

Kapitola 12 - Zobrazovací systémy v medicíně a zpracování obrazové informace v medicíně

Jan Kybic

1 Role zobrazování v medicíně

Lékařské zobrazování dosáhlo v minulých dvou desetiletích značného rozmachu, stejně jako počítačové zpracování výsledných obrazů. Jedná se zejména o dvou a třírozměrné zobrazovací techniky, které byly vytvořeny nebo zdokonaleny a staly se tak prakticky použitelnými. Tyto techniky jsou nyní důležitou součástí každodenní radiologické diagnostické praxe. Zatímco v první polovině dvacátého století byl jedinou dostupnou lékařskou zobrazovací metodou rentgen (anglicky *X-rays*), dnes běžně používáme celou škálu zobrazovacích technik, neboli modalit, které nám poskytují informace o anatomii, fyziologii, metabolismu a funkci lidského těla. Mezi nejpoužívanější modalit patří: rentgenová počítačová tomografie (*X-ray computed tomography*, zkráceně CT), nukleární magnetická resonance (NMR, *Magnetic Resonance Imaging [MRI]*), ultrazvuk (UZ, *ultrasound [US]*), jednofotonová emisní tomografie (*Single Photon Emission Computed Tomography [SPECT]*), pozitronová emisní tomografie (*Positron Emission Tomography [PET]*). a do jisté míry i elektrokardiografie (EKG, *Electrocardiography [ECG]*), elektroencefalografie (EEG, *Electroencephalography*) a magnetoencefalografie (MEG, *magnetoencephalography*). Vznikly i nové varianty klasického rentgenového zobrazování, jako třeba digitální subtrakční angiografie (DSA, *Digital Subtraction Angiography*).

Všech tyto moderní zobrazovací metody jsou založeny na pokročilých technologiích, což se týká zejména senzorů, důležitou roli hraje též výkonná elektronika. Nezastupitelné je počítačové zpracování dat, rekonstrukce a zobrazování. Přímé 2D (plošné) rentgenové zobrazování, například rentgen plic či mamografie, zaznamenávají obraz na film, který je exponován během snímáním za použití externího zdroje rentgenového záření. Film je poté chemicky vyvolán. Výsledkem je kvalitní analogový obraz, který je dvourozměrnou projekcí (stínem) třírozměrných orgánů. Naproti tomu moderní zobrazovací metody jako CT, NMR, SPECT, či

⁰Obrázky v této kapitole pocházejí z knih: *Dhawan, A.: Medical Image Analysis*, *Webb, A.: Introduction to Biomedical Imaging*, *Cho, Z.H., Jones, J.P., Singh, M.: Foundations of Medical Imaging*, *Hornak, J.: The Basics of MRI*, z přednášek M. Bocka, J. Hozmana, E. Dove, M. Šonky, V. Hlaváče, z archivu autora a z různých internetových zdrojů.

PET vytvářejí přímo 3D obraz a navíc umožňují zviditelnit diagnosticky důležité fyzikální vlastnosti (parametry) které není možné planárními metodami zobrazit. Tyto parametry tkání mohou být kvantifikovány a počítačově analyzovány, což je velmi užitečné pro diagnostiku i pro vyhodnocování efektivity léčby.

Výhodou klasických 2D zobrazovacích metod je jejich relativní dostupnost (láce) a dostatek vyškolených odborníků (radiologů). Na druhou stranu moderní 3D zobrazování a následná počítačová analýza poskytují kvalitativně hodnotnější informace pro diagnostiku, plánování léčby, řízení terapie i vyhodnocování její účinnosti. Nevýhodou moderních metod je zejména jejich vysoká cena (desítky až stovky milionů Kč), která způsobuje že tato zařízení stále ještě nejsou dostupná všem pacientům, kteří by z nich mohli mít užitek.

Lékařské zobrazovací metody jsou interdisciplinární oblastí, spojující matematiku, fyziku, chemii, výpočetní techniku, inženýrské obory a lékařství. Vzhledem ke složitosti zobrazovacích přístrojů a počítačových technik získávání a zpracovávání dat je integrace všech součástí do fungujícího celku náročná a důležitá. Inteligentní interpretace vzniklých obrazů vyžaduje vedle lékařských znalostí též znalost konkrétní zobrazovací metody, její interakce s biologickým prostředím a znalost použitého počítačového rekonstrukčního a vyhodnocovacího systému.

2 Klasifikace zobrazovacích metod

2.1 Získaná informace

Zobrazovací metody můžeme klasifikovat podle toho, zda nám poskytují informaci *anatomickou* (o tvaru a geometrickém uspořádání), *fyzilogickou* (o probíhajících chemických a fyzikálních procesech), nebo *funkční* (jakou funkci dané místo právě vykonává.)

2.2 Umístění zdroje energie

Podle umístění zdroje energie dělíme metody na

- *externí*, kde je zdroj energie umístěn mimo zobrazovaný orgán — např. rentgen, kdy zdrojem je rentgenka vně těla
- *interní pasivní*, kdy zdroj energie je již uvnitř pacienta — sem patří například optické či tepelné zobrazování (*termografie*)
- *interní aktivní*, kde zdroj energie vpravíme do zobrazovaného orgánu — typickým příkladem jsou nukleární zobrazovací metody, kdy se pacientům podá radioaktivně značkováná látka

- *kombinované*, kde vnější zdroje energie excitují (vybudí) zdroje vnitřní, které pak používáme k zobrazování — příkladem je magnetická rezonance (MRI), kde vnější vysokofrekvenční elektromagnetické pole excituje spiny uvnitř těla.

2.3 Elektromagnetické záření

Kromě ultrazvukového zobrazování, které, jak z názvu vyplývá, je založené na akustickém záření, je většina ostatních zobrazovacích metod založená na využití záření elektromagnetického. Toto záření popisujeme pomocí vlnové délky λ [m] nebo frekvencí f [Hz], vzájemně svázané vztahem $c = f\lambda$, kde c je rychlost šíření.

V lékařském zobrazování využíváme elektromagnetického záření od radiových frekvencí (např. u magnetické rezonance), přes infračervené záření (termografie), viditelné světlo (optické metody), rentgenové záření, až po γ záření (u nukleárních zobrazovacích metod PET, SPECT), viz. obrázek 1. Pro vyšší frekvence se elektromagnetické záření chová jako částice, zvané *fotony*. Energie fotonů se zvyšující se frekvencí roste podle vztahu $E = hf$, kde h je Planckova konstanta, například energie fotonu odpovídajícímu vlnové délce $\lambda = 1$ nm je asi 1.2 keV. (1 eV je energie kterou získá elektron při rozdílu potenciálu 1 V.)

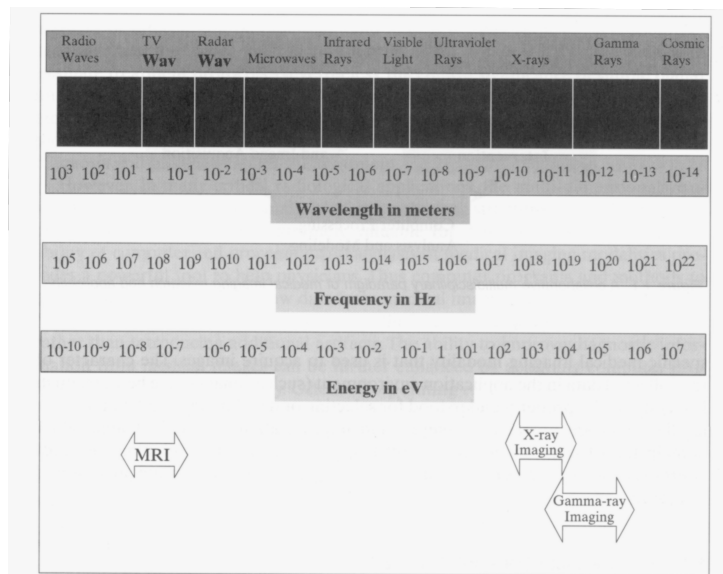
Elektromagnetické záření s energií fotonů 4 eV nazýváme *ionizující*, protože fotony mají dostatek energie, aby vyrazily elektron z atomového obalu a tak vytvořily ionty, které jsou pro živou tvář škodlivé. (Množství energie se mírně liší podle toho o který prvek se jedná.)

2.4 Riziko pro pacienta

Zobrazovací metoda by neměla pro pacienta představovat pokud možno žádné zdravotní riziko. Bezrizikovými metodami jsou například termografie, ultrazvuk, EEG či MEG. Velmi malé riziko je spojené i s vyšetřením pomocí magnetické rezonance (MRI). Proto je možné využívat těchto metod k preventivním vyšetřením (*screening*) nebo je aplikovat na zdravé dobrovolníky.

Naproti tomu metody využívající ionizující záření, jako je počítačová tomografie (CT) nebo nukleární zobrazovací metody (PET, SPECT), vždy jisté riziko představují. U těchto metod bývá doporučeno pouze několik vyšetření za rok, aby bezpečná dávka záření nebyla překročena. Proto je používáme pouze v odůvodněných případech, kdy očekávaný přínos převáží nad možnými negativními důsledky. Je to zejména při podezření na závažnou chorobu či zranění, kterou nám zobrazovací technika může pomoci odhalit.

Obdobná situace je i u použití kontrastních (chemických) látek, které do těla dopravíme většinou injekčně, abychom zvýšili kvalitu získaného obrazu. I zde musíme vážit riziko vůči očekávanému přínosu.



Obrázek 1: Frekvence elektromagnetického záření u lékařských zobrazovacích technik.

Metody představující riziko nazýváme též *invazivní*, i když v užším smyslu se tento pojem používá pouze pro metody vyžadující narušení povrchu těla, ať už chirurgicky nebo injekcí.

2.5 Radiační bezpečnost

Absorbovanou dávkou záření (*absorbed dose*) D , měříme v jednotkách 1 Gy (gray) = 1 J/kg. Dříve byla používáné jednotka *rad*, 1 Gy = 100 rad. Dávkový ekvivalent (*effective dose equivalent*) H_E [Sv] (sievert) zohledňuje nebezpečnost záření pro organismus:

$$H_E = \sum_i w_i H_i, \quad H_i = cD_i$$

Koeficient (Quality factor) c je 1 pro rentgen a γ záření, 10 pro neutrony, 20 pro částice α . Koeficient w určíme podle orgánu: gonády 0.2, plíce 0.12, prs 0.1, žaludek 0.12, štítná žláza 0.05, kůže 0.01. Dříve byla používána jednotka *rem*, 1 Sv = 100 rem.

Roční kumulovaný zdravotní limit je asi 50 mSv, což odpovídá asi 1000 rentgenům hrudníku, nebo 15 CT hlavy, nebo 5 CT celého těla. Pro srovnání uvedme, že přirozená radiace odpovídá roční průměrně dávce 3 ~ 4 mSv, dávka ovšem stoupá s nadmořskou výškou a v některých místech může dosahovat až 80 mSv.



Obrázek 2: W. Röntgen (vlevo), rentgenogram jeho ženy Bertý (uprostřed) a moderní rentgenový snímek (vpravo).

3 Modality

3.1 Rentgenové zobrazování

Rentgenové záření objevil Wilhelm Conrad Röntgen v roce 1895, za což obdržel Nobelovu cenu v roce 1901. Jedním z jeho prvních *rentgenogramů* byl obraz kostí ruky jeho ženy Bertý, až překvapivě podobný dnešním rentgenogramům, obrázek 2 .

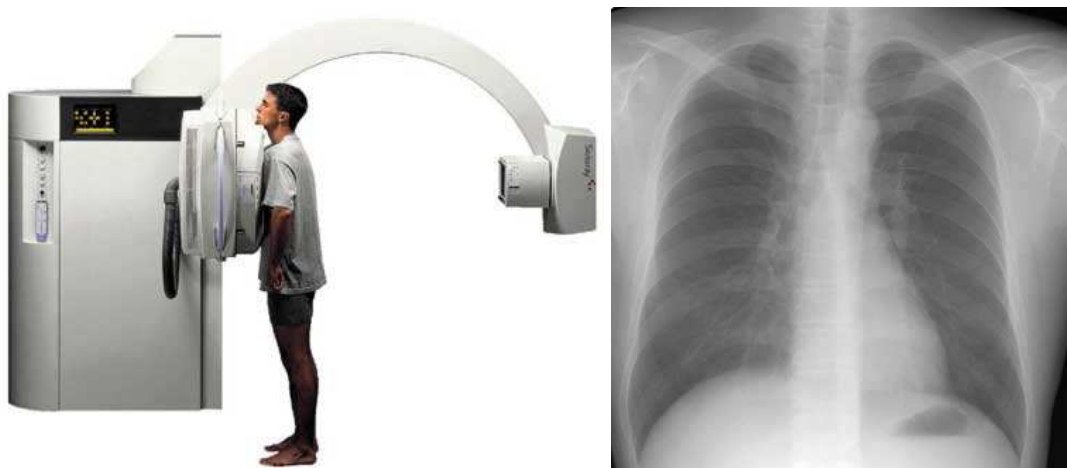
Rentgenové zobrazování se používá zejména pro vyšetření kostí a hrudní dutiny včetně plic (obrázek 3), po podání vhodné kontrastní látky je možné zobrazovat i cévy a žíly (angiografie) či trávicí trakt.

Digitální subtrakční angiografie (*Digital subtraction angiography, DSA*) spočívá v digitálním odečtení obrazu cévního systému před a po podání kontrastní látky, což potlačí všechny statické části obrazu.

Důležitou aplikací je mamografie, neboli vyšetření prsu. Zejména se snažíme detekovat mikrokalcifikace, které by mohly signalizovat přítomnost počínajícího nádoru.

Rentgenové zobrazování je možné použít i během operace (*Intra-operative imaging*).

Rentgenové zobrazování je asi nejčastěji používaná zobrazovací technika, je k dispozici mnoho vyškolených rentgenologů, obrazy mají vysoké prostorové rozlišení (~ 0.1 mm) a výborný kontrast mezi měkkou a tvrdou tkání (kostmi). Nevýhodou je radiační zátěž, špatný kontrast při zobrazování měkkých tkání, a 2D projekční zobrazení, které nedává prostorovou informaci a navíc některé části mohou být zastíněné.

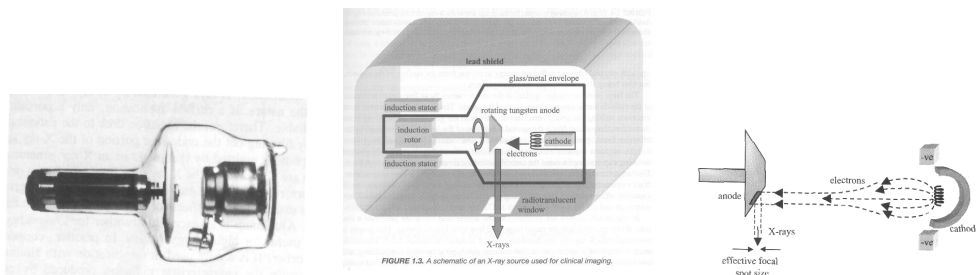


Obrázek 3: Rentgenový přístroj pro vyšetření hrudní dutiny (vlevo) a výsledný obraz (vpravo).

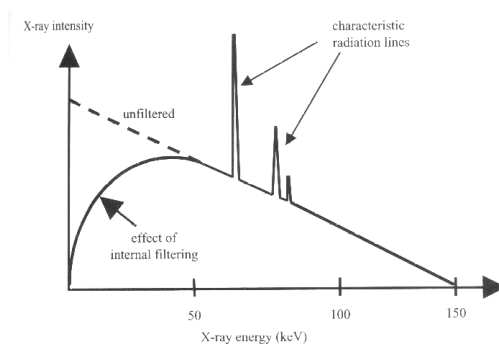
3.1.1 Zdroj záření

Rentgenové záření (angl. *X-Rays*) je elektromagnetické záření o vlnové délce 10^{-8} až 10^{-11} m. Jeho zdrojem je nejčastěji *rentgenka* (*X-ray tube*), což je skleněná vakuová trubice obsahující žhavenou katodu a rotující anodu (obrázek 4). Katoda je vyrobena z tenkého např. tungstenového drátu, který je procházejícím proudem zahříván na teplotu větší než $2200\text{ }^{\circ}\text{C}$. Vysokou teplotou se z katody uvolňují elektrony (termoionická emise), které jsou urychlovány vysokým napětím ($15 \sim 150\text{ kV}$) směrem k anodě, vyrobené z molybdenu či tungstenu. Proud elektronů je elektromagneticky zaostřován na plochu (ohnisko, *focal spot*) o rozměrech $0.3\text{ mm} \sim 1.2\text{ mm}$. Nárazy vysokorychlostních elektronů do anody vzniká rentgenové záření, které z rentgenky odchází speciálním okénkem v jinak uzavřeném ochranném plášti. Anoda rotuje (asi 3000 ot/min) jinak by docházelo v místě dopadu k lokálnímu přehřátí a odpaření materiálu. Účinnost rentgenky je jen $1 \sim 2\%$, zbytek energie se mění na teplo.

Energie fotonů produkovaného rentgenového záření je přímo úměrné druhé mocnině urychlovacího napětí U . Jejich množství za jednotku času je přímo úměrné anodovému proudu (*tube current*) I ; celková intenzita rentgenového záření je tedy úměrná $U^2 I$. Hladká (spojitá) část jeho spektra (obrázek 5) odpovídá takzvanému *brzděmu* či *nárazovému záření* (*Bremsstrahlung*), vznikajícímu při brzdění elektronu při průchodu kolem kladně nabitých jader v mřížce anody. Čárovou část spektra nazýváme *charakteristické záření* a vzniká za předpokladu dostatečné energie při nárazu rychlých katodových elektronů do elektronů v elektronovém obalu atomů anody. Přitom může dojít k vyražení elektronu, uprázdňené místo je pak zaplněno jiným elektronem z vyšší energetické hladiny, přičemž



Obrázek 4: Rentgenka, zdroj rentgenového záření (vlevo), geometrická konstrukce (uprostřed) a princip tvorby rentgenového záření (vpravo).



Obrázek 5: Spektrum rentgenového záření generovaného rentgenkou — brzdné a charakteristické záření. Nízkoenergetické záření je filtrováno samotnou rentgenkou.

vzniká záření o charakteristické frekvenci.

Spektrum brzdného záření obsahuje i fotony o energiích menších než je maximum (úměrné U^2). Nízkoenergetické záření (s dlouhou vlnovou délkou) je ovšem pohlcováno materiálem anody, materiálem výstupního okénka, i speciálními filtry vyrobenými z hliníkových nebo měděných folií. Výsledkem je odfiltrování nízkých energií spektra, neboli *vytvrzení* svazku (*beam hardening*), což je výhodné, neboť nízkoenergetické fotony by stejně nepronikly tělem pacienta a tak nepřispěly k zobrazování, zato by zbytečně zvýšily ozáření kůže pacienta (až 80 krát).

3.1.2 Interakce záření s tkání

Kontrast v rentgenovém obrázku je způsoben rozdílným pohlcováním záření v tkáni. Část paprsků prochází tkání přímo, ty nazýváme *primární* a jsou použitelné k zobrazování. Druhá část, *sekundární záření*, je během průchodu tělem náhodně odkloněna (rozptýlena), a způsobuje šum v obraze a radiační zátěž. Zbytek záření je v tkáni pohlcen (absorbován).

Pro energie používané v lékařství (25 ~ 150 keV) vzniká sekundární záření vlivem *koherentního rozptylu* a *Comptonova rozptylu*, zatímco *fotoelektrický jev* způsobuje pohlcování (obrázek 6).

Koherentní (neboli Rayleighův) rozptyl je neionizační interakce mezi zářením a tkání. Směr dopadajícího fotonu je změněn a část jeho energie se změní na pohyb elektronů v tkáni. Týká se zejména nízkoenergetického záření a je zodpovědný asi za 5 ~ 10 % interakcí v tkáni. Pravděpodobnost koherentního rozptylu je úměrná $Z_{\text{eff}}^{8/3}/E^2$, kde E je energie fotonu a Z_{eff} efektivní atomové číslo (okolo 7.4 pro sval a 20 pro kosti).

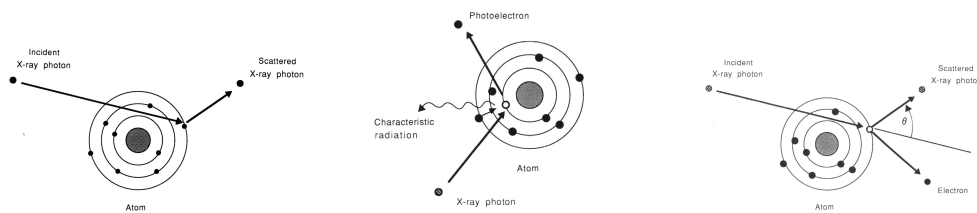
Comptonův rozptyl je jev při kterém foton rentgenového záření vyrazí elektron z vnějších vrstev obalu atomu tkáně. Přitom vzniká foton s nižší energií, kladně nabitý iont a volný elektron. Úhel vylétajícího fotonu a jeho energie jsou spolu svázány vztahem

$$E_{\text{scatt}} = \frac{E_{\text{inc}}}{1 + \frac{E_{\text{inc}}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$$

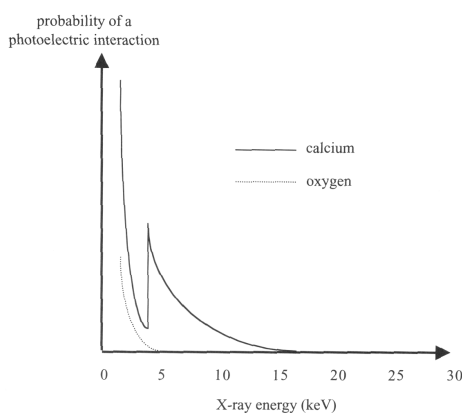
kde E_{inc} a E_{scatt} je energie dopadajícího a odlétajícího fotonu a θ úhel změny směru.

Pravděpodobnost Comptonova rozptylu závisí lineárně na elektronové hustotě tkáně, závisí slabě na energii dopadajícího záření, a téměř vůbec na efektivním atomovém čísle. Proto je Comptonův rozptyl dominantním typem interakce při vyšších energiích a obrazový kontrast na těchto energiích je malý.

Třetím typem interakce je fotoelektrický jev, kdy je foton plně absorbován vnitřními vrstvami obalu atomu tkáně. Přitom vzniká kladně nabitý iont, foton charakteristického záření odpovídajícímu přechodu mezi energetickými vrstvami



Obrázek 6: Druhy interakce rentgenového záření s hmotou: Koherentní rozptyl (vlevo), fotoelektrický efekt (uprostřed), Comptonův rozptyl (vpravo).

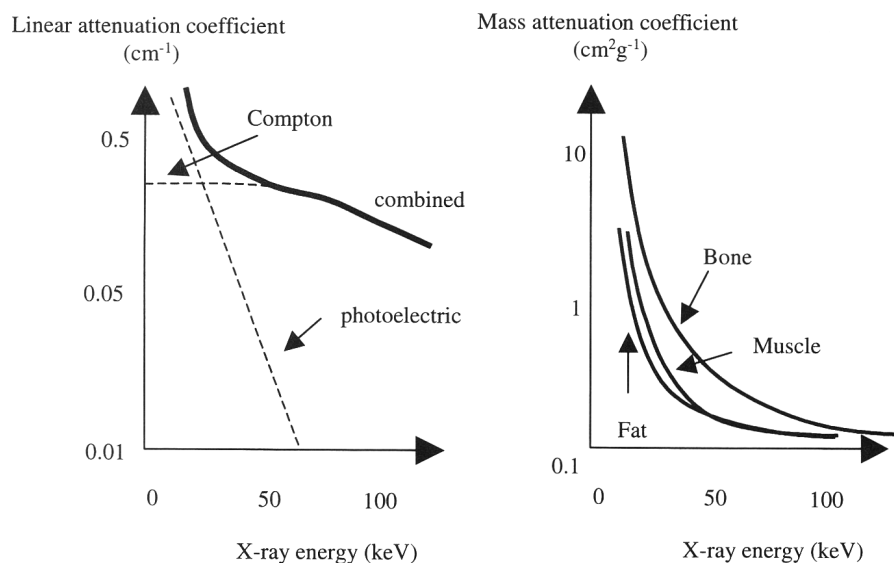


Obrázek 7: Pravděpodobnost fotoelektrického jevu vzhledem k energii záření.

obalu při zaplnění uvolněné pozice a fotoelektron (Augerův elektron). Charakteristické záření má velmi nízkou energii (např. 4 keV u vápníku) a je absorbováno během krátké vzdálenosti ($\sim 0.1\text{mm}$). K fotoelektrickému jevu dochází pouze pokud energie dopadajícího záření je vyšší než vazební energie příslušné vrstvy (obrázek 7), a to s pravděpodobností zhruba Z_{eff}^3/E^3 . Z hlediska zobrazování je fotoelektrický jev žádoucí, protože nevzniká rozptýlené záření a při vhodně zvolené energii je kontrast mezi tkáněmi velký. Stále se ovšem jedná o ionizující interakci s tím spojenými zdravotními riziky. Při vyšších energiích je pravděpodobnost fotoelektrického jevu malá.

3.1.3 Zeslabování intenzity v tkáni

Nechť rentgenové záření o intenzitě I_0 vstupuje do homogenní vrstvou tkáně o tloušťce x a konstantním průřezu, kterou rozdělíme na malé části (elementy) dx . U všech výše zmíněných mechanismů interakce je pravděpodobnost, že foton



Obrázek 8: Koeficient zeslabení v závislosti na energii záření a na druhu tkáně.

Energie [keV]	polotloušťka, sval [cm]	polotloušťka, kost [cm]
30	1,8	0,4
50	3,0	1,2
100	3,9	2,3
150	4,5	2,8

Tabulka 1: Polotloušťka pro některé tkáně v závislosti na energii záření.

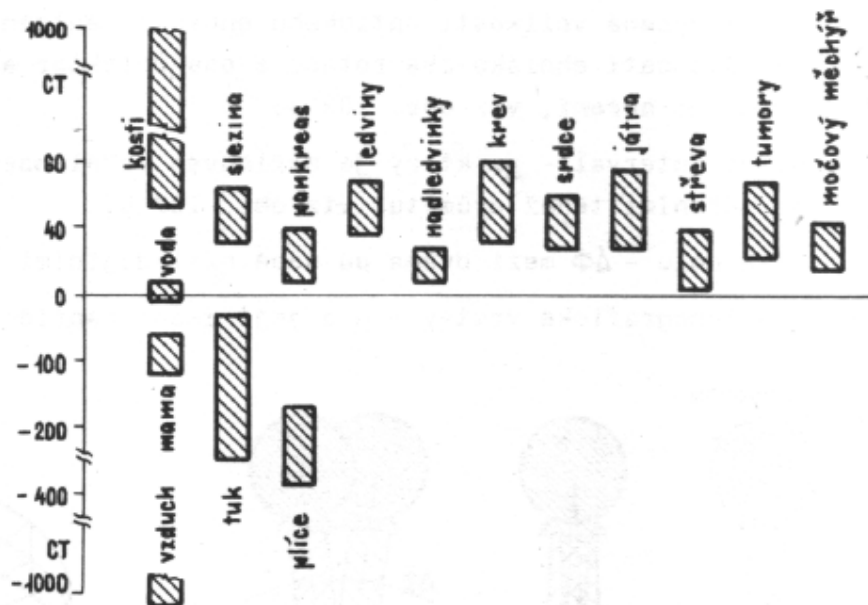
vstupující do elementu dx bude pohlcen, nezávislá na intenzitě záření a lineárně závislá na dx . Proto je pokles intenzity dI při průchodu úměrný $I dx$. Integrací zjistíme, že intenzita záření na výstupu z vrstvy bude

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1)$$

kde μ nazýváme *lineární koeficient zeslabení (linear attenuation coefficient)* nebo lineární koeficient útlumu (obrázek 8). Ekvivalentním vyjádřením je polotloušťka (half-value layer, HVL), což je taková tloušťka x , která zeslabí záření na polovinu, a je rovná $\log 2 / \mu \approx 0.693 / \mu$ (tabulka 1). Hmotnostní koeficient zeslabení je definován jako μ / ρ , kde ρ je hustota.

Koeficient útlumu se často vyjadřuje i v Hounsfieldových jednotkách (*Hounsfield units, HU*)

$$\mu[\text{HU}] = 1000 \frac{\mu - \mu_{\text{voda}}}{\mu_{\text{voda}}}$$



Obrázek 9: Útlum některých tkání a látek v Hounsfieldových jednotkách.

Útlum vzduchu je asi -1000 HU, vody 0 HU, tkání $-1000 \sim 1000$ HU (obrázek 9).

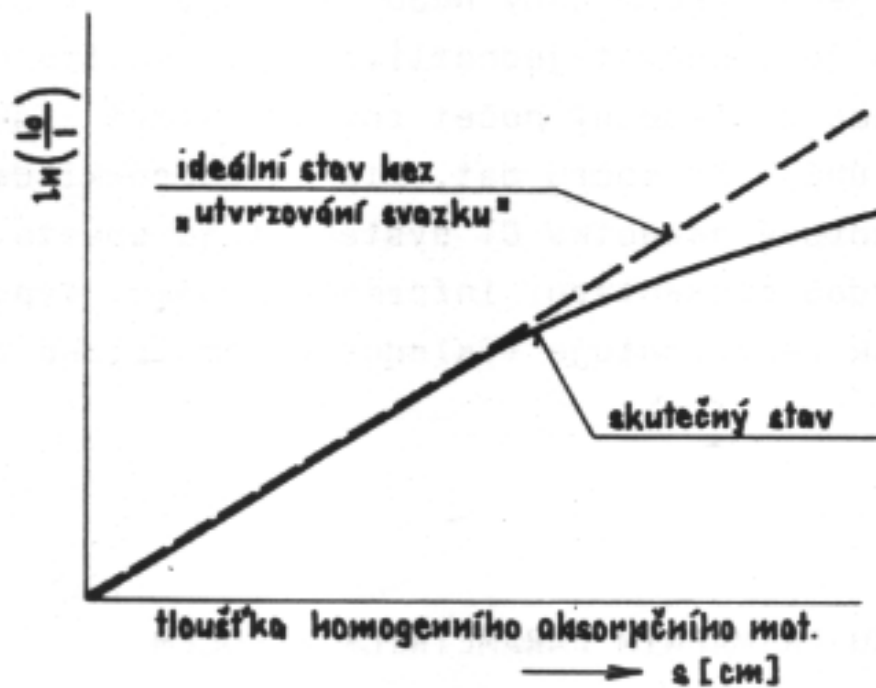
Ve skutečnosti, vzhledem k efektu vytvrzování svazku, je útlum u tlustších vrstev o něco menší, než udává vztah (1) (obrázek 10).

3.1.4 Lékařský rentgenový zobrazovací přístroj

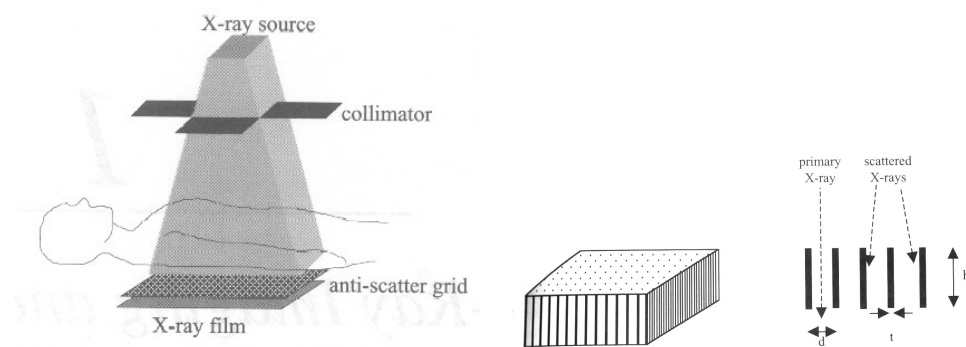
Typický lékařský rentgenový zobrazovací přístroj (často zvaný zkráceně *rentgen*) je znázorněn na obrázku 11. Rentgenové záření vycházející z rentgenky je omezeno na žádanou plochu pomocí *clony* (*collimator*). Po průchodu zobrazovaným orgánem může být sekundární (rozptýlené) záření omezené *mřížkou* (*anti-scatter grid*). Parametry mřížky jsou vždy kompromisem mezi průchodností pro primární a pohlcováním pro sekundární paprsky.

U klasických přístrojů je obraz většinou zaznamenán na fotografický film. Pro zvýšení citlivosti (a tím snížení potřebné dávky záření) se používá vrstev speciálních *luminoforů* (phosphor, intensifying screen), též zvaných *scintilátory*, většinou ze vzácných zemin (Gd,La) které s vysokou účinností přeměňují rentgenové záření na viditelné.

Rentgenový obraz lze snímat speciální snímací obrazovou elektronkou, rentgenovídkonem. Metoda zvaná *computed radiography* (*CR*) používá místo filmu



Obrázek 10: Vytvrzování svazku.



Obrázek 11: Lékařský rentgenový přístroj (vlevo) a protirozptylová mřížka (vpravo).

desku se fotostimulovatelnou sloučeninou europia, kde v místech ozáření dochází k oxidaci. Desku lze přečíst laserovým snímacím systémem, smazat a znovu použít. Podobná je i *xeroradiografie*, kde se obraz zaznamenává jako distribuce náboje na selenové desce.

Asi nejperspektivnější snímacím prvkem jsou polovodičové ploché detektory *flat-panel detector (FPD)* používající tenkovrstvé transistory *thin-film transistor (TFT)*, což je podobná technologie, jako například v LCD displejích. Každý pixel obrazu se skládá ze scintilátoru (krystal CsI), fotodiody a transistoru. Používají se i detektory typu CCD (*charge coupled device*), které jsou s luminiscenční deskou spojené optickými kabely. Tyto metodu nazýváme *digitální radiografie (digital radiography, DR)*. Typické panely mají velikost 40×40 cm a rozlišení 2048×2048 cm.

Xenonové ionizační komory se používají k měření intenzity záření pro automatický expoziční systém, řídící dobu expozice.

3.2 Počítačová tomografie (CT)

Počítačová tomografie je technika umožňující získat 3D obraz pomocí (rentgenových) projekcí z více směrů. Matematický základ rekonstrukce obrazu z projekcí položil Johann Radon v roce 1917. Rentgenová tomografie byla vynalezena Godfreyem Hounsfieldem v roce 1972. Za tento objev získal v roce 1979 Nobelovu cenu spolu s Allanem Cormackem, který pracoval na matematické stránce problému.

Tomograf vytváří obraz jako sérii řezů. Každý řez je vytvořen matematickou rekonstrukcí předmětu ze znalosti průmětů z různých směrů. Možnost pravého 3D zobrazení (podívat se “dovnitř”) je obrovskou výhodou oproti klasickému 2D rentgenovému zobrazení, nevýhodou je naopak mnohonásobně vyšší dávka záření. Ostatní vlastnosti mají obě modalities podobné.

Ačkoliv je rentgenová tomografie v lékařské oblasti nejpoužívanější, stejných principů lze použít i u záření γ , ultrazvuku, světelného záření, či elektrického proudu.

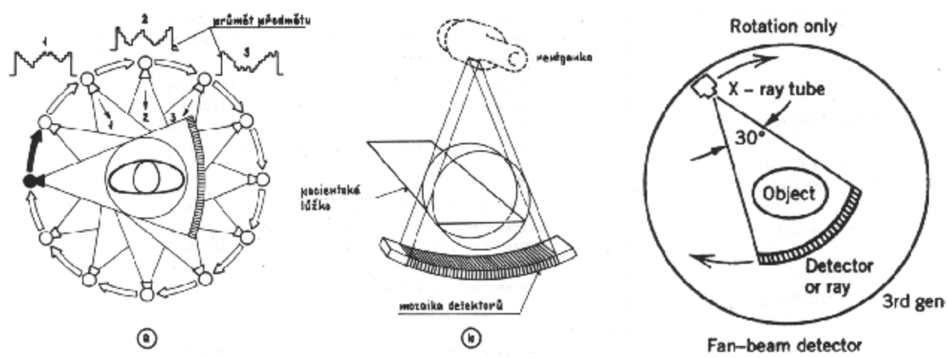
Rentgenová počítačová tomografie se používá například pro vyšetření hlavy, plic, břišní dutiny (obrázek 15). Zejména se jedná o detekci zranění a zlomenin, ale za pomoci vhodných kontrastních látek lze detekovat i krvácení a nádory.

3.2.1 CT skener

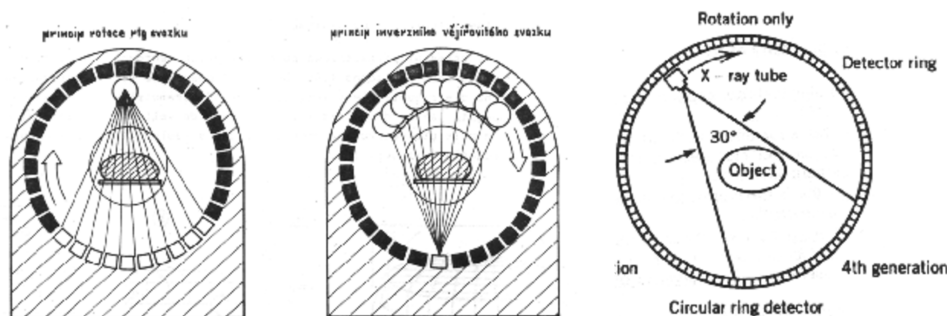
Typickou vnější podobu moderního tomografu třetí generace vidíme na obrázku 12, jeho vnitřní uspořádání pak na obrázku 13. Tomograf se skládá z tunelu s pacientem na pohyblivém lůžku okolo kterého po kruhové dráze obíhá rentgenka.



Obrázek 12: Počítačový tomograf.



Obrázek 13: Vnitřní uspořádání tomografu třetí generace.



Obrázek 14: Vnitřní uspořádání tomografu čtvrté generace.

Na opačné straně od rentgenky obíhá pole detektorů. U systému 4. generace obíhá pouze rentgenka, stacionární detektory tvoří kompletní kruh (obrázek 14).

U rentgenky používáme kolimátory zajišťující ozáření pouze tenkého řezu žádané tloušťky. Rentgenka na rozdíl od klasického 2D rentgenu pracuje téměř trvale a musí být proto dimenzována na mnohem větší tepelný výkon. Maximální výkon a doba snímání je omezena výkonností chlazení. Napájení je většinou zajištěno kluznými kontakty.

Detektory záření jsou zaleženy na ionizačních komorách, nebo scintilačních krystalech, na které navazuje fotonásobič nebo fotodioda. Při jednom oběhu se většinou nasnímá až několik stovek projekcí, každá projekce se skládá ze stovek až tisíců jednotlivých paprsků (měření).

3.2.2 Algoritmus zpětné projekce

Zabýváme se nyní problémem rekonstrukce 2D řezu z 1D projekcí. Pracujme v souřadném systému ξ, η a v systému ξ', η' otočeném okolo počátku o úhel φ . (Obrázek 16). Necht' paprsek o počáteční intenzitě I_0 prochází objektem po dráze L definované úhlem φ a posunutím ξ'

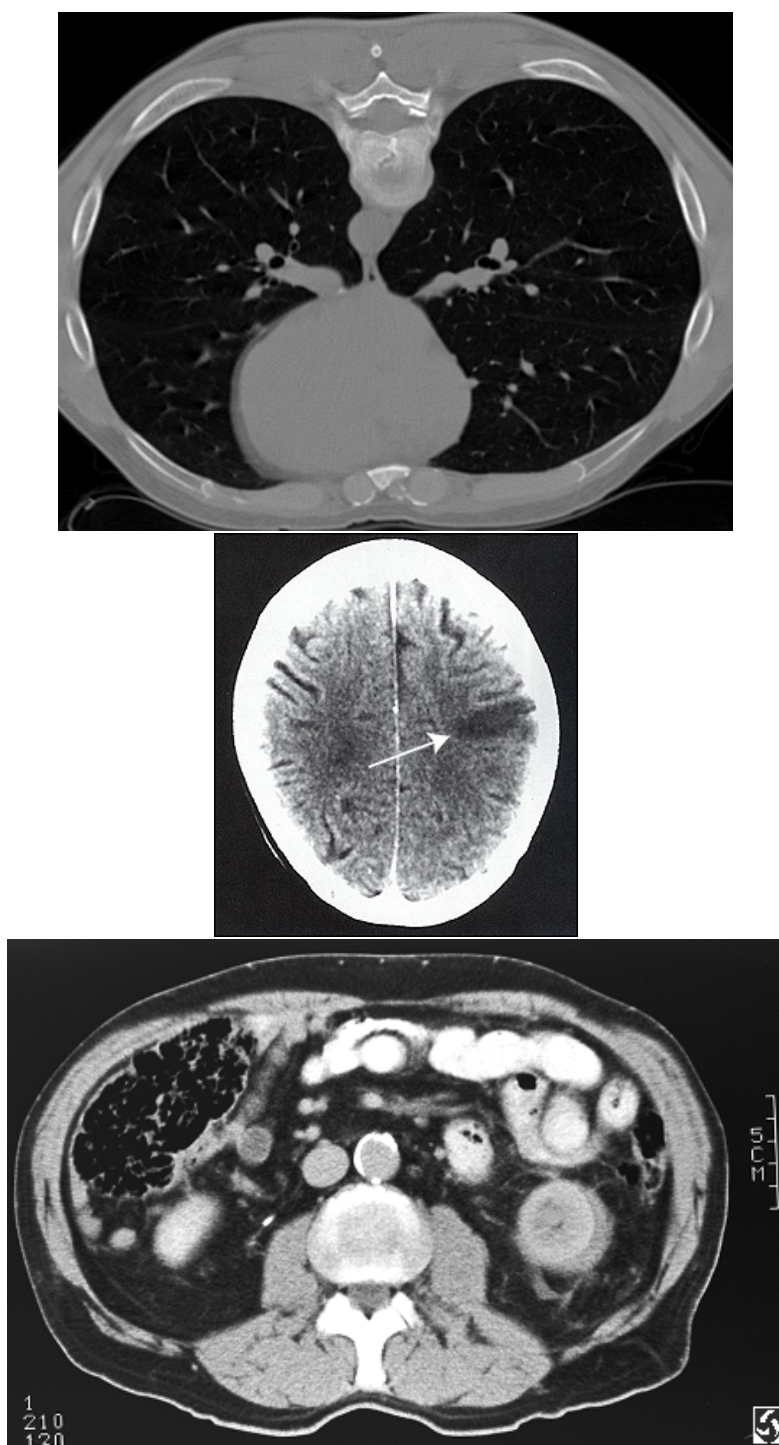
$$\xi' = \xi \cos \varphi + \eta \sin \varphi$$

Zevšeobecněním vztahu (1) pro obecné rozložení útlumového koeficientu μ získáme vztah pro intenzitu po průchodu objektem

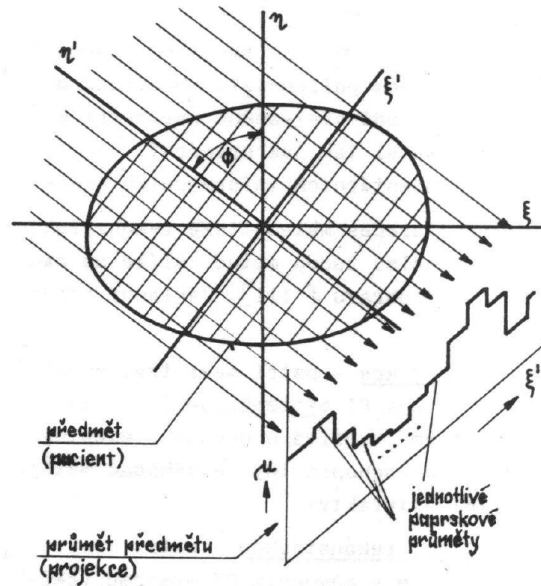
$$I = I_0 e^{-\int_L \mu(\mathbf{x}) dx}$$

což po substituci $P = \log(I_0/I)$ dává lineární vztah

$$\begin{aligned} P_\varphi(\xi') &= \int_L \mu(\xi, \eta) dl = \int \mu(\xi' \cos \varphi - \eta' \sin \varphi, \xi' \cos \varphi + \eta' \sin \varphi) d\eta' \\ &= \mathcal{R}[\mu(\xi, \eta)] \end{aligned}$$



Obrázek 15: Příklady CT obrazů (2D řezy původně 3D daty). Shora dolů: plíce a srdce, hlava (mozek), břišní dutina.



Obrázek 16: Princip projekčního zobrazování.

který definuje *Radonovou transformací* \mathcal{R} . Funkci $P_\varphi(\xi')$ pro konstantní úhel φ nazýváme *projekcí*, P jako funkce φ, ξ' se nazývá *sinogram* podle tvaru obrazu pro impulsní vzor (obrázek 17).

Naším úkolem je nyní ze souboru projekcí $P_\varphi(\xi')$ pro M úhlů φ_i získat odhad $\hat{\mu}$ hledaného obrazu μ . Nejjednodušší je algoritmus *zpětné projekce* (*backprojection*) který spočívá v sečtení prodloužených obrazů všech projekcí (obrázek 18)

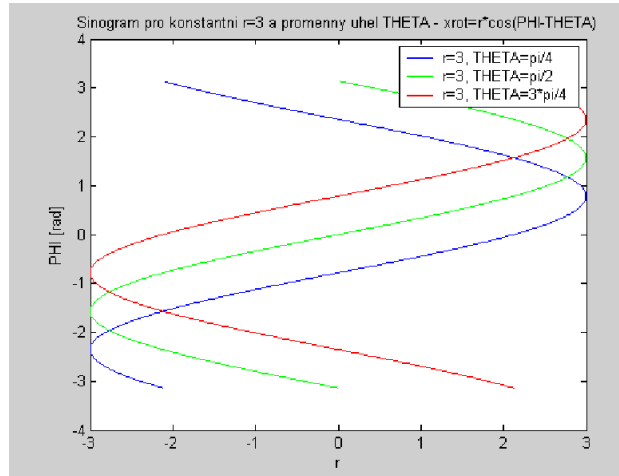
$$\hat{\mu}(x, y) = \delta\varphi \sum_{i=1}^M P_{\varphi_i}(\xi \cos \varphi + \eta \sin \varphi) \quad (2)$$

kde $\delta\varphi$ je úhlový krok. Jeho nevýhodou je že $\hat{\mu}$ nekonverguje k μ vinou vyšší hustoty zpětných projekcí v počátku, vzniká tzv. hvězdicový artefakt (obrázek 19).

3.2.3 Rekonstrukce ve Fourierově oblasti

Věta o centrálním řezu (*Central Slice Theorem, Projection Theorem*) říká, že řez 2D Fourierovy transformace obrazu μ pod úhlem φ je 1D Fourierovou transformací projekce P_φ téhož obrazu μ :

$$\mathcal{F}_{\xi'} \{P_\varphi(\xi')\}(\omega) = \mathcal{F}_{(\xi, \eta)} \{\mu(\xi, \eta)\}(\omega \cos \varphi, \omega \sin \varphi) \quad (3)$$



Obrázek 17: Radonova transformace se nazývá sinogram podle obrazu bodu (impulsu). Na obrázku vidíme obraz tří bodů (rozlišených barvou), stejně vzdálených od počátku, ale různými směry.

kde Fourierovy transformace jsou definovány běžným způsobem

$$\mathcal{F}_{\xi'} \{P_{\varphi}(\xi')\}(\omega) = \int P_{\varphi}(\xi') e^{-2\pi j \omega \xi'} d\xi'$$

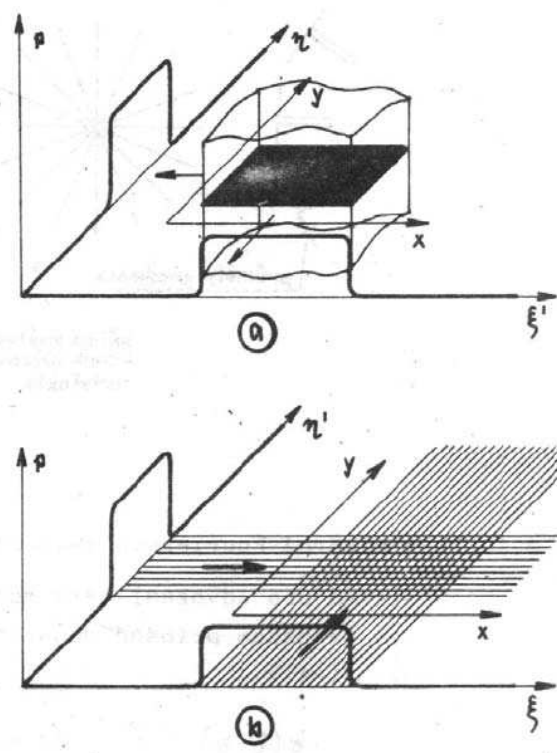
$$\mathcal{F}_{(\xi, \eta)} \{\mu(\xi, \eta)\}(\omega_{\xi}, \omega_{\eta}) = \iint \mu(\xi, \eta) e^{-2\pi j(\omega_{\xi} \xi + \omega_{\eta} \eta)} d\xi d\eta$$

Z této věty již přímo vyplývá algoritmus *rekonstrukce ve Fourierově oblasti* (obrázek 20): Vypočítáme 1D Fourierovu transformaci každé z projekcí a vyneseme je do 2D Fourierovy roviny $(\omega_{\xi}, \omega_{\eta})$ pod příslušným úhlem φ . Vzniklý soubor hodnot ze všech projekcí v polární mřížce převedeme pomocí interpolace na pravidelnou kartézskou mřížku. Inverzní 2D Fourierovou transformací pak získáme rekonstrukci $\hat{\mu}$ (obrázek 21).

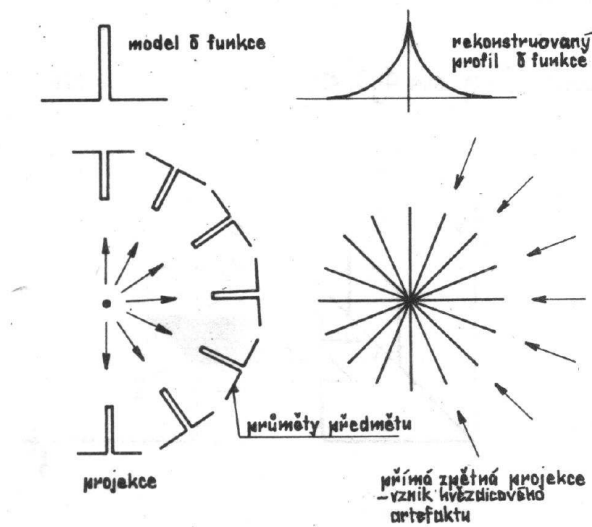
Výše popsáný algoritmus je exaktní v tom smyslu, že při zvyšujícím se počtu projekcí konverguje k inverzi Radonovy transformace, a tedy rekonstrukce $\hat{\mu}$ konverguje ke skutečnému obrazu μ . Jeho nevýhodou je však výpočetní náročnost, neboť vyžaduje mnohonásobný výpočet Fourierových transformací a interpolaci z polární mřížky na kartézskou.

3.2.4 Filtrovaná zpětná projekce

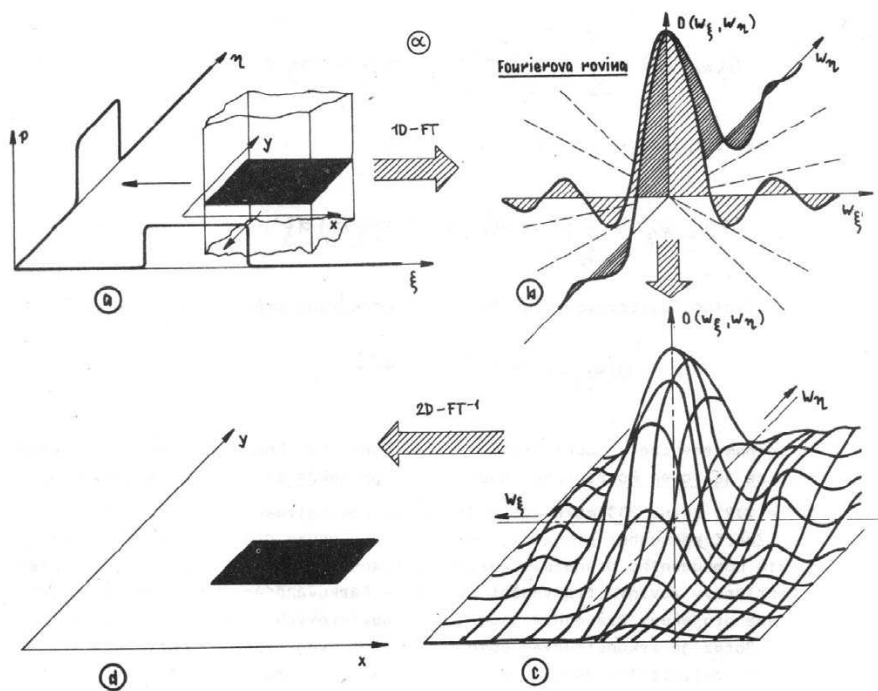
Pro zjednodušení notace definujeme $X(\omega_{\xi}, \omega_{\eta}) = \mathcal{F}_{(\xi, \eta)} \{\mu(\xi, \eta)\}$. Použitím inverzní Fourierovy transformace:



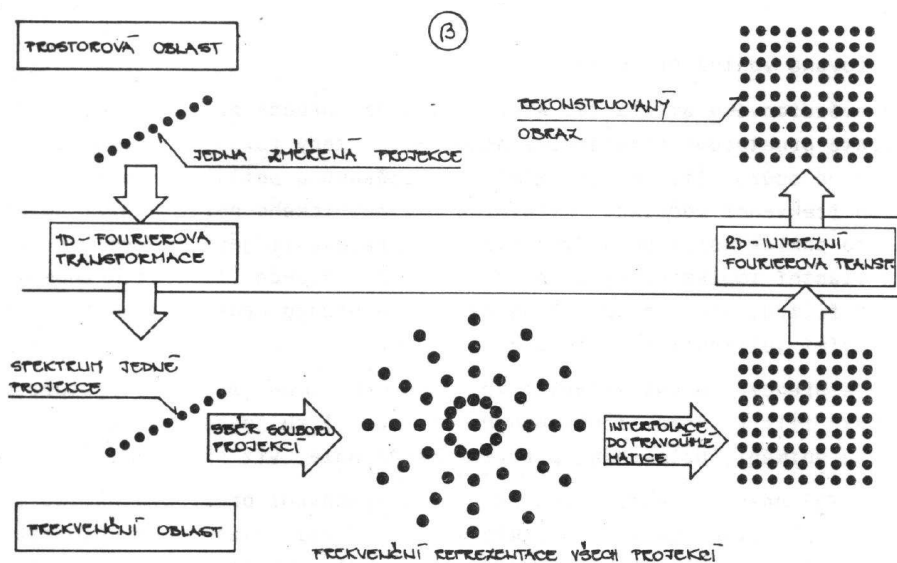
Obrázek 18: Princip algoritmu zpětné projekce.



Obrázek 19: Vznik hvězdicového artefaktu u algoritmu zpětné projekce.



Obrázek 20: Rekonstrukce ve Fourierově oblasti.



Obrázek 21: Diskrétní forma rekonstrukce ve Fourierově oblasti.

$$\mu(\xi, \eta) = \mathcal{F}^{-1} \{X(\omega_\xi, \omega_\eta)\} = \iint X(\omega_\xi, \omega_\eta) e^{2\pi j(\xi\omega_\xi + \eta\omega_\eta)} d\omega_\xi d\omega_\eta$$

Nyní přejdeme do polárních souřadnic $\omega_\xi = \omega \cos \varphi$, $\omega_\eta = \omega \sin \varphi$:

$$\mu(\xi, \eta) = \int_0^\pi \int_{-\infty}^\infty X(\omega \cos \varphi, \omega \sin \varphi) e^{2\pi j\omega(\xi \cos \varphi + \eta \sin \varphi)} |\omega| d\omega d\varphi$$

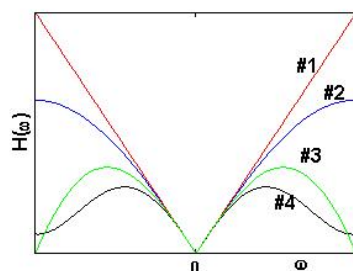
kde $|\omega|$ je determinant Jacobiho matice transformace do polárních souřadnic. Z věty o centrálním řezu (3) dostáváme

$$\mu(\xi, \eta) = \int_0^\pi \int_{-\infty}^\infty \mathcal{F} \{P_\varphi\}(\omega) e^{2\pi j\omega(\xi \cos \varphi + \eta \sin \varphi)} |\omega| d\omega d\varphi$$

což přepíšeme jako

$$\mu(\xi, \eta) = \int_0^\pi Q_\varphi(\underbrace{\xi \cos \varphi + \eta \sin \varphi}_{\xi'}) d\varphi = \int_0^\pi Q_\varphi(\xi') d\varphi$$

$$Q_\varphi(\xi') = \int_{-\infty}^\infty \mathcal{F} \{P_\varphi\}(\omega) e^{2\pi j\omega\xi'} |\omega| d\omega = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{F} \{P_\varphi\}(\omega) |\omega| \right\} = h(t) * P_\varphi$$



Obrázek 22: Frekvenční spektrum několika různých rekonstrukčních filtrů.

kde $Q_\varphi(\xi')$ je *modifikovaná projekce*. Algoritmus *filtrované zpětné projekce* (*filtered backprojection, FBP*) tedy funguje takto: Projekce $P_\varphi(\xi')$ pro všechny φ filtrujeme filtrem h , dostáváme modifikované projekce $Q_\varphi(\xi')$. Modifikované projekce sečteme stejně jako v algoritmu obyčejné zpětné projekce (2). Algoritmus filtrované zpětné projekce je exaktní, rekonstrukce $\hat{\mu}$ konverguje ke skutečnému obrazu μ .

Implementace algoritmu FBP je snadná, jedná se pouze o konvoluce a sčítání. Potíž je ve volbě filtru h , neboť teoretická volba $H(\omega) = \mathcal{F}\{h\} = |\omega|$ požaduje neomezeně rostoucího zesílení pro rostoucí frekvence ω , což vede k nadměrnému zesílení šumu a navíc není fyzikálně realizovatelné. Proto se v praxi používají filtry, jejichž zesílení je na vyšších frekvencích omezené, například Ram-Lak, Shepp-Logan, nebo Hammingův filtr. Jejich volba je kompromisem mezi potlačením šumu a rozmazáním (obrázek 22).

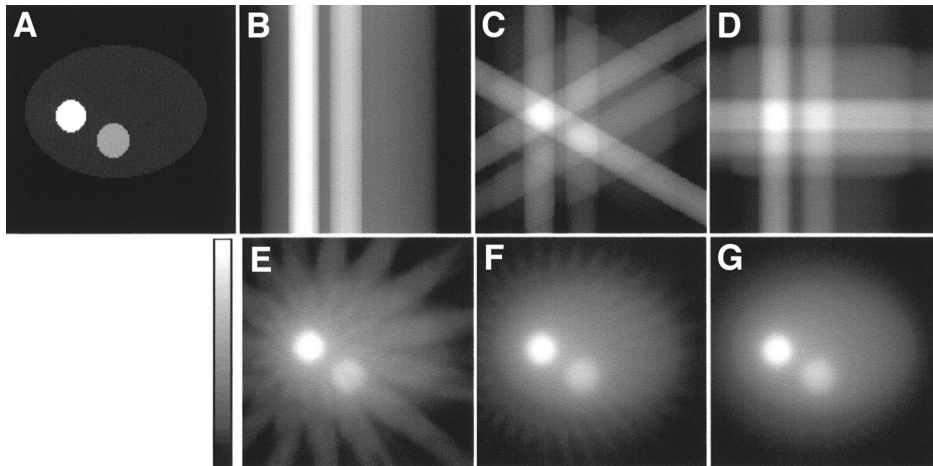
Výsledek rekonstrukce zkušebního obrázku pro různý počet projekcí vidíme na (obrázek 23).

3.2.5 Rekonstrukce pro vějířový svazek

Výše popsané metody fungují pro paralelní projekci, zatímco v moderních CT skenerech tvoří snímání paprsky vějíř, nejedná se tedy o Radonovu transformaci. Je možné modifikovat algoritmus zpětné projekce aby bral toto v úvahu, jednodušší je však vhodným výběrem paprsků nasnímaných při různých polohách rentgenky získat data odpovídající paralelní projekci (*rebinning*).

3.2.6 Algebraická rekonstrukce

Alternativním způsobem řešení rekonstrukčního problému je sestavení rovnic které popisují závislost měření (projekcí) na neznámých hodnotách pixelů (koeficientu útlumu) a tyto rovnice pak vyřešit. Při využití standardního zobrazovacího



Obrázek 23: Postup zpětné projekce. Původní obraz (A), 1, 3, 4, 16, 32, a 64 projekcí (B až G).

modelu jsou získané rovnice lineární. Jelikož neznámých je velmi mnoho (stejně jako pixelů v rekonstruovaném obrazu), používáme k řešení iterativní metody. Výhodou algebraické rekonstrukce je její univerzalita a kvalita rekonstrukce, je možné jí použít pro libovolnou geometrii snímání a lze použít i přesnější nelineární modely útlumu. Nevýhodou je vyšší výpočetní náročnost.

3.2.7 Od 2D řezů k 3D obrazu

Rekonstrukce 3D objemu je možná *řez po řezu* využitím metod popsaných v předchozím textu. To se realizuje tak, že po každém oběhu rentgenky se lůžko s pacientem posune o daný krok ($1 \sim 5$ mm) v ose z . Mnohem rychlejší a jen o málo horší kvalitu snímání poskytuje metoda *spirální (spiral/helix method)*, při které se stůl s pacientem posouvá konstantní rychlostí a rentgenka tedy vůči pacientovi opisuje spirálu. Snímání hrudníku spirální metodou trvá méně než jednu minutu, což umožňuje sejmutí na jedno nadechnutí a tak prakticky eliminuje pohybové artefakty. Důležitým parametrem je relativní stoupání (*pitch*) $p = \Delta l/d$, kde Δl je posun lůžka na jednu otáčku rentgenky a d je šířka řezu. Typická hodnota p je 1.5, pro $p < 1$ se řezy překrývají a tím dochází ke zbytečnému zvýšení radiační zátěže, pro $p > 2$ je naopak mezi řezy mezera a některá místa nejsou zobrazena.

Pro rekonstrukci pomocí interpolace z projekcí na spirální trajektorii odhadneme hodnoty virtuálních projekcí pro konstantí souřadnici z . Z těchto virtuálních projekcí pak rekonstruujeme řez standardním způsobem. Při interpolaci můžeme použít buď body od sebe vzdálené 360° (metoda *wide*) nebo 180° (metoda *slim*); první způsob vede na menší šum a větší efektivní tloušťku řezu a naopak.

Dalšího zrychlení dosáhneme snímáním více řezů naráz (*multislice*) za použití několika řad detektorů.

3.3 Nukleární magnetická rezonance (MRI)

Nukleární magnetická rezonance je velmi univerzální neionizující zobrazovací technika poskytující 3D data, výborný kontrast měkkých tkání a vysoké prostorové rozlišení (~ 1 mm). Je o něco pomalejší než CT či ultrazvuk, typické snímání trvá několik minut. Existují však i rychlé MRI techniky (např. EPI, objevené Peterem Mansfieldem v roce 1997), které za cenu částečného zhoršení kvality dokáží sejmout jeden 2D řez za $10 \sim 20$ ms a použitelný 3D objem za ~ 10 s. Jedinou podstatnou nevýhodou MRI je jeho vysoká cena, jedná se o desítky milionů Kč. Vzhledem k přítomnosti silného magnetického pole je obtížné a někdy i nebezpečné vyšetřovat pacienty s kovovými implantáty či kardiostimulátory.

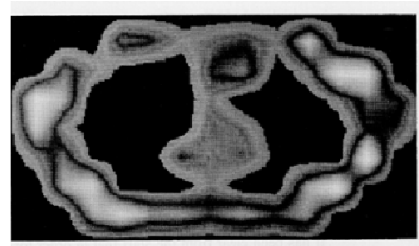
MRI se používá pro zobrazování hlavy, páteře, krevního systému, srdce, i měkkých tkání. V mnoha aplikacích může MRI nahradit CT a tím snížit radiační zátěž pacienta, i když dosažitelné prostorové rozlišení je o něco horší.

Jev magnetické rezonance objevil Felix Bloch a Edward Purcell v roce 1946, za což obdrželi Nobelovu cenu za fyziku v roce 1952. První aplikací byla spektroskopická analýza vzorků. První tomografickou rekonstrukci za použití MRI provedl Paul Lauterbur (1973, Nobelova cena za lékařství spolu s P. Mansfieldem v roce 2003), první MRI na stejném principu jako se používá dnes realizoval Richard Ernst (1975) (obrázek 24), který obdržel Nobelovu cenu za chemii v r. 1991. Postupem času se pak rozlišení stále zlepšovalo až k dnešním submilimetrovým hodnotám, zobrazování se též výrazně zrychlilo (obrázek 25). Objevily se též nové revoluční aplikace MRI umožňující například měřit tok krve bez kontrastních látek, či funkční MRI (*functional MRI*, [*fMRI*]) umožňující in-vivo vyhodnocovat aktivitu mozku.

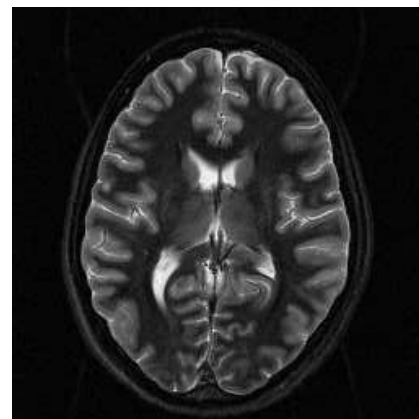
3.3.1 Fyzikální principy

Jádro vodíku (proton) má, podobně jako mnohé další částice, kvantově-mechanickou vlastnost zvanou *spin* nebo spinový moment. U atomů se sudým atomovým číslem dojde ke spárování spinů a její celkový spin je nulový.

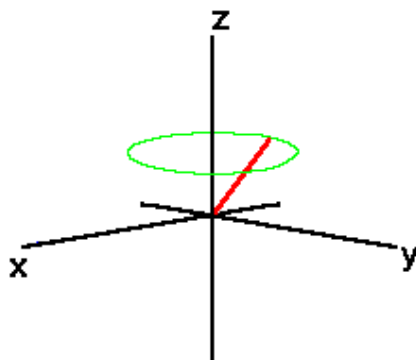
V následujícím výkladu pro zjednodušení použijeme klasický (nekvantový) model a proton (spin) si budeme představovat jako malý magnet. Bez přítomnosti vnějšího magnetického pole je orientace spinů náhodná a celková magnetizace M je nulová. V MRI skeneru je pacient umístěn ve velmi silném magnetickém poli, o typické intenzitě $B_0 = 1.5$ T (porovnejte s intenzitou magnetického pole země $50 \mu\text{T}$). Směr magnetického pole B_0 nazvěme z . Toto magnetické pole způsobí, že pro spiny bude energeticky výhodné se orientovat paralelně vzhledem k poli B_0 ,



Obrázek 24: Jeden z prvních MRI skenerů a obrázek z něj.



Obrázek 25: Typický dnešní MRI skener se selenoidálním supravodivým magnetem a příklad výsledného obrazu (řez mozem).



Obrázek 26: Precesní pohyb spinu okolo osy z .

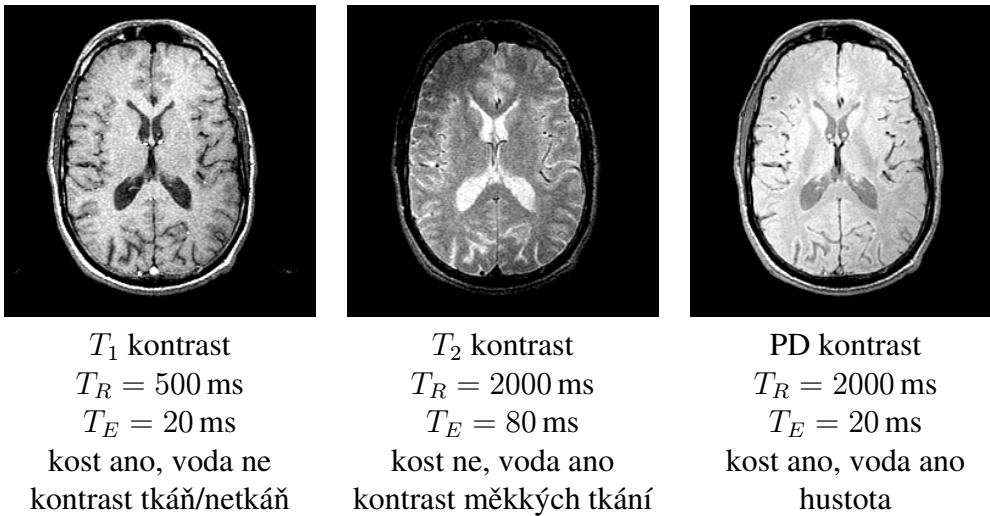
čímž vznikne vnější magnetizaci \mathbf{M} ve směru z . Vzhledem k tepelnému pohybu je ovšem přebytek paralelně orientovaných spinů poměrně malý, při běžných podmínkách je celková magnetizace jen $\sim 5 \cdot 10^{-6} = 5$ ppm maximální možné, proto není možné ji přímo měřit.

Protože spin je vůči poli B_0 z kvantově mechanických důvodů skloněn, pole B_0 se snaží dosáhnout plně souhlasné orientace, což má za následek *precesní pohyb* (rotaci) spinu okolo osy z (obrázek 26). Frekvence precese se nazývá *Larmorova frekvence* a je rovná $f = \gamma B$, kde γ je *gyromagnetická konstanta*, jejíž hodnota pro vodík je $\gamma = 42.58$ MHz/T.

Rotující spin může absorbovat energii ve formě elektromagnetického impulsu (*radio-frequency [RF] impuls*) o frekvenci f . To se projeví jako odklonění osy magnetizace od osy z . Vhodnou volbou energie excitačního impulsu dosáhneme toho, že spin začne rotovat v rovině xy . Takový impuls nazýváme 90° impuls. Jelikož všechny spiny v tkáni budou rotovat se stejnou fází, vznikne měřitelná celková magnetizace, která bude též rotovat s frekvencí f v rovině xy a kterou můžeme detekovat vhodnou přijímací cívkou. Přijímaný signál nazýváme *echo*.

Po odeznění impulsu se magnetizace vrací do rovnovážného stavu (relaxuje) s časovou konstantou T_1 , kterou nazýváme *mřížková relaxační konstanta* (*spin-lattice relaxation time*). Druhý důvod poklesu intenzity signálu je desynchronizace spinů vlivem vzájemné interakce a nehomogenity magnetického pole. Tento jev nazýváme T_2 relaxace, a konstanta T_2 se nazývá *spinová* (*spin-spin relaxation time*).

Volbou dostatečně krátké periody opakování excitace TR (*repetition time*) se stane intenzita signálu závislá na časové konstantě T_1 , říkáme, že signál je T_1 vážen. Podobně volbou dostatečně dlouhého času mezi TE (*echo time*) mezi excitací a měřením dostaneme T_2 vážený signál. Naopak pro dlouhý čas TR a krátký čas TE nebude intenzita signálu na časových konstantách tkáně téměř záviset. Výsledný



Obrázek 27: Příklady MRI kontrastů T_1 , T_2 , PD, příslušné parametry a základní charakteristiky.

obraz nazýváme *PD* (*proton density*), protože při něm, stejně jako při jakémkoliv jiném vážení, bude intenzita záviset na hustotě protonů (jader vodíku). Volbu vážení označujeme jako *kontrast* (obrázek 27).

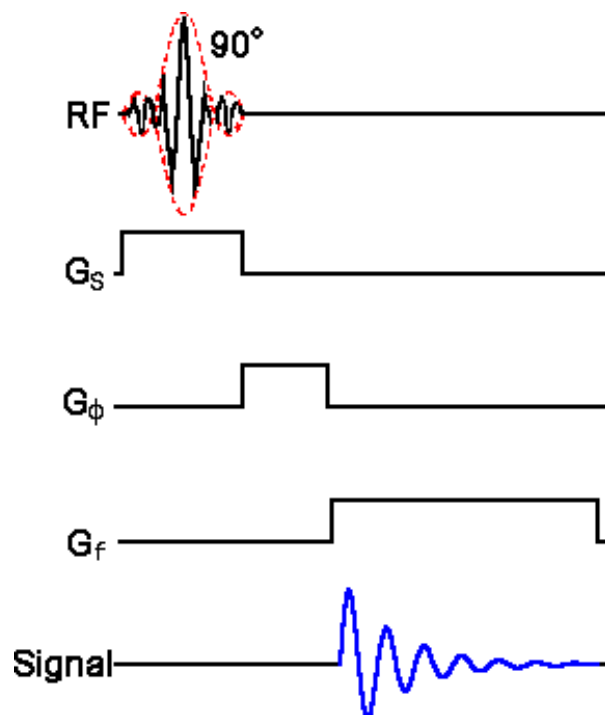
3.3.2 Kódování polohy

V předchozí sekci jsme popsali základní principy *nukleární magnetické spektroskopie*, které dokáže zjistit globální složení zkoumaného vzorku. MRI, tedy *zobrazování* za pomoci magnetické rezonance se od spektroskopie liší tím, že poskytuje 3D prostorové rozložení hustoty spinů ρ (či dalších zkoumaných parametrů např. T_1 , T_2). Toho se dosahuje za pomoci *gradientů magnetického pole*, tedy lineární závislosti intenzity magnetického pole (orientovaného v ose z) na poloze:

$$B_z(t) = G_x(t)x + G_y(t)y + G_z(t)z + B_0$$

Zapneme-li po dobu vysílání excitačního pulsu gradient G_z , pak se stane intenzita magnetického pole B_z a tím i rezonanční frekvence spinů závislá na poloze. Proto bude excitován pouze úzký řez tkáně, jehož tloušťka závisí na šířce pásma excitačního impulsu. To je princip *výběru řezu*.

Polohu v ose x kódujeme pomocí *frekvenčního kódování*, které spočívá v tom, že během snímání signálu zapneme gradient G_x . Tím se rezonanční frekvence stane závislá na x .



Obrázek 28: Časový diagram snímací sekvence jednoho řezu s Fourierovým kódováním polohy pomocí gradientu výběru řezu $G_z = G_s$, fázového gradientu $G_y = G_\phi$ a frekvenčního gradientu $G_x = G_f$.

Konečně polohu v ose y kódujeme pomocí *fázového kódování*. Gradient G_y je zapnut v době mezi excitací a snímáním signálu. Tím je přechodně ovlivněna frekvence spinů, a proto bude po vypnutí gradientu G_y fáze signálu závislá na y .

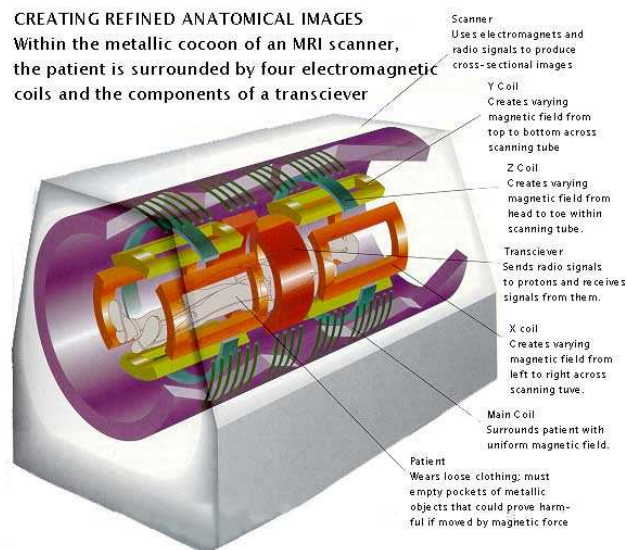
Při standardním způsobu snímání je jeden řez excitován N_y krát, kde N_y je žádané rozlišení v pixelech ve směru y , přičemž použitá intenzita G_y se při každé excitaci mění. Zjednodušený časový diagram snímací sekvence vidíme na obrázku (obrázek 28).

Snímaný signál po demodulaci v kvadratickém modulátoru, což odpovídá odečtení nosné frekvence γB_0 , a po zanedbání relaxace, můžeme popsat vztahem:

$$s(t) = s(k_x, k_y) \propto \int_{(x,y) \in \text{řez}} \rho(x, y) e^{-2\pi j(k_x x + k_y y)} dx dy$$

$$k_x(t) = \gamma \int G_x(t) dt \quad k_y(t) = \gamma \int G_y(t) dt$$

Je vidět, že přijímaný signál $s(t)$ je vlastně 2D Fourierovou transformací



Obrázek 29: Vnitřní konstrukce MRI skeneru se selenoidálním supravodivým magnetem.

hustoty spinů ρ , přičemž snímání probíhá po křivce $(k_x(t), k_y(t))$ v takzvaném k -prostoru. Křivku můžeme volit pomocí vhodného časového průběhu gradientů G_x , G_y . Jakmile je k -prostor dostatečně hustě navzorkován, rekonstrukci $\hat{\rho}$ obdržíme zpětnou 2D Fourierovou transformací.

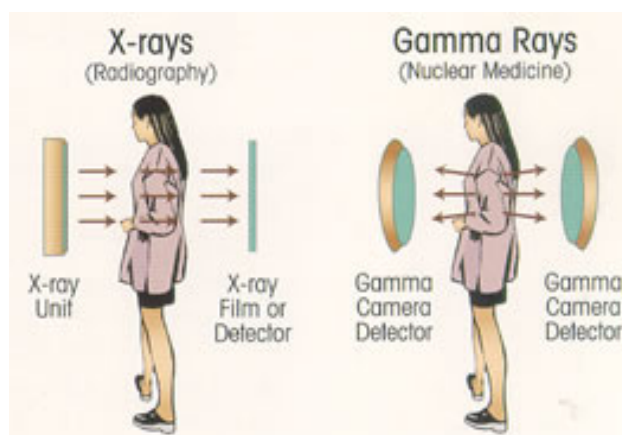
3.3.3 MRI skener

Typický lékařský MRI skener pro celotělové snímání se skládá ze selenoidálního (válcového) supravodivého magnetu který vytváří magnetické pole o intenzitě 1.5 T (také 3 T, výjimečně až 7 T). V dutině magnetu je prostor do kterého se zasouvá lůžko s pacientem (obrázek 29). Okolo prostoru pro pacienta jsou další cívky, a to gradientní, vysílací a přijímací a cívky pro přesné nastavení primárního pole. Celý skener musí být umístěn v elektromagneticky stíněné místnosti. Veškeré materiály v blízkosti skeneru musí být nemagnetické.

3.4 Nukleární zobrazovací metody

Nukleární zobrazovací metody¹ poskytují mapu prostorového rozložení radioaktivně značených *radiofarmak*, které jsou před vyšetřením dopraveny do těla.

¹Nepletme si s nukleární magnetickou rezonancí, která mezi nukleární zobrazovací metody nepatří.



Obrázek 30: Transmisní (vlevo) a emisní (vpravo) techniky se liší umístěním zdroje záření.

Jedná se tedy zejména o *funkční*, nikoliv *anatomické* zobrazování. Nukleární zobrazovací metody nazýváme *emisní*, protože se zdroj elektromagnetického záření nachází uvnitř těla, na rozdíl od *transmisních* metod jako je např. CT (obrázek 30).

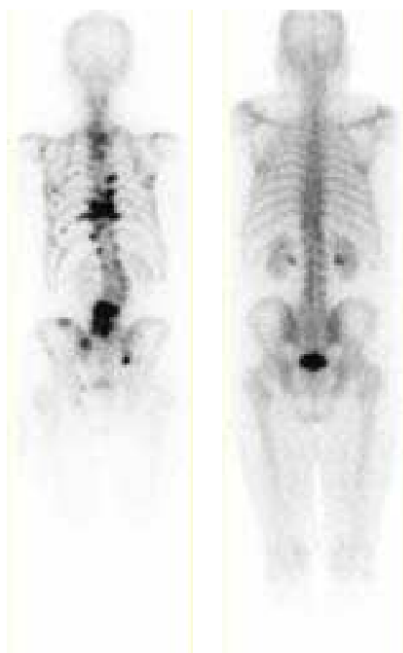
Pro zobrazovací účely používáme radionuklidy s poločasem rozpadu řádu hodin, proto není možné je skladovat, ale je potřeba je vyrábět na místě. To významným způsobem prodražuje provoz. Některé radionuklidy lze relativně levně vyrábět v *generátoru* rozpadem z jiných izotopů s dlouhým poločasem rozpadu. Příkladem může být metastabilní technecium ^{99m}Tc s poločasem rozpadu 6 hodin, které se isomericky přeměňuje na stabilní ^{99}Tc , přičemž vzniká γ foton o energii 140 keV. Jiné radionuklidy je nutné vyrábět bombardováním ionty v urychlovači zvaném *cyklotron*. Příkladem může být nestabilní fluor ^{18}F používaný pro výrobu radioaktivně značené deoxyglukózy FDG, která se používá při sledování metabolických procesů, například v onkologii.

3.4.1 Gama kamera

Gama kamera detekuje γ záření produkované radioaktivním γ rozpadem (obrázek 31). Detektory na bázi scintilátorů a fotonásobičů nebo polovodičových detektorů jsou uspořádány do 2D matice. Potlačení sekundárního záření dosahujeme kolimátory, podobně jako u CT.

3.5 Jednofotonová emisní tomografie (SPECT)

Jednofotonová emisní tomografie (*single photon emission computed tomography [SPECT]*) je aplikací principů tomografie na gama kameru. Rotující gama kamera



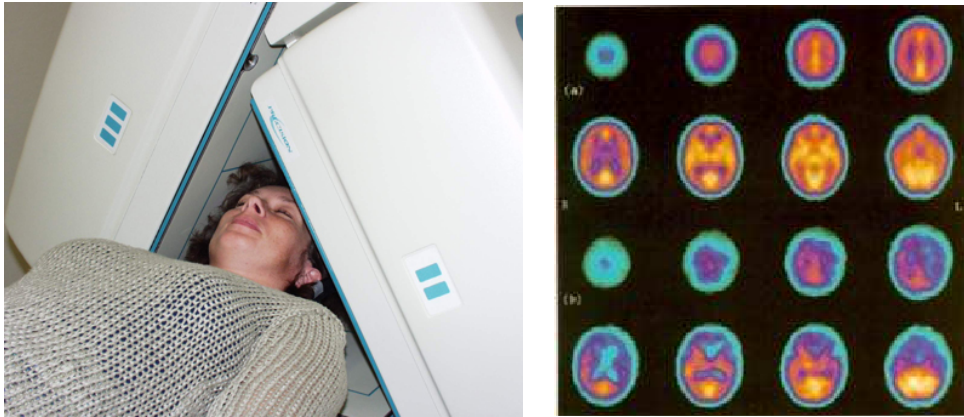
Obrázek 31: Obrázek z gama kamery (scintigram).

(někdy se pro urychlení používá dvojice či trojice kamer) snímají 30 ~ 120 projekcí, ze kterých je rekonstruován 3D obraz (obrázek 32).

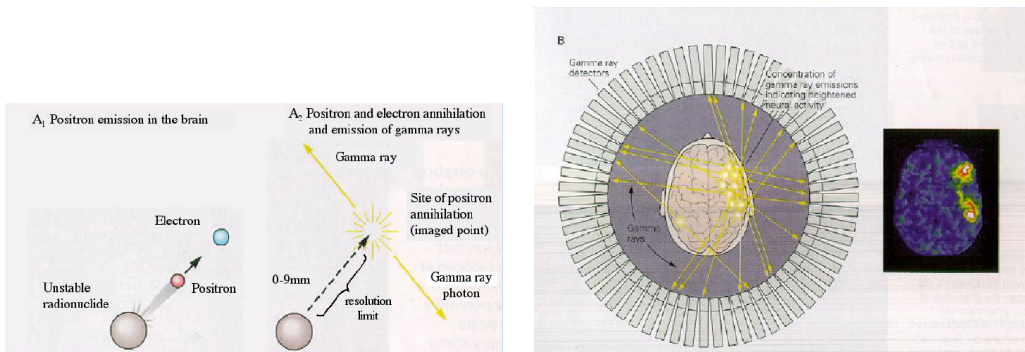
3.6 Pozitronová emisní tomografie (PET)

Pozitronová emisní tomografie (*positron emission tomography [PET]*) využívá radionuklidů, které při rozpadu produkují pozitron, což je antičástice elektronu. Pozitron se po uletění několika málo milimetrů střetne s elektronem tkáně, dochází k anihilaci. Produktem anihilace je pouze energie ve formě dvou γ fotonů o energii 511 keV, letících po přesně opačných drahách. Fotony jsou detekovány nám již známými scintilačními detektory. Jsou-li detekovány dva fotony v krátkém časovém úseku po sobě, dá se předpokládat, že vznikly při jedné anihilaci, a že místo anihilace leží na spojnici detektorů. Proto není potřeba u PETu používat mechanických kolimátorů, což v porovnání s metodou SPECT značně zvyšuje citlivost. Naopak nenulová dráha mezi místem rozpadu a místem anihilace zhoršuje vlastní prostorové rozlišení PETu, které bývá okolo 5 ~ 10 mm (obrázek 33).

Pro rekonstrukci ze SPECT a PET je možné použít běžnou metodu zpětné projekce. Lepších výsledků však dosáhneme komplikovanějšími metodami, které berou v úvahu proměnnou absorpci v tkáni. Mapy absorpce získáme buď heuris-



Obrázek 32: SPECT kamery při snímání mozku (vlevo) a výsledný obrázek (řezy, vpravo).



Obrázek 33: Principy PET snímání.

ticky ze znalosti vyšetřované anatomie, nebo předběžným transmisním měřením.

SPECT i PET se nejčastěji používá pro vyšetřování mozku, srdce a pro detekci nádorů. PET skener je výrazně dražší než SPECT, zejména je-li PET kombinován s cyklotronem. Obě metody používají jiná radiofarmaka a dodávají komplementární informace (obrázek 34).

3.7 Ultrazvuk

Ultrazvukové zobrazování je velmi často používaná zobrazovací metoda která nemá žádná známá rizika. Ultrazvukové skenery jsou relativně dostupné a snadno přenosné či přemístitelné. Vysílají ultrazvukové impulsy o frekvencích $1 \sim 20$ MHz a rekonstruuji obraz tkáně na základě přijatých signálů odražených od rozhraní mezi tkáněmi a od malých struktur. Kromě anatomické informace je možné získat i informace o rychlosti toku krve (Dopplerovské zobrazování). Ultrazvukové zobrazování je rychlé, je možné snímat až 30 obrázků za sekundu. Jeho nevýhodou je spíše horší obrazová kvalita, malý kontrast mezi tkáněmi, typický výrazný šum (*speckle*), a nemožnost pronikat jak vzduchem, tak kostí, což znamená, že mnoho vnitřních orgánů lze jen těžko zobrazovat. Hlavními aplikacemi je gynekologie, včetně vyšetřování prsu a plodu, kardiologie, zobrazování štítné žlázy a orgánů v břišní dutině (játra, ledviny, slinivka, močový měchýř), sledování průchodnosti cév a žil, či navigace při biopsii (obrázky 35 a 36). Nově se používá i zobrazování za pomoci kontrastních látek složených z mikrobublin (*microbubbles*), které umožňují sledovat například prokrvení srdečního svalu.

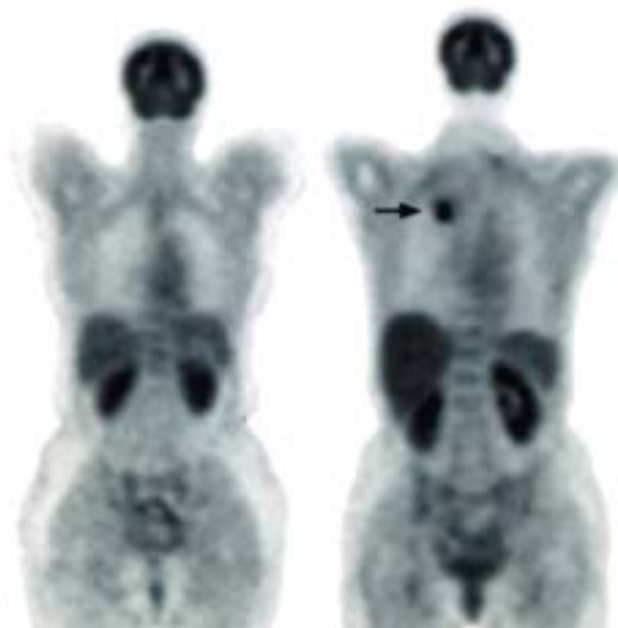
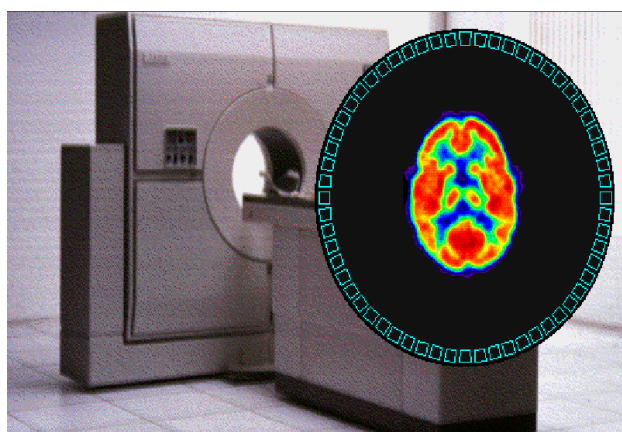
3.7.1 Akustika

Ultrazvuková vlna je podélné vlnění. Rychlost šíření c je dána vztahem $c = 1/\sqrt{\rho K}$, kde ρ [kg/m³] je hustota a K [m²/N] stlačitelnost. V tkáni je rychlost šíření okolo 1500 m/s. Druhým důležitým parametrem prostředí je *charakteristická impedance* $Z = \rho c$, která je úměrná tlaku kterým je potřeba působit pro dosažení dané rychlosti proudění. Její jednotkou je 1Rayl = 1kg s⁻¹ m⁻².

Při kolmém průchodu akustické vlny rozhraním dvou prostředí o různých akustických impedancích Z_1, Z_2 se část vlny daná vzorcem

$$R = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$$

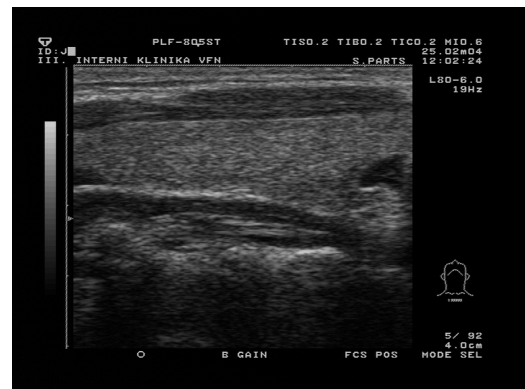
odrazí, zbytek projde. Tento jev nazýváme *zrcadlový odraz* a dochází k němu pokud je délka vlny mnohem kratší než rozměry rozhraní. V opačném případě, například při odrazu od mikroskopických nehomogenit v tkáních, dochází k *difusnímu odrazu* (*scattering*), při kterém se vlnění odráží náhodně do všech směrů.



Obrázek 34: PET skener a řez mozem (nahore), použití PET pro detekci nádorů (dole vlevo normální obraz, vpravo nádor na plicích.)



Obrázek 35: Ultrazvukové vyšetření a ultrazvukový přístroj se sondami.



Obrázek 36: Příklady ultrazvukového obrazu. Vlevo fetus, vpravo štítná žláza.

Materiál	Polotloušťka [cm]
voda	380
krev	15
měkká tkáň	1 ~ 5
sval	0.6 ~ 1
kost	0.2 ~ 0.7
vzduch	0.08

Tabulka 2:

Při průchodu akustického vlnění prostředím dochází k zeslabování jeho intenzity například vlivem divergence vlny, absorpce vlny a elastického odrazu a rozptylu. Pokles intenzity se vzdáleností můžeme (podobně jako u rentgenového záření) aproximovat exponenciálou:

$$I = I_0 e^{-\mu z}$$

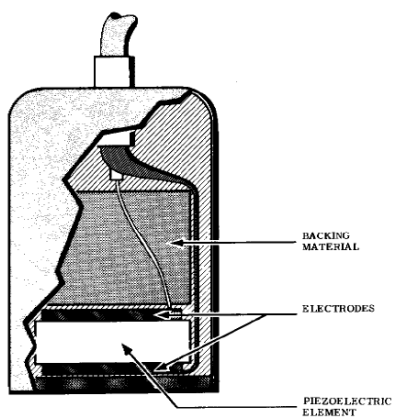
kde útlumový koeficient μ snadno přepočítáme na polotloušťku (tabulka 2). Ukazuje se, že útlum roste téměř lineárně s frekvencí, tedy $\mu = \alpha f$. Proto je pro vyšetřování hlubších struktur třeba použít nižších frekvencí, což je bohužel na úkor rozlišovací schopnosti.

3.7.2 Ultrazvukový skener

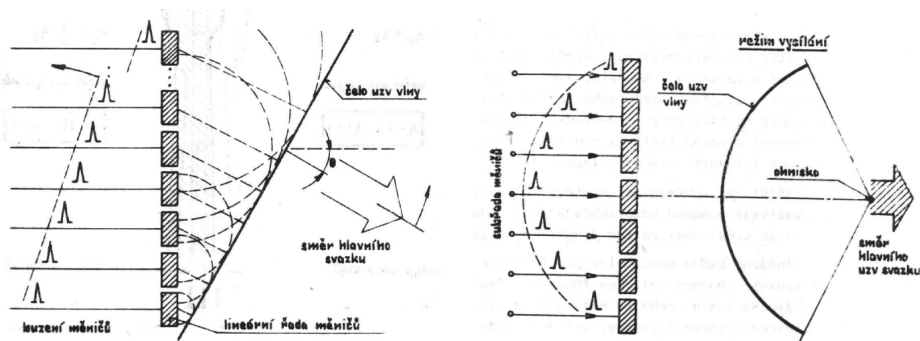
Ultrazvukový signál je generován a přijímán měničem používajícím piezoelektrický krystal. Krystal je obklopen vhodným materiálem zajišťujícím vhodné akustické přizpůsobení, aby nedocházelo k nežádoucím odrazům (obrázek 37). Moderní ultrazvuková sonda (*probe*) se skládá z řady takových měničů. Vhodnou volbou časování a zesílení lze dosáhnout směrování a fokusace ultrazvukového svazku (obrázek 38).

Řídící elektronika zajišťuje vyslání dobře zaostřeného akustického impulsu. Impuls je krátký, pouze několik period. Po jeho vyslání se měniče přepnou na příjem a zaznamenávají přijatý signál. Poté se sonda přepne znovu na vysílání a je vyslán následující impuls mírně odlišným směrem. Tímto způsobem je zobrazen celý prostor před sondou.

Zpracování přijatého signálu (*radio-frequency [RF] signal*) a rekonstrukce obrazu probíhá v několika etapách. Nejprve je zesilovačem s časově proměnným zesílením kompenzován útlum v tkáni. Signál je frekvenčně filtrován (v okolí rezonanční frekvence sondy), demodulován kvadratickým detektorem (tím převeden na nižší frekvence) a digitalizován (vzorkován). Hilbertova transformace



Obrázek 37: Ultrazvukový měnič (vysílač a přijímač).



Obrázek 38: Elektronická fokusace a směřování ultrazvukového svazku.

slouží k vypočtení amplitudové obálky signálu. Následuje logaritmická komprese úrovní, převod (interpolace) do kartézských souřadnic a samotné zobrazování.

Standardní ultrazvukové zobrazování je dvourozměrné (tzv. *B-mode*). Existují však i 3D systémy, založené buď na mechanickém naklápění sondy, nebo na 2D matici měničů.

Reference

- [1] Zang-Hee Cho, Joie P. Jones, and Manbir Singh, *Foundations of Medical Imaging*, John Wiley & Sons, 1993.
- [2] Webb. A., *Introduction to Biomedical Imaging*, IEEE Press, 2003.
- [3] K. Kirk Shung, Michael B. Smith, and Benjamin Tsui, *Introduction to Biomedical Imaging*, Academic Press, 1992.
- [4] A. Dhawan, *Medical Image Analysis*, IEEE Press, 2003.
- [5] J. Svatoš, *Zobrazovací systémy v lékařství*, skriptum ČVUT, 1998.