

Fyzikální praktikum IV

Úloha č. A17

Název. : Zeemanův jev

Měřil . : Michal Švanda.....dne : ...9. října 2001.....

odevzdal dne:.....vráceno:.....

odevzdal dne:.....vráceno:.....

odevzdal dne:.....

Posuzoval:.....dne:.....

Výsledek klasifikace:.....

Připomínky:

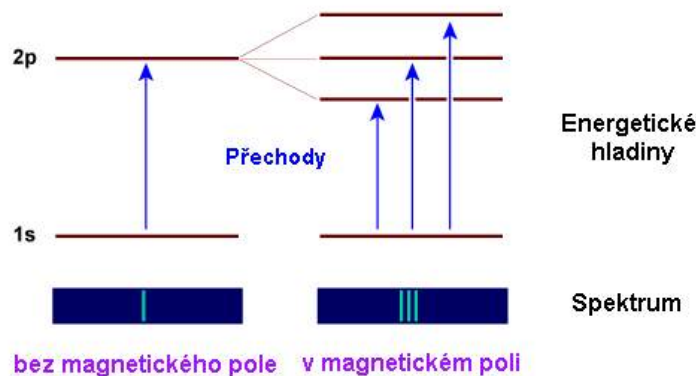
Pracovní úkol

1. Proměřte závislost magnetické indukce na proudu magnetu.
2. Ze známé hodnoty indexu lomu určete velikost disperzní oblasti Lummerovy-Gehrckovy desky.
3. Změřte rozštěpení červené spektrální čáry kadmia pro několik hodnot magnetické indukce. Rozštěpení pozorujte ve směru kolmém k magnetickému poli. Zpracujte graficky.
4. Určete polarizaci složek rozštěpené čáry. Totéž proveďte při pozorování ve směru magnetického pole.
5. Kvalitativně popište výsledky pozorování Zeemanova jevu na zelené čáře kadmia ($\lambda = 508,6$ nm).

Teoretický úvod

V roce 1896 objevil Zeeman, že na vyzařující atom může působit magnetické pole a způsobí rozštěpení spektrálních čar. Byly pozorovány rozštěpené triplety (normální Zeemanův jev) ale i složité multiplety (anomální Zeemanův efekt).

Zeemanovým efektem se nazývá štěpení spektrálních čar na dvě nebo více komponent s málo odlišnými frekvencemi, když je světelný zdroj umístěn v magnetickém poli. Byl poprvé pozorován v roce 1896 holandským fyzikem Pietrem Zeemanem na žlutých D-čarách sodíku, pokud byl plamen umístěn mezi silnými magnetickými poli. Později bylo nalezeno diskrétní štěpení spektrálních čar do více než patnácti komponent.



Zeeman za objev získal v roce 1902 Nobelovu cenu za fyziku, podělil se o ni se svým školitelem Hendrikem Antonem Lorentzem, dalším holandským fyzikem. Lorentz, který měl už dříve představu o efektech magnetismu na světlo, vyvinul teorii, podle níž elektrony obíhající kolem jádra oscilují a produkují světelné záření. Magnetická pole mohou mít vliv na oscilace a tím i na frekvenci vyzařovaného světla. Tato teorie byla potvrzena Zeemanovými pokusy a později modifikována kvantovou mechanikou do přesnější a obecnější podoby. Kvantová teorie říká, že při přeskoku elektronu z jedné diskrétní energetické hladiny do jiné se mění jeho potenciální energie a její přebytek nebo nedostatek se kompenzuje emisí nebo absorpcí kvanta světla o stejné energii; energie kvanta záření je rovna rozdílu potenciálních energií přeskokových hladin a tedy pro daný přeskok je přesně dána, proto emisi nebo absorpci podléhá jen kvantum světla s přesně určenou vlnovou délkou.

Tvar a míra štěpení určují přítomnost magnetického pole a jeho velikost. Posun i intenzita rozštěpených složek jsou symetrické vůči nerozštěpené čáře. Nejjednodušší rozštěpenou podobu má normální (Lorentzův) triplet. Je-li λ_0 vlnová délka nerozštěpené čáry v centimetrech, tak vlnové délky tří složek rozštěpené čáry jsou: $\lambda_0 - \Delta\lambda_H$, λ_0 a $\lambda_0 + \Delta\lambda_H$

$$(1) \quad \Delta\lambda_{II} = \frac{eH}{4\pi m_e c^2} g(\lambda_0),$$

kde H je intenzita magnetického pole v Gaussech

e je elementární náboj v soustavě CGSE

m_e je hmotnost elektronu v gramech ($m_e = 9 \times 10^{-28}$ g)

c rychlost světla v cm/s

g je faktor Landého pro přechody, při kterých vzniká daná čára (souvisí s kvantovými čísly přecházejícího elektronu).

Ve směru magnetického pole (longitudinální, podélný Zeemanův jev) vidíme pouze obě podélné komponenty s polarizovanou kruhově, každou v opačném směru. Díváme-li se ve směru kolmém k vektoru pole (transverzální, příčný Zeemanův jev), vidíme všechny tři složky rozštěpené čáry: neposunutá složka odpovídá komponentě p polarizované ve směru pole a posunuté složky s polarizovanou kruhově. Přitom poměrné intenzity jednotlivých složek jsou dány Searsovou formulí (fialová : střední : červená):

$$(2) \quad I_{\sigma_V} : I_{\pi} : I_{\sigma_H} = \frac{1}{4}(1 - \cos^2\gamma) : \frac{1}{2} \sin^2\gamma : \frac{1}{4}(1 + \cos^2\gamma),$$

kde γ je směr mezi zorným paprskem a vektorem pole. Tento vzorec platí pro absorpční čáru vznikající v opticky tenké vrstvě a homogenním magnetickém poli. V jiném případě je třeba vztah trochu korigovat.

V praxi se využívají polarizační efekty pouze tzn. klasického Zeemanova jevu, kdy dochází k štěpení na tři komponenty, které jsou polarizovány. Podle směru pohledu pak můžeme vidět různé projevy Zeemanovského štěpení. Díváme-li se v podélném směru, vidíme jen dvě kruhově polarizované komponenty σ (viz obrázek, část c ; část a ukazuje pohled na polarizační efekty dané spektrální čáry v případě, že v okolí nejsou žádná magnetická pole). Směr kruhové polarizace záleží na tom, o jaký přeskok hladiny se jedná. V případě, že se díváme ve směru příčném, vidíme tři lineárně polarizované komponenty, dvě komponenty σ a jednu komponentu π (viz obrázek, část b). Komponenta π je přitom rovnoběžná s vektorem magnetické indukce \mathbf{B} , obě komponenty σ jsou k \mathbf{B} kolmé. Při pohledu v obecném směru se samo nabízí řešení, jak bude vypadat polarizace rozštěpených čar - polarizace komponenty π bude jistě lineární, zatímco v komponentách σ dojde ke složení polarizace lineární a kruhové, jejímž výsledkem je polarizace eliptická. Z takto změřených polarizací pak dovedeme také zpětně rekonstruovat směr vektoru magnetické indukce \mathbf{B} .

Pro účely našeho měření budeme počítat v soustavě SI, kde pro kruhové frekvence obou σ komponent bude platit vztah:

$$(3) \quad \omega_{1,2} = \omega_0 \pm \delta\omega, \text{ kde } \delta\omega = \frac{eB}{2m_e}.$$

pro vlnové délky komponent pak vztah:

$$(4) \quad \delta\lambda = \frac{eB\lambda_0^2}{4\pi m_e c},$$

kde λ_0 je vlnová délka spektrální čáry, v níž rozštěpení pozorují, B působící magnetické pole, e , m_e a c fyzikální konstanty s hodnotami $e = 1,602 \times 10^{-19}$ C, $m_e = 9 \times 10^{-31}$ kg a $c = 3 \times 10^8$ m/s.

Známe-li magnetické pole B , které necháme na spektrální čáru působit a změříme-li rozštěpení $\delta\lambda$, můžeme z předchozího vzorečku určit specifický náboj elektronu e/m_e .

Pro zvýšení spektrálního rozlišení používáme při pozorování Lummerovu-Gehrckeovu desku.

L.-G. deska funguje podobně jako Fabry-Perotův interferometr na principu mnohasvazkové interference. Výhodou při měření je fakt, že pro získání spektrální vzdálenosti dvou spektrálních čar nepotřebujeme znát absolutně úhel, pod kterým vystupuje svazek z desky, ale stačí nám porovnávat úhly relativně.

Jestliže je úhlová vzdálenost interferenčních maxim vedlejších řádů $\Delta\beta$ a vzdálenost mezi komponentami σ a π ($\Delta\beta$), pak pro spektrální vzdálenost komponent σ a π platí formule:

$$(5) \quad \Delta\lambda = \frac{(\Delta\beta)'}{\Delta\beta} \frac{\lambda^2}{2d\sqrt{N^2-1}},$$

kde λ je vlnová délka spektrální čáry, jež podléhá Zeemanovskému rozštěpu.

Jestliže bude $\Delta\beta$ rovno $(\Delta\beta)'$, popisuje hodnota $\Delta\lambda$ spektrální interval L.-G. desky.

Výsledky měření

1) Proměřil jsem závislost magnetického pole mezi pólovými návstavci cívek na proudu cívkami protékáném. Změřenou závislost shrnuje tabulka [T1] a graf [G1]. Chybové intervaly jsou stanoveny jako maximální a jsou klasifikovány jako subjektivní při odečtu hodnot proudu i napětí z analogových přístrojů. Magnetické pole bylo měřeno pomocí Hallovy sondy, kde mezi příčným napětím U (měříme) a magnetickým polem platí vztah: $1 \text{ mV} = 0,1 \text{ T}$

Fitací polynomu druhého stupně jsem získal pro přepočet proudu a magnetického pole vztah:

$$(6) \quad B[T] = aI^2[A^2] + bI[A],$$

kde $a=(-0,0020\pm0,0004) \text{ TA}^{-2}$, $b=(0,094\pm0,006) \text{ TA}^{-1}$. Z grafu je patrné, že zvolená fitace nevystihuje úplně přesně body experimentální křivky, ale tento způsob jsem zvolil z důvodu následného počítačového zpracování.

2) Index lomu v našem případě splňuje vztah:

$$(7) \quad N = 1,44263 + \frac{7,065}{\lambda-144},$$

kde λ je vlnová délka čáry, pro níž index lomu počítáme, v nanometrech.

.Na cívkách jsem nastavil takový proud ($I=15 \text{ A}$), aby byly všechny tři komponenty všech řádů rozloženy zcela symetricky, v tom případě je spektrální vzdálenost komponent σ a π třetinou spektrálního intervalu. Získaný spektrální interval má pak hodnotu:

$$(8) \quad \Delta\lambda_D = (0,074 \pm 0,027) \text{ nm}$$

Chybový interval je stanoven z přesnosti nastavování spektrální čáry na záměrný kříž, kterou jsem odhadl jako maximální na ± 2 dva dílky stupnice.

Teoreticky vypočtený spektrální interval ze vzorce (5) má hodnotu $\Delta\lambda_p = 0,048 \text{ nm}$. Naměřená hodnota je tedy v rámci chybového intervalu v souladu s teoreticky vypočítanou hodnotou.

3) Pro tři hodnoty magnetické indukce (z důvodu slabého štěpení nemělo smysl zjišťovat rozštěpení hustší pokrytí magnetického pole) jsem změřil rozštěpení červené čáry kadmia. Na jev jsem se díval ve směru kolmém na magnetické pole.

Měření shrnuje tabulka [T3] a graficky graf [G2]. Obrovské chyby jsou způsobeny nepřesnostmi nastavování záměrného kříže na spektrální čáru.

Na základě známého vztahu mezi rozštěpením spektrální čáry a působícím magnetickým polem (4) jsem vypočítal specifický náboj elektronu:

$$\frac{e}{m_e} = (1,02 \pm 0,24) \times 10^{11} \text{ C.kg}^{-1},$$

což je v řádovém souladu s teoretickou hodnotou, která činí $1,78 \times 10^{11} \text{ C.kg}^{-1}$ bez uvedení chyby.

4) S použitím $\lambda/4$ destičky a polarizačního filtru jsem zjistil, že π komponenta je při pozorování ve směru kolmém na magnetické pole polarizována lineárně (při otáčení polarizačního filtru v jistých polohách zmizela, zatímco σ komponenty na otáčení polarizačního filtru změnou jasu nereagovaly). Otáčením $\lambda/4$ destičky a polarizačního filtru proti sobě v jistých polohách zmizely komponenty σ , z čehož usuzuji na polarizaci kruhovou (čtvrtvlnná destička změnila polarizaci na lineární, kterou lze analyzovat polarizačním filtrem, zatímco π komponenta na tyto pokusy změnou jasu nereagovala).

Ve směru rovnoběžném s magnetickým polem nebyla komponenta π pozorovatelná vůbec, zatímco σ komponenty jevíly polarizaci lineární (použitím $\lambda/4$ destičky).

5) Při pozorování v zelené čáře kadmia ($\lambda=508,6 \text{ nm}$) jsem si všiml mnohem složitějšího štěpení, než odpovídá normálnímu Zeemanovu jevu. V nižších řádech nebyly pozorovatelné žádné komponenty, pouze došlo k "rozmazání" čáry, ve vyšších řádech jsem byl schopen kvalitativně pozorovat čtyři komponenty.

Diskuse

Měření je velmi náročné na dobré zatemnění a nepřítomnost dalšího zdroje světla. Měření je ztíženo obtížnou pozorovatelností spektrálních čar a nedostatečnou intenzitou osvětlení, především ve vyšších řádech a ne každý má oko s citlivostí srovnatelnou s CCD prvkem. Separaci experimentu do zvláštní zatemněné místnosti by přispělo jednak kvalitativnímu, ale také kvantitativnímu zpřesnění měření (menší chyby při nastavování záměrného kříže na spektrální čáru). Další komplikací znesnadňující měření je nenulový mrtvý chod nastavovacího šroubu dalekohledu.

Závěr

Pozoroval jsem Zeemanův jev jak normální, tak anomální, a kvalitativně proměřil závislost rozštěpení spektrálních čar na velikosti působícího magnetického pole.

Literatura

[L1] Pelant, Fiala, Pospíšil, Fährnich - Fyzikální praktikum III. - Optika

[L2] Webová stránka Slunečního magnetografu AsÚ AV ČR Ondřejov

(<http://www.asu.cas.cz/~solmag>)