

# Rentgenová spektroskopie a difrakce

## 1. Vlastnosti rentgenového záření

Rentgenovým (rtg) zářením se rozumí elektromagnetické záření s vlnovými délkami kratšími než záření ultrafialové; obor rtg záření se zpravidla vymezuje intervalem vlnových délek (0,001 – 5) nm. Uvedeme několik příkladů vzniku rentgenového záření.

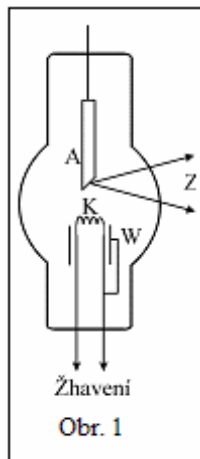
Důležitý typ rtg záření vzniká v situaci, kdy nabitá částice mění dostatečně prudce rychlost. Jedním z příkladů je tzv. *brzdné záření* vznikající při průchodu urychlené nabité částice hmotným prostředím, které snižuje její energii. Níže uvidíme, že základní charakteristikou brzdného záření je spojité spektrum nezávislé na typu brzdícího prostředí. Má-li však bržděná částice dostatečnou energii, objevují se ve spektru diskrétní spektrální čáry, jejichž charakter a poloha jsou naopak pro složení brzdícího prostředí *charakteristické*. Studium vlastností diskrétních rtg spekter prvků je významným prostředkem pro studium struktury atomů.

Dalším příkladem je rtg záření vznikající při pohybu nabité částice po uzavřené křivce, například po kružnici v kruhovém urychlovači. V současné době se jako zdroje monochromatického rtg záření konstruují speciální elektronové synchrotrony; takto vzniklé záření se nazývá *synchrotronové*.

Sekundární rtg záření vzniká rovněž při ozařování látky vhodným (primárním) rtg zářením. Tento jev se nazývá *rentgenová fluorescence*.

### 1.1 Emisní rentgenová spektra

Klasickým a v laboratoři nejčastěji užívaným zdrojem rtg záření je rentgenová trubice (rentgenka). Popíšeme krátce její konstrukci a charakter jejího záření. V klasickém provedení je rentgenka tvořena evakuovanou baňkou, v níž jsou umístěny dvě elektrody – katoda **K** a anoda **A** (viz obr. 1). Elektrony emitované z katody žhavené elektrickým proudem jsou urychlovány anodovým napětím  $U_a$  o řádové velikosti desítek až stovek  $kV$ . Katoda je obklopena dutým (Wehneltovým) válcem **W**, vodivě spojeným s katodou, který tvoří fokusační elektrodu soustřeďující elektronový svazek do malé oblasti na povrchu anody. V místě dopadu elektronů na anodu vzniká rtg záření; v daném uspořádání může rentgenka tvořit téměř bodový zdroj spojitěho brzdného záření a – při vhodných hodnotách urychlovacího napětí elektronů – také zdroj charakteristického záření s diskrétním spektrem, odpovídajícím materiálu anody.



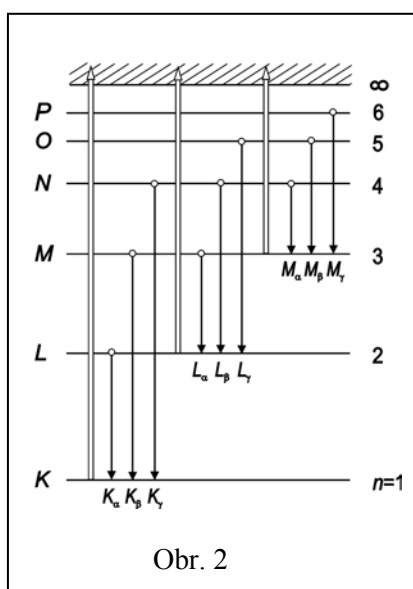
**a) Brzdné záření.** Jak bylo již řečeno, brzdné záření vzniká při průchodu urychleného elektronu materiálem anody. Elektron interaguje s lokálními poli v látkovém prostředí a díky této interakci postupně ztrácí kinetickou energii za současné emise fotonů. Jelikož konečným stavem brzdícího procesu jsou s velkou pravděpodobností volné elektrony se spojitým energetickým spektrem, je i spektrum brzdného záření spojité.

Nejvyšší energie fotonů, které mohou při brzdném procesu vzniknout, odpovídá situaci, kdy jediný foton odnáší celou kinetickou energii elektronu  $E_k = eU_a$ , kde  $U_a$  je urychlovací napětí. Z podmínky zachování energie pak pro mezní frekvenci fotonu  $\omega_m = 2\pi\nu_m$ , respektive pro jeho vlnovou délku platí vztah  $\lambda_m$

$$\hbar\omega_m = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda_m} = eU_a, \quad \text{respektive} \quad h\nu_m = \frac{hc}{\lambda_m} = eU_a. \quad (1)$$

Spektrum brzdného záření v závislosti na vlnové délce má následující charakter: Intenzita  $I(\lambda)$  s klesající vlnovou délkou nejdříve plynule roste, nabývá maxima a pak, s ohledem na vztah (1), poměrně strmě klesá k nule; pro  $\lambda \leq \lambda_m$  by měla být nulová. Uvedená vlastnost krátkovlnné hranice spektra brzdného záření dává dobrou možnost pro měření Planckovy konstanty  $h$  respektive poměru  $h/e$ . Mezní vlnovou délku  $\lambda_m$  lze určit ze změřených křivek vyjadřujících závislost intenzity  $I$  na vlnové délce při konstantním urychlovacím napětí (nebo měření intenzity při konstantní vlnové délce v závislosti na urychlovacím napětí); dosažením změřené hodnoty  $\lambda_m$  do (1) lze pak vypočítat hodnotu konstant  $h$ , respektive  $h/e$ :

Metoda má ovšem omezenou přesnost jednak díky omezené rozlišovací schopnosti rentgenových spektrometrů, jednak díky neurčitosti energie elektronů v důsledku počáteční rychlosti



Obr. 2

při elektronové emisi z katody a některým dalším okolnostem. Uváděná dosažitelná přesnost metody je několik desítek ppm [1].

**b) Charakteristické záření.** Jak bylo uvedeno výše, při dostatečně vysokých energiích elektronů emituje anoda rentgenky čárové diskrétní spektrum. Se vzrůstající energií elektronů intenzita a počet čar vzrůstá, v konečném tvaru však spektrum sestává z nevelkého počtu čar, které se – podobně jako optická atomová spektra – sdružují do sérií, přičemž polohy jednotlivých čar ve spektru závisí na materiálu anody.

Na rozdíl od optických spekter se na vzniku rentgenových spekter podílejí elektrony vnitřních slupek. Při nepružné srážce atomu s dostatečně rychlým elektronem může dojít k vytržení elektronu například ze slupky  $K$ . Volné místo pak může být zaplněno elektronem z některé ze slupek  $L, M, N, \dots$ , čímž vzniká celá série spektrálních čar  $K$  a následně další série  $L, M, \dots$ , jak ukazuje schématický obrázek obr. 2 [2].

Podobně jako v případě optických spekter atomů, i jednotlivé čáry rentgenových spekter mohou mít jemnou strukturu, kterou lze interpretovat pomocí výběrových pravidel pro přechody mezi jednoelektronovými stavy (nazývanými *rentgenovské termy*), které jsou charakterizovány kvantovými čísly  $n, l, j$ . Situace je zde však složitější, neboť k jemné struktuře mohou přispívat dva mechanismy štěpení, a to jednak stínící vliv elektronů vedoucí k výběrovým

pravidlům  $\Delta l=1$ ,  $\Delta j=0$  a jednak relativistické efekty vydělující termy různými hodnotami  $j$ . Jemnou strukturu série  $K$  ukazuje obr 3.

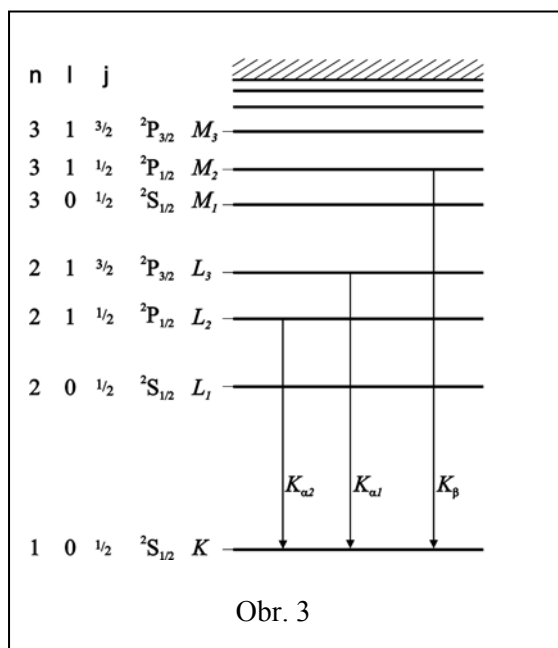
Z kvantové mechaniky i z experimentu je známo (viz například [3,4]), že vazebnou energii  $E_n$  elektronu v mnohaelektronovém atomu lze vyjádřit vztahem

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} (Z-s)^2 \frac{1}{n_i^2}, \quad n_i = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

v němž  $m_e$  je hmotnost elektronu,  $e$  elementární náboj,  $\hbar$  Planckova konstanta,  $\epsilon_0$  permitivita vakua,  $Z$  atomové číslo a  $s$  tzv. *stínící konstanta* vyjadřující stupeň stínění elektrického pole jádra elektrony v atomu.

Přechází-li například elektron ze slupky  $L$  ( $n = 2$ ) do slupky  $K$  ( $n_i = 1$ ), je generováno rtg záření příslušející sérii  $K$ . Můžeme-li stínící konstantu považovat za stejnou pro obě slupky [3], lze úhlovou frekvenci  $\omega$  příslušného fotonu podle (2) vyjádřit vztahem

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^3} (Z-s)^2 \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) = \\ &= R_\omega (Z-s)^2 \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \end{aligned} \quad (3)$$



v němž veličina

$$R_\omega = \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^3} = (2,0606\dots) \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1} \quad (4)$$

se nazývá *Rydbergova úhlová frekvence*. Po dosazení  $n_1 = 1$  a  $n_2 = 2$  dostaneme vztah

$$\sqrt{\omega} = \frac{\sqrt{3R_\omega}}{2} (Z-s), \quad (5)$$

který vyjadřuje známý *Moseleyův zákon*.

## 1.2 Absorpce rentgenového záření

Při průchodu primárního rentgenového záření látkovým prostředím dochází k jeho útlumu, na němž se podílejí dva hlavní mechanismy: *rozptyl* a *fotoefekt*. Celková velikost útlumu, i vzájemný podíl obou mechanismů, závisí především na vlnové délce procházejícího záření, samozřejmě závisí na délce dráhy v absorbujícím prostředí, ale také na hmotnosti absorbující látky. Kvantitativně je celková velikost útlumu charakterizována *součinitelem útlumu*. Při studiu závislosti útlumu na vlnové délce záření mluvíme o *absorpčním spektru*.

**a) Součinitel útlumu.** Vstupuje-li rtg záření intenzity  $I_0$  do vrstvy hmotného prostředí tloušťky  $l$ , pak intenzita  $I$  záření šířícího se v daném směru za touto vrstvou je dána známým vztahem

$$I = I_0 e^{-\mu l}. \quad (6)$$

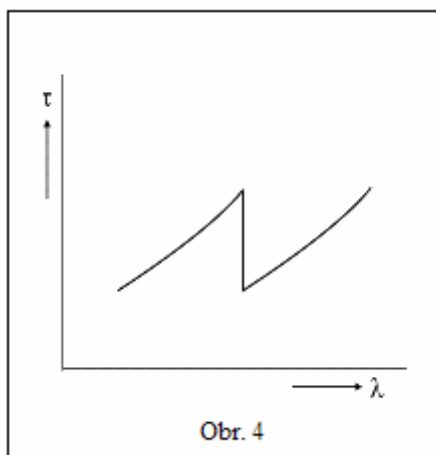
Velichina  $\mu$ , která má rozměr  $[\text{m}^{-1}]$ , se nazývá *součinitel útlumu* a obecně závisí na vlnové délce primárního záření a na atomových číslech prvků tvořících absorbující vrstvu. Jelikož útlum záření je úměrný hmotnosti prostředí, je někdy výhodné zavést tzv. *měrný součinitel*

útlumu  $\mu/\rho$ , kde  $\rho$  je hustota daného prostředí. Součinitel  $\mu$  obecně sestává ze dvou komponent

$$\mu = \tau + \sigma, \quad (7)$$

přičemž veličina  $\tau$  reprezentuje útlum daný foto- elektrickou excitací a  $\sigma$  útlum daný rozptylem. V oboru vlnových délek používaných v níže popsanych experimentech lze veličinu  $\sigma$  proti  $\tau$  zpravidla zanedbat.

**b) Absorpční spektrum.** Budeme se nyní zabývat závislostí koeficientu  $\tau$  na vlnové délce, respektive na frekvenci dopadajícího záření. Obecně lze říci, že velikost koeficientu  $\tau$  klesá s rostoucí energií fotonů  $\hbar\omega$ , tedy vzrůstá s rostoucí vlnovou délkou. Při určitých vlnových délkách  $\lambda_k$ , respektive odpovídajících frekvencích  $\omega_k$ , však dochází k jeho náhlé změně, jak schematicky ukazuje obr. 4. Tyto oblasti se nazývají *absorpčními hranami*.



Experiment ukázal, že polohy jednotlivých absorpčních hran korelují s polohami spektrálních čar v emisních spektrech; frekvence všech emisních čar dané série – například  $K$  – jsou nižší než frekvence určité absorpční hrany, kterou označíme  $\omega_{kK}$ . Jednotlivé absorpční hrany lze tedy přiřadit jednotlivým sériím emisních spekter. Podrobnější rozbor ukazuje, že je lze ztotožnit s hranami jednotlivých emisních sérií; jednotlivé frekvence  $\omega_{kK}, \omega_{kL} \dots$  tedy reprezentují ionizační energie elektronů příslušných slupek (srov. „dvojité“ šipky v obr. 2). Tato interpretace je potvrzena i pozorovanou jemnou strukturou absorpčních hran; počet složek dané absorpční hrany odpovídá počtu čar v emisním spektru příslušné série. Je tudíž zřejmé, že polohy absorpčních hran rentgenových spekter různých prvků musí vyhovovat Moseleyovu zákonu.

### 1.3 Difrakce rentgenového záření na krystalech

Studium interakce rentgenového záření s krystalem mělo v prvních desetiletích 20. století zásadní význam pro poznání jak vlastností tohoto záření, tak i struktury krystalů. Prvními fyziky, kteří se těmito otázkami systematicky zabývali byli M. v. Laue a otec a syn W. H. a W. L. Braggové.

Laue navrhl pro účely studia spekter nahradit optickou mřížku spektrometru krystalem, neboť se již tehdy správně předpokládalo, že atomy v krystalu jsou pravidelně prostorově uspořádány. Laueho model difrakčního procesu předpokládá, že rtg záření procházející krystalem rozkmitá elektronové obaly atomů a ty se stanou zdroji sekundárního koherentního rtg záření. Rozptýlené záření vycházející z krystalu se v některých směrech interferencí zesiluje, v jiných se naopak vyruší. Ve zvolené rovině tak vznikne difrakční obrazec, který je možné registrovat, například na fotografický materiál.

Kvantitativně lze směry vzniku difrakčních maxim určit z *Laueových rovnic* (viz např. [5]). Předpokládejme, že rtg záření vlnové délky  $\lambda$ , šířící se ve směru určeném jednotkovým vektorem  $\mathbf{s}_0$ , dopadá na krystal s prostou krystalovou mřížkou danou základními translačními vektory  $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$ . Pak difrakční maxima vznikají ve směru jednotkového vektoru  $\mathbf{s}$ , vyhovujícího rovnicím

$$\begin{aligned}
\mathbf{a}_1 \cdot (\mathbf{s} - \mathbf{s}_0) &= a_1 (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_{10}) = k_1 \lambda \\
\mathbf{a}_2 \cdot (\mathbf{s} - \mathbf{s}_0) &= a_2 (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_{20}) = k_2 \lambda \\
\mathbf{a}_3 \cdot (\mathbf{s} - \mathbf{s}_0) &= a_3 (\cos \alpha_3 - \cos \alpha_{30}) = k_3 \lambda
\end{aligned} \tag{8}$$

v nichž  $k_1, k_2, k_3$  jsou celá čísla a  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  respektive  $\alpha_{10}, \alpha_{20}, \alpha_{30}$  jsou úhly mezi difraktovaným respektive dopadajícím svazkem a vektory  $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$ .

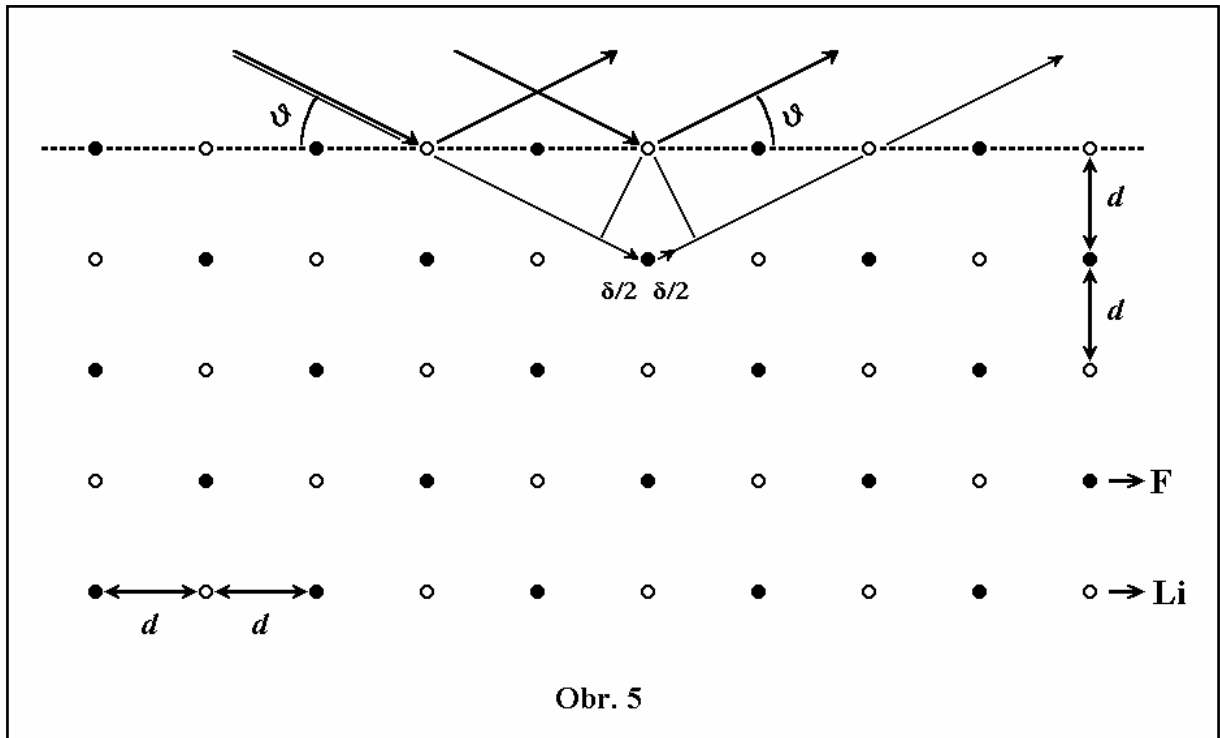
Alternativní Braggův popis difrakce vychází z představy, že difraktovaný paprsek vzniká „odrazem“ od určité soustavy rovnoběžných rovin, v nichž jsou atomy v krystalu lokalizovány. Dopadající i difraktovaný paprsek svírají s uvažovanou soustavou rovin stejný úhel  $\theta$ ,

odpovídající zákonu odrazu - jak ukazuje obr. 5. Z obrázku je patrné, že záření difraktované různými atomy dané roviny se superponuje se stejnou fází, podobně jako je tomu při obyčejném odrazu na rovinném rozhraní. Naproti tomu záření difraktované atomy ze sousední roviny ve vzdálenosti  $d$  má dráhový rozdíl  $2d \sin \vartheta$ . Záření difraktované různými rovinami se tedy superponuje se stejnými fázemi, je-li splněna podmínka

$$2d \sin \vartheta = n\lambda \tag{9}$$

nazývaná *Braggova rovnice*, níž  $n$  je celé číslo reprezentující *řád difrakce* a  $\lambda$  je vlnová délka záření. Naopak není-li podmínka (9) splněna, klesá výsledná intenzita záření difraktovaného velkým počtem rovin rychle k nule, podobně jako v případě interference mnoha svazků v optice.

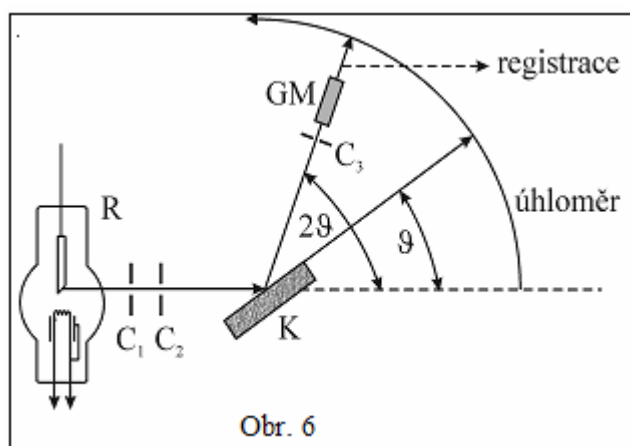
Lze ukázat, že oba uvedené přístupy k popisu difrakce, tj. popis Laueův i Braggův, jsou z fyzikálního hlediska ekvivalentní.



## 2 Základní metody rentgenové spektrometrie a difrakce

### 2.1 Princip rentgenového spektrometru

Spektrometr určený pro oblast rentgenového záření musí v principu obsahovat stejné funkční celky jako například spektrometr optický: kolimátor vstupujícího záření, dispersní soustavu a soustavu zabezpečující registraci spekter (srov. například [6]). Jejich praktická realizace však musí být přizpůsobena vlastnostem studovaného záření. Jako kolimátor, jehož úkolem je vymezit rovnoběžný svazek, se v rentgenové oblasti zpravidla užívá soustava štěrbin, pro dispersní soustavu vhodný krystal na němž dochází k difrakci studovaného záření (srov. stat' 1.3) a spektra se registrují buď fotograficky, nebo soustavou detektorů.



Konkrétní realizace závisí na mnoha okolnostech, například na oboru studovaných vlnových délek, na požadavcích citlivosti, rozlišovací schopnosti aj. V této souvislosti připomeňme, že na vzduchu mohou pracovat jen spektrometry pro krátkovlnnou oblast spektra, tj. pro oblast s vlnovou délkou menší než asi 0,2 nm (a jen u spektrometrů určených pro tuto oblast může studované záření procházet krystalem tvořícím dispersní soustavu). U spektrometrů pro profesionální použití jsou destičky

krystalů obvykle vybrušovány do tvaru válcových ploch, takže dispersní soustava zároveň slouží k fokusaci svazku.

Na obr. 5 je uvedeno principiální funkční schéma jednoduchého rtg spektrometru s rovinovým krystalem. Svazek záření vystupující z rentgenky **R** je vymezen soustavou kovových clon **C<sub>1</sub>**, **C<sub>2</sub>**, těsně za clonkami se do otočného držáku upevňuje krystal **K** a studované spektrum je po vymezení clonou **C<sub>3</sub>** detekováno Geigerovým-Müllerovým detektorem **G-M**, jehož výstupní signál je (po zpracování spektroskopickou elektronickou soustavou) registrován. Úhel natočení krystalu i detektoru lze měnit, při měření však musí být splněna Braggova podmínka, jak je naznačeno na obrázku.

Úhlová disperze rentgenového spektrometru definovaná jako  $\partial\vartheta/\partial\lambda$  může být snadno vypočtena z Braggovy rovnice (9). Platí

$$\frac{\partial\vartheta}{\partial\lambda} = \frac{n}{2d \cos\vartheta}. \quad (10)$$

Z výsledku je především vidět lineární závislost na řádu difrakce  $n$ . Jelikož však s hodnotou  $n$  silně klesá intenzita difraktovaného záření, pracuje se obvykle se spektrem prvního řádu, tj.  $n = 1$ . Pouze v situaci, kdy je zapotřebí rozlišit detaily v určité části spektra se uchylujeme ke spektru vyššího řádu za cenu delší expozice. Mezní dosažitelné rozlišení ovšem určuje rozlišovací schopnost  $\lambda/\delta\lambda$  přístroje jako celku; pro studium této problematiky odkazujeme na speciální literaturu, například [6].

## 2.2 Základní metody rentgenové difrakce

Rentgenové záření procházející látkou je rozptýlováno interakcí s elektrony jednotlivých atomů. Intenzita záření rozptýleného na daném atomu závisí na počtu elektronů v atomu a je tedy úměrná jeho atomovému číslu  $Z$ . Tato intenzita se popisuje tzv. *atomovým faktorem*  $f$  (úměrným číslu  $Z$ ) [5]. V pravidelně prostorově uspořádané periodické struktuře krystalu záření rozptýlené na jednotlivých atomech vzájemně interferuje a ve směrech popsanych Braggovou rovnicí (9) dochází ke vzniku difrakčních maxim. Intenzita jednotlivých maxim je závislá na populaci atomů v příslušných difrakčních rovinách, charakterizovaných tzv. *Millerovými indexy*, (srov. obr. 5) a je dána čtvercem amplitudy  $F$  výsledné vlny. Tu lze vyčíslit sumací amplitud vln rozptýlených na jednotlivých atomech dané soustavy difrakčních rovin v elementární buňce krystalu (se započtením jejich fází).

Označíme-li souřadnice  $n$ -tého atomu  $u_n, v_n, w_n$ , lze veličinu  $F(h,k,l)$  nazývanou *strukturní faktor* vyjádřit vztahem [5]

$$F(h,k,l) = \sum_n f_n \exp[-2\pi i(hu_n + kv_n + lw_n)] \quad (11)$$

v němž  $h,k,l$  značí *Millerovy indexy* (viz. například [5]) charakterizující danou soustavu difrakčních rovin. Vzorec (11) je základem pro interpretaci výsledků získaných použitou difrakční metodou. Hlavním úkolem je přiřadit jednotlivým difrakčním maximům Millerovy indexy a tedy i soustavu příslušných difrakčních rovin, pomocí nichž lze identifikovat krystalovou strukturu zkoumaného vzorku.

**a) Laueova metoda.** Z Laueových rovnic (8) je vidět, že podmínka pro vznik difrakčních maxim v daném krystalu nemusí být splněna pro libovolnou vlnovou délku. Laueova metoda proto využívá polychromatické záření, kterým se ozařuje zkoumaný krystal. Výsledek difrakce se registruje pravidla fotograficky v rovině kolmé ke směru primárního záření. Symetrie registrovaného difrakčního obrazce koresponduje přímo se symetrií krystalové mřížky zkoumaného krystalu a konkrétní tvar obrazce závisí i na orientaci směru dopadajícího záření vůči osám elementární buňky. Metoda se proto hodí především k orientaci krystalů. Naopak vzhledem k tomu, že nejsou známe vlnové délky záření při nichž jednotlivá difrakční maxima vznikají, nemůže být metoda použita k měření mřížkových konstant.

**b) Metoda Debyeova-Scherrerova,** která pracuje s monochromatickým zářením a polykrytalickým vzorkem, je naopak k měření mřížkových konstant používána velmi často.

Jestliže monochromatické záření prochází polykrytalickým vzorkem s náhodně orientovanými krystalovými zrny, jsou některá zrna jistě orientována tak, že směr primárního svazku a orientace některé soustavy krystalových rovin splňují Braggovu rovnici. Potom všechny příspěvky příslušející danému typu krystalové plochy leží na plášti kužele, jehož osou je směr primárního svazku a vrcholový úhel je roven  $4\vartheta$ . Rovinný fotografický film umístěný v určité vzdálenosti  $s$  od vzorku kolmo ke směru primárního svazku, bude pak registrovat jednotlivá difrakční maxima jako soustavu koncentrických kroužků (*Debyeovy-Scherrerovy kroužky*). Jelikož difraktované záření je od primárního svazku odchýleno o úhel  $2\vartheta$ , lze úhel  $\vartheta$  jednoduše určit z poloměru příslušného difrakčního kroužku  $D$  podle vztahu

$$\vartheta = \frac{1}{2} \arctg \frac{D}{2s}. \quad (12)$$

Z Braggovy rovnice je pak možné vypočítat vzdálenost příslušných krystalových rovin a po přiřazení Millerových indexů jednotlivým kroužkům určit parametry krystalové mřížky.

V současné době se pro aplikaci Debyeovy-Scherrerovy metody standardně užívají válcové komůrky; podrobněji viz návod k úloze A19 [7].

## 2.3 Školní rentgenový přístroj PHYWE

**a) Základní charakteristika.** Aparatura je konstruována speciálně pro demonstrační a výukové účely na středních, odborných a vysokých školách, a to jak z hlediska snadnosti obsluhy a možnosti sledování její činnosti, tak i z hlediska bezpečnosti práce.

Starší verze je pevně osazena rentgenkou s Cu anodou, nejnovější verze (typ 09058.99) umožňuje rychlou výměnu rentgenek; v současné době jsou k dispozici rentgenky s Fe, Cu a Mo anodami. Prostor rentgenky je vybaven průhledným okénkem absorbujícím záření, takže ji lze za provozu pozorovat. Přístroj je dále vybaven experimentálním prostorem umožňujícím montáž přídatných zařízení jako jsou goniometr, držáky vzorků, detektory, fotografickou komoru aj. I tento prostor je vybaven průhlednými dvířky zhotovenými ze skla absorbujícího záření, takže je možné přímo pozorovat činnost všech zařízení. Dvířka jsou ovšem zabezpečena proti otevření při zapnutém vysokém napětí na rentgence.

Vedle toho, že aparatura umožňuje jednoduché kvalitativní experimenty s pozorováním výsledku na fluorescenčním stínítku, je pro standardní použití vybavena Geigerovým-Müllerovým detektorem. Aparatura umožňuje realizovat řadu spektroskopických a difrakčních měření z atomové fyziky a fyziky pevných látek. Jednotlivé modely umožňují různý stupeň automatizace experimentu. Výše zmíněný model 09058.99 je řízen mikroprocesorem a spektra mohou být registrována buď na souřadnicovém zapisovači, nebo ukládána v počítači. Rovněž všechny pracovní parametry a řídicí pokyny mohou být nastavovány buď manuálně na panelu aparatury, nebo pomocí počítače. Pro řízení počítačem je k aparatuře dodáván velmi názorný a instruktivní řídicí program.

**b) Bezpečnostní zásady.** Jelikož zařízení produkuje ionizující zdraví nebezpečné záření, je nutné při práci bezpodmínečně dodržovat stanovené bezpečnostní zásady:

- \* Veškeré manipulace s aparaturou (výměna rentgenky, zapínání vysokého napětí, výměna vzorku a jiné úkony prováděné v otevřeném experimentálním prostoru) mohou být prováděny jen pověřeným pracovníkem, nebo pod jeho přímým dohledem.
- \* Rentgenka může být v provozu jen po dobu nezbytně nutnou pro provedení experimentu.
- \* Po dobu činnosti rentgenky se nikdo nesmí zdržovat v blízkosti aparatury déle než je nezbytně nutné.
- \* Aparatura nesmí být spuštěna, jsou-li poškozena bezpečnostní skleněná okénka, dvířka, či fluorescenční stínítko, není-li v provozu ventilátor pro chlazení rentgenky (jehož činnost je možné sledovat akusticky), nebo je-li poškozen zabezpečovací systém zabraňující otevření dvířek experimentálního prostoru.

## Literatura

- [1] J. Brož, V. Roskovec: Základní fyzikální konstanty, SPN, Praha 1987
- [2] I. Úlehla, M. Suk, Z. Trka: Atomy jádra částice, Academia, Praha 1990
- [3] E. V. Špolskij: Atomová fyzika I, II, SNTL, Praha 1957, 1958
- [4] L. D. Landau, E. M. Lifšic: Kvantová mechanika (nerelativistická část), Fizmatgiz, Moskva 1963
- [5] Ch. Kittel: Úvod do fyziky pevných látek, Academia, Praha 1985
- [6] M. A. Blochin: Metody rentgeno-spektrálních přístrojů, Moskva 1959
- [7] <http://www.mff.cuni.cz/zfp>