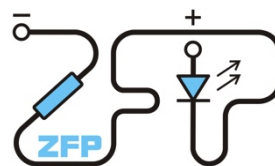


Kabinet výuky obecné fyziky, UK MFF

Fyzikální praktikum IV.



Úloha č. A21.

Název úlohy: Studium Rentgenových spekter

Jméno: Jan Hrabovský

Obor: FOF

Datum měření: 8.10.2018

Datum odevzdání:

Připomínky opravujícího:

	Možný počet bodů	Udělený počet bodů
Práce při měření	0 - 3	
Teoretická část	0 - 2	
Výsledky a zpracování měření	0 - 9	
Diskuse výsledků	0 - 4	
Závěr	0 - 1	
Seznam použité literatury	0 - 1	
Celkem	max. 20	

Posuzoval:

dne:

A21 Studium rentgenových spekter

Základní fyzikální praktikum (Fyzikální praktikum IV. OF)

Vypracoval: Jan Hrabovský

UKČO: 61088176

Datum měření: 8.10.2018

Pracovní úkoly:

1. S využitím krystalu LiF jako analyzátoru proveďte měření následujících rentgenových spekter:
 - a. **Rentgenka s Cu anodou.**
 - I. proměřte krátkovlnné oblasti spekter brzdného záření při napětích 15 kV/1 mA, 25 kV/0,8 mA, 30 kV/0,8 mA, 33 kV/0,8 mA. K měření používejte tyto parametry: clonu o průměru 2 mm, interval Braggova úhlu pro 15 kV v rozmezí ($10^\circ - 15^\circ$) s krokem 0.2° a dobou expozice 8 s a pro ostatní napětí interval Braggova úhlu ($3^\circ - 10^\circ$) s krokem 0.2° a dobou expozice 5 s;
 - II. proměřte charakteristická spektra rentgenky při napětích 15 kV a 33 kV. K měření používejte tyto parametry: clonu o průměru 2 mm, interval Braggova úhlu ($15^\circ - 30^\circ$), krok 0.1° a dobu expozice 2 s;
 - III. proměřte tvar spektra s Zr absorbérem. K měření používejte tyto parametry: clonu s Zr absorbérem tloušťky 0.05 mm, interval Braggova úhlu ($3^\circ - 30^\circ$), krok 0.1° a dobu expozice 2 s;
 - IV. proměřte tvar spektra s Ni absorbérem. K měření používejte tyto parametry: clonu s Ni absorbérem tloušťky 0.01 mm, interval Braggova úhlu ($3^\circ - 30^\circ$), krok 0.1° a dobu expozice 2 s.
 - b. **Rentgenka s Fe anodou**
 - I. proměřte charakteristické spektrum rentgenky při napětí 33 kV/0.8 mA. K měření používejte tyto parametry: clonu o průměru 2 mm, interval Braggova úhlu ($3^\circ - 30^\circ$), krok 0.1° a dobu expozice 2 s;
 - II. proměřte tvar spektra s Zr absorbérem. K měření používejte tyto parametry: clonu s Zr absorbérem tloušťky 0.05 mm, interval Braggova úhlu ($3^\circ - 30^\circ$), krok 0.1° a dobu expozice 3 s.
 - c. **Rentgenka s Mo anodou.**
 - I. proměřte charakteristické spektrum rentgenky při napětí 33 kV/0.8 mA. K měření používejte tyto parametry: clonu o průměru 2 mm, interval Braggova úhlu ($3^\circ - 35^\circ$), krok 0.1° a dobu expozice 3 s.
 - d. **Rentgenka s Cu anodou:**
 - I. proměřte charakteristické spektrum rentgenky při napětí 33 kV/0.8 mA v intervalu Braggova úhlu ($42^\circ - 51^\circ$). K měření používejte tyto parametry: clonu o průměru 2 mm, krok 0.1° a dobu expozice 2 s.
2. **Interpretujte naměřené výsledky (pro mezivzdušnou vzdálenost krystalu LiF použijte hodnotu $d = 201,4$ pm):**
 - a. **Krátkovlnná mez brzdného záření**
 - I. Ze změřených mezních vlnových délek (respektive frekvencí) určete hodnotu Planckovy konstanty a oceňte přesnost měření
 - b. **Moseleyův zákon**
 - I. Přesvědčte se, že naměřené úhlové frekvence spektrálních čar K_α a K_β pro různé prvky splňují Moseleyův zákon. Ze směrnice příslušné závislosti určete hodnotu Rydbergovy úhlové frekvence a využitím této hodnoty určete též průměrnou hodnotu stínící konstanty.

- II. Přesvědčte se, že i naměřené polohy absorpčních hran Zr a Ni splňují Moseleyův zákon.
 - III. Všimněte si, že absorpční hrana Ni koinciduje se spektrální čarou K_{β} mědi; této skutečnosti se využívá v rentgenové difraktoografii pro monochromatizaci charakteristického spektra mědi. Z provedeného měření určete filtrační efekt niklu pro čáru K_{β} .
- c. **Úhlová disperze**
- I. Ze změřených spekter molybdenu určete velikost úhlové disperze pro různé řády difrakce.

Teoretická část:

Jako rentgenové záření (RTG) se označuje elektromagnetické záření, které se nachází v oboru vlnových délek mezi 1 pm a 5 pm. Jako běžný laboratorní zdroj RTG záření se používá rentgenka, která může mít několik experimentálních uspořádání, například v závislosti na metodě chlazení anody. Běžná rentgenka je tvořena vakuovou baňkou, ve které je umístěna katoda a anoda. Termoemisi jsou z katody uvolňovány elektrony, které jsou polem urychlovány směrem k anodě pomocí vloženého napětí (U). Jejich přiblížením a následným dopadem je uvolňováno elektromagnetické záření, které se skládá ze dvou složek, ato složky brzdné a charakteristické. Brzdné záření je spojité spektrum, které je emitováno elektronem (záporným nábojem), který je zpomalován při přiblížení k anodě. Nejvyšší energie fotonu, která může být při brždění emitována, souhlasí s kinetickou energií, která by mohla být přenesena jedním fotonem. Při předpokladu platnosti zákona zachování energie následně tedy platí následující vztahy pro mezní frekvenci (1) respektive mezní vlnovou délku a vztah (2), včetně jejich dalších zobrazených úprav.

$$\omega_m = 2\pi\nu_m \tag{1}$$

$$\hbar\omega_m = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda} = eU_a \text{ nebo také } \left(h\nu_m = \frac{hc}{\lambda} = eU_a \right) \tag{2}$$

Mimo brzdné záření je z rentgenky (resp. z anody po dopadu elektronů o dostatečné energii) také emitováno záření charakteristické, které je typické pro materiál, ze kterého je anoda vyrobena. S rostoucí energií elektronů dopadajících na anodu intenzita tohoto záření narůstá. Na rozdíl od optických spekter je charakteristické záření způsobeno intra přechody mezi vnitřními hladinami atomu. Příchozí elektron o dostatečné energii může způsobit vznik vakance na nižší hladině, která je následně zaplněna přechodem elektronu z hladiny vyšší, což vede k vyzáření přebytečné energie ve formě elektromagnetického záření. Je také známo, že obdobně jako v případě optických spekter, i čáry RTG spektra mají svou jemnou strukturu, jejíž původ je v mechanismu štěpení hladin, ke kterému přispívají jak elektrony na ostatních slupkách (stínící vliv elektronů) tak relativistické efekty. Z kvantové mechaniky je následně známý vztah pro vyjádření vazebné energie elektronu E_n v mnoha elektronovém atomu (3), kde m_e vyjadřuje hmotnost elektronu, e elementární náboj, h Planckovu konstantu, ε_0^2 permitivitu vakua, Z atomové číslo a s stínící konstantu, reprezentující stupeň stínění elektrického pole.

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} (Z-s)^2 \frac{1}{n_i^2}, n_i = 1, 2, 3, \dots \quad (3)$$

Přestupem elektronu ze slupky L ($n=2$) do vrstvy K ($n=1$) je generováno RTG záření, které označujeme jako sérii K. V případě, kdy je stínící konstanta stejná pro obě slupky, může být frekvence vyzářeného fotonu vyjádřena následujícím vztahem (4)

$$\omega = \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{m_e e^4 \pi}{4\varepsilon_0^2 h^3} (Z-s)^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) = R_\omega (Z-s)^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (4)$$

V tomto vztahu je zavedena veličina R_ω , která se nazývá Rydbergova úhlová frekvence a pro kterou platí (5).

$$R_\omega = \frac{m_e e^4 \pi}{4\varepsilon_0^2 h^3} = (2,06707\dots) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \quad (5)$$

V případě, kdy je ve vzorci (4) dosazeno za $n_1=1$ a $n_2=2$, dostaneme výraz pro spektrální čáru K_α ve tvaru (6), obdobně lze postupovat pro spektrální čáru K_β když do (4) dosadím za $n_1 = 1$ a za $n_2 = 3$ (7)

$$\sqrt{\omega} = \frac{\sqrt{3R_\omega}}{2} (Z-s) \quad (6)$$

$$\sqrt{\omega} = \frac{2\sqrt{2R_\omega}}{3} (Z-s) \quad (7)$$

Tyto vztahy vyjadřují tzv. Moseleyův zákon.

Pokud dochází k průchodu primárního RTG záření prostředím, dochází k jeho postupnému utlomu, jenž je způsobeno především rozptylem a fotoefektem. Tuto situaci lze popsat součinitelem útlumu, reprezentovaného vztahem (8), kde I_0 je intenzita vstupujícího RTG záření do vrstvy o hloubce d a reprezentované součinitelem útlumu μ .

$$I = I_0 e^{-\mu d} \quad (8)$$

Útlum je spektrálně závislá veličina, která je dále závislá na atomovém čísle prvků tvořících absorbující vrstvu. Součinitel útlumu bude v našem případě záviset pouze na fotoefektu a tedy budeme zanedbávat příspěvek vzniklý rozptylem.

RTG záření se používá pro studium difrakce na krystalech. Difrakci na rovinách krystalu lze vyjádřit Braggovou rovnicí (9), kde d je meziorovinná vzdálenost a θ úhel, který svírá dopadající záření s uvažovanou soustavou sousedních rovin, λ je vlnová délka a n řád difrakce.

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (9)$$

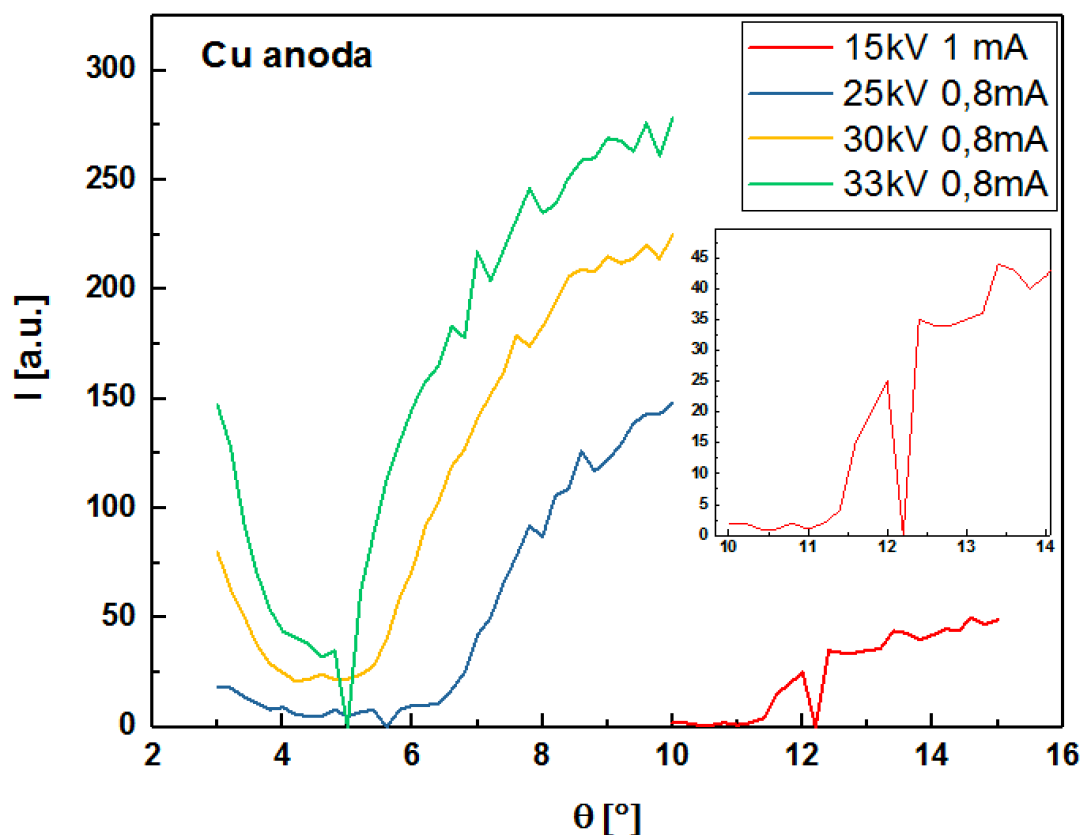
Úhlová disperze záření γ určíme z Braggovy rovnice dle vztahu (10):

$$\gamma = \frac{\partial \theta}{\partial \lambda} = \frac{n}{2d \sin \theta} \quad (10)$$

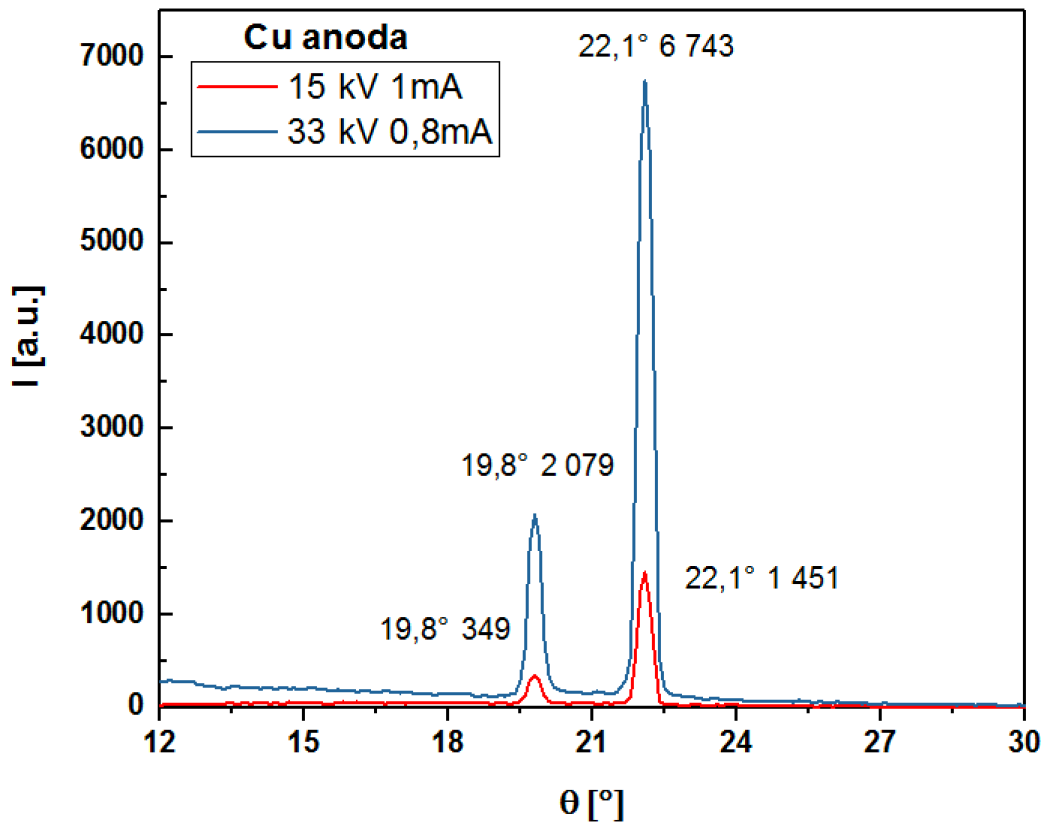
EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST:

V rámci první části měření bylo systematicky postupováno dle jednotlivých bodů v zadání, kdy byly studovány tři použité typy anod - Cu, Fe a Mo za rozdílných podmínek (rozdílného použitého napětí a proudu, kroků měření a dob expozic) a v kombinaci s dvěma absorbéry. Specifika jednotlivých měření lze nalézt v zadání tohoto protokolu nebo v příloze 1. Hlavním předmětem studia bylo sledování brzdného a charakteristického záření u jednotlivých konfigurací měření.

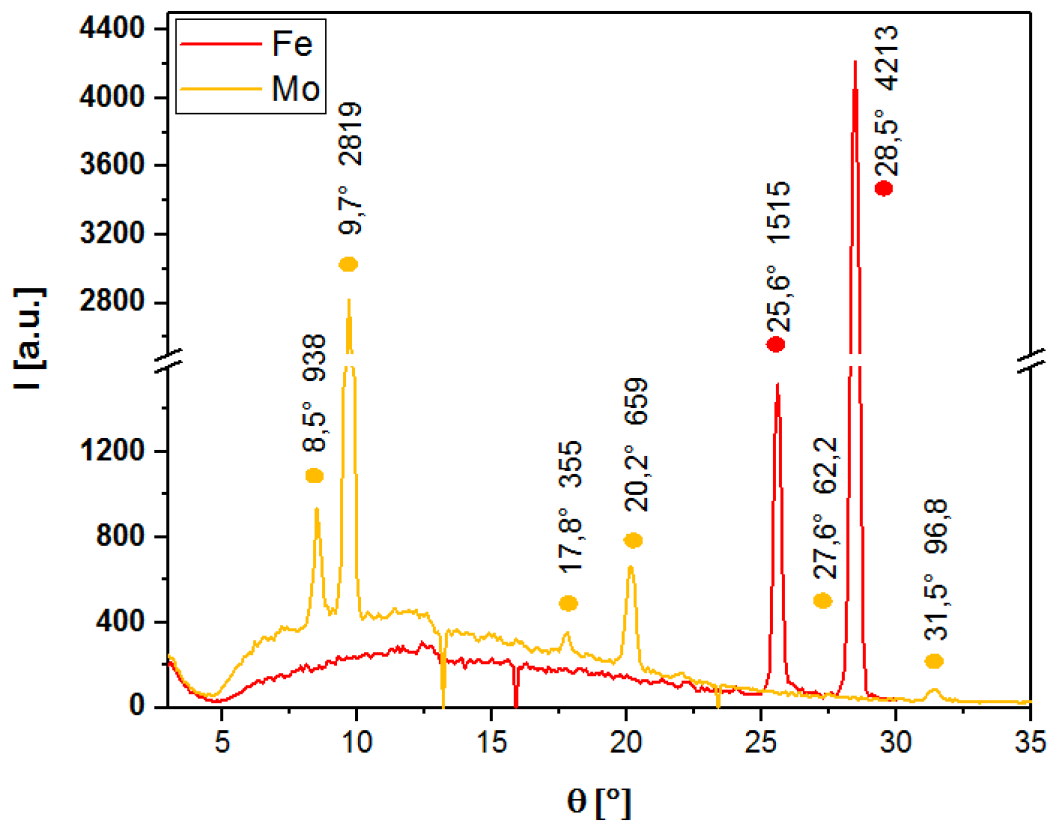
Nejprve bylo studována krátkovlnná oblast RTG spektra brzdného záření v příslušném nastavení pro použitou anodu Cu při rozdílném nastavení 15 kV/1 mA, 25 kV/ 0,8 mA, 30 kV/ 0,8 mA a 33 kV/ 0,8 mA (Graf 1.), následně bylo studováno její charakteristické záření pro 15 kV a 33 kV (Graf 2.) a posléze kombinace měření s použitými absorbéry Zr a Ni při napětí 33 kV/0,8 mA (Graf 5.). Charakteristické spektrum Cu anody při vyšších úhlech a nastavení 33 kV/0,8 mA bylo také měřeno kvůli studiu úhlové disperze (Graf 8.). Následně byly studovány charakteristická spektra Fe anody v sestavě bez (Graf 3.) a se zařazeným Zr (Graf 6) absorbérem při 33 kV/0,8 mA a charakteristické spektrum Mo anody (Graf 3).



Graf.1. Záznam měření krátkovlnné oblasti spektra brzdného RTG záření pro různé hodnoty napětí při použití Cu anody. K měření byla použita clona o průměru 2 mm a rozdílné intervaly měření Braggova úhlu pro jednotlivá napětí 15 kV ($10^\circ - 15^\circ$, krok 0.2° , $t_{\text{exp}} = 8$ s) a pro zbylá 25, 30 a 33 kV ($3^\circ - 10^\circ$, krok 0.2° , $t_{\text{exp}} = 5$ s)



Graf.2. Záznam měření spekter RTG při použití Cu anody s clonou o průměru 2 mm pro dvě různé hodnoty napětí 15 kV a 33 kV v rámci měření byl nastaven krok 0,1° s dobou expozice $t_{exp} = 2$ s



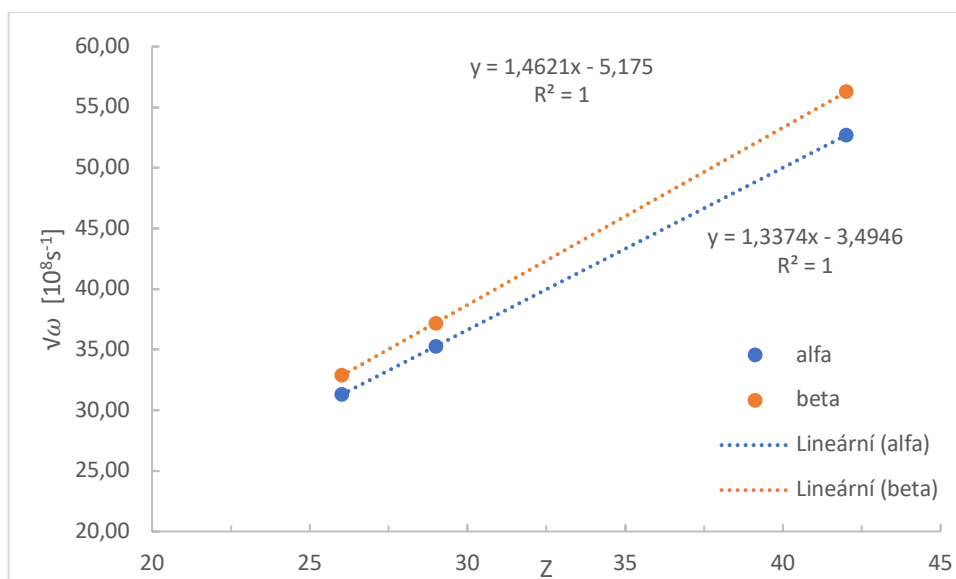
Graf.3. Záznam měření spekter RTG při použití Fe a Mo anody v nastavení 33 kV, 0,8 mA s použitou clonou 2 mm, dobou expozice 2 s a zvoleným krokem měření 0,1°. Anody byly proměřovány v intervalu 3°- 30°v případě Fe anody a 3°- 35°v případě Mo anody.

V druhé části praktika bylo předmětem studium těchto naměřených spekter. Ze znalosti Braggovy rovnice (9) byla vypočítána mezní vlnová délka detekovaných fotonů pro použité anody, kde byla jako vzdálenost sousedních rovin měřeného krystalu LiF použita hodnota uvedená v materiálech laboratorního praktika a tedy 201,4 pm^[1]. Odečtené hodnoty pro mezní úhly (Graf 1., Graf 5.) a získané hodnoty mezních vlnových délek jsou uvedeny v tabulce (Tab.1). V rámci měření byla uvažována chyba natočení krystalu 0,4° (zjištěna z porovnání tabelovaných hodnot vlnových délek pro charakteristické přechody) spojená plus s chybou odečtu z naměřených spekter, která byla stanovena jako polovina intervalu kroku, který byl v příslušném měření použit. (v rámci měření byly použity pouze dvě nastavení a to s krokem 0,2° a 0,1°). Výsledná Planckova konstanta byla vzata jako průměr z vypočtených dat $h = (6,1 \pm 0,7) \cdot 10^{-34} \text{ Js}^{-1}$.

Tab.1. Záznam odečtených dat mezních úhlů a k nim dopočtených mezních vlnových délek spolu s vypočtenou hodnotou Planckovy konstanty

Anoda	U [kV]	θ [°]	λ [pm]	h_{exp} [10^{34} Js^{-1}]	h_{exp}/h_{tab}
Cu	15	$13,4 \pm 0,6$	93 ± 4	$7,5 \pm 3$	1,13
	25	$6,1 \pm 0,6$	43 ± 4	$5,7 \pm 5$	0,86
	30	$5,1 \pm 0,6$	39 ± 4	$5,7 \pm 6$	0,87
	33	$5,0 \pm 0,6$	35 ± 4	$6,2 \pm 7$	0,93
Fe	33	$4,7 \pm 0,6$	33 ± 4	$5,8 \pm 7$	0,88
Mo	33	$4,6 \pm 0,6$	32 ± 4	$5,7 \pm 7$	0,86

Následně využitím vztahů (4) až (7) byly využity hodnoty odečtu úhlů a z nich dopočtených vlnových délek pro charakteristické přechody u jednotlivých prvků ke konstrukci závislosti $\sqrt{\omega} \sim Z$, kde Z je atomové číslo prvku přiřazené k dané frekvenci. Tato závislost reprezentuje tzv. Moseleyův zákon a je zobrazena na grafu níže (Graf. 4) pro K_α a K_β čáry charakteristického záření.



Graf.4. Grafické vyjádření Moseleyova zákona $\sqrt{\omega} \sim Z$ pro prvky Cu, Fe a Mo a jejich K_α a K_β čáry charakteristického záření

Analytickým vyšetřením lineárních regresí v Grafu 4. lze směrnice zjištěných přímek ztotožnit s Rydbergovou úhlovou frekvencí R_ω , pro případ K_α čáry dle vztahu (6) a v případě K_β čáry dle vztahu (7) a dostáváme tedy hodnoty $R_\omega(K_\alpha) = (2,38 \pm 0,09) \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$ a $R_\omega(K_\beta) = (2,46 \pm 0,09) \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$. Dále byly určeny hodnoty stínící konstanty pro čáry K_α a K_β pro prvky Cu, Fe, Mo, vše je uvedeno v tabulce (Tab.2.).

Tab.2. Vypočítané hodnoty pro Rydbergovu konstantu a stínící konstantu

Spektrální čára	$R_\omega [10^{16} \text{ s}^{-1}]$	s
K_α	$2,38 \pm 0,09$	$2,61 \pm 0,04$
K_β	$2,40 \pm 0,09$	$3,54 \pm 0,06$

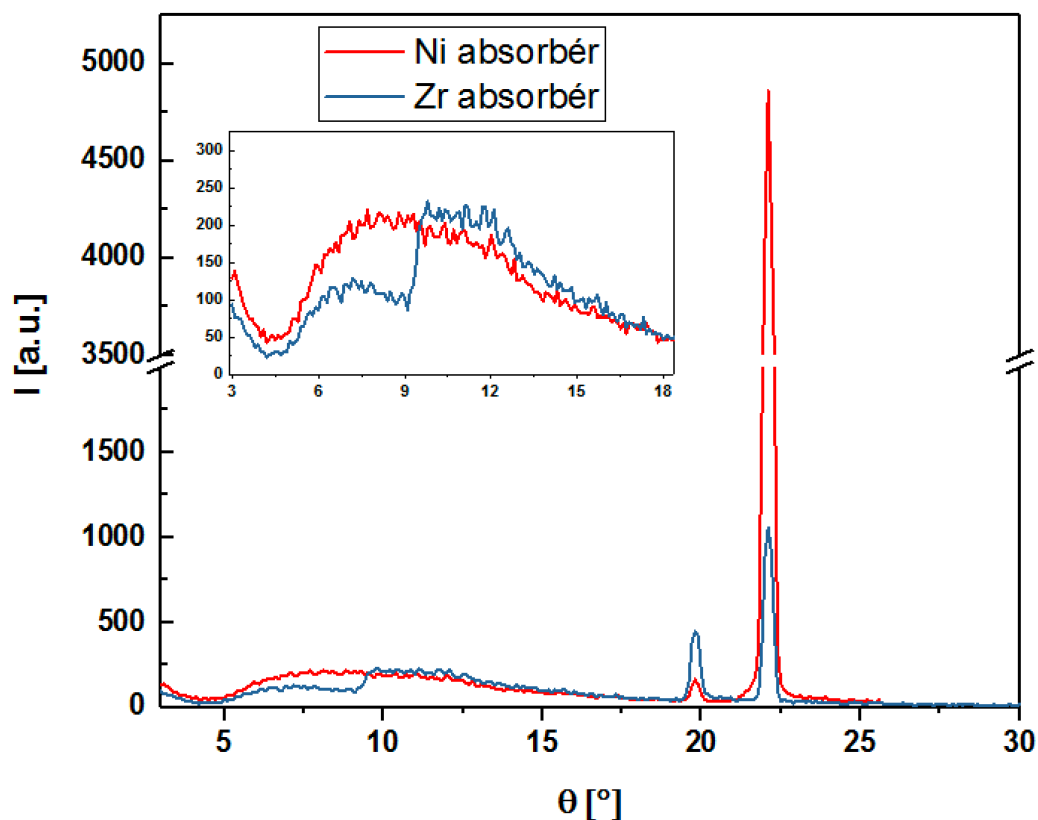
Zařazením absorbérů do měřicí aparatury došlo k podstatným změnám v rámci měřených spekter. Použití absorbéru Zr a Ni v kombinaci s Cu anodou lze sledovat na následujícím grafu (Graf.5). Kombinace Zr absorbéru s Fe anodou je zachycena a porovnávána s případem bez zařazení absorbéru na přiloženém grafu (Graf. 6). U těchto dvou experimentálních uspořádání byla odečtena hodnota vlnové délky absorpční hrany (Tab 3.) a následně vynesena opět závislost v rámci myšlenky Moseleyova zákona, tentokrát pro Cu anodu se zařazenými absorbéry (Graf. 7). V tomto případě však není zřejmé, jaký je parametr přiřazený Rydbergově konstantě, a proto můžeme hodnotit pouze kvalitativní stránku vynesena závislosti. Lze tedy psát následující

$$\text{směrnice} = \text{konstanta} \cdot \sqrt{R_\omega} = 1,3395$$

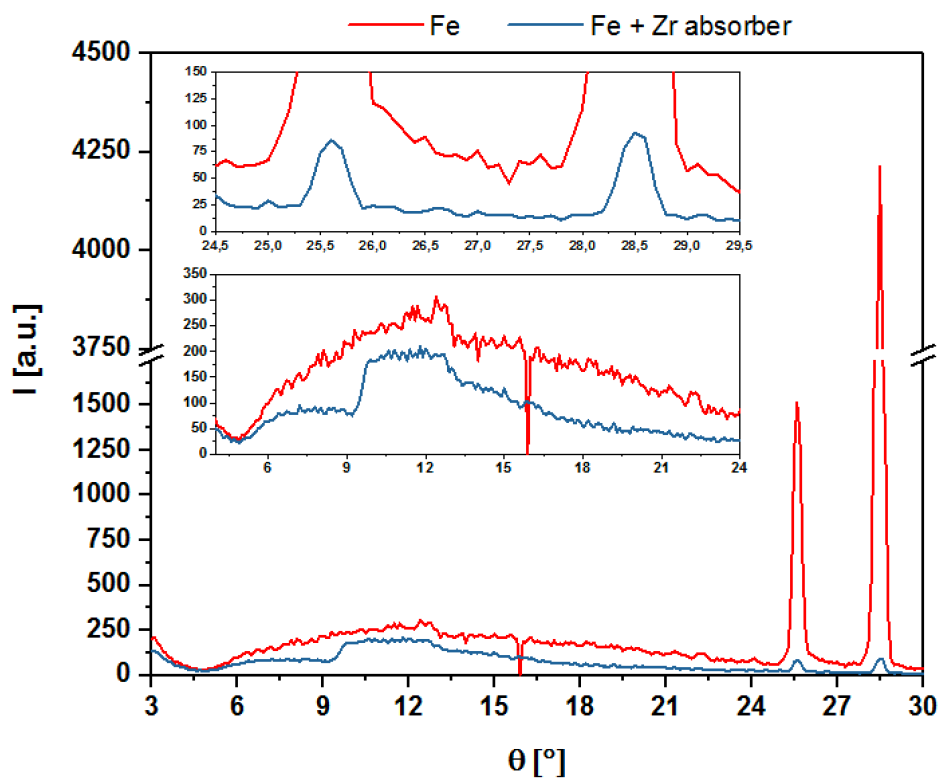
Jelikož se jedná o dvoubodovou závislost, statistické chyby jsou nulové.

Tab.3. Záznam dat mezních úhlů a k nim dopočtených mezních vlnových délek spolu s vypočtenou hodnotou Planckovy konstanty

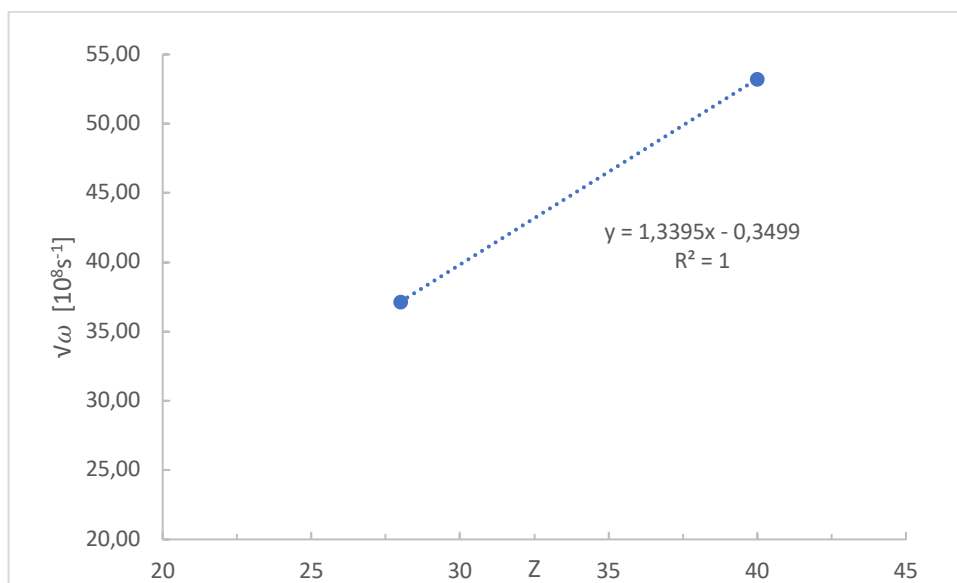
Anoda	Z	θ [°]	λ [pm]	ω
Zr	40	9,5	67 ± 4	$2,83 \pm 0,04$
Ni	28	19,8	136 ± 4	$1,38 \pm 0,04$



Graf.5. Záznam měření spekter RTG při použití Cu anody se dvěma použitými clonami s absorbérům v jednom případě Zr (0,05mm) a v druhém případě Ni (0,01 mm), kde čísla v závorce uvádí tloušťku vrstvy použitého absorbérů. V obou případech bylo použito napětí 33 kV s krokem měření $0,1^\circ$ s dobou expozice $t_{\text{exp}} = 2$ s v proměřovaném intervalu 3° až 30° .

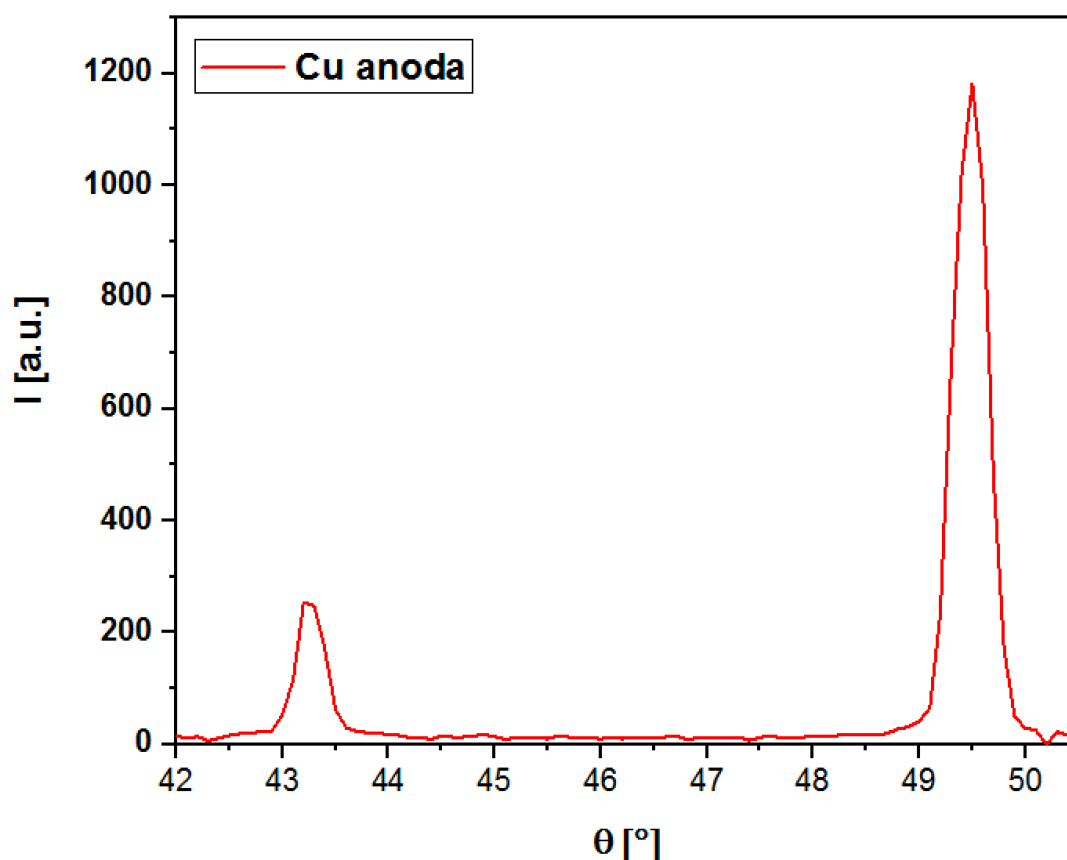


Graf.6. Záznam měření spekter RTG při použití Fe anody v nastavení 33 kV, 0,8 mA s použitou clonou 2 mm a clonou s absorbérům Zr (0,05 mm tloušťky), zvoleným krokem měření $0,1^\circ$ v intervalu 3° - 30° a s dobou expozice v případě konfigurace s absorbérům 3 s a bez něj 2 s.



Graf.7. Potvrzení Meseleyova zákona pro použití absorberů Ni a Zr a odečtů jejich absorpčních hran

Z naměřených spekter za použití absorberů lze dále vyčíst, že spektrální čára K_β Mědi koinciduje s absorpční hranou niklu, čehož se často využívá při měřeních, kdy je zapotřebí využívat pouze jednu ze spektrálních čar. Filtrační efekt lze vyjádřit porovnáním měření za stejných podmínek s a bez zapojení absorberu, kdy budeme zkoumat intenzity K_β čáry, tedy tento poměr odpovídá $163/2079 = 0,078 \sim 8 \%$. Tento údaj reprezentuje poměr prošlých a absorbovaných fotonů. V rámci měření je odhadovaná chyba v rámci jednotek procent. Filtrační efekt K_β čáry je však také doprovázen poklesem K_α spektrální čáry, který je $\sim 28 \%$.



Graf.8. Záznam měření spekter RTG při použití Cu anody 33 kV/0,8 mA a použitou clonou o průměru 2 mm, krokem měření 0,1 ° a dobou expozice 2 s v rozsahu 42° - 51°. Menší spektrální čára K_{β} je centrována při 43,2 ° (intenzita 254) a vyšší spektrální čára odpovídající K_{α} je centrována při 49,5 ° (intenzita 1182).

V poslední části měření byla vyšetřována závislost úhlové disperze, jenž byla vypočítána dle vztahu (10) pro jednotlivé pozorované spektrální čáry opět za současného využití (9), pro odpovídající řád difrakce. V případě RTG záření Mo byly sledovány spektrální čáry do třetího řádu difrakce, v případě mědi do druhého řádu. Odečtené hodnoty z grafů (Graf 3. a Graf 8.) a dopočtené hodnoty úhlové disperze jsou zaneseny v tabulce (Tab. 4.).

n	Molibden			Měď		
	K_{α}	K_{β}	$\partial\theta/\partial\lambda$ [°pm ⁻¹]	K_{α}	K_{β}	$\partial\theta/\partial\lambda$ [°pm ⁻¹]
1	9,7	8,5	0,144E	22,1	19,8	0,152
2	20,2	17,8	0,301	49,5	43,2	0,206
3	31,5	27,6	0,091	-	-	-

Diskuse:

Vyjma hodnoty Planckovy konstanty pro 15 kV vycházejí hodnoty pro Planckovu konstantu nižší, než je její udávaná tabelovaná hodnota. Při zprůměrování hodnot vychází její hodnota menší přibližně o 8 % oproti tabelované. V rámci zvýšení přesnosti měření byla stupnice okalibrována pomocí známých hodnot pro maxima charakteristických čar pro jednotlivé prvky a tato odchylka byla vzata v úvahu při výpočtu chyb jednotlivých veličin. Naměřené hodnoty se odlišují přibližně o 0,5°. V rámci uvažování této chyby měření se při výpočtu Planckovy konstanty dostaneme překryvem chybovostních intervalu přibližně k tabelované hodnotě.

Jak již bylo uvedeno v předchozím odstavci, všechny naměřené hodnoty jsou zatíženy systematicky se projevující chybou, která může mít vliv na absolutní hodnoty diskutovaných veličin, nicméně v rámci pozorovaných trendů, například při studiu platnosti Moseleyova zákona, by se tato chyba neměla projevit. Mnohem markantnější je z tohoto pohledu chyba způsobená při odečtu dat, jelikož v rámci praktičnosti laboratorního praktika jsou voleny poměrně nevhodné kroky a iterační časy, které neumožňují pečlivé proměření spekter. Pokud to bylo možné, potřebná data byla odečítána v programu OriginPro tak, aby byla co nejvíce reprezentativní avšak zejména prokládání bodů při experimentech v okolí absorpční hrany je složité vzhledem k jejich nízkému počtu.

Nicméně lze ale konstatovat, že pozorované trendy a závislosti odpovídají teoretickým předpokladům a odchylují se opravdu jen v rámci diskutovaných nepřesností a nikoliv vlivem chybných úvah. Tedy poloha čáry charakteristického záření nezávisí na zvolené energii dopadajících elektronů, v případě vyšší energie dopadajících elektronů dochází k posunu mezní frekvence k menším úhlům a tedy v řeči energií k jejímu nárůstku doprovázeného zároveň i nárůstem intenzity charakteristických čar RTG záření centrováných při stejné hodnotě pozorovaného úhlu a tedy i frekvenci potažmo vlnév délce.

Závěr:

V rámci laboratorního byla úspěšně proměřena všechna požadovaná spektra, která jsou uvedena v experimentální části (Graf 1., Graf 2, Graf 3., Graf 5, Graf 6. a Graf 8.) a v příloze.

Dále byla spočtena Planckova konstanta $h = (6,1 \pm 0,7) \cdot 10^{-34} \text{ Js}^{-1}$.

Dále byla ověřena platnost Moseleyova zákona jak pro spektrální K_α , K_β tak pro prvky Cu, Fe a Mo tak i pro absorpční hrany prvků Zr a Ni, jak lze vidět na přiložených grafech (Graf 4., Graf 7.). Pro první případ byly stanoveny hodnoty Rydbergovy konstanty [$R_\omega(K_\alpha) = (2,38 \pm 0,09) \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$ a $R_\omega(K_\beta) = (2,46 \pm 0,09) \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$] a stínící konstanty [$s(K_\alpha) = (2,61 \pm 0,04)$ a $s(K_\beta) = (3,54 \pm 0,06)$].

V případě použití Ni absorbéru byl pozorován filtrační efekt pro čáru K_β mědi je , který odpovídal 8 % za současného snížení alfa čáry o přibližně 28 %. Na závěr byly stanovena úhlová disperze pro jednotlivé řady difrakce u Mo (do 3. řádu) a Cu (do 2. řádu, jak je zaneseno v přiložených tabulkách.

Literatura:

[1] Studijní texty k laboratorní úloze: Studium rentgenových spekter; Kolektiv autorů ZFP KVOF MFF UK, online zdroj, [cit. 20.10.2018], dostupné na stránkách fyzikálního praktika IV.

[2] Fyzikální tabulky online, Online zdroj, [cit.: 20.10.2018], dostupné z <http://www.converter.cz/prevody/konstanty.htm>