

JIHOČESKÁ UNIVERZITA V ČESKÝCH BUDĚJOVICÍCH

PEDAGOGICKÁ FAKULTA

KATEDRA FYZIKY

Rentgenové záření a jeho
užití

Bakalářská práce

Knihovna JU - PF



3 1 1 5 1 7 1 7 2 3

Autor: Jan Beneš

Vedoucí práce: Mgr. Petr Bartoš

2006

Rentgenové záření a jeho užití

Prohlášení:

Prohlašuji, že jsem tuto práci vypracoval samostatně a že jsem všechny použité zdroje uvedl v Seznamu použité literatury na konci této práce. Zároveň povoluji Katedře fyziky PF JU v Č. Budějovicích libovolné využití této práce.

Bert Jan

Poděkování

Rád bych poděkoval všem, kteří pomohli s vypracováním této práce, kteří si udělali čas a svou radou přispěli k nynější podobě této bakalářské práce. Nejvíce z nich bych chtěl zmínit Mgr. Petra Bartoše, Ing. Michala Šerého a nesmím zapomenout na Vědeckou knihovnu v Českých Budějovicích a personál nemocnice v Prachaticích.

Obsah

Úvod	1
1. Objev rentgenových paprsků	2
2. Fyzikální charakteristiky jejich měření	5
2.1. Difrakce RTG paprsků	5
2.2. RTG záření	5
3. Monochromatizace rentgenového záření.....	8
3.1. Krystalové monochromátory nefokusující	11
3.2. Jednokrystalový monochromátor.....	15
3.3. Dvoukrystalové monochromátory	18
3.3.1. <i>Bezdisperzní, (+,-) uspořádání</i>	18
3.3.2. <i>Slabě disperzní (+,-) uspořádání</i>	23
3.3.3. <i>Disperzní (+,+) uspořádání</i>	23
4) Jiné zdroje RTG paprsků	25
4.1. Mikrovlnná trouba	25
5) Vliv záření na živé organismy, platné normy	27
5.1. Bezpečnost.....	27
6) Využití rentgenového záření.....	29
6.1. V kriminalistice	29
6.2. V lékařství	30
6.2.1. RTG vyšetření v chirurgii	30
6.2.2. Trojrozměrné rentgenologické zobrazení ve stomatologii	30
6.2.3. Používané a dostupné techniky pro trojrozměrné zobrazení maxillofaciální oblasti	31
6.2.4. Nevýhody lékařského vyšetření.....	34
7) Základní parametry diagnostických zařízení.....	35
Závěr	38
Seznam literatury	39

Úvod:

V současné době se stále více hovoří a v praxi využívá rentgenového záření. Je to velký pomocník ve výzkumu, lékařství, diagnostice a jiných oborech. Nikdy jsem nepřemýšlel o tom, jak tyto paprsky fungují. Až před pár lety jsem navštívil rentgenové pracoviště nemocnice, kde mě rentgenovali bolavý zub. Začal mě zajímat účinek těchto paprsků. Rozhodl jsem se dozvědět o tom něco víc. Promluvil jsem s asistentkou rentgenového pracoviště. Ta mě vysvětlila jakým způsobem dokáže tento neviditelný paprsek „prosvítit“ lidské tělo. Odhalí se díky němu různé deformity, zlomeniny, útvary, které v lidském těle nemají co dělat atd. na jedné straně je velký pomocník, ale na druhé velký nepřítel. V knihovně jsem si půjčil dostupnou literaturu, zabývající se širším okruhem využití rentgenového záření. V rozhovoru s kamarádem policistou jsem se dozvěděl o využití rentgenu na letištích, k zjišťování zbraní a jiných nebezpečných přístrojů, které mohou být použity k organizovanému zločinu.

1) *Objev rentgenových paprsků*



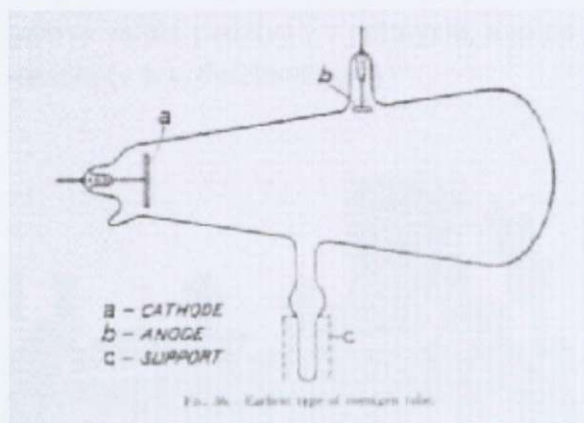
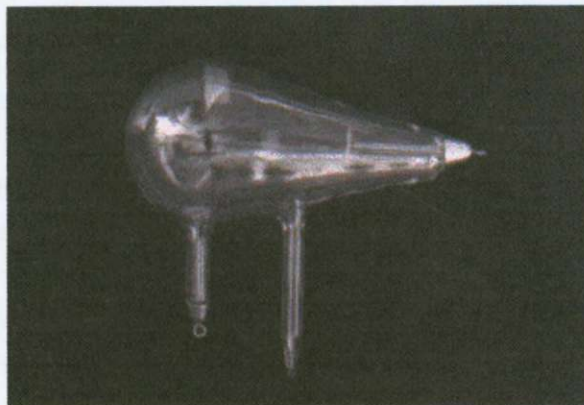
obr.1.1

W. C. Röntgen

Vynikající německý fyzik W. C. Röntgen, který svým objevem zachránil obrovské množství životů. Sám však na svůj objev bohužel doplatil smrtí. Narodil se 27. 3. 1845 a zemřel na leukémii 10. 2. 1923.

Působil jako profesor na univerzitě ve Strasburku, Giessenu, Würzburgu a v Mnichově, kde se zabýval se studiem kapalin, plynů a elektromagnetických jevů (mimo jiné objevil i přítomnost magnetického pole v pohybujícím se dielektriku). V roce 1895 při pokusech s katodovými paprsky objevil nový druh záření, paprsky X (Později nazvány rentgenovými paprsky) a zkoumal jejich vlastnosti. Zhotovil první rentgenové snímky kovových předmětů a snímky kostí ruky (své manželky). V roce 1901 mu za objev rentgenových paprsků byla udělena Nobelova cena. Na rozdíl od řady jiných objevů byl objev rentgenového záření prakticky okamžitě využit v praxi.

Večer 8. listopadu 1895 experimentoval s elektrickými výboji ve vakuových trubcích, když si povšiml, že kus papíru natřený tetrakyanoplattanem barnatým v blízkosti trubice začíná zářit. Zdánlivě zcela bez příčiny.



Obr.1.2

Röntgenova lampa vakuovaná skleněná baňka s kladnou a zápornou elektrodou:

Röntgen zkusil zakrýt výbojku kusem kartonu, ale papír opět zářil. Tušil, že objevil neviditelný paprsek, který má schopnost pronikat předměty (dnes víme, že se jedná o druh elektromagnetického záření o vlnové délce řádově 0,001 mm). Při dalších pokusech zjistil, že intenzita světla na papíru (stínítku) je úměrná tloušťce materiálu vloženého mezi trubici a stínítko, neboť paprsky jsou materiálem částečně pohlcovány (v závislosti na tloušťce a druhu materiálu). Překvapující bylo, když do cesty paprskům vložil vlastní ruku a na stínítku se objevily jeho kosti...

Genialita W. C. Röntgena tkví v okamžitém rozpoznání možného významu pro medicínu. Již v prosinci 1896 přednášel o svém objevu ve Würzburgu. Práci nabídl k otištění 28.12. 1895. Již 8.1.1896 reagovala Berlínská společnost vnitřního lékařství. V přednášce bylo výslovně řečeno, že X-paprsky jsou vhodné k využití v lékařství, ke sledování „in vivo“. Dne 13.1. 1896 vyšel první článek v Berliner Klinisches Wochenschrift. Známy rentgenogram - ruka anatoma Dr.Köllikera - byl zhotoven 23.1. 1896. V březnu téhož roku vyšla publikace ve Würzburgu knižně. Ještě v roce

1896 bylo ve světě publikováno více než tisíc prací zabývajících se objeveným zářením. Téhož roku již Broba popsal rentgenovou dermatitidu. V následujícím roce již byly paprsky využity v medicíně i v Čechách a na Slovensku. Kežmarský rodák B. Alexander byl dokonce prvním profesorem rentgenologie v Rakousku-Uhersku.

Thomas Hunt (americký embryolog a genetik; jeden ze zakladatelů moderní genetiky), v té době známý britský lékař, nazval už za pouhý měsíc jeho objev "pravděpodobně největším mezníkem v dějinách diagnostiky". Tyto paprsky se původně nazývaly "paprsky X". Teprve později, na počest svého objevitele, byly nazvány Röntgenovými paprsky. Nedlouho po Röntgenově objevu se rentgenologie stala uznávaným a využívaným oborem medicíny. Rentgenový paprsek na jedné straně a fotografická deska na druhé straně lidského těla umožňují pořídit rentgenový snímek kostí a vnitřních orgánů a kostry, a tím usnadňují zjišťování různých nemocí a poranění. Dnes se rentgenové záření používá i v průmyslu, a to na kontrolu vnitřních trhlin a nečistot materiálu (v tzv. defektoskopii).



Obr.1.3

Röntgenova laboratoř:

2) Fyzikální charakteristiky jejich měření

2.1 Difrakce RTG paprsků

Myšlenka využít RTG paprsků ke studiu struktury krystalu byla poprvé formulovaná Maxem von Lauem v roce 1912. Jím navržený experiment geniálně řešil dva problémy tehdejší doby. První byl neznámý charakter Rentgenového záření, objeveno v roce 1895. Do té doby nebylo jednoznačně prokázáno, zda RTG záření je vlnění, nebo zda je to proud částic.

Druhý problém byl stavba krystalu, i když hypotézu, že krystaly jsou tvořeny částicemi uspořádanými do pravidelné prostorové mřížky, zastávala většina vědců, nebyla vyvrácena ani hypotéza, že pravidelné uspořádání existuje jen na vnějších stranách krystalu a uvnitř jsou částice umístěny jako v kapalinách.

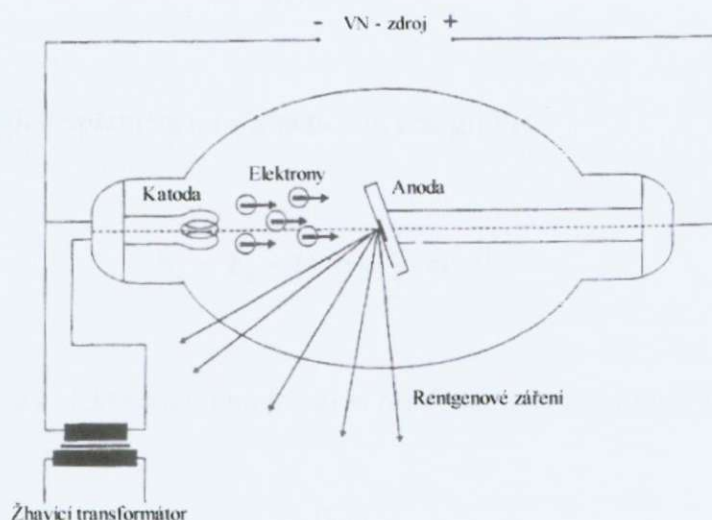
M. von Laue navrhl experiment, při němž by krystalem procházelo RTG záření. Pokud jsou představy o periodicitě krystalu a vlnové délce správné, musí při tom docházet k ohybu a interferenci záření obdobně, jako při průchodu viditelného světla optickými mřížkami, neboť podmínkou pro vznik těchto jevů je blízkost vlnové délky záření a periody mřížky.

Již druhý pokus byl úspěšný, při průchodu RTG záření destičkou síranu mědnatého byla na filmu za krystalem patrná soustava pravidelně uspořádaných tmavých skvrn, odpovídajících difraktovaným paprskům. Jak vlnová povaha záření, tak mřížková stavba krystalu byla potvrzena a od té doby začíná cesta k interpretaci difrakčních obrazů. Na počátku byly studovány jednoduché sloučeniny anorganických látek, dnes pak rozvoj metody, experimentálních přístrojů a výpočetní techniky umožňuje stanovit krystalovou strukturu i molekul bílkovin o stovkách atomů. RTG difrakce se tak pro pevné látky stala základní metodou pro určení rozmístění atomů v prostoru.

2.2 RTG záření

Rentgenové záření je ionizující elektromagnetické záření, proud fotonů, o energii řádově desítek až stovek keV. Typické rozmezí vlnových délek je 10^{-12} až 10^{-8} m. Přírozenými zdroji jsou hlavně hvězdy; uměle lze rentgenové záření získat v rentgenové trubici dopadem urychlených elektronů na anodu rentgentky (primární rentgenové záření) - viz obr. 2.1. Vysokonapěťový zdroj vytváří napětí řádově desítek

až stovek kilovoltů. Anoda musí být dostatečně chlazená, neboť 99% příkonu se přemění na teplo a pouze 1% na Rentgenové záření. Ozařováním látek primárním rentgenovým zářením je buzeno sekundární (fluorescenční) rentgenové záření. Rentgenové záření působí druhotné záření látek v optickém oboru (luminiscence), zčernání fotografické emulze, ovlivňuje živou i neživou hmotu. Využívá se např. v rentgenové strukturní a spektrální analýze, v lékařství, radiační chemii a defektoskopii.



Obr.2.1

Schéma vzniku Röntgenového záření:

Jako zdroj rentgenového záření se používá tzv. rentgenek neboli Coolidgových trubic. Jedná se o skleněné evakuované trubice obsahující wolframovou anodu a žhavenou katodu. Na elektrody je přiváděno vysoké napětí (řádově 10-100 kV). Vysoká teplota katody umožňuje termoemisi elektronů, které jsou přiváděným napětím vysoce urychlovány a dopadají na anodu. Tam prudce ztrácejí svou kinetickou energii, která se mění z 0,1 % v energii emitovaných fotonů rentgenového záření a z 99,9 % v teplo. Anoda musí být intenzivně chlazená vodou nebo rotací, při které se neustále mění místo dopadu elektronového svazku. Charakteristický zvuk provázející rentgenové vyšetření je způsobován právě rotující anodou. Takto vzniká **brzdné záření**, které má spojité energetické spektrum.

Dalším mechanismem je vznik **záření charakteristického**. Dopadající elektrony mohou vyrazit některý elektron z nejnižších vrstev K nebo L, čímž vzniká neobsazené místo, které je okamžitě obsazeno jiným elektronem z vnějších vrstev. Při těchto přeskokách je uvolňováno značné množství energie ve formě fotonů rentgenového záření s energií rovné energetickému rozdílu mezi elektronovými

hladinami. Toto záření má proto čárové energetické spektrum, které je závislé na materiálu anody.

Intenzita rentgenového záření závisí na počtu elektronů dopadajících na anodu. Lze ji měnit nastavením velikosti elektrického proudu protékajícího rentgenkou.

Elektron o náboji e ($1,602 \cdot 10^{-19}$ C) získá v elektrostatickém poli s potenciálovým rozdílem U potenciální energii E_p podle vzorce:

$$E_p = U \cdot e \quad (1)$$

Tato energie je přeměněna v kinetickou energii E_k :

$$E_p = E_k = U \cdot e = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 \quad (2)$$

Pro rychlost v elektronu o hmotnosti m při dopadu na anodu pak platí:

$$v = \sqrt{\frac{2U \cdot e}{m}} \quad (3)$$

Maximální energie vyzářeného fotonu může pak dosáhnout hodnoty:

$$E = h \cdot f = U \cdot e \quad (4)$$

Tato energie je charakterizována nejkratší možnou vlnovou délkou fotonu λ_{\min} :

$$c = \lambda_{\min} \cdot f = \frac{U \cdot e}{h} \quad (5)$$

$$\lambda_{\min} = \frac{h \cdot c}{U \cdot e} \quad (6)$$

kde h je Planckova konstanta ($6,626 \cdot 10^{-34}$ J.s) a c rychlost šíření světla ve vakuu.

3) Monochromatizace rentgenového záření

Monochromatizací rentgenového záření rozumíme vymezení určitého intervalu vlnových délek $\Delta\lambda$ v okolí jisté vlnové délky λ z dopadajícího spektra záření. Přístroj, kterým se tak děje se nazývá **monochromátor**. Ten může pracovat jen na jedné fixní vlnové délce λ , ale častěji umožňuje vlnovou délku ladit v určitém rozmezí. Takový laditelný monochromátor pak má funkci i rentgenového **spektrometru**.

Princip monochromatizace závisí na vlnovém oboru. Pro tvrdé rentgenové záření se používají krystalové monochromátory, zatímco pro měkké rentgenové záření se používají mřížkové monochromátory. V poměrně široké oblasti zasahující jak do tvrdé, tak i do měkké části spektra jsou k monochromatizaci používány multivrstvy. Volbu typu monochromátoru ovlivňuje i požadovaná velikost intervalu $\Delta\lambda$.

Praktická realizace monochromátoru závisí i na typu zdroje záření. Záření z rentgenové lampy se například v mnohém liší od rentgenového synchrotronového záření. Liší se v úhlové vyzařovací charakteristice, výkonu, polarizaci. Tomu všemu se musí konstrukce monochromátoru přizpůsobit.

Vymezení určitého intervalu $\Delta\lambda$ pro určitou vlnovou délku λ není zpravidla jediným požadavkem kladeným na monochromátor. Často je třeba splnit ještě další požadavky, jako například: monochromátor musí vytvářet lineárně nebo i kruhově polarizované záření, monochromátor musí propouštět kruhově polarizované záření na něj dopadající, vystupující záření musí být fokusované, poloha vystupujícího svazku musí být nezávislá na vlnové délce, musí být zachována koherence monochromatizovaného záření a konstrukce monochromátoru musí respektovat značný výkon ve svazcích synchrotronového záření.

Rozlišovací schopnost R je definována jako poměr $\lambda/\Delta\lambda = E/\Delta E$, kde E je energie fotonů. Mezi λ a E platí vztah

$$E[eV] = \frac{1240}{\lambda} [nm] \quad (7)$$

a

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{E}{\Delta E} \quad (8)$$

Je zřejmé, že čím je větší rozlišovací schopnost, tím je nižší intenzita monochromatizovaného paprsku. Je proto třeba volit rozlišovací schopnost takovou, jakou potřebujeme, nikoliv větší. Pro některé účely stačí monochromatizovat tak, aby prošla celá spektrální čára (R je řádu 10^3) či dokonce $\alpha_{1,2}$ dublet, jindy je požadována rozlišovací schopnost řádově 10^7 nebo i větší.

Od rozlišovací schopnosti je třeba odlišit **disperzi** D . Předpokládejme, že nastavení vlnové délky závisí na nastavení určité veličiny x , kterou může být poloha štěrbin, či úhel natočení krystalů apod. Disperze D je pak definována jako

$$\bar{D} = \frac{\bar{dx}}{\bar{dy}} \quad (9)$$

Obě veličiny, R a D , spolu přímo nesouvisí. Máme-li vysokou rozlišovací schopnost, pak můžeme rozlišit některé detaily např. v absorpčním spektru či na difrakční křivce. Vysoká disperze pak znamená menší nároky na mechanickou přesnost aparatury.

Nastavením monochromátoru na určité x nastavujeme záření vystupující z monochromátoru na určitou vlnovou délku. Toto záření pak dopadá na vzorek a po interakci s ním dopadá do detektoru. Někdy však může na vzorek dopadat celé široké spektrum záření a to po interakci se vzorkem také dopadá do detektoru. Použijeme-li ale detektor fotonů, u nějž je napěťová amplituda elektrického pulsu úměrná energii fotonů a současně amplitudový analyzátor pulsů, pak si nastavením určité amplitudy pulzů vlastně nastavujeme, či vybíráme určitou vlnovou délku a ostatní vlnové délky ignorujeme. Pak mluvíme o tzv. **energetické disperzi**. Je to metoda rychlá, ale rozlišovací schopnost je malá.

Při nastavení monochromátoru na určitou vlnovou délku Λ a jeho osvětlení zářením o konstantní spektrální intenzitě (nezávislé na λ), lze spektrální intenzitu monochromatizovaného záření popsat funkcí $Z(\lambda-\Lambda)$, obecně závislou na Λ , jejíž hodnoty se podstatně liší od nuly pouze v okolí $\lambda = \Lambda$. Pološířka této funkce je výše uvedená hodnota $\Delta\lambda$. Funkce Z je pak **instrumentální zkreslovací funkce** nebo též **spektrální okno**. Proměříme-li např. nějaké spektrum, pak naměřené spektrum je konvolucí skutečné spektrální intenzity a zkreslovací funkce. Je užitečné znát tvar funkce Z , abychom mohli provést dekonvoluci naměřené křivky a dopracovat se tak ke skutečné hledané spektrální intenzitě.

Je zřejmé, že čím je větší rozlišovací schopnost, tím je nižší intenzita monochromatizovaného paprsku. Je proto třeba volit rozlišovací schopnost takovou, jakou potřebujeme, nikoliv větší. Pro některé účely stačí monochromatizovat tak, aby prošla celá spektrální čára (R je řádu 10^3) či dokonce $\alpha_{1,2}$ dublet, jindy je požadována rozlišovací schopnost řádově 10^7 nebo i větší.

Od rozlišovací schopnosti je třeba odlišit **disperzi** D . Předpokládejme, že nastavení vlnové délky závisí na nastavení určité veličiny x , kterou může být poloha štěrbin, či úhel natočení krystalů apod. Disperze D je pak definována jako

$$\bar{D} = \frac{\bar{dx}}{\bar{dy}} \quad (9)$$

Obě veličiny, R a D , spolu přímo nesouvisí. Máme-li vysokou rozlišovací schopnost, pak můžeme rozlišit některé detaily např. v absorpčním spektru či na difrakční křivce. Vysoká disperze pak znamená menší nároky na mechanickou přesnost aparatury.

Nastavením monochromátoru na určité x nastavujeme záření vystupující z monochromátoru na určitou vlnovou délku. Toto záření pak dopadá na vzorek a po interakci s ním dopadá do detektoru. Někdy však může na vzorek dopadat celé široké spektrum záření a to po interakci se vzorkem také dopadá do detektoru. Použijeme-li ale detektor fotonů, u nějž je napěťová amplituda elektrického pulsu úměrná energii fotonů a současně amplitudový analyzátor pulsů, pak si nastavením určité amplitudy pulzů vlastně nastavujeme, či vybíráme určitou vlnovou délku a ostatní vlnové délky ignorujeme. Pak mluvíme o tzv. **energetické disperzi**. Je to metoda rychlá, ale rozlišovací schopnost je malá.

Při nastavení monochromátoru na určitou vlnovou délku Λ a jeho osvětlení zářením o konstantní spektrální intenzitě (nezávislé na λ), lze spektrální intenzitu monochromatizovaného záření popsat funkcí $Z(\lambda - \Lambda)$, obecně závislou na Λ , jejíž hodnoty se podstatně liší od nuly pouze v okolí $\lambda = \Lambda$. Pološířka této funkce je výše uvedená hodnota $\Delta\lambda$. Funkce Z je pak **instrumentální zkreslovací funkce** nebo též **spektrální okno**. Proměříme-li např. nějaké spektrum, pak naměřené spektrum je konvolucí skutečné spektrální intenzity a zkreslovací funkce. Je užitečné znát tvar funkce Z , abychom mohli provést dekonvoluci naměřené křivky a dopracovat se tak ke skutečné hledané spektrální intenzitě.

3.1. Krystalové monochromátory nefokusující

Zhruba je možné říci, že funkce krystalových monochromátorů je založena na využití Braggova zákona

$$2d \sin \theta = k\lambda \quad (10)$$

kde d je mezivrstevná vzdálenost difraktujících rovin, θ je úhel, který svírá paprsek s difraktujícími krystalografickými rovinami, λ je vlnová délka a k (celé číslo) je řád difrakce. Vymezíme-li tedy svazek záření tak, že dopadá na krystal pod úhlem θ , krystal si z dopadajícího záření vybere vlnové délky $(2d \sin \theta)/k$, kde $k = 1, 2, \dots$. Tyto vlnové délky nazýváme harmonickými, přičemž při $k = 1$ hovoříme o **základní či první harmonické** (fundamental, harmonic) a při ostatních k hovoříme o **vyšších harmonických**. Někdy píšeme Braggův zákon ve tvaru

$$2 \left(\frac{d}{k} \right) \sin \theta = \lambda \quad (11)$$

Jestliže například difraktují roviny (111) a difrakce je ve třetím řádu, pak mluvíme o difrakci na rovinách (333), kde $d_{333} = (d_{111})/3$. Pro některé harmonické platí, že strukturální faktor je nulový a taková harmonická pak neexistuje.

Orientace difraktujících rovin vzhledem k povrchu krystalu může být buď taková, že dopadající i difraktovaný paprsek leží v tomtéž poloprostoru vymezeném povrchem krystalu, pak mluvíme o **Braggově difrakci**, nebo taková, že difraktovaný paprsek vstupuje do krystalu, prochází jím a vychází na opačné straně krystalu a pak mluvíme o **Laueho difrakci**. **Rovina difrakce** je rovina určená dopadajícím paprskem a normálou k difraktujícím rovinám.

Rozlišujeme tyto základní typy Braggovy a Laueho difrakce:

Braggova symetrická – povrch rovnoběžný s difraktujícími rovinami,

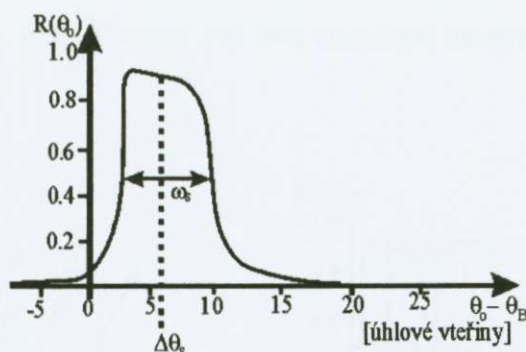
Braggova asymetrická – povrch svírá jistý úhel s difraktujícími rovinami, normála k povrchu leží v rovině difrakce,

Braggova kosá (inclined) – povrch svírá jistý úhel s difraktujícími rovinami, normála k povrchu neleží v rovině difrakce a rovina určená normálou k difraktujícím rovinám a normálou k povrchu je kolmá k rovině difrakce,

Braggova obecně asymetrická - (kombinace předcházejících dvou),

Laueho symetrická – difraktující roviny jsou kolmé k povrchu,

Laueho asymetrická – difraktující roviny nejsou kolmé k povrchu.



Obr. 3.1

Typický průběh reflexního koeficientu (Darwinova-Prinsova křivka) při Braggově symetrické difrakci na odchylce od Braggova úhlu θ_B .

K hlubšímu porozumění funkce krystalových monochromátorů jsou nutné znalosti základů dynamické teorie difrakce rentgenového záření na dokonalých krystalech. Její výklad však přesahuje rámec této kapitoly a proto se zde omezím pouze na prezentaci základních výsledků pro nejčastěji používané případy.

Braggův zákon dává pro určité λ ostrou hodnotu θ . Ukazuje se však, že tomu tak přesně není. Za prvé, skutečné θ je poněkud větší než spočítané podle Braggova zákona a za druhé, k difrakci dochází v malém, ale konečném intervalu ω . Závislost reflexního koeficientu C na θ pro symetrickou Braggovu difrakci je ukázána na obr. 3.1. Z obrázku je vidět typicky asymetrický tvar křivky, který souvisí s nenulovým absorpčním koeficientem. Tato křivka se nazývá **Darwinova-Prinsova funkce** a u nás je též vžitý výraz **krystalová funkce**.

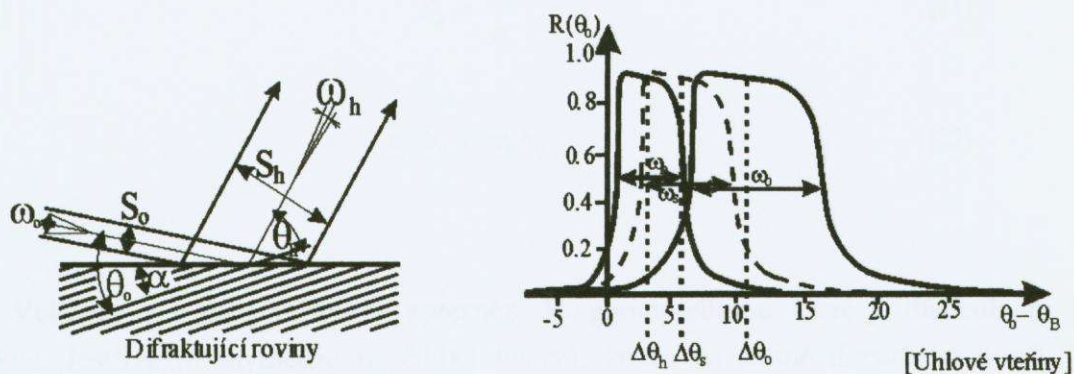
Šířka reflexního oboru (krystalové funkce) ω_s a odchylka $\Delta\theta_s$ jeho středu od θ_B , tj. úhlu θ spočítaného z Braggova zákona pro určitou λ jsou určeny vztahy:

$$\omega_s = \left(\frac{2r_e \lambda^2 P |F_{hr}| e^{-M}}{\pi V \sin 2\theta_B} \right) \quad (12)$$

$$\Delta\theta_s = \frac{r_e \lambda^2 F_{0r}}{\pi V \sin 2\theta_B} \quad (13)$$

Zde V je objem elementární buňky (unit-cell), $r_e = e^2/mc^2$, F_{hr} je reálná část strukturálního faktoru F_h (h zde zastupuje Müllerovy indexy hkl), P je polarizační faktor, a e^{-M} je teplotní faktor. Index s znamená, že se jedná o symetrickou difrakci. Je-li elektrický vektor kolmý na rovinu difrakce, pak je $P = 1$. Leží-li však elektrický

vektor v rovině difrakce, pak $P = \cos 2\theta$, což znamená, že pro $\theta = 45^\circ$ k difrakci nedochází.



Obr. 3.2

Chod paprsků a Darwinovy-Prinsovy křivky pro Braggovu asymetrickou difrakci.

Přejdeme nyní k Braggově asymetrickému případu difrakce (obr. 3.2). Zde již difrakční obrazy paprsků o určité vlnové délce na straně dopadu a na straně odrazu nejsou symetrické a to nejen vzhledem k povrchu, což je evidentní, ale i vzhledem k difrakčujícím rovinám. Tedy šířka úhlového oboru ω_0 a odchylka $\Delta\theta_0$ jeho středu od Braggova úhlu θ_B pro paprsky „přijmuté krystalem k difrakci“ se liší od šířky úhlového oboru ω_h a odchylky $\Delta\theta_h$ jeho středu od θ_B pro difraktované paprsky. Mezi těmito veličinami platí následující vztahy:

$$\omega_0 = \omega_s b^{-1/2}, \quad (14)$$

$$\Delta\theta_0 = (1/2) (1+1/b) \Delta\theta_s, \quad (15)$$

$$\omega_h = \omega_s (b)^{1/2}, \quad (16)$$

$$\Delta\theta_h = (1/2) (1+b) \Delta\theta_s, \quad (17)$$

$$\theta_0 = \theta_B + \Delta\theta_0, \quad (18)$$

$$\theta_h = \theta_B + \Delta\theta_h, \quad (19)$$

$$b = \sin(\theta_B - \alpha) / \sin(\theta_B + \alpha). \quad (20)$$

b je tzv. **index asymetrie**, který se rovná jedné pro symetrický případ ($\alpha = 0$). (Často se ale používá poněkud odlišná definice b , která dává hodnotu -1 pro symetrickou difrakci). Úhel α je úhel mezi difrakčujícími rovinami a povrchem a je brán jako kladný když dopadající paprsek svírá s povrchem menší úhel než difraktovaný.

Pro průřezy S_0 a S_h difraktovaného paprsku na straně dopadu a odrazu platí

$$S_h = \frac{S_0}{b} \quad (21)$$

$$\omega_h S_h = \omega_0 S_0 \quad (22)$$

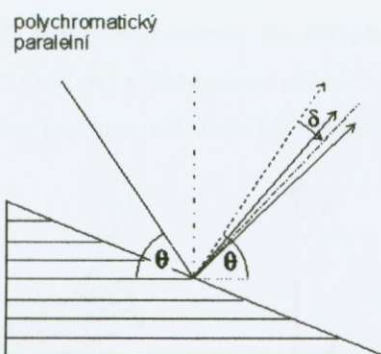
Veličiny ω a $\Delta\theta$ představují zpřesnění Braggova zákona, které je důsledkem refrakce. Jestliže je asymetrie například taková, že se na straně dopadu ω a $\Delta\theta$ zmenšují ($\alpha < 0$, $b > 1$), pak na straně výstupu se ω a $\Delta\theta$ zvětšují. Průřez vystupujícího (difraktovaného) svazku je menší než průřez svazku dopadajícího.

Zde se dosud předpokládalo, že na krystal dopadá divergentní monochromatický svazek. Příným důsledkem výše popsaného je, že i když na „asymetrický“ krystal dopadá paralelní polychromatický paprsek, pak difraktovaný paprsek je poněkud odchýlený od zrcadlově odraženého paprsku a má též malou divergenci. Tento jev lze též považovat za projev **refrakce při asymetrické difrakci**. Pro stanovení rozlišovací schopnosti monochromátoru je důležité vědět, jaký interval vlnových délek $\Delta\lambda$ projde monochromátorem i přesto, že dopadající svazek je přesně paralelní. Zřejmě platí, že

$$\Delta\lambda = \frac{\omega_0}{D} = \omega_0 \left(\frac{d\lambda}{d\theta} \right) = \omega_0 \left(\frac{2d}{k} \right) \cos\theta \quad (23)$$

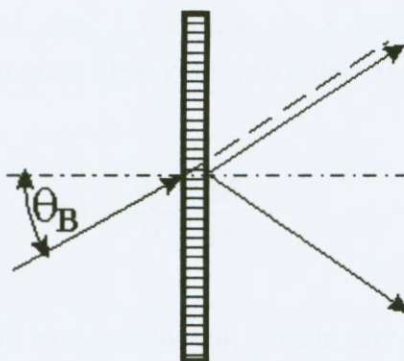
kde D je disperze spočítaná z Braggova zákona.

Braggova kosá difrakce se chová jako symetrická v tom smyslu, že $\omega_0 = \omega_s$. Divergence difraktovaného svazku má však složku do směru kolmého na rovinu difrakce a tato složka je tím větší, čím větší je „kosost“ difrakce. (Složka divergence do roviny difrakce je opět ω_s .) Dopadá-li na takovýto krystal paralelní polychromatický svazek, pak difraktovaný svazek je lehce odkloněn ve směru kolmém na rovinu difrakce (sagitálním směru) a má též malou sagitální divergenci, což je projevem **refrakce při kosé difrakci**. Interval vlnových délek, který monochromátorem prochází, je stejný jako u symetrické difrakce.



Obr. 3.3

Odchytky a divergence difraktovaného svazku pro dopadající paralelní a polychromatický svazek záření.



Obr. 4.4

Laueho difrakce.

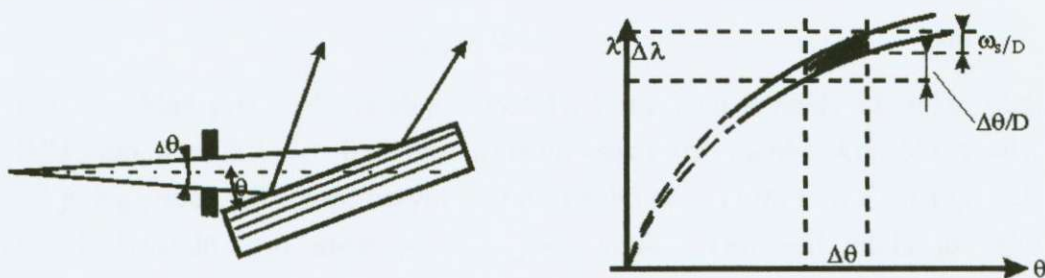
Laueho symetrická difrakce se vyznačuje tím, že difraktovaný paprsek vstupuje do krystalu, prostupuje krystalem a na výstupním povrchu se štěpí na dva paprsky: jeden má směr dopadajícího paprsku a druhý směr paprsku odraženého na difraktujících rovinách (obr. 3.4). Difrakce se i zde řídí Braggovým zákonem. I zde platí, že šířka difrakčního úhlového oboru (krystalové funkce) pro monochromatické záření je konečná, a zužuje se pro vyšší harmonické. Na rozdíl od Braggova případu je krystalová funkce symetrická a pro všechny harmonické je centrována na Braggově úhlu θ_B .

3.2 Jednokrystalový monochromátor

U jednokrystalového monochromátoru vymezujeme štěrbinou určitý interval úhlů θ , čímž vymezujeme i určitý interval vlnových délek.

DuMondův diagram pro jednokrystalový monochromátor a symetrickou difrakci je v podstatě grafické zobrazení Braggova zákona se zahrnutím refrakčních

jevů podle dynamické teorie. Vzhledem k tomu, že difrakce není ostrá ale dochází k ní v určitém intervalu ω_s , zobrazí se v diagramu nikoliv ostrá sinusoida ale tenký pás, poněkud posunutý vzhledem k sinusoidě $2d \sin\theta$ doprava o $\Delta\theta_s$.



Obr.3.5

Jednokrystalový monochromátor založený na Braggově difrakci a DuMondův diagram.

Z DuMondova graffu na obr. 3.5 vidíme, že vymežíme-li jistou divergenci svazku $\Delta\theta$, monochromátor propustí obor vlnových délek $\Delta\lambda$, kde

$$\Delta\lambda = \frac{\omega_s}{D} + \frac{\Delta\theta}{D} \quad (24)$$

Odsud je vidět, že i když bychom dovedli zařídit, aby dopadající svazek záření byl dokonale paralelní, pak $\Delta\lambda$ neklesne na nulu, nýbrž na hodnotu ω_s / D . Jinými slovy, rozlišovací schopnost jednokrystalového monochromátoru je omezena shora hodnotou

$$R_l = \frac{D\lambda}{\omega_s} \quad (25)$$

což je tzv. **vnitřní (intrinsic) rozlišovací schopnost**. Tu lze zvýšit pouze použitím vyššího řádu difrakce, pro který je ω_s menší, a nebo použitím asymetrické difrakce tak, aby $\omega_0 < \omega_s$. V tomto případě asymetrické difrakce vystupující svazek zúžíme. Jestliže, naopak, nám jde více o intenzitu než o rozlišení, pak volíme asymetrii tak, aby $\omega_0 > \omega_s$. V tomto případě vystupující svazek rozšíříme. DuMondův diagram se pro asymetrickou difrakci a jednu harmonickou skládá ze dvou překládajících se nebo dokonce oddělených pásů o různých šířkách (ω_0, ω_h).

Je třeba si však uvědomit, že při vymezení určité divergence dopadajícího záření se difraktují také vyšší harmonické. Ty v případě jednokrystalového monochromátoru můžeme odstranit pouze snížením napětí na rtg. lampě nebo použitím zrcadla, a nebo je prostě neregistrovat pomocí amplitudového analyzátoru pulzů tam, kde je to možné.

Z Braggova zákona plyne omezení vlnových délek, pro které je možno použít monokrystalů jakožto monochromátorů. Omezení shora je jednoznačné; maximální λ je dána maximální možnou hodnotou $\theta = 90^\circ$, z které plyne

$$\lambda_{\max} = 2d \quad (26)$$

Tak například pro nejdokonalější krystaly, jimiž jsou krystaly křemíku, platí $d_{111} = 0.313$ nm, a tudíž $\lambda_{\max} = 0.62$ nm. Existují však i jiné, méně dokonalé krystaly, pro které je λ_{\max} větší, jako např. beryl (1.59 nm) nebo slída (1.98 nm) a existuje řada organických krystalů, pro které je λ_{\max} ještě větší. Omezení zdola je spíše technického rázu. Je-li θ velikosti jednoho či několika stupňů, pak začínají vzrůstat nároky na rozměr krystalu a přesnost úhlového nastavení. Úhel θ lze zvýšit zvýšením řádu difrakce; toto zvýšení je však zase na úkor intenzity.

Jak bylo uvedeno výše, jedna složka $\Delta\lambda$ souvisí s divergencí svazku záření $\Delta\theta$ dopadajícího na krystal. Tuto složku při existujícím $\Delta\theta$ lze eliminovat pouze tehdy, bude-li se d_{hkl} laterálně měnit tak, že součin $d_{hkl}(\theta) \sin\theta$ bude konstantní. Takovéto krystaly (**graded crystals**) byly připraveny a úspěšně vyzkoušeny v BESSY (nový zdroj synchrotronového záření v Berlíně). Jde o krystaly křemíku dopované germaniem tak, že se koncentrace Ge laterálně mění. Vzhledem k malé divergenci synchrotronového záření se koncentrace Ge mění jen málo. Podobného efektu lze dosáhnout i s normálním krystalem tak, že se z divergentního, na krystal dopadajícího svazku vytvoří zrcadlem (např. parabolickým) svazek paralelní.

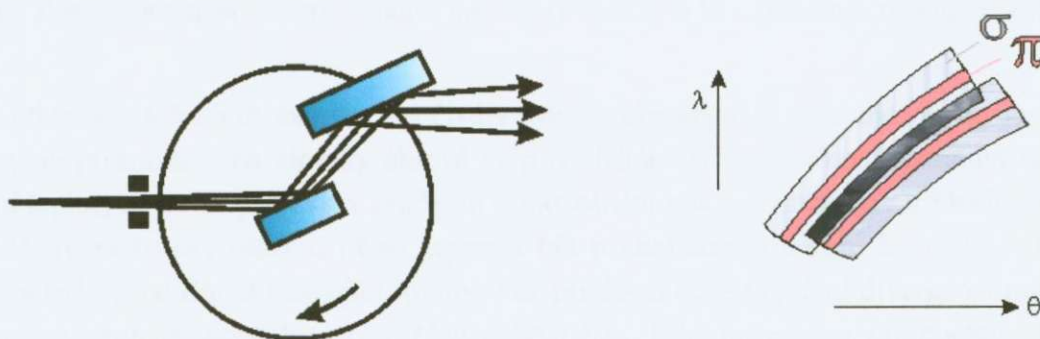
Laueův krystalový monochromátor (tj. monochromátor založený na Laueho difrakci) se v zásadě chová podobně jako Braggův monochromátor. I zde vymezujeme jisté $\Delta\theta$ k docílení monochromatizace.

Intenzita monochromatizovaného záření je však podstatně menší než u Braggova krystalu. To je dáno jednak tím, že se uvnitř krystalu generuje více vlnových polí, z nichž některé se v důsledku vysoké absorpce absorbují ještě v krystalu. Dále tím, že vystupující záření se ještě rozštěpí na dvě složky, z nichž pouze jedna je použita. Tyto krystaly se používají hlavně pro monochromatizaci tvrdého záření (krátké λ) a to ze dvou důvodů. První důvod je ten, že pro krátké λ je absorpce malá a ztráty intenzity nejsou příliš velké a dále malé θ nevyžadují velké rozměry krystalu, neboť záření dopadá na povrch krystalu téměř kolmo. Určitou výhodou Laueho krystalu je to, že při dostatečné tloušťce krystalu je difraktované záření polarizované v celém rozsahu θ .

3.3 Dvoukrystalové monochromátory

3.3.1. Bezdisperzní, (+,-) uspořádání.

V tomto uspořádání jsou dva stejné krystaly nastaveny do paralelní polohy tak, že všechny paprsky, které se difraktují od prvního krystalu se difraktují také od druhého krystalu (obr. 3.6.). Při difrakci na prvním krystalu je difraktovaný paprsek pootočen vzhledem k dopadajícímu v jednom smyslu, a při difrakci na druhém krystalu dojde k pootočení v opačném smyslu. Odtud označení (+,-). Podobně jako u jedнокrystalového monochromátoru, se interval propouštěných vlnových délek určuje nastavením θ a velikosti štěrbiny. „Krystalová funkce“ tohoto uspořádání je součinem C^2 krystalových funkcí. Na rozlišovací schopnost má toto uspořádání vliv jen do té míry, že funkce C^2 má mohem nižší postranní hodnoty (tails) než funkce C a tedy monochromatizace je „čistší“, neboli lépe omezena na interval, kde se krystalová funkce zřetelně odlišuje od nuly. Vlnová délka se ladí otáčením obou krystalů jako celku. Hlavní předností tohoto uspořádání je to, že difraktovaný paprsek od druhého krystalu postupuje ve stejném směru jako paprsek dopadající na první krystal. To je nesmírně důležité při monochromatizaci synchrotronového záření, kde aparatura se vzorkem má své stabilní místo.



Obr. 3.6

Dvoukrystalový monochromátor v (+,-) bezdisperzním uspořádání a DuMondův diagram.

DuMondův diagram pro toto uspořádání se skládá z grafu pro první krystal, což je pás, jak jsme uvedli dříve, a grafu pro druhý krystal. Ten znázorňuje reflektivitu druhého krystalu, ale v závislosti na úhlu θ , s kterým paprsky dopadají na **první** krystal. Tedy i zde je grafem pás. Jsou-li oba krystaly nastaveny přesně do paralelní polohy, pak se oba pásy přesně překrývají a vše, co se difraktuje od prvního krystalu se difraktuje i od druhého. Jestliže nyní oba krystaly poněkud rozladíme z paralelní polohy, například pootočením druhého krystalu o úhel $\Delta\theta$ kolem osy kolmé na rovinu difrakce, pak pás odpovídající druhému krystalu se posune o $\Delta\theta$ ve směru osy θ vzhledem k pásu odpovídajícímu prvnímu krystalu. K difrakci nyní dochází pro ta θ a λ , která odpovídají překryvu obou pásů. Při dalším pootočení krystalu dochází k současnému vymizení překryvu pro všechna θ a monochromátorem již neprochází žádné záření. Otáčením pouze jednoho (druhého) krystalu tedy nemůžeme nastavovat vlnovou délku, jako tomu je u jiných uspořádání, a proto se toto uspořádání nazývá

bezdisperzní. Představme si nyní do DuMondova grafu pro paralelní uspořádání (symetrickou difrakci) zakresleny pásy i pro vyšší harmonické a rovněž zvlášť pro σ a π polarizační komponentu. Je zřejmé, že slabým rozjustováním lze dosáhnout několika efektů.

1. Mírné zvýšení vnitřní rozlišovací schopnosti, neboť překrývající se část pásů je užší než šířka každého pásu. „Krystalová funkce“ tohoto uspořádání je dána funkcí $C(\theta)C(\theta-\Delta\theta)$. Při větším rozjustování klesá maximální hodnota této funkce natolik, že její pološířka naopak roste.

2. Jelikož šířky pásů pro vyšší harmonické jsou vždy menší než šířka pásu pro základní harmonickou, dojde při určitém rozjustování k tomu, že se již nepřekrývají pásy pro vyšší harmonické při ještě dostatečném překryvu pásů pro základní harmonickou. Při tomto rozjustování tedy toto krystalové uspořádání propouští část základní harmonické a potlačuje podstatně vyšší harmonické.

3. Jak plyne z dřívějšího výkladu, je šířka pásu pro π polarizační komponentu $\cos 2\theta$ násobek šířky pásu pro σ polarizační komponentu, tedy je užší. Podobně jako v předcházejícím bodu rozjustováním můžeme značně omezit překryv pásů pro π komponentu při ještě dostatečném překryvu pásů pro σ komponentu. Jinými slovy, toto uspořádání funguje jako polarizátor, a to i pro úhly θ odlišné od 45° .

Obtížnost tohoto uspořádání spočívá v tom, že oba krystaly musí být sjustovány s vysokou přesností, i na zlomky úhlové vteřiny. Jakákoliv nestabilitnost aparatury či okolní teploty se může projevit v prudkém samovolném poklesu intenzity. V ideálním případě by měly osy otáčení obou krystalů být rovnoběžné a s nimi by měly být rovnoběžné i příslušné difraktující roviny. Pak při dostatečné sagitální divergenci má reflexe za druhým krystalem tvar čáry nebo pásu. Tato reflexe se při pootočení jednoho krystalu naráz objeví či zmizí, a to jako celek. Jestliže jsou ale difraktující roviny skloněny vůči ose otáčení, pak je obraz reflexe menší a při meridionálním otáčení jednoho z krystalů (tj. kolem osy kolmé na rovinu difrakce) se pohybuje ve směru kolmém na rovinu difrakce. Tento obraz zkušný experimentátor využívá k sjustování sklonu obou krystalů.

Jestliže tedy máme sjustované sklony obou krystalů, pak při postupném otáčení např. druhého krystalu kolem osy kolmé na rovinu difrakce a registrací difraktovaného výkonu dostáváme tzv. rocking curve (RC), která je konvolucí dvou krystalových funkcí:

$$RC(\Delta\theta) = \int C(x)C(x - \Delta\theta)dx \quad (27)$$

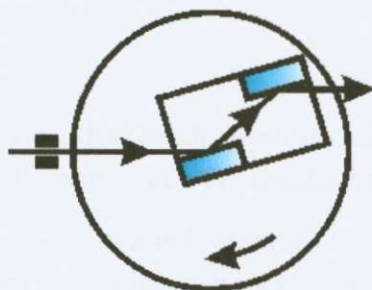
kde

$$x = \theta - \theta_B . \quad (28)$$

Jedním z kritérií dokonalosti monokrystalů pro jejich použití jako rentgenových monochromátorů je to, že difraktují podle dynamické teorie, čili že jejich krystalová funkce má tvar teoretické Darwin-Prinsovy funkce. Tuto funkci je ale obtížné přímo změřit. Je však poměrně snadné spočítat konvoluci krystalových funkcí a porovnat ji s naměřenou křivkou. Zatím co funkce C je silně asymetrická, RC je vždy symetrická.

Při proměřování RC si musíme uvědomit, že současně měříme křivky pro různé polarizační komponenty a pro různé harmonické, přičemž se šířky těchto křivek navzájem liší. U synchrotronového záření, které je lineárně polarizované, se vyšší harmonické projevují jako úzký pík superponovaný na širší křivce základní harmonické. Je pak poměrně snadné nastavit krystaly mimo tento pík a tak se zbavit vyšších harmonických.

I když vystupující svazek pokračuje ve směru dopadajícího paprsku, přesto se se změnou θ posouvá. Aby se zajistila fixní poloha monochromatického svazku, musí se se změnou θ také vhodně měnit vzdálenost krystalů. Takto pracuje většina monochromátorů synchrotronového záření

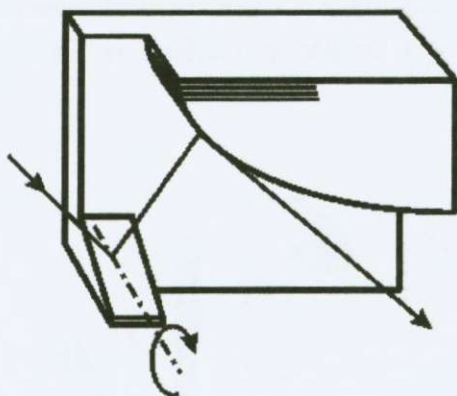


Obr. 3.9

Žlábkový (channel-cut) monochromátor

Problém udržení stability justáže obou krystalů lze jednoduše odstranit tak, že se obě difrakční plochy vyrobí do jednoho monokrystalu (obr. 3.9). Vznikne jakýsi žlábek, kde k difrakci dochází na vnitřních stěnách tohoto žlábků (channel-cut crystal). Výhodou je „přirozená“ sjustovanost obou difraktujících částí a to, že monochromatizovaný svazek záření pokračuje ve směru dopadajícího. Nicméně, v této jednoduché formě má takovýto monochromátor i některé nevýhody. Vystupující svazek se při změně θ posouvá, nelze odstranit harmonické slabým rozjustováním, a nelze korigovat zahřátí první difrakční plochy pootočením druhého krystalu. Dále, dopadá-li na takovýto krystal polychromatické synchrotronové záření, pak dochází k difrakci paprsků různých vlnových délek na různých krystalografických rovinách. Tyto paprsky se difraktují na první difraktující části krystalu do různých směrů, avšak druhá difraktující část je vrátí opět do směru

difrakce hlavního paprsku, tj. do směru dopadajícího záření. Tyto parazitní reflexe (tzv. glitches) je někdy velice obtížné odlišit od hledané reflexe. Pokud se používá dvou oddělených krystalů, pravděpodobnost vzniku těchto parazitních reflexí je menší, a pokud se objeví, stačí jeden z krystalů pootočit kolem normály k difrakčním rovinám.



Obr. 3.10

Monolytický (channel-cut) monochromátor odstraňující vyšší harmonické v širokém rozmezí úhlů θ a současně umožňující udržení konstantní polohy vystupujícího svazku posunem krystalu ve směru osy otáčení.

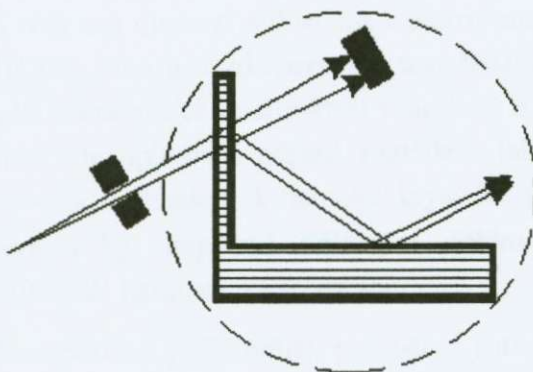
Přirozená sjustovanost obou difrakčních ploch u channel-cut monochromátoru je takovou předností, že se hledaly cesty, jak výše uvedené nevýhody odstranit.

Parazitní reflexe u channel-cut monochromátoru zcela odstranit nelze; lze ale zvolit takovou orientaci řezů, pro kterou je počet těchto reflexí minimální.

Pokud jde o harmonické, jsou možné dva přístupy. Jedním přístupem je naříznout channel-cut krystal tak, aby bylo možno elastickou deformací obě difrakční plochy navzájem slabě rozjustovat. Druhý přístup spočívá v asymetrických řezech obou difrakčních ploch tak, že se indexy asymetrie na obou plochách vhodně liší. Tím dojde k vzájemnému posunu krystalových funkcí tak, že se již funkce pro vyšší harmonické nepřekrývají při ještě dostatečném překryvu funkcí pro první harmonickou. Aby toto platilo v širokém rozsahu Braggových úhlů, musí se index(y) asymetrie s θ předem určeným způsobem měnit, čili musí být alespoň jedna difrakční plocha vhodně zakřivená. Ukazuje se, že tato plocha musí mít exponenciální tvar.

Problém fixní polohy difraktovaného svazku se dá u channel-cut krystalu rovněž řešit několika způsoby. Jedním způsobem je opět vhodné zakřivení difrakčních ploch. Posunutí vystupujícího paprsku totiž závisí na vzdálenosti konkrétních difraktujících krystalografických rovin na obou difraktujících částech krystalu a na Braggově úhlu. Aby poloha vystupujícího svazku byla fixní, nezávislá

na θ , musí se tato vzdálenost s θ měnit. Jiný způsob jak tuto vzdálenost měnit je využít asymetrické difrakce na jedné difraktující části a posunu krystalu ve směru kolmém na osu otáčení krystalu a nebo využít kosou difrakci na jedné části a pohybu krystalu ve směru osy otáčení. Channel-cut krystal, který by měl první difraktující část říznutou tak, že difrakce je kosá a druhou difrakční část zakřivenou do exponenciálního tvaru by odstraňoval harmonické v celém rozsahu úhlů θ a současně by umožňoval fixní polohu monochromatického svazku. Nastavení úhlu θ zde musí být doprovázeno translací jednak ve směru osy otáčení a jednak i ve směru na ní kolmém.



Obr. 3.11

Braggovo-Laueho monolytické uspořádání.

Dosud jsme mluvili o takovém (+,-) uspořádání, kde na obou krystalech (či částech krystalu) dochází k Braggově difrakci. Zvláštním případem monolitického (+,-) uspořádání je případ, kdy na prvním krystalu dochází k Laueho difrakci a na druhém k Braggově difrakci. Z toho, co jsme řekli o obou typech difrakce plyne, že k tomu, aby obě difraktující části difraktovaly současně, je třeba nepatrně deformovat Laueho část. Tím dojde k překryvu funkcí pro první harmonickou, nikoliv však pro vyšší harmonické. Lze rovněž ukázat, že při změně nastavení Braggova úhlu otáčením monochromátoru kolem styčné přímky obou jeho difraktujících částí zůstává poloha vystupujícího svazku konstantní. Navíc zde dochází k tzv. polychromatické fokusaci.

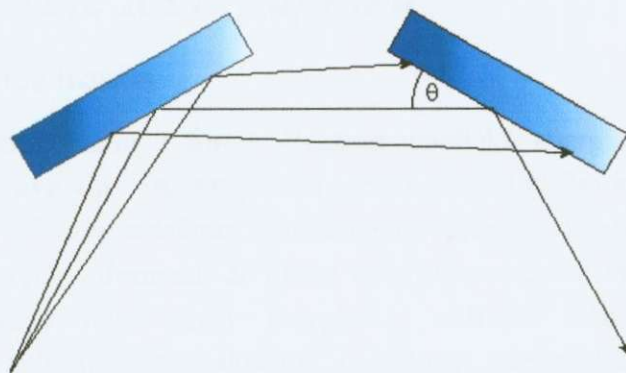
3.3.2. Slabě disperzní (+,-) uspořádání

Toto uspořádání se používá poměrně vzácně (u nás se též objevil název neparalelní uspořádání). Připomíná bezdisperzní uspořádání s tím, že oba krystaly jsou podobné, nikoliv stejné. Typickým uspořádáním je např. kombinace Si a Ge krystalů difraktujících na rovinách stejného typu. DuMondův diagram se pak skládá ze dvou pásů majících sice stejné znaménko směrnice ale sklon pásů je pro každý krystal jiný. Znamená to, že se pásy protínají i když jedním z krystalů pootáčíme v širokém rozsahu úhlů. Průnik obou pásů vymezuje vlnový a úhlový obor který prochází monochromátorem. Tyto obory jsou poměrně široké a jsou vymezeny krystalovým uspořádáním bez nutnosti použití štěrbin a závisejí na vzájemném natočení krystalů. Systém tedy má disperzi vzhledem k úhlovému nastavení jednoho z krystalů. Není to tedy již tak, jako u bezdisperzního uspořádání, kdy se difraktuje vše a nebo nic. Rovněž vyšší harmonické se difraktují v širokém rozmezí úhlů otáčení jednoho z krystalů a nelze zde aplikovat nějaké rozladění jako v bezdisperzním případě. Na druhé straně však, vzhledem k různosti krystalů, průsečíky pásů pro jednotlivé harmonické odpovídají nepatrně odlišným úhlům θ a je zde tedy principiální možnost oddělit vyšší harmonické štěrbinou.

Jelikož směrnice obou pásů se příliš neliší, pootočení jednoho z krystalů vede k rychlému posunu průsečíku (průniku) obou pásů, čili disperze monochromátoru je malá; odtud název slabě disperzní.

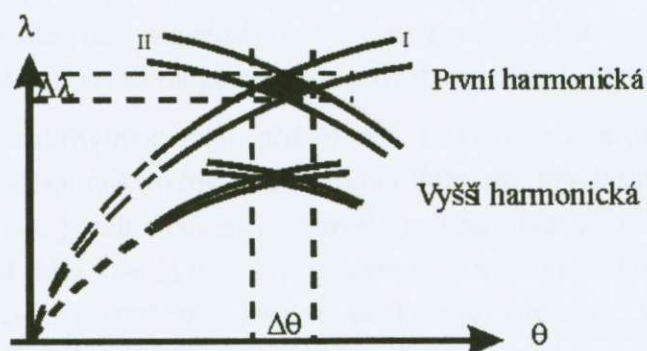
3.3.3. Disperzní (+,+) uspořádání

Disperzní (+,+) uspořádání je patrné na obr. 3.12. Zpravidla se používá dvojice stejných krystalů. Předpokládejme, že jistý paprsek se od obou krystalů difraktuje se stejným θ . Potom jiný paprsek, který se od prvního krystalu difraktuje s menším úhlem, dopadá na druhý krystal naopak s větším úhlem a tam pro něj není proto splněna Braggova podmínka a tudíž se nedifraktuje. Podobně je tomu pro paprsky, které se od prvního krystalu difraktují s úhlem větším. Pásy v DuMondově diagramu jsou orientovány tak, že směrnice mají opačná znaménka. Pásy se protínají, a to pro všechny úhly θ . Na rozdíl od předcházejícího odstavce však průnik odpovídá pouze úzkému oboru θ a λ . Takovýto monochromátor bez pomoci štěrbin propouští velice malý úhlový (meridionální) a vlnový obor, a to i tehdy, je-li zdroj záření široký. Rozlišovací schopnost se tedy prakticky rovná vnitřní rozlišovací schopnosti. Ze symetrie DuMondova grafu pro stejné krystaly je zřejmé, že se všechny harmonické difraktují do jednoho úhlu a toto uspořádání tudíž neumožňuje odstranění vyšších harmonických.



Obr.3. 12

Dvoukrystalové dispersní (+,+) uspořádání.



Obr.3. 13

DuMondův diagram pro (+,+) uspořádání.

Dosud jsme mlčky uvažovali pouze o meridionální divergenci svazku. V případě velké sagitální divergence leží pro každý bod zdroje všechny paprsky difraktované druhým krystalem v rovině rovnoběžné s průsečnicí difraktujících rovin obou krystalů. Pro tyto paprsky přitom platí. Tento vztah umožňuje zobrazení spektra v režimu tzv. **vertikální disperze**. Zpravidla se však sagitální divergence omezuje a λ se ladí otáčením druhého krystalu kolem osy kolmé k rovině difrakce. Dá se snadno ukázat, že disperze je pak dvojnásobkem disperze spočítané z Braggova zákona.

4) Jiné zdroje RTG paprsků

4.1. Mikrovlnná trouba

Mikrovlny jsou jednou z forem elektromagnetické energie. Podobně jako světelné nebo rozhlasové vlny zaujímají část elektromagnetického spektra. Ve věku moderní technologie jich využíváme k dálkovému přenosu telefonu, televizních programů a počítačových informací, ať už na zemi či prostřednictvím satelitů. Ale nejznámější jsou nám jako zdroj energie k ohřívání nebo vaření jídla. Každá mikrovlnná trouba obsahuje takzvaný magnetron, speciální elektronku, v níž magnetická a elektrická pole působí na elektrony tak, aby produkovala záření v mikrovlnném spektru okolo 2450 megahertzů (MHz), čili 2,45 GHz. Takto vyprodukované mikrovlnné záření působí na molekuly potravin.

Všechny energetické vlny mění svou polaritu z pozitivní na negativní, a to při každém cyklu vlny. U mikrovln k těmto změnám dochází nesčetněkrát za sekundu. Molekuly potravin - obzvláště molekuly vody - mají pozitivní a negativní "konce", obdobně jako severní a jižní pól magnetu. Jsou tedy dvoupólové - bipolární.

Běžné typy mikrovlnek mají příkon asi 1000 wattů střídavého proudu. Magnetronem generované mikrovlny bombardující jídlo nutí bipolární molekuly, aby ve snaze přizpůsobit se jejich frekvenci, rotovaly milióny krát za vteřinu. "Zmítání molekul přímo uvnitř jídla vyvolá třecí teplo, které ho vaří zevnitř. Násilím vyvolané molekulární tření ovšem současně značně poškozuje strukturu všech okolních molekul; nezřídka je úplně roztrhá nebo přinejmenším značně deformuje. (Věda tomu říká "strukturální izomerie".) Pro porovnání. Zatím co tvorba tepla přicházejícího ze Slunce spočívá na principu pulsujícího stejnosměrného proudu (DC), mikrovlnné trouby užívají k jeho vytvoření střídavý proud (AC). Magnetron v troubě navíc produkuje špičky vlnových délek energie ve velmi zúžené frekvenci energetického spektra, zatímco sluneční přichází v širokém kmitočtovém pásmu. K popisu vlastností elektromagnetických vln je užívána řada termínů, například vlnová délka, amplituda, cyklus a frekvence.

Vlnová délka udává typ záření, například rozhlasové vlny, rentgenové záření, záření ultrafialové, viditelné, infračervené, atd.

Amplituda udává rozsah kmitu změřeného od výchozího bodu.

Cyklus udává jednotku frekvence, například v cyklech za sekundu, hertz (Hz), nebo v taktech za sekundu.

Frekvence udává počet výskytu kmitů v časovém intervalu (obvykle 1 sekunda); jde tedy o počet opakování průběhu události za jednotku času; například počet opakování cyklů za sekundu.

Záření je rozptyl energie elektromagnetickými vlnami.

Podle definice fyzikálního názvosloví jde o "elektromagnetické vlny vysílané atomy a molekulami radioaktivních látek v důsledku jaderného rozpadu". Záření vyvolává ionizaci, protože neutrální atomy získávají nebo ztrácejí elektrony. V mikrovlnné troubě tedy dochází k rozpadům a změnám molekulární struktury potravin vystavené procesu radiace. Výrobci by správně měli hovořit o "radiálních troubách", ale je sporné, zda by pak vůbec ještě nějakou prodali. Název nicméně přesně vystihuje čím mikrovlnná trouba skutečně je.

Mikrovlnná příprava jídla není totéž jako jeho ozařování (radiální "treatment"). Budí to dojem, že je užito naprosto rozdílných energetických vln odlišné intenzity. Ani jedna dosavadní úřední studie ovšem neprokázala neškodnost užívání mikrovln. Přitom všichni víme, že platnost oficiálních studií bývá "ve vyšším ekonomickém zájmu" záměrně omezená. Mnohá z takovýchto "oficiálních studií" se také později ukázala jako žalostně nepřesná.

Spotřebitelé by mohli očekávat, že experti používají v dostatečné míře zdravý selský rozum.

5) Vliv záření na živé organismy, platné normy

5.1 Bezpečnost

Práce Evropské komise v oblasti radiační ochrany se řídí Evropskou smlouvou a směrnicemi, které z této smlouvy vycházejí. Nejdůležitější směrnici jsou Základní bezpečnostní standardy týkající se ochrany pracovníků se zářením a obyvatelstva (80/836/ Euratom), revidované v roce 1996 (96/29/ Euratom). V roce 1984 vydala Rada k Základním bezpečnostním standardům doplňkovou směrnici vztahující se na osoby vystavené lékařské expozici (84/466/ Euratom). Tato směrnice byla revidována v roce 1997 (97/43/ Euratom). Obě směrnice vyžadují stanovení kritérií přijatelnosti pro radiologická zařízení (včetně radioterapie) a zařízení pro nukleární medicínu v členských státech.

Zkušenosti ukázaly, že sestavení takovýchto kritérií může působit potíže, zejména pokud jde o technické parametry zařízení. Komise proto v roce 1990 převzala iniciativu při tvorbě kritérií přijatelnosti (Bland, NRPB). Po dvou pracovních schůzkách odpovědných zástupců členských států (18.9.1992 a 30.3.1994) byla vyslovena nutnost rozšíření kritérií o požadavky na specifická radiologická zařízení a zařízení nukleární medicíny. V roce 1995 byla po zhodnocení situace provedena anketa mezi příslušnými odborníky (Kal & Zoetelief), jejíž výsledky byly zohledněny v nové zprávě navrhuující další kritéria pro všechna tato zařízení. Tato zpráva, rozšířená ještě o informace z jiných zdrojů, byla odpovědnými orgány diskutována v Luxembourg 4. a 5. září 1996. Výsledkem je soubor kritérií přijatelnosti vztahujících se na zařízení používaná v radiologii, radioterapii a nukleární medicíně. Tato kritéria nejsou pro členské země závazná, ale byla připravena, aby pomáhala odpovědným orgánům při stanovování a úpravě kritérií přijatelnosti a při stanovování takzvaných minimálních kritérií. Tato kritéria by neměla být zaměňována s požadavky na návrh a konstrukci přístrojů a zařízení pro radiologii a nukleární medicínu, které jsou uvedeny v příloze I, části 2, § 11,5 ve Směrnici pro lékařská zařízení (93/42/EEC). Tato zpráva bude pravidelně revidována a budou v ní zohledňovány nové vědecké a technické informace a poznatky. Zpráva je součástí řady různých technických návodů, vypracovaných pro usnadnění zavádění Směrnice pro lékařské expozice. Doufám, že tento dokument pomůže zajistit stálé zdokonalování radiační ochrany v lékařství.

Účelem je specifikovat minimální požadavky na provoz rentgenových zařízení. Zde prezentovaná kritéria by měla být považována za "kritické hodnoty", tj. takové velikosti jednotlivých parametrů, při kterých je třeba zahájit nápravná opatření. Provedení těchto opatření spočívá nejprve v určení stavu zařízení. Po tomto stanovení

by mělo být v přiměřené době provedeno některé z nápravných opatření (vyřazení, výměna zařízení, oprava) a přesně definovány všechny okolnosti, za kterých může být zařízení dále používáno. K odhalení příčin odchylek od požadované úrovně je někdy nutné provést další podrobnější a přesnější měření. Je nutné zdůraznit, že tato navržená kritéria by neměla být používána jako doporučené hodnoty v oblasti řízení jakosti. Tento dokument se vztahuje na diagnostické přístroje všeobecně, dále na specifické přístroje, jako jsou zařízení pro konvenční a počítačovou tomografii, dentální radiografii, mamografii, radioterapii a nukleární medicínu.

Co se týká digitální radiografie, jsou znalosti kritérií založené na zkušenostech a znalostech výrobců, odpovídajících orgánů a uživatelů stále nedostačující. Proto tato kritéria nemohou být uvedena v tomto materiálu a budou stanovena poté, co bude získáno více zkušeností. Přístroje používané v pediatrii se mohou lišit od přístrojů používaných pro dospělé. Nicméně kritéria pro pediatrickou radiologii se neliší od kritérií všeobecných. Další požadavky vyplývají nejenom z menších rozměrů pediatrických pacientů, ale i z dalších specifických podmínek vyšetření. Zařízení musí být vhodným způsobem umístěno a obsluhující personál, který by měl být během vyšetření v blízkosti pacienta, musí být odpovídajícím způsobem chráněn. Některá starší zařízení však nemusí pracovat odpovídajícím způsobem při velmi krátkých expozičních časech. Rentgenové přístroje by též měly umožnit používání filmů a zesilujících fólií s vysokou citlivostí. V porovnání se všeobecně používanými zařízeními by kolimátory používané v pediatrii měly být nastavitelné na menší rozměry. V praxi je nutné se vždy ujistit, že snímkování dítěte je vždy klinicky odůvodněno a je optimalizováno (CEC, 1996a). V kapitole 1 jsou popsány fyzikální parametry diagnostických zařízení obecně. U přístrojů pro speciální použití (kapitoly 3 až 6) jsou stanovena ještě kritéria doplňková. V případě, že pro speciální aplikaci nejsou ustanovena žádná kritéria, platí podmínky uvedené v kapitole 1.

Kapitoly 2 a 3 se zabývají konvenční skiaskopií a podmínkami při zpracování filmu. Podmínky pro konvenční a počítačovou tomografii jsou uvedeny v kapitole 4. V kapitole 5 jsou popsány požadavky na zařízení ve stomatologii. V kapitole 6 jsou uvedeny závěry z Evropských směrnic pro zajištění jakosti při mamografickém screeningu s ohledem na kritéria pro mamografická zařízení (CEC, 1993; 1996b). Závěrečné kapitoly se zabývají podmínkami pro radioterapeutické přístroje a zařízení pro nukleární medicínu.

6) Využití rentgenového záření

6.1 V kriminalistice

Pro vyhledávání zbraní v příručních zavazadlech jsou principiálně dobré i současné **rentgeny**. Zlepšovat by se měla především kvalita zobrazení, aby bylo možno rozeznat zbraně maskované jako tužky, hřebeny apod. Pro podrobnější zkoumání takovýchto podezřelých položek jsou výborné rentgeny s počítačovou tomografií, i když jsou poněkud pomalejší a především drahé.

Podstatně zlepšit se musí **vyhledávání výbušnin v příručních zavazadlech**. Jedním článkem řešení jsou **rentgeny s tzv. vícehledovou tomografií**. U nich je zavazadlo pohybující se po dopravníkovém pásu osnímковано metodou dvojí energie postupně třemi soustavami zdroj - sestava detekčních diod, pokaždé z jiného směru. Je to tedy jakási méně dokonalá verze počítačové tomografie, tenké plástve výbušnin však detekuje a dopravníkový pás se nemusí zastavovat. Tyto přístroje se v současnosti zavádějí pro prohlídku velkých zavazadel určených do nákladových prostorů letadel. Pro prohlídku příručních zavazadel by se musely zmenšit (a zlevnit). Vzhledem k jednoduššímu obsahu příručních zavazadel by byly vhodné i **rentgeny s počítačovou tomografií**, neboť je menší pravděpodobnost, že na prvním, pomocném zobrazení operátor přehlédne podezřelou položku a nezvolí alespoň jednu rovinu řezu skrz tuto položku. Obě tyto rentgenové metody však stále předpokládají určitou hustotu a průměrné protonové číslo výbušnin.

Jako perspektivní se jeví i již dnes pro prohlídku velkých zavazadel komerčně nabízená metoda zvaná **rentgenová difrakce**. Při ní je operátorem na základě "klasických" rentgenových metod v kontrolovaném zavazadle vytipována a označena podezřelá položka. Nad ni pak najede zdroj tenkého svislého rentgenového paprsku a pod ni detekční soustava se zaslepeným středem, kam dopadá zeslabený svislý paprsek. Detekovány jsou pak difrakční kroužky. Úhel difrakce je závislý na vlnové délce rentgenového paprsku a vzájemné vzdálenosti meziatomárních rovin materiálu zkoumané položky. Rentgenovou difrakcí můžeme tedy rozlišovat druhy materiálů. Nevýhodou dosavadního pojetí je přece jenom delší doba, a přitom pouze bodové ověření druhu materiálu.

6.2 V lékařství

6.2.1 RTG vyšetření v chirurgii

RTG vyšetření může být prováděno buď klasicky nebo s kontrastem. Klasickým RTG vyšetřením se zobrazují požadované oblasti, bez předchozí přípravy pacienta. Na výsledném snímku jsou zobrazeny černobíle. Tato metoda se používá v mnoha lékařských oborech. Často v ortopedii, chirurgii a interních oborech. Například při úrazech, bolestech břicha nebo při běžném snímkování plic. Vyšetření s kontrastem slouží ke zviditelnění struktur, které by se na klasickém snímku nezobrazily. Používá se pro ozřejmení průběhu cév a dutých orgánů. RTG se neprovádí u těhotných. U klasického RTG snímkování není většinou nutná žádná zvláštní příprava. Pokud se chystáte na RTG vyšetření s kontrastní látkou, budete jistě upozorněni, co máte před vyšetřením udělat. Jednotlivé postupy se liší v závislosti na vyšetřované oblasti. Obecně platí, že je nutné být nalačno. To znamená, že nesmíte jíst minimálně 3 hodiny, nejlépe však 6 hodin před vyšetřením. Můžete pít vodu a užívat nezbytné léky.

Při klasickém RTG vyšetření Vám ošetřující personál vysvětlí, jakou polohu máte při vyšetření zaujmout. Aby byl výsledný snímek co nejpřesnější, odložíte si ty části oděvu, které by zanechávaly viditelné stopy na snímku (např. kovové nebo silné části oděvu). Dále Vás vyzve například k zadržení dechu nebo zachování určité polohy a provede jeden nebo více rentgenových snímků v různých projekcích. Většinou se jedná o snímky plic, páteře, žeber, lebky a končetin. Při **kontrastním** rentgenovém vyšetření Vám bude podána tzv. kontrastní látka. Pokud jste na cokoli alergičtí, upozorněte lékaře před vyšetřením. Kontrastní látkou může být roztok barya, který se užívá většinou při vyšetření zažívacího traktu. Vodou ředitelná jódová kontrastní látka se používá při vyšetření močových cest, močového měchýře. Kontrastní látku je možno vpravit do těla několika způsoby. Můžete ji vypít (vyšetření hltanu, jícnu, žaludku, dvanáctníku), nebo se podává pomocí hadičky zavedené ústy do žaludku, dvanáctníku nebo tlustého střeva. Také ji můžete dostat v injekci (např. vyšetření ledvin). Po podání kontrastní látky lékař sleduje na monitoru průchod látky vyšetřovanými oblastmi a pořizuje snímky.

Po RTG vyšetření nemusíte dodržovat speciální režim. Pokud jste dostali tabletu k snížení eventuální alergické reakce, pamatujte, že nemůžete obsluhovat několik hodin motorové vozidlo nebo složitější stroje.

Pořízené snímky hodnotí lékař specialista. Hodnocení je většinou hotové maximálně do druhého dne, u vyšetření s kontrastní látkou bude výsledek do tří pracovních dnů.

Pokud z nějakého důvodu nelze použít RTG, je možno vyšetřit pacienta pomocí NMR, ultrazvuku a endoskopických metod.

6.2.2 Trojrozměrné rentgenologické zobrazení ve stomatologii

Prostorový snímek hodnocení nálezů podstatně zjednodušuje práci. Hodnocení je méně závislé na zkušenosti ošetřujícího, je jednoznačnější, rychleji a jistěji zpracovatelné a především umožňuje zcela přesné proměňování v prostorových souvislostech. K trojrozměrnému dentálnímu rentgenologickému zobrazení se v

současnosti používá klasický CT přístroj (drahý, velký a vystavující vyšetřovanou osobu poměrně vysokým dávkám) a nově také Cone-beam-CT (vhodné spíše pro velké kliniky a centra).

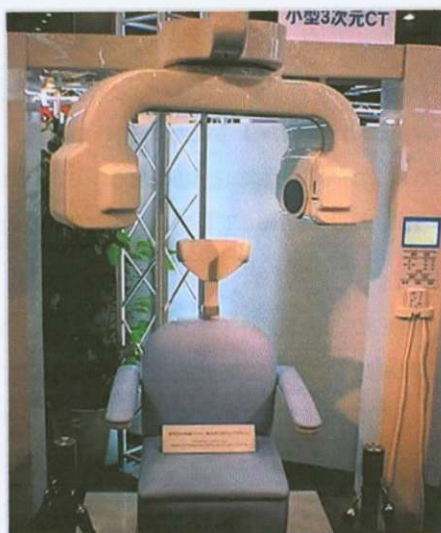
Přístroje pracující na principu tomosyntézy umožňují taktéž trojrozměrné, prostorové zobrazení všech obličejových částí. Dávky záření a náklady na techniku jsou relativně nízké; přístroj umožňuje instalaci přímo na zubní soupravu. Stávají se tak alternativou k CT - přístrojům, intraorálním a panoramatickým rentgenům. Tabulka znázorňuje používané a dostupné trojrozměrné zobrazovací techniky struktur maxillofaciální oblasti.

6.2.3 Používané a dostupné techniky pro trojrozměrné zobrazení maxillofaciální oblasti.

Ortopantomogram znázorňuje celou čelist. Obraz vzniká buď analogicky na rentgenovém filmu nebo digitálně přes polovodičový senzor na monitoru. Zachycuje však struktury ve stále stejné šířce, takže se ve skutečnosti nejedná o 3-D obraz. Transverzální snímky sice dosahují nepatrných tloušťek (1-3 mm), ale pro každou vrstvu musí být zopakován celý snímkový cyklus, což také nepředstavuje 3-D snímkování.

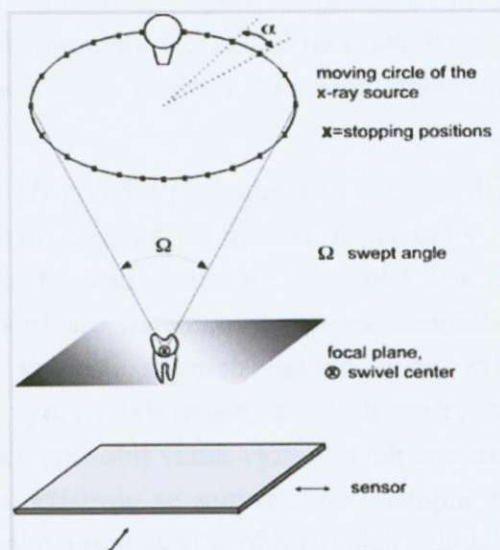
Computer-tomography (CT) poskytuje skutečné 3D informace. Běžné jsou tomografy určené k snímkování celého těla, které obsahují i speciální dentální programy schopné simulovat pantomografický snímek. CT snímky jsou v některých konkrétních situacích (např. implantologie) hojně využívány. Nevýhodou je ovšem vysoká cena přístroje, technické nároky na prostor a především vysoká dávka záření pro pacienty. Proto pro běžné stomatologické praxe nepřicházejí tyto přístroje v úvahu.

V současnosti se vývoj tomografů, i přístrojů určených pro snímkování celého těla, ubírá směrem Cone-beam-CT techniky. Na německém trhu je již několik let nabízen pionýrský přístroj italské firmy QR z Verony - NewTom, určený pro CTsnímkování lebky.



Obr.6.15

Obdobný přístroj 3DX multi image micro CT japonské firmy Morita.



Obr.6.16

Princip cirkulární tomosyntézy.

Úhel Ω představuje úhel kruhového pohybu zářiče okolo středu ramene. Úhel α na kružnici pohybu představuje úhel, o který se zářič posune z jedné snímkovací pozice na druhou. Senzor vykonává při snímkování posuvné pohyby.
 křížek=snímkovací pozice
 křížek v kolečku=centrum rotace

CT scanery pracují s RTG paprskem, který při oběhu přístroje prostupuje objekt ze všech směrů jako vějíř, vrstvu po vrstvě a jeho energie je nakonec zachycena senzorem. Signály jsou výkonným počítačem zpracovány a objekt je znova vrstvu po vrstvě rekonstruován. Objekt tak může být zachycen v mnoha různých vrstvách a pohledech.

Při Cone-beam-CT technice rentgenový paprsek nevytváří vějíř, nýbrž konický svazek paprsků. Objekt tak může být zobrazen při pouhém jednom oběhu. Svazek paprsků je zachycen na obdobný senzor jako u klasického CT přístroje. Pomocí vhodných algoritmů jsou jednotlivé vrstvy převedeny do prostorového obrazu.

NewTom italské firmy QR je pro svou velikost zcela nevhodný do běžné praxe, hodí se spíše pro kliniku nebo větší pracoviště.

Všechny výše jmenované přístroje umožňují prostorovou rekonstrukci. Klasický CT přístroj určený pro snímkování celého těla zachycuje kompletně celou lebku. New Tom pojme cylindrický výsek o průměru 10 cm a výšce 12 cm. Rozlišovací schopnost přístroje činí 0,5 až 0,3 mm. Dávka záření pro pacienta je u klasického CT přístroje značná, u přístroje NewTom stále ještě o řád vyšší, než u panoramatického přístroje.

Artefakty vznikající při pohybu pacienta hrají u všech 3D technik významnou roli. Mohou vést k závažným chybám při měření, například v implantologii. Pacient proto musí být spolehlivě zafixován, což se u CT snímků děje jen velmi zřídka. Ještě větší komplikace představují pro rentgenový paprsek neprůchozí struktury, jakými jsou především kovové součásti zubních náhrad nebo zvláště hutná kost. K rekonstrukci obrazu jsou využity informace ze všech směrů průchodu paprsku. To může v konečném důsledku způsobit vznik významných artefaktů nebo vést ke zcela nehodnotitelnému snímku. Přístroje se samozřejmě postupně stále zdokonalují, a s tím bude úměrně klesat riziko a množství neobjektivních snímků.

Cena klasického CT se na počátku roku 2005 pohybovala kolem 250 000 EUR. NewTom stojí zhruba polovinu. Tato čísla naznačují dosavadní vysoce omezenou vhodnost a možnost rozšíření těchto přístrojů do soukromých praxí.

Alternativu k výše popsaným přístrojům představuje moderní technika: tomosyntéza.

Funkce přístroje je naznačena na obrázku 6.16. Z jednotlivých snímků jsou výpočtem postupně rekonstruovány jednotlivé vrstvy.

6.2.4 Nevýhody lékařského vyšetření

Obecně platí, že jakékoliv lékařské ozáření, včetně vyšetření s pomocí rentgenového záření, může být aplikováno jenom tam, kde je nezbytné odpovědět na nějaký konkrétní zdravotní problém - např. potvrzení nebo vyloučení zlomeniny, potřeba zjistit, proč pacienta sužuje bolest hlavy, proč mu otékají nohy, zda nemá nádor? Toto rozhodnutí nazýváme „zdůvodněním“, což znamená, že pro daného pacienta musí existovat přiměřený zdravotní důvod pro použití rentgenového záření. Se „zdůvodněním“ by měl být pacient srozuměn..

Aplikované rentgenové záření by vždy mělo zasáhnout pouze vyšetřovanou oblast. Přičemž by měl být vždy použit přístroj, jehož parametry jsou nastaveny tak, aby nezbytná dávka záření, (kterou je třeba aplikovat pro získání požadované informace), byla efektivně využita. Dodržením tohoto požadavku se zajistí, že lékař bude mít k dispozici kvalitní snímek při co možná nejnížší dávce, kterou pacient musí pro dané vyšetření obdržet. Splnění tohoto požadavku nazýváme „optimalizací“.

Existuje několik důvodů, proč bychom neměli vyžadovat provedení zbytečného rentgenového vyšetření. V takovém případě se jedná o zbytečně obdrženou dávku záření, která není „zdůvodněna“, přičemž se současně zbytečně zvyšují náklady jak ze strany pacienta tak i ze strany zdravotnického zařízení. Nehledě k tomu, že některá vyšetření mohou s sebou přinášet i další zbytečná a nezanedbatelná zdravotní rizika (jako může být např. katetrizace srdce, při jeho vyšetření).

Jestliže hodnotíme lékařské vyšetření z výše uvedeného úhlu pohledu - tj. provádí-li se jen tehdy, je-li to nezbytné ze zdravotních důvodů a je-li aplikována jen nejnížší možná dávka potřebná k dosažení požadované informace, pak je možné přistoupit k hodnocení míry škodlivosti i k posouzení nevýhod použití rentgenového záření bez zbytečných obav. Pokud bychom totiž rentgenové záření k vyšetření nepoužili, mohli bychom přijít o životně důležitou informaci, kterou lékař potřebuje, aby nás mohl správně léčit. (Míra rizika z nerozpoznaného zdravotního stavu by v tomto případě převýšila míru rizika, kterou s sebou vyšetření s pomocí rentgenového záření přináší.)

Dostupná data ukazují, že typické profesionální expozice na zubním pracovišti činí kolem 0,7 mSv za rok. Pro srovnání průměrná hodnota z přírodního ozáření, kterému je vystaven každý z nás činí 3 mSv za rok. Limity pro pracovníky se zářením jsou 100 mSv v pěti po sobě následujících letech, přičemž v jednom roce nesmí být překročena hodnota 50 mSv. U těhotných žen se upravují podmínky práce tak, aby plod neobdržel dávku větší než 1 mSv v průběhu těhotenství. Limity jsou voleny tak, aby vyloučily deterministické účinky a nevedly k významnému zvýšení pravděpodobnosti pozdních následků, jako rakoviny a mutací. Nebyly prokázány případy, že by tak malé dávky představovaly nějaké riziko. To samozřejmě není přesvědčivý důkaz naprosté bezpečnosti, ale poskytuje to ujištění, že pokud nějaké riziko je, tak nesmírně malé.

7) Základní parametry diagnostických zařízení

Parametry a kritéria zmíněná v této kapitole odpovídají běžným skiagrafickým přístrojům. Neplatí však pro zařízení speciální. Například pro mamografická zařízení platí kritéria přísnější. Ve zvláštních případech jsou formulována ještě doplňující kritéria. V případě, že nejsou pro speciální případy stanovena žádná zvláštní kritéria, platí ta, která jsou uvedena v této kapitole. Požadavek na část daného zařízení nezbytně neznamená, že tato část (např. světelný indikátor či expoziční automat) je povinnou součástí tohoto přístroje.

Přesnost napětí

- Přesnost

Maximální odchylka nastavené hodnoty od hodnoty skutečné má být menší než $\pm 10\%$.

- Odchyly se změnou anodového proudu

Maximální odchylka má být menší než 10% .

- Reprodukovatelnost anodového napětí

Pro všechny generátory nemá být při opakovaných měřeních odchylka napětí větší než $\pm 5\%$ průměrné hodnoty.

Celková filtrace

Celková filtrace užitečného svazku má být ekvivalentní alespoň $2,5\text{ mm Al}$.

Expoziční čas

Pro expoziční časy delší než 100 ms se nemá skutečný expoziční čas lišit o více než $\pm 10\%$ nastaveného expozičního času.

Výtěžnost záření

- Velikost

Při celkové filtraci $2,5\text{ mm Al}$ má být výtěžnost větší než $25\text{ }\mu\text{Gy/mAs}$ ve vzdálenosti 1 m při 80 kV .

- Reprodukovatelnost výtěžnosti

Výtěžnost se nemá lišit o více než $\pm 20\%$ od průměrné hodnoty při opakovaných expozicích, při daném anodovém napětí a filtraci v rozsahu používaném v praxi, například 80 kV a filtraci $2,5\text{ mm Al}$.

- Odchylky se změnou anodového proudu
Odchylka od nastavené hodnoty má být menší než 15 %.
- Odchylky se změnou elektrického množství (mAs)
Odchylka od nastavené hodnoty má být menší než 20 %.

Nastavení pole

- Kongruence radiačního a světelného pole
Součet odchylek světelného pole od okraje radiačního pole nemá v žádném z hlavních směrů přesáhnout 3 % ze vzdálenosti ohnisko - střed světelného pole a součet odchylek v obou na sebe kolmých směrech nemá být větší než 4 %.
- Nastavení receptoru obrazu
Za předpokladu, že osa rentgenového svazku je kolmá k rovině receptoru obrazu, nemají být střed rentgenového pole a střed receptoru obrazu od sebe vzdáleny o více než ± 2 % vzdálenosti ohnisko – receptor obrazu.
- Centrování rentgenového a světelného svazku
Střed světelného svazku označený zabudovaným křížem ve cloně a osa rentgenového svazku se nemají od sebe lišit o více než ± 1 % vzdálenosti ohnisko – film.
- Centrování světelného svazku a držáku kazet
Střed světelného pole (indikace vyznačeným křížem) a střed filmu v držáku kazet nemají být od sebe vzdáleny o více než ± 1 % vzdálenosti ohnisko – film.
- Kolmost osy rentgenového svazku k rovině receptoru obrazu
Úhel mezi osou rentgenového svazku a rovinou receptoru obrazu se nemá lišit od 90° o více než $1,5^\circ$.

Kolimace

- Rentgenový svazek má být vycloněn tak, aby celková exponovaná plocha při pevné vzdálenosti ohnisko – receptor zůstala uvnitř zvoleného receptoru obrazu.
- Automatická kolimace
Rentgenový svazek se nemá na žádné straně receptoru obrazu odchylovat o více než 2 % vzdálenosti ohnisko – receptor obrazu. Má být umožněno nastavit menší pole než je celá plocha receptoru obrazu.

Velikost ohniska

Vzhledem k tomu, že není stanovena žádná konkrétní norma týkající se velikosti ohniska, má být její určení opakovaně součástí zkoušek jakosti za účelem stanovení jakékoliv poruchy a posouzení funkčnosti rentgenky.

Protirozptylová mřížka

- Artefakty

Snímek mřížky má být zhotoven při napětí 50 kV. Nemají být viditelné žádné rušivé artefakty.

- Pohyblivá protirozptylová mřížka

Lamely pohyblivé mřížky nemají být na snímku zhotoveném s nejkratším expozičním časem používaném v praxi patrné.

Expoziční automat

- Zamezení přexponování

Maximální mAs mají být menší než 600 mAs (s výjimkou skiaskopie a tomografie).

- Omezení velikosti expozičního času při jedné expozici

Expoziční čas jedné expozice má být omezen na maximálně 6 s.

- Maximální rozdíl optické hustoty testovacího snímku při stálé tloušťce fantomu

v závislosti na anodovém napětí v rozsahu používaném v praxi nemá překročit $\pm 0,3$ OD.

Únikové záření

Únikové záření z krytu rentgenky naměřené 1 m od ohniska nemá přesáhnout hodnotu 1 mGy/hod při maximálním příkonu specifikovaném výrobcem pro danou rentgenku.

Závěr:

V mé bakalářské práci jsem se zabýval rentgenem a jeho využitím. Snažil jsem se popsat vše od jeho objevu a vlastností až po jeho celkové využití. Některé kapitoly jsem přiblížil více a u jiných jsem vyzdvihl pouze důležité informace. Když jsem si vybíral toto téma, nevěděl jsem, že může být tak složité. Původně jsem se chtěl dozvědět více především o jeho jiném využití než v lékařství. Bohužel jsem v jiných odvětvích nenašel tolik materiálů, ze kterých bych se dozvěděl potřebné informace. Zejména při hledání v oblasti kriminalistiky se mnoho materiálů opakovalo nebo nezabíhaly hlouběji do problematiky.

Literatura

1. Ch. G. Dood: Příručka o paprscích X, kap 5. Mc.Graw Hill 1967.
2. V. Kalvoda: Rentgenová strukturní analýza, UK Praha, 1982
3. Zdirad Žák: Rentgenová difrakce a studium struktury látek, UK Praha, 1982
4. Z Chudáček, V. Vlková: Rentgenologie pro mediky, UK Praha 1972
5. Z. Johan, R. Rotter a E. Slánský: Analýza látek rentgenovými paprsky, SNTL, 1970.
6. V. Kalvoda, M. Polcarová, P. Lukáč: Základy strukturní analýzy, UK Praha, 1992.
7. Internetové stránky