

Balmerova série vodíku

Josef Navrátil¹, Barbora Pavlíková², Pavel Mičulka³

¹ Gymnázium Ivana Olbracht, pepa.navratil.ez@volny.cz

² Gymnázium Jeseník, barca@progeo-sys.cz

³ Gymnázium a SOŠ Frýdek Místek, edi.brein@gmail.com

Abstrakt:

Elektron v atomu se může nacházet v různých energetických hladinách. Při přechodu elektronu na nižší energetickou hladinu dojde k vyzáření fotonu, jehož energie je rovna rozdílu energií příslušných hladin. Balmerova série vodíku je zaměřena na pozorování viditelné části vyzářeného spektra. Pomohla dokázat Bohrovy postuláty o stavbě atomu a tím i položit základy kvantové mechaniky.

1 Úvod

Před Bohrovým modelem atomu existoval tzv. Planetární model. Ten však kvůli vyzářování elektronu, pohybujícího se s dostředivým zrychlením, selhává. Proto byl vytvořen Bohrův model atomu. V něm hrají důležitou roli 2 Bohrovy postuláty:



Obr. 1.1 Niels Bohr

atomy a atomové soustavy mohou zůstat delší dobu v určitých stavech, ve kterých nepohlcují ani nevyzařují energii bez ohledu na to, po jakých drahách se pohybují. V těchto stavech nabývají takových hodnot energie, které tvoří diskrétní spektrum E_1, E_2, \dots, E_n

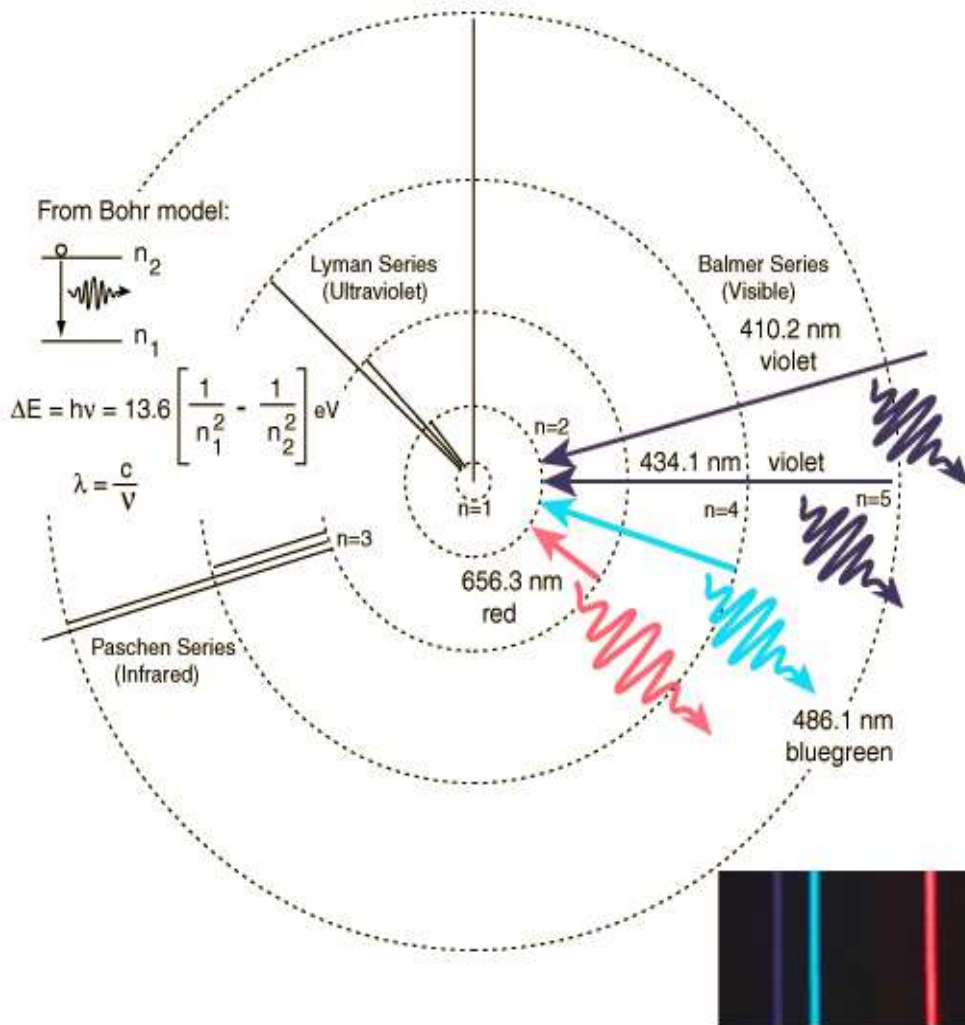
Při přechodu z jednoho stacionárního stavu do druhého dojde k vyzáření nebo pohlcení energie ve formě fotonu a platí:

$$hf = E_m - E_n$$

Tyto dva postuláty zamezují tomu, aby se elektrony vlivem elektrické síly a dostředivého zrychlení "nezhroutily do jádra". My jsme se zaměřili na přechod elektronů do jiných hladin, při kterém se vyzáří viditelná část spektra, tedy na první čtyři série vodíku, tzv. Balmerovy (viz Obr. 1.3). Mimo nich známe ještě další, ale ty naši skupinku příliš nezajímaly, neboť se nenachází ve viditelné části spektra. Balmerovy série napomohly potvrdit Bohrův model atomu.



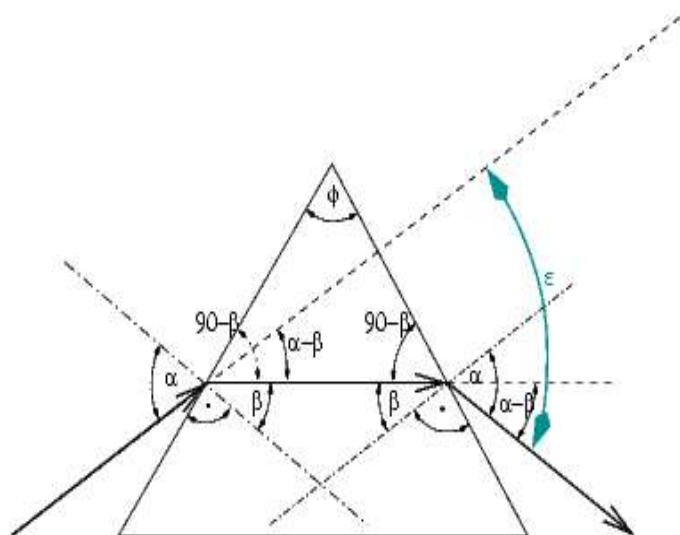
Obr. 1.2 Johann Jakob Balmer 1825-1989



Obr. 1.3 Energetická spektra vodíku

2 Měření, výsledky, problematika

K našim měřením jsme použili goniometr (přístroj na přesné měření úhlů), skleněný hranol (z olovnatého skla), sodíkovou a rtuťovou výbojku a výbojku naplněnou vodními parami. Začali jsme kalibrací goniometru za pomoci žárovky a nitkového kříže.



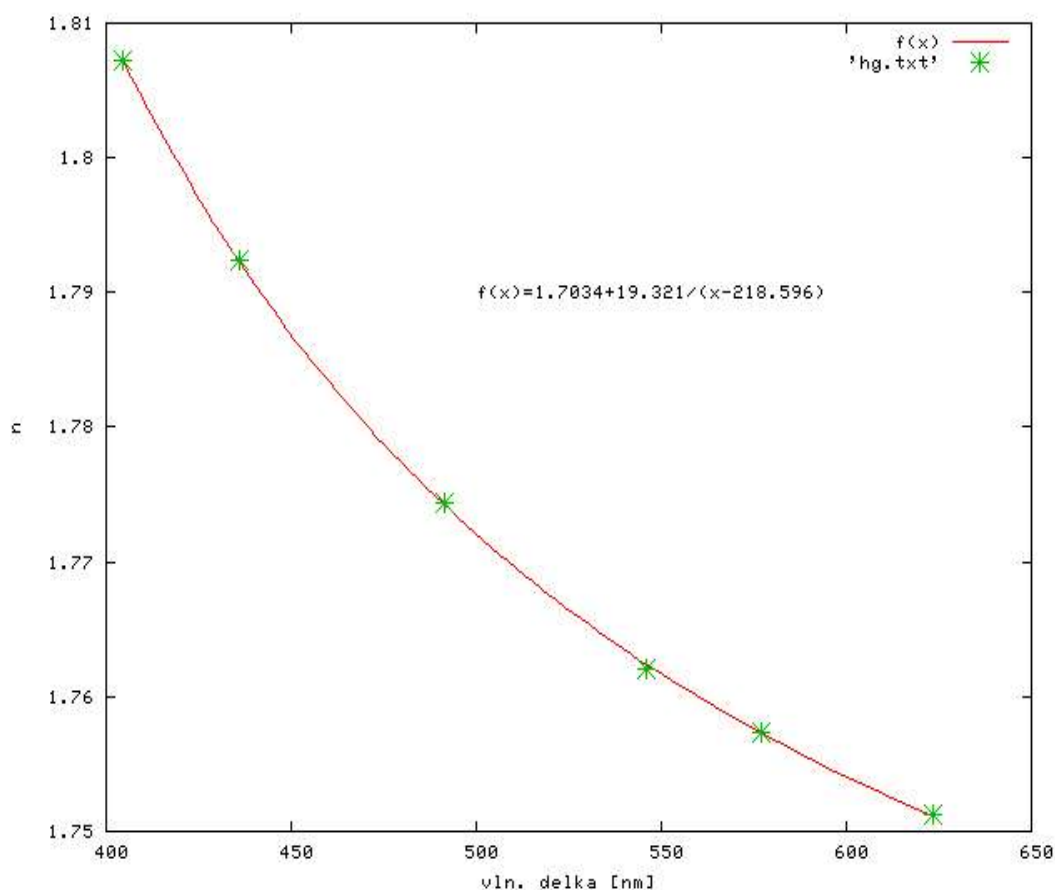
Obr.2.1 Lom světla hranolem

Ke zjištění indexu lomu hranolu jsme použili rtuťovou výbojku. Fotony vyzářené z výbojky se na spektrometru (hranolu) rozložily na jednotlivá spektra, dle úhlu lomu. Změřili jsme úhly φ a ε (viz Obr. 2.1). Pomocí Snellova zákona $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$ lze dokázat, že

$$n_1 = 2 \sin\left(\frac{\varepsilon + \phi}{2}\right) \quad (1)$$

kde $\phi = 2\beta$ a $\varepsilon = 2\alpha - \phi$. Pro vzduch je $n_2 = 1$. Index lomu je funkcí vlnové délky $\lambda = \lambda(n)$, která není příliš jednoduchá, proto se použily tabulkové hodnoty spektra rtuťi ke stanovení empirického

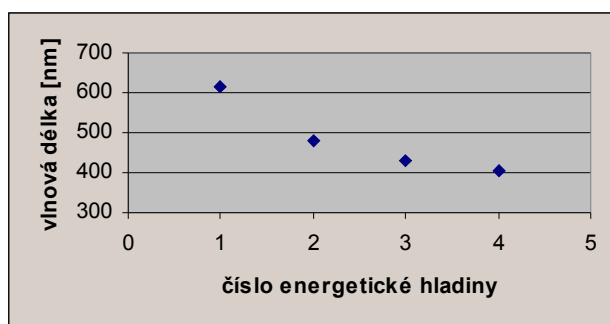
$$\text{vzorce: } f(\lambda) = 1.7034 + \frac{19.321}{\lambda - 218.596} \quad (2)$$



Obr.2.2 Závislost indexu lomu na vlnové délce světla u rtuťové výbojky

Do tohoto vzorce jsme dosadili naměřené hodnoty a spočtené (viz vztah 2) hodnoty indexu lomu vodíku a získali tak vlnové délky pro jeho spektrální čáry (viz. Obr. 2.2). Převrácená hodnota těchto výsledků (vlnočet) je důležitá při výpočtu Rydbergovy konstanty, která nám udává energii potřebnou k přechodu elektronu z nekonečna na první energetickou hladinu, tzn. ke vzniku atomu. Dosazením naměřených hodnot, lze ukázat, že splňují vztah

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (3),$$



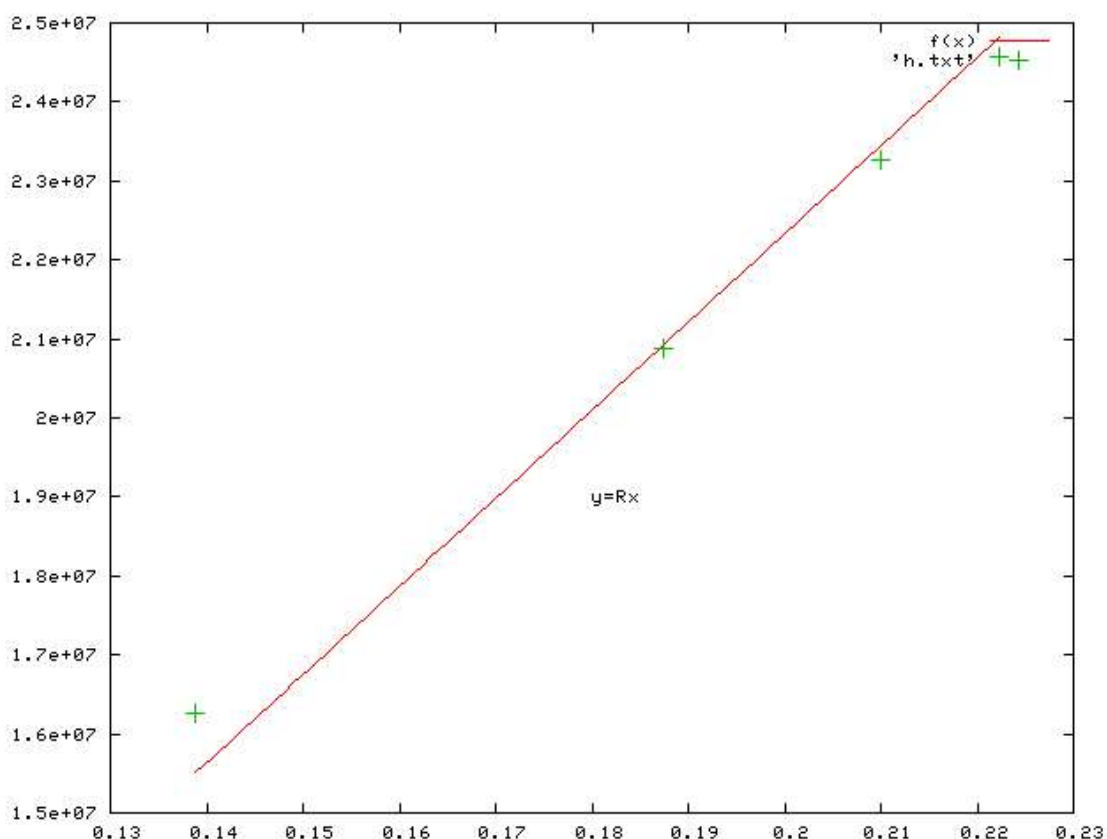
kde “R” je Rydbergova konstanta, “n” je původní energetická hladina a “m” je nová energetická hladina. Odvození vzorce lze najít v [1].

Naměřené výsledky:

λ (nm)	ν (m)	x
615,03	16259410,7740473	0,1388889
478,98	20877878,6016453	0,1875000
429,88	23262036,1207005	0,2100000
407,06	24566232,1312079	0,2222222

$$\text{kde } x = \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Z uvedených hodnot jsme vytvořili graf:



Obr.2.2 Graf závislosti vlnočtu (osa y) na přechodu mezi energetickými hladinami (osa x)

3 Závěr

Po dosažení výsledků z našeho měření vyšla Rydbergova konstanta $(111,655 \pm 1.223) \cdot 10^6 \text{ m}$. Teoretická hodnota Rydbergovy konstanty (viz dodatek) je $109,727 \cdot 10^6 \text{ m}$. Svým měřením jsme také ověřili čtyři spektrální čáry Balmerovy série vodíku.

Poděkování

Děkujeme hlavně našemu supervisorovi Davidu Tlustému, Fakultě jaderné a fyzikálně inženýrské v Praze, Nadačnímu fondu teoretické fyziky a energetické skupině ČEZ.

Reference:

[1] <http://fyzika.fjfi.cvut.cz/index.php?said=19&sbid0=96&sbid1=99&task=001>

Dodatek – Odvození Rydbergovy konstanty

Dosazením Bohrovy kvantovací podmínky $2\pi m_e v r = n h$, kde h je Planckova konstanta, lze získat Rydbergovu konstantu.

Aby síly působící na elektron obíhající okolo jádra byly v rovnováze, musí platit: $F_e = F_d$, tedy

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m_e r \omega^2,$$

ϵ_0 je relativní permitivita vakua, m_e je hmotnost elektronu, r poloměr orbity elektronu, ω je úhlová rychlost a e je náboj elektronu. Pro energii systému musí platit:

$$E = T + U$$

kde T je kinetická energie a U je potenciální energie. Lze dokázat [1], že $U = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ a že $T = m_e v^2 / 2 = m_e r^2 \omega^2 / 2$

Použijeme Bohrovův vztah pro energii na energetické hladině: $E_n = -\frac{R h c}{n^2}$

Dosazením získáme následující vztah: $E = \frac{1}{2} m_e v^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{R h c}{n^2}$

Trochu pokrátíme a vyjádříme R : $R = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c}$.