

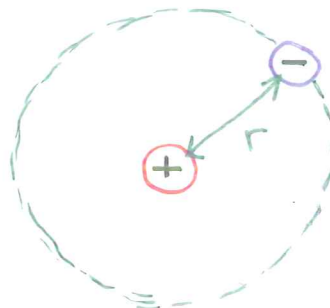
Föreläsning 12

25/9-2015

"Nu kör vi igång atomfysiken på riktigt."

Bohrs modell

$$E_{\text{tot}} = - \underbrace{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}}_{e_0^2 \text{ enl. Ohlens beteckningar}} \cdot \frac{1}{2r} = \frac{e_0^2}{2r}$$

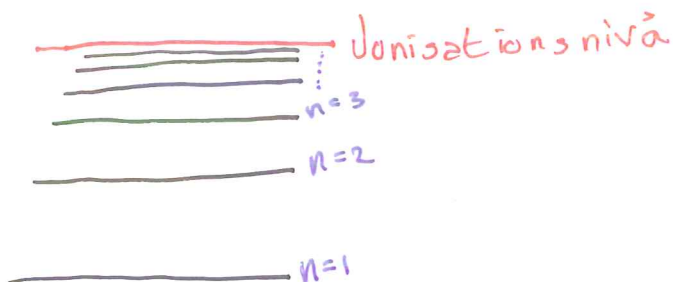


(3): $|L| = |r \times p| = n\hbar \Rightarrow \boxed{r_n = n^2 a_0}$, $a_0 = 0.53 \text{ \AA} = \frac{\hbar^2}{m_e e_0^2}$

↑ Bohrs postulat 3

Vi får kvantiserade energinivåer:

$$\boxed{E_n = -\frac{e_0^2}{2r_n} = -\frac{e_0^2}{2a_0} \cdot \frac{1}{n^2}}$$



Vad får vi kvantmekaniskt?

Jo, $\boxed{E_n = -\frac{\hbar^2}{2m_e a_0^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{e_0^2}{2a_0 n^2}}$

Det är ju samma!
För väte funkar Bohr.
~~det är samma~~

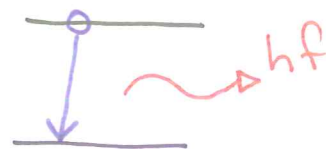
Detta är samma som innan, vi får dock också fr ~~fr~~ KM.

$$\boxed{\Phi_{nlm}(r, \theta, \varphi) = R_{nl}(r) Y_l^m(\theta, \varphi)}$$

Bohr säger att vi har banor, men vågfunktioner ger en slh-tolkning. Detta ger en del extra information. Tex kan Bohr ej ge info om hur elektroner byter bana.

Postulat 2 (Bohrs): $hf = |E_n - E_{n'}|$

$$\Rightarrow hf = |E_n - E_{n'}| = \frac{e_0^2}{2a_0} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right), n' > n$$



Rydberg sa samma sak fast lite omformulerat:

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \underbrace{\frac{e_0^2}{2a_0 hc}} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right)$$

RYDBERGS
FORMEL

R (Rydbergskonstanten)

Rydbergs värde på Rydbergskonstanten:

$$R = 109\,678 \text{ cm}^{-1} \Rightarrow 13.598 \text{ eV}$$

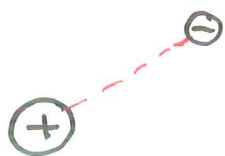
$$R_{\text{Bohr}} = \frac{e_0^2}{2a_0 hc} = \frac{e_0^2 m e e_0^2}{2 \hbar h c} = 109\,737 \text{ cm}^{-1} \quad (13.606 \text{ eV})$$

Hur gör man mellan cm^{-1} och eV ?

$$E[\text{J}] = \frac{hc}{\lambda} = hc \tilde{\nu} \Rightarrow E[\text{eV}] = \frac{E[\text{J}]}{e}$$

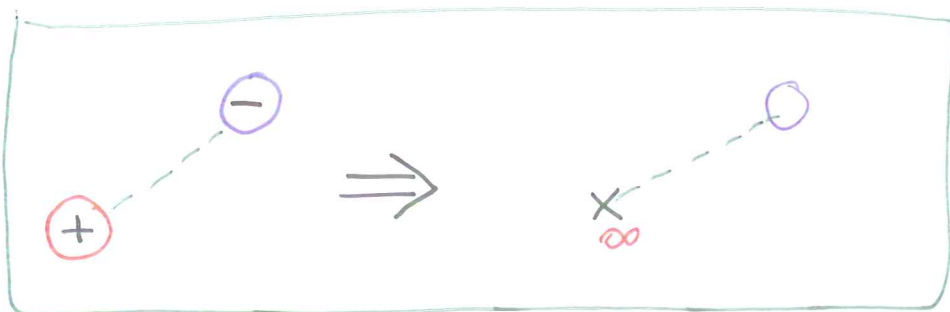
Varför får varken Bohr eller Gillis (kvantmek) rätt värde på R_{Bohr} ?

Jo, Bohr och Gillis antar att kärnan står stilla. Egentligen gäller kast med liten skiftnyckel $\Rightarrow$ Tvåkroppsproblem.



Denne roterar kring tyngdpunkten, inte kring $\oplus$!!

Vi måste byta referensram, se nästa sida



Vi har en reducerad massa.

$$m = \frac{m_e M}{m_e + M} = \text{Reducerad massa.} =$$

$$= \frac{m_e}{1 + \frac{m_e}{M}} \rightarrow m_e \text{ d\u00e5 } M \rightarrow \infty$$

Vi byter d\u00e4rf\u00f6r m_e mot m !

$$R_m = \frac{e_0^4}{2\hbar^2 hc} \cdot \frac{m_e M}{m_e + M} = R_\infty \cdot \frac{M}{m_e + M}$$

K\u00e4rna M med en elektron.

$$\Rightarrow R_H = R_\infty \cdot \frac{1836}{1 + 1836} = 109678 \text{ cm}^{-1}$$

Detta st\u00e4mmer med v\u00e4ldigt m\u00e5nga siffror!

V\u00e4telika joner (valfritt \u00e4mne med en (1) e^-)

$$e \rightarrow ze: e^2 \rightarrow ze^2$$

$$E_{n,H} = -\frac{\hbar c R_H}{n^2} \Rightarrow E_n = Z^2 \cdot E_{n,H}$$

$$\lambda = \frac{\lambda_H}{Z^2}$$

$$r_{n,H} = n^2 \cdot a_0 \Rightarrow r_{n,Z} = \frac{r_{n,H}}{Z}$$

Exempel: Tokamak

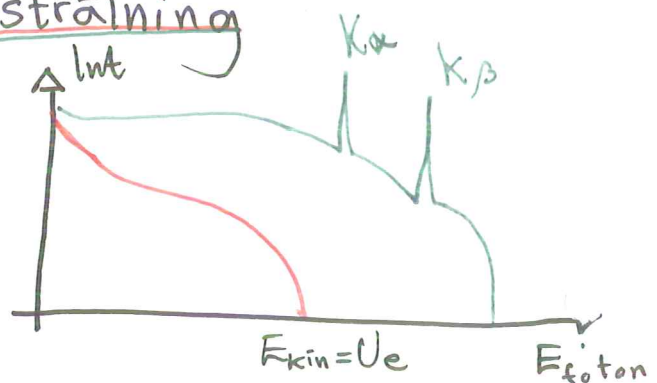
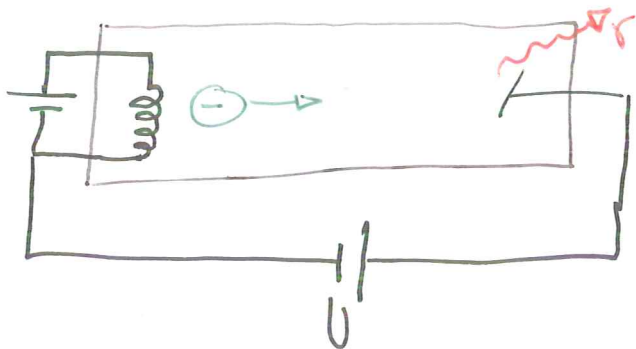
Kr: $Z=36 \Rightarrow \text{Kr}^{35+}$

a) Ly- α : $\begin{cases} n=1 \\ n'=2 \end{cases} \Rightarrow \lambda_H = 122 \text{ nm}, \lambda_{\text{Kr}} = \frac{122 \text{ nm}}{36^2} = 0.94 \text{ \AA}$

b) $E_\gamma = hf = \frac{hc}{\lambda} = 2.12 \cdot 10^{-15} \text{ J} = 13\,225 \text{ eV}$

c) $E_{\text{jon}} = E_{\text{jon,H}} \cdot Z^2 = 13.6 \text{ eV} \cdot 36^2 = 17\,626 \text{ eV}$

Karakteristisk Röntgenstrålning



Detta beror på: Har du tillräckligt hög energi kan du slå ut en elektron i K-skålet.
 $\Rightarrow$ Elektroner i högre tillstånd hoppar ner.

Mosley: $\sqrt{f} \propto Z$

$K_\alpha: Z \rightarrow Z - 1$

$E_{\text{foton}} = hf = (Z-1)^2 R_\infty \left(\frac{1}{1} - \frac{1}{2^2} \right)$

