantnu vrednost. Tako uvedena vrednost m za prvu seriju je jedan, za drugu dva, za treću tri itd. ili što se uopšteno može pisati  $/m = 1, 2, 3, \dots/$ . U istoj jednačini drugom članu  $1/n^2$ , sa n treba useti nis celih brojeva, koji uvek podinju od broja većeg od n za jedan,  $n = n+1, n = n+2, n = n+3$ , itd. Iz ovoga se zaključuje da n označava osnovni term, o čemu će kasnije biti govor/ a n označava tekući term i može se pisati  $n < n_0$ .

Jednačina /2.1/ naziva se još uopštena Balmer-ova formula, i služi za određivanje svih serija u spektru atoma vodonika, a te serije za pojedina područja spektra koje pripadaju mogu se predstaviti ovim formulama:

Lajman-ova  $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$  za  $n = 2, 3, 4, \dots$  /ultraljubičasta/

Balmer-ova  $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$  za  $n = 3, 4, 5, \dots$  /vidljive i ultraljubičasta/

Rišen-ova  $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right)$  za  $n = 4, 5, 6, \dots$  /infraervena/

Brekot-ova  $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right)$  za  $n = 5, 6, 7, \dots$  /infraervena/

Pfund-ova  $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right)$  za  $n = 6, 7, 8, \dots$  /infraervena/

Pripre datim jednačinama /2.2/ koje izražavaju serije vodonikovog spektra uočeno je da imaju doste sličnosti u spektrima linija alkalnih metala. Smanjivanjem vrednosti sa Rydberg-ovu konstantu iz jednačine /1.9/ u jednačimu /2.2/ dobijaju se vrednosti odgovarajućih talasnih duljina.

### 3. SPECTRALNI TERMOVI, KOMBINACIONI PRINCIP

Ridberg-ova usluga je i u tome što je pokazano da linije obrazuju zakonite spekture ne samo u spektru vodonika nego i u spektru nekih drugih elemenata. Predešći formule /2.2/ viđi se da je njihov prvi član u sagradi se svaku seriju zaslišiti, ali se jednu istu seriju ima konstantnu vrednost. Ako posmatrano član formule za Balmer-ovu seriju  $R/3^2$  on predstavlja prvi od mogućih prenenljivih članova formule za Balmer-ovu seriju ili drugi prenenljivi član u formuli za Lejman-ovu seriju. Na isti način može se posmatrati prvi konstantan član Balmer-ove serije, to je jedan od prenenljivih članova u formuli Lejman-ove serije.

Poznatum je uopštene Balmer-ove formule /2.1/

$$\tilde{\nu} = \frac{R}{m^2} - \frac{R}{n^2}$$

daje zaključak da bilo koja spektralna linija ima telasni broj jednak realici dva realna dela. Tada je linije vodonikovega spektra moguće predstaviti kao realiku dva člana oblika  $R/m^2$  i  $R/n^2$ , gde je  $R$ -Ridberg-ova konstanta, a  $n$  i m celi brojevi.

Tako interpretirana, Balmer-ova formula vodi nas do opštег principa kombinacije, što ga je otkrio Ritz 1903. godine, a često se naziva Ritz-ov kombinacioni princip.

Pri na ovom principu moguće je za svaki hemijski element postaviti niz termova  $T_1, T_2, \dots$ , to na osnovu ovih ovih članova prethodne formule možemo pisati:

$$T_{(m)} = \frac{R}{m^2} \quad \text{i} \quad T_{(n)} = \frac{R}{n^2} \quad (3.1)$$

Kombinovanjem /2.1/ i /3.1/ dobija se novi oblik jednačine:

$$\tilde{\nu} = T_{(m)} - T_{(n)} \quad (3.2)$$

gde su vrednosti  $T/m$  i  $T/n$  nazivaju spektralni termovi. Znati telasni broj bilo koje spektralne linije dobija se kao razlika dva terma. Za vodonikov atom ukupni sistem termova dobija se iz ove formule:

$$T = \frac{R}{n^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (3.3)$$

Ako uzmem da su poznati telasni brojevi dve spektralne linije jedne iste spektralne serije, njihova razlika daje telasni

-3-

broj neke druge serije, koja pripada istom atomu. Uzimanjem dve prve linije Lajman-eve serije

$$\tilde{\nu}_1 = T_1 - T_2 \quad i \quad \tilde{\nu}_2 = T_1 - T_3 \quad (3.4)$$

i oduzimanjem ova dva izraza dobija se ovakva jednačina:

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_2 - \tilde{\nu}_1 = T_2 - T_3 \quad (3.5)$$

i odnosi se na prvu liniju u Balmer-evoj formuli.

Ovaj princip otkriven je čisto empirijskim putem kao što je bilo i sa nizom drugih zakonitosti kod spektra. Njegova prava formulacija izražena je Bor-ovim kvantnim postulatima. Klasična fizika nije mogla da da odgovor na zakonitosti u spektralnim serijama. Ricov kombinacioni princip predstavlja ključ za sredjivanje spektralnih serija. U njemu je sadržan osnovni zakon prirode koji pravo značenje dobija u atomskoj fizici.

#### 4. BOR-OVI POSTULATI

Klasična teorija planetarnog modela atoma nelesila je na nis teškoća pri oblađivanju zračenja atoma. Gradja atoma prema ovom modelu sastoji se iz teškog jasgra pozitivno nalođenog i elektrona koji kruži oko jasgra. Prema ovoj teoriji izlazi da se elektron u atomu može smatrati rotatorom, gde negativno nalođena korpuscula kruži oko jasgra ravnosorno po zatvorenoj orbiti. Pošto je ovakvo kretanje ubrzano, izlazi da prema elektromagnetnoj teoriji, elektron emituje energiju u vidu elektromagnetskih talasa.

Nedjutim, ova klasična teorija planetarnog modela atoma bila je u protivurečnosti sa stvarnošću. Ako elektron stalno emitiše energiju u vidu radijacije, onda njegova energija mora opadati, a usled toga trebalo bi da se polupređnik njegove putanje smanjuje. U ovakom slučaju putanja elektrona malo bi spiralan oblik dok nazad nebi elektron pao na jasgro atoma, a to se ne dešava. Sam toga, ako bi spektar nastajao emitovanjem energije elektrona u kretanju, onda usled stalnog opadanja ove energije trebalo bi da nastane spektar sa kontinualnim nizom različitih talasnih duljina. Poznato je da se unesete kontinualnog spektra atomske spektar sastoji is određjenog broja oč-

rih spektralnih linija. Ovakve činjenice ukazuju da su atoni stabilni što protivuređi zakonima klasične elektrodinamike.

Balmer-ova formula, koju su usavršili Rydberg i Rie, ukazala je na zakonitosti koje se nisu mogle objasniti shvatanjima klasične fizike kao i na to, da su procesi u vodenikovom atomu, kao i kod drugih elemenata, usled kojih nastaju liniski spektari, mnogo složeniji nego što se u početku predpostavljalo.

Nils Bor je 1913. godine načao izlaz iz ovih teškoća razlikujući sa zakonima klasične fizike, kao što su te već pre njega učinili Planck i Anštajn.

Bor-ova zavisnost sastoji se u formulaciji dva kvantna postulata, koji objedinjuju Planckovu i Anštajnovu kvantu predpostavku kao i zakonitosti kod liniskih spektara. Prihvatanjem kvantnih postulata Bor je postavio novu teoriju atomske strukture i objasnio prirodu emisije i apsorpcije svetlosti, a ova teorija dobila je ime Bor-ova teorija atoma.

Izložena shvatanja Bor je formulisao u obliku dva postulata koji glase:

1. Elektron se oko atoma ne može kretati po putanjama bilo kog poluprečnika, već samo po onim putanjama kod kojih je neronent kolicišne kretanja elektrona /P/ jednak celom umnošku od  $\hbar/2\pi$ , tj.

$$P = mv r_n = n \cdot \frac{\hbar}{2\pi}, \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (4.1)$$

gde je sa m označena masa elektrona, V njegova brzina a  $r_n$  - dozvoljeni poluprečnik krulne putanje. Elektron koji se kreće po dozvoljenim putanjama, nesavisno od toga što je njegovo kretanje ubrzane ne emituje svetlost i stoga se kaže da su takve putanje stacionarne odnosno stabilne. Ovde n označava kvantni broj.

2. Kada elektron prelazi sa jedne stacionarne putanje na drugu emituje se ili apsorbuje jedan kvant energije /foton/. Veličina energije kvanta / $\hbar\nu$ / jednak je razlici energije tih stacionarnih stanja /putanja/, izmedju kojih se vrši prelaz elektrona:

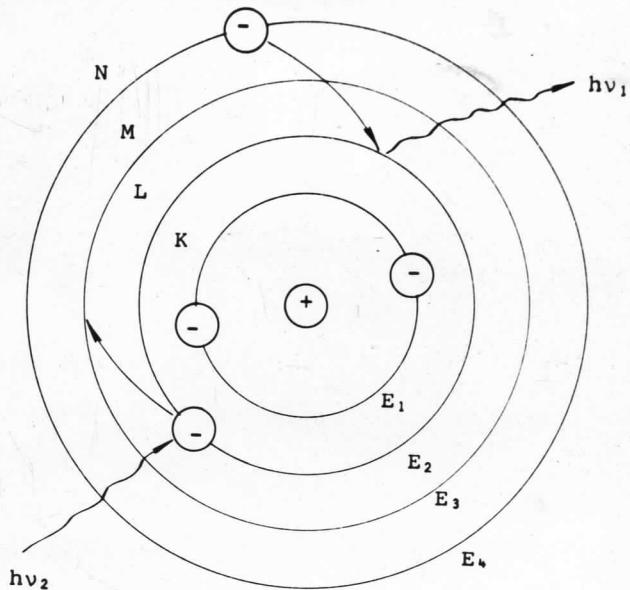
$$\hbar\nu = E_n - E_m \quad (4.2)$$

Prvi Bor-ov postulat određuje stabilnost atoma a drugi

Ikvantne procese emisije i apsorpcije svetlosti.

Prelaz elektrona između stacionarnih putanja prikazan je na slici 4. Svakom prelazu odgovara foton straga određene energije a time i telesne duljine.

Koristeći prvi Bor-ov postulat mogu se izračunati neke karakteristične veličine za atom vodonikovog tipa: brzina elektrona  $v_n$ , poluprečnik elektrona  $r_n$ , energije elektrona  $E_n$  u pojedinim stacionarnim orbitama itd.



SL. 4.

### 5. ATOM VODONIKOVOG TIPOA U BOR-OVOJ TEORIJI

#### a. Izračunavanje poluprečnika stacionarnih putanja elektrona

Ispričnost Bor-ovih postulata proverena je na atomu "vodonikovog tipa". Sutina je u tome da se objasni planetarni model atoma-Rutherford-ov model.

Poznata je aton vodonika ili njegovi sličnih jona, kod čega je zgrada čije je neselektrisanje  $q_1 = Ze$  kruži jedan elektron /naselektrisanje  $q_2 = -e$ . To može biti aton vodonika  $Z = 1$ , jedan put ionizovan aton helijuma  $He^+ /Z = 2/$ , dvaput ionizovan litijum  $Li^{++} /Z = 3/$  itd.

Za izračunavanje poluprečnika stacionarnih putanja elektrona moraju se uzeti izvesne pretpostavke koje se sastoje u sledećem:

1. Nasa jenogra snatno je veća u odnosu na masu elektrona. Jenogra je nepokretno, jer u protivnom morali bi uvesti centar mase čega bi rotirale obe dve čestice /jenogra i elektron/. Tedište obe čestice u tom slučaju nalaziće se u jengru.

2. Principljivost Kulonovog zakona u donjem atonu.

3. Za razmatranje unosi se obična nerelativistička teorija.

4. Kretanje elektrona oko jenzra je kružno sa konstantnom ugaonom brzinom.

Premda iznotin predpostavljana, atom vodenika poznatu se kao jedan rotator, gde je orbita elektrona oko jenzra određena jednim klasičnim i jednim kvantnim uslovom.

Eulon-ova sila koja deluje na elektron, kada rotira oko jenzra, data je formulom:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r^2} . \quad (5.1)$$

Istu ovu silu možemo izraziti i kao centripetalnu silu:

$$F = \frac{m \cdot v^2}{r} . \quad (5.2)$$

Uslov za ravnotežu dobija se ako izjednačimo vrednosti iz formula /5.1/ i /5.2/.

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r} . \quad (5.3)$$

Snodenjem jednačine /5.3/ sa  $\pi/2$  dobija se vrednost za kinetičku energiju,

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{2r} . \quad (5.4)$$

Premda Bor-ove postulatu /4.1/ imamo:

$$mv r_n = n \cdot \frac{\hbar}{2\pi} . \quad (5.5)$$

Zamenom izraza za  $v$  iz jednačine /5.5/ u jednačinu /5.4/ dobija se izraz za poluprečnik stacionarnih orbita,

$$r_n = n^2 \frac{\epsilon_0 \cdot \hbar^2}{\pi m Z e^2} . \quad (5.6)$$

Za atom vodenika gde je  $Z=1$ , poluprečnik stacionarne orbite je:

$$r_n = n^2 \frac{\epsilon_0 \cdot \hbar^2}{\pi m e^2} . \quad (5.7)$$

Smanjivanjem poznatih vrednosti sa  $\hbar, m$  i  $e$  u jednačini /5.7/ i usimanjanjem da je kvantni broj  $n=1$ , dobija se radijus prve Bor-ove putanje

$$r_1 = \frac{8,854 \cdot 10^{-12} \cdot (6,62 \cdot 10^{-34})^2}{3,14 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31} \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^2} = 0,53 \cdot 10^{-10} [m] \quad (5.8)$$

Ovako izračunata vrednost potpuno se slaže sa vrednostima dobijenim u kinetičkoj teoriji gasova. Time je nadjeno prvo teo-

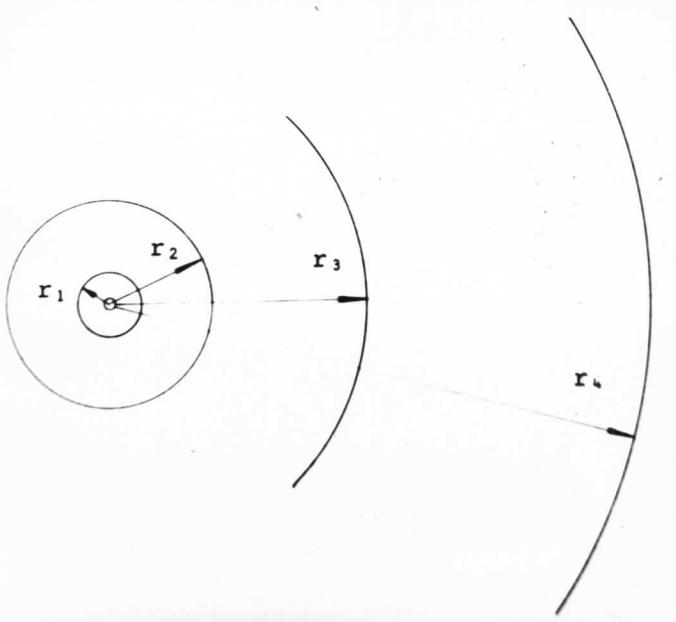
riško objašnjenje za empirijsku veličinu atoma. Prema jednačini /5.7/ poluprečnik prvih nekoliko putanja imaju vrednosti:

$$r_1, 4r_1, 9r_1, 16r_1, \dots \quad (5.9)$$

Poluprečnici pojedinih putanja povećavaju se na kvadrat rednog broja putanje /n/.

Na slici 5. date su relativne veličine pojedinih stacionarnih putanja u atomu vodonika. Prema jednačini /5.8/ poluprečnik druge stacionarne putanje je četiri puta veći, troće stacionarne putanje devet puta, a četvrte stacionarne putanje šesnaest puta veći od poluprečnika prve putanje.

Slika 5.



pročašnik druge stacionarne putanje je četiri puta veći, troće stacionarne putanje devet puta, a četvrte stacionarne putanje šesnaest puta veći od poluprečnika prve putanje.

### b. Energija elektrona

Ukupna energija elektrona na n-tej putanji jednaka je zbiru njegove kinetičke  $E_K = mv^2/2$  i potencijalne energije  $E_P = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r}$  pa iznos:

$$E_n = E_K + E_P = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r} \quad (5.10)$$

zamenom  $mv^2$  sa  $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r}$  iz jednačine /5.4/ u jednačinu /5.10/ dobija se:

$$E_n = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r_n} \quad (5.11)$$

Ako u jednačinu /5.11/ uvestimo vrednost za radius prema formuli /5.6/ dobijamo izraz za energiju,

$$E_n = -\frac{m Z^2 e^4}{8\epsilon_0^2 n^2 h^2}, \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (5.12)$$

Ustimenjem za  $Z=1$ , dobija se energija elektrona na pojedinim putanjama za vodonikov atom:

$$E_n = -\frac{m e^4}{8\epsilon_0^2 n^2 h^2} \quad (5.13)$$

Energija elektrona, zavisi od kvantnog broja i u toliko je veća u kolike je veći kvantni broj pojedine kvantne putanje. Iz jednačine /5.12/ vidi se da u svim kvantnim stanjima elektron raspolaže negativnom energijom. Negativni znak usina se zbog preisvoljenosti sa multos potencijalnom energijom. Negativni znak ukupne energije pokazuje da je energija elektrona u takvim stanjima manja od energije koju bi on imao kad bi bio odvojen od atoma i mirovac na beskonačno velikoj udaljenosti.

Iz ovoga sledi zaključak: da pozitivnu energiju treba da ima elektron koji je odvojen od atoma i ima višak kinetičke energije nad potencijalom. Smanjivanjem pozitivnih veličina u jednačini /5.13/ za n, dobija se energija za pojedinim putanjama na sa vodonikov atom:

$$E_1 = -13,55 \text{ eV}, E_2 = -3,39 \text{ eV}, E_3 = -1,5 \text{ eV}, \text{ itd.} \quad (5.14)$$

Sa uvećanjem kvantnog broja postepeno se smanjuje energija pojedinih putanja, a za  $n \rightarrow \infty$  ukupna energija je  $E_{\infty} = 0$ .

One što je ovde karakteristično napomenuti je da teoretski broj kvantnih putanja u atomu vodonika može biti neograničen.

### c. Spektarne serije i Ryberg-ova konstanta.

Prelaz elektrona iz putanje niže energije na putanje više energije moguće je samo onda kad vodonikov atom prima energiju spolja, a vreme nadrijevanja elektrona u novopravljenoj stanju je reda veličine  $10^{-8}$  sec.

Neka je energija  $E_n$  one putanje sa koje polazi elektron a  $E_m$  energija putanje na koju dolazi elektron i pri tom prelazi emituje foton, naru zadovoljiti ovaj uslov:  $n > m$ .

Na osnovu drugog Bor-ovog postulata /4.2/ i /5.12/ dobija se izraz za energiju fotona:

$$\hbar\nu = E_n - E_m = \frac{m^2 e^4}{8 \epsilon_0^2 \rho^2} \left\{ \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right\}, \quad n > m \quad (5.15)$$

kako je

$$\hbar\nu = \hbar \frac{c}{\lambda} = \hbar c \frac{1}{\lambda} = \hbar c \tilde{\nu} \quad (5.16)$$

smanjivanje vrednosti iz /5.16/ u /5.15/ dobija se

$$hc\tilde{\nu} = h\nu = \frac{mZ^2e^4}{8\varepsilon_0^2h^2} \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (5.17)$$

i dalje, za talasni broj

$$\tilde{\nu} = \frac{mZ^2e^4}{8\varepsilon_0^2h^3c} \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n > m. \quad (5.18)$$

odakle za atom vodonika:

$$\tilde{\nu} = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2h^3c} \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (5.18^*)$$

Na taj način došlo se do formule /2.1/, pri čemu se za Ridberg-ovu konstantu dobija izraz:

$$R_\infty = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2h^3c} \quad (5.19)$$

Jednačina /5.18/ može se ovako pisati:

$$\tilde{\nu} = R_\infty Z^2 \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (5.20)$$

Za vodonikov atom treba uzeti jednačinu /5.18/ i /5.19/, te je

$$\tilde{\nu} = R_\infty \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (5.21)$$

a to odgovara već ranije izvedenoj uopštenoj Balmer-ovoј formuli /2.1/.

Pomoću formule /5.19/ može se naći teorijska vrednost Ridberg-ove konstante, smenjivanjem poznatih vrednosti za  $m, e, \varepsilon_0, h$  i  $c$  dobija se:

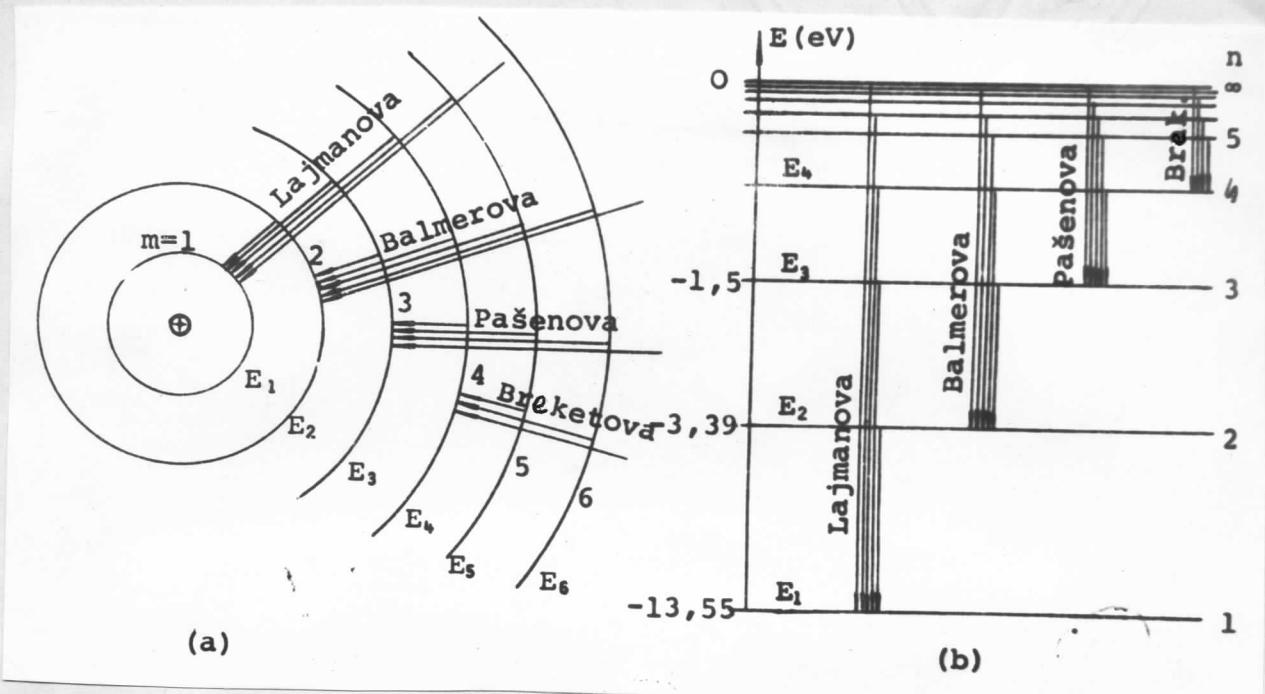
$$R_\infty = 109737,303 \quad [cm^{-1}]. \quad (5.22)$$

Ovo je dosta dobro slaganje sa eksperimentalnim vrednostima datim u jednačini /1.9/, što je još jedna od potvrda ispravnosti Bor-ove teorije.

Ako se elektron nalazi na osnovnoj putanji, onda je  $n = m = 1$ , pa iz jednačine /5.21/ izlazi da je  $\frac{1}{\lambda}$  jednako 0, što znači da  $\lambda \rightarrow \infty$ . Dakle, u nepobudjenom stanju atom ne zrači energiju, već samo u slučajevima kad je  $n < m$ , što je u saglasnosti sa Bor-ovim kvantnim postulatima.

Uzmimo za  $n = 2$  a za  $m = 3, 4, 5, \dots$ , dobija se prelazak elektrona sa neke udaljene putanje na drugu putanju, a to odgovara nizu linija koje pripadaju Balmer-ovoј seriji slika 6a. Za  $n=3$  i  $n=3, 4, 5, \dots$  dobije se prelazi za Pašen-ovu seriju, što se prema odgovarajućoj slici može prikazati i za druge serije. Na taj način je Bor-ova teorija objasnila serije koje su bile poginate pre nje i predviđela druge serije koje su kasnije otkrivene.

Na slici 6b, prikazani su energetski nivoi u atomu vodonika. Energija elektrona u eV nazete su na vertikalnu osu grafikona, a energetski nivoi predstavljeni su horizontalnim linijama, uzimajući u obzir samo kvantni broj  $n$ .



SL. 6.

Osnovni /nepobudjeni/ nivo je označen sa  $1/n = 1$ , a svakodaljeni sebrov odgovara po jedan nivo. Vertikalnim linijama među nivoima označeni su mogući prelazi elektrona. Ove vertikalne linije u osođenoj razmeri pokazuju energije emitovanih fotona.

#### d. Uticaj kretanja jasgra na energiju atoma

Dva izračunavanja koja su do sada navedena valje bez uzmajanja u obzir kretanje jasgra. Ta predpostavka je samo onda tačno ispunjena, ako je masa jasgra beskrajno teška. To je težnije ispunjeno kod težih elemenata nego kod vodenikovog atoma gde je jasgro oko 2000 puta teže od elektrona.

Premda /5.22/ data je Rydberg-ova konstanta dobijena teoretskim putem  $R_{\infty} = 109737,3e^3 \text{ cm}^{-1}$ , tijekom joj vrednost veća od vrednosti dobijene eksperimentalnim putem za običan vodenik  $R_H = 109677,76 \text{ cm}^{-1}$ .

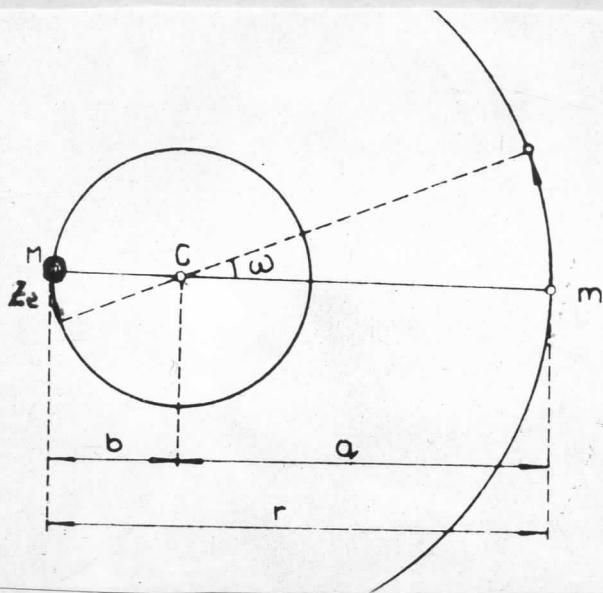
Nemački naučnik Sommerfeld /Sommerfeld/, na osnovu svojih radova, ukazao je da se jezgro atoma ne nalazi u miru, već da će elektron i jezgro prema problemu dva tела zajedno kreću oko zajedničkog težišta C /sl. 7/, tj. zajedničkog centra, koji se naziva centar mase. Prema tome izračunavanje ukupne energije vodonikovog atoma i njemu sličnih jona pone se ueti u obzir kretanje jezgra.

Rasumljivo, jezgro i elektron se kreću istom ugaoenom brzinom oko zajedničkog centra mase. Oznacimo sa  $m$ -masu elektrona,  $M$ -masu jezgra a sa  $C$ -centar mase atoma. Neka je  $A$  rastojanje od centra mase do jezgra, i  $\alpha$  rastojanje od centra mase do elektrona.

Ukupno rastojanje mase elektrona do jezgra označeno je sa  $r$ , te možemo pisati:

$$r = A + \alpha \quad (5.23)$$

Na osnovu problema dva tela uzima se da su elektron i jezgro raspoloženi dijagon-



Sl. 7.

ralno u odnosu na centar mase, odakle je

$$MA = ma. \quad (5.24)$$

Prema jednačini /5.2/ i zamenom  $v$  sa  $rw$  dobija se:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{mr^2\omega^2}{r} = mr\omega^2. \quad (5.25)$$

Na osnovu jednačina /5.3/ i /5.25/ sledi:

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{(A+\alpha)^2} = MA\omega^2 = ma\omega^2. \quad (5.26)$$

Sada je potrebno rastojanje  $A$  i  $a$  izraziti u funkciji ukupnog rastojanja  $/A+a/$  između elektrona i jezgra. To se dobija tako što se jednačina /5.24/ jedanput doda Ma i reši se po  $a$ , a zatim se doda ma i reši se po  $A$ .

$$Ma + ma = Ma + MA. \quad (5.27)$$

odavde je

$$\alpha = (A + \alpha) \frac{M}{(M+m)} = \frac{Mr}{(M+m)} \quad (5.28)$$

Slično dobijamo i za  $A$ ,

$$MA + m\dot{A} = m A + m\alpha \quad (5.29)$$

gde je

$$A = (A + \alpha) \frac{m}{(M+m)} = \frac{mr}{(M+m)} \quad (5.30)$$

Zamenom vrednosti za  $\alpha$  iz jednačine /5.28/ u jednačinu /5.26/, iznos:

$$\frac{m M}{M+m} (A + \alpha) \omega^2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{(A+\alpha)^2} \quad (5.31)$$

U jednačini /5.31/ na desnoj struni nalazi se vrednost  $\frac{m M}{(M+m)}$ , koju možemo cunati sa  $\mu$ , dakle,

$$\mu = \frac{m M}{M+m} \quad (5.32)$$

a to je tsv. redukovana masa.

Jednačinu /5.31/ na osnovu jednačine /5.32/ noljeno pisati:

$$\mu(A+\alpha)^3 \omega^2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} Ze^2 \quad (5.33)$$

Ova jednačina daje prvi uslov /klasični uslov/ za rešavanje problema. Drugi uslov /kvantni uslov/ sledi iz momenta količine kretanja. Ukupni moment količine kretanja ove dve čestice /sl. 7/, i prema Bor-ovom postulatu /4.1/, je

$$m\alpha^2\omega + MA^2\omega = n \frac{\hbar}{2\pi} \quad (5.34)$$

a na osnovu /5.29/, sledi dalje

$$m\alpha^2\omega + m\alpha A\omega = n \frac{\hbar}{2\pi} \quad (5.35)$$

odnosno,

$$m\alpha(A+\alpha)\omega = n \frac{\hbar}{2\pi} \quad (5.36)$$

zamenom vrednosti za  $\alpha$  iz jednačine /5.28/ u jednačinu /5.36/ dobija se:

$$\frac{m M}{M+m} (A + \alpha)^2 \omega = n \frac{\hbar}{2\pi} \quad (5.37)$$

Na osnovu /5.32/ i /5.37/ dobijamo jednačinu koja izrađuje kvantni uslov

$$\mu(A+\alpha)^2 \omega = n \frac{\hbar}{2\pi} \quad (5.38)$$

Kvadriranjem jednačine /5.38/, pa potom deleći ovu jednačinu

sa jednačinom /5.33/ dobija se:

$$\mu(A+\alpha) = \frac{\epsilon_0 n^2 h^2}{\pi Z e^2} \quad (5.39)$$

gde je

$$r_n = (A+\alpha) = \frac{\epsilon_0 n^2 h^2}{\pi \mu Z e^2} \quad (5.40)$$

Ispis sa kinetičku energiju mđeno pisati:

$$E_K = \frac{m\alpha^2 \omega^2}{2} + \frac{MA^2 \omega^2}{2} = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r} \quad (5.41)$$

Potencijalna energija data je ovim ispisom:

$$E_P = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{(A+\alpha)} \quad (5.42)$$

Sabiranjem jednačina /5.41/ i /5.42/ dobijane ispis sa ukupnu energiju,

$$E = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{(A+\alpha)} \quad (5.43)$$

Uvrštenjem vrednosti  $r_n$  iz jednačine /5.40/ u jednačinu /5.43/ dobijano:

$$E_n = -\frac{\mu e^4 Z^2}{8\epsilon_0^2 h^2 n^2} \quad (5.44)$$

Na osnovu BOR-OVOG POSTULATA (4.2), DOBIVANO DAJE:

$$\tilde{v} = \frac{\mu e^4 Z^2}{8\epsilon_0^2 h^2 n^2} \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R_M Z^2 \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (5.45)$$

Za vodenikov atom gde je  $Z = 1$ ,

$$\tilde{v} = \frac{\mu e^4}{8\epsilon_0^2 h^2 n^2} \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R_H \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (5.46)$$

Dobija se opšta Balmer-ova formula kao što je dato jednačinom /5.12/ u čemu se vidi njihovo slaganje.

Neka je

$$R_M = \frac{\mu e^4}{8\epsilon_0^2 h^2 c} \quad (5.47)$$

Deljenjem /5.52/ na  $n$  dobije se:

$$\frac{1}{n} = \frac{m}{1 + \frac{m}{M}} \quad (5.48)$$

Uvrštenjem vrednosti iz /5.48/ u /5.47/, inace

$$R_M = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2 c} \cdot \frac{1}{1 + \frac{m}{M}} \quad (5.49)$$

Gde je  $R_\infty = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2 c}$ .

Prema jednačini /5.19/, jednačina /5.49/ ima oblik:

$$R_M = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m}{M}} \quad (5.50)$$

Ovaj rezultat pokazuje da se uređivanjanjem kretanja jedra množiće Ridberg-ova konstanta  $(1 + \frac{m}{M})$  puta. Sama formula pokazuje da je najveće množenje Ridberg-ove konstante za vodenikov atom.

Priča iznosi razmatranjima i ustanjenim u obliku mase vodenika i njegova dva stabilna izotopa, kao i njemu najbližeg atoma helijuma naloženo napisati korigovani jednačini sa određivanje Ridberg-ove konstante posebnih elemenata.

$$\left. \begin{aligned} R_H &= \frac{R_\infty}{1 + \frac{m}{M}} = 109677,58 \text{ cm}^{-1} \\ R_T &= \frac{R_\infty}{1 + \frac{m}{3M_H}} = 109717,32 \text{ cm}^{-1} \\ R_D &= \frac{R_\infty}{1 + \frac{m}{2M_H}} = 109707,42 \text{ cm}^{-1} \\ R_{He} &= \frac{R_\infty}{1 + \frac{m}{4M_H}} = 109722,26 \text{ cm}^{-1} \end{aligned} \right\} (5.51)$$

Ovde je dat tabelarni pregled vrednosti  $R_n$  sa prvih deset izotopa iz periodnog sistema.

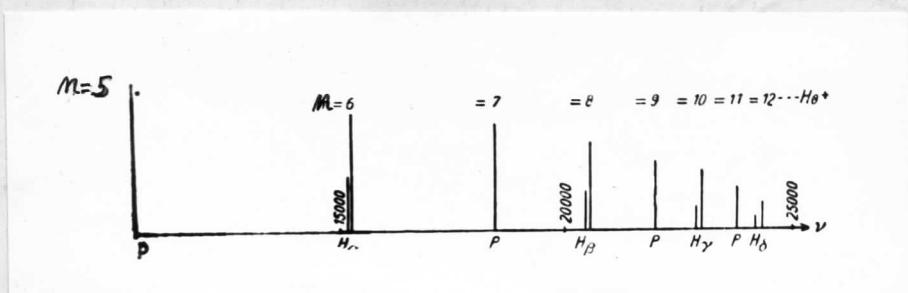
1	<sub>1</sub> H <sup>1</sup>	109677,58		6	<sub>3</sub> Li <sup>6</sup>	109727,295
2	<sub>1</sub> H <sup>2</sup>	109707,419		7	<sub>3</sub> Li <sup>7</sup>	109728,725
3	<sub>1</sub> H <sup>3</sup>	109717,318		8	<sub>4</sub> Be <sup>9</sup>	109730,625
4	<sub>2</sub> He <sup>3</sup>	109714,344		9	<sub>4</sub> Be <sup>11</sup>	109731,835
5	<sub>2</sub> He <sup>2</sup>	109722,264		10	<sub>6</sub> C <sup>12</sup>	109732,236

#### 6. ISOTOPSKA POMERANJA U SPEKTRU KOD VODONIKA PIKERING-OVA SERIJA

Pre Bor-ove teorije, astronom Pišering je 1897. godine otisao u spektru svetle Puppis spektralnu seriju koja je u mnogom podsećala na Balmer-ovu seriju. Rečemo se da Pišering-ova spektralna serija pripada vodeniku, koji se nalazi u narođito stanju.

Uporedjivanje talasnih duljina Balmer-ove serije sa Pišering-ovom serijom prikazano je na slici 8. Linije Balmer-ove serije nalaze se pored svake druge linije Pišering-ove serije i znaknute su u stranu većih talasnih duljina u odnosu na linije Pišering-ove serije.

Pokušaj da se u laboratorijskim uslovima iz vodenika dobije Pikerling-ova serija nije uspeo.



### SL. 8.

Međutis, ovu seriju je moguće dobiti u laboratorijskim uslovima ako se vodeniku doda helijum. Ovu pojavu protumačio je Bor i zaključio da Pikerling-ova serija ne potiče od vodenika. Rešto je u ovom slučaju ion helijuma sličan atom vodenika, pa određivanje talasnog broja, koji pripada pojedinim linijskim Pikerling-ova serije možemo na osnovu jednačine /5.45/ izračunati odgovarajuću učestanost, stižu da se uvrsti Ridberg-ova konstanta za helijum  $R_{He}$ :

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_{He} Z^2 \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (6.1)$$

gde je  $Z = 2$ , a za  $m = 1$  treba uzeti ( $m = 4, n = 5, 6, 7, \dots$ )

Jednačina sa Pikerling-ovu seriju može se ovako napisati:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = 4 R_{He} \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (6.2)$$

ali

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_{He} \left[ \frac{1}{2^2} - \frac{1}{(\frac{n}{2})^2} \right]. \quad (6.3)$$

Ako  $n/2$  osnađimo sa k, onda jednačinu /6.3/ možemo pisati:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_{He} \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (6.4)$$

gde k dobija vrednost  $2,5; 3; 3,5, \dots$

Ovo predstavlja formulu sa Pikerling-ovu seriju i slična je Balmer-ovoj seriji. Zbog razlike u massama imatju vodenika i helijuma Ridberg-ova konstanta  $/R_{He} = 109732 \text{ cm}^{-1}/$ , veća je od Ridberg-ova konstante za vodenik  $/R_H = 109677 \text{ cm}^{-1}/$ . Zbog razlike u massama jezgra, može se zaključiti zato su linije u seriji spektra  $H^+$  (Pikerling-ovoj seriji), male pomerene u odnosu na Balmer-ove linije za vodenik. U tablici su date vrednosti

talasnih duljina u Balmer-ovoј seriji sa vodonik /H/ i Pike-ring-ovoј seriji sa jonom Be u vidljivoj oblasti spektra koje je odredio Pašen.

Talasne duljine u Å na linije višekvantnog broja							
Element	n = 6 (5)	n = 7 (4)	n = 8 (3)	n = 9 (2)	n = 10 (1)	n = 11 (1)	n = 12 (6)
Be <sup>+</sup>	6560,13	5411,99	4899,54	4541,61	4338,69	4199,89	410000
H	6562,80		4861,53		4340,47		416174
	/H <sub>α</sub> /		/H <sub>β</sub> /		/H <sub>γ</sub> /		/H <sub>δ</sub> /

Ovo slaganje rezultata dobijenih na talasne duljine liniјe Pike-ring-ovoј serije dobijene teorijskim putem kao i vrednostima dobijenim spektrostrastičkim merenjem označavaju dalji uspeh Der-ovoј teorije.

Slične jednadžine sledi za dvostruku jeninevani aton litijska  $Li^{++} /Z=3/$  i trostruku jeninevani  $Be^{+++} /Z=4/$ , a mogu se prikazati pomoću opšte Balmer-ovoј formule:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = 9 R_{Li} \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (6.5)$$

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = 16 R_{Be} \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (6.6)$$

Za n = 1 i za n = 2,3,... dobijaju se Lajman-ovoј serije u dalekom ultravijetlnom delu spektra.

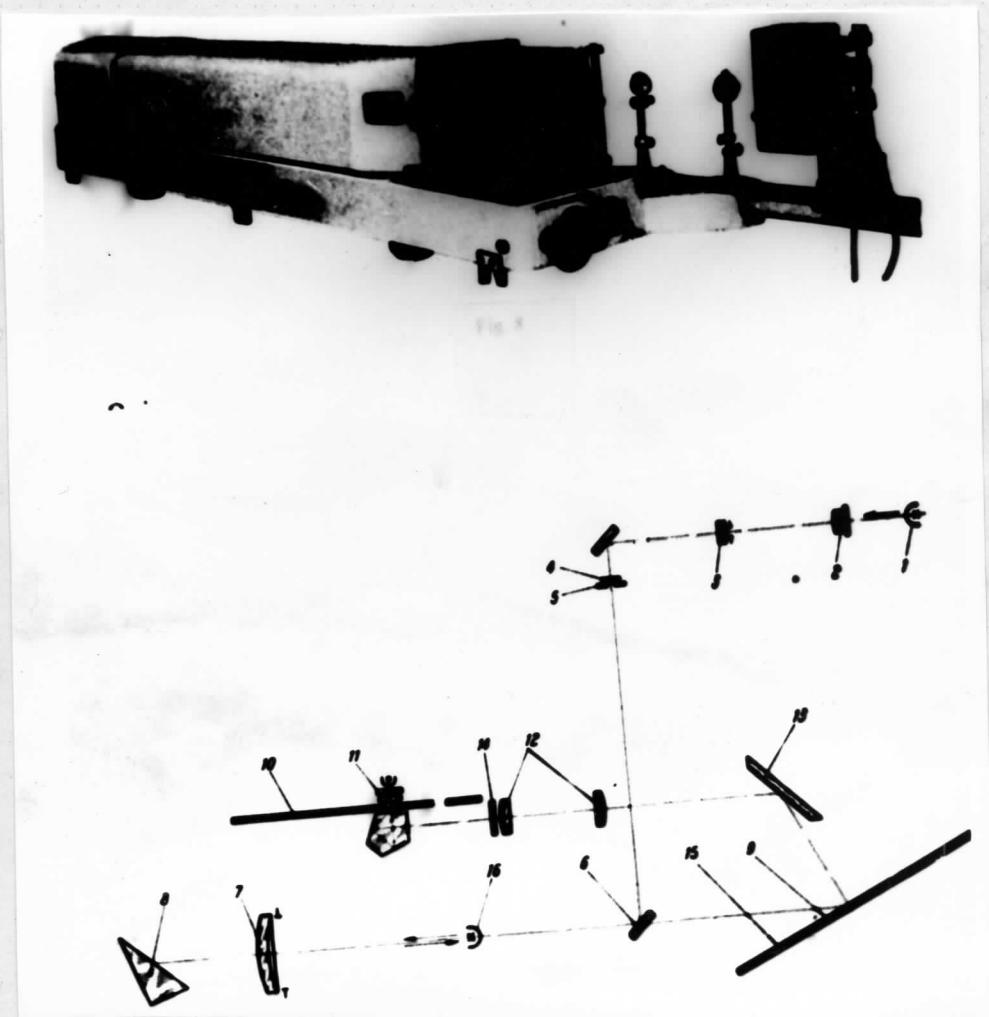
Priča tona dolje se de saključka da i u spektrima različitih izotopa treba da se pojavlje izvesna poseruna spektralnih linija /izotopske poserunje/. Pošto je mase atoma tečelog D dva puta veća od mase lakog vodonika H, ospaleno je poserunje linija Balmer-ovoј serije u spektrima H i D.

## E K S P E R I M E N T A L N I D E O

### 7. PODACI O SPETRALNOM UREĐAJU I SVETLOSNOJ OPTICI

#### a. Spektrograf KOA-1.

Fotografije spektrografa KOA-1. i njegova optička šema dati su na slici 9.



S4.9.

Snop svetlosnih zraka polazi iz izvora /1/, prolazi kroz zaštitnu kvarernu ploču, pada na kondenzor /2/, a potom na kondenzor /3/. Ova dva kondenzora nalaze se na zajedničkom postolju. Prepuštena svetlost kroz kondenzore pada na ogledalo koje je u odnosu na svetlosni zrak postavljeno pod uglovom od  $45^{\circ}$ . Odbijeni svetlosni zrak od ogledala /okreće se  $90^{\circ}$ /, pada na kondenzor /4/, isu koga se nalazi ulazna pukotina /5/.

Svetlost dolazi od luka gvozdenih elektroda koje se napajaju iz generatora firme "ORION". Elektrode su smještene u kućištu 50-9, koje će ponosu mehanizma mogu pomerati po horizontalnom i vertikalnom prečcu.

Na strani kućišta okrenutes ulaznoj pukotini, nalazi se otvor u koji se stavlja jedna čeura na čijem se zadnjem kraju nalazi kvarcna ploča i kvarcni kondenzor /2/, od 75 mm. šiine duljine. *Dijagrama* na kondenzoru /3/ ima 7 apertura i to od: 15 mm., 5 mm., 3,2 mm., 2 mm., 1,2 mm., 0,8 mm., 0,5 mm. a čeja je uloga da propušta određenu količinu svetlosti iz izvora. Maksimalni flukus svetlosti propušten je ako je apertura na 15 mm., manjivanjem apertura smanjuje se i flukus proguljenog svetlosti.

Kondenzor /3/ od kvarcra ima šiinu duljine 190 mm., dok se stakle šiine duljina iznosi 75 mm. Ovaj kondenzor može se pomerati oksijalno i radijalno čime se postiže ravnomerno osvetljenje pukotine. Na aluminijskog ogledala nalazi se stakleno saćivo /4/ šiine duljine 275 mm. ili kvarcno saćivo šiine duljine od 322 mm. Što zavisi od prizme.

Maksimalna širina pukotine /5/ iznosi 0,4 mm. Širina pukotine reguliše se ponosu dobođa. Dobod je podijeljen na 100 jednakih delova, jedan pun krug ovog dobođa iznosi 0,1 mm., pa jedan pedoček na dobođu ima vrednost 0,01 mm. Odbijenjem od ogledala /6/ svetlost prolazi kroz saćivo /7/ i pada na prizmu /8/. Ovi dolazi do disperzije svetlosti. Zadnja strana prizme je metalizirana i igra ulogu ogledala. Od ogledala se raspoložena svetlost vrati, ali malo snaknuta prolazi kroz saćivo /7/ i pada na fotoploču /9/ prolazeći ispod ogledala /6/. Staklene saćivo /7/ ima šiinu duljine 1684,5 mm. a kvarcno 1896,5 mm.

(20) natrijunsu D-liniju  $\lambda = 5895,93 \text{ Å}$ .

Izbor talasnih duljina se razlikuje područje spektra biće se ponosu dobođa talasnih duljina. Za odgovarajuću optiku uzina se odgovarajuća skala talasnih duljina na dobođu.

### b. Referentni spektar svetlosti.

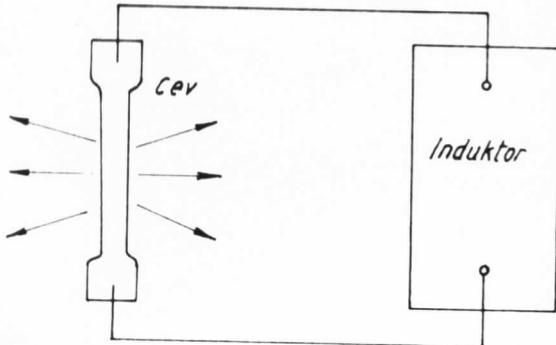
Pri redu sa spektrografom KGA-1. za izvor svetlosti koristiće se elektrode gvožđa i vodenična lampa. Spektari svjetlosti

dje su dobro poznati jer je jedan veliki broj njihovih linijskih sredjen u tablicama i atlascima. Njihovi spektri služe kao referentni za ispitivanje drugih nepoznatih spektrara. Generator iz koga se napajaju elektrode ima dva strujna kola, i to jedno visokog napona do 25000 V., koji je potreban za paljenje luka i drugo kolo koje obesbedjuje t.v. radni napon oko 40 V. Pоказало se da su najoptimalniji uslovi za rad generatora: maksimalna struja 19,6 A i frekvencija 25 Hz. Pri ovakvim uslovima generator je mogao dugo da radi bez bojazni da će doći do snodata u njegovom radu.

#### c. Pobudjivanje vodonikovih atoma.

Pri izvođenju eksperimenta vodonik je pobudjivan pomoću Runkorf-ovog induktora slika le. U ovom slučaju cev je mala duga da radi a da se pri tom ne zagreva.

Pobudjivanje atoma može se ostvariti na više načina: apsorpcijom svetlosti od strane atoma čija energija odgovara jednom elektronskom prolazu, putem hemijskih reakcija, delovanjem rongenskih zraka neelastičnim sudarom atoma sa elektronima i atoma međusobno. U radu je korишćen sudar atoma sa elektronima, koji se može ostvariti bombardovanjem ato-



SL. 10.

ma slobodnim elektronima.

Elektroni određene brzine kreću se kroz gas /cev u kojoj se nalaze vodonikovi atomi/, i ako je njihova brzina manja od neke kritične vrednosti, oni ne predaju svoju energiju atomu već se odbijaju od njih /energija koju prine nesivni atomi je nosila/. Ovaki sudari nazivaju se sudari prve vrste.

U slučaju da se brzina elektrona povećava do neke kritične vrednosti emitovani elektroni gube svoju energiju prenajući je atomu, koji pri tome prolazi u drugo stacionarno stanje sa nekom novom ali većom energijom /pobudjeno stanje/.

Ovakvi sudari nazivaju se sudarina druge vrste.

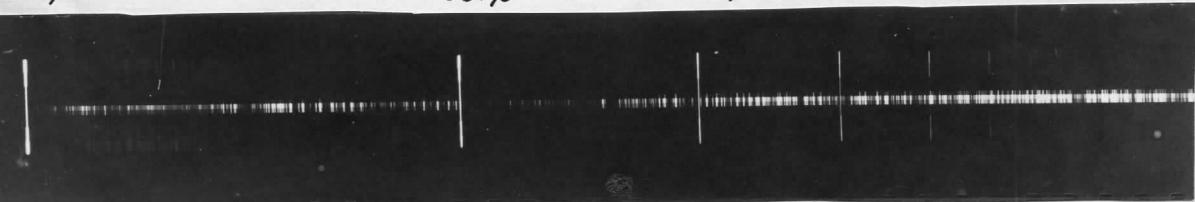
Da bi elektron koji se nalazi u osnovnom stanju  $E_1$  otišao od atoma treba utrošiti energiju, bar  $|E_2|$ . To je tsv. energija ionizacije. Tako npr. prvi potencijal ionizacije za vodonik iznosi 13,529 eV, za helijum 24,45 eV, za litijum 5,371 eV itd. Date energije predstavljaju prve ionizacione potencijale tj. energije potrebne za oslobođenje samo jednog elektrona iz neutralnog atoma. Sa povećanjem energije bombardujućeg elektrona utvrđeno je da postoji i drugi iznos energije koje atom može da primi od elektrona. Atomi mogu prenjeti svoju unutrašnju energiju ali su te precene strogo određene /Bor-ovi postulati/.

Pri sl. 10, kad se kroz cev sa vodonikom /mali pritisak/ propusti električna struja on emituje svetlost koja se doveđi u spektalni aparat /o čemu je bilo govor/ gde se dobija lininski spektar sa vrlo velikim brojem linijskih. Preko ovih linijskih je superponirana jedna serija linijskih poređjana karakterističnim redoslijedom. Ovo se objašnjava tako da je vodonik normalno u molekularnom stanju, a da pri prolazu struje jedan broj razdvaja se na atome odnosno jone. Sa povećanjem intenziteta struje kroz cev, linijske u seriji postaju sve oštrijije dok linijske molekulskog spektra isčeščavaju. Snađi da sa povećanjem struje broj molekula se razlaže, te se dobija preteljni spektar vodonika u atonskom stanju. Tačka serije linijskih u spektru atona vodonika prikazana je na sl. 11.

6562,8

4861,3

4310,5    4101,7 Å

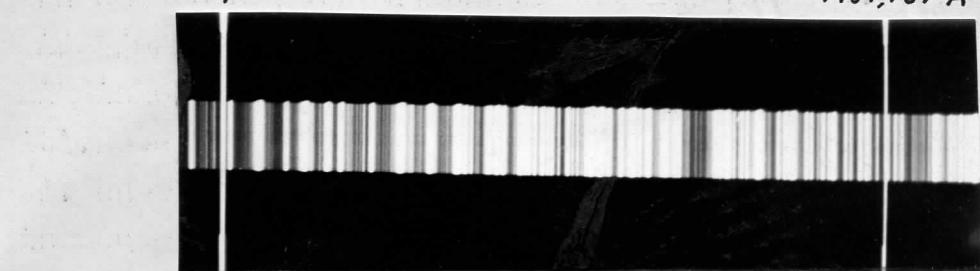


Na ovoj slici data je Balmer-ova serija spektra vodonikovog atoma. Broj pored pojedinih linijskih označava talasne duljine izražene u angstromima /Å/. Linijske u seriji označene su ovim redoslijedom:  $H_{\alpha}, H_{\beta}, H_{\gamma}, H_{\delta}, \dots, H_{\infty}$ . O ovome je ranije bilo govor.

Na slici 12. dat je i referentni spekter gveđdja /uvećano u odnosu na sl. 11/ na  $H_\beta$  i  $H_\delta$  linijsku vodeniku.

4310,468

4101,737 Å

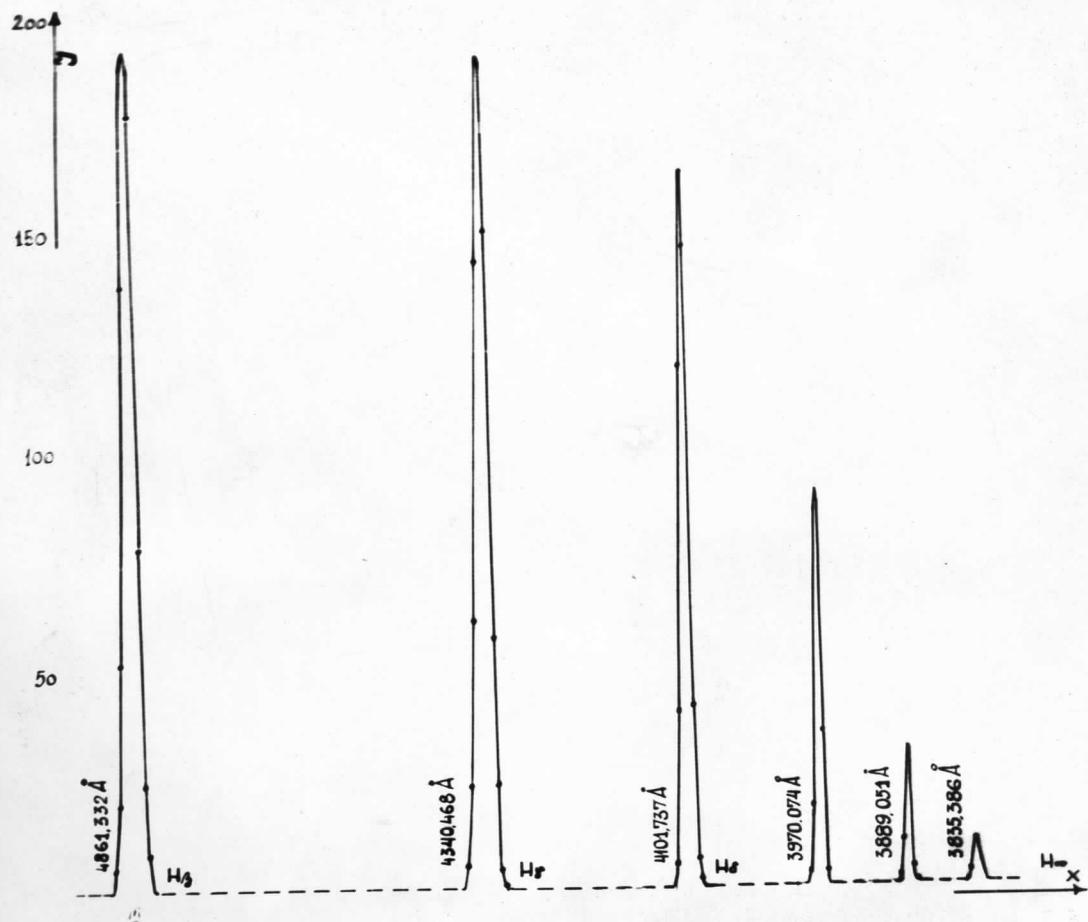


$\lambda_1 = 4343,257 \text{ Å}$   $\lambda_2 = 4337,049 \text{ Å}$

SL.12.

$H_\delta$

Fotometriranjem snimka sl.11. na Zeiss-ovom fotometru dobijena je zavisnost intensiteta pojedinih linija u funkciji njihovog sačinjenja na filmu. Na slici 13. prvi maksimum dat je na  $H_\beta$  linijsku, potom na  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ , itd. Lijija  $H_\alpha$  nije određena jer je njen intensitet prešao opsek skale aparata i nije se mogla meriti. Sa ovog snimka vidimo da za  $H_\beta$ , i  $H_\gamma$  linijsku dolazi do saturacije. U granici serije bilo kolicine da povećavaju broj linijskih dobijane približno isti intensitet.

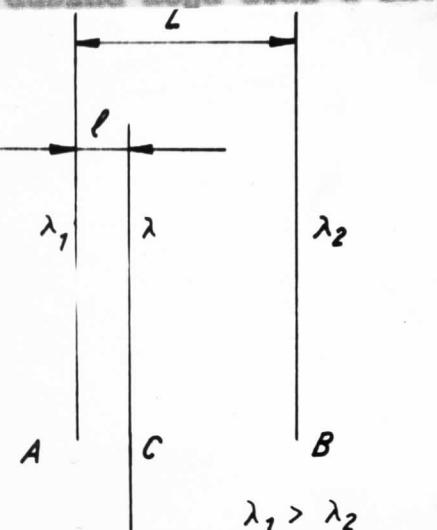


SL.13.

### 8. MERENJE TALASNIH DUŠINA U SPECTRU.

Pošto snimljenog spektra pristupa se merenju talasnih dužina. Spektar nepoznatog elementa snima se na istom filmu / plodi/ na koji je snimljen i element čiji je spektar poznat kao što je dato na slici 11.

Za merenje nepoznatih linijskih linijskih vodonika/ koris-ticu sam spektar gvođđa kao referentni čije su linijski izrađene i sredjene u tablicama i atlascima. Metod mera neće se pri-kazati na ovaj način: neka su date kao na slici 14, tri linijske A, B i C, gde linijske A i B odgovaraju referentnom spekturu, linijsku C odgovara nepoznatom spekturu i nju treba odrediti. Neka je ukupno rastojanje između dve referentne linijske A i B označeno sa L, gde je talasna dužina  $\lambda_1 > \lambda_2$ . Ako rastojanje između prve referentne linijske A i nepoznate linijske C iznosi 1. Znati da nepoznata linijska /u ovom slučaju neka od linijskih vodonika/ ima talasnu dužinu koja leži u intervalu svih dve linijske  $\lambda_1 > \lambda > \lambda_2$ .



Uspostavljenjem međusobnog odnosa između talasnih dužina i njihovog međusobnog rastojanja dobijamo formulu za izračunavanje nepoznate talasne dužine  $\lambda$ .

$$\ell:L = (\lambda_1 - \lambda) : (\lambda_1 - \lambda_2) \quad (8.1)$$

$$\lambda = \lambda_1 - \frac{\ell}{L} (\lambda_1 - \lambda_2) \quad (8.2)$$

Talasne dužine  $H_{\alpha}$  i  $H_{\beta}$  linijske Balmer-ove serije vodonika krovog atoma nisu određene iako su njihove linijske najinten-sivnije slike 11. Film je u ovom području neosetljiv na ova spektara /spektar gvođđa i vodonika/. U ovom području linijske gvođđa su slabijeg intenziteta te i zbog slabe osetljivosti fi-ma one su teško i ne mogu se identifikovati.

Ovde ću opisati metod merenja jedne talasne dužine sa spektarom vodonikovog atoma, što se može odnositi i na sve druge.

Neka te bude treća vodonikova linija oboležena na slici 12, sa  $\lambda_1 = 4343,257 \text{ \AA}$  i  $\lambda_2 = 4337,049 \text{ \AA}$ .

Merenjeni na projektetu nađao sam da rastojanje između ove dve posnate linije iznosi  $L = 16,5 \text{ mm.}$ , a rastojanje između linije gvođaja veće talasne duljine  $/\lambda_1/$  i linije nepoznate talasne duljine  $/\lambda/$  je  $l = 7,6 \text{ mm.}$  Prema tome dobijene su nepoznate veličine, smanjivanjem ovih vrednosti u formuli /3.2/ dobijene je vrednost za nepoznatu talasnu duljinu  $/\lambda/$ . Kao što se iz tablice date dole vidi izračunata talasna duljina je  $\lambda = 4340,582 \text{ \AA}$

$\lambda_1 [\text{\AA}]$	$\lambda_2 [\text{\AA}]$	$L [\text{mm}]$	$l [\text{mm}]$	$\lambda_{\text{izr}} [\text{\AA}]$	$\lambda_{\text{TABL.}} [\text{\AA}]$	$n$	$R_H [\text{cm}^{-1}]$
4343,257	4337,049	16,5	7,6	4340,582	4340,468	5	1e9711,57
4104,123	4100,743	11	8	4101,667	4101,737	6	1e9711,49
3970,594	3969,261	7,5	5	3969,539	3970,074	7	1e9724,46
3890,644	3893,517	8,5	7,5	3893,701	3893,051	8	1e9717,32
3836,555	3834,225	8,5	4,3	3835,260	3835,586	9	1e9715,12

$$R_H = 1e9715,59 \text{ cm}^{-1}$$

U ovoj tablici date su i vrednosti za Ridberg-ovu konstantu koja sledi iz navedenih merenja. Na osnovu formule /3.2/ i /2.1/ izračunata je srednja vrednost Ridberg-ove konstante za vodonikov atom  $R_H = 1e9715,59 \text{ cm}^{-1}$

#### 9. RIDBERG-OVA KONSTANTA ODREĐIVANA POMOĆU TALASNIH DULJINA UZETIH IZ TABLICA

##### a. Vodonik /H/

Uzimanjem talasnih duljina iz tablice uz vodonikov atom, koje odgovaraju pojedinim linijama i uvrštavanjem njihovih vrednosti u formulu /5.15/ dobio sam sledeće vrednosti za Ridberg-ovu konstantu.

Lajman-ova serija:

$n$	$m$	$Z$	$\lambda [\text{\AA}]$	$\nu [\text{cm}^{-1}]$	$R_H [\text{cm}^{-1}]$
2	1	1	1215,670	32259,16	1e9678,87
3	1	1	1e25,727	97491,82	1e9678,29
4	1	1	972,557	1e2825,85	1e9678,77
5	1	1	949,743	1e5291,64	1e9678,79
6	1	1	937,804	1e6652,03	1e9678,71
7	1	1	930,748	1e7440,46	1e9678,80
8	1	1	926,226	1e7965,01	1e9678,74
9	1	1	923,150	1e8524,75	1e9678,80
10	1	1	920,965	1e8581,99	1e9678,77
11	1	1	919,351	1e8772,58	1e9678,81

$$\bar{R}_H = 1e9678,55 \text{ cm}^{-1}$$

Palmer-ova serija:

$n$	$m$	$Z$	$\lambda [\text{\AA}]$	$\nu [\text{cm}^{-1}]$	$R_H [\text{cm}^{-1}]$
3	2	1	6562,849	15237,28	1e9708,41
4	2	1	4861,532	2e570,49	1e9709,27
5	2	1	4540,468	25e38,99	1e9709,47
6	2	1	4101,737	24579,91	1e9709,59
7	2	1	3970,074	25188,44	1e9709,64
8	2	1	3839,091	25713,21	1e9709,65
9	2	1	3855,386	26e72,99	1e9709,72
10	2	1	3797,900	26550,54	1e9709,74
11	2	1	3770,632	26520,75	1e9709,76
12	2	1	3750,154	26665,57	1e9709,77

$$\bar{R}_H = 1e9709,5 \text{ cm}^{-1}$$

Pođen-ova serija:

$n$	$m$	$Z$	$\lambda [\text{\AA}]$	$\nu [\text{cm}^{-1}]$	$R_H [\text{cm}^{-1}]$
4	3	1	18751,1	5333,02	109707,85
5	3	1	12818,05	7801,49	109708,54
6	3	1	10938,09	9142,36	109708,52
7	3	1	10049,35	9950,86	109708,25
8	3	1	9545,974	10475,62	109708,51
9	3	1	9229,017	10855,39	109708,52
10	3	1	9014,911	11092,73	109708,51
11	3	1	8862,787	11283,15	109708,29
12	3	1	8750,475	11427,95	109708,52
13	3	1	8665,021	11540,65	109708,50

$$\bar{R}_H = 109708,26 \text{ cm}^{-1}$$

Brekot-ova serija:

$n$	$m$	$Z$	$\lambda [\text{\AA}]$	$\nu [\text{cm}^{-1}]$	$R_H [\text{cm}^{-1}]$
5	4	1	40511,4	2468,44	109708,44
6	4	1	26251,3	3809,33	109708,70
7	4	1	21655,2	4617,82	109708,20

$$\bar{R}_H = 109701,27 \text{ cm}^{-1}$$

Hilberg-ova konstanta za isotop vodonika

Lajman-ova serija:

/3/

$n$	$m$	$Z$	$\lambda [\text{\AA}]$	$\nu [\text{cm}^{-1}]$	$R_D [\text{cm}^{-1}]$
2	1	1	1215,340	82281,50	109708,66
3	1	1	1025,445	97518,82	109708,67
4	1	1	972,272	102051,87	109708,66
5	1	1	949,485	105520,25	109708,59
6	1	1	937,548	106661,2	109708,66
7	1	1	930,495	107469,68	109708,65
8	1	1	925,974	107994,59	109708,58
9	1	1	922,899	108354,21	109708,65

$$\bar{R}_D = 109708,62 \text{ cm}^{-1}$$

Balmer-ova serija:

$n$	$m$	$Z$	$\lambda [\text{\AA}]$	$\nu [\text{cm}^{-1}]$	$R_D [\text{cm}^{-1}]$
3	2	1	6561,055	15241,5	109738,80
4	2	1	4860,029	20576,00	109738,66
5	2	1	4359,287	23045,26	109739,53
6	2	1	4100,621	24586,55	109739,47
7	2	1	3968,995	25195,29	109739,43
8	2	1	3887,995	25720,21	109739,56
9	2	1	3834,342	26030,09	109739,59
10	2	1	3796,366	26357,51	109739,62
11	2	1	3769,606	26527,97	109739,63

$$\overline{R_D} = 109739,63 \text{ cm}^{-1}$$

Fallen-ova serija:

$n$	$m$	$Z$	$\lambda [\text{\AA}]$	$\nu [\text{cm}^{-1}]$	$R_D [\text{cm}^{-1}]$
4	3	1	12746,0	5534,47	109738,66
5	3	1	12314,56	78036,82	109738,40
6	3	1	10935,11	9144,85	109738,20
7	3	1	10046,64	9955,97	109738,10
8	3	1	9545,376	10478,47	109738,15
9	3	1	9226,505	10838,34	109738,19
10	3	1	9012,457	11095,75	109738,18
11	3	1	8860,374	11286,20	109738,14
12	3	1	8748,095	11451,06	109738,17

$$\overline{R_D} = 109738,15 \text{ cm}^{-1}$$

Ridberg-ova konstanta za inotop vodonika /2/  
Lajman-ova serija:

$n$	$m$	$Z$	$\lambda [\text{\AA}]$	$\nu [\text{cm}^{-1}]$	$R_T [\text{cm}^{-1}]$
2	1	1	1215,229	82299,01	109718,67
3	1	1	1025,350	97527,67	109718,62
4	1	1	972,184	102861,18	109718,59
5	1	1	937,464	106670,76	109718,49
6	1	1	930,410	107479,49	109718,44
7	1	1	925,890	108004,19	109718,34
8	1	1	922,315	103346,03	109718,63
9	1	1	920,629	103621,38	109718,56

$$R_T = 109718,59 \text{ cm}^{-1}$$

Balmer-ova serija:

$n$	$m$	$Z$	$\lambda [\text{\AA}]$	$\nu [\text{cm}^{-1}]$	$R_T [\text{cm}^{-1}]$
3	2	1	6560,435	15242,89	109749,8
4	2	1	4349,595	20577,84	109749,47
5	2	1	4558,895	23047,35	109749,28
6	2	1	4100,249	24580,76	109749,42
7	2	1	3968,637	25197,57	109749,37
8	2	1	3867,640	25722,54	109749,5
9	2	1	3833,994	26032,46	109749,57
10	2	1	3796,522	26339,89	109749,54
11	2	1	3769,264	26550,57	109749,56

$$R_T = 109749,27 \text{ cm}^{-1}$$

Paffen-ova serija:

$n$	$m$	$Z$	$\lambda [\text{\AA}]$	$\nu [\text{cm}^{-1}]$	$R_T [\text{cm}^{-1}]$
4	3	1	18744,3	5534,95	1e9747,54
5	3	1	12815,40	7804,32	1e9748,25
6	3	1	1e934,12	9145,68	1e9748,16
7	3	1	1e049,73	9954,47	1e9748,03
8	3	1	9542,909	1e479,42	1e9748,1
9	3	1	9225,667	1e859,32	1e9748,11
10	3	1	9e11,639	11e96,76	1e9748,17
11	3	1	8859,570	11207,22	1e9748,05
12	3	1	8747,293	11452,11	1e9748,18

$$\bar{R}_T = 1e9748,06 \text{ cm}^{-1}$$

b. Helijum /He/ ( ${}_1^4\text{He}^+$  unu  ${}_3^4\text{He}^+$ )

Iajuan-ova serija:

$n$	$m$	$Z$	$\lambda [\text{\AA}]$	$\nu [\text{cm}^{-1}]$	$R_{\text{He}} [\text{cm}^{-1}]$
2	1	2	5e5,783	329182,54	1e9727,44
3	1	2	296,517	39e141,89	1e9727,4
4	1	2	243,027	411476,91	1e9727,17
5	1	2	237,551	421352,45	1e9727,2
6	1	2	234,347	426717,64	1e9727,39
7	1	2	232,504	429952,18	1e9727,37
8	1	2	231,454	432e51,29	1e9727,43
9	1	2	230,686	433489,67	1e9727,07
10	1	2	230,139	43452e,06	1e9727,27
11	1	2	229,736	435232,23	1e9727,39

$$\bar{R}_{\text{He}} = 1e9727,3 \text{ cm}^{-1}$$

Balmer-ova serija:

$n$	$m$	$Z$	$\lambda [\text{\AA}]$	$\nu [\text{cm}^{-1}]$	$R_{He} [\text{cm}^{-1}]$
3	2	2	1640,490	60957,39	109723,3
4	2	2	1215,171	82292,94	109723,91
5	2	2	1215,083	82293,56	109731,41
6	2	2	1084,951	92170,06	109726,26
7	2	2	1025,280	97554,33	109726,12
8	2	2	992,570	100763,06	109726,09
9	2	2	972,113	102863,13	109726,04
10	2	2	953,705	104367,37	109725,95
11	2	2	949,335	105536,89	109725,92

$$\bar{R}_{He} = 109726,1 \text{ cm}^{-1}$$

Paden-ova serija:

$n$	$m$	$Z$	$\lambda [\text{\AA}]$	$\nu [\text{cm}^{-1}]$	$R_{He} [\text{cm}^{-1}]$
4	3	2	4685,692	21341,61	109756,85
5	3	2	3202,104	31219,71	109756,79
6	3	2	2753,52	36585,54	109756,62
7	3	2	2311,22	39821,28	109757,4
8	3	2	2385,42	41921,33	109757,66
9	3	2	2306,22	43360,99	109757,5
10	3	2	2252,71	44590,97	109757,89
11	3	2	2214,67	45153,45	109759,16
12	3	2	2186,61	45752,89	109758,95
13	3	2	2165,24	4618,25	109759,75

$$\bar{R}_{He} = 109757,85 \text{ cm}^{-1}$$

Brekst-ova serija:

$n$	$m$	$Z$	$\lambda [\text{\AA}]$	$\nu [\text{cm}^{-1}]$	$R_{He} [\text{cm}^{-1}]$
5	4	2	10123,61	9877,89	109754,53
6	4	2	6560,099	15243,67	109754,42
7	4	2	5411,524	18479,03	109754,53
8	4	2	4859,329	20578,99	109754,61

$$\bar{R}_{He} = 109754,47 \text{ cm}^{-1}$$

c. Litijum /Li<sup>+</sup>/

Lejnan-ova serija:

$n$	$m$	$Z$	$\lambda [\text{\AA}]$	$\nu [\text{cm}^{-1}]$	$R_{Li} [\text{cm}^{-1}]$
2	1	3	135,02	470631,01	1e9723,11
3	1	3	115,93	877731,94	1e9716,49
4	1	3	108,01	925840,19	1e9729,2
5	1	3	105,49	947957,15	1e9717,26
6	1	3	104,17	959969,23	1e971e,77
7	1	3	103,4	967117,93	1e9696,25
8	1	3	102,86	972195,21	1e9736,31

$$R_{Li} = 109718,48 \text{ cm.}^{-1}$$

Balmer-ova serija:

$n$	$m$	$Z$	$\lambda [\text{\AA}]$	$\nu [\text{cm}^{-1}]$	$R_{Li} [\text{cm}^{-1}]$
3	2	3	729,1	137155,39	1e9724,51
4	2	3	540,0	185185,18	1e9739,36
5	2	3	432,1	207425,84	1e9749,12
6	2	3	455,6	219490,78	1e9745,59
7	2	3	441,0	226757,36	1e9739,36

$$R_{Li} = 1e9739,5 \text{ cm.}^{-1}$$

U iznetim tabelama date su vrednosti za Ridberg-ovu konstantu izračunate prema jednačini 15.45. Uporedjivanjem dobijenih srednjih vrednosti za Ridberg-ovu konstantu po pog jedinim serijama sa tabličnim vrednostima za atom vodonika i njemu sličnih jona / $R_H, R_D, R_T, R_{He}$  i  $R_{Li}$ /, čija je tabela prikazana u teorijskom delu ovog rada, može se konstatovati da je najbolje slaganje vrednosti Ridberg-ove konstante sa tabličnim vrednostima izračunati *ih* pomoću Lejnan-ove serije. Za druge serije odstupanja su nešto veća.

### Z A K L J U Č A K

Određivanje Ridberg-ove konstante empirijskim putem i pomoću Bor-ovog modela atoma u saglasnosti su i daju dobre rezultate.

Izračunata vrednost za Ridberg-ovu konstantu empirijskim putem prema jednačini /4.6/ iznosi  $R_H = 109677,59 \text{ cm}^{-1}$ . Posmatranjem vodonikovog atoma u Bor-ovoј teoriji na osnovu jednačine /5.19/ dobija se vrednost za Ridberg-ovu konstantu  $R_H = 109737,505 \text{ cm}^{-1}$ . Ova realika u vrednosti Ridberg-ove konstante nastala je zbog toga što pri izračunavanju energije nije useto u obzir kretanje jona.

Ridberg-ova konstanta za atom vodonika izračunata prema talasnim dužinama usetih iz tablica, kao i Ridberg-ova konstanta /za isti atom/ prema Bor-ovoј teoriji daju skoro iste rezultate što omogućava da se shvati ispravnost ove teorije. Na osnovu eksperimentalnih merenja izračunao sam srednju vrednost za Ridberg-ovu konstantu za atom vodonika  $R_H = 109715,59 \text{ cm}^{-1}$ , a uzimanjem talasnih dužina iz tablice Ridberg-ova konstanta za istu Balmer-ovu seriju iznosi  $R_H = 109709,5 \text{ cm}^{-1}$ . Najbolju vrednost za Ridberg-ovu konstantu dobio sam preko LaJman-ove serije i iznosi  $R_H = 109678,35 \text{ cm}^{-1}$ , dok je za druge serije odstupanje nešto veće.

L I T E R A T U R A

1. Harrison, Lord i Leofbeurow, Praktična spektroskopija,  
Beograd, 1962.
2. N.V. Čipoljski, Atomskia fizika I, Beograd, 1963.
3. Mira Jurić, Atomskia fizika, Beograd, 1968.
4. Ivan Janić, Fizika IV, Novi Sad, 1970.
5. A.A. Scholov, J.N. Lockutov i I.N. Ternov, Kvantna mehanika,  
Beograd, 1965.
6. V.N. Kondratjev, Struktura atona i molekula, Beograd, 1966.
7. Friš i Timerjeva, Kurs opšte fizike III, Beograd,
8. R.C. Johnson, Atomic spektra, New York,
9. G.S. Landsberga, Elementarnij udžbenik fizike III,  
Moskva, 1966.
10. Ivan Šupak, Teorijska fizika i struktura materije,  
Zagreb, 1949.
11. S.L. Mandel'štam, Dbedenie o spektral'nom analis,  
Moskva, 1946.
12. Dragiša N. Ivanović, Atomskia i nuklearna fizika III,  
Beograd, 1966.
13. Sears, Optika, Beograd, 1966.
14. G.S. Landsberg, Optika, Beograd, 1967.

