POPIS OBJEVU
K DIPLOMU ČÍS. 66

Přihlášeno: 09.03.88 /PO 33 -88/

Právo přednosti od 09.03.88

Zveřejněno:

Uděleno: 05. 12. 91

Vydáno:

MDT 537.531

Autor objevu: HRDÝ JAROMÍR RNDr. CSc., Praha

Název objevu: Existence nenulové polarizace charakteristického rentgenového záření volných atomů

Předmět objevu:

Jev spočívající v existenci nenulové polarizace charakteristického rentgenového záření volných atomů

ČJ. 046650
ÚŘAD PRO VYNÁLEZY A OBJEVY
PŘÍL.
16. X. 90
ČÍSLO

V letech 1928 se několik autorů /Bearden J.A.: Proc.Nat. Acad.Sci.U.S.14/1928/539, Wollan E.O.: Proc.Nat.Acad.Sci.U.S. 14/1928/864, Compton A.H.: Proc.Nat.Acad.Sci.U.S.14/1928/549, Mark H.,Wolf K.: Z.Phys.52/1928/1/ na základě teoretických úvah pokoušelo zjistit, zda-li charakteristické rentgenové záření, tj. rentgenové spektrální čáry, jsou alespoň částečně polarizované. Jejich pokusy prováděné s pomocí běžných rentgenových lamp však byly neúspěšné. Od té doby aktivita v tomto směru zcela ustala a všeobecně se mělo zato, že charakteristické rentgenové záření polarizováno není.

V roce 1968 Mehlhorn W.: Phys.Letters 26/1968/166 publikoval teoretickou úvahu, podle které by některé spektrální čáry vyzařované atomem vybuzeným dopadajícím elektronem měly vykazovat částečnou polarizaci, pozorujeme-li je ve směru kolmém na směr dopadajícího elektronu.

Autor objevu vycházel z předpokladu, že je-li tato teorie správná, pak možná příčina, že polarizace spektrálních čar nebyla dosud pozorována spočívá v tom, že dopadne-li elektron na anodu z pevného materiálu, je mnohonásobně rozptylován a atomy anody jsou tudíž buzeny z nejrůznějších směrů. Při svém pobytu na Johns Hopkins University v USA v r.1969-1970 prokázal polarizaci $L\alpha_1$ spektrální čáry rtuti pomocí rentgenové lampy s plynnou rtuťovou anodou. K provedení experimentu si zhotovil rentgenový polarimetr, založený na originální metodě. Experiment byl úspěšný, i když pro poměrně velice slabý měřený signál velice náročný.

Experimentem byla prokázána polarizace rentgenové spektrální čáry $L\alpha_1$ rtuti /její hodnota stanovena $P=/-14\pm4/\%/$ a tím byla i poprvé vůbec objevena existence nenulové polarizace charakteristického rentgenového spektra volných atomů.

Výsledek byl v r.1970 publikován. /Hrdý J., Henins A., Bearden J.A.: Polarization of the L α_1 X Rays of Mercury, Phys.Rev. A2, No.5 /1970/ 1708/.

K provedení experimentálního důkazu polarizace byla použita specielní rentgenová lampa s plynnou rtuťovou anodou nekomerční výroby /Bearden J.A., Huffman F.N., Spijkerman J. J.: Rev.Sci.Instr. 35 /1964/ 1681/. Byla to v podstatě evakuovaná nádoba, v jejíž spodní části byla ohřívaná nádržka se rtutí. Horké páry vycházely vzhůru z trysky tak, že tvořily svislý sloupec. Do tohoto sloupce byl nasměrován horizontální svazek elektronů z elektronového děla. Místo interakce rtuťového sloupce a svazku elektronů bylo zdrojem charakteristického rentgenového záření rtuti, tedy i L α_1 spektra o vlnové délce 0,1241 nm. Pro studium jeho polarizace byl vybrán horizontální svazek záření, který vycházel ze zdroje berylliovým okénkem ve směru kolmém k ose sloupce rtuťových par a současně kolmém na směr elektronového svazku. Aby se omezila divergence studovaného záření v horizontálním i vertikálním směru, nechalo se záření procházet speciální "štěrbinou", která se skládala ze svazku 19ti tenkostěnných kovových trubiček o vnitřním průměru 0,5 mm a délce 20 cm. Takto vymezená horizontální i vertikální divergence činila v obou směrech asi 20 úhlových minut.

Ke studiu vlastní polarizace byl zhotoven jednoduchý spektrometr. Disperzním prvkem byl krystal kalcitu difraktující na krystalografických rovinách /2,3,$\bar{5}$,4/. Záření, vymezené svazkem trubiček procházelo nejprve monitorovacím detektorem záření, kterým byl průtokový proporcionální počítač, a potom dopadalo na kalcitový monokrystal, kde docházelo k difrakci. Intenzita difraktovaného záření byla detekována scintilačním /NaI/ detektorem. Spektrometr byl konstruován tak, že umožnil otáčení krystalem kolem osy ležící v rovině difraktujícího povrchu krystalu a tuto osu bylo možno nastavit do horizontálního nebo vertikálního směru. Kdyby se podařilo vymezit velice úzký a dokonale symetrický svazek záření a Braggův úhel θ by pro L α_1 čáru byl 45°, stačilo by k zjištění polarizace změřit intenzitu difraktovaného záření

pro obě polohy osy otáčení krystalu a pro takový úhel natočení krystalu, pro který je difraktovaná intenzita $L\alpha_1$ spektrální čáry maximální. Toto však nebylo možno realizovat, neboť jednak nebylo možno zaručit symetrii svazku záření a vymezením malé divergence by se stala difraktovaná intenzita spektrální čáry neměřitelná. /Intenzita záření z plynného zdroje je proti intenzitě záření z pevného zdroje nepatrná./ Autor proto použil integrální režim měření, který spočíval v měření závislosti difraktované intenzity na úhlu natočení krystalu. Pro výpočet polarizace pak používal velikost plochy pod takto změřenými křivkami pro obě polohy osy otáčení krystalu. Difraktované intenzity záření byly samozřejmě poděleny údaji monitorovacího detektoru, aby se vyloučilo kolísání intenzity záření vyzařovaného rtuťovou rentgenovou lampou. Během měření bylo též pečlivě sledováno radioaktivní a kosmické pozadí. Bylo naměřeno celkem 20 párů křivek, aby se vyloučily náhodné odchylky měření.

Pro výpočet stupně polarizace autor odvodil vztah :

$$/1/ \quad P = \left\{ \left[\int J_\perp(\gamma)d\gamma - \int J_\parallel(\beta)d\beta \right] / \left[J_\perp(\gamma)d\gamma + J_\parallel(\beta)d\beta \right] \times \left[(1+|\cos 2\theta|)/(1-|\cos 2\theta|) \right] \right.,$$

kde γ a β označují úhly natočení krystalu, J je difraktovaná intenzita, nebo přesněji difraktovaný výkon záření pro určité úhlové nastavení krystalu a θ je Braggův úhel. Symbol $\parallel$ a β se vztahuje k případu, kdy je osa otáčení krystalu horizontální a symbol $\perp$ a γ odpovídají svislé ose otáčení. Podle definice je přitom

$$P = \left[\int \mathcal{J}_\perp(\lambda)d\lambda - \int \mathcal{J}_\parallel(\lambda)d\lambda \right] / \left[\int \mathcal{J}_\perp(\lambda)d\lambda + \int \mathcal{J}_\parallel(\lambda)d\lambda \right],$$

kde λ je vlnová délka a $\mathcal{J}_\parallel(\lambda)$ a $\mathcal{J}_\perp(\lambda)$ označují polarizační složky spektrální intenzity $L\alpha_1$ čáry.
Použití autorem odvozeného vztahu vylučuje vliv případné nesymetrie vymezeného svazku rentgenového záření a bere v úvahu fakt, že jelikož je θ různé od 45°, jsou v obou měřicích polohách krystalů v difraktovaném výkonu záření zastoupeny obě polarizační složky.

Odvození vztahu pro polarizaci. Základem jsou vztahy pro difraktovaný výkon krystalem podle knihy Compton A.H. a Allison S.K.: X-Rays in Theory and Experiment, Van Nostrand, New York, 1935, str.718.

$$J_{\parallel}(\beta) = \iiint J_{\parallel}(\lambda)\, G(\alpha,\varphi)\, C[\varphi-\beta-(\tfrac{1}{2}\alpha^2)\,tg\,\theta-[(\lambda-\lambda_0)/\lambda_0]\,tg\,\theta]\,d\alpha\,d\varphi\,d\lambda +$$
$$+ \iiint J_{\perp}(\lambda)\, G(\alpha,\varphi)\, \bar{C}[\varphi-\beta-(\tfrac{1}{2}\alpha^2)\,tg\,\theta-[(\lambda-\lambda_0)/\lambda_0]\,tg\,\theta]\,d\alpha\,d\varphi\,d\lambda$$

$$J_{\perp}(\beta) = \iiint J_{\perp}(\lambda)\, G(\alpha,\varphi)\, C[\alpha-\beta-(\tfrac{1}{2}\varphi^2)\,tg\,\theta-[(\lambda-\lambda_0)/\lambda_0]\,tg\,\theta]\,d\alpha\,d\varphi\,d\lambda +$$
$$+ \iiint J_{\parallel}(\lambda)\, G(\alpha,\varphi)\, \bar{C}[\alpha-\beta-(\tfrac{1}{2}\varphi^2)\,tg\,\theta-[(\lambda-\lambda_0)/\lambda_0]\,tg\,\theta]\,d\alpha\,d\varphi\,d\lambda .$$

Funkce $G(\alpha,\varphi)$ charakterizuje vyzařování lampy do horizontálního směru /úhel α / a do vertikálního směru /úhel φ /.
C a $\bar{C}$ jsou krystalové funkce pro obě polarizační komponenty. Z výše uvedených vztahů plyne

$$\int J_{\parallel}(\beta)\,d\beta = S_G S_C \int J_{\parallel}(\lambda)\,d\lambda + S_G S_{\bar{C}} \int J_{\perp}(\lambda)\,d\lambda ,$$

$$\int J_{\perp}(\beta)\,d\beta = S_G S_C \int J_{\perp}(\lambda)\,d\lambda + S_G S_{\bar{C}} \int J_{\parallel}(\lambda)\,d\lambda ,$$

kde

$$S_G = \iint G(\alpha,\varphi)\,d\alpha\,d\varphi ,$$
$$S_C = \int C[x]\,dx$$
$$S_{\bar{C}} = \int \bar{C}[x]\,dx$$

Z teorie difrakce je známo, že $S_{\bar{C}} = S_C[\cos 2\theta]$.
Z těchto vztahů a za logického předpokladu, že $J_{\perp}(\lambda)$ a $J_{\parallel}(\lambda)$ si jsou úměrné, tj. platí $J_{\perp}(\lambda) = \text{konst.}\ J_{\parallel}(\lambda)$, lze již snadno odvodit vztah /1/ pro polarizaci, v kterém funkce $G(\alpha,\varphi)$ již nevystupuje.

Dosazením experimentálních hodnot obvyklým způsobem zpracovaných do /1/ byla získána hodnota pro polarizaci

$$P = /-14 \pm 4/\%$$

tedy hodnota značně se lišící od nuly.

Popsaný objev nemá bezprostřední praktické aplikace, avšak je významný pro přesnější pochopení a studium mechanismu srážek atomů s elementárními částicemi, v tomto případě elektrony.

Jev polarizace charakteristického záření byl později potvrzen i pro jiné prvky řadou zahraničních autorů. ~~V přitoze jsou jako příklad uvedeny některé práce, které na popisovaný objev navazují anebo se na něj odvolávají.~~

~~P Ř E D M Ě T O B J E V U~~

~~Jev spočívající v existenci nenulové polarizace charakteristického rentgenového záření volných atomů.~~

