

# Zeemanův jev

Tereza Gerguri (Gymnázium Slovanské náměstí, Brno)  
Stanislav Marek (Gymnázium Slovanské náměstí, Brno)  
Michal Schulz (Gymnázium Komenského, Havířov)

## Abstrakt

Cílem našeho experimentu je dokázat štěpení energetických hladin v atomu kadmia, ke kterému dochází působením vnějšího magnetického pole, tak jako to dokázal Pieter Zeeman. Pomocí spektroskopické aparatury s Fabry-Perotovým etalonem chceme získat data, která nám poslouží k výpočtu konstanty Bohrova magnetonu.

## 1 Úvod

Koncem 19. století prováděl holandský fyzik Pieter Zeeman pokusy v oblasti spektroskopie a chování elektromagnetického záření v magnetickém poli. Objevil štěpení spektrálních čar v magnetickém poli, dnes známé jako tzv. Zeemanův jev.

Roku 1902 byl společně s H. A. Lorentzem za své objevy oceněn Nobelovou cenou, avšak pravá podstata tohoto jevu byla popsána až o mnoho let později. Normální Zeemanův jev byl popsán H. A. Lorentzem (klasická elektrodynamika), ale anomální Zeemanův jev nebylo možné vysvětlit bez znalosti spinu, který byl objeven až o třicet let později.

Atom si můžeme představit jako elektron, pohybující se v poli jádra. Potenciální energie elektronu je dána Coulombickým potenciálem:

$$V(r) = -\frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (1)$$

Řešení  $\psi(r, \theta, \varphi) = R(r)P(\theta)F(\varphi)$  Schrödingerovy rovnice s tímto potenciálem vede ke kvantovým číslům:

- hlavní kvantové číslo..... $n = (1, 2, 3, \dots)$  : odpovídá  $R(r)$
  - vedlejší (orbitální) kvantové číslo..... $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$  : odpovídá  $P(\theta)$
  - magnetické kvantové číslo..... $m = (-l, \dots, +l)$  : odpovídá  $F(\varphi)$
- energie ale závisí pouze na hlavním kvantovém čísle

$$E_n = -\frac{Rhc}{n^2}, \text{ kde } R = \frac{m_e e^4}{8\pi\epsilon_0^2 \hbar^3 c} \text{ je Rydbergova konstanta} \quad (2)$$

Pokud na atom začne působit magnetické pole, v potenciální energii elektronu musíme počítat s novým členem, který závisí na orbitálním momentu hybnosti:

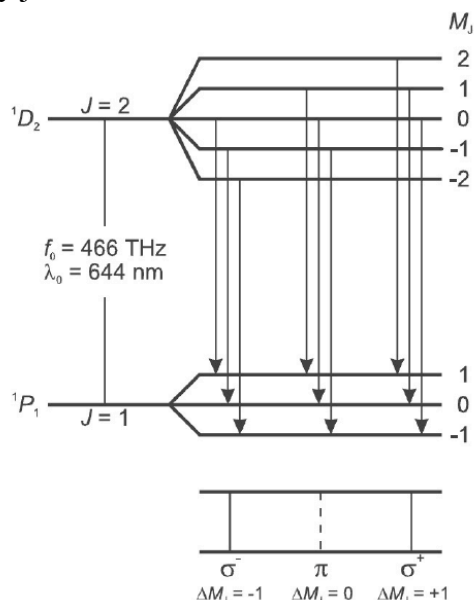
$$-\underbrace{\frac{e\hbar}{2m_e}}_{\mu_B} Bm \quad (3)$$

$\mu_B$  je Bohrov magneton a jeho hodnota je  $5.788 \cdot 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{T}^{-1}$ .

Díky tomuto členu hladiny se stejným  $n$ , ale různou hodnotou momentu hybnosti nabudou různou hodnotu energie a dojde k Zeemanově jevu - rozdělení spektrálních čar působením magnetického pole. Rozdíl mezi sousedními hladinami (se stejným  $n$ ) pak bude

$$\Delta E = \mu_B B \quad [\text{eV}] \quad (4)$$

Při vybuzení elektronů na vyšší hladiny (například el. výboji v plynech) pak mohou tyto elektrony samovolně přecházet na nižší hladiny a přitom emitovat EM záření charakteristické vlnové délky jako na obrázku:



Obr.1 : Rozštěpení energetických hladin vlivem vnějšího magnetického pole v atomu kadmia

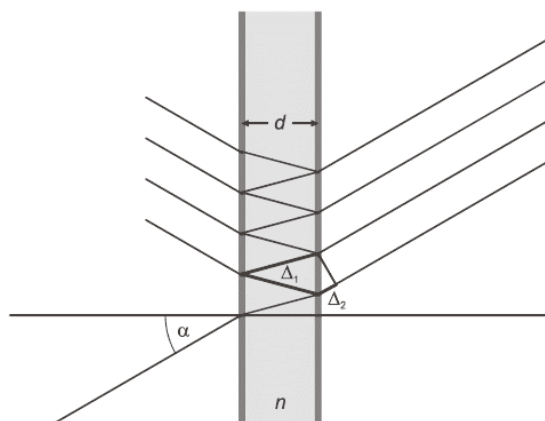
Ne všechny přechody se uskutečňují (viz zákon zachování momentu hybnosti). Povoleny jsou pouze takové přechody, při kterých je změna kvantového čísla  $\Delta M_J = 0, \pm 1$ , změna  $\Delta J = \pm 1$  a změna spinu je  $\Delta S = 0$ . Trojice čar se šipkami znázorňuje rovnocenné energetické přechody, které se nám při pohledu jeví jako jedna čára.

Některé spektrální čáry se štěpí na tři složky (triplet), zatímco jiné vytvářejí multiplety.

## 2 Experimentální část

Náš experiment jsme prováděli pomocí spektroskopické aparatury sestávající z Fabry-Perotova etalonu, optické soustavy, kadmiové výbojky, elektromagnetů a CCD snímače (viz obrázek č. 3).

Pro zkoumání Zeemanova efektu je důležité správně zvolit spektroskopickou metodu. Přístroj musí mít dostatečné rozlišení. Pokud uvažujeme známé hodnoty konstant (Bohrův magneton  $\mu_B$ , Planckova konstanta  $h$ , rychlost světla  $c$ ), zjistíme, že podle vztahu (4), pro nesupravodivý elektromagnet běžně dosažitelné pole o síle 0.5 T, je rozštěpení hladin řádově  $10^{-5}$  eV, zatímco energie fotonů červeného světla např. o vlnové délce  $\lambda = 620 \text{ nm}$  je zhruba 2 eV.



Obr.2

Na obrázku č. 2 je znázorněna optická dráha fotonů pocházejícího z přechodu mezi Zeemanovsky rozštěpenými hladinami. Při každém odrazu část projde a část se odrazí. Rozdíl mezi sousedními vystupujícími paprsky je:

$$\Delta = n\Delta_1 - \Delta_2 = \frac{2dn}{\cos \beta} - \frac{2d \sin \beta}{\cos \beta} \sin \alpha, \quad \sin \alpha = n \sin \beta$$

což lze upravit na

$$\Delta = 2 dn \left( \frac{1}{\cos \beta} - \frac{\sin^2 \beta}{\cos \beta} \right) = 2dn \cos \beta \quad (5)$$

Jednotlivé paprsky mezi sebou interferují. Abychom dostali v mikroskopu interferenční maximum, musí platit interferenční podmínka

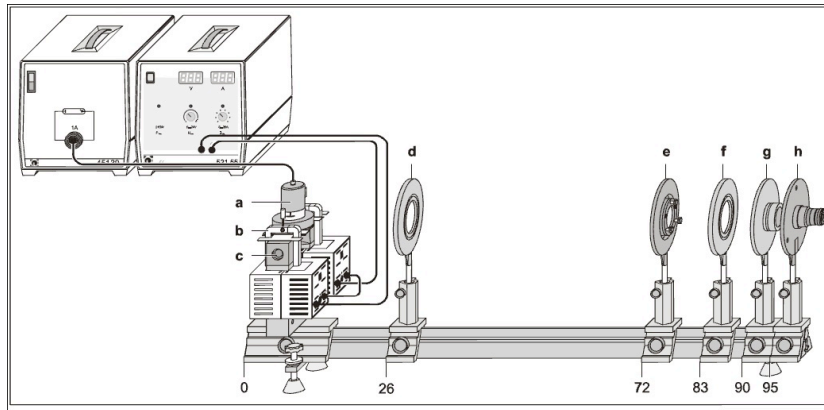
$$2dn \cos \beta = k\lambda \quad (6)$$

kde  $\lambda$  je vlnová délka. Relativní rozdíl mezi vlnovými délkami je potom

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda} = \frac{\frac{2dn}{k}(\cos \beta - \cos \beta_1)}{\frac{2dn}{k} \cos \beta} = \left( 1 - \frac{\cos \beta_1}{\cos \beta} \right), \quad \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n \Rightarrow \beta = \arcsin(\sin \alpha / n)$$

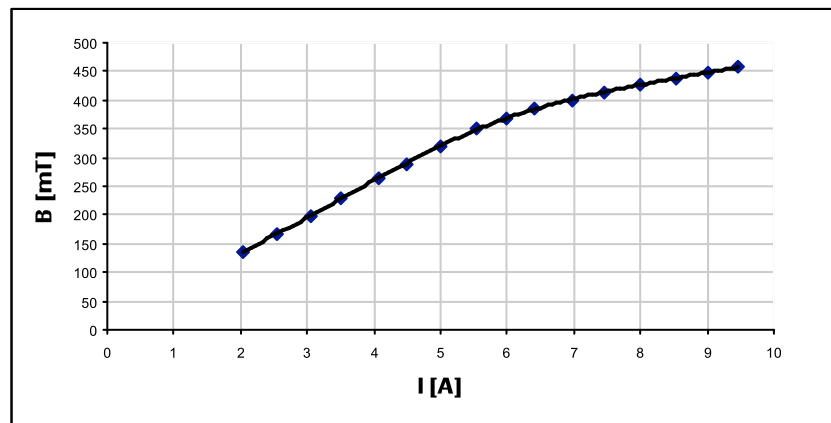
a pro rozdíl energií můžeme psát:

$$\Delta E = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} E = \frac{hc}{\lambda} \left( 1 - \frac{\cos \left( \arcsin \left( \frac{\sin \alpha_1}{n} \right) \right)}{\cos \left( \arcsin \left( \frac{\sin \alpha}{n} \right) \right)} \right) \quad (7)$$



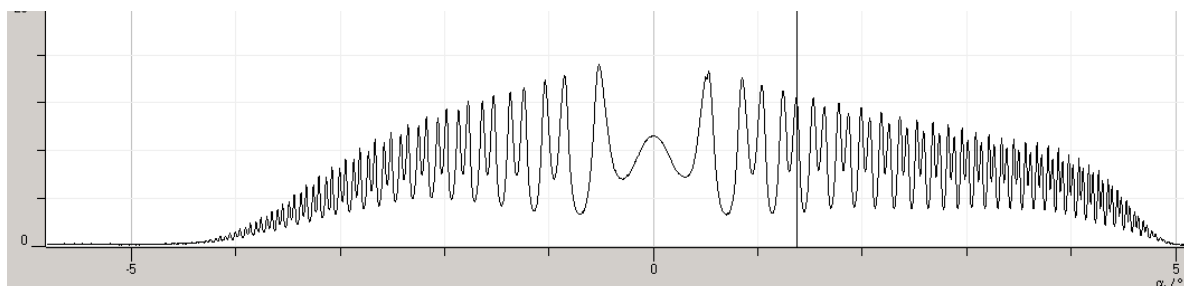
Obr. 3 : Experimentální sestava. a - Kadmiová lampa s držákem, b - svorky, c - magnety, d - spojka ( $f = 150$  mm), e - Fabry-Perotův etalon, f - spojka ( $f = 150$  mm), g - červený filtr, h - mikroskopický okulár s měřítkem. Čísla pod optickou lavicí udávají doporučené polohy součástek - reálná poloha se od nich může lehce lišit.

Jako první měření jsme zjišťovali závislost intenzity magnetického pole  $B$  mezi hroty elektromagnetu aparatury v závislosti na proudu  $I$  protékajícího cívkami.



Graf závislosti magnetické indukce na velikosti proudu

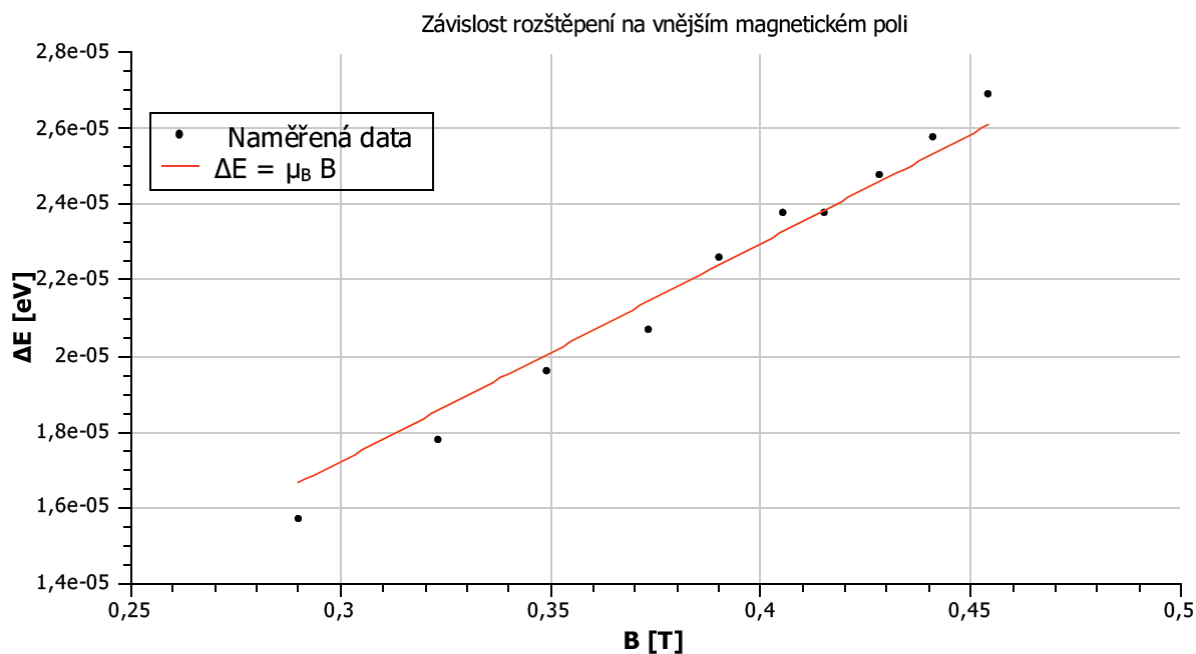
Měření se provádělo CCD snímačem citlivým na intenzitu světla. Základní hladina se odfiltrovala pomocí polarizačního filtru, který jsme použili pro snazší měření, a pozorovali jsme dvojici posunutých čar z tripletu, jak je vidět na grafu.



Graf znázornění štěpení píků/energetických hladin

Úhly jednotlivých piků byly zobrazeny na ose x. Tyto úhly jsme přepočítávali na vnitřní úhly ve Fabry-Perotově etalonu, které jsme následně používali ve výpočtech rozdílů energií rozštěpených hladin (viz vztah (7) ), kde  $\alpha_1$  je úhel posunuté čáry v magnetickém poli a  $\alpha$  je úhel bez magnetického pole.

Měření jsme provedli v rozsahu proudu 1-10A celkem desetkrát. Naměřené hodnoty nám posloužily ke zpracování dat a na jejich základě jsme vytvořili graf závislosti rozdílů energií hladin  $\Delta E$  na intenzitě magnetického pole B. Směrnice této závislosti je podle vztahu (4) Bohrov magneton  $\mu_B$ .



### 3 Shrnutí

Teoretická hodnota Bohrova magnetonu je  $5,788 \cdot 10^{-5}$  a naše naměřená hodnota Bohrova magnetonu činila  $5,703 \cdot 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{T}^{-1}$ , takže odchylka činí pouze 1,45%.

### 4 Poděkování

Velice bychom chtěli poděkovat organizátorům Týdne vědy 2010 za možnost nahlédnout do světa výzkumu, především FJFI ČVUT a našemu supervizorovi Ing. Davidovi Tlustému za vedení našeho miniprojektu.

### 5 Reference:

- [1] H.HAKEN – H.C. WOLF.: *THE PHYSICS OF ATOMS AND QUANTA SPRINGER*
- [2] [HTTP://BUON.FJFI.CVUT.CZ/~POSPISIL/PROJZS2009/NORMALZEEMANPRA.PDF](http://BUON.FJFI.CVUT.CZ/~POSPISIL/PROJZS2009/NORMALZEEMANPRA.PDF) [2010-6-15]
- [3] [HTTP://HYPERPHYSICS.PHY-ASTR.GSU.EDU/HBASE/QUANTUM/ZEEMAN.HTML](http://HYPERPHYSICS.PHY-ASTR.GSU.EDU/HBASE/QUANTUM/ZEEMAN.HTML) [2010-6-15]
- [4] [HTTP://FYZTYD.FJFI.CVUT.CZ/2008/CD/PRISPEVKY/SBPDF/ZEEMAN.PDF](http://FYZTYD.FJFI.CVUT.CZ/2008/CD/PRISPEVKY/SBPDF/ZEEMAN.PDF) [2010 -6- 14]