

Radioaktív γ bomlás térbeli detektálása és

képszerű rögzítésének fizikai alapelve

(dr.Kári Béla)

Bevezetés

Ezen fejezetben egy olyan non-invazív diagnosztikai eljárás fizikai alapjairól lesz szó, amely lehetővé teszi rádióaktív anyag (elsősorban γ sugárzó anyag) segítségével egy adott - vizsgálandó - szervben lejátszódó biokémiai folyamat nyomon követését és ennek képszerű (1-D, 2-D, 3-D) megjelenítését.

Ezen korszerű képalkotási eljárást NUKLEÁRIS KÉPRÖGZÍTÉSNEK (angolul Nuclear Imaging) nevezzük, mely egyike a legfontosabb alkalmazása a radioaktivitásnak az in-vivo orvosi gyakorlatban. Más képalkotó eljárással ellentétben - Röntgen, ultrahang - ez az eljárás ún. emissziós képet, azaz a vizsgált szerv radioaktív anyag eloszlás térképét szolgáltatja, a morfológiai információ mellett a funkcionális információval.

Alapvető követelmény ezen technika alkalmazásakor, hogy olyan sugárzó anyagokat juttassunk be az emberi szervezetbe amelyek lehetőség szerint szerveszelektívek (I izotópok, Tl^{201} , Ga^{67} ...), minimális ionizációs sugárzással, és a sugárkárosodás hatásának csökkentése érdekében relatív rövid fizikai felezési idővel rendelkeznek.

Ezért az in-vivo alkalmazások döntő többségében olyan rádióizotópok kerülnek alkalmazásra, amelyek gamma sugárzók s energiájuk $60 \text{ keV} \leq E_{\gamma} \leq 600 \text{ keV}$ tartományban van.

Ha az alkalmazásra kerülő radioaktív izotóp nem szerveszelektív, de minden más szempontból megfelelő (pl. Tc^{99m} , $E_{\gamma} = 141 \text{ keV}$) ekkor a radioaktív anyagot egy megfelelő farmakonhoz kötve kell a szerveszelektivitást biztosítani a szükséges képalkotó vizsgálat elvégzése céljából.

A képalkotás és képrögzítés folyamatának megértése céljából először áttekintjük a γ fotonok hely és energia függő detektálásának fizikai alapjait, majd megismerkedünk az Anger elven alapuló gamma kamerák felépítésével a hozzákapcsolódó digitális képrögzítő és adatfeldolgozó egységgel egyetemben. Ezt követően ismerkedhetünk meg a SPECT (Single Photon Emission Computer Tomography) mint 3-D képrögzítés alapjaival és jelentőségével az in-vivo képalkotásban.

I. γ sugárzás pozícióérzékeny és energiaszelektív detektálása

Az alábbiakban a γ sugárzás hely- energiafüggő detektálását, annak fizikai alapjait tárgyaljuk, mely egyben a modern nukleáris képalkotás alapját is képezi. Ezt a folyamatot az 1. ábrán látható ún. lineáris elrendezésű egy dimenziós modellen keresztül mutatjuk be. E modell a szcintillációs γ detektorok alapelveire épül, mely a következő elemekből áll össze:

Egy vonalszerűnek tekinthető NaI(Tl) szcintillációs kristály hasábjából a hozzá optikailag csatolt szintén vonalszerű üveglablából (glass-windows) és fényvezetőből (light-guide), valamint három a detektor mentén lineárisan elrendezett a fényvezetőhöz optikailag csatolt fotoelektron sokszorozóból (Photo Multiplier Tube PMT) PMT-A, PMT-B, PMT-C.

A szcintillációs kristály vonala mentén egy jól kollimált γ sugárforrás mozgatható a detektor felületével párhuzamosan. A γ nyaláb esetünkben vonalszerűnek tekinthető, melynek iránya merőleges a detektor felületére. Ezen egyszerű fentebb leírt modellen keresztül nézzük meg, hogy a különböző pozícióba mozgott γ sugárforrás helye és energiája hogyan ismerhető fel.

Első lépésként tekintsük át röviden a detektor működését, az egyes jelátalakítás fizikai folyamatát. A szcintillációs detektor fotoeffektuson keresztül kölcsönhatásba lépve a γ sugárzással magában a NaI(Tl) kristályban fényfelvillanást - 415 nm hullámhosszúságú kék UV színű - okoz a kölcsönhatás helyén. E fényt szcintillációs fénynek nevezzük, amely gömbszimmetrikusan kis veszteséggel terjed a szcintillációs kristályban, s a fény törésmutatója levegőre vonatkoztatva $n_{\text{NaI(Tl)}} = 1,85$. Az egy kölcsönhatásban keletkező szcintillációs fény intenzitása a γ foton energiától függ (keV-enként 40 foton keletkezik), a fényfelvillanás időtartama 230 nsec. Ezt követően egy olyan fénydetektorra van szükség, amely a kristályban keletkező szcintillációs fényt elektromos jellé, impulzusokká alakítja át a további elektronikus jelfeldolgozás számára. A legalkalmasabb eszköz erre a célra a fotoelektron sokszorozó - PMT - amely a szcintillációs fényjelek intenzitásával arányos elektromos impulzusokat ad a PMT-hez kapcsolt előerősítő kimenetén. Az előerősítő kimenetén megjelenő impulzus csúcsértéke az, amely arányos a szcintillációs fény intenzitásával, amely a detektált γ sugárzás energiájától függ. A továbbiakban amikor a PMT-ken megjelenő jelekre hivatkozunk akkor azon mindig a jelek csúcsértékét értjük, mivel valós fizikai tartalommal csak a csúcsérték rendelkezik. Jelölje A,B,C az 1. ábrának megfelelően az egyes PMT-k kimenő jeleit a γ forrás egy adott helyén a detektor felülete mentén. A PMT-k által szolgáltatott A,B,C jelek alapján kell megbecsülni, dekódolni azt vajon a γ sugár a detektor mely pontján lépett kölcsönhatásba a szcintillációs kristállyal.

Vizsgáljuk meg, hogy a detektor mentén a kollimált γ sugárforrást ekvidisztáns lépésközzel mozgatva hogyan változik az A,B,C jelek értéke. A 2. ábrán egy 160 mm hosszú detektor esetén 2 mm-es lépésközzel látható mindez. Minden egyes pontban 8000 eseményt gyűjtöttünk össze és átlagoltuk ki, hogy a Poisson eloszlásból származó statisztikai hiba 1 % körüli legyen. Az A,B,C-re így kapott függvényt detektor válasz függvénynek nevezzük (angol szóhasználat Mean Detektor Response Function, rövidítve MDRF).

Így az látható ha kellő pontossággal felvettük - kalibráció - az 1. ábrán kialakított rendszer detektor válasz függvényét, és a rendszer időben invariáns, akkor az MDRF alapján a mért A,B,C jelek segítségével a γ esemény helye megbecsülhető, dekódolható. Mivel a korábban említett jelátalakítási folyamatok kvantum és kvantum-elektromos hatásokon keresztül valósulnak meg, valamint maga a kalibráció is Poisson eloszlást követ a pozíció becslésünk is csak egy bizonyos valószínűséggel valósítható meg. Mindezek alátámasztásául a 3.sz. ábrán az MDRF-t az egyes pontokban mért hibáival együtt $\text{MDRF}_i \pm \text{SD}_i$ jelenítjük meg.

A 4.sz. ábra pedig az A,B,C jelek eloszlását mutatja (6bit felbontóképességgel) amikor a γ sugárforrás a detektor közepén van - $x=0$ pozíció -. A γ sugárzás mint esemény helyének becslését egy kalibrált rendszer esetén - ismert MDRF - végrehajthatjuk statisztikai módszerekkel (Maximum Likelihood ML, Minimum Square Erör MSE) módszerekkel, vagy analitikus módszerrel, amelyek közül ma a leginkább használatos a Centroid Method (CT). A statisztikai módszerek a digitális jelfeldolgozás területén használatosak, de még mindig csak kutatás alatt vannak. A CT módszer igen elterjedt, amely annak is köszönhető, hogy viszonylag egyszerű még un. huzalozott analóg elektronikai eszközökkel is megvalósítható.

A CT módszer lényege, hogy a detektor válasz függvény azon részét használja ki, ahol a függvénynek még kellően jó meredeksége van (a zajokat is figyelembe véve kellő pozíció információt hordoz, a detektor végeken fellépő un. plato - telítődési - tartományt nem használja) és jó linearizálható. Így a 2. és 3. ábra alapján is látható, hogy ez a módszer valamivel több mint az alkalmazott PMT-k átmérőjének a felét a széleken nem tudja használni. Ennyi holt tér, rész keletkezik a detektorban. E módszer alkalmazásánál a 2. ábrán UFOV-val (Useful Field of View) jelzett tartomány a hasznos. A kristály többi része a pozícióbecslés szempontjából használhatatlan, fontos szerepe van viszont a teljes szcintillációs fény meghatározásában, ami nem más mint a szcintillációs kristály által detektált γ foton energiájának becslése. A CT módszerrel a pozíció meghatározása az alábbiak szerint történik. Legyenek W_1, W_2, \dots, W_n , tetszőlegesen választható eltérő pozitív értékek, súlyfaktorok az n db PMT számára. Továbbá A_i legyen az i -k PMT kimenő jele. Így a mért $A_1, A_2, \dots, A_i, \dots, A_n$ jelek alapján egy γ esemény helye az alábbiak szerint számítható a CT alapján:

$$X = (W_1 A_1 + W_2 A_2 + \dots + W_n A_n) / [(W_1 + W_2 + \dots + W_n)(A_1 + A_2 + \dots + A_n)] \quad F.1$$

azaz egy un. eredő súlyfaktort számítunk ki, amelyik arányos lesz a γ esemény helyével. Ez három PMT-s esetünkben ha $W_A=1, W_B=2, W_C=3$, és az egyes PMT-k kimenő jelei A,B,C akkor

$$X = (A+2B+3C) / [(1+2+3)(A+B+C)] = (A+2B+3C) / 6(A+B+C) \quad F.2$$

Abban az esetben, ha koordináta rendszerünket a detektor közepére helyezzük és súlyfaktornak $W_A=1, W_B=0, W_C=1$ értékeket válasszuk akkor az F1-ben megadott formula az alábbiak szerint módosul.

$$X = W / (A+B+C) = (W^+ - W^-) / (A+B+C) \quad F.3$$

$$\text{ahol} \quad W^+ = (W_C C + W_B B) / (W_C + W_B) \quad F.4$$

$$W^- = (W_A A + W_B B) / (W_A + W_B) \quad F.5$$

Behelyettesítve a súlyértékeket, valamint az F.5 és F.4 egyenleteket az F.3 egyenletbe adódik, hogy

$$X = (C - A) / (A+B+C) \quad \text{F.6}$$

Innen látható, hogy a pozíció becslésben ekkor a középső PMT-B szerepe csak a normalizálásban van. A nevezőben szereplő

$$E = A+B+C \quad \text{F.7}$$

nem más mint a szcintillációs kristály által detektált teljes szcintillációs fénymennyiség, amely a γ foton energiával arányos. A 2.sz. ábrán az E-vel jelölt görbe nem más mint amit az F.7 egyenlet ad, vagyis a detektor mentén az energia helyfüggése. Leolvasható az ábráról, hogy az $E(x)$ függvény nem nagyon változik, jó közelítéssel állandónak tekinthető egy adott γ energián így egy megfelelő ablak választásával a rendszer triggerelhető (indítható) az energia jellel. Ez azt jelenti, ha egy detektált E energijel egy előreválasztott ablakon belül van, akkor megtörténik a pozíció becslés a detektort követő jelfeldolgozó egységben, ellenkező esetben pedig nem. Ekkor csak a kívánt energiájú γ fotont érzékeljük, és csak ennek a pozíció becslése fog megtörténni, minden más esemény mint zaj kiszűrésre kerül.

Az eddig ismertett modellben azt a feltételezést használtuk ki, hogy a γ sugárforrás kollimált a detektor felületére merőleges, pontszerű sugárzást emittál, és ezt egy vonal mentén mozgó szerkezet (scanner) juttatja a kívánt pozícióba. Kalibrálás esetén ezt kell végrehajtani.

Azt azonban tudjuk, hogy a valóságban egy szabad pontszerű γ forrás gömbszimmetrikusan emittálja sugarait. Ezt kell pontszerűen leképezni a pozíció érzékeny detektor felületére. A leképezést a detektor felülete elé helyezett speciális leképező egység a KOLLIMÁTOR valósítja meg, amely a γ fotonok számára mint egy "lencse" tekinthető. A kollimátor a leképezést a sugárelnyelés alapján valósítja meg. Csak azon γ sugarak jutnak el a detektor felületére amelyek a kollimátor falával párhuzamosan érkeznek. Minden egyéb más sugarakat a kollimátor fala elnyel. (5. ábra)

Így az 5. ábrán felvázolt rendszer egy tetszőleges vonalmenti γ sugárzás aktivitás eloszlását a hely függvényében - $A \gamma(x)$ - a γ foton energiája szerint szelektálja és detektálja. Felmerül itt azonban egy kérdés, hogy ismert MDRF esetén a pozíció érzékeny detektor milyen valószínűséggel képes felismerni az ismert helyre mozgatott γ forrás pozícióját. Ezt a $W(x|A,B,C)$ mint felvett pontválaszfüggvény (Point Spread Function, PSF) statisztikai kiértékeléséből kaphatjuk meg.

A 6. ábra egy ilyen kiértékelés eredményét mutatja, ahol az ismert pontokban mozgatott γ forrás pozíció felismerés valószínűségére vonatkozóan a szórás, a félérték szélesség (Full Width and Half Max, FWHM) a tized érték szélesség (Full Width and Tenth Max, FWTM), valamint a torzítás került ábrázolásra az egyes helyeken végzett mérések függvényében. Minden egyes pontban legalább 8000 esemény begyűjtésére került sor, hogy a Poisson eloszlásból származó hiba 1 % körüli legyen és a kellő eseményszám biztosítsa, hogy a PSF kiértékeléséhez az ún. Gauss "harang görbe" igen jó közelítéssel alkalmazható legyen. (A FWHM és a FWTM statisztikai jelentése a detektor egy adott pontján - esetünkben a közepén - 7 bit felbontással a 7. ábrán látható.)

A 6. ábráról az is jól leolvasható, hogy az MDRF-ből becsült hasznos látómező - UFOV a 2. ábra alapján - statisztikai kiértékelésen keresztül exakt kritériumok alapján adható meg. Az MDRF meghatározása már egy igen jó képet ad arról, hogy mi várható a pozíció érzékeny detektortól, amely azután kvantitatív úton is meghatározható. A szórás, FWHM és FWTM görbék menetének egymástól való eltérése arról ad információt, hogy a rendszer PSF-je mennyire tér el a harang görbétől, azaz a Gauss eloszlás modelljétől.

Az említett három görbe ideális esetben csak egy konstans szorzó faktorral térhet el egymástól:

$$\text{FWHM} = (2 \sqrt{2 \ln 2}) * (\text{szórás}) \quad \text{F.8}$$

$$\text{FWTM} = (2 \sqrt{2 \ln 10}) * (\text{szórás}) \quad \text{F.9}$$

II. Radioaktív γ sugárzó anyag (2-D) képszerű leképezése az Anger elv alapján

A radioaktív γ sugárzás pozíció érzékeny és energia szelektív detektálásának módszerét ismertük meg az előző I. fejezetben. Az ott ismertetett fizikai alapokra építkezve tárgyaljuk most a nukleáris orvosdiagnosztika leghatékonyabb és legelterjedtebb képképző berendezését az Anger elven működő gamma kamerát. Ez a berendezés egy adott szerv adott irányú két dimenziós - 2-D - radioaktivitás eloszlás vetületi képét állítja elő. A radioaktivitás térbeli eloszlásának az alábbiakban ismertetésre kerülő 2-D képképző rögzítési módszerét a non-invazív orvosi diagnosztika számára Hal Anger alkotta meg elsőként 1956-ban. Ezen Anger rendszerű gamma kamera felépítése, főbb szerkezeti elemei - elsősorban a detektor rendszerének kialakítása, mely mind a mai napig változatlan - a 8. és 9. ábrán látható.

A radioaktív γ sugárzó tárgy - vizsgált szerv - aktivitás eloszlási képét a kollimátor vetíti a nagy felületű NaI(Tl) szcintillációs egykristályra (amely lehet kör, hatszög vagy négyszög alakú), amelyre üveglapon és fényvezetőn át történő optikai csatolásokon keresztül illeszkedik a PMT tömb - szintén optikailag csatolva - úgy, hogy a PMT cső típusoktól függően (mely szintén lehet kör, hatszög, négyszög alakú) optimálisan lefedje a szcintillációs detektor felületét.

A mai korszerű, általános diagnosztikai célokra készült Anger rendszerű gamma kamerák PMT tömbje 37÷90 db PMT-t tartalmaz a felmerült gazdaságossági és technikai igényektől és lehetőségektől függően. A PMT-k kimenetei közvetlen a PMT-kre szerelt előerősítők töltésérzékeny bemenetéhez csatlakoznak. Az előerősítők feladata, hogy a PMT-k által szolgáltatott jeleket (amely töltés mennyiség) feszültség jelekké alakítsa, és impedanciába illessze a további jelfeldolgozás számára. (A továbbiakban, ha a PMT-k által előállított jelekről esik szó, akkor azon mindig már az előerősítők által kiadott és impedanciában illesztett jelek értendők, mert az előerősítő ezen a funkcionális szinten a PMT szerves részének tekintendő).

A PMT-k kimenete a Pozíció & Energia Dekódoló egységhez csatlakozik, ahol az egyes nukleáris események pozíció szerinti dekódolása - X koordináta jel, Y koordináta jel - a CT módszer szerint történik (lásd előző I. fejezet, és 10. ábra)

Ezzel párhuzamosan az E energiajel analízise is megtörténik a Pulzus Magasság Analizátor egységen belül. Gyakorlatilag ez nem más mint egy differenciál diszkriminátor, amely akkor ad ki logikai jelet ha az E energiajel csúcserőve egy előválasztott ablakon belül van. Ha ez a feltétel teljesül, akkor a Pulzus Magasság Analizátor egység indítja a Trigger Áramkört, melynek Z kimenő jele engedélyezni fogja az X-koordináta és Y-koordináta értékétől függően az oszcilloszkóp ernyőjén a γ esemény pozíciójának megfelelő pontban történő felvillanását (10. ábra).

Ha az oszcilloszkóp ernyője elé polaroid kamerát vagy röntgen filmet helyezünk és a fényfelvillanásokat elegendően hosszú ideig gyűjtjük, akkor a fényképen vagy a röntgen filmen a vizsgált szerv aktivitás eloszlás képe áll elő. A kép tehát a detektált események hely szerint történő felvillanások alapján keletkezik, mely felvillanásokat elegendően hosszú ideig kell az alkalmazott fototechnikai anyagon gyűjteni. A Trigger Áramkör gondoskodik arról, hogy időben még egy esemény feldolgozása meg nem történt, addig újabb esemény feldolgozását - pozíció és energia dekódolását - a rendszer nem engedélyezi. Időben természetesen ez veszteséget, holt időt okoz s így bizonyos információ veszteség is keletkezik. A mai korszerű kamerák esetén a holt idő nem hosszabb mint $5 \mu\text{sec}$, de már léteznek $2 \mu\text{sec}$ sebességű berendezések is. Ez elegendően gyors jelfeldolgozás - figyelembe véve a folyamat véletlen jellegét is - mert a klinikai gyakorlatban az esetek nagy részében alig fordul elő $50000 \text{ imp/sec} \div 100000 \text{ imp/sec}$ körüli impulzus gyakoriság (impulse rate), mely az említett holtidő mellett csak minimális veszteséget jelent.

Mindezek és a 10. ábra alapján az **Anger kamera elvi** alapja az alábbi kritériumokban foglalható össze:

- 1., A radioaktív sugárzó anyag aktivitás eloszlását egy 2-D pozícióérzékeny és energiaszelektív detektor felületére vetíti a detektor sugárzás felőli felülete elé helyezett kollimátor.
- 2., A 2-D pozícióérzékeny és energiaszelektív detektor egy nagyfelületű NaI(Tl) szcintillációs egykristályból áll, melyhez optikailag csatolt PMT tömb illeszkedik úgy, hogy a PMT tömb optimálisan lefedje a szcintillációs detektor felületét.
- 3., Az emittált nukleáris események helyének becslése a CT módszerrel történik, amely azt jelenti, hogy egy detektor felülete mentén az MDRF a szükséges tartományokon belül lineárisnak, az E (x;y) energia függvény pedig konstansnak tekinthető.
- 4., Egy zajtól eltérő esemény feldolgozása alatt érkező újabb esemény feldolgozása mindaddig nem kezdődik el még a folyamatban lévő esemény feldolgozása be nem fejeződött.

II.1. A CT alkalmazása 2-D pozíció érzékeny detektor esetén (Anger kamera)

Az alábbiakban bemutatjuk, hogy az előző I. fejezetben egy 1-D pozíció érzékeny detektor modellre ismertetett CT analitikus pozíció becslő algoritmus hogyan alkalmazható 2-D pozíció érzékeny detektor esetén.

Fedje le optimálisan a NaI(Tl) szcintillációs egykristály felületét egy PMT tömbből álló halmaz **A** (8.ábra , 9.ábra), amely n db elemet (PMT-t) tartalmaz. A (+x, -x) és a (+y, -y) irányok által lefedett síknegyedek mindegyikében ugyanannyi "m" daraszámú szimmetrikusan elrendezett PMT-k legyenek. Az egyes síknegyedekben a γ esemény pozíció becslése az alábbiak szerint történik. Jelölje a +x irány pozíció becslésében részt vevő PMT-k kimenő jeleit

az $\mathbf{A}_x^+ = (A_{x1}^+, A_{x2}^+, \dots, A_{xm}^+)$ halmaz, és a megfelelő jelekhez tartozó egyes súlyfaktorokat

$W_{1x}^+, W_{2x}^+, \dots, W_{mx}^+$.

Ehhez teljesen analóg módon a többi irányokra:

$$\text{-x irány: } \mathbf{A}^-_x = (A^-_{x1}, A^-_{x2}, \dots, A^-_{xm}); \quad W^-_{1x}, W^-_{2x}, \dots, W^-_{mx}$$

$$\text{+y irány: } \mathbf{A}^+_y = (A^+_{y1}, A^+_{ym}, \dots, A^+_{ym}); \quad W^+_{1y}, W^+_{2y}, \dots, W^+_{my}$$

$$\text{- y irány: } \mathbf{A}^-_y = (A^-_{y1}, A^-_{y2}, \dots, A^-_{ym}); \quad W^-_{1y}, W^-_{2y}, \dots, W^-_{my}$$

Az F.4 és F.5 formula segítségével az egyes irányokra vonatkozó pozíció becslés az $\mathbf{A}^+_x, \mathbf{A}^-_x, \mathbf{A}^+_y, \mathbf{A}^-_y$ PMT részhalmazok alapján eképp írhatók fel:

$$W^+_x = \sum_{i=1}^m (W^+_{ix} A^+_{xi}) / (\sum_{i=1}^m W^+_{ix}) \quad \text{F.10}$$

$$W^-_x = \sum_{i=1}^m (W^-_{ix} A^-_{xi}) / (\sum_{i=x}^m W^-_{ix}) \quad \text{F.11}$$

$$W^+_y = \sum_{i=1}^m (W^+_{iy} A^+_{yi}) / (\sum_{i=1}^m W^+_{iy}) \quad \text{F.12}$$

$$W^-_y = \sum_{i=1}^m (W^-_{iy} A^-_{yi}) / (\sum_{i=1}^m W^-_{iy}) \quad \text{F.13}$$

A korábbiakból már ismert, hogy az összes PMT által begyűjtött szcintillációs fény mennyiség, mely a detektált γ foton energiájával arányos, az az összes PMT jel algebrai összegzésével (F.7 formula) kapható meg:

$$E = \sum_{i=1}^n A_i \quad \text{F.14}$$

$$\text{ahol } \mathbf{A} = \mathbf{A}^+_x \cup \mathbf{A}^+_y \cup \mathbf{A}^-_x \cup \mathbf{A}^-_y = (A_1, A_2, \dots, A_n) \quad \text{F.15}$$

Az F.3 formulát alkalmazva az F.10, ..., F.14 egyenletekre eképp adódik egy 2-D pozíció érzékeny detektor esetén a CT algoritmus alapján becsült X, Y hely koordináta:

$$X = (W^+_x - W^-_x) / E \quad \text{F.16}$$

$$Y = (W^+_y - W^-_y) / E \quad \text{F.17}$$

Az F.6., F.16, és F.17 formulákban az E energia jellel történő normalizálás fizikai tartamát, annak a képalkotásra történő kihatását a következők szerint értelmezhetjük. Az már ismert, hogy a szcintillációs detektor energia függő jelet szolgáltat, így a W^+_x, W^+_y és W^-_x, W^-_y értékek nemcsak a pozíció információt, hanem energia információt is magukban hordoznak. A W^+_x, W^+_y és W^-_x, W^-_y által becsült pozíció csak egy adott és ismert γ foton energia esetén igaz. Ahhoz, hogy energiától független X, Y valódi pozíció információt kapjunk az F.6, F.16 és F.17 formulák szerint az E értékkel való osztást - normalizálást - el kell végezni. Ez fizikailag azt is jelenti, hogy az így kapott pozíció információ - kép méret - egy adott detektorra a $60 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 600 \text{ keV}$ γ foton energia tartományban energia független - azaz izotóp független - lesz a megfelelő energia ablak kiválasztása után. Ennek alapvető feltétele, hogy az E(X, Y) energia függvény a detektor felülete mentén az alkalmazott γ energia tartományon belül a hely függvényében konstansnak legyen tekinthető (lásd. Anger kamera elv 3. kritérium).

II.2. Az Anger kamerákban alkalmazott korrekciók

Az előzőekben ismertetett algoritmusok és kritériumok ideális detektor válasz függvényt - MDRF-t - és ideális jelátalakítási folyamatokat tételezett fel. A valóságnak ez egy jó modellje a nukleáris képalkotás elvi alapjainak megértése céljából, de a jobb minőségű kép érdekében bizonyos korrekciókat végre kell hajtani az X,Y koordináta jeleken és az E energia jelen. Térjünk vissza egy gondolat erejéig a kiindulási 1-D modellünkhöz (1. ábra, 2. ábra, 3. ábra). Már innen is leolvasható, hogy az UFOV-val jelzett tartományban az MDRF valójában nem lineáris a (-UFOV/2;0) és (0;UFOV/2) két résztartományt alapul véve -, és a jelzett tartományban az energia sem teljesen állandó. Bizonyos technikai eljárásokkal mint például a fényvezetőben un. fényterelők (9. ábra) és maszkok segítségével, valamint a NaI(Tl) szcintillációs kristály felületi megmunkálásával, a kristály vastagsága és az üveglak + fényvezető vastagság arányának változtatásával lehet javítani az MDRF linearitását és az energia függvény egyenletességén, de csak szűk korlátokon belül, és ez is sok, időigényes, költséges, és alapos kutató-fejlesztő munkával érhető el - detektor rendszer optimalizálása -. A másik út amikor már egy kompromisszumok árán sok szempontból megfelelő, általános célú kialakított detektor rendszert tekintünk, amelyet megfelelő algoritmusok alapján kalibrálunk, majd megmérjük a várt "ideálistól" való eltérés eredményét. Az eltérést elektronikus úton eltároljuk, és ezt mint korrekciós értéket felhasználva elektronikusan "real time" módon különböző korrekciókat hajtunk végre a koordináta jeleken és az energia jelen. Az Anger rendszerű kamerában az alábbi három alapvető real time korrekciókat hajtjuk végre a képalkotás javítása céljából:

- a., Energia korrekció
- b., Linearitás korrekció
- c., Homogenitás korrekció

Az energia korrekcióval a detektor felülete mentén az $E(x,y)$ energia függvény állandóságát, s annak egyenletlenségét szeretnénk biztosítani minél nagyobb pontossággal. Az energia ingadozás helyfüggvényét egy mátrixba ($64*64$ -es # 6 bit felbontás, vagy $128*128$ -as # 7 bit felbontás) tároljuk digitálisan amellyel a beérkező energia jelet analóg vagy digitális úton módosítjuk attól függően, hogy analóg rendszerű kameráról vagy digitális kameráról van szó.

A linearitás korrekcióval az MDRF-ből eredő a leképezésre is kiható non-linearitás korigálható. Ez analóg kamerák esetén huzalozottan egy ellenállás-potencióméter hálójával valósítható meg, ahol a CT algoritmus is analóg áramköri számítás útján történik. Igen hosszadalmas rekurzív hangolást igénylő eljárás. Digitális kamerák esetén analóg módon egy un. durva előhangolás szükséges amit már egy ezután felvett $128*128$ -as vagy $256*256$ -os (# 8 bit felbontású) linearitás korrekció mátrix segítségével finomítható.

A homogenitás korrekcióval azt mérjük, hogy a detektorrendszerünk egy adott $A_{\gamma}(x,y)=const.$ sugárforrást az előbb említett korrekciók után - energia, linearitás - milyen homogén módon képezi le. Az inhomogenitás digitálisan mátrixban $64*64$ -es, vagy $128*128$ -as) tároljuk el, amelyet azután real time módon felhasználunk a kép korrekciójára.

Analóg kamerák esetén a homogenitás korrekció a Z trigger jel engedélyezés módosításával kvázi analóg módon történik, még digitális kamerák esetén ez számítástechnikai műveletek, operációk eredményeként valósul meg.

Analóg gamma kamerák esetén tehát az energia korrekció és a homogenitás korrekció hibrid - analóg és digitális műveletek - sorozataként hajtódik végre, míg a linearitás korrekció analóg műveletek eredményeként áll elő. Digitális kamerák esetén minden korrekció digitálisan, számítástechnikai eljárások alkalmazásával real time módon valósul meg. Különösen a digitális kamerák esetén a különböző korrekciók felvételi és alkalmazási sorrendje kötött, fel nem cserélhető.

I. Energia korrekció → II. Linearitás korrekció → III. Homogenitás korrekció

Analóg kamerák esetén az I. és II. felcserélhető a rekurzív módon történő finomhangolás végett.

A továbbiakban példaként néhány eredményt mutatunk be a gamma kamerák technikai, leképezési paramétereinek ellenőrzése céljából a korrekció alkalmazásával. A 11. ábra egy kerek detektoros 37 PMT-t tartalmazó digitális gamma kamera linearitását mutatja be a leképezett pontválasz függvényeken keresztül. A 12. ábra ugyanezen kamera detektorának "intrinsic" felbontó képesség és linearitás tesztjét mutatja az un. 6 szegmenses Bar-Phantom segítségével. A legfinomabb szegmens 1,8 mm felbontást, majd rendre növekvő 2,1 mm, 2,4 mm, 3,5 mm ... stb felbontást jelentenek. A 13. ábra pedig a detektor "intrinsic" homogenitás vizsgálat eredményét mutatja a NEMA norma követelményeivel összhangban. Okoz-e járulékos veszteséget a korrekció alkalmazása? A válasz: igen, de nem túl sokat. 10 % - 15 %-nál több járulékos veszteség nem keletkezhet sem az analóg, sem a digitális jelfeldolgozási rendszerű kamerák esetén, ha a szükséges korrekciók előtti előhangolásokat gondosan elvégezték.

Az Anger rendszerű gamma kamerák minőségének javításához alapvetően mind a detektorrendszer optimalizálása, mind az alkalmazott korrekciók finomítása egyaránt hozzájárul. A detektorrendszer optimalizálása mint már korábban említettük lényegesen hosszabb és költségesebb munkát igényel mint a különféle méréstechnikai vagy számítástechnikai korrekciós algoritmusok kidolgozása a már meglévő detektorrendszerre.

III. A digitális képrögzítés és képfeldolgozás alapja

Mint azt az előző fejezetből láttuk az Anger kamera az X,Y pozíció jeleket a Z jellel triggelve jeleníti meg pozíció helyesen az oszcilloszkóp ernyőjén a 2-D pozíció érzékeny és energia szelektív detektor által detektált γ eseményeket (10. ábra)

A vizsgált objektum aktivitás eloszlás képe, a γ események az oszcilloszkóp ernyőjén történő időzített felvillanások sokaságából áll elő az alkalmazott fototechnikai anyagon. A cél, hogy az elrendezésre álló X,Y analóg jelekből a Z trigger jellel ütemezve az analóg képrögzítéssel egyidejűleg digitális képet is előállítsunk a további már digitális úton történő képelemzés, kép kiértékelés számára. A digitális képkockák során az X,Y jelek azonos rendű digitalizálása során a kép un. elemi négyzet alakú képkockákból áll össze. Ezen elemi képkockákat pixel-nek nevezzük, melynek finomsága a digitalizálás rendjétől (bit számától) függ (14. ábra).

Az elkövetkezendőkben azt vizsgáljuk meg, hogyan feleltethető meg egy digitális képpont, pixel a γ esemény helyének. A kép digitalizálás menetét a 15. ábra alapján követhetjük végig. Az Anger rendszerű gamma kamera az analóg megjelenítő egységét vezérlő X,Y és Z jelekkel párhuzamosan a további feldolgozás számára leválasztva és meghajtva kiadja ugyanezen jeleket egy másik kimeneten.

Az X,Y analóg jelek egyenként az analóg fogadó áramkörök után mintavételezve (Sample & Hold S/H) majd ezt követően analóg-digitál konverzió (ADC) keresztül bináris kóddá lesznek átalakítva. Ha az alkalmazott ADC N bites, akkor a koordinátákat a jelenként N bitből álló bináris adatokat egy legalább 2N bit hosszúságú regiszterbe kell átírni. A 2N hosszúságú regiszter tartalmát az Interface Vezérlő Egység FRAME parancs esetén címnek tekinti és a digitalizálást végrehajtó egységhez tartozó speciális un. BUFFER MEMÓRIÁ-val a következő művelet sort hajtja végre:

- I. BUFFER MEMORY:=0 /*A teljes BUFFER MEMÓRIA nullázása*/
- II. < BUFF.MEM.CIM >:= <BUFF.MEM.CIM > +1 /*MCA alapegyenlet*/ F.18
- III. Folyamat
- IV. Felvett FRAME-k archíválása

Az itt használt <AD> szimbólum az AD címen lévő tartalmat jelenti. Esetünkben a <BUFF.MEM.CIM> nem más mint a $2N$ bit hosszúságú regiszter által megcímezett memória tartalma, azaz a koordináta jelek által megcímezett memória rekesz tartalma. Így például minél nagyobb gyakorisággal fordul elő egy X_i , Y_i koordináta, akkor az ahhoz tartozó memória rekesz tartalma annál többször fog növekedni 1-el, azaz memória rekesz tartalma annál több lesz. Így képeződik le az MCA (Multi Channel Analyzer) alapegysége F.18 alapján a mért radioaktív anyag aktivitás eloszlása memória rekesz tartalom eloszlássá, amelyet FRAME képnek nevezünk. A keletkezett FRAME kép mátrix mérete ($2^N * 2^N$).

Ezt a képet egy video vezérlő egység közvetlenül a képfeldolgozó képernyőjén már pozíció helyesen meg tudja jeleníteni. Az látható a 15. ábra alapján is, hogy a FRAME képbegyűjtésre szolgáló speciális BUFFER MEMÓRIA mérete nem lehet 2^{2N} -nél kisebb méretű. Ha a memória szó szervezésű, akkor a memória nem tartalmazhat kevesebb mint 2^{2N} számú memória szót - 1 szó = 2 byte miniumu, de lehet 3 és 4 byte is -. A másik igen fontos adat ami a digitális képfelvételnél és feldolgozásnál előfordul az un. pixel méret (Pixel Size, PS) egy adott detektorra vonatkozóan:

$$PS = D_{DET} / 2^N \quad F.19$$

ahol D_{DET} a kör alakú detektor átmérője, N pedig a digitalizálás foka.

Szögletes detektor esetén, ahol általában az $X_{old.} \neq Y_{old.}$ külön pixel méretről beszélünk az x és y irányban ugyanazon digitalizálási fok mellett.

$$PS_x = X_{old.} / 2^N \quad F.20$$

$$PS_y = Y_{old.} / 2^N \quad F.21$$

Igen szoros fizikai kapcsolat van a digitális képfeldolgozás esetén a detektor felbontó képessége és a használni kívánt pixel méret között.

A kérdés úgy vetődik fel, mi az optimális pixel méret egy adott 2-D pozíció érzékeny detektorra, melynek felbontóképessége FWHM-al jellemzett. A mintavételi törvényből adódik, hogy az optimális pixel méret és a detektor felbontóképessége között az alábbi összefüggés van:

$$PS_{opt} \cong FWHM/3 \quad F.22$$

Ha ennél lényegesen nagyobb pixel méretet használunk, akkor veszítünk a térbeli felbontóképességből a digitalizálás során. Ha lényegesen kisebb pixel méretet választunk mint az optimális, akkor sem leszünk képesek az FWHM-nél jobb felbontást elérni, legfeljebb tetszetősebbnek látszó kép kapható ha a zaj viszonyok ezt lehetővé teszik.

A másik különösen kutatási és egyedi célokra használt felvételi mód a LIST. Ekkor a LIST jel aktivizálja az Interface Vezérlő Egységet, melynek hatására a következő adatstruktúra áll elő a BUFFER MEMÓRIA-ban. A begyűjtés indulása előtt a BUFFER MEMÓRIA teljes területe nullából indul.

BUFFER MEMÓRIA CÍM

00 ... 00
 00 ... 02
 00 .. 04
 00 ... 06
 00 ... 08
 00 ... 0A

BUFFER MEMÓRIA TARTALOM

X1
 τ Y1
 ECG X3
 Y3
 X1
 τ Y1

ECG X_k
 τ Y_k

$2^{2N}-4$

ECG X₃

$2^{2N}-2$

τ Y₃

Ekkor a memóriába tulajdonképpen egy lista keletkezik az egyes beérkező koordinátákról az idő megszakítás " τ " bejegyzéssel, és ha használjuk az EKG kapuzást, akkor az ECG bejegyzéssel is. Ha a BUFFER tartalma megfelelt, akkor azt nagyon gyorsan elmentjük, majd nullázzuk és kezdődik az újabb blokk begyűjtése. Ezen begyűjtési mód hátránya, hogy rendkívül nagy a háttér memória igénye. Nagy előnye viszont, hogy a képrekonstrukció begyűjtés befejezése után aképkalkotás különböző kritériumok alapján valósítható meg. Ha az egyik eljárás valami oknál fogva nem váltja be a hozzá fűzött reményeket kezdődhet meg másik módszer előlről mintha mi sem történt volna.

Az a 15. ábrából leolvasható, hogy mind a LIST mód, mind a FRAME mód ütemezését a Z trigger jel végzi. A digitális képrögzítés nagy előnye abból adódik, hogy a felvétel befejezése után különböző feldolgozó algoritmusokkal képrészlet kiemelések, zaj szűrések (háttérlevonás, simítás,) különféle nagyítások... stb hajthatók végre, s ha valamelyik művelet nem a várt eredményt adja, akkor újra kezdődhet az egész feldolgozási folyamat. A legnagyobb hatékonysága ennek a technikának a biokémiai folyamatok dinamikájának nyomon követése, s annak kvantitatív kiértékelésében rejlik. A ROI (Region of Interest) alkalmazásával kijelölhető a képen az a részlet, melynek aktivitás idő függvénye az alkalmazott szervszelektív radioaktív anyag szempontjából érdekes. A lejátszódó biokémiai folyamat idő függvénye kvantitatív kiértékeléssel adható meg. Alapvetően a különböző szervek funkcionális működése értékelhető ki különböző kvantitatív feldolgozó algoritmusok alapján.

Az elkövetkezőkben néhány vizsgálaton keresztül mutatjuk be a nuklearis orvosdiagnosztikai képkalkotásban a kvantitatív kiértékelés jelentőségét. A 16. ábra egy EKG kapuzott szívvizsgálat teljes kvantitatív és kvalitatív kiértékelését mutatja be a szív periódikus megközelítésű működési modellje alapján. A 17. ábra egy dinamikus vese funkció vizsgálat eredményét jeleníti meg az idő függvényében. A 18. ábrán pedig onkológiai szempontból fontos csont metastasis vizsgálat képi eredménye látható.

IV. A SPECT (Single Photon Emission Comuter Tomograph) mint 3-D emissziós képrögzítés alapja

A valóságos klinikai gyakorlatban egy vizsgált szerven belül (mint pl. agy, máj, szív...) nemcsak funkcionális defektusokat kell detektálni, hanem azok szerven belüli térbeli helyzetüket és méretüket. A feladat tehát nem más mint a vizsgálandó szerv mint térbeli γ sugárzó objektum 3-D leképezésének megvalósítása. Ennek technikai megoldása az orvosi diagnosztika legkorszerűbb vizsgáló eljárás alapelvein az ún. számítógépes tomográfián (Computer Tomography) alapul. A 3-D rögzítendő γ sugárzó tárgyról - amely a páciens valamely vizsgálandó testrésze - különböző irányokból 2-D emissziós vetületi képeket (szcintigramokat) készítünk, és rögzítünk (19. ábra). Ezen vetületi képekből álló adathalmaz a három dimenziós képalkotás kiinduló pontja. A megfelelő számú - szögű - vetületi képek halmazából az ún. rekonstrukciós algoritmussal a vetületi képekre merőleges síkra (transversal plane) keresztmetszeti képek állíthatók elő. A rekonstrukciós eljárás tisztán matematikai modelleken keresztül matematikai problémaként kezelhető. Tekintsük ehhez a 20. ábrán látható modellt, ahol az (x,y,z) koordináta rendszerben $z=f(x,y)$ kétváltozós függvénnyel leírt térbeli alakzat egy v szögű vetülete látható. A $g(s,v)$ mint az $f(x,y)$ v szögű vetületi függvénye, az $f(x,y)$ függvény v szögű egyenesek menti vonalintegrálja áll elő.

$$g(s;v) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x,y)du = \int_{-\infty}^{\infty} F(s \cos v - u \sin v, s \sin v + u \cos v)du \quad \text{F.22}$$

$$\text{ahol a koordináta transzformáció végett: } \begin{aligned} s &= x \cos v + y \sin v & \text{F.23} \\ u &= x \sin v + y \cos v & \text{F.24} \end{aligned}$$

$$\text{és } -\infty < s < \infty; 0 \leq v < \pi$$

Az F.22 formulában kapott $g(s,v)$ függvényt az említett feltételek mellett az $f(x,y)$ függvény Radon transzformáltjának nevezzük.

$$g(s,v) = \mathfrak{R} \{f(x,y)\} = \int_{-\infty}^{\infty} f(x,y)du \quad \text{F.25}$$

A Radon transzformáció az $f(x,y)$ függvényhez annak vetületeit rendeli hozzá. Így a rekonstrukciós probléma pusztán matematikai oldalról eképp fogalmazható meg:

A $g(s,v)$ függvény ismeretében rekonstruáljunk egy olyan $z=f(x,y)$ függvényt, amelynek v szögű vetülete a $0 \leq v < \pi$ intervallumon épp maga a $g(s,v)$ függvény.

A Radon transzformáció adjungált transzformáltja a $g(s,v)$ függvényt, amely a $-\infty < s < \infty; 0 \leq v < \pi$ halmazon értelmezett átviszi a $-\infty < x < \infty; -\infty < y < \infty$ halmazon értelmezett függvénybe:

$$B \{g(s,v)\} = \int_0^\pi g(x \cos v + y \sin v; v)dv \quad \text{F.26}$$

A F.26-ban az adjungált Radon transzformáció által kapott függvény jelentése nem más mint az egyes v szögekhez tartozó $g(s,v)$ függvénynek az

$$s = x \cos v + y \sin v \quad \text{F.26}$$

egyenesek mentén való visszavetítéseinek szuperponáltja. A B transzformációt visszavetítési transzformációnak LSBP-nek (Linear Superposition of Backprojection) nevezzük.

A 21. ábra egy $g(s,v)$ függvény visszavetítését illusztrálja három szöghelyzetre vonatkozóan. A 22. ábra egy pontforrást mint három dimenziós tárgyat szemléltet, ahogy a visszavetítés eredményét mutatja 3 szögben és ennél lényegesen több szögben történő LSBP eredményeként. Az leolvasható az ábráról, hogy a nézetek számának növelésével az LSBP javítja a tomográf hatást, de a képelmosódást egy bizonyos szint alá nem lehet csökkenteni. Még végtelen számú nézet esetén is a kép elmosódott lesz. Ezt a képpont elmosódási jelenséget a rendszer pont válasz függvényével - PSF - (lásd I. fejezet) lehet jól jellemezni. Az elmosódás mértéke $1/r$ -el arányos, ahol r a pontforrástól mért távolság (23. ábra). Az elmosódást is figyelembe véve matematikailag az alábbi összefüggés áll fenn:

$$\text{LSBPI} = \text{TI} * (1/r) \quad \text{F.28}$$

ahol $*$ a konvolúció műveletét jelenti

Az elkövetkezőkben a könnyebb érthetőség kedvéért formális matematikai műveletek sorozatán keresztül mutatjuk meg hogyan lehet az **LSBPI** képből a TI valós képet rekonstruálni a rendszerre jellemző képelmosódási faktor figyelembe vételével. Vegyük az F.28 egyenlet mindkét oldalának Fourier transzformáltját!

$$f\{\text{LSBPI}\} = f\{\text{TI} * (1/r)\} \quad \text{F.29}$$

$$f\{\text{LSBPI}\} = f\{\text{TI} f(1/r)\} \quad \text{F.30}$$

$$f\{\text{TI}\} = f\{\text{LSBPI}\} / f(1/r) \quad \text{F.31}$$

Az $1/r$ képelmosódásra jellemző faktor Fourier transzformáltja nem más mint a térfrekvencia.

$$f\{1/r\} = 1/v \quad \text{F.32}$$

$$\text{így } f\{\text{TI}\} = v f\{\text{LSBPI}\} \quad \text{F.33}$$

Az F.33 mindkét oldalát Inverz Fourier transzformálva kapjuk meg a valós képet a térbeli koordináta halmazon:

$$\text{TI} = f^{-1}\{v\} * \text{LSBPI} = h * \text{LSBPI} \quad \text{F.34}$$

$$\text{ahol a } f^{-1}\{v\} = h \quad \text{F.35}$$

konvolúciós tagot szűrőtényezőnek nevezzük.

Akár az F.33, akár az F.34 szerinti eljárást alkalmazzuk a képelmosódás hatása eliminálható a jelenlévő zajszint és torzítások mértékétől függően. Az F.33 és F.34 formula által leírt kép rekonstrukciós módszert LSFBP-nek (Linear Superposition of Filtered Backprojection) nevezzük.

A SPECT technikában jelenleg az LSFBP képrekonstrukciós módszer az, amely legelterjedtebben használatos. A képminőség javításán figyelembe véve a teljes rendszerben és az adatfelvételi technikából eredő zajokat, és torzításokat a szűrőfüggvény kialakításával igen sokat lehet javítani. Külön kutatási és fejlesztési munkát jelent még napjainkban is egy adott SPECT rendszerre optimális szervorientált szűrőfüggvény megalkotása.

Minden végleges szűrőfüggvénynek tartalmaznia kell az ideális esethez tartozó legegyszerűbb szűrőfüggvényt, amely csak a PSF elmosódást veszi figyelembe az ún. RAMP FILTER komponens, amelynek frekvencia menete a 24. ábrán látható. A 25. ábra egy pontszerű aktivitás 3-D térbeli leképezését, valamint annak rekonstrukcióját mutatja az LSBP és LSFBP algoritmusokon keresztül ideális - RAMP FILTER - szűrőfüggvény választással.

Végül néhány tipikus SPECT vizsgálat eredményét mutatjuk be a 26., 27., 28. ábrákon. A 26. ábrán egy agy terheléses+nyugalmi vizsgálat eredménye látható mind a három fő metszeti irányból (transversal, frontal, sagittal). A 27. ábrán egy terheléses+nyugalmi szívizom SPECT vizsgálat eredménye látható a szívre vonatkozó három fő irányra. A 28. ábra egy EKG kapuzott szív SPECT vizsgálat funkcionális parametrikus képét jeleníti meg 3-D formában. Érdekesség, hogy ez a funkcionális kép 5 dimenziós információt tartalmaz - a három helykoordináta, a fázis kép és az amplitudó kép -.

Irodalmi jegyzék

Gerald J. Hine
INSTRUMENTATION IN NUCLEAR MEDICINE
Volume I
ACADEMIC PRESS New York, San Francisco, London 1967

James A. Sorenson, Michael E. Phelps
PHYSICS IN NUCLEAR MEDICINE
Second Edition
W.B. Saunders Company® 1987

Kuba Attila
KÉPREKONSTRUKCIÓ VETÜLETEKBŐL ÉS ALKALMAZÁSA AZ EMISSZIÓS SZÁMÍTÓGÉPES
TOMOGRÁFIÁBAN
Kandidátusi Értekezés Szeged JATE Kib. Intézet 1983

Dr. Csernay László, Dr. Makay Árpád, Dr. Máté Eórs, Dr. Kuba Attila
MIKROSEGAMS® USER'S MANUAL
Szeged, Hungary 1990
Copyright® 1994 by GAMMA Technical Corp. Budapest, Hungary

E. Tanaka, T. Hiramoto and N. Noharo
SCINTILLATION CAMERAS BASED ON NEW POSITION ARITHMETICS
Journal of Nuclear Medicine Volume 11 Numer 9, 542-547 1970

T.D. Milster, L.A. Selberg, H.H. Barrett, R.L. Easton, G.R. Rossi,
J. Arendt, R.G. Simpson
A MODULAR SCINTILLATION CAMERA FOR USE IN NUCLEAR MEDICINE
IEEE Transaction on Nuclear Science, Vol.31., No.1, 578-580, Feb. 1984

T.D. Milster, L.A. Selberg, H.H. Barrett, A.L. Landesmann, and R.H. Seacat III
DIGITAL POSITION ESTIMATION FOR THE MODULAR SCINTILLATION CAMERA
IEEE Transaction on Nuclear Science, Vol.32., No.1., 748-751 Feb. 1985

T.D.Milster, J.N. Aarsvold, H.H. Barrett, A.L. Landesmann,
L.S. Mar, D.D. Patton, T.J. Roney, R.K. Rowe, and R.H. Seacat III
A FULL FIELD MODULAR GAMMA CAMERA
Journal of Nuclear Medicine Vol.31, No.4. 632-639 April 1990

L. Eriksson, M. Bergström, Chr. Bohm, S. Holte, M. Kesselberg and J. Litton
FIGURES OF MERIT FOR DIFFERENT DETECTOR CONFIGURATIONS UTILIZED IN HIGH
RESOLUTION POSITRON CAMERA

IEEE Transaction on Nuclear Science, vol.33, No.1, 446-451, Feb. 1986
Neal H. Clinthorne, W. Leslie Rogers, Lingxiong Shao, Kenneth F. Koral
A HYBRID MAXIMUM LIKELIHOOD POSITION COMPUTER FOR SCINTILLATION CAMERAS
IEEE Transaction on Nuclear Science, Vol.34, No.1, 97-101, Feb. 1987

Wei Chang, Gang Huang, Zhichao Tian, Yinong Liu, Bela Kari and Mark T. Madsen:
INITIAL CHARACTERIZATION OF A PROTOTYPE MULTI-CRYSTAL
CYLINDRICAL SPECT SYSTEM
IEEE Transaction On Nuclear Science, Vol. 39., No 4. 1084-1087, 1992

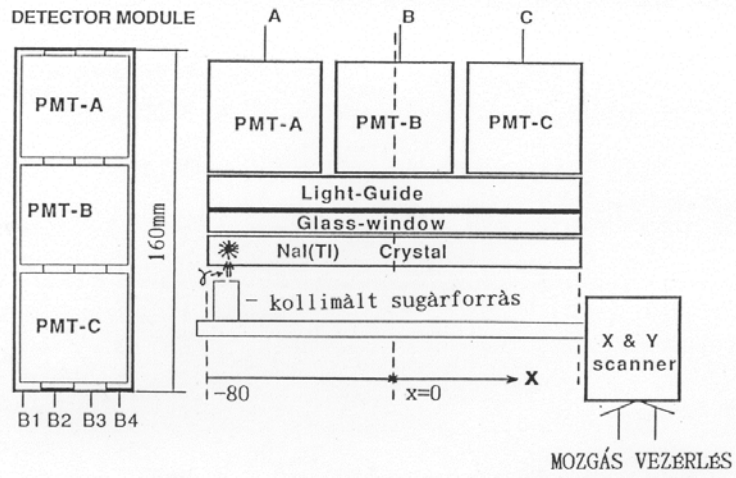
Jerzy Pawlowski, Bela Kari, Yinong Liu and Wei Chang
BAR-DETECTOR WITH EXTENDED FIELD OF VIEW FOR A MODULAR SPECT SYSTEM
IEEE Transactions On Nuclear Science, Vol.40. No 4. 1130-1133, 1993

Yinong Liu, Wei Chang, and Bela Kari
DESIGNING POSITION SENSITIVE NaI(Tl) BAR-DETECTORS WITH AN EMPIRICAL MODEL
IEEE Transactions On Nuclear Science, Vol.40, No 4. 1008-1011, 1993

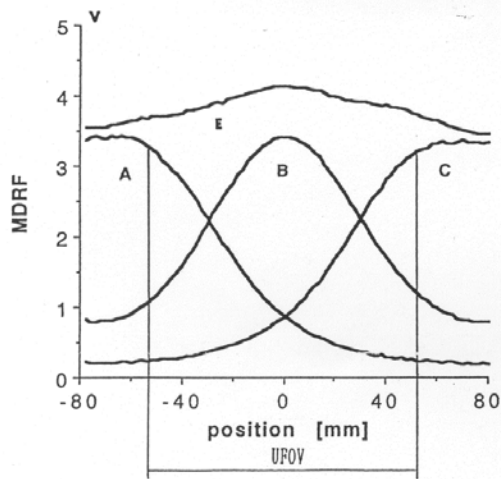
WeiChang, Jingai Liu, and Bela Kari
A NEW MODULAR DETECTOR FOR A CYLINDRICAL BRAIN SPECT SYSTEM
IEEE Transactions On Nuclear Science, Vol.41, No 4. 1489-1493, 1994

APPENDIX

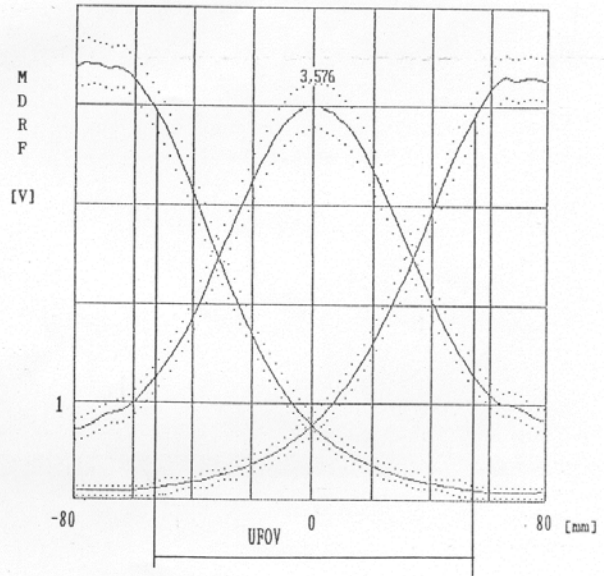
**Ábrák a γ sugárzás térbeli detektálása „c.”
fejezethez**



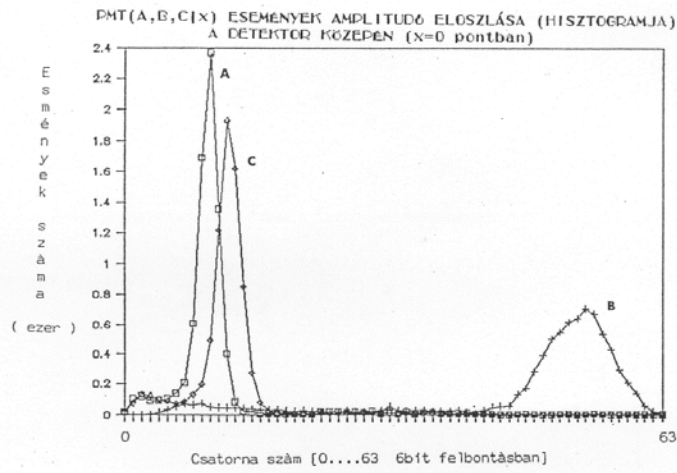
1. ábra



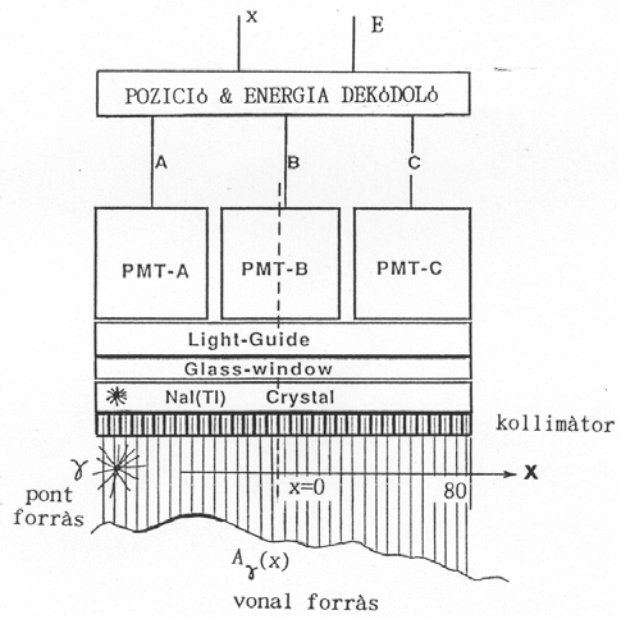
2. ábra



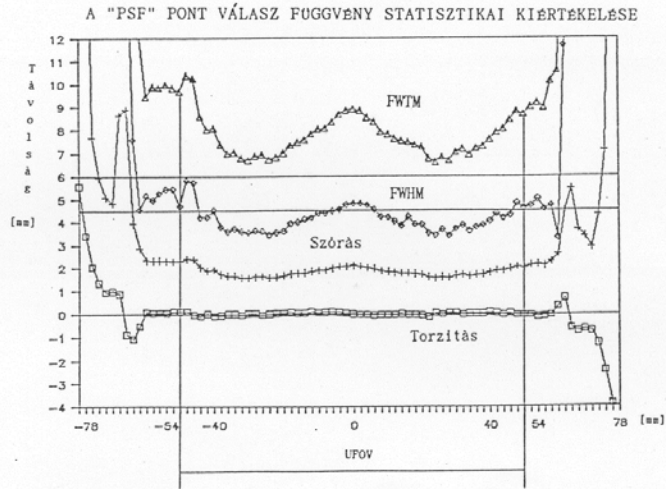
3. ábra



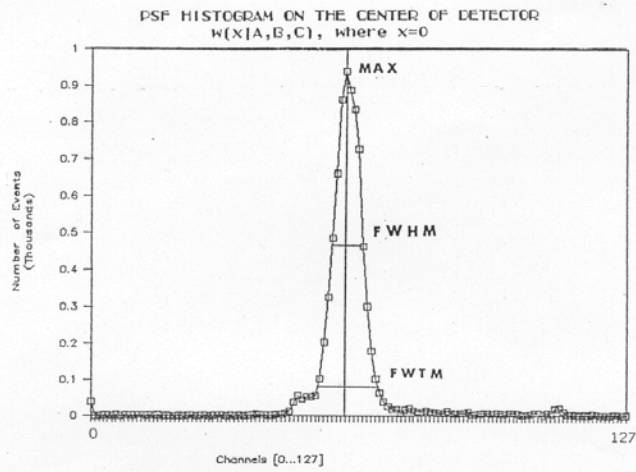
4.ábra



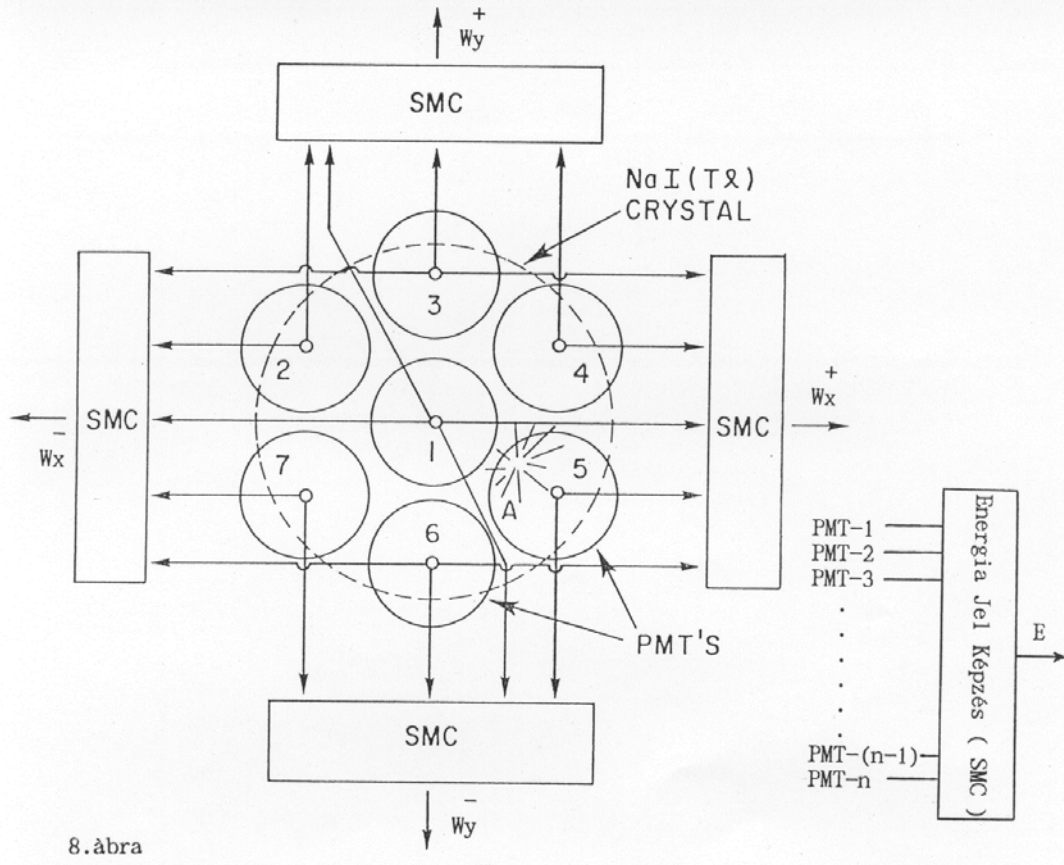
5.ábra



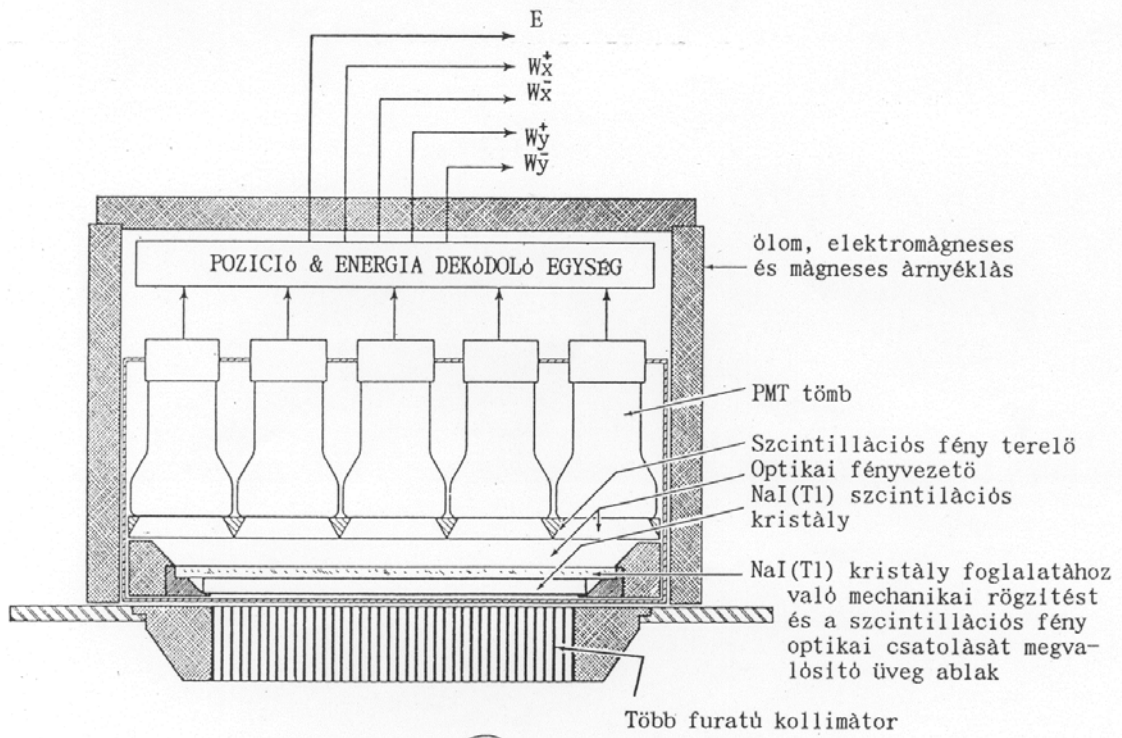
6. ábra



7. ábra

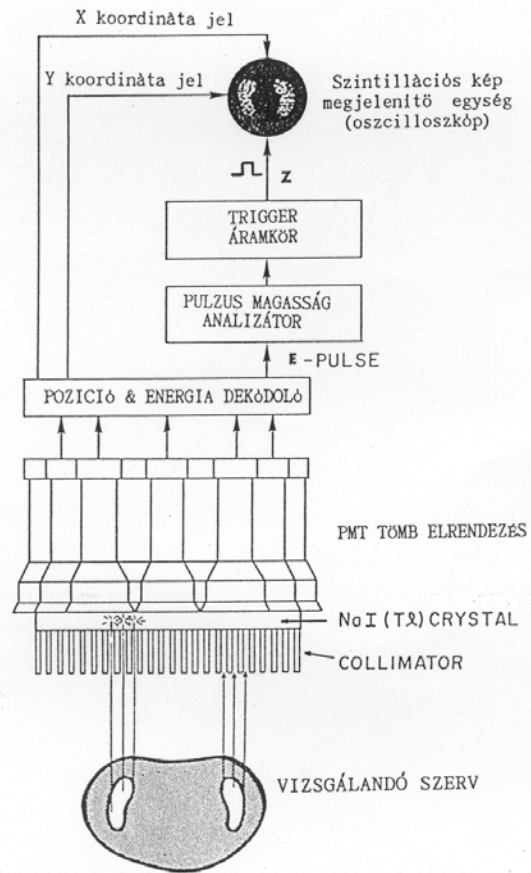


8. ábra



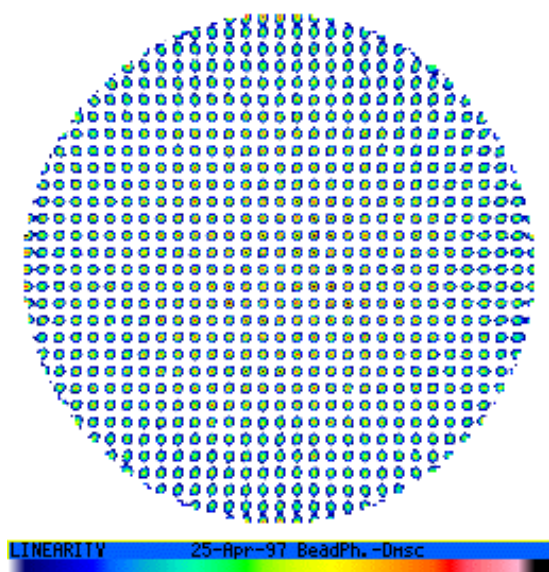
9. ábra



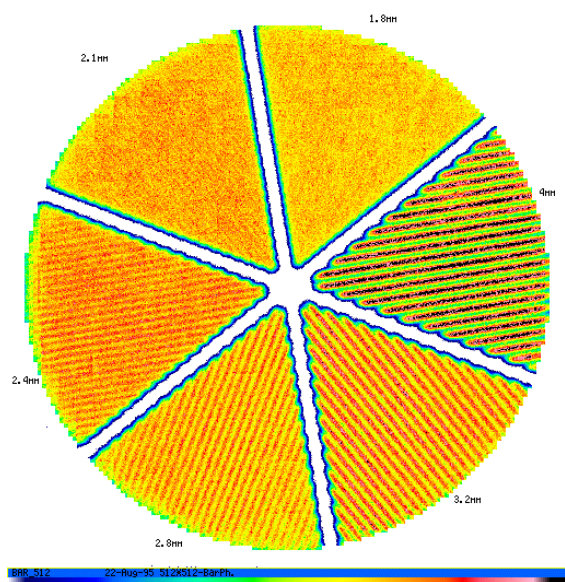


10. ábra

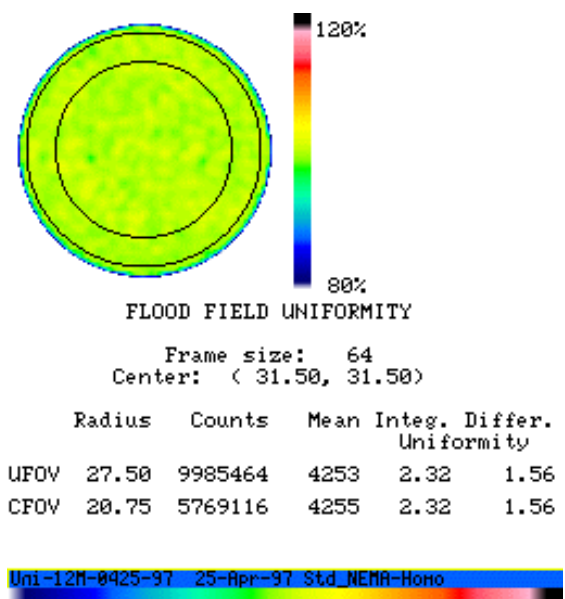
11.ábra

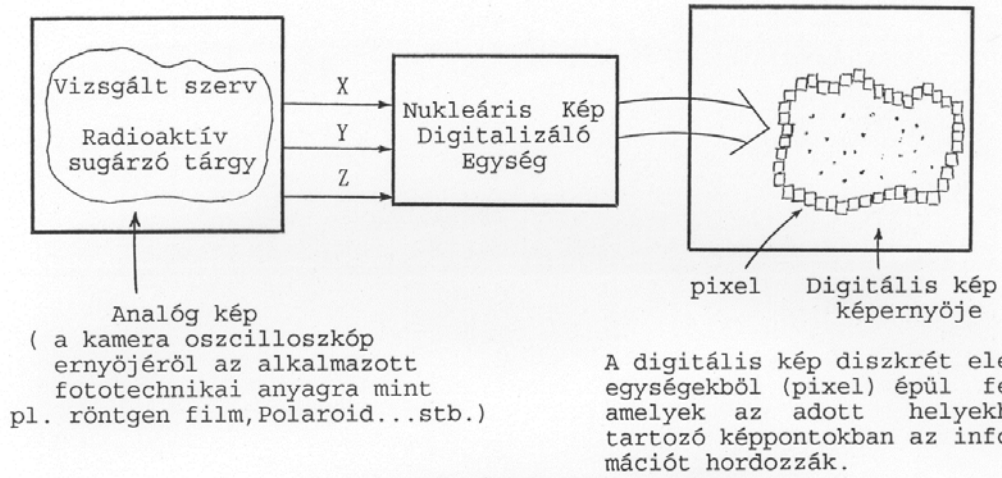


12.ábra

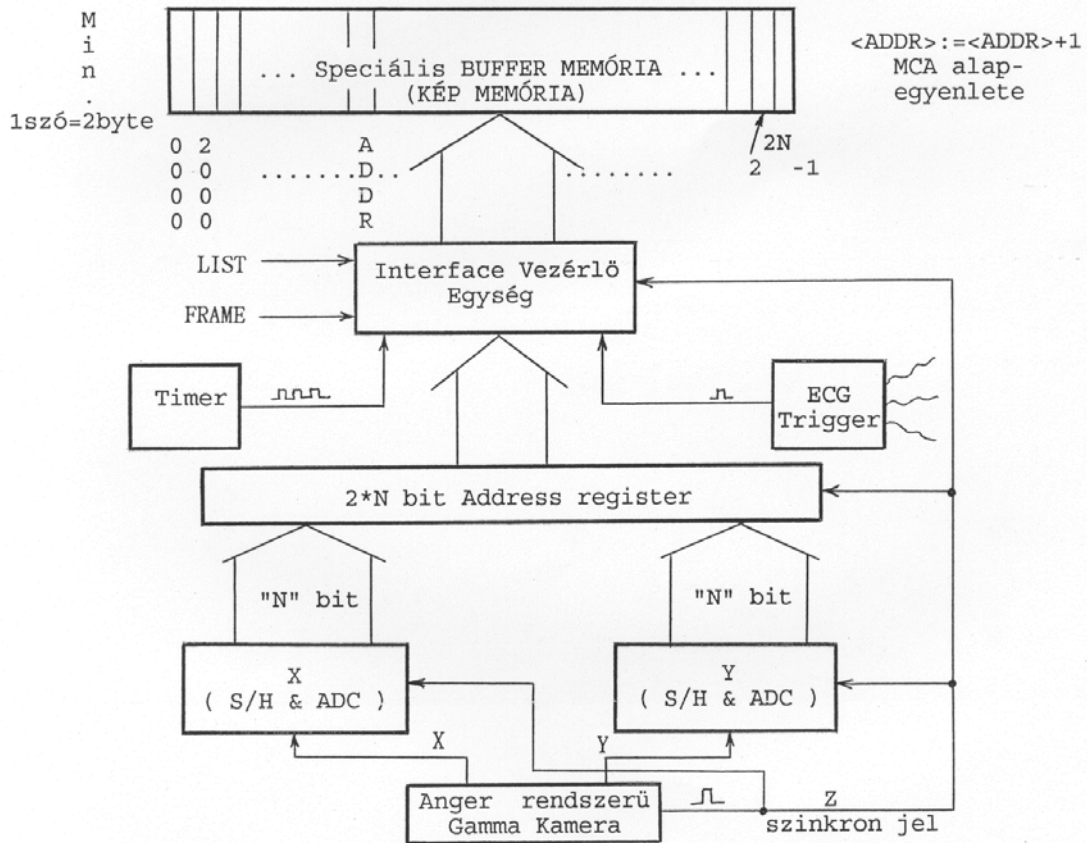


13.ábra



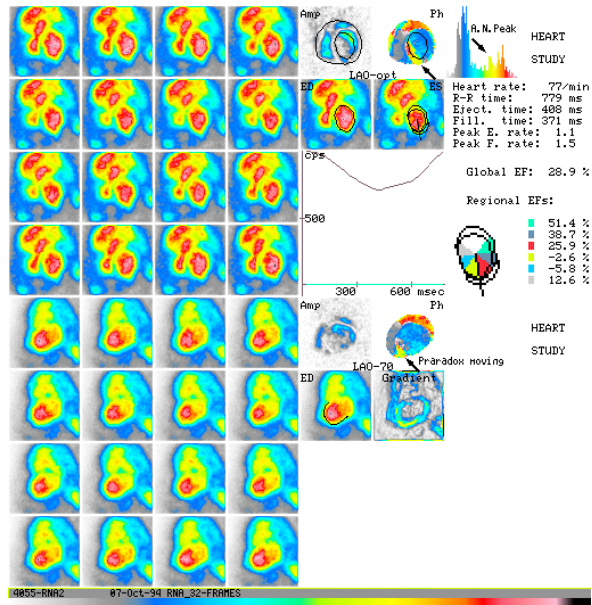


14. ábra

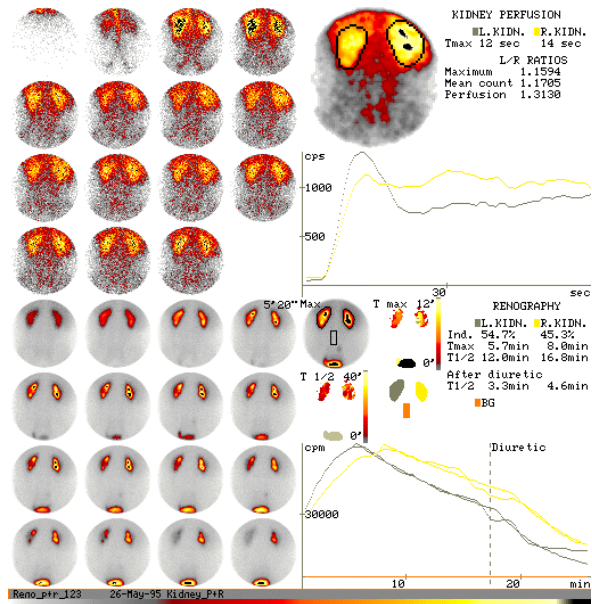


15. ábra

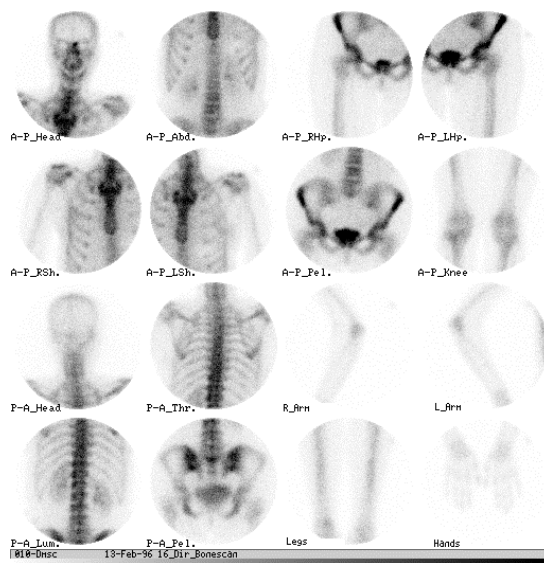
16. ábra



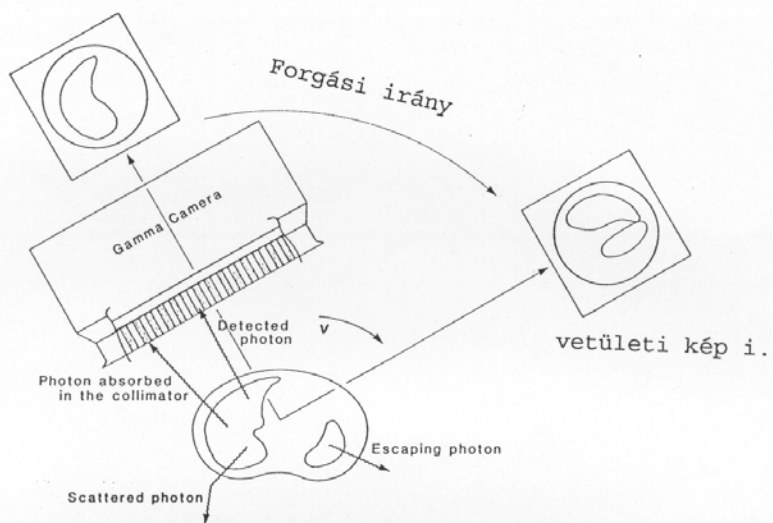
17. ábra



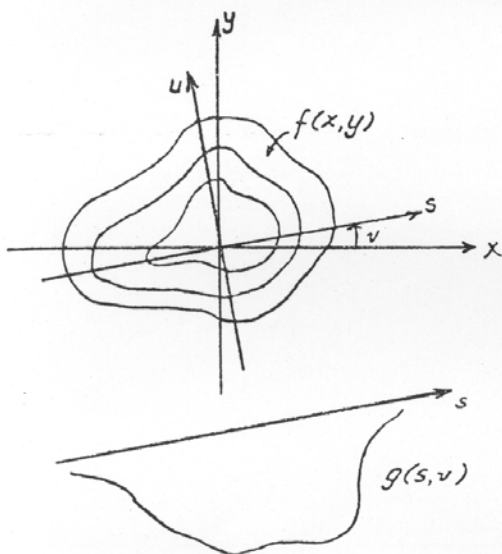
18. ábra



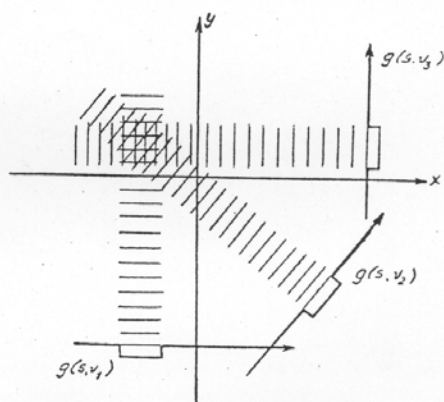
vetületi kép 1.



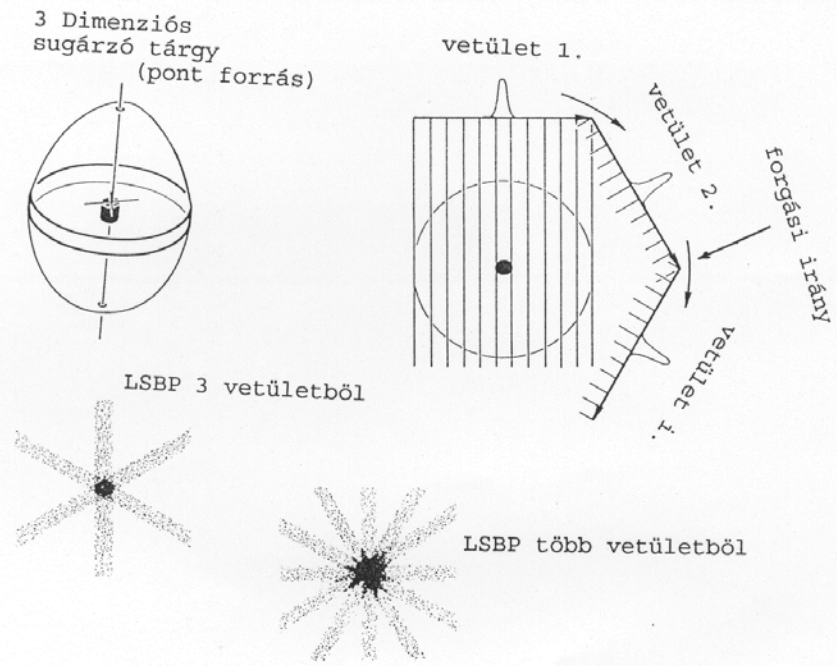
19. ábra



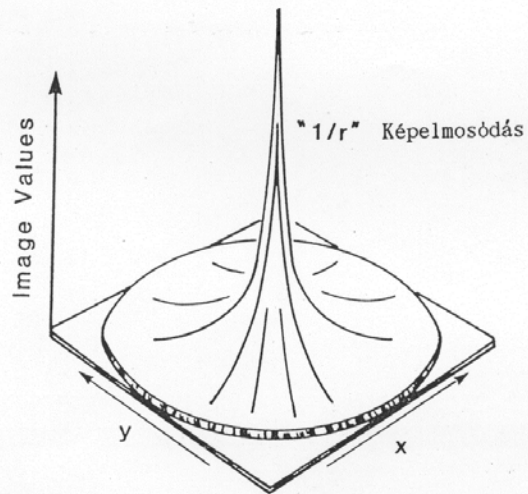
20. ábra



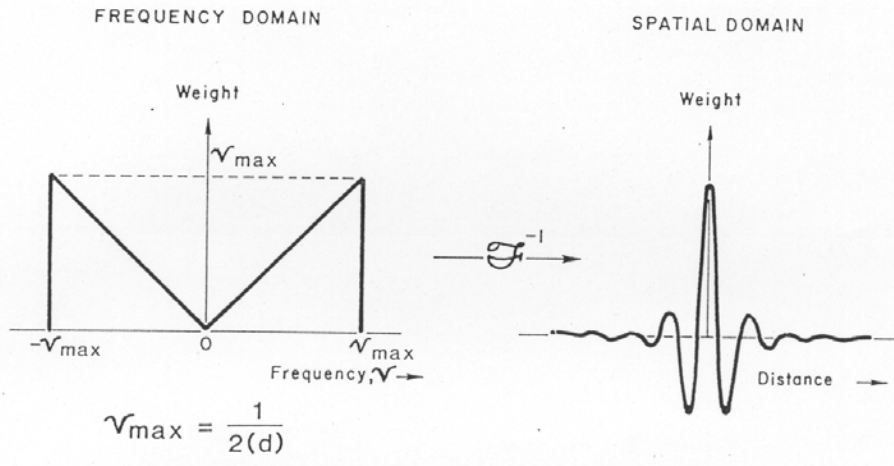
21. ábra



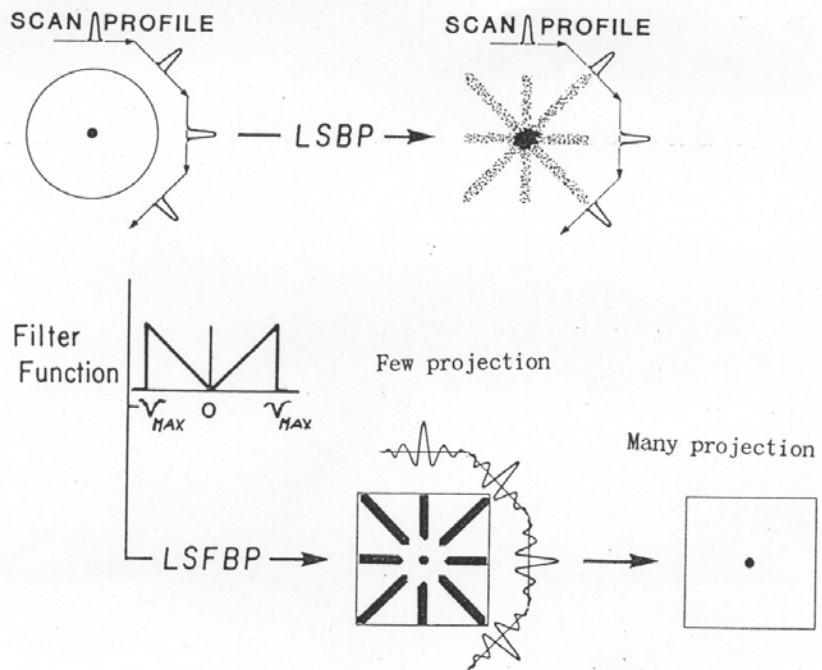
22. ábra



23. ábra

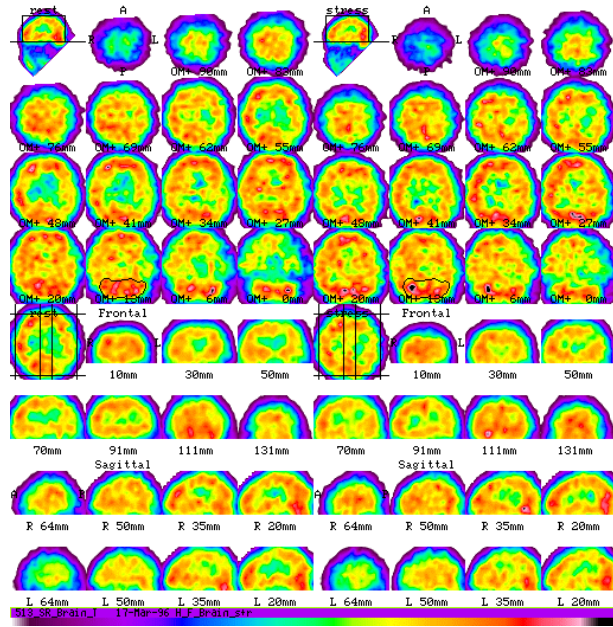


24. ábra

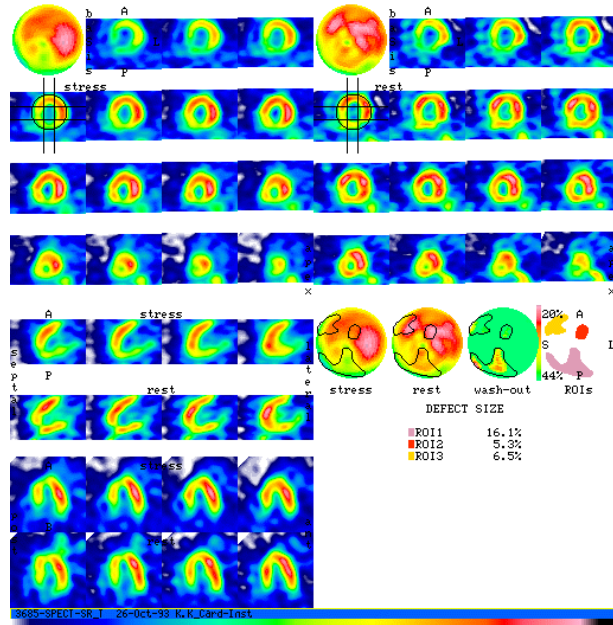


25. ábra

26. ábra



27. ábra



28. ábra

