Физичка хемија 2

за студијски програм Хемичар (022H1)

шк. 2019/2020

4. Таласно-честични дуализам.
Борови постулати. Оптички спектри атома.
Спектар атома водоника - Борово тумачење.
Спектри јона сличних водонику.

Март 2020.

Др Гордана Ћирић-Марјановић, редовни професор

Talasno-čestični dualizam

Određeni eksperimenti i pojave pokazali su da **EM zračenje** (koje klasična fizika tretira isključivo kao talas) pokazuje karakteristike **čestica:**

1. **fotoelektrični efekat**
2. **pojava da su spektri atoma i molekula diskretni**

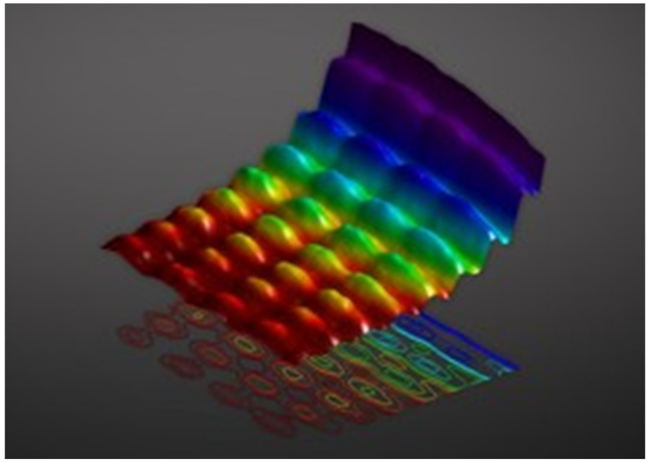
Drugi eksperimenti su pokazali da **čestice** pokazuju karakteristike **talasa** (npr. elektron, koji je u klasičnoj fizici tretiran kao čestica), kao npr.:

1. Davisson-Germer-ov ogled (1925), kojim je pokazana **difrakcija (rasejavanje) elektrona**

U novije vreme postavljeni su eksperimenti čijim snimcima (slika ispod) je demonstrirano dualno ponašanje (priroda) svetlosti (ujedno čestično i talasno ponašanje), kao npr. oni objavljeni u *Nature Communications* mart 2015.

http://actu.epfl.ch/news/the-first-ever-photograph-of-light-as-both-a-parti/

https://www.youtube.com/watch?feature=player_embedded&v=mlaVHxUSiNk



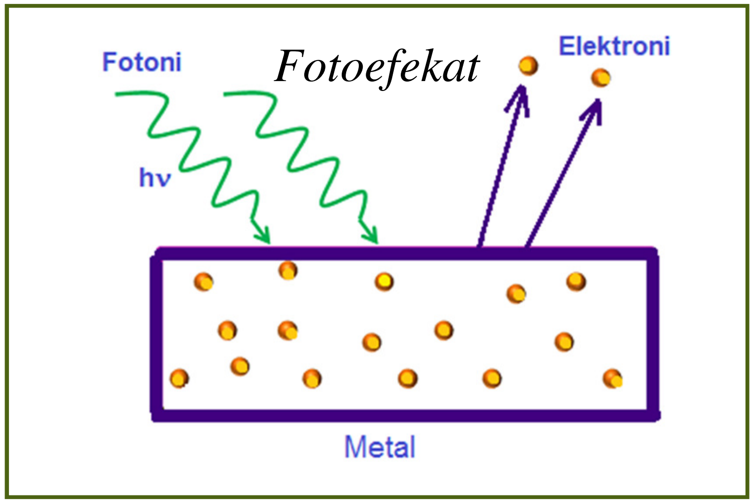
Čestični karakter elektromagnetnog zračenja

1. Fotoelektrični efekat-evidencija čestičnog karaktera EM zračenja

Evidencija čestičnog karaktera zračenja su merenja energija elektrona nastalih u **fotoelektričnom efektu**.

Fotoelektrični efekat (skraćeno fotoefekat) predstavlja **izbacivanje elektrona iz metala kada su oni izloženi zračenju.**

Eksperimentalne karakteristike fotoelektričnog efekta su sledeće:
1. Nema izbacivanja elektrona (bez obzira na intenzitet upadnog zračenja) sve dok frekvencija upadnog zračenja ne dostigne kritičnu (graničnu) vrednost, koja je karakteristika datog metala.
2. Kinetička energija izbačenih elektrona linearno raste sa frekvencijom upadnog zračenja, ali ne zavisi od intenziteta zračenja.
3. Čak i pri niskim intenzitetima upadnog zračenja, elektroni se izbacuju, ako je frekvencija upadnog zračenja iznad kritične frekvencije.



Ova zapažanja dovela su do zaključka da se **elektron izbacuje nakon sudara sa česticom-projektilom**, **koja nosi dovoljno energije da izbaci elektron iz metala**. Ako se pretpostavi da je **projektil zapravo foton energije hν**, gde je ν frekvencija upadnog zračenja, onda se prema zakonu o održanju energije dobija sledeća **jednačina fotoefekta:**

$$\boxed{h\nu = \frac{mv^2}{2} + \Phi}$$

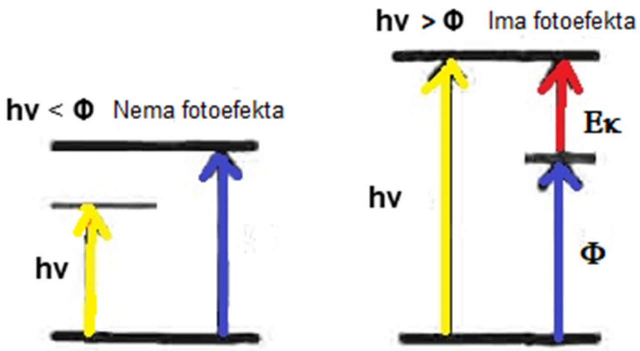
Ajnštajnova jednačina fotoefekta

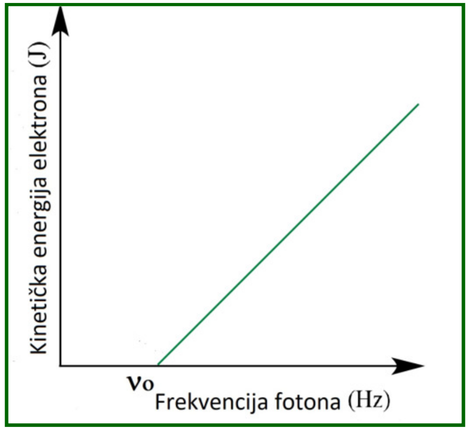
energija upadnog fotona

kinetička energija izbačenog elektrona

Izlazni rad
(minimalna energija potrebna da se elektron izbaci iz metala)

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + \Phi$$

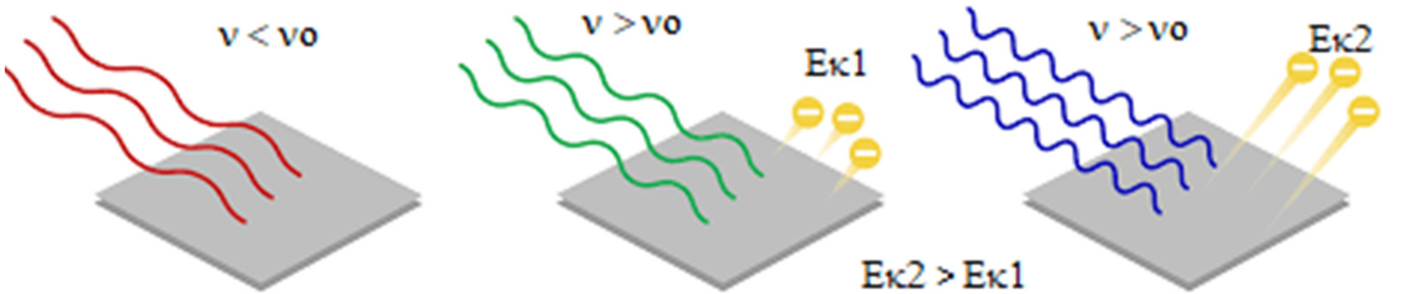




Za **hν < Φ nema fotoelektričnog efekta**.
Iz gornje jednačine vidi se da kinetička energija izbačenog elektrona, ½(mv²) linearno raste sa frekvencijom.

Iz uslova **hν = Φ** dobija se **granična frekvencija fotoefekta** ('threshold frequency') **ν_o** pri kojoj fotoefekat još nije moguć, jer je pri uslovu hν = Φ kinetička energija emitovanih elektrona nula. Granična frekvencija zavisi od **vrste metala**.
Fotoefekat je moguć kada je **hν veće od Φ**, tj. **kada je frekvencija upadnih fotona veća od granične frekvencije ν_o.**

Foton se ponaša kao čestica pri sudaru sa elektronom i pri tome mu predaje svu svoju energiju hν.
Zato se fotoefekat može javiti i kada su mali intenziteti upadnog zračenja (mali broj upadnih fotona) ukoliko upadni fotoni imaju dovoljno energije.



Frekvencija crvene svetlosti (levo) je manja od granične frekvencije datog metala ($\nu<\nu_0$) i zato se elektroni ne izbacuju- nema fotoefekta. Zelena svetlost (u sredini) i plava svertlost (desno) imaju $\nu>\nu_0$, i obe vrste svetlosti prouzrokuju fotoemisiju (emisiju elektrona). Pošto plava svetlost ima veću frekvenciju (i energiju) od zelene, elektroni izbačeni plavom svetlošću napuštaju metal sa većom kinetičkom energijom (Ek_2) u odnosu na kinetičku energiju elektrona izbačenih zelenom svetlošću (Ek_1)

Zadatak br. 1:

Izlazni rad metalnog bakra je $\Phi=7{,}53\times10^{-19}$ J. Ako osvetlimo metal svetlošću frekvencije $3{,}0\times10^{16}$ Hz, da li će fotoelektrični efekat biti uočen?

Rešenje:

$E_{fotona}=h\nu=(6{,}626\times10^{-34}\ J\cdot s)(3{,}0\times10^{16}\ Hz)\ =2{,}0\times10^{-17}\ J$

Kada uporedimo dobijenu energiju fotona sa vrednošću izlaznog rada Φ vidimo da je

$2{,}0\times10^{-17}\ J > 7{,}53\times10^{-19}\ J$

tj. da je energija fotona veća od Φ, odakle sledi da će fotoefekat biti uočen, tj. da će fotoelektroni biti izbačeni sa metala (bakra).

Zadatak br. 2:

Kolika je kinetička energija fotoelektrona izbačenih sa metalnog bakra svetlošću frekvencije $3{,}0\times10^{16}$ Hz?

Rešenje:

Kinetičku energiju elektrona računamo iz Ajnštajnove jednačine

$E_k = h\nu - \Phi$

$E_k= 2{,}0\times10^{-17}\ J - 7{,}53\times10^{-19}\ J = 1.9\times10^{-17}\ J$

Dakle, svaki izbačeni fotoelektron imaće kinetičku energiju od 1.9×10^{-17} J.

2. Atomski i molekulski spektri su diskretni-evidencija čestičnog karaktera EM zračenja

Prema Planku **EM zračenje frekvencije ν** može posedovati **samo energije 0, hν, 2hν, 3hν,....**
To možemo shvatiti **kao da se zračenje sastoji od 0, 1, 2, 3,....čestica, od kojih svaka ima energiju hν.**
Ove **čestice elektromagnetnog zračenja** nazivaju se **fotoni.**
Dakle, možemo reći **foton** umesto **kvant**.

Potvrda čestičnog karaktera elektromagnetnog zračenja jesu **diskretni spektri atoma i molekula**, čiji se nastanak objašnjava time da atom ili molekul **proizvodi foton energije hν kada gubi energiju ΔE, pri čemu je $\Delta E = h\nu$** .
Jednoj određenoj liniji u spektru odgovara frekvencija emitovanog fotona $\nu = \Delta E/h$, odnosno **talasni broj $\tilde{\nu} = \Delta E/hc$.**

Zadatak br. 3. - *Proračun broja fotona*
Izračunati broj fotona emitovanih žutom lampom snage 100 W u vremenu od 1s. Uzeti da je talasna dužina žute svetlosti 560 nm.

Rešenje:
Svaki foton ima energiju hν. Traženi **broj fotona N** ima **ukupnu energiju $E= Nh\nu$** koja je povezana sa datom snagom P relacijom **$P= E/t$** , gde je t vreme. Jedinica za snagu W (vat) je W= J/s.

Takođe, treba da znamo i vezu talasne dužine i frekvencije, **$\nu = c/\lambda$.**

Traženi broj fotona N dobijamo na sledeći način:

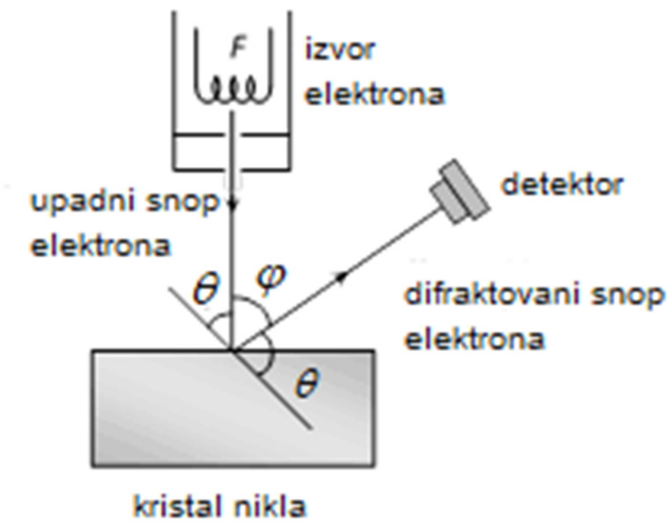
$$N = \frac{E}{h\nu} = \frac{P\,t}{h\nu} = \frac{P\,t}{h\dfrac{c}{\lambda}} = \frac{100\,Js^{-1}\,x\,1s\,x\,560x10^{-9}\,m}{6{,}62x10^{-34}\,Js\,x\,2{,}998x10^{8}\,ms^{-1}} = 2{,}8\,x\,10^{20}\,fotona.$$

Talasna priroda čestica

Davisson-Germer-ov ogled (1925.), pokazao je **difrakciju (rasejavanje) elektrona na kristalu nikla** i time otvorio nov pogled na materiju i zračenje, tj. doveo je do zaključka da **čestice imaju osobine talasa.**

Difrakcija je karakteristična osobina talasa. U zavisnosti od toga da li je interferencija talasa **konstruktivna** ili **destruktivna**, kao rezultat dobijaju se regioni pojačanog ili smanjenog intenziteta (maksimuma i minimuma).

Difraktovani elektroni pokazali su varijacije intenziteta karakteristične za eksperimente sa talasima u kojima talasi interferiraju **konstruktivno i destruktivno** u različitim pravcima**.**

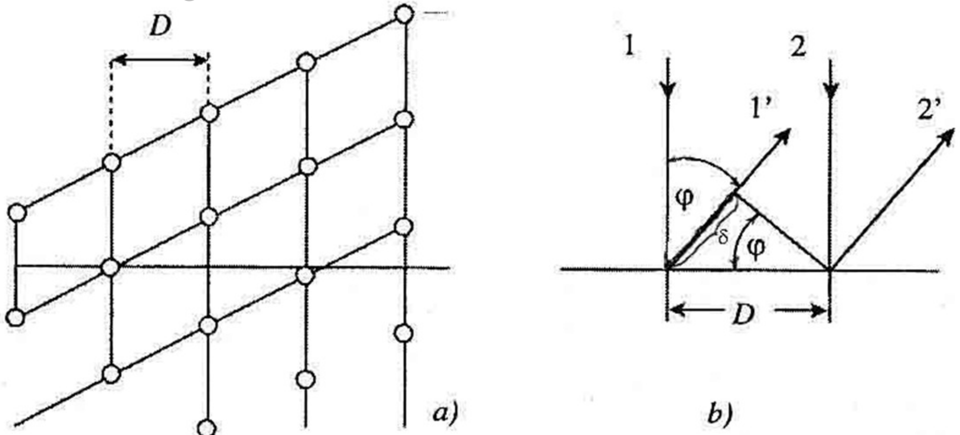


Bragg-ov uslov konstruktivne interferencije

$$n\lambda = 2\,d\ \sin\theta = D\sin\varphi$$

Davisson Germer-ov ogled

Rasejanje elektrona samo sa atoma na površini kristala



površina kristala — uslov konstruktivne interferencije

D - rastojanje između dva susedna atoma na površini kristala, u ravni normalnoj na ravan upadnog i difraktovanog snopa

φ - ugao rasejavanja

Do konstruktivne interferencije (elektronskih) talasa dolazi kada je **razlika puteva dva talasa δ jednaka celobrojnom umnošku talasnih dužina**

$$\delta = n\lambda$$

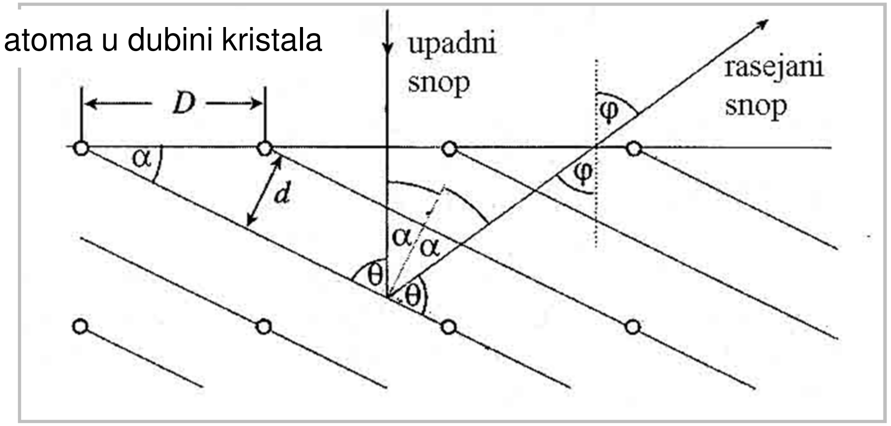
Sa gornje slike b) sledi

$$\delta = D \sin\varphi$$

$$\Downarrow$$

$$\boxed{n\lambda = D \sin\varphi}$$

Difrakcija sa atoma u dubini kristala



Elektroni padaju normalno na površinu kristala, **rasejavaju se pod uglom φ**. Prikazane su zamišljene slojne ravni kristala, sa kojih se upadni elektroni reflektuju. **Ove ravni zaklapaju ugao α sa površinom kristala** i normalne su na ravan crteža. <u>Difrakciju u ovom slučaju modelujemo kao refleksiju elektrona sa ovih slojnih ravni</u>.

$$2\alpha = \varphi$$

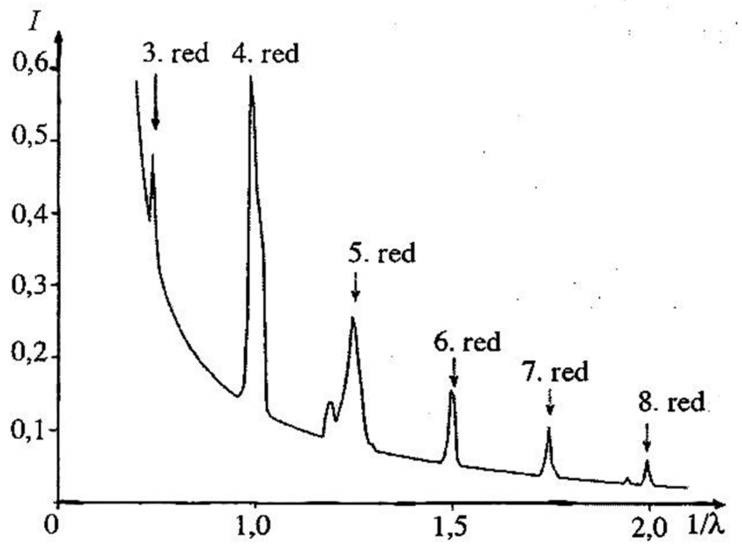
$$n\,\lambda = D \sin\varphi = D \sin 2\alpha$$

Refleksija elektronskih talasa sa paralelnih ravni kristala koje zaklapaju ugao α sa površinom kristala.

Ako se intenzitet snopa rasejanog pod konstantnim uglom φ meri u funkciji talasne dužine elektrona dobija se serija difrakcionih maksimuma (slika ispod). **Svaki maksimum odgovara jednoj vrednosti celobrojnog faktora *n*.**

$$\boxed{n\lambda = D \sin\varphi}$$

Talasna dužina elektrona izračunavana je iz De Broljijeve jednačine, znajući da je **kinetička energija ubrzanih elektrona** jednaka **eU**, gde je U napon korišćen za njihovo ubrzanje (ovaj proračun talasne dužine elektrona prikazan je ispod u zadatku br. 4).



Zavisnost intenziteta difraktovanog elektronskog talasa od talasne dužine upadnih elektrona, pri stalnom uglu rasejanja φ.

Dakle, **u mikrosvetu**, u ispitivanjima na atomskoj skali, **čestice i talase ne treba posmatrati kao odvojene entitete. U mikrosvetu, čestice dobijaju karakter talasa, a EM talasi (svetlost) osobine čestica.**

Zajednički čestični i talasni karakter zračenja naziva se **talasno-čestični dualizam.**

1924. Louis de Broglie je koordinirao ova svojstva u jednoj jednačini koja povezuje **impuls) p čestice** (jednak proizvodu mase m i brzine v čestice, tj. p = mv) i **talasnu dužinu λ** .

Naime, ova jednačina govori o tome da **bilo koja čestica, koja putuje sa impulsom p ima talasnu dužinu λ koja iznosi**:

$$\boxed{\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}}$$

Louis de Broglie-va jednačina

Zadatak br. 4. ***Proračun de Broglie-ve talasne dužine elektrona***

Izračunati talasnu dužinu elektrona koji je ubrzan iz stanja mirovanja razlikom potencijala od 40 kV.

Rešenje

Elektron koji je ubrzan naponom U stiče ***kinetičku energiju*** *koja iznosi* $\frac{mv^2}{2} = eU$

odakle možemo dobiti impuls elektrona mv (kada pomnožimo obe strane jednačine sa m)

$$mv = \sqrt{2emU}$$

Znajući da je masa elektrona $m = 9{,}1 \times 10^{-31}$ *kg a njegovo naelektrisanje* $e = 1{,}6 \times 10^{-19}$*C, koristeći De Brogli-evu jednačinu, možemo izračunati* ***talasnu dužinu elektrona koji ima impuls mv***

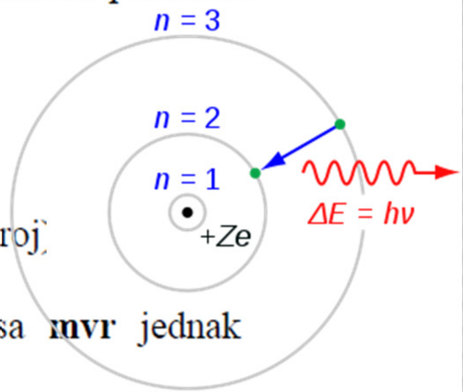
$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2emU}} = 6{,}1 \times 10^{-12}\ m$$

Borovi postulati

1913. godine **Nils Bor** (Niels Bohr) je, proširujući Plankovu ideju o kvantima energije na karakterističnu emisiju i apsorpciju atoma, predložio teoriju koja je uspešno razrešila spektre jednoelektronskih atoma (karakteristične, linijske spektre). Teorija se može izraziti kroz sledeća četiri postulata:

1. Kulonova **elektrostatička sila** saopštava elektronu u atomu **centripetalno ubrzanje** koje je potrebno za dinamički stabilnu kružnu putanju elektrona (Kulonova elektrostatička privlačna sila jednaka je centripetalnoj):

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_o}\,\frac{Ze^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r} \qquad (4)$$



r je radijus orbite elektrona u atomu, +**Ze** je **naelektrisanje jezgra**, Z je redni broj

2. Dozvoljene su samo one orbite elektrona za koje je moment impulsa **mvr** jednak celobrojnom umnošku konstante $\hbar$, gde je

$$mvr = n\,\hbar \qquad n=1,2,3,\ldots \qquad \hbar = \frac{h}{2\pi} \qquad (5)$$

3. Elektron koji se kreće po stabilnoj orbiti **ne emituje zračenje**. Energije ovih orbita su diskretne i karakteristične za svaki atom, to su stabilna, **stacionarna** (vremenski postojana) **stanja**. stacionarne, stabilne orbite

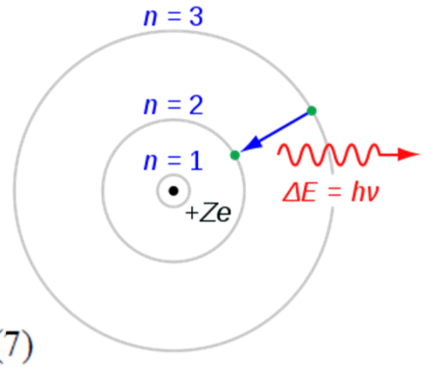
4. Emisija ili apsorpcija zračenja dešava se samo kada elektron prelazi sa jedne na drugu orbitu. Frekvencija emitovanog ili apsorbovanog fotona data je razlikom energija ta dva nivoa podeljenom sa h

$$\nu = \frac{E_{n2}}{h} - \frac{E_{n1}}{h} \qquad \text{Borov uslov frekvencije} \qquad (6)$$

$$\boxed{\nu = \frac{E_{n2}}{h} - \frac{E_{n1}}{h} \qquad \text{Borov uslov frekvencije}} \qquad (6)$$

ili, preko talasnog broja

$$\tilde{\nu} = \frac{E_{n2}}{hc} - \frac{E_{n1}}{hc}$$



Ako je $E_{n2} > E_{n1}$ jednačina opisuje emisiju, a u obrnutom slučaju apsorpciju. Član **-E/hc** naziva se **spektralni term** i obeležava sa T, tj.

$$T = -\frac{E}{hc} \qquad (7)$$

Tako gornji izraz za talasni broj postaje:

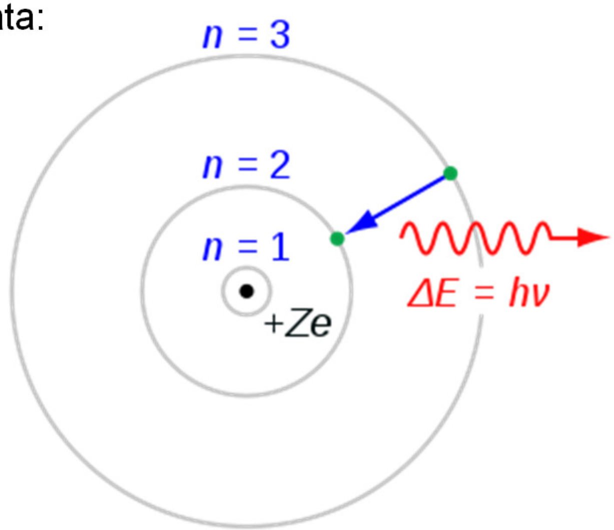
$$\boxed{\tilde{\nu} = T_{n1} - T_{n2}} \qquad (8)$$

Poslednja jednačina predstavlja formulaciju **Ric-ovog kombinacionog principa (W. Ritz).** Prema ovom principu, talasni broj svake linije u spektru atoma odgovara razlici dva određena spektralna terma. Ovaj princip je u stvari drugačije izražen Borov uslov frekvencije, koji je istorijski prethodio Borovoj teoriji.

Poluprečnik Borove stacionarne orbite r
dobija se kada izrazimo brzinu elektrona preko izraza drugog postulata:

$$v = \frac{n\hbar}{mr}$$

i zamenimo ovako izraženu brzinu u izraz prvog postulata:



$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_o}\frac{Ze^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r}$$

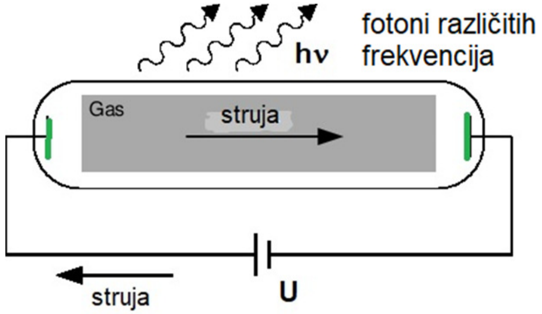
$$\Downarrow$$

$$r = \frac{4\pi\ \varepsilon_o\ n^2\ \hbar^2}{m e^2\ Z}$$

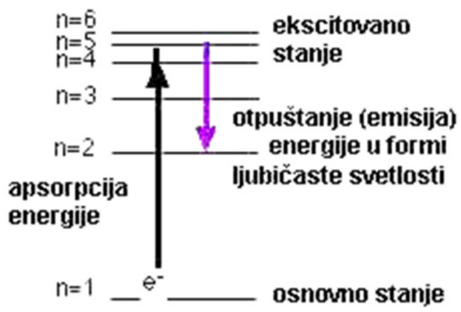
poluprečnik Borove orbite

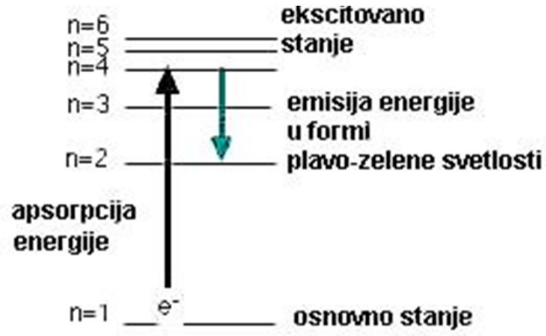
Optički spektri atoma

Kada se uzorku koji sadrži slobodne atome gasa nekog elementa na niskom pritisku dovede energija, na primer električnim pražnjenjem, atomi će **emitovati** elektromagnetno zračenje.



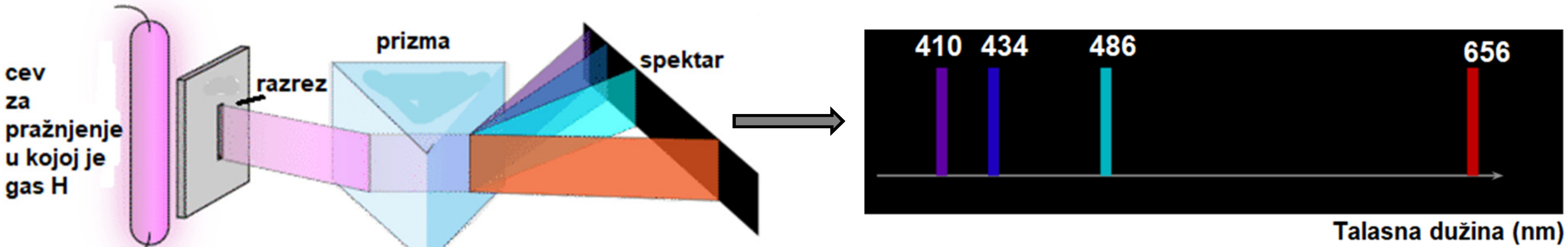
Cev za pražnjenje





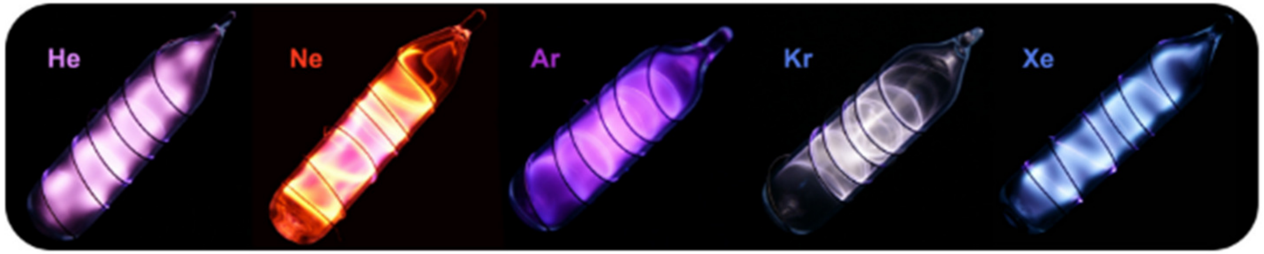
Cev za pražnjenje je napunjena gasom pod niskim pritiskom (npr. vodonikom, helijumom). Kada se primeni dovoljno visok napon izmedju metalnih elektroda atomi gasa u cevi primaju dovoljno energije i gas se jonizuje. Nastali elektroni i joni se kreću kroz gas i formira se struja. Elektroni u atomima apsorbuju deo energije i prelaze u viša, pobuđena energetska stanja. Kada se elektroni u atomima vraćaju u niže ili osnovno stanje oni emituju fotone (EM zračenje, svetlost) kako bi se oslobodili viška energije. Emituje se zračenje (fotoni) različitih frekvencija tj. talasnih dužina.

Ovo zračenje može se propustiti kroz tanku pukotinu (razrez) na optičku prizmu. Uočava se da je svetlost (EM zračenje) emitovano od strane **ekscitovanih** atoma, nakon prolaska kroz prizmu razloženo u komponente-niz linija određenih frekvencija (talasnih dužina) tj. **spektar**. Spektri slobodnih atoma imaju **linijsku (diskretnu) strukturu**. **Položaj svake linije u spektru je specifičan (karakterističan) je za datu atomsku vrstu**.

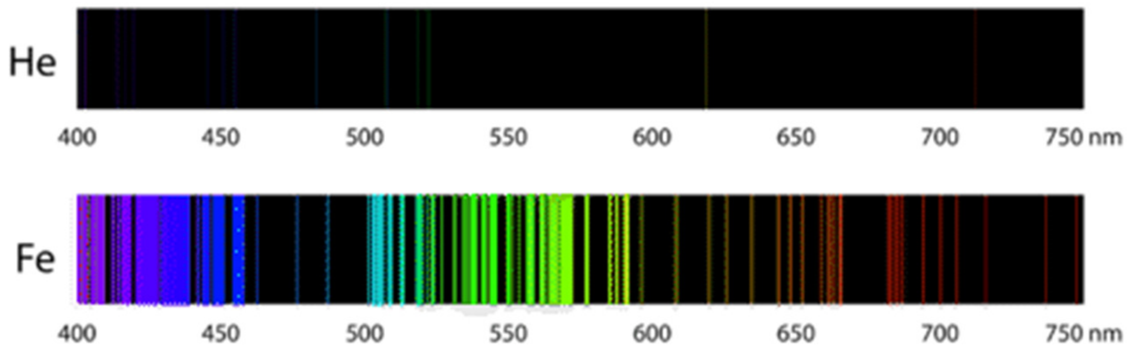


Emisioni spektar vodonika u vidljivoj oblasti (linijski, Balmerova serija)

Cevi za pražnjenje punjene različitim gasovima



Svaki element ima jedinstveni atomski spektar

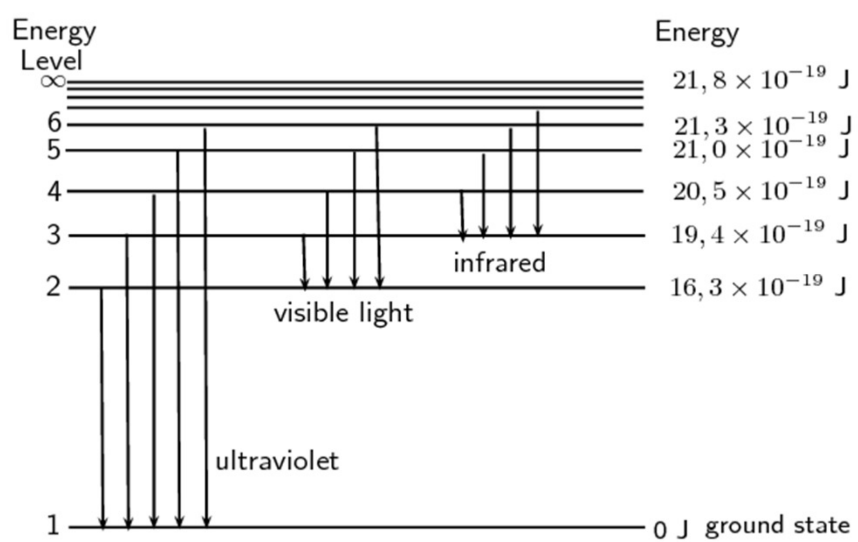


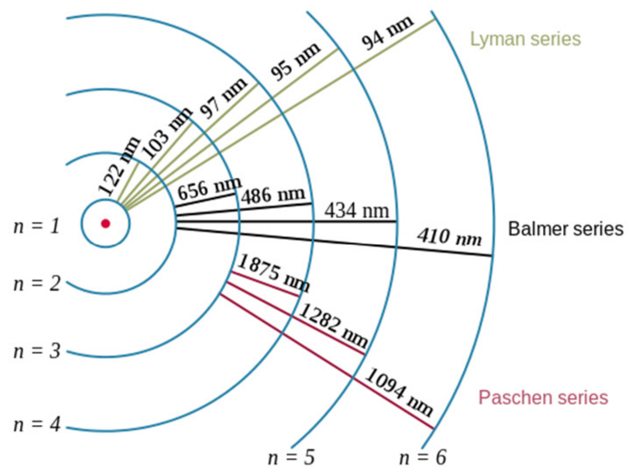
Spektar atoma vodonika-Borovo tumačenje

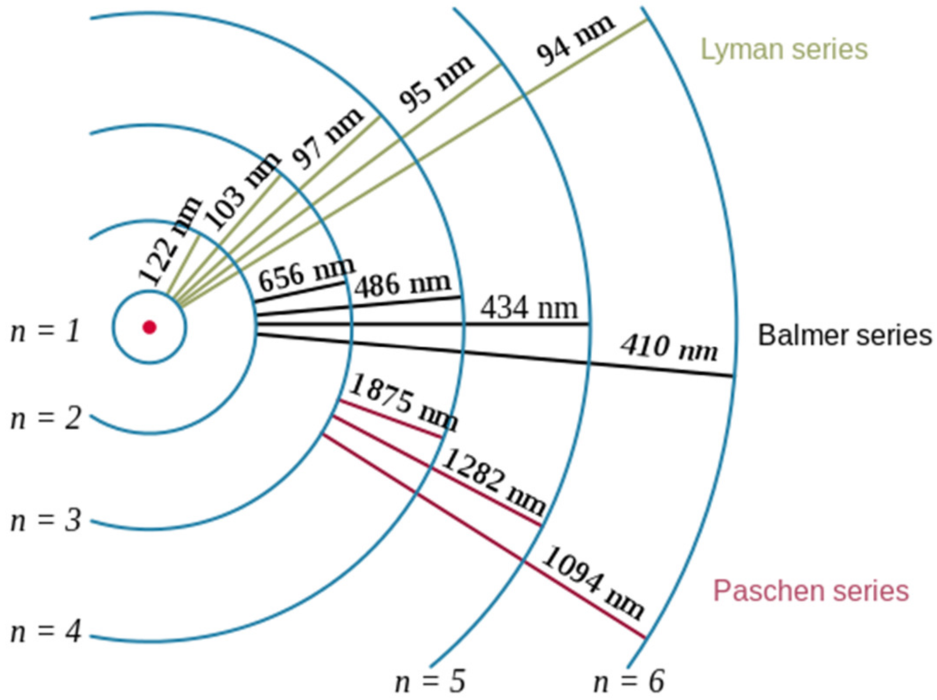
Kada se elektron u atomu vraća sa višeg energetskog nivoa na niži, on emituje foton čija je energija jednaka energetskoj razlici (**ΔE** = **$E_2 - E_1$**) između ta dva nivoa.

Nastanak spektralne linije objašnjava se time da atom ili molekul emituje **kvant energije hv** pri prelazu između energetskih nivoa diskretnih vrednosti energije.
Kada se energija atoma smanjuje za **$\Delta E = E_2 - E_1$** tada on emituje zračenje frekvencije $\nu = \frac{\Delta E}{h}$

Pošto je frekvencija fotona specifična (zavisi od **ΔE) i daje određenu boju, svaka linija određene boje u spektru pridru#ena je određenom prelazu elektrona.**







$$\tilde{\nu} = R_H \left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right]$$

Emisioni spektar vodonika u vidljivoj oblasti (Balmerova serija)

Energijski nivoi atoma vodonika

Energije stacionarnih stanja atoma vodonika mogu se dobiti kada u izraz za **ukupnu energiju E** elektrona u električnom polju jezgra, a koja je jednaka zbiru **kinetičke energije T** i **potencijalne energije U**, uvrstimo dobiveni izraz za poluprečnik Borove orbite, r.

$$E = T + U \qquad (11)$$

Koristeći izraz (4) nalazimo

$$T = \frac{mv^2}{2} = \frac{1}{8\pi\varepsilon_o}\frac{Ze^2}{r} \qquad (12)$$

Potencijalna energija U = - ∫F dr, gde je F **Kulonova sila**, tj.

$$U = \int \frac{1}{4\pi\varepsilon_o}\frac{Ze^2}{r^2}\,dr = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_o}\frac{Ze^2}{r} \qquad (13)$$

*zapaziti da je U = -2T
Tako dobijamo da je ukupna energija E = T + U jednaka

$$E = \frac{1}{8\pi\varepsilon_o}\frac{Ze^2}{r} - \frac{1}{4\pi\varepsilon_o}\frac{Ze^2}{r} = -\frac{1}{8\pi\varepsilon_o}\frac{Ze^2}{r} \qquad (14)$$

Kada u izraz (14) uvrstimo dobiveni izraz (10) za poluprečnik orbite r dobijamo **energije stacionarnih stanja prema Borovoj teoriji:**

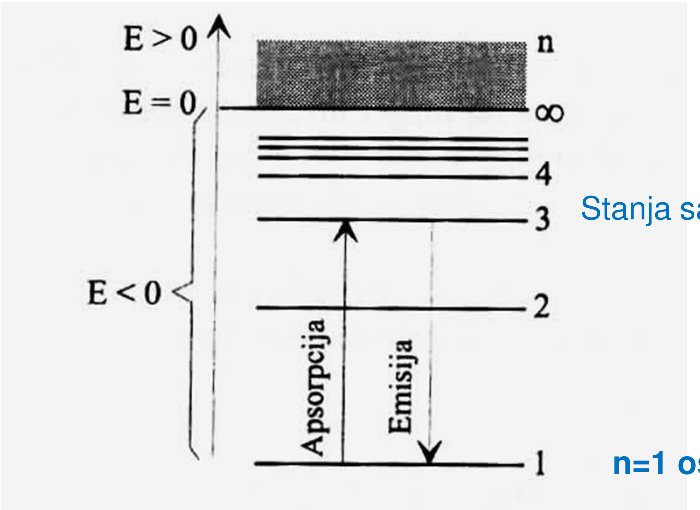
$$E = -\frac{1}{8\pi\varepsilon_o}\frac{Ze^2}{\dfrac{n^2\,4\pi\,\varepsilon_o\,\hbar^2}{me^2 Z}}$$

$$\boxed{E = -\frac{1}{(4\pi\,\varepsilon_o)^2}\frac{Z^2 e^4 m_e}{2n^2\hbar^2}} \qquad (15)$$

$$\boxed{E = -\frac{1}{(4\pi\varepsilon_o)^2}\frac{Z^2 e^4 m_e}{2n^2\hbar^2}} \qquad (15)$$

Kod atoma vodonika je Z =1, pa se gornji izraz, uz zamenu $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, svodi na:

$$E = -\frac{m_e e^4}{8\varepsilon_o^2 n^2 h^2} \qquad n = 1,2,3\ldots.\infty \qquad (16)$$

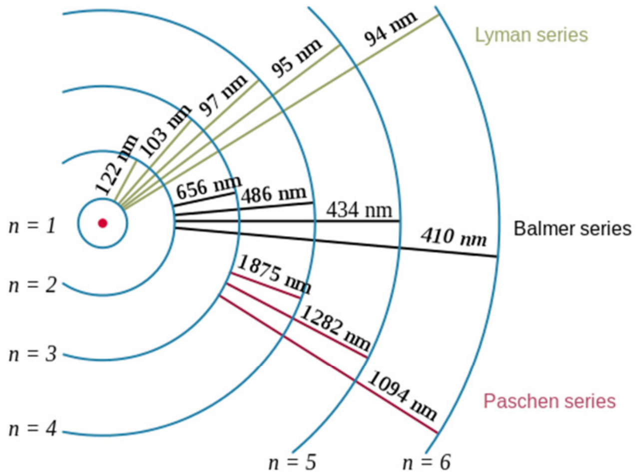


Stanja sa **n>1** su **pobuđena**

n=1 osnovno stanje

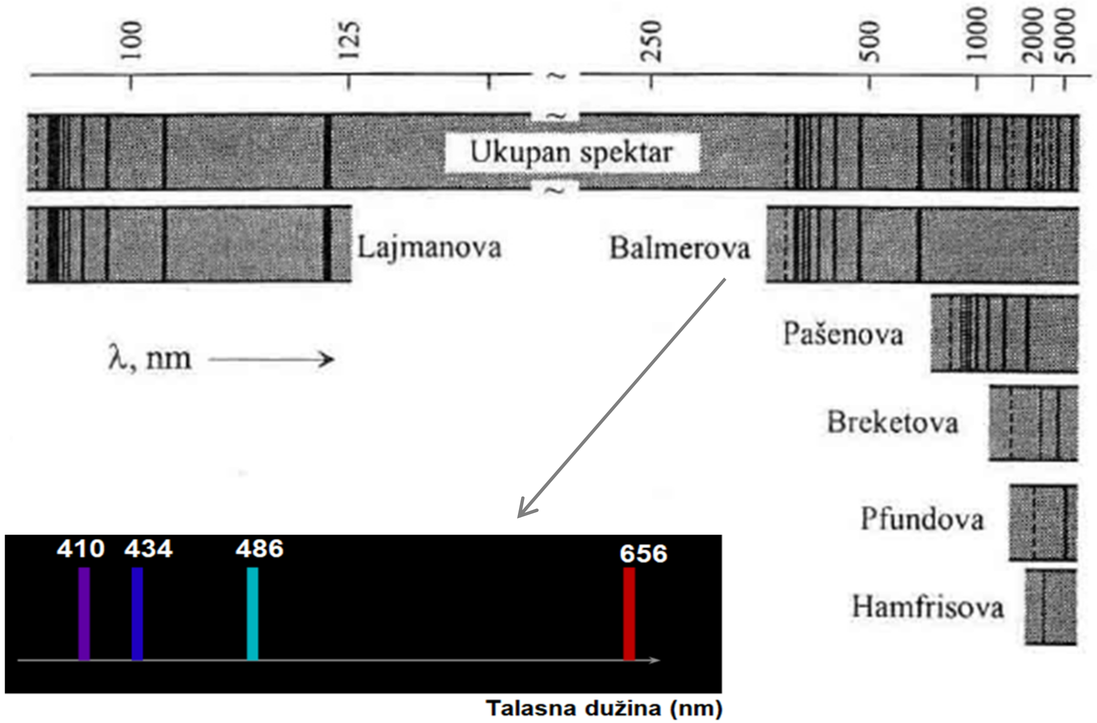
Dijagram energetskih nivoa atoma vodonika prema Boru

Spektralne serije atoma vodonika



Spektralne serije atoma vodonika

	n_1	n_2
1. Lajmanova	**1**	**2,3,...**
2. Balmerova	**2**	**3,4,...**
3. Pašenova	**3**	**4,5,...**
4. Breketova	**4**	**5,6,...**
5. Pfundova	**5**	**6,7,...**
6. Hamfrisova	**6**	**7,8,...**



$$\boxed{h\nu = E_{n2} - E_{n1}}$$

Kada u prethodni izraz zamenimo odgovarajuće Borove izraze za energije stacionarnih orbita sa kvantnim brojevima n_1 i n_2 dobijamo energiju emitovanog fotona pri prelazu sa nivoa više energije na nivo niže energije

$$h\nu = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_o^2 h^2} [\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}]$$

ili talasni broj odgovarajuće linije u spektru:

$$\boxed{\tilde{\nu} = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_o^2 h^3 c} [\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}]} \qquad (17)$$

Množilac ispred zagrade predstavlja **Ridbergovu konstantu**

$$R_H = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_o^2 h^3 c} = R_\infty = 109737{,}31 \text{ cm}^{-1} \qquad (18)$$

pa dobijamo izraz koji opisuje talasne brojeve spektralnih linija atoma vodonika, a koji je najpre bio dobiven empirijski od strane Balmera, uz Ridbergovo prevođenje sa talasne dužine na talasni broj:

$$\boxed{\tilde{\nu} = R_H [\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}]} \qquad (19)$$

Indeks ∞ u izrazu (18) za Ridbergovu konstantu označava da je ona izračunata pod pretpostavkom da jezgro atoma ima beskonačno veliku masu u odnosu na masu elektrona.
Tačnija vrednost Ridbergove konstante dobija se ako se umesto mase elektrona koristi redukovana masa μ

$$\mu = \frac{m_e m_N}{m_e + m_N} \qquad (20)$$

gde je m_N masa jezgra, a m_e masa elektrona. Ova korekcija se uvodi jer masa jezgra nije beskonačno velika (kako je aproksimirao Bor) pa jezgro ne može da se smatra nepokretnim.
Dobija se Ridbergova konstanta:

$$R_\mu = \frac{\mu e^4}{8\varepsilon_o^2 h^3 c} = 109678 \text{ cm}^{-1} \qquad (21)$$

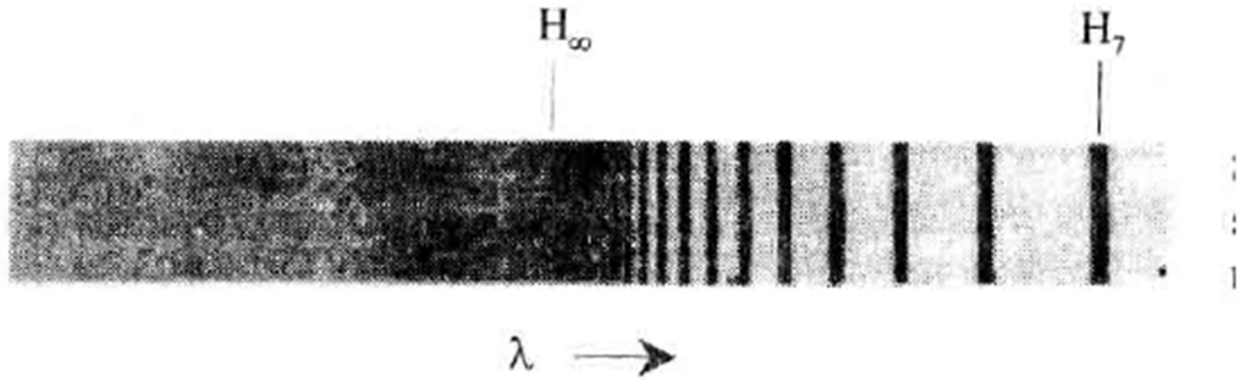
U izrazu:

$$\tilde{\nu} = T_{n1} - T_{n2}$$

prvi term je stalan u datoj seriji linija i zove se **stalan term** ili **granica serije**.
Granici serije konvergiraju talasne dužine svih linija u seriji.

Drugi term je promenljiv i zove se **tekući term.**

Međusobna rastojanja linija i njihovi intenziteti pravilno opadaju idući ka kraćim talasnim dužinama



Slika 12. Deo Balmerove serije (iza granice serije H_∞ vidi se kontinuum)

Iz izraza za talasni broj linije

$$\tilde{v} = R_H \left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right] \qquad (19)$$

sledi opšti izraz za **term atoma vodonika**

$$T = \frac{R_H}{n^2} \qquad (22)$$

odnosno opšti izraz za energiju nekog nivoa atoma vodonika:

$$E = - hcT = - \frac{hc\,R_H}{n^2} \qquad (23)$$

Spektralne serije atoma vodonika

	n_1	n_2	uvek je $n_1 < n_2$
1. Lajmanova	**1**	**2,3,...**	
2. Balmerova	**2**	**3,4,...**	
3. Pašenova	**3**	**4,5,...**	
4. Breketova	**4**	**5,6,...**	
5. Pfundova	**5**	**6,7,...**	
6. Hamfrisova	**6**	**7,8,...**	

Iz izraza (19) se takođe može zaključiti da kada n_2 teži beskonačnosti tada tekući term postaje nula, pri čemu dobijamo stalan term ili **granicu serije T_1** :

$$\tilde{v}\,(n_2 = \infty) = \frac{R_H}{n_1^2} = T_1 \qquad (24)$$

Zadatak br. 5. ***Predviđanje položaja linija spektralne serije vodonika***
Izračunati najmanju i najveću talasnu dužinu linija Balmerove serije atoma vodonika ($n_1 = 2$) (tj. izračunati interval talasnih dužina u kome se nalazi ova serija).

Rešenje
Koristimo formulu za talasni broj spektralne linije $\tilde{\nu} = R_H \left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right]$

kao i vezu talasnog broja i talasne dužine $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$

Za $n_2 = \infty$ iz prve gornje formule dobija se najveći talasni broj odnosno najmanja talasna dužina linije, a za $n_2 = 3$ dobija se najmanji talasni broj odnosno najveća talasna dužina linije Balmerove serije:

$$\tilde{\nu} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right) = 109677 \text{ cm}^{-1} \text{ x } (0{,}25 - 0{,}11) = 15354{,}8 \text{ cm}^{-1}$$

$$\lambda = \frac{1}{\tilde{\nu}} = (1/\ 15354{,}8) \text{ cm} = 65{,}13 \text{ x } 10^{-6} \text{ cm} = 65{,}13 \text{ x } 10^{-8} \text{ m} = 651{,}3 \text{ nm}$$

$$\tilde{\nu} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{\infty^2}\right) = 109677 \text{ cm}^{-1} \text{ x } 1/4 = 27419{,}2 \text{ cm}^{-1}$$

$$\lambda = \frac{1}{\tilde{\nu}} = (1/27419{,}2) \text{ cm} = 36{,}47 \text{ x } 10^{-6} \text{ cm} = 364{,}7 \text{ nm}$$

Spektri jona sličnih vodoniku

Joni slični vodoniku su oni koji imaju po **jedan elektron**, koliko i atom vodonika.

To su joni: **He^+, Li^{2+}, Be^{3+}**… (vodonikov izoelektronski niz).
Oni se razlikuju od vodonika po **masi i naelektrisanju jezgra,** što se odražava na izgled njihovih spektara.

Opšta jednačina za talasni broj linija svih serija jednoelektronskih jona je:

$$\boxed{\tilde{\nu} = R_j Z^2 \left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right]}$$

Z je redni broj datog elementa, a R_j je Ridbergova konstanta za dati jon.

Spektralne serije jona sličnih vodoniku analogne su vodonikovim serijama, ali su **pomerene ka kraćim talasnim dužinama jer je talasni broj veći zbog množenja sa Z^2** .

$$\tilde{\nu} = R_j Z^2 \left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right]$$

Iz gornjeg izraza vidi se da je **opšti izraz za term** u slučaju jona sličnih vodoniku

$$T = \frac{R_j Z^2}{n^2} \qquad (2)$$

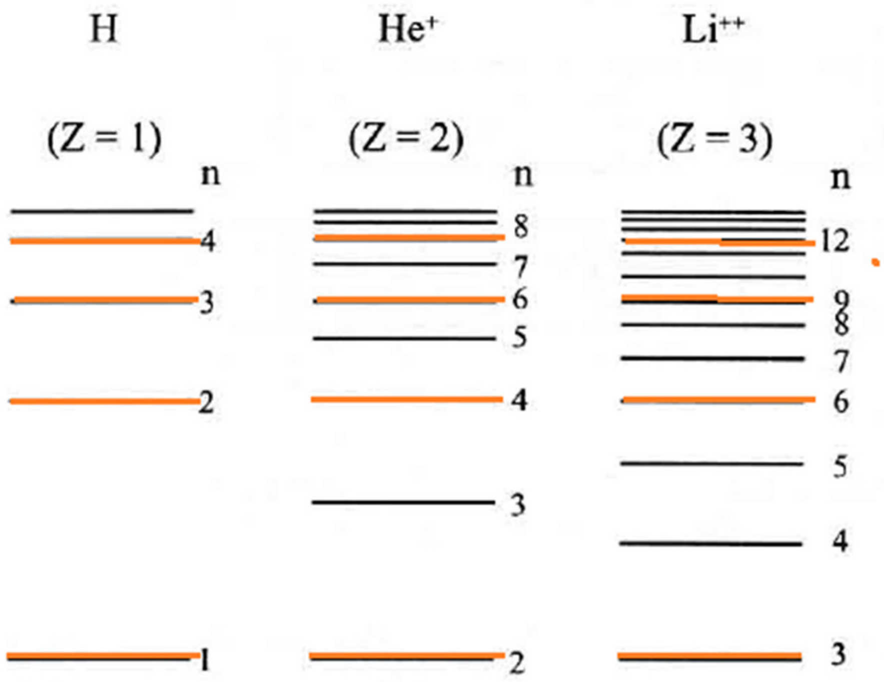
S obzirom da je $T = -\frac{E}{hc}$

dobijamo da je energija energetskog nivoa jona sličnih vodoniku jednaka:

$$E = -hcT$$

$$\boxed{E = -\frac{h c R_J Z^2}{n^2}} \qquad (3)$$

Poređenjem poslednjeg izraza sa analognim izrazom za atom vodonika vidimo da je razlika samo u tome što kod jona sličnih atomu izraz sadrži množilac Z^2. To znači da su apsolutne vrednosti energija stacionarnih stanja jona sličnih vodoniku veće od energija stanja atoma vodonika, za istu vrednost n.
Dalje, može se zaključiti da su **energije nivoa atoma vodonika sa kvantnim brojem n jednake energijama onih nivoa u jednoelektronskim jonima za koje je kvantni broj jednak Zn**. To znači da se energijski nivoi vodonika podudaraju sa na primer svakim drugim nivoom jona He^+ (Z =2), odnosno sa svakim trećim nivoom jona Li^{2+}.



Dijagrami energetskih nivoa atoma H i jona He^+ i Li^{2+}:
Svaki *n*-nivo atoma vodonika poklapa se sa nivoom jona sličnog vodoniku sa kvantnim brojem *Zn* (gde je Z redni broj tog jona).

Spektri jona sličnih vodoniku sadrže veći broj linija od spektra H atoma.

Između dva susedna nivoa atoma vodonika nalazi se jedan dodatni nivo u spektru jona He^+, još dva dodatna nivoa u spektru jona Li^{2+}, odnosno generalno **još (Z-1) dodatni nivo u spektru jednoelektronskog jona tog Z.**

Spektar He^+ sadrži dva puta više linija od spektra H atoma.