

Constanta Rydberg

1. Scopul lucrării

Determinarea constantei implicate în seriile spectrale ale atomilor hidrogenoizi

2. Teoria lucrării

Atomii fiecărui element chimic emit, atunci când sunt excitați (de exemplu într-o descărcare în gaz), un spectru optic caracteristic de radiații, astfel că fiecare element poate fi identificat după spectrul său. Aceasta este esența analizei spectrale calitative. De asemenea, atomii pot fi excitați prin absorbție de radiație, spectrul de absorbție fiind identic cu cel de emisie. Spectrele elementelor chimice sunt cu atât mai complicate, cu cât numărul lor de ordine Z este mai mare. Spectrele optice ale atomilor sunt datorate electronilor optici, adică electronilor ce se găsesc pe orbita periferică.

Spectroscopiștii experimentatori au stabilit că toate liniile din diferitele serii spectrale ale atomului de hidrogen pot fi descrise printr-o relație generală care dă lungimea de undă a liniilor spectrale /1-5/:

$$\tilde{\nu}_{mn} = \frac{1}{\lambda_{mn}} = T(m) - T(n) = \frac{R_H}{m^2} - \frac{R_H}{n^2} = R_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

unde n și m sunt numere întregi, $T(m)$ și $T(n)$ sunt termeni spectrali, iar R_H este constanta Rydberg. $m\nu_{\sim}$ este numărul de undă (cunoscut și ca frecvență spațială), definit ca inversul lungimii de undă. Relația (1) este formularea matematică a principiului de combinare Rydberg-Ritz: toate frecvențele (sau numerele de undă) ale atomului de hidrogen pot fi scrise ca diferența a doi termeni spectrali iar dacă există în spectru frecvențele (spațiale) $m\nu_{\sim}$ și $n\nu_{\sim}$, atunci există de asemenea diferența lor $m\nu_{\sim}$.

Explicarea liniilor spectrale ale atomului de hidrogen a constituit o verificare de succes a teoriei atomului de hidrogen, dată de Niels Bohr în 1913 (și pentru care a primit premiul Nobel pentru fizică în 1922). Bohr afirmă că nu există decât anumite orbite permise pentru electron, corespunzătoare unor stări staționare.

Astfel, el emite următoarele postulate:

I. Atomul se poate afla într-un șir discret de stări staționare, determinate de șirul discret E_1, E_2, \dots, E_n de valori ale energiei totale. În aceste stări atomul nici nu emite, nici nu absoarbe energie.

II. Energia atomului poate varia discontinuu, prin trecerea de la o stare staționară de energie totală la o altă stare staționară de energie totală. Frecvența fotonului absorbit sau emis este dată de relația

$$\nu_{mn} = \frac{|E_n - E_m|}{h},$$

procesul de absorbție având loc în cazul în care electronul trece de pe o orbită mai apropiată de nucleu pe una mai depărtată, iar emisia atunci când parcurge drumul invers.

III. Mărimea momentului cinetic al electronului pe orbitele circulare permise în jurul nucleului trebuie să fie egală cu un număr întreg de :

$$L = mvr = n\hbar$$

Astfel, considerând modelul planetar al atomului de hidrogen cu nucleul (protonul) imobil, se obține că energia totală E_n (compusă din energia cinetică a electronului în mișcarea sa în jurul nucleului și energia electrostatică de interacție coulombiană nucleu-electron) pe orbita n este cuantificată:

$$E_n = -\frac{e^4 m_0}{8\epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$

unde m_0 este masa electronului, e este sarcina electronului și 0ϵ este constanta electrică a vidului.

Energia totală a atomului de hidrogen este negativă (ecuația (4)), ceea ce exprimă faptul că electronul se află legat în câmpul electromagnetic al nucleului.

Cea mai scăzută energie a atomului de hidrogen (numită și stare fundamentală) corespunde numărului cuantic $n = 1$ și are valoarea de $-13,6$ eV. Ionizarea atomului de hidrogen, adică spargerea lui într-un nucleu și un electron corespunde unei depărtări practic infinite dintre aceste particule, energia minimă a acestui sistem fiind zero. Energia minimă necesară pentru a ioniza atomul de hidrogen aflat în starea fundamentală se numește energie de ionizare și are valoarea de $13,6$ eV.

În mecanica cuantică energia atomului de hidrogen, expresia (4), se află prin integrarea ecuației Schrödinger, fără a se mai introduce condiția (3).

Folosind relațiile (2) și (4) se obține:

$$\frac{1}{\lambda_{mn}} = \frac{m_0 e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c} \cdot \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

$$R_H = \frac{m_0 e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c},$$

ce duce la relația:

expresie obținută în cazul modelului în care s-a considerat protonul imobil.

Din relația (2) pot fi găsite toate lungimile de undă ale liniilor diferitelor serii spectrale ale hidrogenului. O serie spectrală reprezintă totalitatea liniilor spectrale care au un nivel energetic de bază comun (fig.1).

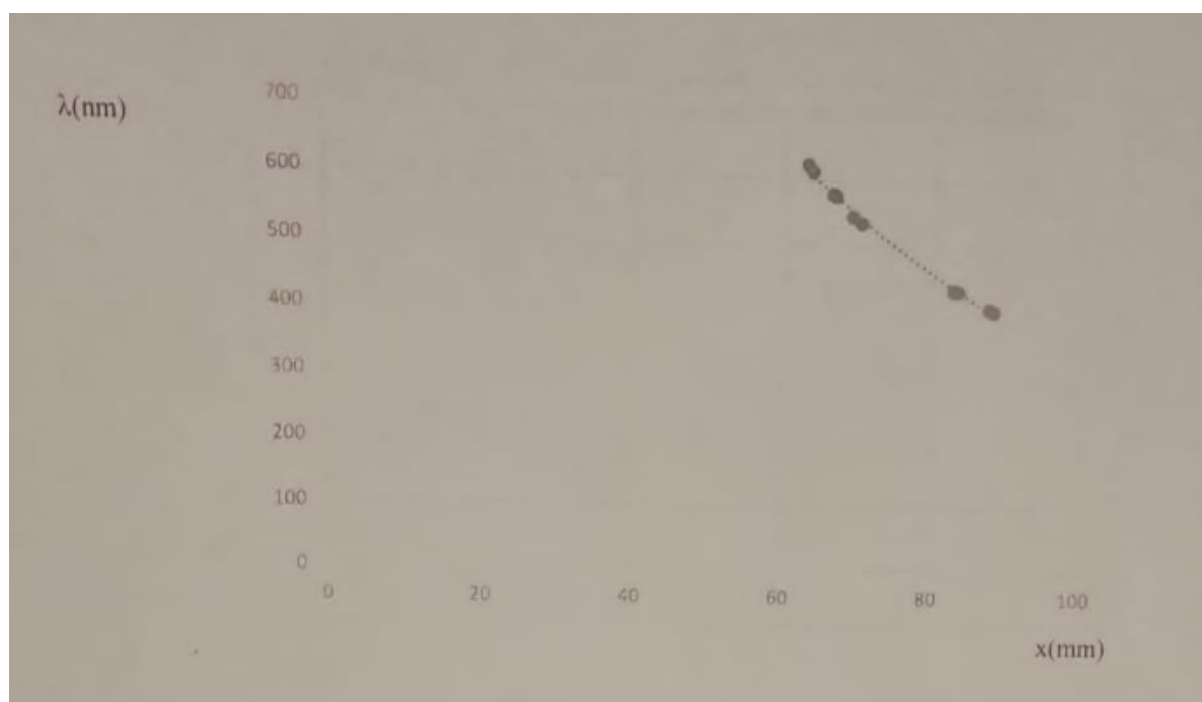
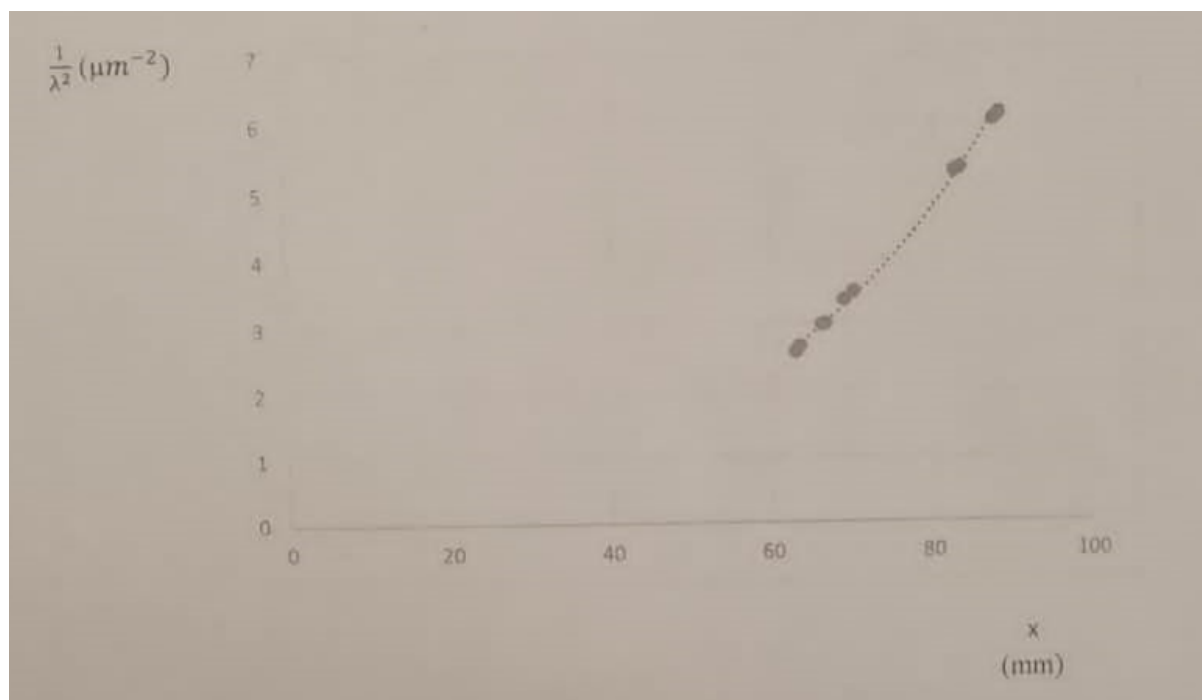
Astfel există seria Lyman la care nivelul energetic comun este corespunzător lui $m = 1$

(în relația (5)), iar $n = 2, 3, 4, 5, 6, \dots$ (adică seria Lyman conține toate tranzițiile în care este prezent nivelul fundamental de energie) și are liniile în domeniul ultraviolet; seria Balmer (vizibil) la care $m = 2$ și $n = 3, 4, 5, 6, 7, \dots$ (adică seria Balmer conține toate tranzițiile în care este prezent primul nivel excitat de energie); seria Paschen la care $m = 3$ și $n = 4, 5, 6, 7, 8, \dots$ iar liniile spectrale au lungimile de undă corespunzătoare radiațiilor din infraroșu etc. Într-o serie spectrală, radiația cu lungimea de undă cea mai mare se numește linie α (pentru aceasta $1 = m$, iar energia este cea mai scăzută din seria respectivă), următoarea linie β (pentru aceasta $2 = m$) ș.a.m.d.

3. Rezultate

λ (nm)	623.4	612.3	579.0	577.0	546.1	496.1	435	434.7	433.9	407.2	404.6
x (mm)	63.0	63.6	66.3	66.7	69.0	70.2	82.6	83.1	83.3	87.4	88.1
$1/\lambda^2$ (nm ⁻²)	2.573	2.667	2.982	3.003	3.353	4.348 33	5.265	5.292	5.311	6.013	6.105

Linia	x(mm)	λ (nm)	n	RH	(RH)	σ (RH)
H ∞	60.4	648.737	3	1.110	1.116	0.011
H β	75.1	479.158	4	1.113		
H γ	83.1	429.030	5	1.110		
H δ	87.2	408.763	6	1.101		
H ϵ	89.9	396.886	7	1.097		
H ∞	98.3	365.646	inf	1.167		



Rezultat final:
RH = 1.1163 +- 0.0111