

Orvosi méréselmélet

Kozmann György



2014

A tananyag a TÁMOP-4.1.2.A/1-11/1-2011-0104 "A felsőfokú informatikai oktatás minőségének fejlesztése, modernizációja" c. projekt keretében a Pannon Egyetem és a Szegedi Tudományegyetem együttműködésében készült.



A projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg.

Tartalomjegyzék

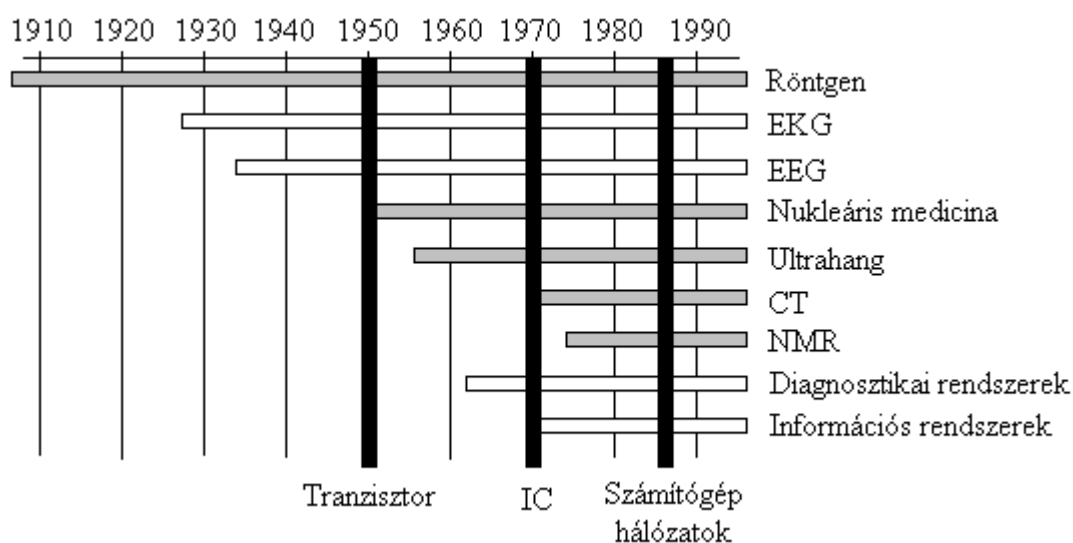
TARTALOMJEGYZÉK	2
BEVEZETÉS	4
I. RÉSZ: HAGYOMÁNYOS ORVOSI MÉRÉSEK	6
1 BIOELEKTROMOS JELEK MÉRÉSE [1-7]	7
1.1 A BIOELEKTROMOS JELEK FIZIKAI ÉS EKVIVALENS FORRÁSAI CELLULÁRIS ÉS SZERV SZINTEN.....	7
1.1.1 <i>Celluláris modell</i>	7
1.1.2 <i>Szerv szintű modell (szív esetére)</i>	8
1.2 NONINVAZÍV MÉRÉSI ELRENDEZÉSEK	9
1.3 EKG MÉRÉSEK.....	10
1.3.1 <i>A szabványos 12-elvezetéses rendszer</i>	10
1.3.2 <i>Vektorkardiográfia</i>	13
1.3.3 <i>A klasszikus EKG diagnosztikai információtartalma</i>	14
1.3.4 <i>A testfelszíni potenciáltérképezés</i>	15
1.4 EEG MÉRÉSEK.....	16
1.4.1 <i>Általános mérési elvek</i>	17
1.4.2 <i>Az EEG néhány diagnosztikai alkalmazása</i>	18
1.4.2.1 <i>Epilepszia diagnosztika</i>	18
1.4.2.2 <i>Agyérbetegségek diagnosztizálása, állapotkövetése</i>	18
1.4.2.3 <i>További alkalmazások</i>	18
1.5 TOVÁBBI BIOELEKTROMOS MÉRÉSEK	18
1.6 BIOELEKTROMOS JELEK MÉRÉSTECHNIKAI PROBLÉMÁI [2]	19
1.6.1 <i>Forrásimpedancia tulajdonságai</i>	19
1.6.1.1 <i>Az elektróda-elektrolit felület áramkörü modellje</i>	20
1.6.1.2 <i>Az elektróda-bőr határfelület modellje</i>	20
1.6.2 <i>Hálózati zavarforrások</i>	22
1.6.2.1 <i>Elektromos zavarok</i>	22
1.6.2.2 <i>Mágneses zavarok</i>	22
1.6.2.3 <i>A hálózati interferencia (zavar) csökkentése</i>	23
2 VÉR- ÉS LEVEGŐÁRAMLÁS MÉRÉSEK [1,2,8]	26
2.1 INDIKÁTOROS MÉRÉSEK	26
2.1.1 <i>Festék dilúciós (hígítási) módszer bólus (impulzus) bemenettel</i>	26
2.1.2 <i>Termodilúciós eljárás</i>	28
2.1.3 <i>Véráramlás mérése diffúzibilis indikátorokkal</i>	30
2.2 ULTRAHANGOS VÉRÁRAMLÁS MÉRÉSEK	32
2.2.1 <i>Mérés a Doppler-elv alapján</i>	32
2.3 VÉRÁRAMLÁS MÉRÉSE ELEKTROMÁGNESES ELVEN.....	33
2.3.1 <i>Az elektromágneses áramlásmérő mérés technikai problémái, megoldási módszerei</i>	36
2.4 A LEVEGŐÁRAMLÁS MÉRÉSÉNEK FONTOSABB MÓDSZEREI.....	37
2.4.1 <i>Spirométer</i>	37
2.4.2 <i>A Fleisch-pneumotachométer</i>	38
2.4.3 <i>A légzőrendszer jellemzésére használt legfontosabb paraméterek</i>	38
3 MECHANIKAI JELEK MÉRÉSÉNEK ELVEI [1,2,10-12]	40
3.1 ELMOZDULÁS ÉRZÉKELŐK.....	40
3.1.1 <i>Ellenállás változáson alapuló elmozdulás érzékelők</i>	40
3.1.2 <i>Induktivitás változáson alapuló érzékelők</i>	41
3.1.3 <i>Kapacitásváltozáson alapuló érzékelők</i>	42
3.2 ERŐÉRZÉKELŐK.....	43
3.3 AZ ÉRZÉKELŐK ÁRAMKÖRE, HÍDKAPCSOLÁS.....	43
3.4 VÉRNYOMÁS MÉRÉSEK ELVEI	44
3.4.1 <i>Noninvaszív (nem invazív) vérnyomásmérés</i>	44

3.4.2	Invazív (intravasculáris) vérnyomásmérés	45
3.4.3	A katéter ekvivalens áramköre.....	47
3.4.3.1	Ekvivalens ellenállás	48
3.4.3.2	Ekvivalens induktivitás.....	51
3.4.3.3	Ekvivalens kapacitás	52
3.5	SZÍVHANGOK ÉS ZÖREJEK MÉRÉSE.....	52
3.5.1	A szívhangok és zörejek által keltett testfelszíni rezgéstér vizsgálata	53
II. RÉSZ: ORVOSI KÉPALKOTÓ ELJÁRÁSOK.....		55
4	A KÉPALKOTÓ RENDSZEREK JELLEMZÉSE [13,14].....	56
4.1	A PONTVÁLASZ FÜGGVÉNY FOGALMA.....	56
4.2	ANALÓG KÉP FREKVENCIA SPEKTRUMA	58
4.3	KÉP TÉRBELI MINTAVÉTELEZÉSE	59
5	RÖNTGEN [15-18].....	62
5.1	RÖNTGENSUGÁRFORRÁSOK.....	62
5.2	RÖNTGEN KÉP TULAJDONSÁGAI.....	64
6	NUKLEÁRIS KÉPALKOTÓK [1,2,13,16,18]	67
6.1	KÉPALKOTÁS TULAJDONSÁGAI.....	69
7	ULTRAHANGOS KÉPALKOTÁS [1,2,13, 16]	73
8	SZÁMÍTÓGÉPES TOMOGRÁFIA [1,2,13-17].....	81
8.1	ALGEBRAI REKONSTRUKCIÓS TECHNIKA.....	82
8.2	RADON TRANSZFORMÁCIÓ.....	82
8.3	VISSZAVETÍTÉSES ELJÁRÁS (BACKPROJECTION)	85
8.3.1	Visszavetítés szűréssel.....	86
8.3.2	Konvolúciós visszavetítés.....	87
9	SINGLE PHOTON EMISSZIÓS COMPUTER TOMOGRÁF (SPECT) [1,2,13,16,18-21].....	89
10	POZITRON EMISSZIÓS TOMOGRÁF (PET) [1,2,13,18,21,22]	91
11	NMR (NUCLEAR MAGNETIC RESONANCE) KÉPALKOTÁS [1,2,13,16,23-26]	94
12	BIOELEKTROMOS KÉPALKOTÁS ELVEI [1, 3-6, 27-28].....	97
12.1	AZ INVERZ FELADAT „ILL-POSED” JELLEGE.....	97
12.2	AZ EPICARDIÁLIS POTENCIÁLOK MEGHATÁROZÁSA.....	98
12.3	AZ ELEKTROKARDIOLÓGIAI INVERZ PROBLÉMA MEGOLDÁSÁNAK ELVE	101
FELHASZNÁLT IRODALOM		103

Bevezetés

Az orvosi méréselmélet felöleli a kvantitatív orvosi adatok gyűjtésének, feldolgozásának, a diagnózisalkotás és terápia gépi támogatásának kérdéseit elemi szinten, és a mai nagybonyolultságú kiértékelő számításokat igénylő eljárások szintjén. Megjelenését a tömeges, korszerű módszereken nyugvó egészségügyi ellátás igényein túlmenően annak a lehetőségnek köszönheti, amelyet a mérési technológiák rohamos fejlődése, a félvezető technológiák és a számítástechnika kialakulása hozott meg, az orvosi technológiákban.

Az orvostechnikai fejlődést hosszú ideje meghatározza a különböző számítástechnikai eszközök (és az informatikai eljárások) kifejlesztése.



Az orvostechnikai fejlődés vázlatos kronológiája a XX. században.

A fenti ábra néhány fontos vizsgáló- és informatikai eljárás bevezetésének kronológiáját mutatja. A szürke vízszintes oszloppal jelölt eljárások a képalkotó módszerek megjelenését, az üres hasábok a gyakoribb alapellátási vizsgáló módszerek bevezetését szemléltetik. A függőleges fekete hasábok az orvosi informatikai alkalmazások szempontjából is meghatározó számítástechnikai korszakok határait reprezentálják. Az ábra nem teljes, de jelzi, hogy a kvantitatív medicina fiatal tudományág.

Orvosi méréselmélet című tárgy a kvantitatív diagnosztikai célú információ noninvazív megszerzésének elveivel, módszereivel és jelenlegi korlátaival foglalkozik. Igyekszik a bemutatott módszerek esetében a működési elveket, valamint az elvi korlátokat bemutatni. Némely esetben utalások történnek arra a történelmi útra, amely elvezetett a mai fejlettségi szinthez. Esetenként évszámokkal alátámasztva bemutatásra kerül, hogy ez a sokszorosán interdiszciplináris ismeretekre épülő terület, ami létezik, esetenként 80-100 év után gyűjtötte össze mindazokat az ismereteket, amellyel a gyakorlatban jól használható rendszerek létrejöttek.

Hosszú ideig a lehetőségeket tekintve a világ kimeríthetetlennek tűnt. A tudomány oldaláról valószínűleg ez ma is így van, de a reális lehetőségeket korlátozhatják a konkrét gazdasági lehetőségek. Ugyanakkor a múlthoz képest sürgetőbb jelleggel jelennek meg olyan problémák, amelyek az öregedő társadalom egészségügyi ellátásához kapcsolódnak. Egy-egy fejlesztés előtt kézenfekvő része a mérlegeléseknek, hogy a remélhetőleg sikeres fejlesztések

eredménye milyen szeletét oldja meg korszakunk ellátási problémáinak. Az egészségügy intenzív fejleszthetőségének jól látható korlátai vannak, ugyanakkor jó időben érkezhethet a mérnöki-informatikai tudományok oldaláról az a segítség, amely az ellátás szerkezetét átstrukturálja, beleértve a tudatos megelőzés valamint az otthoni gondozás eszköz bázisát.

A tárgy két részből áll:

- I. Az első rész az alapvető biológiai jelek/jelenségek (bioelektromos jelek, az áramlásmérések, a mechanikai jelek mérése és a laboratóriumi mérések) mérési elveivel foglalkozik, míg
- II. a második rész a képkalkuló eljárások fizikai alapjaival, a közvetlenül nem mérhető diagnosztikai értékű információ kinyerésének matematikai eljárásaival.

A két részt az ábrán is jól látható módon a félvezető technológia, a számítástechnika nagy felfedezései határolják.

I. rész: Hagyományos orvosi mérések

1 Bioelektromos jelek mérése [1-7]

1.1 A bioelektromos jelek fizikai és ekvivalens forrásai celluláris és szerv szinten

1.1.1 Celluláris modell

A bioelektromos források sejt szintű (celluláris) működésének megértése bonyolult membránfizikai és iontranszport folyamatok vizsgálatát igényli. Ezek vizsgálata a biofizika, ezen belül a bioelektromos jelenségek témakörébe tartozik.

Az orvosi diagnosztika nem a celluláris működés részleteire kíváncsi, hanem a bioelektromos források együttesének a testfelszínen mérhető hatásán keresztül kíván információhoz jutni a működés fiziológias vagy patológias voltát illetően.

Az alábbiakban vázlatosan bemutatjuk, hogy egyetlen sejt elektromos aktivitása miként járul hozzá a külső (extracelluláris) potenciál eloszláshoz, miként jellemezhetők az elemi források. Nem túl bonyolult levezetés eredményeképpen kimutatható, hogy egyetlen sejt által létrehozott potenciáltér (végtelen közegben) az alábbi képlettel számítható (1.1. ábra):

$$\varphi(P) = \frac{1}{4\pi\gamma_{ext}} \iint_F (\gamma_{int}\varphi_{int} - \gamma_{ext}\varphi_{ext}) d\Omega \quad (1.1)$$

ahol:

φ_{int} : a membrán belső felületének potenciálja [V]

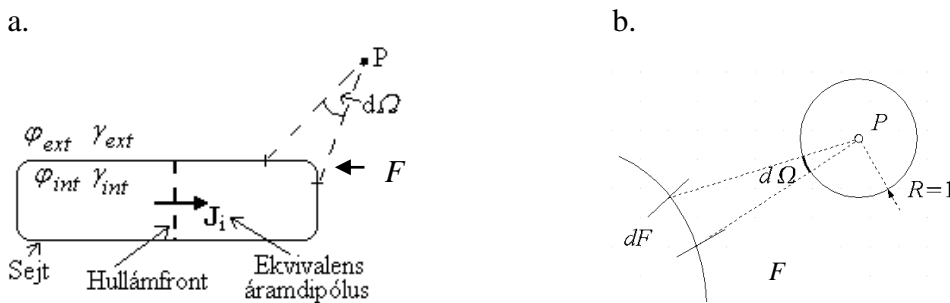
φ_{ext} : a membrán külső felületének potenciálja [V]

γ_{int} : a sejt belsejének vezetőképessége [S/m]=[A/V]

γ_{ext} : a sejten kívüli tér vezetőképessége [S/m]=[A/V]

$d\Omega$: az a térszög, amely alatt a membrán egy felületeleme látszik az r távolságban elhelyezkedő P megfigyelési pontból [sr]=[szteradián].

F : sejtmembrán



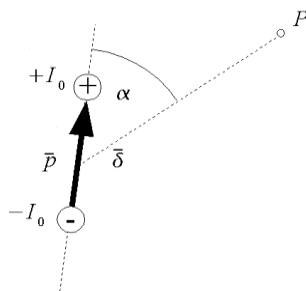
1.1. ábra. Jelölések az (1.1) egyenlet értelmezéséhez. (a: külső és belső potenciálok és vezetőképességek – Szaggatott vonal mutatja a sejten belüli aktivációs-hullám pillanatnyi helyzetét, míg a \mathbf{J}_i a távoli tér szempontjából a forráseloszlást helyettesítő ekvivalens áramdipólus. b: a dF felületelem $d\Omega$ térszöge az r távolságban lévő P megfigyelési pontból nézve.)

Az (1.1) egyenletben az integrandus alatti zárójeles mennyiség a sejtmembrán mentén elhelyezkedő ekvivalens forrásokat jellemzi, amelyek együttesen ún. **kettősréteget** alkotnak. Ennek speciális esete az „állandó nyomatékú kettősréteg”, amely alatt az 1.2b. ábrán látható forráselrendezést értjük, aminek differenciális forráselemei a felületre merőleges irányítottágú azonos nyomatékú áram-dipólusok. Maga az elemi áram-dipólus, az 1.2a. ábra szerint egy pontszerű, áramot emittáló és egy pontszerű, áramot nyelő forrásból áll. A kettősréteg esetén a koncentrált áram-dipólus források szerepét elosztott felületi áram-dipólus-sűrűségek veszik át.

Amennyiben a sejt méretéhez képest relatíve nagy távolságban van a megfigyelési pont, a kettősréteg hatása helyettesíthető **egyetlen eredő áram-dipólussal**, ami az elemi dipólus vektorok összege (integrálja). Kimondható, hogy a sejten kívüli „távoli tér” szempontjából minden éppen aktív (azaz ingerületbe jövő, vagy alapállapotba visszatérő) sejt (amelynél a külső, ill. a belső potenciálok nem azonosak a zárt sejtmembrán felület mentén), egyetlen eredő J_i „nyomatékú” áram-dipólussal jellemezhető.

A J_i momentumú koncentrált áram-dipólus vektor (mértékegysége: [Am]) potenciáltere (a végtelen, homogén, γ vezetőképességű közegben):

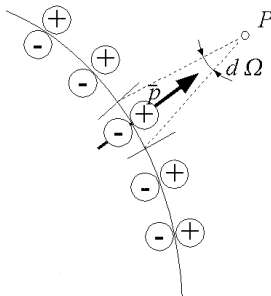
a.



J_i : $I_0 \delta$ áram-dipólus nyomaték

$$\varphi = -\frac{1}{4\pi\gamma} \mathbf{p} \nabla \left(\frac{1}{r} \right)$$

b.

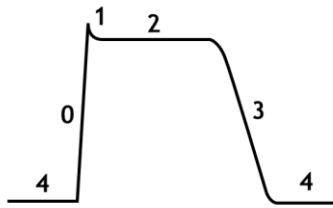


$$\varphi = -\frac{1}{4\pi\gamma} \iint_F p(F') d\Omega$$

1.2. ábra. Segédábrák a koncentrált áram-dipólus és a kettősréteg fogalmának bevezetéséhez.

1.1.2 Szerv szintű modell (szív esetére)

Szerv szinten (szív, agy stb.), minden pillanatban az éppen aktív sejtek sokasága, áram-dipólus források sokaságával jellemezhető, amelyek mind létrehozzák a maguk potenciáltérét. Az eredő potenciáltér az elemi terek szuperpozíciójaként számítható. Bizonyítható, hogy nyugalmi esetben és az akciós potenciál platók idején, amikor a sejtfelszín minden pontjában a külső és belső potenciálok különbsége állandó, a fentiek értelmében a sejten kívüli tér minden pontjában a mérhető potenciál azonosan nulla, azaz nem járul hozzá a mért potenciáltérhez. Az 1.1a. ábrára jellemző helyzet az akciós potenciál ábrán (1.3. ábra) a 0-val ill. 3-mal jelölt időszak.



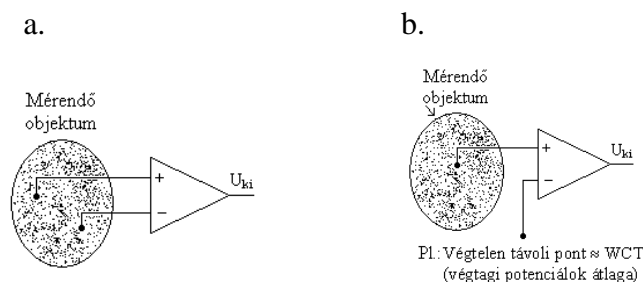
1.3. ábra. A sematikus szív akciós potenciál esetében a külső tér szempontjából aktív időszakok a 0 és 3 jelű fel-, ill. leszálló élek.

Ilyenkor az (1.2b.) ábrán látható felületi integrálban a $d\Omega$ elemi térszögek súlyozása azonos a teljes sejtfelszín mentén, ezért az integrál értéke minden külső P pontban zérus, azaz a sejt elektromosan “néma”. Összefoglalva, a külső térben potenciál csak a sejt állapotváltozásainak az idején, az akciós hullámok fel- és lefutó éleinek idején mérhető (az 1.3. sematikus ábra, 0 és 3 szakasza).

Szervszintű vizsgálatoknál (példánkban a szív), jó közelítéssel feltételezik, hogy a szív depolarizációja (ingerületbe jövele) idején azon helyek, amelyek a fentiek értelmében forrásként viselkednek, egy vékony „hullámfronton” helyezkednek el, továbbá, a hullámfronton lévő források „állandó nyomatókú kettősréteggel” vehetők figyelembe. Ez a relatív részletes jellemzés fontos, ha a megfigyelési pontok közel vannak a szívhez (közel alatt, a szív méretével összevethető nagyságot értjük, ilyenek például az ún. precordiális elvezetések, a későbbiekben tárgyalt 12-elvezetéses EKG rendszerben a V1-V6 elvezetések). Távolsági megfigyelési pontok esetén (pl. végtagokra helyezett elektródákkal mért potenciál), amelyek a szív méretének többszörösével kifejezhető távolságban vannak a forrástól, a potenciáltér értéke jól közelíthető a szív középpontjába képzelten egyetlen eredő áram dipólus vektorral (az elemi vektorok vektoriális összegével). Ezen alapul a későbbiekben tárgyalt Einthoven hipotézis.

1.2 Noninvazív mérési elrendezések

Bipoláris elvezetés: a bipoláris elvezetés tetszőleges két pont (non-invazív méréseknél: két testfelszíni pont) közötti potenciál különbségét méri (1.4a. ábra). EKG esetén, ilyenek a később részletesen bemutatott végtagi elvezetések, pl.: I, II, III.



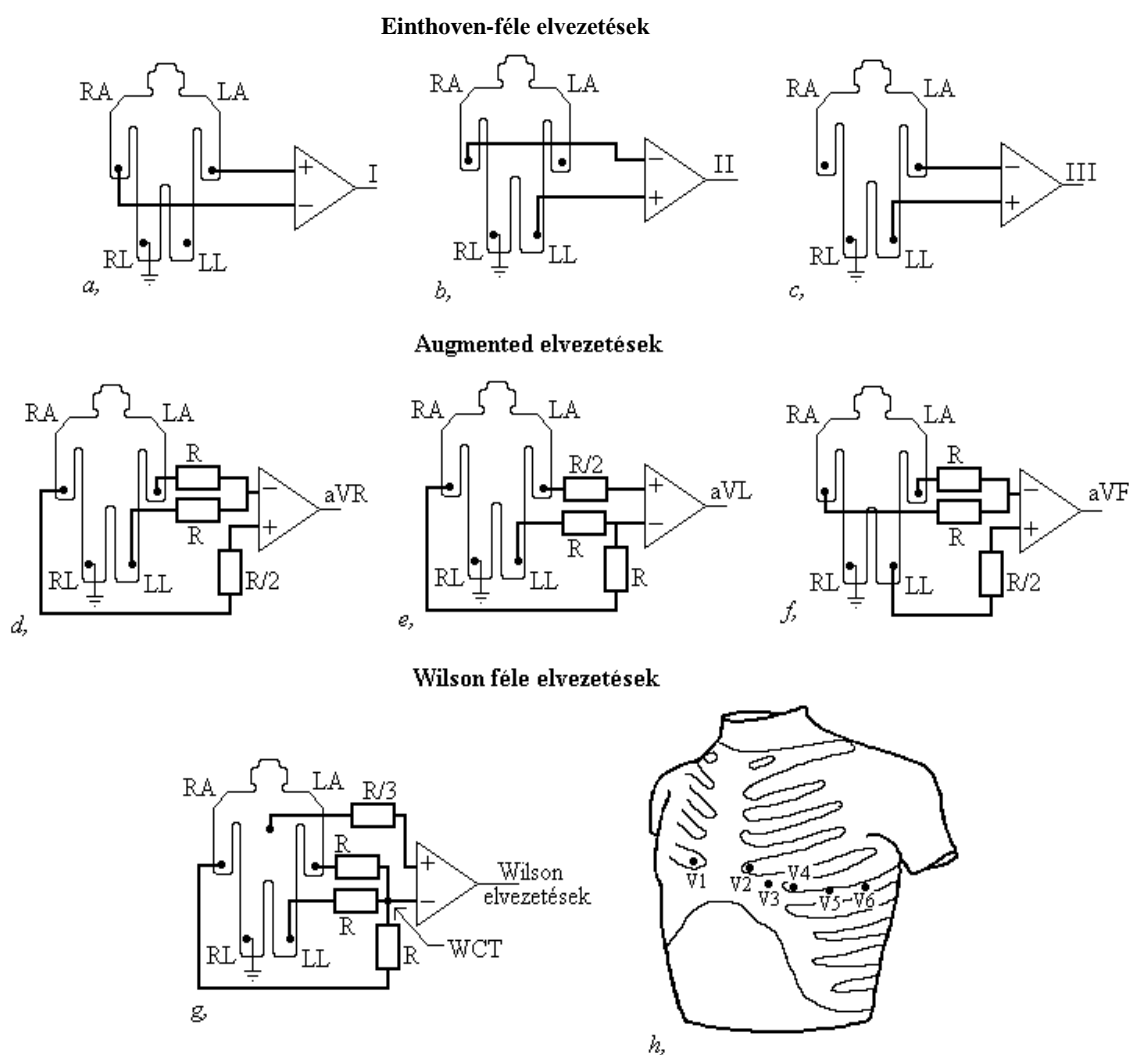
1.4. ábra. Bipoláris (a) és unipoláris (b) elvezetés.

Unipoláris elvezetés: Valamely pont potenciálját „a végtelen távoli ponthoz viszonyítva” méri, ill. egy olyan ponthoz, amely a végtelen távoli pont potenciálját közelíti (1.4b. ábra). EKG esetében ilyen referencia pont a három végtagi elvezetés átlagaként előálló ún. „Wilson-féle centrál-terminál” (WCT), a definícióját lásd később.

1.3 EKG mérések

1.3.1 A szabványos 12-elvezetéses rendszer

Az 1.5. ábra sematikusan mutatja a 12-elvezetéses rendszer elektródáinak testfelszíni elhelyezését, valamint az erősítő egység csatlakoztatását. A klasszikus 12-elvezetéses rendszer használata esetén összesen 9 elektródát helyeznek fel a testre (plusz egy földelést), amelyből egy-egy van a jobb karon, a bal karon és a bal lábon. A végtagokra helyezett elvezetéseket nevezik végtagi vagy Einthoven-féle elvezetéseknek, ezek definiálják az Einthoven-háromszöget, ami az 1.6. ábrán látható. A maradék hat elektródát a mellkason helyezik el. Ezeket Wilson-féle elvezetéseknek nevezik. Ezek helye is anatómiailag meghatározott.



1.5. ábra. A 12-elvezetéses rendszer elvezetései.

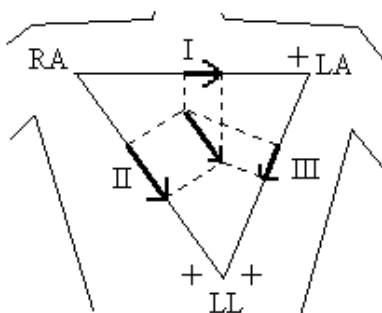
Az 1.5a-c. ábrákon láthatók az Einthoven¹-féle elvezetések. Az 1.5d-f. ábrákon pedig az ún. augmented elvezetések. Az 1.5g. ábra az ún. Wilson-féle referencia potenciál (Wilson-féle Centrál Terminál, WCT) kialakítását ábrázolja, amelyhez viszonyítottan történik, az ún. V_1, \dots, V_6 Wilson-féle unipoláris elvezetések mérése. Az Einthoven-elvezetések definíciója:

$$\begin{aligned} I &= \Phi_{LA} - \Phi_{RA} \\ II &= \Phi_{LL} - \Phi_{RA} \\ III &= \Phi_{LL} - \Phi_{LA} \end{aligned} \quad (1.2)$$

A Kirchhoff huroktörvényéből következik, hogy bármely kettőből a harmadik meghatározható az

$$I + III = II \quad (1.3)$$

formulával, ahol Φ_{RA} a jobb karon mért potenciál, Φ_{LA} a bal karon mért potenciál, míg Φ_{LL} a bal lábon mért potenciál. Az EKG berendezések többnyire az I és a II elvezetést mérik, a III jelűt számítják.



1.6. ábra. Einthoven-féle háromszög.

Az „augmented” (magnövelt) elvezetéseket azért használják, mert ezek a szívvektor további vetületeit jelenítik meg grafikusán (1.7. ábra). Az elvezetések elnevezései és definíciói:

$$\begin{aligned} aV_R &= \Phi_{RA} - \frac{1}{2}(\Phi_{LA} + \Phi_{LL}) \\ aV_L &= \Phi_{LA} - \frac{1}{2}(\Phi_{RA} + \Phi_{LL}) \\ aV_F &= \Phi_{LL} - \frac{1}{2}(\Phi_{RA} + \Phi_{LA}) \end{aligned} \quad (1.4)$$

A Wilson-féle centrál-terminál (WCT) definíciója:

¹ Einthoven (1860-1927) holland orvos és fiziológus, 1924-ben kapott orvosi Nobel díjat az elektrokardiogram mechanizmusának felfedezéséért

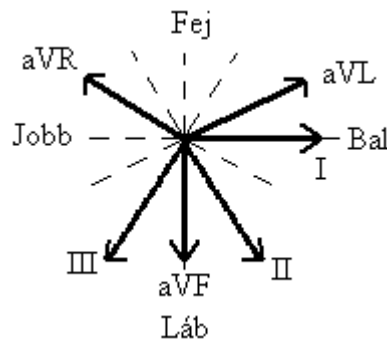
$$\Phi_{WCT} = \frac{1}{3}(\Phi_{LA} + \Phi_{RA} + \Phi_{LL}) \quad (1.5)$$

A definíciók alapján belátható, hogy az „augmented” elvezetések is kifejezhetők a I, II, III elvezetésekkel az alábbi módon:

$$\begin{aligned} aV_L &= \frac{I - III}{2} \\ aV_F &= \frac{II + III}{2} \\ aV_R &= \frac{III}{2} - II \end{aligned} \quad (1.6)$$

Tehát, ezek is redundáns elvezetések.

A 12-elvezetéses rendszer sikere azon alapul, hogy az 1.1.2. fejezetben leírtak értelmében első közelítésben a szív elektromos tevékenysége jól jellemezhető egy nagyságát és irányát változtató áram-dipólussal, amelynek az első hat elvezetés az egymással 30 fokos szöget bezáró, a frontális síkban lévő egyenesekre képezett vetületét mutatja. A diagnosztikai információt az hordozza, hogy a vetületek EKG hullámformái különböznek az egészséges és a patológiás esetben. A V1-V6 elvezetések, mivel elektródái relatíve közel vannak a szívhez, nem csupán a globális működést jellemzik, hanem éppen a közelség következtében a szívizom egyes részeiről is szolgáltatnak elektromos információt.

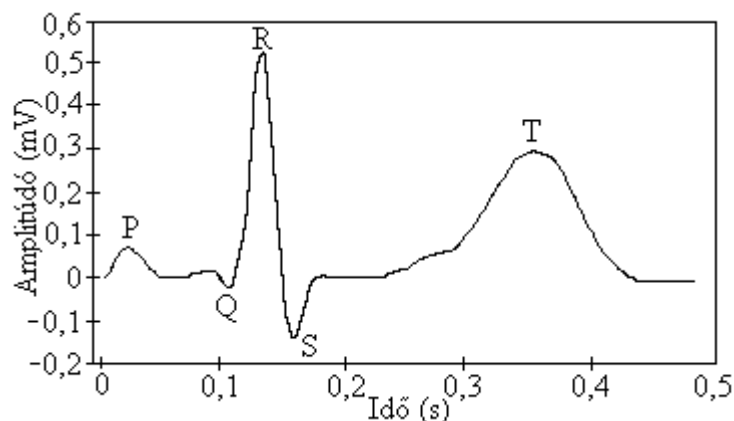


1.7. ábra. Egyes elvezetések által látott vetületek a testfelszín frontális síkjában.

Az EKG egészséges egyéneknél kvázi-periódikus jel. A szív közeli régiókban (közvetlenül a szív közelében) a regisztrált jel alakja nagymértékben függ a regisztrálás pontos helyétől. A végtagi elvezetések szempontjából az elektróda felhelyezés pontossága nem kritikus. A helyfüggő változatosság mellett azonban a regisztrált hullámoknak van egy meglehetősen jellegzetes szerkezete az időskála mentén. Az 1.8. ábra sematikus mutatja, hogy minden szív ciklusban (egészséges egyénnél) három hullámcsoport ismétlődik. Hangsúlyozzuk, hogy az ábra sematikus, tehát csupán jelzi, hogy a hullámok elvileg milyen komponensekből állnak, de az, hogy egy meghatározott elvezetésben az itt említett (és betűkkel jelölt) hullámok mindegyike megjelenjen, nem szükségszerű.

Az egyes hullámcsoportok a szív elektromos működésének különböző mozzanatait ábrázolják. A *P* hullám idején történik a *pitvarok depolarizációja* (az a hullámszerűen terjedő

folyamat, amely során a pitvart alkotó sejtek az alapállapotból az aktivált (depolarizált) állapotba kerülnek. A depolarizáció valamely sejtél az akcióspotenciál gyors felfutó éléhez kapcsolható.) A QRS hullámcsoport vagy más néven *QRS komplexus* idején történik a *kamrai izomzat sejtjeinek depolarizációja*. A *T hullám* idején történik a kamrák repolarizációja (a nyugalmi alaphelyzet visszaállása, amely az akciós potenciálok szintjén megfelel a lassú, az 1.3. ábrán hármassal jelölt visszafutó élnek). Az előző felsorolás a hullámok domináló forrására vonatkozott, hiszen mivel minden depolarizálódott sejt repolarizálódik, ez megtörténik a pitvari izomzat esetén is, azonban ez kicsi jelet produkál a testfelszínen, hatása lényegesen kisebb a kamrák domináló hatásához képest, tehát a kamrai depolarizáció lényegében elfedi a pitvari repolarizáció jelét.



1.8 ábra. Egy szív ciklus EKG hullámai sematikus ábrázolásban. A hullámok betűjelölése megfelel a nemzetközi konvenciónak.

A szíven belüli bioelektromos folyamatok bonyolult tér- és időbeli struktúrát mutatnak. Az, hogy az egyes elvezetések ennek a komplex folyamatnak a forrásait miként tükrözik, matematikailag jól tárgyalható, de meglehetősen bonyolult.

1.3.2 Vektorkardiográfia

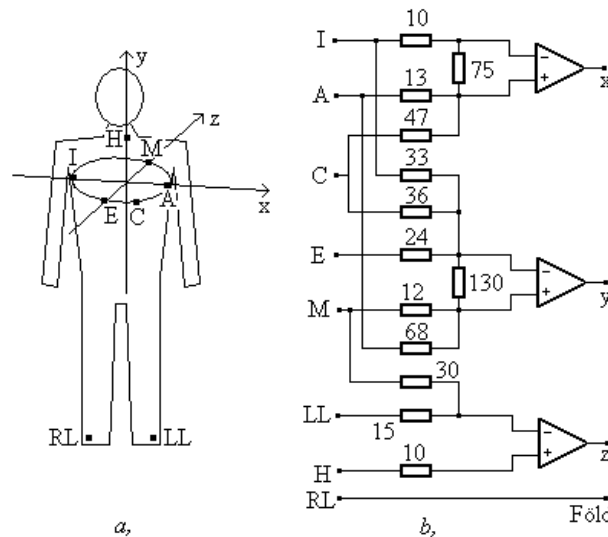
Előzőekből tudjuk, hogy a szív, mint elektromos forrás a végtagi elvezetésektől nézve egy elektromos dipólusnak feleltethető meg, tehát a közelítés ezen szintjén ábrázolható egy derékszögű-koordináta-rendszerben definiált három vetülettel.

Vektorkardiográfiához olyan elvezetéseket dolgoztak ki (Frank-féle elektróda elrendezés, 1.9. ábra), amelynek a jelei ortogonálisak és minden pillanatban arányosak a szív ekvivalens dipólus vektorának pl. x , y , z komponensével. Az elvezetés rendszer elektródáinak anatómiai helyét az 1.9a. ábra, ezek jelének súlyozását az 1.9b. ábra mutatja.

Az elvezetési rendszer kialakításánál ügyelni kellett arra, hogy a források tartományában (szív) minden pontban a „lead-vektorok” (ezek biztosítják a szív elemi forrásvektorainak felbontását Descartes komponensekre) x , y , z irányúak legyenek és az elvezetések érzékenysége minden szíven belüli tartományra lehetőleg azonos legyen. A lead-vektorok lényegét illetően utalunk a [4,5] irodalomra. A bizonyítás részleteit mellőzve, ezen a helyen csak utalunk rá, hogy tetszőleges testfelszíni észlelési pontokban mért potenciál, előállítható a térfogati vezetőben (a testben) definiált l „lead-field” és a térfogati vezető tetszőleges pontjában elhelyezett dipoláris d elemi források skaláris szorzataként. Első közelítésben mondható, hogy valamely felszíni mérőpont elrendezés térbeli

forrásérzékenységet jellemzi a lead-field. Meghatározására kísérleti vagy modellezési módszerek állnak rendelkezésre.

A szív ekvivalens dipólus vektorának végpontja egy szívciklus során többször körbefordul, mivel a P, a QRS és a T hullám is egy-egy hurkot eredményez. Ezen hurkok helyzetéből és nagyságából lehet következtetéseket levonni. A Frank-rendszer jeleinek feldolgozására épült az egyik legsikeresebb számítógépes EKG diagnosztikai rendszer, amelyet Pipberger és mtsi. dolgoztak ki [7].



1.9. ábra. A Frank-féle elektróda elrendezés sematikus ábrázolása. a: Elektróda elrendezés; b: a mérőáramkör rajza. A súlyozó ellenállások értékei $k\Omega$ -ban értendők.

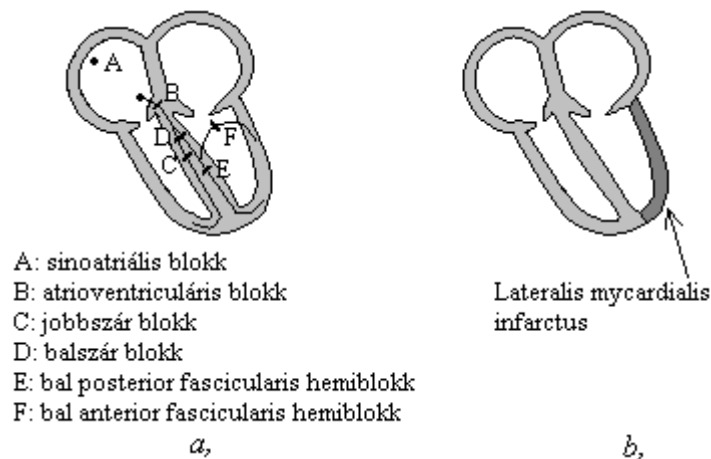
1.3.3 A klasszikus EKG diagnosztikai információtartalma

Az EKG azon patológiás elváltozások szempontjából tekinthető primer információforrásnak, amelyek a tér- és időfüggő forráseloszlást befolyásolják a szívciklus során. Így az EKG alapján diagnosztizálható:

1. Az ingerületkeltés normális vagy kóros volta.
2. Az ingerületvezetés normális vagy kóros volta.
3. Megállapítható, hogy vannak-e régiók a szívizmon belül, amelyek akciós potenciálja eltér a normálistól, valamely rész funkciója teljesen hiányzik (infarktus, azaz szívizom elhalás esetén), vagy jelentősen torzult (ischemia, azaz részleges érelzáródás esetén).

A fenti eltérések hozzárendelhetők a szív bonyolult anatómiai struktúráját alkotó egy vagy több „részegység” működési zavarához. Ennek alapján beszélhetünk, pl.: bal Tawara-szár blokkról, anterior (mellsőfali) miokardiális infarktusról, stb. Az 1.10. ábrán látható sematikus ábrák példát mutatnak a kamrai ingerületvezető rendszeren előforduló blokkok lehetséges elhelyezkedésére (a. ábra), valamint a miokardiális infarktus egy lehetséges változatára (b. ábra).

A fenti és számos további problémára az esetek jelentős hányadában a korábban említett P, QRS, T hullámok alakváltozásaiból lehet következtetni, más esetekben a szív kvázi-periódikus működésében bekövetkező szabálytalanságokból (aritmiák) lehet diagnózist alkotni. Az aritmiák a szív működés ritmusának zavarait jelentik. Aritmia megnyilvánulhat pusztán ritmusváltozás formában, más esetekben a ciklusok EKG képének változásaival is társul.



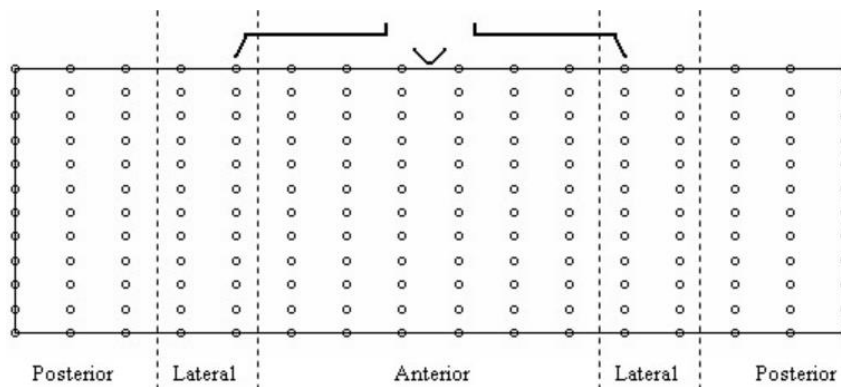
1.10. ábra. Sematikus ábrák az EKG diagnosztikai információtartalmának magyarázatához. (Az a. ábrán sematikusán látszik a kamrai ingerületvezető rendszer struktúrája. Ennek lehetséges blokkjait az ingerületvezető rendszer egyes ágait átmetsző szakaszokkal és nagybetűkkel jelöltük.)

Az EKG diagnosztikai számítógépes módszerei az egyes elvezetések hullámalakját paraméterekkel jellemzik. A diagnosztikai kiértékelések ugyancsak ezeket a paramétereket használják.

1.3.4 A testfelszíni potenciáltérképezés

A szívizom elektromos működésének részletes vizsgálatára fejlesztették ki a testfelszíni potenciáltérképezési technikát. A módszer elnevezéséből következtethető módon, ebben az esetben a testfelszín sok pontjára (64-220) helyeznek unipoláris elektródákat, és tipikusan 1000 Hz-es mintavételi frekvenciával rögzítik a torzóra kivetülő potenciáeloszlást. Számos dolgozat igazolja, hogy a sok elvezetés jele a hagyományos EKG-hez viszonyítva többlet információt szolgáltat, lehetővé téve a hagyományos EKG-vel nem diagnosztizálható, fontos patológiás állapotok felismerését [6].

Fontos kiemelni, hogy a nyert adatok a torzó és a szív geometriájának és vezetőképességének (pontosabb esetben még az inhomogén régiók, pl. tüdő, szívkamrák stb. geometriájának) ismeretében „visszavetíthetők” a szív felszínére, lehetővé téve nagyfelbontású bioelektromos képalkotást. A módszer alapjait a képalkotó rendszerek között tárgyaljuk (13.2. fejezet). Az elérhető új diagnosztikai információ lehetővé teszi pl. a kamrai, vagy a pitvari fibrilláció (remegés) mechanizmusának vizsgálatát, vagy pl. a hirtelen szívhalálra való hajlam kimutatását.



1.11. ábra. A testfelszíni potenciáltképezésre használt egyik (196 elektródás) elvezetési rendszer sematikus ábrázolása, a kiterített torzó felszínén.

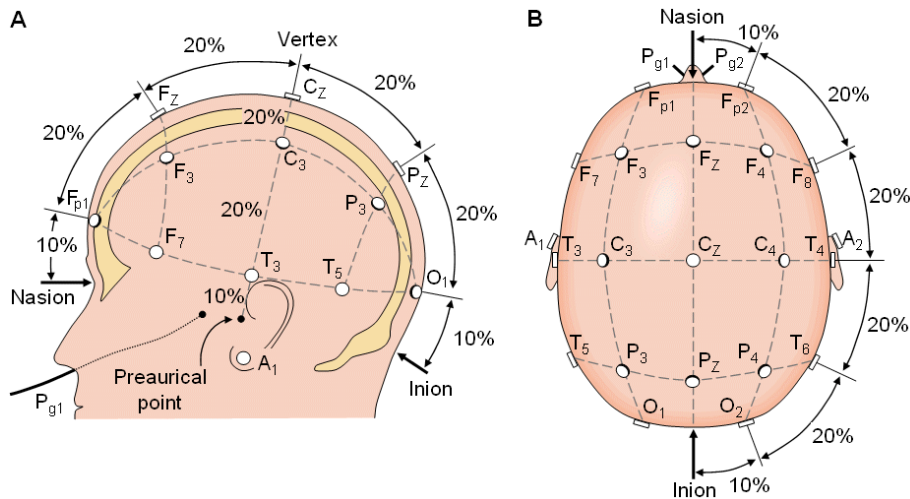
1.4 EEG mérések

Az agyi tevékenység elektromos jeleinek rögzítésére szolgáló mérést *elektroencefalogramnak*, vagy röviden *EEG-nek* nevezzük. Alapvetően kétféle formátumban szokták az EEG-t mérni:

- A *hagyományos EEG* esetén analóg rögzítéssel, papíron tárolják a jeleket és ezt az adatfolyamot vizuális áttekintéssel értékelik ki.
- *Digitális EEG (DEEG)*: az EEG jel papírintes mérése, elmentése és megjelenítése számítógép alapú eszközökkel történik. Kiértékelése gyakran szintén vizuális áttekintéssel történik, ám sok új digitális jelfeldolgozó eljárás is lehetséges, amelyekkel a jel olvashatósága és információ tartalmának kinyerése segíthető. A DEEG általában kiegészíti a hagyományos EEG-t és nem helyettesíti azt.

A DEEG egyik alkalmazási lehetősége a *topografikus térképezés* vagy angol névén az *EEG brain mapping*. Ez a mért DEEG jelek vagy azok paramétereinek térbeli reprezentációját jelenti. Topografikus térképezés esetén nem csupán a rutinszerűen alkalmazott 21 elsődleges elektróda elvezetési helyen kell mérni, hanem további elvezetési helyek használata is szükséges. Az új elvezetéseket a 10-10 jelű rendszer a 10-20 jelű rendszer elvezetési helyei közé helyezi. Így generálódik a *kiterjesztett 10-20 elnevezésű elvezetési rendszer*. Megjegyezzük, hogy léteznek ettől eltérő elvezetési rendszerek is, pl. olyanok, amelyek még az arcra is helyeznek elektródákat.

A 19 (+2 fülcimpára helyezett) elektródát alkalmazó nemzetközi 10-20-as rendszer az elektródák elhelyezését illetően négy anatómiai referenciapontot jelöl ki a skalpon (nasion~orrnyereg, inion~occipitális területen lévő kiemelkedés és a fülnél található két preauriculáris pont), és ezen referenciapontok között az elektródákat 10, illetve 20%-os távolságra helyezi el (1.12. ábra). A 10-20-as rendszerben az elvezetések helyét nagybetűvel jelölik (F~frontális, P~parietális, C~centrális, T~temporális, O~occipitális), és a betűket követő páros számok a jobb, míg a páratlan számok a bal agyféltekére utalnak, a kis z betű pedig az elvezetés középvonali helyzetére. Az említett 10-10-es rendszer az elektródákat 10%-os távolságra helyezi el a referenciapontoktól, összesen 73 (+2 fülcimpára helyezett) elektródát.



1.12. ábra. A 10-20-as rendszer elektróda pozíciói (az American Electroencephalographic Society ajánlásából átvett ábra).

1.4.1 Általános mérési elvek

A hagyományos EEG az elemi források hely szerinti integrálját méri az idő függvényében. A mért jel hosszát a vizsgálat milyensége határozza meg. Pl.: frekvencia analízishez legalább 60 s-os mérés szükséges. Mérés során ügyelni kell arra, hogy külső zajok minél kevésbé kerüljenek a mért jelbe, mert utólagos szűrésük nehezen oldható meg.

A potenciálokat egy közös viszonyítási potenciálhoz képest mérik. Ez lehet egy elektromosan semleges terület potenciálja, a mért potenciálok átlaga stb.

Az EEG mérés során alul és felüláteresztő szűrőt is használnak. A felüláteresztő szűrő vágási frekvenciája 0,1 Hz, az aluláteresztőé általában 60-70 Hz. A hálózati zaj szűrésére általában lyukszűrőt alkalmaznak. Néha a felületáteresztő szűrő levágási frekvenciáját 1 Hz-nek választják, hogy csillapítsák az alacsony frekvenciás zajokat. A felüláteresztő szűrő vágási frekvenciáját ennél nagyobbra már nem érdemes választani, mivel ekkor már elveszthetünk néhány fontos, alacsony frekvenciás patológiás jelet. Általános előírás, hogy a 0,5-100 Hz-es frekvencia tartományon a mérés során rögzített zaj legfeljebb 2 μV lehet, de inkább 1 μV alatt kívánatos tartani. A zajszintbe beleértendő az 50 Hz-es hálózati zaj is. Elvárás, hogy a „közösmódusú” csillapításnak legalább 85 dB-nek, míg a csatornák közötti áthallásnak 1%-nál kisebbnek kell lennie.

A DEEG esetén a minimális mintavételi frekvencia 200 Hz minden csatornára, a mért értékeket legalább 10 bites felbontással kell kezelni úgy, hogy legalább a 2 μV -os különbségeket érzékelnünk tudjunk. Amennyiben frekvencia analízist kívánunk alkalmazni, akkor 12-14 bites felbontás szükséges, hogy a 0,5 μV -os különbségek is érzékelhetőek legyenek.

A DEEG feldolgozásával kapjuk a kvantitatív EEG-t, szokásos rövidítéssel a QEEG-t. A DEEG feldolgozásának tipikus feladatai:

1. Hullámkomponensek kiemelése.
2. Automatikus eset detektálás.
3. Forrásanalízis, amikor az ekvivalens jelforrások helyét, irányát, erősségét és számát határozhatjuk meg.
4. Topográfiai térképkészítés.
5. A jelek statisztikus analízise, például koherencia számítások.

1.4.2 Az EEG néhány diagnosztikai alkalmazása

Klinikai gyakorlatban elsősorban a hagyományos EEG-t alkalmazzák, a DEEG-t önmagában nem. A DEEG kiegészítheti a hagyományos EEG-vel kapott információkat egy szakképzett orvos esetén. Az EEG adatok kiértékelése során sok egyéb információt is figyelembe kell venni, melyeket az EEG-vel együtt tárolni kell, de még így is sok tévedési lehetőség van. Ez az oka annak, hogy jelenleg nem nagyon elterjedt az EEG használata néhány betegség diagnózisát leszámítva.

1.4.2.1 Epilepszia diagnosztika

A hagyományos EEG egyik legfontosabb felhasználási területe. Segítségével az epilepszia gócpontja és típusa meghatározható.

Tüzelési dipólus analízisa: tüzelő források karakterisztikus jellemzőinek tér- és időbeli kvantitatív elemzésére használható. Az erre vonatkozó információ az EEG vizuális áttekintéséből is kinyerhető, de megbízhatóbb, ha kombináljuk ezt egy topografikus térképpel és a források modellezésével. Annak ellenére, hogy a kapott dipólus helye anatómiailag nem precízen meghatározott, mégis ezt tekinthetjük a noninvazív epilepszia diagnózis egyik leghasznosabb eszközének.

1.4.2.2 Agyérbetegségek diagnosztizálása, állapotkövetése

Agyi érrendszeri betegségek esetén számos EEG frekvencia paraméter jelentősen korrelált regionális véráramlási és metabolikus folyamatokkal. Képzett szakember esetén ennek EEG interpretációja magas érzékenységet (a betegek helyes felismerésének aránya) és fajlagosságot (az egészségesek helyes felismerésének aránya) mutat. Az érzékenység nagyobb, mint 80% jó fajlagosság mellett, az FPR (rosszul betegnek ítélt egészségesek százaléka, false positive rate) kisebb, mint 5-10%, és a korrelációs együttható nagyobb, mint 0,7 a lokális véráramlás és az EEG között, az ischemiás és a nem-ischemiás területeken). QEEG-vel sok megbízható forrás paraméter nyerhető, melyek észrevétlenek maradtak a vizuális áttekintéskor. A stroke korai szakában ezek akkor is megjelennek, amikor még a CT nem mutat semmit. Az EEG a forrás lokalizálásában alulmarad a CT-vel és az MRI-vel szemben, ill. sok betegséget nem tud egymástól megkülönböztetni.

1.4.2.3 További alkalmazások

- Monitorozás: műtéti és intenzív ellátásban
- Demencia (leépülés, elbutulás) kimutatás
- Fejsérülések hatásának kivizsgálása
- Alvásfázisok detektálása

1.5 További bioelektromos mérések

- *Elektroneurogram*: Egy idegrost által generált potenciáltér jellemzésére szolgál. Tüelektródákkal vagy felszíni elektródákkal mérhető. Klinikailag elsősorban ingerület terjedési sebesség mérésére alkalmazzák. Tekintettel a jel kicsiny voltára, szinkronizált átlagolással javítják a jel/zaj viszonyt. A stimulus (ingerlés) rendszerint elektromos impulzus.

- *Elektroretinogram*: A retina által generált potenciál (kiváltott potenciál) jellemzésére használják. Klinikai mérések esetén egy kontaktlencsébe épített elektródával mérik, a stimulálásra rövid fény felvillanást használnak. A kiváltott potenciál térfüggése is mérhető a retina egyes részeire fókuszált fény stimulussal.
- *Elektrookulogram*: Cél a szaruhártya és retina közötti (DC) potenciál mérése. Tipikusan a szemhelyzet monitorozására használják (pl. alvás analízisnél), ilyenkor a szem alá és fölé, ill. a szem jobb és bal oldalára tett bipoláris elektródákkal végzik a mérést.
- *Elektromyogram*: Az izmok által generált elektromos tevékenység rögzítésére szolgál. A módszer noninvazív változata felszíni elektródokat alkalmaz, invazív változatai koncentrikus tüelektródok alkalmazásával közvetlenül az izom tevékenységét mérik. Ezen utóbbi regisztrátumokat motoros egység potenciáloknak nevezik. A felbontás tovább növelhető mikroelektródák segítségével, amikor az egyes izomrostok jelei mérhetők. A különböző technikák megnevezése:
 - Egysejt potenciálok
 - Motoros egység akciós potenciálok (A *motoros egység* egy mozgató (motoros) neuron és az általa beidegzett izomrostok összessége)
 - Felszíni elektromyogram
- *Elektrogastrogram*: Célja a gyomor elektromos tevékenységének vizsgálata. A gyomor, hasonlóan a szívhez, rendelkezik pace-maker (spontán módon ingerületet keltő) sejtekkel, amelyek ingerülete átterjedve a gyomor sima izomzatán létrehozza az emésztéshez szükséges lassú összehúzódó, keverő, továbbító mozgásokat. Mérésére felszíni elektródákat használnak. A megfelelő jel/zaj viszony biztosításához szofisztikált jelfeldolgozási módszerek szükségesek. Az elektrogastroenterogram a gyomor és a belek mozgásából adódó elektromos jeleket vizsgálja.

Az eddig tárgyalt bioelektromos mérések legfontosabb jeltulajdonságait foglalja össze az 1.1. táblázat.

Mérés	Érzékelő	Amplitúdó tartomány	Frekvencia-spektrum (Hz)
Elektroencefalogram, EEG	tüelektróda	5 μ V-10 mV	100-1000
Elektroretinogram, ERG	lencseelektróda	0,5 μ V-1 mV	0,05-200
Elektrookulogram, EOG	felszíni elektróda	10 μ V-5 mV	0-100
Elektroencefalogram, EEG	felszíni elektróda	2-100 μ V	0,5-100
Kiváltott potenciálok, EP	felszíni elektróda	0,1-20 μ V	1-300: vizuális 100-300: akusztikus
Elektromyogram, EMG	felszíni elektróda	50 μ V-5 mV	2-500 (10000)
Elektrokardiogram, EKG	felszíni elektróda	1-10 mV	0,05-100
Elektrogastrogram, EGG	felszíni elektróda	0,5-80 μ V	0,05-2

1.1. táblázat. A klinikumban használt néhány fontosabb bioelektromos mérés karakterisztikumainak összefoglalása.

1.6 Bioelektromos jelek mérés technikai problémái [2]

1.6.1 Forrásimpedancia tulajdonságai

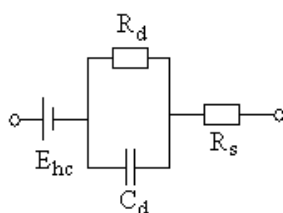
A testen belül a bioáramok ionos vezetéssel terjednek, a mérőműszerben viszont elektron-vezetési áramterjedés van. Ennek megfelelően a határfelületen szükség van a

kétféle töltéshordozó közötti „konverzióra”. Ennek háttérében kritikus kérdés olyan elektróda-elektrolit páros találása, amelynél a határfelületen fellépő ún. fél-cella potenciál kicsi és stabil [15]. Ilyen szempontból kedvező az Ag/AgCl elektródák használata.

1.6.1.1 Az elektróda-elektrolit felület áramköri modellje

Az elektródák elméletéből ismert, hogy az elektróda-elektrolit határán lévő áramfeszültség karakterisztika nemlineáris, így nemlineáris elemek szükségesek az elektróda viselkedésének modellezésére is. A pontos karakterisztika függ az elektródán átfolyó áram-sűrűségtől és annak hullámformájától is. Ha szinuszos árammal vizsgáljuk, ill. arra vezetjük vissza az elektródák viselkedését, akkor fontos jellemezni annak frekvenciafüggését is.

Először vizsgáljuk meg az elektróda-elektrolit határfelületének karakterisztikáját. Az elektróda-elektrolit határfelület mentén kettősréteg alakul ki az ionok vándorlása miatt.



1.13 ábra. Az elektróda-elektrolit (gél) felület ekvivalens modellje. R_d és C_d az elektród-elektrolit határfelület ellenállását és kapacitását jelöli, míg E_{hc} a fél-cella potenciált és R_s az elektróda ellenállását jelöli. R_d és C_d értékét az elektróda anyaga, az elektrolit anyaga és koncentrációja határozza meg.

Az így keletkezett – az elektróda anyagától függő – potenciált *fél-cella potenciálnak* (half-cell potential) nevezik. A félcella erősségű feszültséggenerátor az elektróda-elektrolit (gél) felület helyettesítőképének első eleme. A fentebb leírt kettősréteg az ekvivalens áramkör szempontjából úgy viselkedik, mint egy „veszteséges” kondenzátor, amit egy párhuzamos RC taggal lehet reprezentálni. Ha még kombináljuk az áramkört egy soros ellenállással, ami a határfelületi jelenségeket és az elektróda ellenállását reprezentálja, akkor kapjuk az elektróda-elektrolit felület ekvivalens áramköri modelljét (1.13. ábra).

Az ekvivalens áramköri modelltől leolvasható, hogy az elektróda impedanciája frekvenciafüggő. Magas frekvenciákon, $1 / \omega C \ll R_d$, az impedancia állandó, és értéke R_s , alacsony frekvenciákon, ahol $1 / \omega C \gg R_d$, az impedancia megint állandó, de értéke $R_s + R_d$.

1.6.1.2 Az elektróda-bőr határfelület modellje

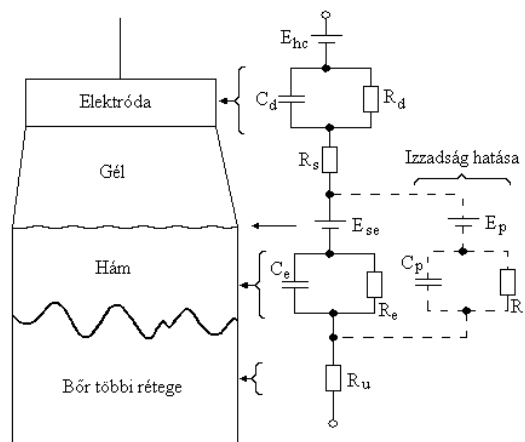
Ha bőrfelületről vezetnek el jeleket bipoláris elektródával, akkor az elektróda és a bőr közé elektrolit gélt tesznek. Az elektrolit Cl^- ionokat tartalmaz, ami javítja a jelvezetést, így a bőr és az elektróda közötti kontaktust. Ez viszont az ekvivalens áramköri képre nézve egy újabb határréteget jelent, tehát ki kell egészíteni a fentiekben bevezetett modellt. Így összesen két határréteg van. Egyik az elektróda-elektrolit gél közötti határréteg, míg a másik az elektrolit gél és bőr közötti határréteg. Ennek tulajdonságai eltérnek az elektróda-elektrolit határréteg tulajdonságaitól.

A bőr 3 fő rétegből áll. A legkülső a hámréteg. Ez játssza a legfontosabb szerepet a bőr-elektrod érintkezésnél. A hám három alrétegre tagolódik és állandóan megújítja magát. A legmélyebb hámrétegben a hámsejtek szaporodnak, majd feljebb jutnak, elpusztulnak és

elveszítik sejtmagjukat. A legkülső hámréteget az elhalt sejtek alkotják, melyek folyamatosan cserélődnek.

A bőr alsó rétegeit (kivéve az izzadságmirigyeket) már a szerv többi szövetéhez hasonló szövetek alkotják, így ez már nem ad a bőrnek egyedi elektromos tulajdonságokat.

Az elektróda-bőr határréteg (test és az elektróda közötti elektromos kapcsolat) teljes ekvivalens elektromos modellje az 1.14. ábrán látható. Az elektróda elektrolit határréteg szomszédos az elektrolit-bőr határréteggel, így a nekik megfelelő ekvivalens áramköri modellek is szomszédosak. Az R_s soros ellenállás a bőr és az elektróda közötti elektrolit gél ellenállását reprezentálja. A hám, de legalábbis annak legfelső rétege, úgy tekinthető, mint egy, az ionokra nézve féligáteresztő membrán. Így, ha az ionok koncentrációjában különbség van a két oldalán, akkor létrejön az E_{se} potenciál. Ennek pontos értéke a Nernst-egyenletből kapható meg. A hámrétegnek elektromos impedanciája egy párhuzamos RC körrel modellezhető. A bőr alsóbb rétegeit tisztán ellenállásként jelennek meg (R_u).



1.14. ábra. A bőrre helyezett elektróda helyettesítőképe. Mivel elektrolit gélt használunk a jel vezetésének javítására, ez újabb határréteget jelent. Az így kapott modellben a bőr többi rétege, ill. egyéb szövetek egy ellenállásként jelennek meg (R_u). A helyettesítő képet befolyásolja még az izzadság is (E_p , C_p , R_p).

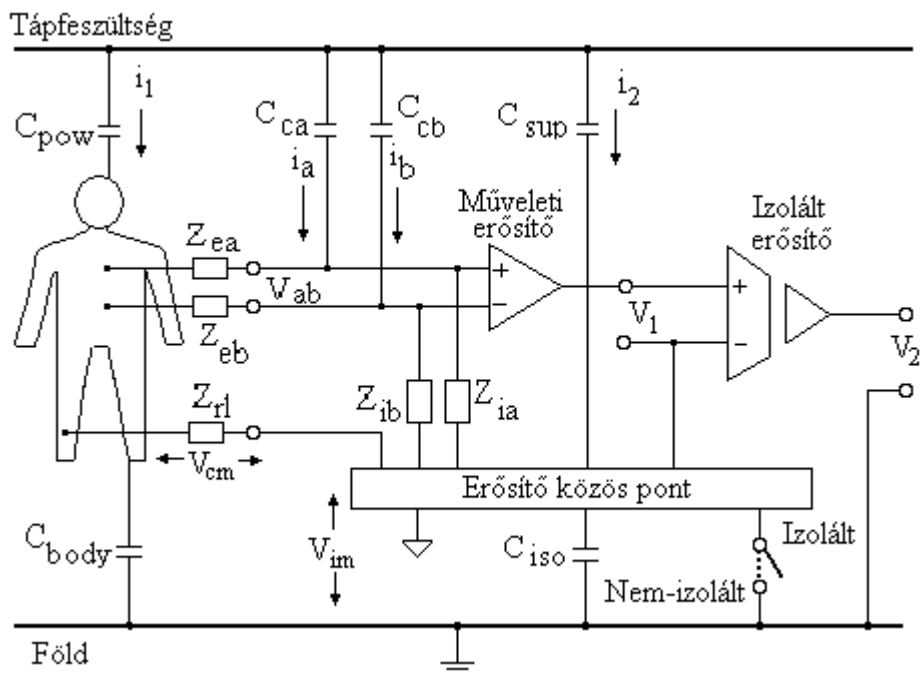
Az eddigiekből látható, hogy ha a legfelső hámréteg hatását csökkenteni tudjuk, akkor sokkal stabilabb elektróda-bőr kapcsolatot kapunk. Akkor tudjuk minimalizálni a legfelső hámréteg hatását, ha megszabadulunk ettől a rétegtől vagy egy részétől. Ez általában a bőr erőteljes dörzsölésével érhető el. Ha ez sikerül, akkor az elektromos helyettesítő képből eltűnik az E_{se} , C_e és az R_e .

Fontos megjegyezni, hogy a bőr ellenállása nagyon változó, még ugyanazon ember esetén is. A bőr ellenállása pl. változik az izzadással is. Ha ezt is figyelembe akarjuk venni a helyettesítő áramköri képből, akkor ki kell egészítenünk a modellt az E_p , R_p és C_p -vel, amelyek az izzadság befolyásoló hatását modellezik.

A bőrön való mérések során (pl. EKG) az ún. műtermékek minimalizálása érdekében (pl. alapvonal ingadozás az EKG-nél) fontos, hogy az elektróda- elektrolit-bőr geometriája ne változzon a mérés közben, ugyanis az elektródának az elektrolithoz képesti mozgása megváltoztatja az ionok eloszlását, így a fél-cella potenciált. Ez viszont a mérési eredmény romlásához vezet. Mivel a bőr hámrétege folyamatosan megújul (kb. 24 óra alatt teljesen visszaépül), a hámréteg ledörzsölése csak ideiglenesen oldja meg a problémát. Ezt elsősorban a hosszú idejű mérések során kell figyelembe venni.

1.6.2 Hálózati zavarforrások

1.6.2.1 Elektromos zavarok



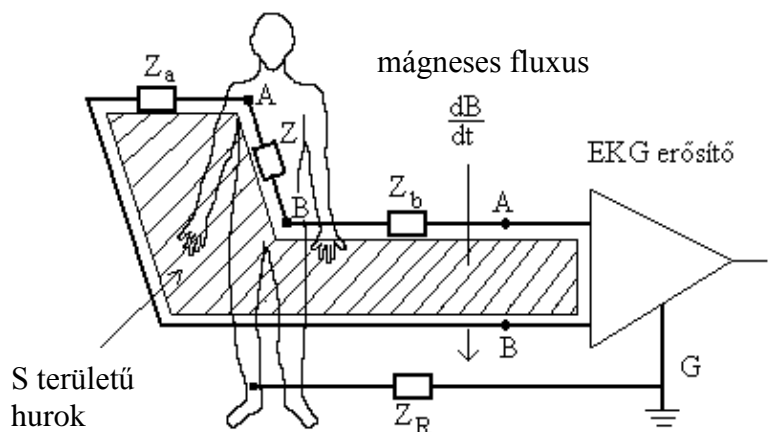
1.15. ábra. Izolált erősítő. Az elektromos zavarokra vonatkozó helyettesítő kapcsolás tipikus értékei: $C_{pow} = 3 \text{ pF}$, $C_{body} = 300 \text{ pF}$, $C_{sup} = 100 \text{ pF}$, $C_{iso} = 100 \text{ pF}$, $Z_{rl} = 20 \text{ k}\Omega$, $\Delta Z_e/Z_e = 50\%$.

Elektromos zavarok oka a hálózat felől „interferencia áramok” belépése a testbe, a mérő kábelekbe és az erősítő egységbe. Ezen áramok az ún. szórt-kapacitásokon keresztül jutnak be a mérőkábelekbe (C_{ca} , C_{cb} az 1.15. ábrán) és a páciensbe (C_{pow} az 1.15. ábrán). Szórt-kapacitásokon keresztül az erősítő is érintkezik a táphálózattal (C_{sup}).

A páciens és a hálózat közötti szórt kapacitást a mérőhely alkalmas megválasztásával lehet csökkenteni. Ez azt jelenti, hogy a mérőhely lehetőleg legyen távol mindenfajta elektromos kábeltől (kivéve persze magának a mérőberendezésnek a kábeleit).

1.6.2.2 Mágneses zavarok

A mágneses zavar abból adódik, hogy a hálózati vezetőkben folyó váltakozó áram mágneses teret hoz létre maga körül. Az időben változó mágneses tér a mérő áramkörben feszültséget indukál. Az, hogy a mérőberendezés vezetékai és a mért páciens együtt miként alkotnak zárt hurkot, az 1.16. ábrán látható. A mágneses úton indukált zavaró feszültség komponens legegyszerűbben a mérőkábelek összesodrásával csökkenthető. Tipikus értékek: $B = 0,3 \text{ }\mu\text{Vs/m}^2 = \text{ }\mu\text{T}$, $S = 0,1 \text{ m}^2$.



1.16. ábra. Ábra a mágneses zavar keletkezésének magyarázatához az ábrán.

1.6.2.3 A hálózati interferencia (zavar) csökkentése

A közös-módusú zavarójelnek az erősítő kimeneten történő megjelenése az alábbi két okra vezethető vissza:

- a véges közös-módusú jelelnyomás következtében,
- a közös-módusú zavarjel egy hányada a bemeneti áramkör aszimmetriája következtében szimmetrikus komponens hoz létre.

a) A közös-módusú jel bemenetre redukált ekvivalense:

$$U_{CM} / CMRR \quad (1.7)$$

ahol:

U_{CM} : közös-módusú jel

CMRR: közös-módusú jelelnyomási hányados

A b) mechanizmus lényege:

Az elektróda kábelek áramai miatt:

$$V_{ab} = i_a Z_{ea} - i_b Z_{eb} \approx i Z_e \left(\frac{\Delta Z_e}{Z_e} + \frac{\Delta i}{i} \right) \quad (1.8)$$

ahol:

$$i = \frac{1}{2}(i_a + i_b)$$

$$Z_e = \frac{1}{2}(Z_{ea} + Z_{eb})$$

A páciens, ill. az erősítő és a hálózati vezeték kapacitív csatolása miatt:

$$V_{ab} \approx V_{cm} \frac{Z_e}{Z_i} \left(\frac{\Delta Z_e}{Z_e} + \frac{\Delta Z_i}{Z_i} \right) \quad (1.9)$$

ahol:

$$Z_i = \frac{1}{2}(Z_{ia} + Z_{ib})$$

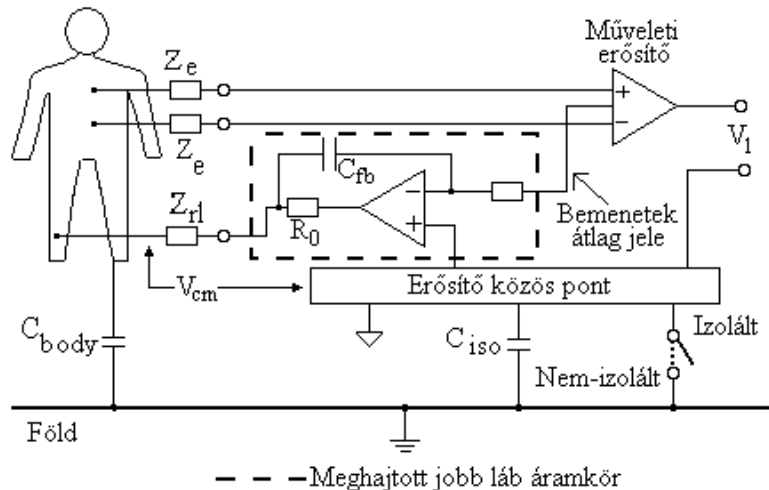
Aszimmetrikus zavar komponens csökkentési eljárásai:

a) *A bemeneti impedanciák különbségének csökkentésével:*

Nem izolált erősítő esetén a zavar nagysága elsősorban C_{pow} függvénye, izolált esetben C_{sup} és C_{iso} minimalizálása vezet eredményre.

b) *A közös módusú jel csökkentésével:*

Izolált és nem izolált esetben is, a közös-módusú bemeneti feszültség jelentősen csökkenthető az ún. meghajtott jobb láb technikával. Ebben az esetben egy extra erősítő segítségével a páciens az erősítő közös pontjának feszültségével hajtják meg. Ez látható az 1.17. ábrán.



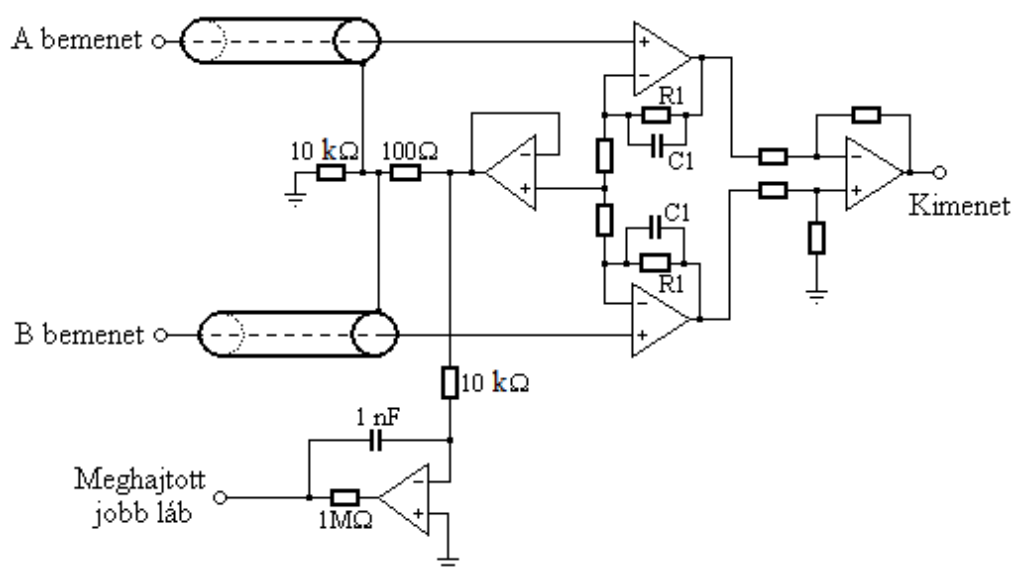
1.17. ábra. Közös-módusú zaj csökkentése.

c) *A mérőkábelek zavaráramának redukálásával*

Alapvető megoldás: árnyékolás. Árnyékolás használatánál vigyázni kell, ugyanis az árnyékoló réteg és a belső vezető szórt kapacitásokon keresztül érintkezik egymással. Ennek a hatását úgy lehet csökkenteni, hogy az árnyékoló réteget nem földpotenciálra helyezzük, hanem visszavezetjük rá a mért jel közel egységnyi hányadát (a teljes feszültség visszavezetése az erősítő gerjedését okozná!). Ennek lehetséges módzatai:

- az árnyékolás összekötése az erősítő közös pontjával,
- „guarding”(védőföldelés) a belső ér feszültségével,
- „guarding” a bemenő jelek átlagával.

Ezáltal csökken a jel vezeték és az árnyékoló réteg közötti potenciálkülönbség és így a befolyó zavaró áramok hatása is. Mivel a fenti megoldás pozitív visszacsatolást jelent, ezért ezen árnyékolási eljárások gondos tervezési eljárást igényelnek a visszacsatolás mértékének korlátozása érdekében. Az erre szolgáló kapcsolás az 1.18. ábrán látható. A fentiek értelmében megvalósított visszacsatolás a $10\text{ k}\Omega$ és a $100\ \Omega$ -os ellenállásokból megvalósított feszültségosztó következtében a jel 99%-át vezeti vissza az árnyékoló rétegbe.



1.18. ábra. Mérőkábelek zavaráramának redukálása „guarding” (védőárnyékolásos) technikával.

2 Vér- és levegőáramlás mérések [1,2,8]

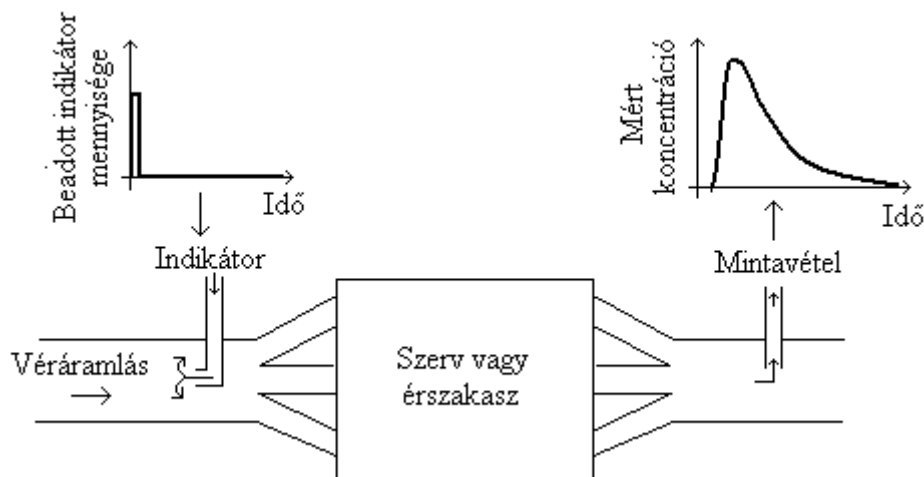
Jelen fejezet döntő mértékben a véráramlás problémáival foglalkozik, érintve mind a nagy- és a kis erekben, szövetekben történő mérési problémákat. További témaként áttekinti a levegőáramlás mérésének gyakoribb módszereit is.

2.1 Indikátoros mérések

Legyen a cél valamely az érkeresztmetszeten keresztül az időegység alatt átáramlott vér mennyiség meghatározása. A jelen fejezetben ismertetendő eljárások a vér mennyiség mérését a keringésbe juttatott indikátor koncentrációjának mérésére vezetik vissza. Első lépésben feltételezzük, hogy a térfogati áramlás értéke az időtől független, konstans értékű. Az időfüggő áramlás esetével később foglalkozunk.

2.1.1 Festék dilúciós (hígítási) módszer bólus (impulzus) bemenettel

A módszer festék indikátort használó változatának lényege: impulzusszerűen (bólus formában) az érrendszer kiszemelt pontján $t = 0$ időpillanatban juttatnak a keringésbe ismert, X mennyiségű indikátort. Az indikátor bejuttatása az áramlással szemben, nagysebességgel történik, annak érdekében, hogy az anyag minél jobban összekavarodjon az áramló vérrel, és egyenletesen oszoljon el. Ezt követően az injektálás helyétől (az áramlás irányában) bizonyos távolságra az áthaladó vérből ismert mennyiségű mintát véve meghatározható a vér-indikátor elegy indikátor koncentrációja. A minták sorozatából a koncentráció időfüggése megrajzolható. Az elmondottakat a 2.1. ábra szemlélteti.



2.1. ábra. Az indikátoros mérés elve.

Jelölje $c(t)$ a mért koncentrációt a t időpillanatban és legyen F – az egységnyi idő alatti térfogati áramlás [m^3/s] – állandó. Ekkor dt időintervallum alatt

$$dQ = Fc(t)dt$$

mennyiségű indikátor hagyja el a rendszert (áramlik át a vérrel). „Végtelen idő múlva” az egész indikátor mennyiség elhagyja a rendszert, azaz

$$X = \int_0^{\infty} Fc(t)dt = F \int_0^{\infty} c(t)dt$$

ahol a második egyenlőségénél kihasználtuk, hogy az időegység alatti térfogati áramlás állandó. Az állandó F térfogati áramlás mennyisége kiemelhető, így a beadott X indikátor mennyiség valamint a $c(t)$ koncentráció görbe ismeretében a keresett térfogati áramlás értékére az alábbi összefüggés adódik:

$$F = \frac{X}{\int_0^{\infty} c(t)dt} \quad (2.1)$$

A (2.1) egyenletet bevezetőjéről valamint a módszer tökéletesítőjéről *Stewart-Hamilton egyenletnek* nevezik.

A módszer alkalmazásával kapcsolatban az alábbi megjegyzések tehetők:

- Az F térfogati áramlás számítása alapjául szolgáló egyenletben a $c(t)$ koncentráció görbe „nyitott rendszerre” vonatkozik, amikor az indikátor a beadási pontból kifelé folyik és nem tér vissza (egy „kör megtétele után”). Ilyenkor $c(t)$ exponenciálisan csökkenő görbe. Zárt rendszerben, ahol az indikátor miután az önmagába visszatérő ércsatornákon végigfolyt, ismét megjelenik a mérőponton, újabb koncentráció csúcsot okoz, következésképpen a méréskiértékelés során korrekcióra van szükség, azaz a (2.1) egyenletben a koncentrációgörbének csak azon szakasza használható, amely a recirkulációs csúcsot megelőzi. A görbe lecsengő része – a lecsengés ismert jellegének figyelembevételével – extrapolálható.
- A Stewart-Hamilton egyenlet levezetése feltételezi, hogy a térfogati véráramlás sebessége állandó. Ez artériás oldalon nyilván nem teljesül amennyiben a pillanatnyi sebességeket nézzük, de a szív ciklusnyi időre átlagolt értékeire azonban már igen.

Mivel t időpillanatban $Fc(t)$ mennyiségű indikátor hagyja el a rendszert ezért a beadott indikátor mennyiségnek a

$$\frac{Fc(t)}{X}$$

része hagyja el a rendszert t időpillanatban (egy időegység alatt). Mivel

$$\int_0^{\infty} \frac{Fc(t)}{X} dt = 1$$

ezért az

$$f(t) = \frac{Fc(t)}{X}$$

függvény, az időegység alatt átfolyó indikátor hányad, az átfolyási idő sűrűségfüggvényének tekinthető.

Orvosi szempontból jelentősége van egy adott szerv vagy szövet által tartalmazott vérmennyiség megállapításának. Az előzőekből következik, hogy $[t, t+dt]$ időintervallum alatt, a beadott indikátor mennyiség

$$f(t)dt$$

része hagyja el a rendszert. Ha figyelembe vesszük, hogy a térfogati áramlás F , akkor azt kapjuk, hogy ezen időintervallum alatt

$$Ff(t)dt$$

mennyiségű vér hagyja el a rendszert. A vér által átfolyt szerv vagy szövet térfogata (pontosabban a szervben vagy szövetben levő vér átlagos térfogata) megkapható, ha az áramlási hányadot szorozzuk azon idővel, amely alatt indikátor detektálható a szervből vagy szövetből kijövő véráramban. Így

$$dV=[Ff(t)dt]t$$

Ebből a szerv (vagy szövet) térfogata (ld. fenti pontosítás):

$$V = F \int_0^{\infty} tf(t)dt \quad (2.2)$$

Mivel $f(t)$ azon indikátor hányad, amely egységnyi idő alatt elhagyja a szervet, ezért a

$$\bar{t} = \int_0^{\infty} tf(t)dt$$

mennyiséget a szövetet egységnyi idő alatt elhagyó átlagos indikátor hányadnak hívják. Ezzel:

$$V = F\bar{t} \quad (2.3)$$

2.1.2 Termodilúciós eljárás

Méréstechnikailag a fentiekben ismertetettnél előnyösebb az ún. *termodilúciós eljárás*. Ez is hígítási elven működő módszer, de itt a véráramba juttatott indikátor egy pontosan ismert, a test hőmérsékleténél alacsonyabb hőmérsékletű fiziológiás oldat. A könnyebbséget az jelenti, hogy a mérőponton a mintavétel és az azt követő kémiai analízis helyett elegendő a keveredés után kialakuló hőmérsékletet mérni, ill. a hőmérsékleti tranziens meghatározni.

A kvantitatív analízis egyenletét abból lehet levezetni, hogy a bejuttatott ismert mennyiségű és hőmérsékletű fiziológiás oldat által felvett hőmennyiség azonos az indikátort felvevő vérmennyiség által leadott hőmennyiséggel, azaz

$$V_i \sigma_i (T_{all} - T_i) \rho_i = V_v \sigma_v (T_v - T_{all}) \rho_v \quad (2.4)$$

ahol az egyenlőség bal oldalán az indikátor által felvett hőmennyiség, míg jobb oldalán a vér által leadott hőmennyiség látható, és:

V_i az injektált indikátor térfogata [m^3]

σ_i : az indikátor fajhője [$J/(kgK)$]

T_{all} : a kialakult közös hőmérséklet [K]

T_i : az indikátor hőmérséklete az injektálás előtt [K]

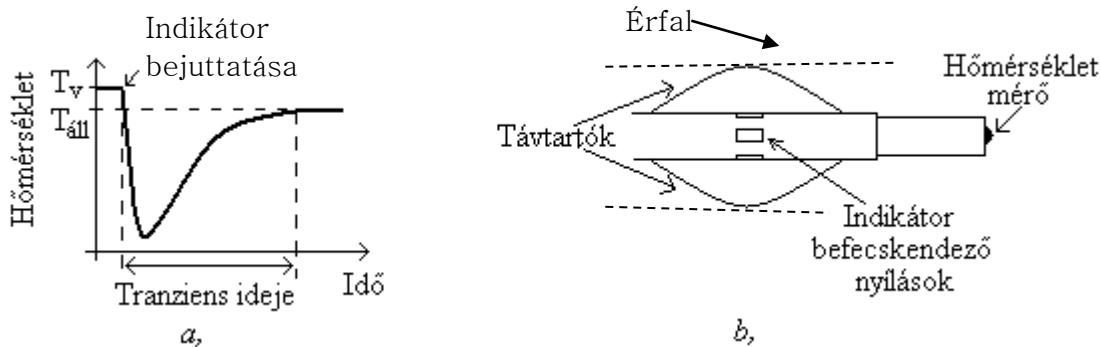
ρ_i : az indikátor sűrűsége [kg/m^3]

V_v : azon vér mennyiség térfogata, amelybe az indikátor bekerül [m^3]

σ_v : a vér fajhője [$J/(kgK)$]

T_v : vér hőmérséklete az indikátor injektálása előtt [K]

ρ_v : a vér sűrűsége [kg/m^3]



2.2. ábra. a: Termodilúció során mért hőmérséklet görbe jellege; b: a termodilúciós katéter elvi vázlatja.

A vér mennyiség abból számolható, hogy az egyenlő az átlagos áramlási sebességnek és a termodilúciós tranziens hosszának a szorzatával, ami egy térfogat jellegű mennyiség (2.2. ábra). Ha F jelöli az időegység alatti térfogati áramlást és t a termál dilúciós görbe eleje és vége közötti idő másodpercben (azaz T_{all} hőmérséklet t idő alatt áll be), akkor a vér indikátor rendszernek t idő alatt a hőmérőnél elfolyó térfogata:

$$V = Ft$$

Ebből kivonva a bejuttatott V_i indikátor mennyiséget, a hőmérő alatt elhaladt vér mennyisége:

$$V_v = Ft - V_i$$

Ezt behelyettesítve a (2.4) egyenletbe kapjuk, hogy

$$[Ft - V_i] \sigma_v (T_v - T_{all}) \rho_v = V_i \sigma_i (T_{all} - T_i) \rho_i$$

ebből F áramlás:

$$F = \frac{V_i}{t} \left[1 + \frac{(T_{all} - T_i) \sigma_i \rho_i}{(T_v - T_{all}) \sigma_v \rho_v} \right] \quad (2.5)$$

A jobb oldali mennyiségek ismertek, ill. a termodilúciós görbéből leolvashatók.

A termodilúciós mérés gyakorlati megvalósításánál ügyelni kell arra, hogy az érzékelő az ér közepén legyen. Ezt segítik a katéteren található távtartók (2.2b. ábra).

2.1.3 Véráramlás mérése diffúzibilis indikátorokkal

Ennél a módszernél is valamely szerv vagy szövet véráramlása az érpályába adott indikátor sorsának a követésével határozható meg, de az előző két módszernél általánosabb feltételek mellett. A módszer elvi alapját az anyagmegmaradás törvénye szolgáltatja, amelynek értelmében Δt idő alatt a szervbe (szövetbe) az artériás oldalon belépő Q_a indikátor mennyiséggel három dolog történhet: Q_v mennyiség távozik a szervből a vénás oldalon. Q_m mennyiségű indikátor metabolizálódik (az anyagcsere következtében eltűnik a rendszerből, felhasználódik), Q_t mennyiségű indikátor felhalmozódik a vizsgált szervben vagy szövetben (azaz nem észleljük a távozását). Tehát:

$$\frac{Q_a}{\Delta t} = \frac{Q_v}{\Delta t} + \frac{Q_m}{\Delta t} + \frac{Q_t}{\Delta t} \quad (2.6)$$

Amennyiben speciális esetként feltételezzük, hogy az indikátor nem halmozódik fel az adott szervben (szövetben), tehát $Q_t = 0$, továbbá a belépő és kilépő indikátor mennyiségeket a térfogati áramlással (F), valamint az artériás (C_A) és a vénás (C_V) oldalon mérhető koncentrációval fejezzük ki, adódik:

$$\frac{Q_a}{\Delta t} = FC_A$$
$$\frac{Q_v}{\Delta t} = FC_V$$

Ezekkel a (2.6)-ba történő behelyettesítés és átrendezés után kapható, hogy:

$$\frac{Q_m}{\Delta t} = F(C_A - C_V) \quad (2.7)$$

A (2.7) egyenletet nevezik *Fick-egyenletnek* (Adolf Eugen Fick német fiziológus 1856-ban publikálta). Ez az egyenlet tette lehetővé a "cardiac output" (a szív által 1 perc alatt továbbított vérmennyiség) meghatározását egy természetes indikátor, a véroxigén (vagy a széndioxid koncentrációjának) mérése alapján artériás (C_A) és vénás (C_V) oldalon, valamint a tüdő által történő oxigén felvétel (vagy a széndioxid leadás) mérésével ($Q_m / \Delta t$). Ezen mért értékekből a (2.7) egyenlet segítségével az F meghatározható.

Hasonló elven mérhető, pl. a vese véráramlása egy szelektíven csak a vesében dúsuló indikátor *para-amino-hippursav* (*PAH*) alkalmazásával. Ebben az esetben Δt idő alatt a vizeletben megjelenő (a vese által kiválasztott) *PAH* mennyiséget kell megmérni, valamint ismét az artériás és a vénás *PAH* koncentráció különbségét.

A (2.6) alapösszefüggésünket olyan indikátorra alkalmazva, amelyik nem metabolizálódik, tehát $Q_m = 0$, az egyenlet olyan változata állítható elő, amely a szervben (szövetben) felhalmozódó indikátormennyiség meghatározását teszi lehetővé Δt idő alatt. Ekkor az alapegyenlet:

$$\frac{\Delta Q_t}{\Delta t} = F(C_A - C_V) \quad (2.8)$$

Amennyiben az indikátor az érpályából szabadon diffundál a szövetbe, a fenti egyenlet tovább egyszerűsödik. Ilyenkor a $\Delta Q_t / \Delta t$ hányados arányos a szöveti $\Delta C / \Delta t$ -vel, egész pontosan

$$\frac{dC(t)}{dt} = \frac{1}{V} \frac{dQ_t}{dt} \quad (2.9)$$

ahol $C(t)$ a t időpillanatban a szervben vagy szövetben lévő indikátor koncentrációja, V a szerv vagy szövet térfogata. Ezt behelyettesítve a (2.8)-ba adódik, hogy:

$$\frac{dC(t)}{dt} = \frac{F}{V} (C_A - C_V) \quad (2.10a)$$

Ezt integrálva 0-tól t -ig, az eredmény:

$$C(t) = \frac{F}{V} \int_0^t (C_A - C_V) dt \quad (2.10b)$$

Állandósult állapotban a szövet, ill. a vénás vér indikátor koncentrációjának az arányát az ún. *vér-szövet megosztási hányados*, λ , határozza meg, azaz

$$C(t) = \lambda C_V \quad (2.11)$$

A λ értéke a gyakorlatban előforduló anyagokra tabulált formában fellelhető. A fentiek alapján a Δt idő alatt felhalmozott indikátor mennyiségekről az indikátor koncentrációkra áttérve a (2.9) alapján, a térfogat egységére számított áramlás az alábbi képlettel számítható (2.10b) és a (2.11) felhasználásával:

$$\frac{F}{V} = \frac{\lambda C_V}{\int_0^t (C_A - C_V) dt} \quad (2.12)$$

A módszer egy változata alkalmazható valamely szövet *kapilláris áramlásának* mérésére is. Az indikátort bólus (impulzus) szerűen direkt módon a vizsgálandó szövetbe fecskendezve, és feltételezve, hogy a vérbe injektált indikátor recirkulációjával (ismételt megjelenésével) nem kell számolni (pl. a tüdőn áthaladva teljesen kiürül a vérből). A szöveti koncentráció időfüggését az alábbi egyenlet mutatja:

$$C(t) = C(0) e^{-\frac{F}{\lambda V} t} \quad (2.13)$$

ahol $C(0)$ a bólus szerűen beadott indikátor mennyisége, F a térfogati áramlás egységnyi idő alatt, λ a vér-szövet megosztási hányados, V a szerv vagy szövet térfogata. Ezt hívják „*kimosási*” vagy „*clearance*” elvnek. A (2.13) egyenlet abból jön ki, hogy ekkor a szervben vagy szövetben lévő indikátor koncentrációjának megváltozása számítható a (2.10a) és a (2.11) felhasználásával, mint

$$\frac{dC(t)}{dt} = \frac{F}{V} \left(C_A - \frac{C(t)}{\lambda} \right) = \frac{F}{\lambda V} (\lambda C_A - C(t))$$

Ha az indikátor beadása bólus (impulzus) szerűen történt, akkor $C_A = 0$, és az így kapott, $C(t)$ -re vonatkozó differenciálegyenlet megoldásaként adódik (2.13).

Ennek a „kimosási” (*clearance*) módszernek az alkalmazásával, pl. fiziológiás sóoldatban oldott nemesgáz izotóp (pl. ^{133}Xe) alkalmazása esetén könnyen meghatározható az exponensben lévő konstans, amely az adott szövet térfogategységnyi részének áramlását szolgáltatja (az egyenlet logaritmusát véve a probléma a koncentráció mérések alapján egy egyenes iránytangensének meghatározására egyszerűsödik).

A fenti módszer (kidolgozói után *Kety-Schmidt módszer, 1944*) alkalmazható, pl. az agyi keringés vizsgálatára is, a carotisba (nyaki verőér) fecskendezett indikátorral.

2.2 Ultrahangos véráramlás mérések

2.2.1 Mérés a Doppler-elv alapján

Az ultrahangos áramlásmérési technikák közül jelen összefoglaló a noninvazív áramlásmérések témáját emeli ki, tekintettel ezek nagy gyakorlati jelentőségére. Hasonlóan jelen fejezet más részeihez, a cél a fontosabb elvi kérdések és lehetőségek felvázolása.

A mérések elméleti alapját a *Doppler-jelenség* (felismerője Christian Doppler, osztrák fizikus, 1842) adja, amelynek értelmében egy hangforrás által kibocsátott f_0 frekvenciájú jel frekvenciáját egy olyan érzékelő, amely v sebességgel közeledik a forráshoz f_0 -nál magasabb frekvenciájúnak érzékeli, ellentétben azzal, amikor hasonló sebességgel távolodik a forrástól, ilyenkor az észlelt rezgés frekvenciája f_0 -nál alacsonyabb. Amennyiben az elvet véráramlás mérésre használják, a forrás egy ultrahang tartományban rezgő kristály, érzékelőként a vér vörösvértestei szolgálnak, amelyek a fenti elvnek megfelelően a kristály jel frekvenciáját saját sebességvektoruktól függően, f_0 -nál magasabbnak vagy alacsonyabbnak érzékelik. Ennek megfelelően a hanghullámok hatására saját maguknak, mint elemi hangszóróknak a rezgési frekvenciája ennek megfelelően alakul. A vörösvértesteknek, mint elemi forrásoknak az f_0 -tól eltérő frekvenciáját a mérőfej egy másik (nyugalmi helyzetű) kristályával érzékeli, így másodszor is hasonló frekvencia eltolódási mechanizmus játszódik le, de ezúttal a mozgó elemi rezgéseltető frekvenciáját érzékeli a Doppler-elvnek megfelelő frekvencia eltolódással az álló érzékelő kristály.

Az elmondottak matematikailag a következőt jelentik. Legyen az ultrahang generátor által kibocsátott jel frekvenciája f_0 , v a véráramlás sebessége, c az ultrahang terjedési sebessége a vérben (2.3. ábra). Feltételezve, hogy a kibocsátott ultrahanghullám és a vörösvértestek egymás felé haladnak, a vörösvértestek által érzékelt frekvencia:

$$f_1 = \frac{f_0(c + v \cos \theta)}{c}$$

ahol, θ az ultrahang nyaláb és a vörösvértestek sebességvektorai által bezárt szög. Mivel a vörösvértestek f_1 frekvenciát érzékelnek, ezzel a frekvenciával kezdenek rezegni, és így másodlagos forrásként f_1 frekvenciájú gömb-szimmetrikus ultrahanghullámot bocsátanak ki. Mindez azért történik, mert a vörösvértestek sokkal kisebbek az ultrahang hullámhosszánál. A vörösvértestek által kibocsátott f_1 frekvenciájú ultrahangot – a forrás mozgása miatt – az ultrahangot vevő kristály f_2 frekvenciájúnak érzékeli, ahol:

$$f_2 = f_1 \frac{c}{c - v \cos \theta}$$

Az f_2 frekvencia meghatározásakor feltételeztük, hogy az adó és a vevő kristály annyira közel van egymáshoz, hogy vevő kristály felé menő ultrahanghullám vektora és a vér áramlásának sebesség vektora között is θ szög van, továbbá figyelembe vettük, hogy ekkor az ultrahanghullám és a forrás (a rezgő vörösvértest) „egy irányba” halad, ezért a frekvenciának növekednie kell. Így a mérhető frekvencia eltolódás:

$$\Delta f = f_2 - f_0 = f_0 \frac{c + v \cos \theta}{c - v \cos \theta} - f_0 = \frac{2vf_0 \cos \theta}{c - v \cos \theta}$$

Mivel $c \gg v$, végeredményként kapjuk, hogy

$$\Delta f = \frac{2vf_0 \cos \theta}{c} \quad (2.14)$$

c : hangterjedés sebessége [m/sec]

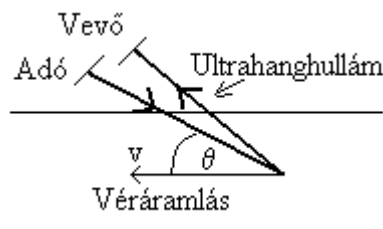
f_0 : Az ultrahang generátor (forrás) frekvenciája [Hz]

v : a véráramlás sebessége [m/sec]

θ : a véráramlás v sebesség vektora és az ultrahang nyaláb iránya által bezárt szög [rad]

Δf : Doppler-eltolódás [Hz]

Doppleres ultrahangos mérés során fontos, hogy hogyan helyezzük el az adó és a vevő kristályt egymáshoz képest, ugyanis az érzékelt jel nagysága függ ettől. Eddigiek során feltételeztük, hogy az adó és a vevő kristály egymás mellett helyezkedik el, amely helyzetről belátható, hogy nagy mérhető jelet eredményez.



2.3. ábra. A Doppler elven történő véráramlás mérésének elrendezése.

2.3 Véráramlás mérése elektromágneses elven

Az elektromágneses véráramlás mérő működése a *Hall-effektuson* alapul. Az effektus névadó felfedezője 1879-ben Edwin Hall, bár más adatok szerint a jelenséget Maxwell már 1865-ben leírta. Alkalmazását az teszi lehetővé, hogy a vérben pozitív és negatív ionok vannak. Ezt kihasználva, amennyiben a vizsgált érszakaszon a véráramlás irányára merőleges \mathbf{B} indukciójú mágneses teret alkalmazunk, akkor a \mathbf{v} és \mathbf{B} vektorok által meghatározott síkra merőlegesen (a $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ vektori szorzat értelmében; 2.4a. ábra) Lorentz-erő keletkezik, ami a töltött részecskéket a polaritásuktól függően, az érfal ellentétes oldalára tereli. Az érfal ellentétes oldalain felhalmozódó töltések az áramlás irányára merőlegesen elektromos erőteret hoznak létre, amelynek iránya ellentétes a Lorentz-erővel. Ez a folyamat addig tart, amíg a két

erő nagysága azonossá nem válik, azaz egyensúlyi helyzet ki nem alakul. Vektoriális jelöléssel a kialakuló erők:

$$\mathbf{F}_{\text{Lorentz}} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

A töltésszétválasztással létrehozott elektromos erő nagysága pedig:

$$\mathbf{F}_{\text{Elektromos}} = -q\mathbf{E} = -q \frac{U}{d}$$

ahol:

\mathbf{E} : a töltésszétválasztással létrehozott elektromos térerősség [V/m]

U : a töltésszétválasztásból származó, mérhető feszültség [V]

d : az ér átmérője [m]

Speciális esetként feltételezve, hogy az áramlás a z tengely irányában történik, és a mágneses indukció vonalak az x tengely irányával esnek egybe, a fenti egyenletek értelmében az egyensúlyi helyzetben a két erőt egyenlővé téve kapjuk, hogy

$$q \frac{U}{d} = qv_z B_x$$

Ebből kifejezve a U feszültséget adódik, hogy:

$$U = B_x \cdot d \cdot v_z \quad (2.15)$$

ahol:

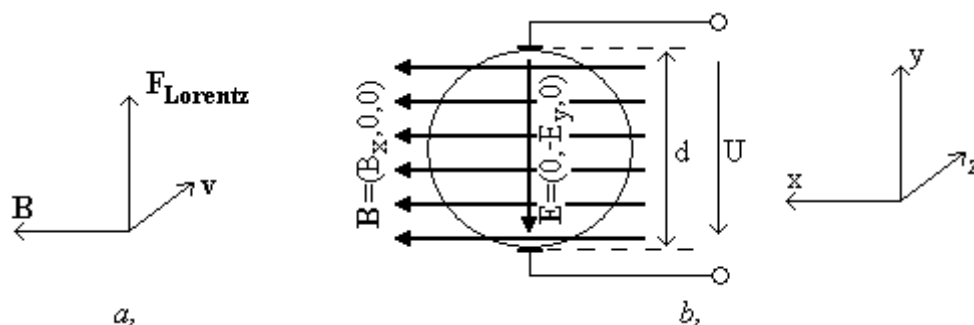
U : az elektromágneses véráramlás mérő kimenő feszültsége [V]

B : mágneses indukció vektor nagysága [Vs/m²]

d : a vizsgált ér átmérője [m]

v : a véráramlási sebesség vektor nagysága [m/s]

Az érzékelő sematikus elrendezését a 2.5. ábra mutatja.



2.4 ábra. Az elektromágneses véráramlás mérő felépítésének elvi vázlata. (\mathbf{v} : véráramlás vektora a papír síkjára merőlegesen lefele mutat, \mathbf{B} : indukció vektor, \mathbf{E} : Lorentz-erő vektora)

A gyakorlatban alkalmazott érzékelőknél az állandó mágnes helyett váltakozó árammal táplált elektromágnes alkalmaznak. A 2.3.1. fejezetben tárgyaljuk a váltakozó

áramú gerjesztés következtében előálló mérés technikai problémát, és ennek kiküszöbölési módját.

A továbbiakban röviden bemutatjuk a homogén mágneses gerjesztés esetében kialakuló érzékenység-eloszlást. A látszólag egyszerű érzékelő mérési tulajdonságait analizálva, *Bevir* megmutatta, hogy az egész keresztmetszetben homogén \mathbf{B} mágneses indukció esetén, a vizsgált ér keresztmetszet különböző pontjain áthaladó elemi vércsővecskékhez tartozó sebességvektorokra a bemutatott elrendezés nem azonos módon érzékeny. Az ún. reciprocitási elv alkalmazásával az érzékenység eloszlás elegánsan számítható [8]. Ugyanis a reciprocitási elv értelmében az érzékenységet az egyik érzékelő ponton beinjektált, a másikon elvezetett áram hatására az ér keresztmetszet mentén kialakult áramsűrűség eloszlás jellemzi. Amennyiben az érzékenységet az érben áramló vér lokális sebességvektoraira vonatkoztatjuk, akkor az érzékenységi vektortér kiszámítható a

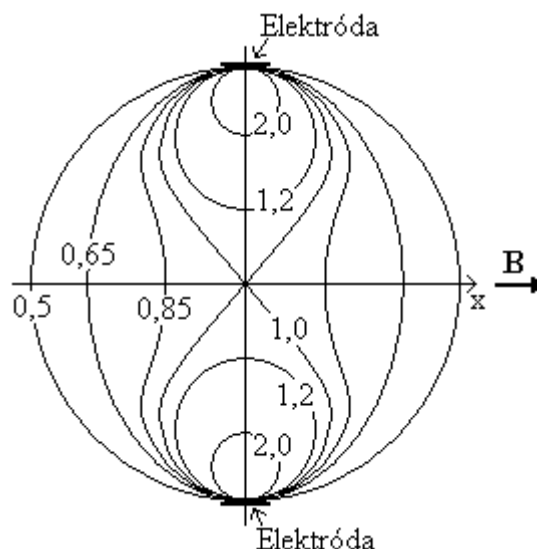
$$\mathbf{W} = \mathbf{B} \times \mathbf{j}$$

formulával, ahol \mathbf{B} az adott lokális helyen mérhető mágneses indukció vektor, míg \mathbf{j} az adott helyen, a reciprocitási elvvel mérhető áramsűrűség vektora.

Példaként a 2.5. ábra mutatja, hogy a helytől függő \mathbf{W} érzékenységi vektortér abszolút értékei miként alakulnak a homogén mágneses tér gerjesztésű érzékelőknél. Látható, hogy ugyanaz a \mathbf{v} sebességvektor az elektródák közelében akár négyszer akkora elemi hozzájárulást adhat a kimenő jelhez, mint egy hasonló sebességvektor az x tengely és az ér keresztmetszet metszéspontjában. Az érzékenység eloszlást figyelembe véve a mért feszültség a

$$U = \iiint_V \mathbf{W} \mathbf{v} dV$$

formulával számolható ki, ahol az integrálást a teljes bemágnesezett ér térfogatra kell elvégezni.



2.5. ábra. Homogén mágneses térű, pontelektródás elektromágneses véráramlás mérő kimenő kapcsain mérhető feszültség pontos értéke függ az összefüggésben szereplő \mathbf{W} érzékenységi vektor nagyságától a

vizsgált érkeresztmetszet mentén. A W érzékenység néhány szintvonalát jelöli az ábra [8].

Az érzékelő fejlesztés nehézségeinek és egyben lehetőségeinek szép példája a Wyatt által optimalizált megoldás, amely a keresztmetszet mentén közel homogén érzékenység eloszlást azáltal érte el, hogy a B mágneses indukciót alkalmas tekercselési eljárással úgy tette helyfüggővé, hogy az biztosítsa W közel azonos voltát az egész keresztmetszetre. A feladat megoldása egy nyomtatott áramköri technológiával készített tekercsrendszer mintázatának kidolgozását jelentette [8].

Megjegyezzük, hogy azonos W érzékenység eloszlás esetén U a térfogati áramlással arányos.

2.3.1 Az elektromágneses áramlásmérő mérés technikai problémái, megoldási módszerei

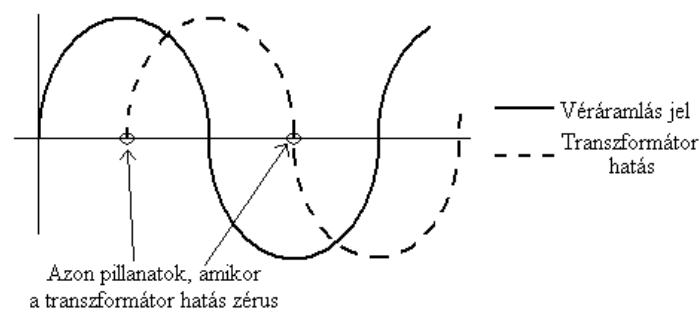
A fentiekben az elektromágneses áramlásmérő „hasznos jelkomponensének” kérdéseivel foglalkoztunk. A gyakorlati alkalmazások szempontjából fontos azonban az a zavarkomponens, amely az érzékelő elektródák áramkörében indukálódik a B váltakozó mágneses indukció hatására (transzformátorhatás). Ez azért fontos, mert a gyakorlatban a transzformátorhatásból származó feszültség jóval nagyobb lehet, mint az áramlásból származó feszültség. A mérhető feszültség – a transzformátor hatásból származó feszültséget is figyelembe véve, – az

$$U = Bd(v \sin(\omega t) + k \cos(\omega t))$$

összefüggéssel számolható, ahol a $k \cos(\omega t)$ tag származik a transzformátorhatásból, k az elektródák és az áramlási sebesség vektorától függő konstans.

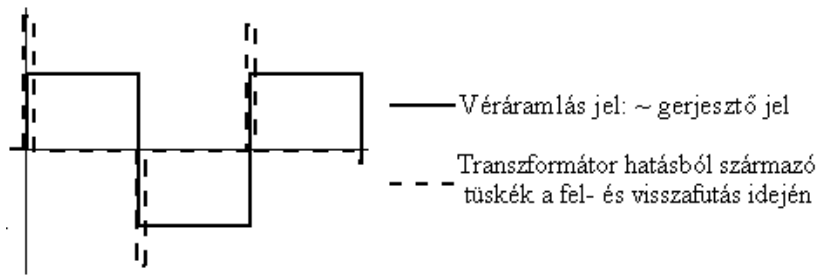
A lehetséges zavarkiküszöbölési eljárásnak két lehetősége van:

- a) Szinuszos gerjesztés esetén akkor kell mintavételezni, amikor a transzformátorhatásból származó koszinuszos tag értéke zérus (2.6. ábra).



2.6. ábra. Egyszerűsített ábra a transzformátor hatás szűrésének magyarázatához szinuszos gerjesztés esetén.

- b) Olyan nem szinuszos gerjesztést kell alkalmazni, amely hatása rövid és jól kikapuzható, pl. négyszög-alakú gerjesztés esetén (2.7. ábra).

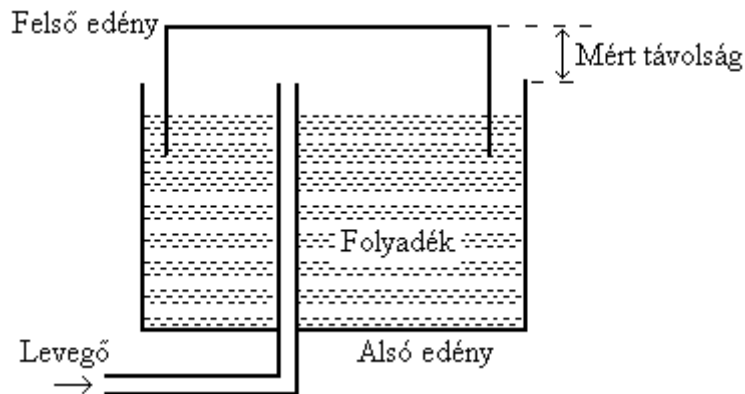


2.7. *ábra.* Segédábra a transzformátorhatás szűrésének magyarázatához nem szinuszos gerjesztés esetén.

2.4 A levegőáramlás mérésének fontosabb módszerei

2.4.1 Spirométer

A levegőáramlás mérés klasszikus eszköze a *harangos spirométer*, amely két koncentrikus edényből áll (2.8. ábra). A külső edény vízzel töltött, amelybe szájával lefele merül a kisebb átmérőjű koncentrikus edény. (Ezen kívül léteznek más kialakítású spirométerek is.)



2.8 *ábra.* A harangos spirométer egyszerűsített ábrázolása.

Hasonlóan egy bűvárharanghoz, a belső edény belemerül a vízbe, de a felső részében levegő van. Ez a belső elzárt légtér kapcsolatban van azzal a csővel, amibe a vizsgált egyén a légzés során belefúj. A zárt térrészben a levegőnyomás ingadozása miatt a felső edény jobban vagy kevésbé merül a folyadékba. Ez a mozgás elektromos jellé transzformálható és időfüggvényként ábrázolható. A rögzített időfüggvények a légzési manőverekhez rendelhető levegő térfogatokat ábrázolják az idő függvényében. A módszer lehetővé teszi a felszínes légzéshez tartozó légzési térfogatok, a maximális akaratlagos kilégzéshez és a maximális belégzéshez tartozó térfogati értékek megmérését, valamint számos más paraméter mérését is.

2.4.2 A Fleisch-pneumotachométer

A Fleisch-pneumotachométer egyszerű eszköz a levegő áramlási sebességének mérésére. Lényegét a *Venturi-cső* elve adja (2.9. ábra), amely értelmében lamináris (örvénymentes) áramlás esetén, amennyiben a csőbe szűkületet (áramlási ellenállást) építenek be, a szűkület előtti részben, valamint a szűkületben mért nyomás különbsége egyenesen arányos az áramló gáz sebességével. A módszer alapegyenlete:

$$\Delta p = \frac{8\eta l F}{\pi r^4} \quad (2.16)$$

ahol:

η : a levegő dinamikai viszkozitása [$Pa \cdot s$] ($1,8 \cdot 10^{-5} Pa \cdot s$ szárazlevegőre)

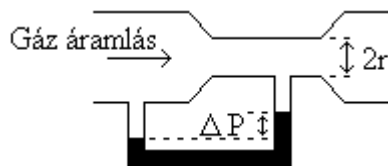
l : szűkület hossza [cm]

v : levegőáramlási sebesség [cm^3/s]

r : szűkület sugara [cm]

Δp : szűkület előtti és a szűkületben mért nyomás különbsége [Pa]

F : levegő térfogati áramlása [cm^3/s]



2.9. ábra. A Venturi-elven működő levegőáramlás mérés vázlatja.

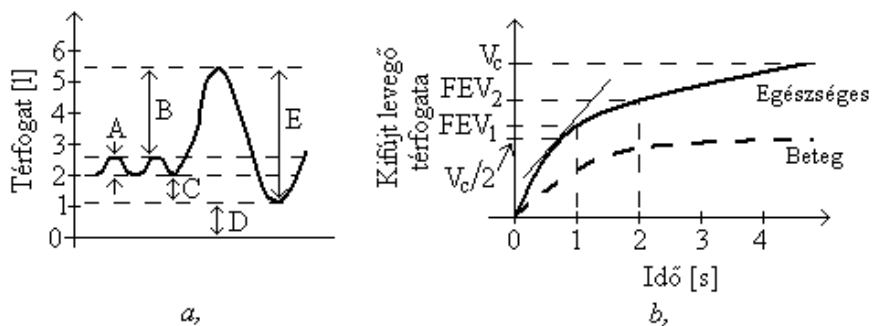
A gyakorlati megvalósításnál annak érdekében, hogy nagy áramlási sebességek esetén is biztosítani lehessen a levegő lamináris áramlását a tachométerben, kapilláris csőköteggel valósítják meg a szűkületet. Annak érdekében, hogy a kicsapódó nedvesség ne szűkítse tovább a keresztmetszetet, a kapilláris köteget fűteni szokták. A nyomáskülönbség mérésére érzékeny nyomásmérőt alkalmaznak.

2.4.3 A légzőrendszer jellemzésére használt legfontosabb paraméterek

A légzőrendszer jellemzésére használt legfontosabb paraméterek a következők (2.10. ábra):

- Felszínes légzés térfogata (A , 2.10a. ábra): normál nyugodt körülmények között belélegzett, ill. kilélegzett levegő térfogata.
- Belégzési tartalék (B , 2.10a. ábra): a maximális akaratlagos belégzés során a tüdőbe jutó levegő térfogata, levonva belőle A -t.
- Kilégzési tartalék (C , 2.10a. ábra): normál, felszínes kilégzés után még akaratlagosan kifújható levegő térfogata.
- Vitálkapacitás (E , 2.10a. ábra): maximális belégzést követően, kifújható levegő térfogata.

- Teljes tüdőkapacitás ($E + D$, 2.10a. ábra): a vitálkapacitás és a reziduális levegő (D) térfogatának összege.
- Erőltetett kilégzési mérések (2.10b. ábra): ezek maximális beléggzéssel kezdődnek, és utána olyan gyorsan kell kifújni a levegőt amilyen gyorsan lehetséges. Mérik a FEV_1 , ill. a FEV_2 értéket szokás, amik az erőltetett kilégzési térfogatot jelentik a mérés kezdése utáni 1 ill. 2 másodperc alatt. Szintén szokták mérni a maximális közép-kilégzési arányt, amely *kilégzett levegő térfogat – idő* görbe meredeksége a levegő fél térfogatánál. (2.10b. ábra)



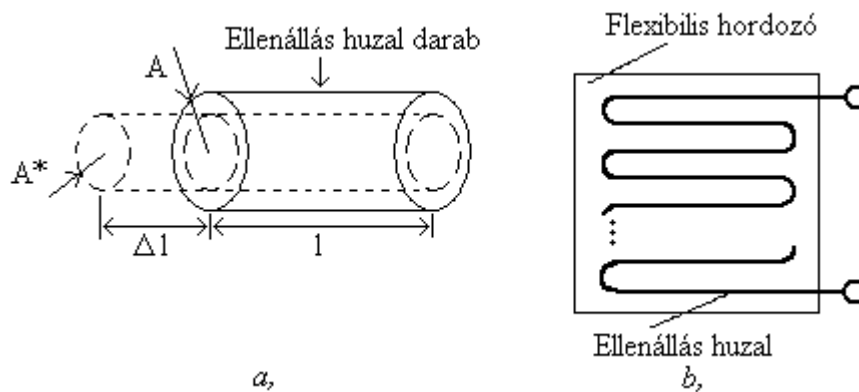
2.10. ábra. A légzőrendszer jellemzésére használt paraméterek.

3 Mechanikai jelek mérésének elvei [1,2,10-12]

3.1 Elmozdulás érzékelők

3.1.1 Ellenállás változáson alapuló elmozdulás érzékelők

A mechanikai mennyiségek mérésének egyik gyakori célja az elmozdulás (alakváltozás), a megnyúlás mérése. Ennek régóta alkalmazott eszköze a *nyúlásmérő bélyeg*. Működése azon az egyszerű elven alapul, hogy egy huzal ellenállása (ismert anyagú, átmérőjű, hosszúságú) nyújtás hatására kismértékben megváltozik. Ismeretes, hogy a huzal R ellenállása arányos az anyag fajlagos ellenállásával és hosszával, ill. fordítottan arányos a keresztmetszetével. Nyújtás hatására a huzalhossz Δl értékkel megnő, miközben keresztmetszete úgy csökken (A^* -ra), hogy a huzal térfogata állandó maradjon (3.1a. ábra). A két geometriai adat változása a ΔR ellenállás növekedésre vezet, aminek százalékos aránya a nyúlásmérőre jellemző érték.



3.1. ábra. A nyúlásmérő bélyeg működési elve és felépítése. a: segédábra az ellenállás megváltozásának magyarázatához. b: nyúlásmérő bélyeg felépítése.

A ρ fajlagos ellenállású, l hosszúságú és A keresztmetszetű vezető ellenállása az

$$R_l = \rho \frac{l}{A}$$

összefüggéssel számolható. Feltételezve, hogy a huzal megnyújtása nem változtatja meg a fajlagos ellenállást, ha a vezeték hossza Δl -el megnő, akkor a megnyúlt vezető keresztmetszete úgy változik A^* -ra, hogy a vezeték térfogata ne változzon, tehát érvényesül a

$$V = lA = (l + \Delta l)A^* \quad (3.1)$$

összefüggés. Ebből a megnyúlt vezető ellenállása

$$R_{l+\Delta l} = \rho \frac{(l + \Delta l)}{A^*} \quad (3.2)$$

A (3.1)-ből kifejezve A^* -ot

$$A^* = \frac{lA}{l + \Delta l}$$

ezt behelyettesítve az $R_{l+\Delta l}$ (3.2) kifejezésébe adódik, hogy

$$R_{l+\Delta l} = \rho \frac{l + \Delta l}{\frac{lA}{l + \Delta l}} = \rho \frac{(l + \Delta l)^2}{lA}$$

Így a hosszváltozásból származó ellenállás-változás közelítőleg:

$$\Delta R = R_{l+\Delta l} - R_l = \rho \frac{(l + \Delta l)^2}{lA} - \rho \frac{l}{A} = \rho \frac{l^2 + \Delta l^2 + 2l\Delta l - l^2}{lA} = \rho \frac{2l\Delta l}{lA} = 2R_l \frac{\Delta l}{l} \quad (3.3)$$

Látható, hogy a $(\Delta R / R) / (\Delta l / l)$ változás értéke, a bélyegállandó, (gauge-factor) 2-vel egyenlő. Ez fémek esetén igaz, félvezetők esetében akár 100 körüli értéket is elérhet, azért, mert félvezetők esetében a fajlagos ellenállás is megváltozik a mechanikai deformáció hatására.

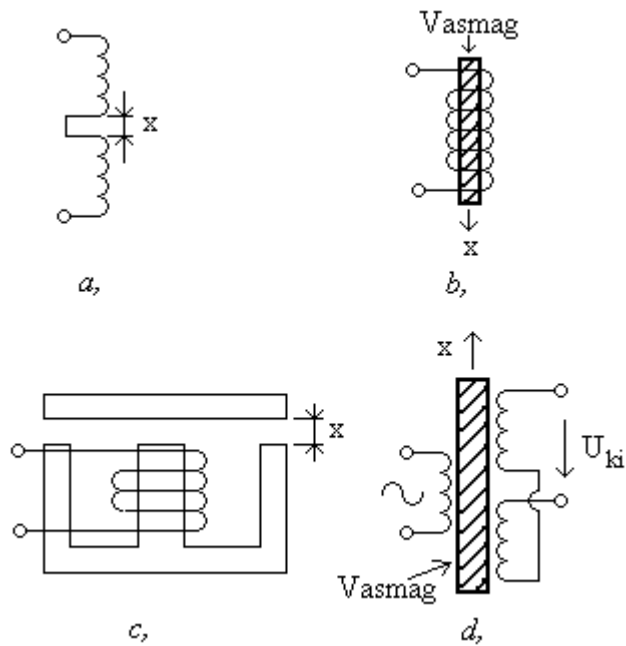
Egy nyúlásmérő bélyeg látható a 4.1b. ábrán. Egy flexibilis hordozóra van rápárolgatva az ellenállás huzal. Amennyiben a flexibilis hordozó deformálódik, akkor változik az ellenállás huzal hossza és így az ellenállása is, ami viszont már elektromos eszközökkel mérhető.

3.1.2 Induktivitás változáson alapuló érzékelők

Az elmozdulás mérések további lehetőségét szolgáltatják az induktivitás változáson alapuló érzékelők. Az induktív elvű mérések abból indulnak ki, hogy egy tekercs L induktivitása három paramétertől: a tekercs n menetszámtól, a G formatényezőtől (amely a tekercs geometriai viszonyai által meghatározott), valamint a μ permeabilitástól függ. Ezekkel:

$$L = n^2 G \mu \quad (3.4)$$

A képlet alapján induktív elmozdulás érzékelő készíthető, amennyiben a két részből álló átalakító részei egymáshoz képest relatíve elmozdulhatnak és így módosítják a G formatényező értékét, vagy a μ értékét illetve mindkettőt. Induktív érzékelővel készíthető pl. mikrofon, azaz a módszer alapvetően kis elmozdulás mérések eszköze. Néhány lehetséges elvi konstrukció a 3.2. ábrán látható. Azonban az ún. „linear variable differential transformer” (LVDT) segítségével (3.2d. ábra) akár 20 cm-es elmozdulás is mérhető.)



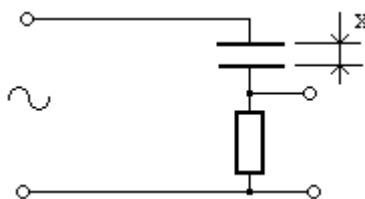
3.2. ábra. Néhány inuktivitáson alapuló elmozdulás érzékelő elvi felépítése.

3.1.3 Kapacitásváltozáson alapuló érzékelők

A kapacitásváltozáson alapuló érzékelő (3.3. ábra) a párhuzamos fegyverzetű síkkondenzátorra vonatkozó összefüggés alapján működik. A képletből látható, hogy a C kapacitás értéke arányos a kondenzátor fegyverzeteinek A felületével, a fegyverzetek közötti közeg ε dielektromos állandójával, és fordítottan arányos a fegyverzetek d távolságával, azaz

$$C = \varepsilon \frac{A}{d} \quad (3.5)$$

Az ilyen típusú érzékelőnél az egymáshoz képest relatív elmozdulást végző részek a d értéket változtatják, így módon a kapacitásváltozás nem lineáris, de amennyiben kis elmozdulásokról van szó, lineárisnak tekinthető. Ennek az érzékelő típusnak ismert alkalmazási területe a kondenzátor mikrofonoknál van, de – a fenti elmozdulás mérőkhöz hasonlóan – kiterjedten alkalmazzák nyomásmérőkben is. Megemlítjük, hogy az ún. differenciál kapacitásos átalakító esetén, jó közelítéssel lineáris összefüggés van a középső fegyverzet elmozdulása és a kimeneti feszültség között.



3.3. ábra. Kapacitív elmozdulás érzékelő elvi felépítése.

3.2 Erőérzékelők

Az elmozdulás mellett a másik mechanikai alapmennyiség az erő. Ennek a legelterjedtebb érzékelője a piezoelektromos jelenségen alapul (felfedezői Jacques és Pierre Curie, 1880). Amennyiben a piezoelektromos anyagokból (kvarc, egyes kerámia anyagok) készült lapkára erő hat, akkor a lap két ellentétes oldalán ellentétes polaritású q nagyságú töltés jelenik meg. Ezek a töltések a lapot közrefogó kondenzátor lemezek között elektromos feszültséget létesítenek. Az U feszültség (vagy a ΔU feszültség változás) nagysága arányos a lapkára ható F erővel (illetve ΔF erőváltozással) és az egységnyi erő hatására a kristály felszínén ébredő q töltéssel, fordítottan arányos a kristályból és a két kondenzátor fegyverzetből álló kondenzátor kapacitásával, amelynek értéke szintén az alábbi összefüggéssel számítható:

$$\Delta U = q \frac{\Delta F}{\varepsilon \frac{A}{d}} = q \frac{\Delta F}{C} \quad (3.6)$$

Fontos tudni, hogy a kristály anyagának véges belső ellenállása miatt a nyomás hatására keletkezett töltés a rendszer saját időállandójának megfelelő sebességgel eltűnik, disszipálódik. Ily módon ez az érzékelő típus nem alkalmas statikus (dc) erő mérésére, csak olyan frekvencia sávba eső erő változások mérésére, amelyeknek változása az előbb említett időállandóból számítható törési frekvenciánál nagyobb.

3.3 Az érzékelők áramköre, hídkapcsolás

Végezetül foglalkoznunk kell azzal, hogy a mérőátalakítók segítségével miként kapható villamos kimenő jel. A korábbiakból kitűnt, hogy az átalakítók az elmozdulás hatására ellenállás illetve impedancia változással reagálnak. Ebből feszültségkimenet az esetek többségében híd-kapcsolással nyerhető. Legelterjedtebb hídkapcsolás az ún. *Wheatstone-híd*. Ennek sémás felépítését a 3.4. ábra mutatja. A működés lényegét az jelenti, hogy alap (kiegyenlített) állapotban a híd két kimenő kapcsa közötti feszültség zérus. Ennek az a feltétele, hogy a híd négy ágát alkotó impedanciák egy jól meghatározott kapcsolatban legyenek. Az $U_{ki} = 0$ akkor teljesül, ha U_{ki} két kapcsa között nincs potenciál különbség, vagyis ha a 3.4. ábra jelöléseivel teljesülnek az alábbi feltételek:

$$Z_1 i_1 = Z_2 i_2$$

és

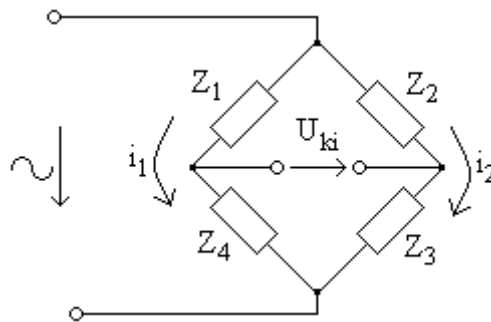
$$Z_4 i_1 = Z_3 i_2$$

Mindkettőből kifejezve i_1 -et, adódik:

$$i_1 = i_2 \frac{Z_2}{Z_1} = i_2 \frac{Z_3}{Z_4}$$

Ebből következik:

$$\frac{Z_2}{Z_1} = \frac{Z_3}{Z_4} \quad (3.7)$$



3.4. ábra. A Wheatstone-híd felépítése.

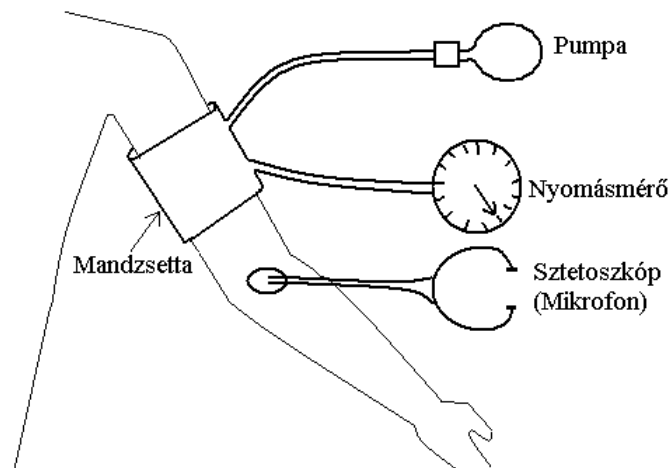
Amennyiben egy vagy több híd-ág impedanciája változik, az egyensúly megszűnik, és a kimeneten feszültség mérhető.

Ezek után képzeljük el, hogy a híd egyik ágába elmozdulás érzékelőt építünk be, a többi impedanciát úgy választjuk meg, hogy alapállapotban a híd kiegyenlített legyen. Amint az érzékelő elmozdulást észlel, arra (az elmondottak alapján) impedanciájának változtatásával reagál, következésképpen a híd kimeneten az elmozdulással nem feltétlenül arányos feszültségkülönbség jelenik meg.

3.4 Vérnyomás mérések elvei

3.4.1 Noninvazív (nem invazív) vérnyomásmérés

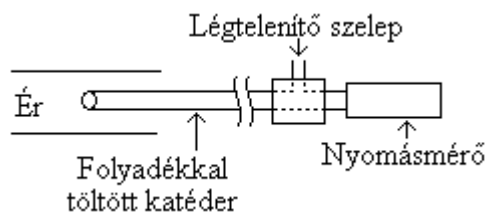
A noninvazív vérnyomásmérés tradicionális eszköze a felfújható mandzsettás, karra helyezhető eszköz (3.5. ábra). Feltalálója, ill. tökéletesítője Scipione Riva-Rocci 1896-ban. Alapelve szerint a mandzsetta felpumpálásával a szisztolés vérnyomásnál nagyobb mandzsetta nyomás esetén elszorítható a kar artériája. A mérési folyamat következő lépésében a mandzsetta-nyomást lassan csökkentik egy alkalmas szelep kinyitásával. Amikor a mandzsetta nyomása alacsonyabbá válik, mint a szisztolés vérnyomás, de még nagyobb, mint a diasztolés vérnyomás, a véráram az összeszűkített érkeresztmetszeten keresztül áramlik. Tekintettel azonban a szűkített, összenyomott érkeresztmetszetre, az áramlás turbulens lesz, ami sztetoszkóppal, vagy a brachiális artéria (felkari verőér) fölé helyezett kis (Korotkov) mikrofonnal a keltett hang alapján detektálható. Tovább csökkentve a mandzsetta nyomását a turbulens áramlás akkor szűnik meg, amikor a mandzsettanomás a diasztolés nyomás alá süllyed. A Korotkov-hang kezdetekor és megszűnésekor végzett mandzsetta nyomás mérése alapján közelítő érték kapható a szisztolés és diasztolés nyomás értékére. A fenti procedúra automatizálható, lehetővé téve az ambuláns vérnyomásmérők kialakítását. Az automatikus vérnyomásmérőknél természetesen egy kis motoros pumpa végzi a mandzsetta felfújást, egy automatizmus gondoskodik a leeresztő szelep nyitásáról, komparáló áramkörök érzékelik a Korotkov-hang megjelenését és megszűnését.



3.5. ábra. A noninvazív vérnyomásmérés elrendezése.

3.4.2 Invazív (intravasculáris) vérnyomásmérés

A noninvazív mérésnél pontosabb mérést, a vérnyomáshullámok meghatározását teszi lehetővé a katéter és nyomásmérő kombinációjából álló invazív eljárás (3.6. ábra). Ebben az esetben egy relatíve merev falú, folyadékkal töltött katétert vezetnek fel valamely artérián keresztül a mérendő helyre. A katéter végén kialakított nyílásnál a katéter folyadékoszlopa közvetlenül érintkezik az érben folyó véroszloppal. Ily módon a vérnyomás jel a katéter belsejében lévő folyadékoszlop közvetítésével érintkezik a testen kívül elhelyezett nyomás-átalakító membránjával, ami végül a villamos jelet szolgáltatja. Ennek alapja a fizikából ismert Pascal-törvény, amely szerint folyadékban a nyomás gyengítetlenül terjed.



3.6 ábra. Invazív vérnyomásmérés, extravaszkuláris nyomásmérővel.

Az eszköz működéséhez a katétert időszakosan át kell mosni sóoldattal, a katéterbe bejutott vér, ill. a katéterben keletkező buborék eltávolítása érdekében. Ez utóbbi azért fontos, mert – ahogyan azt a későbbiekben látni fogjuk – a buborékok jelenléte jelentősen befolyásolja az eszköz működését.

Az eszköz működésének megértése érdekében készítsük el az elektromos helyettesítő képét. A katéter műanyagból készül, aminek kicsi a komplajensze (tágulékonysága), azaz ha nő a katéteren belüli folyadék nyomása, csak kicsit nő a keresztmetszete. A tágulékonyságot egy kondenzátorral lehet modellezni (C_w ; 3.7a. ábra). Ahhoz, hogy a nyomáshullám terjedni tudjon a katéteren belül az szükséges, hogy a folyadékoszlop folyjni tudjon a katéteren belül. Az áramló folyadéknak tehetetlensége van, így ha egyszer mozgásba került, akkor ezt az állapotát meg akarja tartani. A tehetetlenséget tekerccsel lehet modellezni (L_c). Végezetül a

folyadék az álló falhoz képest, illetőleg a különböző sebességű rétegek egymáshoz képest súrlódnak, így energiát veszítenek hő formájában. Ez az energia disszipációval járó folyamat egy ellenállással modellezhető (R_c). Végül a folyadékban lévő nyomás érzékelése pl. nyúlásmérő bélyeges érzékelővel valósítható meg. Ennek az elektromos helyettesítő képe szintén egy kapacitás (C_d). Mivel ezek a folyamatok a katéter cső és a folyadék minden egyes elemi darabjára igazak, így a katéter a 3.7a. ábrán látható elosztott hálózattal modellezhető.

Mivel a katéter cső tágulékonysága rontja a nyomáshullám képét, a pontos méréshez lehetőleg merev falú csövet kellene használni. Gyakorlati okokból a cső fala nem lehet teljesen merev, hiszen azt be kell juttatni az érbe, és követni kell annak a görbületeit. Amennyiben a cső eléggé merev, az azt jelenti, hogy a C_w kapacitások értékei közel nullák lesznek. Ekkor viszont a helyettesítő kép egyszerűsíthető, mivel a soros ellenállások és induktivitások összevonhatók egy eredő ellenállássá és egy induktivitássá. Ezt elvégezve alakul ki a 3.7b. ábrán látható egyszerűsített helyettesítő kép.

Ezek után az eszköz átviteli karakterisztikája:

$$\begin{aligned}U_L &= L_c \frac{di}{dt} \\U_R &= iR_c \\i &= C_d \frac{dU_{ki}}{dt}\end{aligned}$$

Felírva a huroktörvényt

$$U_{be} = U_L + U_R + U_{ki} = L_c \frac{di}{dt} + iR_c + U_{ki} = L_c C_d \frac{d^2 U_{ki}}{dt^2} + R_c C_d \frac{dU_{ki}}{dt} + U_{ki} \quad (3.8)$$

Így a mérő összeállítás első közelítésben egy csillapított mechanikai rezgőkörnek tekinthető, amelynek rezonancia frekvenciája van, és ennek megfelelően a rezonancia frekvencia környéki komponensek erősen torzítottak lehetnek. (3.7c. ábra) Az eszköz rezonancia frekvenciája:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_c C_d}} \quad (3.9)$$

A katéter paramétereikhez tartozó L_c érték:

$$L_c = \frac{L\rho}{r^2\pi} \quad (3.10)$$

ahol L a katéter hossza, ρ a folyadék sűrűsége, r a katéter sugara. Így:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{\frac{L\rho}{r^2\pi} C_d}} = \sqrt{\frac{r^2\pi}{L\rho C_d}}$$

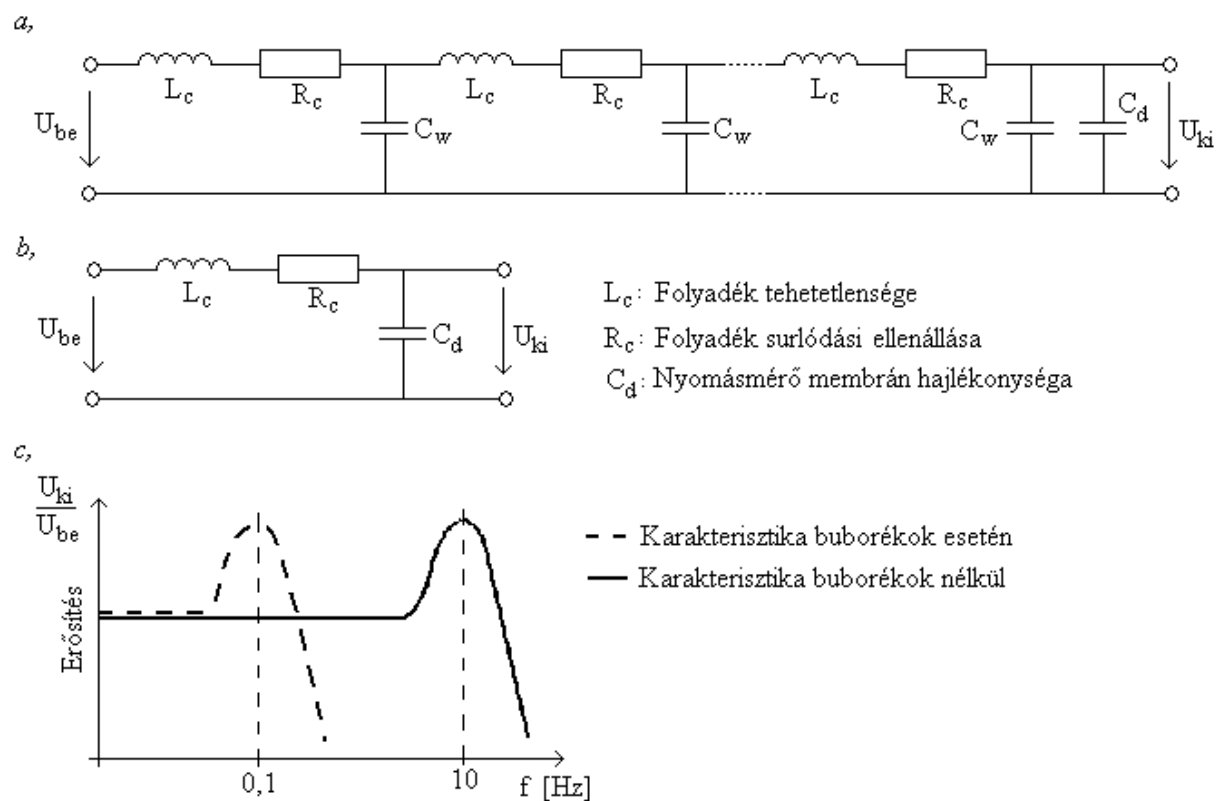
Ebből következően a rezonanciafrekvencia értéke:

$$f_0 = \frac{r}{2} \frac{1}{\sqrt{\pi L \rho C_d}} \quad (3.11)$$

Látható, hogy a rezonancia frekvencia arányos a katéter sugarával, fordítottan arányos a katéter cső hosszának és a folyadék sűrűségének négyzetgyökével. Annál jobb a mérés, minél nagyobb a rezonancia frekvencia, ezért lehetőleg vastag katétert érdemes használni.

Visszatérve a katéterben keletkező buborékok káros hatására, megállapítható, hogy buborékok nélkül a rezonancia frekvencia értéke 10 Hz környékén van, amennyiben azonban a folyadékoszlopba apró buborékok kerülnek, azok a C_d kapacitást jelentősen növelik, rontva az átvitelt.

Megemlítjük, hogy a bemutatott két lehetőségen kívül több más vérnyomásmérési lehetőség is van, az egyszerűektől a szíven belüli nyomásmérést is lehetővé tevő miniatűr, a katéter csúcsába beépített, nagyfrekvenciás, nyomásérzékelős rendszerig.



3.7 ábra. Extravaszkuláris vérnyomásmérő a: helyettesítő képe, b: koncentrált paraméteres helyettesítő képe és c: karakterisztikája.

3.4.3 A katéter ekvivalens áramköre

Az invazív vérnyomásmérő esetén a mérő elrendezés analízisét a villamos helyettesítő kép alapján adtuk meg. Ennek az alapját az adja, hogy az elektromosságtant és az áramlástant azonos alakú egyenletek írják le, csupán a paraméterek különböznek. Minden elektronikai változónak megvan a megfelelője az áramlástanban. A megfeleltetést a 3.1. táblázat mutatja.

Áramlástan		Elektronika	
P	Nyomás	U	Feszültség
F,Q	Áramlás mennyisége	I	Áramerősség
R	Viszkozitási ellenállás	R	Ellenállás
L	Tehetetlenség	L	(ön)indukciós együttható
C	Komplájenz	C	Kapacitás
V	Térfogat	Q,q	Töltés

3.1. táblázat. Áramlástan és elektronikai mennyiségek megfeleltetései.

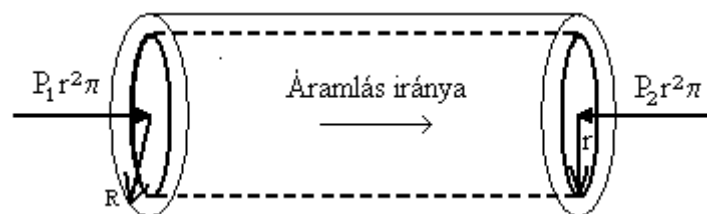
Kérdés az, hogy hogyan tudjuk kiszámítani az egyes elektronikai paramétereket az áramlástan paramétereiből. Erről szól a következő két alfejezet.

3.4.3.1 Ekvivalens ellenállás

Tételezzük fel, hogy folyadék áramlik egy csőben a 3.8. ábrának megfelelően. Mivel a folyadékot a nyomáskülönbség hajtja előre, amennyiben a folyadék balról jobbra áramlik, akkor a cső bal oldalán lévő P_1 nyomás nagyobb, mint a cső jobb oldalán lévő P_2 nyomás. Legyen a cső belső átmérője R és a folyadék áram töltse ki a teljes keresztmetszetet. Kiszemelve a csőben egy r sugarú koncentrikus folyadékhengert, ahol $r < R$. Ekkor a cső két oldalán lévő nyomáskülönbségből származó, kiszemelt folyadékhengert balról jobbra hajtó erő a

$$F = \Delta P A = (P_1 - P_2) r^2 \pi \quad (3.12)$$

képlettel számolható, ahol ΔP a cső két oldala közötti nyomáskülönbség és A az r sugarú folyadékhenger lapjának felszíne.

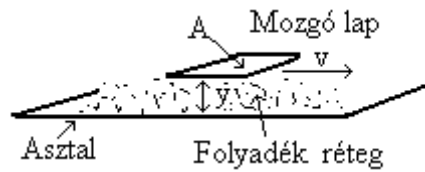


3.8. ábra. Folyadék áramlása csőben.

Feltételezzük, hogy az áramlás állandó sebességű, azaz nem gyorsul a folyadék, mert a hajtóerővel ellentétes irányú, vele azonos nagyságú erő is hat rá, és így a két erő eredője 0. Ez az ellenerő folyadék súrlódásából, viszkozitásából származik. A viszkozitásból származó erőt Newton-féle képlet határozza meg, ami szerint:

$$F_{\text{visz}} = \eta A \frac{dv}{dy} \quad (3.13)$$

ahol η a viszkozitási együttható, A a mozgó folyadék határoló felszíne, v a folyadék áramlásának sebessége, y pedig a felületre merőleges távolságot jelenti (3.9. ábra).



3.9. ábra. Magyarázóábra a Newton-féle viszkozus erő számításához.

Alkalmazva a Newton-féle viszkozitási képletet a csőre, a viszkozus erő a

$$F_{\text{visz}} = \eta 2\pi r L \frac{dv}{dr}$$

összefüggéssel számolható ki, ahol L a cső hossza, r értéke a cső közepén 0 , a cső falánál R . Az áramlás sebességének határfeltétele, hogy a falnál ($r = R$) nulla a sebesség, míg a cső közepén maximális ($v(r = 0) = v_{\text{max}}$). Mivel a folyadék áramlásának sebessége a cső fala mentén nulla és a cső közepén a legnagyobb, ezért a dv/dr negatív.

Felírva az r sugarú folyadékhengerre Newton második törvényét, kapjuk, hogy

$$\sum F = 0 = F - F_{\text{visz}} = (P_1 - P_2) r^2 \pi + \eta 2r\pi L \frac{dv}{dr} \quad (3.14)$$

Ebből kifejezve dv -t, adódik, hogy:

$$-dv = \frac{P_1 - P_2}{2\eta L} r dr$$

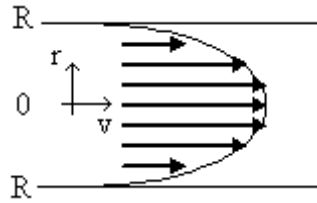
Az áramlási sebességet megkapjuk a cső középpontjától való távolság függvényében, a következő integrállal:

$$-\int_v^0 dv = \frac{P_1 - P_2}{2\eta L} \int_r^R r dr$$

Ebből:

$$v(r) = \frac{P_1 - P_2}{4\eta L} (R^2 - r^2) \quad (3.15)$$

A $v(r)$ kifejezést nevezik az áramlási sebesség profiljának. A képletből következik, hogy a csőben történő áramlás sebesség profilja parabolikus (3.10. ábra). A parabola pontos alakja az egyenletben szereplő paraméterek (viszkozitás, nyomáskülönbség, a cső hossza, sugara) értékétől függ.



3.10. ábra. A csőben történő lamináris áramlás sebesség profilja.

Az egységnyi idő alatt a csővön átfolyó folyadék mennyiségének meghatározásához ki kell számítani, hogy egységnyi idő alatt a cső középpontjától r távolságra lévő dr vastagságú folyadékcsövön (3.12. ábra) mennyi folyadék áramlik, majd ezeket a folyadékmennyiségeket kell összegezni a teljes cső keresztmetszetre.

Tehát a cső középpontjától r távolságra lévő dr vastagságú elemi folyadékcsövön keresztül egységnyi idő alatt átfolyó folyadék mennyisége megkapható, mint az áramlás sebességének és a cső keresztmetszetének a szorzata, azaz:

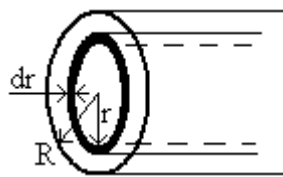
$$dQ = v(r) dA = v(r) 2r\pi dr$$

Behelyettesítve a $v(r)$ előbb levezetett kifejezését és integrálva az egyenlet mindkét oldalát 0-tól R -ig r szerint, adódik, hogy

$$Q = \frac{P_1 - P_2}{4\eta L} 2\pi \int_0^R (R^2 - r^2) r dr$$

Ebből:

$$Q = \frac{\pi R^4 (P_1 - P_2)}{8\eta L} \quad (3.16)$$



3.11 ábra. A középponttól r távolságra lévő dr vastagságú cső alakú folyadék réteg.

Ez a *Poiseuille-törvény* (Poiseuille 1846-ban publikálta). A törvény azt mondja ki, hogy az átáramló folyadék mennyisége egyenesen arányos a cső sugarának negyedik hatványával és az áramlást létrehozó nyomáskülönbséggel, és fordítva arányos a folyadék viszkozitásával és a cső hosszával. Azaz minél viszkózusabb a folyadék, vagy minél hosszabb a cső, annál kevesebb folyadék folyik át rajta. A cső sugarát kétszeresére növelve, az átfolyó folyadék mennyisége 16-szoros lesz. Ez a véráramlás fiziológiai szabályozásában játszik fontos szerepet, mivel az ér sugarának kis módosításával jelentősen változtatható a rajta átfolyó vér mennyisége.

A Poiseuille-törvény alakja hasonlít az Ohm-törvény alakjára, amennyiben az átáramló folyadék Q mennyiségét az elektromos áramnak, az áramlást létrehozó (P_1-P_2) nyomáskülönbséget az elektromos feszültségnek és a

$$\frac{\pi R^4}{8\eta L} \quad (3.17)$$

mennyiséget az elektromos vezetőképességnek feleltetjük meg. Így az áramlásokra is igazak az elektromosságban törvényei, így pl. a vezetőképességekre vonatkozó összeadási törvények és a Kirchhoff törvények.

3.4.3.2 Ekvivalens induktivitás

Az előzőek alapján levezethető az ekvivalens induktivitás mennyisége is. Amennyiben az A keresztmetszetű csövön m tömegű és ρ sűrűségű folyadék áramlik át, az induktivitás definíciója:

$$L_c = \frac{\Delta P}{\frac{dF}{dt}} \quad (3.18)$$

ahol ΔP az áramlást létrehozó nyomáskülönbség és F az áramlást gyorsító erő. dF / dt a folyadék áramlásának gyorsulása (a) szorozva a keresztmetszettel, azaz

$$\frac{dF}{dt} = aA$$

Így a (3.18) alapján:

$$L_c = \frac{\Delta P}{aA} \quad (3.19)$$

Mivel az erő felírható mint:

$$F = A\Delta P = ma,$$

behelyettesítve a (3.19)-be, adódik, hogy:

$$L_c = \frac{ma}{AaA} = \frac{m}{A^2} \quad (3.20)$$

A csövön átfolyó folyadék m tömegét felírhatjuk, mint

$$m = \rho LA$$

ahol L a cső hossza, A a folyadék áramlás keresztmetszete. Ezt behelyettesítve (3.20)-ba adódik, hogy

$$L_c = L \frac{\rho}{A} = \frac{L\rho}{\pi R^2} \quad (3.21)$$

3.4.3.3 Ekvivalens kapacitás

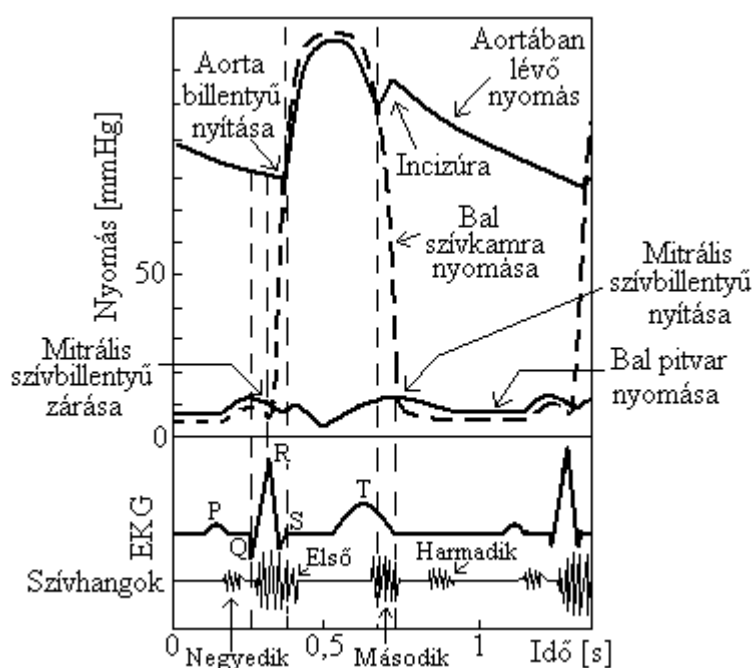
Az ekvivalens kapacitás katalógus adatként áll rendelkezésre a nyomásmérő adatlapjában.

3.5 Szívhangok és zörejek mérése

*Szívhangok*nak hívják azon vibrációkat és hangokat, amelyek a vér gyorsulásából vagy lassulásából származnak, míg *zörejek*nek azon vibrációkat és hangokat nevezik, amelyek a vér turbulens áramlásából származnak [10].

Egy szívciklus alatt négy szívhang figyelhető meg, mint ahogyan az a 3.12. ábrán látható. Az első szívhang a kamra összehúzódásának kezdetekor figyelhető meg. Amint a kamra összehúzódik, a vér gyorsul az artéria felé, bezárva az atrio-ventrikuláris szívbillentyűt. Az első szívhanghoz hozzájárul az aorta és a kamra közötti vér oszcillációja is. A második szívhang egy alacsony frekvenciás vibráció, amelyet a vérnek az aortában és a tüdő artériában való lassulása, ill. a szívbillentyű záródása okoz. A második szívhang az EKG-n megfigyelhető T-hullám végével egy időben hallható. A harmadik szívhang a kamrák gyors feltöltésének hirtelen megszűnéséből és az elernyedt kamraizomzat vibrációjából ered. Ez alacsony frekvenciás, kis amplitúdójú vibráció, amely gyerekeknél és néhány felnőttél hallható. A negyedik szívhang vagy más néven pitvari szívhang a pitvar összehúzódásából és így a kamrákba történő véráramlástól származik. Ez nem hallható, de fonokardiográffal (a szívhangok mérésére kidolgozott műszerrel) mérhető.

Zörejek általában patológiás állapotra utalnak, de gyakran fordulnak elő a szisztolés szakasz kezdetén a gyerekeknél és majdnem az összes felnőttél is munkavégzés után. Ugyanakkor zörejt okozhatnak a tökéletlen szívbillentyű záródások, a kamrai sövényen lévő lyuk stb.

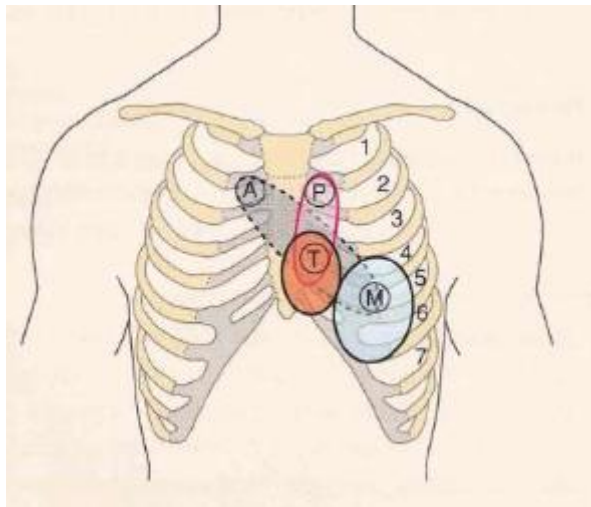


3.12. ábra. Négy szívhang a szívciklus elektromos és mechanikai eseményeinek függvényében.

Szívhangok vizsgálata a szívciklus elektromos és mechanikai tulajdonságaival együtt történik.

A szívhangok a szívből és a fő véredényekből jutnak el a testen keresztül a test felszínére. Az átviteli közeg akusztikus tulajdonságai miatt ezek nem verődnek vissza belső közegethatárokon, gyorsan csillapodnak. A legnagyobb csillapítást az összenyomható szövetek – pl. tüdő, zsírszövetek – okozzák [11].

Az egyes szívhangoknak megvan az optimálisan hallható helyük. Ezeken a helyeken a szívhangok jól hallhatóak, mert nem, vagy csak rövid ideig haladtak át jelentősen csillapító szöveten. Négy alaphely (hallgatózási pont) van a mellkason a szívhangok észlelésére (3.13. ábra).

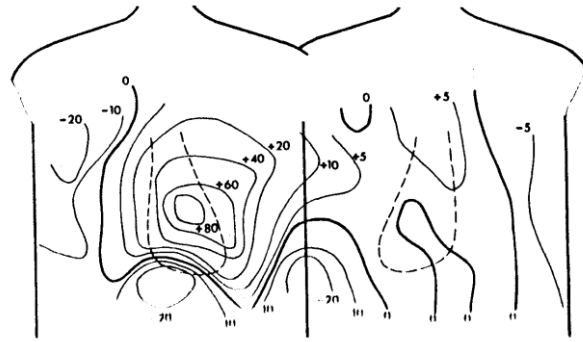


3.13. ábra. Négy olyan mérési hely a mellkason, ahonnan a szívhangok jól hallhatók: A: aorta, P: tüdő, T: tricuspídális és M: mitrális területek.

A szívhangok és a zörejek kis amplitúdójú, 0,1-2000 Hz frekvenciájú hullámok, mikrofonnal vagy kis gyorsulásmérőkkel mérhetők.

3.5.1 A szívhangok és zörejek által keltett testfelszíni rezgéstér vizsgálata

Röviden megemlíjtük, hogy az 1.3.4. fejezetben leírt testfelszíni potenciáltérképezéshez hasonlóan, az 1970-es években intenzív kutatás folyt a szív működés által keltett testfelszíni gyorsulástér mérésére, ill. a gyorsuláseloszlás és a szívfallal rezgése közötti kapcsolatok feltárására, modellezésére. A mérések kisméretű gyorsulásmérőkkel történtek, a torzó felszínének 120 pontjában. Egy példa a testfelszíni gyorsuláseloszlásra a 3.14. ábrán látható a kamrai ejekció korai szakaszáról. Más eljárások lézer interferometriás módszerrel nem csupán noninvazív, de érintésmentes vizsgálatokra voltak alkalmasak [11,12].



3.14. ábra. Testfelszíni gyorsulás eloszlási térkép a Q hullám kezdetétől számított 108. ms-ban. A pozitív értékek a testből kifelé mutató gyorsulásra vonatkoznak.

II. rész: Orvosi képző eljárások

4 A Képképző rendszerek jellemzése [13,14]

Képképző eljárásokkal noninvazív módon kapható információ a szervezet felépítéséről, működéséről, azaz a képképző rendszerek megmutathatják a vizsgált test, szerv anatómiáját és/vagy funkcionális működését. A képképző rendszereknél a nagy térbeli felbontás biztosítása az elsődleges cél, azaz, hogy a rendszer minél apróbb kóros elváltozásokat képes legyen kimutatni. Funkcionális képképzésnél ugyancsak minél nagyobb felbontással a biológiai/életlen folyamatok tér- és időbeli lefolyásának bemutatása a cél.

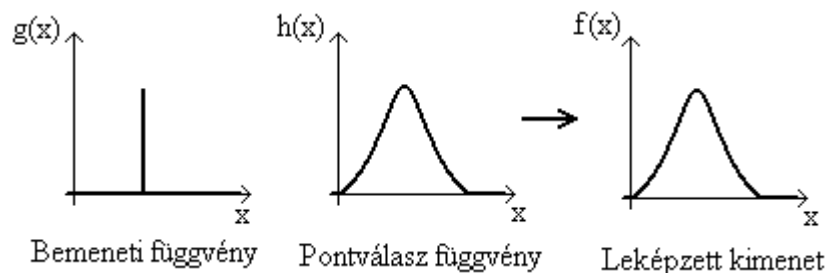
A képképzés a háromdimenziós objektumról kétdimenziós képek sorozatával adnak leképezést, majd ezek tovább elemezhetők a diagnosztikai információk kinyeréséhez.

Először áttekintjük a képek minőségét meghatározó tényezőket, majd röviden tárgyaljuk a leggyakoribb orvosi képképző eljárásokat.

4.1 A pontválasz függvény fogalma

A képképző rendszerek a $g(p,q,r)$ objektumról létrehozzák az $f(x,y)$ képet/képeket. Az $f(x,y)$ kép az eredeti $g(p,q,r)$ objektumról képezett projekció. A képképzést elemi műveletek eredőjeként értelmezzük, alapvetően ezen elemi műveletek alapján jellemezhetők a leképezés tulajdonságai.

A fogalmak bevezetéséhez először az 1D-s objektum (az objektum egy pontjának) leképezését vizsgáljuk, majd ezt általánosítjuk.



4.1. ábra. Egy elemi pont függvény leképezése 1D-ban. Az elemi pont leképezését a pontválasz függvény jellemzi.

Az 1D esetben Dirac-deltával modellezhető a pontszerű $g(x)$ bemeneti jel (4.1. ábra), azaz:

$$g(x) = \delta(x) \quad (4.1)$$

Ez egy $h(x)$ függvénnyel transzformálható „képpé”:

$$f(x) = h(x - x')g(x') \quad (4.2)$$

A $h(x)$ függvény, a *pontválasz függvény* (*point response vagy point spread function*), egy elemi pont képét határozza meg. Tökéletes leképezés esetén a pontnak pont felel meg a képen is, azaz a Dirac-delta képe szintén Dirac-delta. A valóságban a pontválasz függvény nem Dirac-delta, hanem többnyire „harang-görbe” alakú. Következésképpen, egy elemi

pontnak nem pont, hanem folt felel meg a képen. A folt kiterjedése annál nagyobb, minél „kiterjedtebb” a pontválasz függvény.

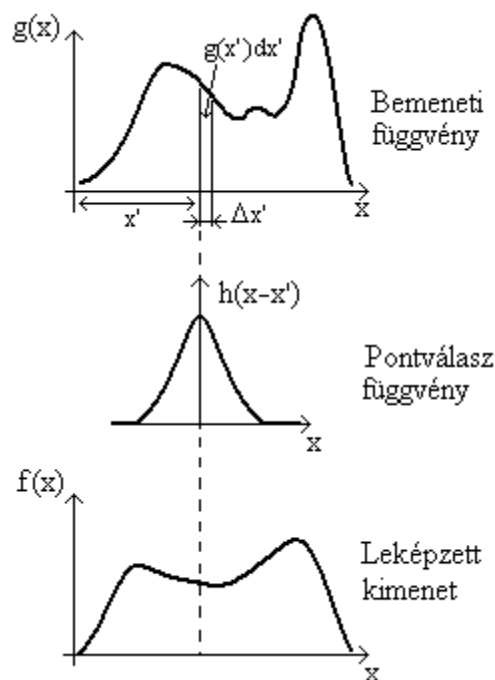
A nem-pontszerű 1D-s objektum leképezésénél a $g(x)$ objektumot (4.2. ábra) elemi pontok összegeként fogjuk fel, az eredő $f(x)$ kép, az egyes elemi pontokra adott pontválasz függvények összegeként tekinthető. A $g(x')dx'$ értéke az x' -nél lévő bemeneti pont függvényértékével egyezik meg, és a

$$h(x - x')g(x')dx' \quad (4.3)$$

összefüggéssel képeződik le. Az eredeti $g(x)$ objektumnak elemi pontokra való felbontását a Dirac-delta "toló-tulajdonsága" teszi lehetővé, azaz :

$$g(x_0) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x)\delta(x - x_0)dx \quad (4.4)$$

A kép az elemi pontokra adott válaszok összegeként kapható, a leképezés linearitásának következtében.



4.2. ábra. 1D-s kiterjedt objektum leképezése.

Amennyiben a pontválasz nem Dirac-delta, a képpont kiterjedtebb a leképzett pontnál. A képen valamely pont erősségét nemcsak az adott képpontnak megfelelő objektum pont, hanem az objektum pont környezetében lévő többi pont is befolyásolja.

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} h(x - x')g(x')dx' \quad (4.5)$$

Ezt az összefüggést *konvolúciós integrálnak* hívják.

Az eddigi tárgyalás általánosítható 3D-s objektumokról készített képalkotásra. A későbbiekben a 3D képalkotási feladatot általában visszavezetjük a testet alkotó kétdimenziós részobjektumok (többnyire a kép síkjával párhuzamos metszeti képek) leképezéseinek összegére. Ekkor a kapott $f(x,y)$ kép keletkezése a következő konvolúciós integrállal írható le:

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x - x', y - y') g(x', y') dx' dy' \quad (4.6)$$

ahol $h(x,y)$ a kétdimenziós pontválasz függvény, ideális esetben kétdimenziós Dirac-delta. Mint ismeretes, a 2D-s Dirac-delta határátmenet képzéssel állítható elő, induláskor origóban álló hengerként képzelhető el, melynek magassága tart a végtelenhez, miközben alapterülete tart a nullához, úgy hogy közben a térfogata egységnyi marad:

$$\delta(x, y) = \begin{cases} \infty & , \text{ ha } x = y = 0 \\ 0 & , \text{ egyébként} \end{cases}$$

és

$$\iint \delta(x, y) dx dy = 1$$

A pontválasz függvényekkel kapcsolatosan felmerül a fontos kérdés, hogy a pontválasz függvény vajon azonos-e az objektum minden pontjára vagy sem. Kimutatható, hogy az eredményt rögzítő 2D-kép síkjától azonos távolságra lévő objektum pontokra a pontválasz függvény gyakran, de nem törvényszerűen megegyezik. A 2D-kép síkjától különböző távolságra lévő objektum-metszetek esetében az impulzus-válaszok többnyire különbözőek.

4.2 Analóg kép frekvencia spektruma

Az analóg képnek képezhetjük a frekvencia spektrumát a Fourier-transzformáció segítségével, azonban ekkor a képet síkhullámokra és nem 1D-s sin, ill. cos hullámokra bontjuk fel. A frekvencia spektrumra való áttérés képlete:

$$F(u, v) = \iint f(x, y) \exp(-j2\pi(ux + vy)) dx dy \quad (4.7)$$

a kép visszaállítása a frekvencia spektrumából:

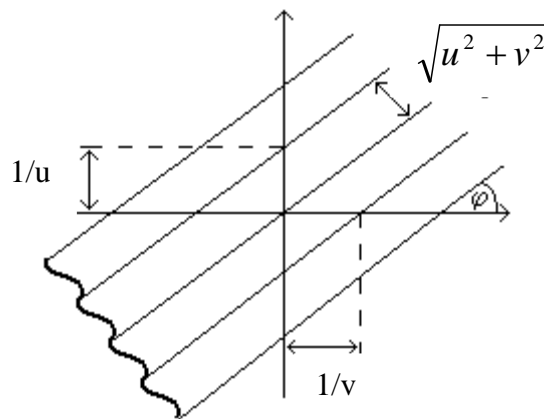
$$f(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \iint F(u, v) \exp(j2\pi(ux + vy)) du dv \quad (4.8)$$

összefüggéssel lehetséges. A síkhullámot az $\exp(j2\pi(ux + vy))$ kifejezés írja le. Ugyanis

$$\exp(j2\pi(ux + vy)) = \cos(ux + vy) + j \sin(ux + vy)$$

az Euler-formula szerint. Tekintsük a koszinuszos tagot. Ez egy *síkhullámot* ír le az x - y síkban, melynek x -irányú síkfrekvenciája u , míg y -irányú síkfrekvenciája v és így az x -, ill. y -irányú hullámhossza $1/u$ ill. $1/v$. A hullámfront az x -tengellyel $\varphi = \arctg(u/v)$ szöget zár be és az erre merőleges síkfrekvencia: $\sqrt{u^2 + v^2}$ (4.3. ábra). Ugyanezek igazak a szinuszos összetevőre is.

Az inverz Fourier-transzformáció képletéből látható, hogy az $F(u,v)$ értéke nem más, mint az $f(x,y)$ függvénynek a trigonometrikus függvények szerinti felbontása. A $\sqrt{u^2 + v^2}$ síkfrekvenciájú tag együtthatója, adja meg, hogy milyen súllyal szerepel az adott síkfrekvenciájú tag az $f(x,y)$ függvény előállításában.



4.3. ábra. Síkhullámok. Ilyen síkhullámok összegére bontható fel a 2D-s kép a 2D-s Fourier transzformáció használatával.

Eddig megtárgyaltuk, hogy hogyan írható le az objektum leképezése. Ám ahhoz, hogy a képet digitális számítástechnikai eszközökkel feldolgozhassuk, a képet digitalizálni kell, azaz mintavételezni és kvantálni. Tekintsük a mintavételezési műveletet részletesebben!

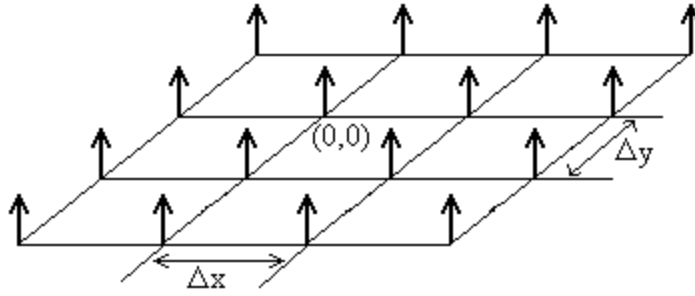
4.3 Kép térbeli mintavételezése

A kép digitalizálása a képfeldolgozás első lépése. Ekkor bontjuk fel az analóg képet képpontokra, más néven *pixelekre*.

2D-ban az ideális mintavételezést 2D Dirac-delta elrendezéssel tudjuk megvalósítani matematikailag. Hasonlóan az 1D-beli mintavételezéshez 2D-ban is megszorozzuk az analóg jelet (azaz itt a 2D-s képet) Dirac-delták sorozatával. Most azonban a 2D térben elhelyezett Dirac-deltákat használunk, így az ezekből képzett minta-sorozat is két irányba terjed ki (lásd 4.4. ábra).

Legyen a mintavételi pontok x -irányú távolsága Δx , míg y -irányú távolsága Δy . Ekkor az ideális mintavételt a következő Dirac-deltákból álló $t(x,y)$ mintavételi függvénnyel lehet leírni, amely a 2D-s Dirac-delta kiterjesztése az összes mintavételi pontra:

$$t(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - m\Delta x, y - n\Delta y) \quad (4.9)$$



4.4. ábra. 2D-s Dirac-deltákból képzett mintavevő sorozat. Mivel a kép is 2D-s ezért a tér mindkét irányában kell definiálni a Dirac-delta sorozatot.

A digitalizált képet (azaz a képből származtatott mintákat) a következő összefüggéssel kapjuk az „analóg képből”:

$$s(k,l) = f(x,y)t(x,y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} f(m\Delta x, n\Delta y) \delta(x - m\Delta x, y - n\Delta y) \quad (4.10)$$

ahol $f(x,y)$ az analóg képet leíró függvény, $s(k,l)$ a képből származtatott mintákat, míg $t(x,y)$ a mintavevő Dirac-delta sorozatot jelöli. Az $s(k,l)$ nem más, mint az eredeti analóg „képfüggvénynek” a térbeli mintavételi pontokban vett értékeit tartalmazó függvény. Mondható, hogy a 2D-s mintavételezés a gondolatmenetét tekintve ugyanúgy történik, mint az 1D-s mintavételezés.

A 4.5. ábra segítségével vizsgáljuk meg, hogyan viszonyul a mintavételezett kép spektruma az analóg kép frekvencia spektrumához. 1D-s esetben tudjuk, hogy a mintavételezett analóg jel frekvencia spektruma a mintavételezett jel spektrumában a koordináta tengely mentén „eltolódik” a mintavételi frekvencia egészszámú többszörösével. Elvileg előfordulhat, hogy az eltolott frekvencia spektrumoknak „közös részük” lesz. Ilyenkor a jel pontos visszaállítása nem lehetséges. A tökéletes, tehát információ veszteség nélküli mintavételezés feltételét a Shannon-féle mintavételi törvény fogalmazza meg. A tétel kimondja, hogy **amennyiben a mintavételi frekvencia legalább a kétszerese a jelben előforduló legnagyobb frekvenciának**, a jel információ veszteség nélkül visszaállítható.

A kérdés ezek után, hogy miként viselkedik a 2D jel frekvenciaspektruma a mintavétel hatására. Mivel a mintavett kép úgy kapható meg, mint az analóg kép és a mintavételi Dirac-delta sorozat szorzata, ezért a mintavett kép frekvencia spektruma úgy kapható meg, mint az analóg kép frekvencia spektrumának és a mintavételi Dirac-delta sorozat frekvencia spektrumának 2D-s konvolúciója. Így a mintavett jel frekvencia spektrumának megvizsgálására először is szükségünk van a mintavételi jelsorozat Fourier-transzformáltjára:

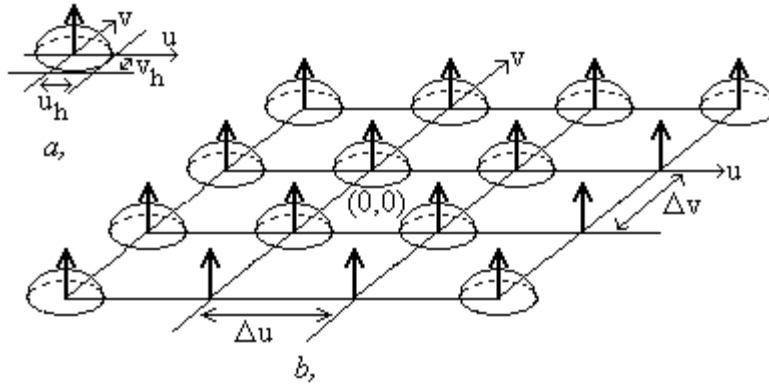
$$T(u,v) = \frac{4\pi^2}{\Delta x \Delta y} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(u - m\Delta u, v - n\Delta v) \quad (4.11)$$

Ahol: $\Delta u = \frac{2\pi}{\Delta x}$ és $\Delta v = \frac{2\pi}{\Delta y}$ a mintavételi síkfrekvenciák az u , ill. a v -tengely irányában.

Mivel az időtartománybeli szorzás a frekvencia tartományban konvolúciónak felel meg, így a mintavett kép frekvencia spektruma (4.5. ábra):

$$H(u,v) = \frac{1}{4\pi^2} F(u,v) * T(u,v) = \frac{1}{\Delta x \Delta y} \iint F(u-\mu, v-\gamma) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(\mu-m\Delta u, \gamma-n\Delta v) d\mu d\gamma =$$

$$= \frac{1}{\Delta x \Delta y} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} F(u-m\Delta u, v-n\Delta v)$$



4.5. ábra. Mintavett kép frekvencia spektruma. a: az analóg kép frekvencia spektruma. b: a mintavételezett kép frekvencia spektruma. Látható, hogy az analóg kép frekvencia spektruma ismétlődik mintavételi frekvenciánként mindkét irányba.

Látható, hogy a digitalizált képfrekvencia spektruma nem más, mint az eredeti analóg kép frekvencia spektrumának végtelen ismétlése az u - v frekvenciasíkon az $m\Delta u$, $n\Delta v$ rácsponokban. Ez pontosan megegyezik az 1D-ben már megismert tulajdonsággal [14].

Így a képek mintavételezése során is felléphet átlapolás az eltolts frekvencia spektrumok között. Ezért képfeldolgozás esetén is megadható egy alsó korlát a mintavételi frekvenciára (*Shannon-féle mintavételi törvény*). Tegyük fel, hogy az $F(u,v)$ sávkorlátos, azaz $F(u,v) = 0$, ha $|u| > u_h$, ill. ha $|v| > v_h$. Ekkor $H(u,v)$ akkor és csak akkor lesz átfedés mentes, ha

$$u_h \leq \frac{\Delta u}{2} = \frac{\pi}{\Delta x} \quad \text{és} \quad v_h \leq \frac{\Delta v}{2} = \frac{\pi}{\Delta y}. \quad (4.12)$$

Hasonlóan az 1D-ben már ismert esethez a digitalizált képből úgy nyerhető vissza az analóg kép, ha a mintasorozatot egy megfelelő aluláteresztő szűrővel szűrjük.

5 Röntgen [15-18]

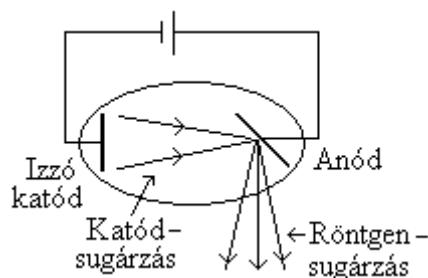
A röntgen sugárzás felhasználásán alapuló képalkotó eszköz kronológiailag az első orvosi képalkotó eszköznek tekinthető. Működésének alapja, hogy a test átvilágítása során a röntgensugárzást a különböző szövetek különbözőképpen nyelik el, azaz, „röntgensugár gyengítési tényezőjük” különböző, így az eredményt rögzítő felvételen árnyékkép formájában rajzolódik ki a vizsgált szerv.

Először megtárgyaljuk a röntgensugárzás eredetét, tulajdonságait, majd bemutatjuk az elnyelődését leíró összefüggést a szövetekben. Végezetül tárgyaljuk a röntgensugárzással kapott kép tulajdonságait.

5.1 Röntgensugárforrások

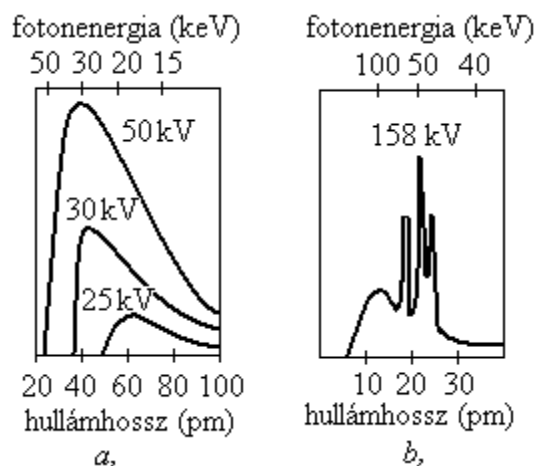
Röntgensugárzás az atomok elektron szerkezetéből kiinduló sugárzás. Keltésére speciális, kvarcüvegéből készült, zárt, légritkított röntgensugár csövet használnak. A csőben izzó katód, ezzel szemben egy anód (tipikusan Volfram) (5.1. ábra) található. A katód izzása következtében, elektron felhő alakul ki körülötte. Az anódra a katódhoz képest nagy pozitív feszültséget adva, a gyorsító tér hatására, a katód körüli elektron felhőből elektron áram indul meg az anód felé. A felgyorsított és kis átmérőjű nyalábbá fókuszált elektronok becsapódnak az anódra és lefékeződnek benne. A lefékeződő elektronok váltják ki a röntgensugarakat. Az anódot úgy szokták elhelyezni, hogy az anódra becsapódó elektronok pályája és a kilépő sugárzás merőleges legyen egymásra (a más irányba kilépő sugárzást ólomköpennyel le szokták árnyékolni). A sugárzás tulajdonságai szempontjából fontos, hogy az elektronok megfelelő feszültséggel legyenek gyorsítva. Gyógyászati felhasználás esetén a gyorsító feszültség legalább 30 kV és legfeljebb 150 kV.

Az anód alakjának megválasztásánál figyelembe kell venni, hogy a becsapódó elektronok energiájának csak kis része alakul át röntgensugárzássá, nagy része hővé alakul és az anódot melegíti. Az anód hűtése szempontjából előnyös lenne, ha az anód nagy felületére csapódnának be az elektronok, hogy jobban elvezethető legyen a keletkező hő. Az orvosi alkalmazás szempontjából viszont az előnyös, ha kicsi a becsapódási felület Ez a két feltétel egymásnak ellentmondó, kompromisszumos megoldást szokás alkalmazni.



5.1. ábra. Röntgensugárforrás, azaz a röntgenső elvi felépítése.

Amíg a gyorsító feszültség < 50 kV a keltett sugárzás spektruma „sima” (5.2a. ábra). A gyorsító feszültség növelésével a fotonenergia eloszlásában egyre nagyobb frekvenciájú (egyre kisebb hullámhosszú) komponensek jelennek meg.



5.2. ábra. Röntgensugárzás spektruma. a: fékezési sugárzás folytonos spektruma. Ahogyan nő a gyorsító feszültség, úgy tolódik el a spektrum a rövidebb hullámhosszak felé. b: karakterisztikus sugárzás által generált tüskék szuperponálódnak a fékezési sugárzás folytonos spektrumára.

A kétfajta sugárzás hátterében, két különböző mechanizmus áll:

A „fékezési sugárzás” oka, hogy az anódhoz érkező elektron az anód anyagában lelassul az anód anyagában lévő elektronok által létrehozott fékező tér hatására. Ekkor a beérkező elektron fokozatosan veszíti el az energiáját, ilyenkor folytonos a spektrum. Amikor a gyorsító feszültség nagyobb lesz, mint 50 kV, a folytonos, sima „fékezési sugárzásra” „tüskék” szuperponálódnak (5.2b. ábra). Ezeket a tüskéket az úgynevezett *karakterisztikus sugárzás* okozza. A tüskék hullámhosszai nem tolódnak el az anód feszültség további növelésekor, helyette újabb és újabb tüskék jelennek meg.

A karakterisztikus sugárzás akkor keletkezik, ha valamely beérkező elektronnak az energiája képes „kiütni” az anód anyagában lévő valamelyik elektront a helyéről. Ennek hatására az atom instabil állapotba kerül, ami úgy stabilizálódik, hogy egy magasabb energiaszinten lévő elektron leugrik az alacsonyabb energianívójú szintre és betölti az üressé vált helyet, miközben egy röntgen fotont emittál. Ez a leugrás okozza a karakterisztikus sugárzást, azaz ez felelős a tüskék létrehozásáért. A karakterisztikus sugárzás az anód anyagára jellemző sugárzás.

Röntgen képalkotása:

A röntgen képalkotás lényege, hogy a különböző szövetek különböző mértékben nyelik el a sugárzást, így a test mögé helyezett ernyőn kialakul a szövetek elhelyezkedésének megfelelő árnyékkép. Az elnyelődés törvénye a következőféleképpen írható le:

$$\Delta I = -\mu I \Delta x \quad (5.1)$$

ahol Δx egy differenciálisan keskeny szelet vastagsága, I a Δx szélességű szeletbe belépő sugárzás intenzitása, ΔI a szeletben elnyelt intenzitás, μ a lineáris röntgensugár gyengítési együttható. Ebből az x vastagságú réteg kimeneti sugárzás intenzitására adódik, hogy

$$I_{ki} = I_{be} e^{-\mu x} \quad (5.2)$$

Ha a sugárzás nem monokromatikus, azaz többféle energiájú fotonból áll, a detektáló felülethez érkező intenzitás:

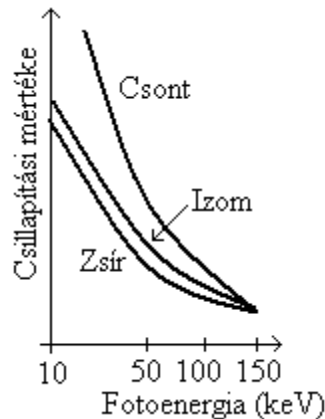
$$I_{ki}(x, y) = \int I_{be}(\varepsilon) \exp\left[-\int \mu(x, y, z, \varepsilon) dz\right] d\varepsilon \quad (5.3)$$

ahol $I_{be}(\varepsilon)$ a belépő intenzitás az ε energia függvényében, μ a hely-, és energiafüggő (lineáris) gyengítési együttható.

Az elnyelődés három párhuzamosan érvényesülő mechanizmusa: a *Rayleigh-szórás*, a *fotoelektromos* és a *Compton-effektus*.

Az orvosi képalkotás feltételezi, hogy a röntgen fotonok irányváltoztatás nélkül, egyenes vonal mentén haladnak át a test szövetein. Sajnálatos módon, a legnagyobb súllyal érvényesülő Compton effektus esetében változik a röntgen foton energiája és iránya is. A röntgen felvétel helyes értelmezhetősége érdekében a „rossz irányból” érkező fotonok ellen „szelektíven áteresztő ernyővel” védekeznek, amely csak a „jó irányból”, azaz a sugárforrástól egyenes vonal mentén érkező fotonokat engedi a detektorhoz. Ezt az ernyőt *kollimátornak* nevezik.

Méréstechnikai szempontból fontos tény, hogy a 150 keV-os vagy nagyobb energiájú röntgen fotonokat a különböző szövetek azonos mértékben nyelik el, így nem alakul ki a szövet struktúrát megjelenítő árnyékkép. Ennek az orvosi alkalmazást értelmetlenné tevő ténynek az elkerülésére, a gyorsító feszültséget korlátozzák. A különböző szövetek röntgensugárzás elnyelődésének mértékét láthatjuk az 5.3. ábrán a sugárzás energiájának függvényében.



5.3. ábra. Szövetek röntgensugárzás elnyelése a sugárzás energiájának függvényében.

5.2 Röntgen kép tulajdonságai

Az orvosi gyakorlatban pontszerű, ill. kis kiterjedésű anóddal és legyezőszerűen szétterjedő sugárnyalábbal dolgoznak. A (kvázi)-pontszerű sugárforrásnak köszönhetően a

vetületi kép nagysága a sugárforrástól való távolság függvénye lesz, azaz a nagyítás mélységfüggő (5.4a. ábra).

Pontszerűnek képelve a sugárforrást, egy a sugárforrástól z távolságban lévő síkban lévő 2D objektum nagyítása:

$$M = d / z \quad (5.4)$$

A projekciós röntgen rendszer pontválasz-függvényét, térbeli felbontását, az aktív forrás (ahonnan a röntgensugarak kilépnek) kiterjedése befolyásolja. Ennek igazolására tegyük fel, hogy a tárgy, amelyről képet akarunk készíteni, a leképezendő 3D objektum egy vékony, a röntgen filmmel párhuzamos szelete. A tárgy és a sugárforrás közötti távolság legyen z (6.4b. ábra). A szelet valamely kiszemelt pontján áthaladó sugarak, a kiterjedt forrás képét megfordítják (ez a képalkotás szempontjából lényegtelen) és $(d - z) / z$ arányban nagyítják, ami meghatározza a pontválasz-függvény mélységfüggését. Tehát az $s(x,y)$ forrást a kiszemelt szelet egy pontján keresztül a rendszer

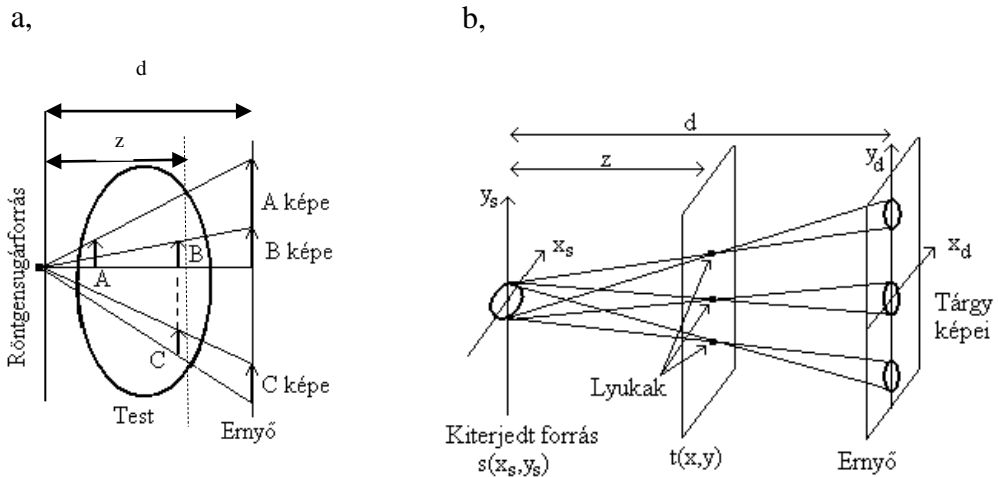
$$h(x_d, y_d) = Ks\left(-x_d \frac{z}{d-z}, -y_d \frac{z}{d-z}\right) = Ks\left(\frac{x_d}{m}, \frac{y_d}{m}\right) \quad (5.5)$$

függvény szerint képezi le, ahol K arányossági tényező, m a forrásnak a furaton keresztüli leképezésekor kapott nagyítása. Az m értéke:

$$m(z) = -\frac{d-z}{z} = 1 - M(z) \quad (5.6)$$

Belátható, hogy a pontválasz független a kiszemelt metszeten belüli helytől. Következésképpen, a $t(x,y)$ objektum „metszet” képe megkapható az alábbi konvolúció segítségével (a képletben szereplő két csillag a konvolúció számítás 2D-s voltára utal):

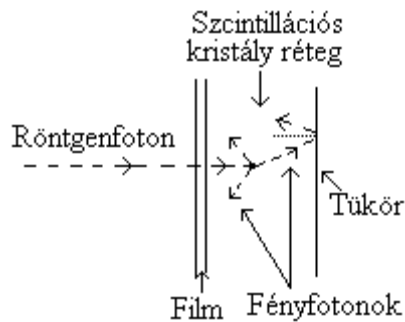
$$I_d(x_d, y_d) = Kt\left(\frac{x_d}{M}, \frac{y_d}{M}\right) **_s\left(\frac{x_d}{m}, \frac{y_d}{m}\right) \quad (5.7)$$



5.4 ábra. a: ábra a nagyítás meghatározásához pontszerű forrás esetén. b: a pontválasz függvény mélységfüggésének magyarázata. A $t(x,y)$, a 3D objektum egy keskeny szelete.

Összefoglalva mondható, hogy a kiterjedt 3D objektum pontjait véges kiterjedésű foltokként képezi le a rendszer. A pontválasz mélységfüggő. Minél közelebb van a 3D-s objektum egy pontja az ernyőhöz, annál kisebb foltta képezi le a kiterjedt forrást (5.4. ábra).

A röntgensugárzás a normál filmeket kismértékben feketíti. Annak érdekében, hogy a sötétedés mértékét növeljék, a film mögött vékony *szcintillátor kristály réteget* helyeznek el. A szcintillátor kristály a beérkező röntgen-fotonok hatására fényt bocsát ki. Végül ez a fény feketíti meg a filmet. A hatásfok növelése érdekében egy tükröző felületet is elhelyeznek a kristály azon oldalára, ahol nincs film (5.5. ábra).



5.5 ábra. Szcintillációs kristály elhelyezése a röntgenfilm mögé, a filmfeketedés hatásfokának növelése érdekében.

6 Nukleáris képalkotók [1,2,13,16,18]

A képalkotás érdekében, a szervezetbe olyan radioaktív izotópot juttatnak, amely a vizsgálni kívánt funkcióhoz / szervhez kötődik. Az izotópok a lebomásukig folyamatosan radioaktív sugárzást bocsátanak ki a tér minden irányába, egyenletes eloszlással. A radioaktív sugárzás megfelelő érzékelőkkel mérhető és ebből következtetni lehet az radioaktivitás térbeli eloszlására, ami képpé alakítható. A kép információt szolgáltat a testben lezajló biokémiai folyamatról.

Az izotópok kiválasztása

Minden szervnek megvan a maga specifikus működése. Az izotópot úgy kell kiválasztani, hogy az a vizsgálni kívánt szerv, szövet stb. biokémiai/biofizikai folyamatához kötődjön.

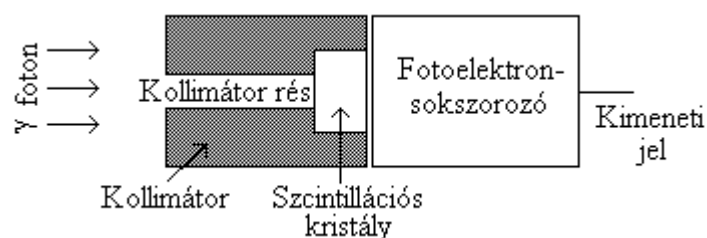
Az izotóp bomlásakor gammasugárzás szabadul fel, amely hullámhosszát tekintve hasonlít a röntgensugárzáshoz, de míg a röntgensugárzás az atom elektronburkából indul ki, addig a gammasugárzás az atom magjából. Ismert, hogy a röntgensugárzás azonosan nyelődik el minden szervben, ha az energiája nagyobb, mint 150 keV (5.3. ábra), és az elnyelődés mértéke is csökken, ahogyan a röntgensugárzás energiája nő. Ugyanez igaz a gammasugárzásra is. Ebből következik, hogy lehetőleg nagy energiájú sugárforrást célszerű használni. A gyakorlatban alkalmazott izotópok esetén a sugárzás energiája a 150 keV néhányszorosa.

Az izotóp kiválasztás fontos szempontja a felezés ideje. A felezési idő adja meg azt az időtartamot, amely alatt a bejuttatott izotópok fele elbomlik. Orvosi vizsgálatokhoz célszerűen olyan izotópot használnak, amelynek felezési ideje rövid (általában pár perc vagy óra), mert ekkor az izotóp sugárzása kevés ideig terheli meg a szervezetet.

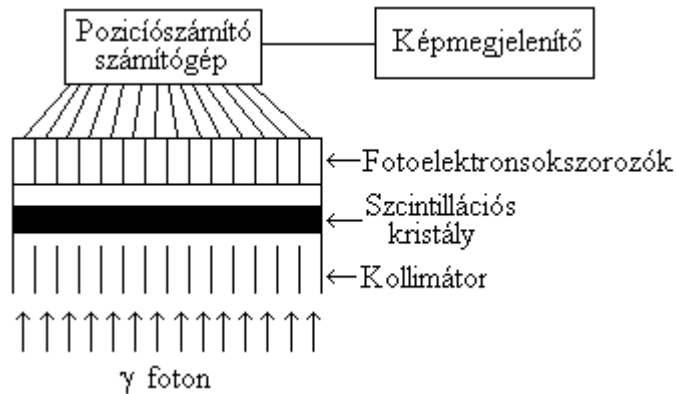
Képalkotás nukleáris medicinában

Az első nukleáris képalkotó eljárást a pajzsmirigy vizsgálatára (131-es jód izotóppal, átlagos γ energiája 364 keV) használták. A képalkotás alapelve, azóta sem változott.

A detektor (6.1. ábra) szcintillációs kristályt tartalmaz, amely fényfelvillanással válaszol minden detektált γ fotonra. A kristályt, hasonlóan az előző fejezetben leírtakhoz, egy mechanikus rendszerrel, kollimátorral „árnyékolják le”, hogy azt csak egy meghatározott irányból érkező γ fotonok tudják elérni. Az érzékelő, amellyel a fényfelvillanásokat számolják, *fonelektron-sokszorozó* (Photon-Electron Multiplier, PEM). Mivel a fényfelvillanások száma arányos a vizsgált térrészben lévő γ foton források számával, így információ kapható a vizsgált térrészben lévő gamma sugárforrások térbeli eloszlásáról.



6.1. ábra. A γ sugár detektor felépítése.

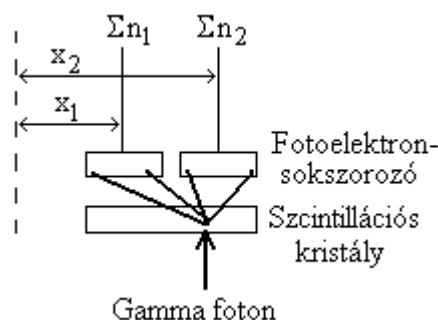


6.2. ábra. Anger kamera felépítése.

A mai műszerekben Anger kamerát (6.2. ábra) alkalmaznak a γ fotonok számának érzékelésére (Hal Anger, amerikai villamosmérnök 1957-ben fejlesztette ki az első kamerát). Ennek működési elve megegyezik a fentiekkel. Ebben is található egy nagyméretű szcintillációs kristály, de ebben a felvillanásokat egyszerre több PEM figyeli a testtől távolabb oldalon. A szcintillációs kristály testhez közelebbi oldalán található a kollimátor, amely ideális esetben csak a szcintillációs kristály lapjára merőlegesen érkező γ fotonokat engedi a kristályhoz. Minden felvillanáskor a keltett fény fotonok a tér minden irányába kirepülnek (feltételezzük, hogy egyenletes eloszlással), és így minden egyes felvillanást több PEM érzékel. Az egyes PEM-ek kimeneti jeleinek amplitúdója arányos azzal, hogy mennyi foton jutott a felvillanásból az illető PEM-be. Ezt az határozza meg, hogy milyen térszögben látja a „fény forrása” az adott PEM-et. A PEM-ek kimeneti jeleiből a felvillanás helyére az alábbi képlettel lehet következtetni:

$$(\hat{x}, \hat{y}) = \left(\frac{\sum_{i=1}^N n_i x_i}{\sum_{i=1}^N n_i}, \frac{\sum_{i=1}^N n_i y_i}{\sum_{i=1}^N n_i} \right) \quad (6.1)$$

ahol (x_i, y_i) az i . PEM érzékelő felületének (fotokatód) középpontja, n_i az i . PEM által érzékelt fotonok száma, (\hat{x}, \hat{y}) a fényfelvillanás becsült pozíciója. Ezt a számítási módot mutatja az x -koordináta esetére a 6.3. ábra.



6.3. ábra. Magyarázó ábra a fényfelvillanás pozíciójának meghatározásához.

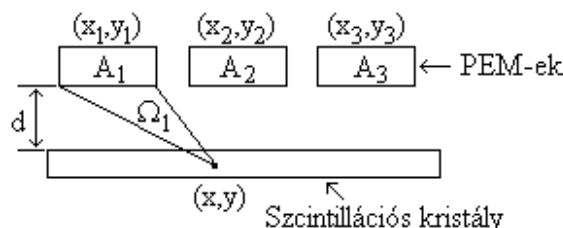
Az eddig leírt felvillanást identifikáló eljárás akkor működik egyértelműen, ha egyszerre csak egy felvillanás történik. Ez egy ritkasági megszorítást, *ritkasági feltételt* jelent. Ezt úgy ellenőrzik, hogy minden beütés esetében összeadják az PEM-ek kimeneti jeleit, és ha az meghalad egy kritikus értéket, akkor azt úgy értelmezik, hogy egynél több felvillanás történt egyszerre, és ezért ezt a mérési adatot figyelmen kívül hagyják.

6.1 Képkotás tulajdonságai

Említettük, hogy a PEM-ből kijövő jel amplitúdója függ attól a térszögtől, amely alatt „a felvillanás a kérdéses PEM fotokatódját látja”. A térszögnek a nagysága a

$$\Omega_i \cong \frac{A_i d}{\left[(x_i - x)^2 + (y_i - y)^2 + d^2 \right]^{3/2}} \quad (6.2)$$

összefüggéssel határozható meg, ahol Ω_i az i -dik PEM térszöge a fényfelvillanás helyéről nézve, A_i az i . PEM fotokatód felületének a nagysága, d a PEM és a szcintillációs kristály közötti távolság, x_i és y_i a PEM fotokatód középpont koordinátáit, x és y a felvillanás koordinátáit jelöli a kristály koordinátarendszerében (6.4. ábra).



6.4. ábra. Magyarázat arra vonatkozóan, hogy a fényfelvillanás helyéről milyen térszög alatt látszik a PEM. (d a szcintillációs kristály és a PEM-ek közötti rész nagysága, A_i az i . PEM érzékelő felülete, (x_i, y_i) , az i . PEM érzékelő felületének középpontja, (x, y) a foton kibocsátás koordinátája, a fotonkibocsátás helyéről az i . PEM Ω_i térszögben látszik).

A PEM-ek által szolgáltatott n_i jelek statisztikus törvényeknek engedelmeskednek, tehát azonos helyen történt felvillanás is eredményezhet eltérő értékeket a koordináta becsléskor. Ezek után határozzuk meg a fényfelvillanási hely becslésének a pontosságát, ha feltételezzük, hogy a fénny fotonok a tér minden irányába egyenletes eloszlással lépnek ki! A feladat tulajdonképpen az (\hat{x}, \hat{y}) helymeghatározás szórásának a meghatározása. Tétélezzük fel, hogy azonos helyről kiindulóan összesen N fényfelvillanást érzékeltünk. Ekkor a fényfelvillanás helyének (x -koordinátájának) várható értéke:

$$E(\hat{x}) = \frac{1}{N} \sum_i x_i E(n_i) = \sum_i x_i \frac{\Omega_i}{\sum_j \Omega_j} \quad (6.3)$$

variáciája (szórás négyzete):

$$D^2(\hat{x}) = \sum_i \left(\frac{x_i}{N} \right)^2 D^2(n_i) = \sum_i \frac{x_i^2}{N} \frac{\Omega_i}{\sum_j \Omega_j} \quad (6.4)$$

Így a helymeghatározás x -koordinátájának szórása – behelyettesítve a térszög kiszámításának képletét – a következő:

$$D(\hat{x}) = \sigma_{\hat{x}} = \left\{ \frac{1}{N} \frac{\sum_i x_i^2 [(x_i - x)^2 + (y_i - y)^2 + d^2]^{-3/2}}{\sum_i [(x_i - x)^2 + (y_i - y)^2 + d^2]^{-3/2}} \right\}^{1/2} \quad (6.5)$$

Hasonló formula vezethető le a fényfelvillanás y -koordinátájára is. Fontos észrevenni, hogy a helymeghatározás pontossága (szórása) nem függ a PEM érzékelő felületeinek nagyságától, viszont függ a középpontjaik helyzetétől. Minél közelebb vannak a PEM-ek egymáshoz, annál pontosabb a helymeghatározás. Ezért szokták a PEM-eket hatszög-alakúra készíteni, mert így a szcintillátor kristály teljes sík lefedhető úgy, hogy a PEM középpontok közel legyenek egymáshoz. A (6.3) és (6.4) alapján a pontosság (várhatóérték és szórás) adott érzékelő elrendezés esetén úgy növelhető, hogy N beütésszámot növeljük, azaz hosszabb ideig mérünk. Feltételeztük, hogy a mérés ideje alatt az izotóp testen belüli eloszlása nem, vagy csak nagyon lassan változik (a felezési idő miatt). Elegendően pontos méréshez nagyságrendileg 100.000 érvényes fényfelvillanást szükséges mérni, ekkor a források helye már pontosan meghatározható.

Nehezíti a mérést, ha az izotópforrás (tipikusan a szív) mozog. A mozgás hatását úgy minimalizálják, hogy az EKG-hez szinkronizált rövid időintervallumok sorozatán belül végzik a mérést, feltételezve, hogy a rövid időablakokon belül már számottevő elmozdulásra nem kell számítani. Ilyenkor tehát több időablakban folyik az adatgyűjtés, külön-külön. Ekkor viszont az előírt pontosság érdekében időablakonként kell nagyságrendileg 100.000 felvillanást mérni, ami összességében megnövekedett mérési időt eredményez.

Ezek figyelembe vételével mondható, hogy a helymeghatározás pontossága a gyakorlatban 2-6 mm.

Idealizált kollimátor

Az alábbiakban részletesebben az ún. *Pinhole képalkotás tulajdonságait vizsgáljuk, a* (6.5. ábra) jelöléseit felhasználva.

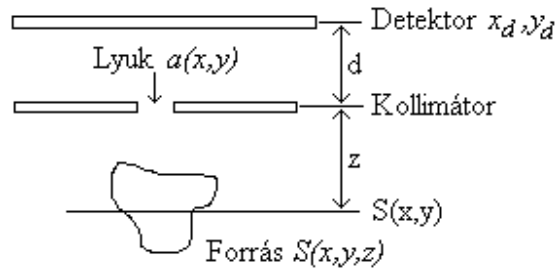
Feltételezve, hogy a furat infinitézimálisan kicsi, ill. hogy a kollimátor végtelenül vékony, a kollimátortól z mélységben lévő $S(x,y)$ síkbeli izotópforrás hatása a detektor síkban az

$$I_d(x_d, y_d) = KS \left(\frac{x_d}{M}, \frac{y_d}{M} \right) \quad (6.6)$$

összefüggés alapján képződik le, ahol K az intenzitásra jellemző állandó, M a leképezés nagyítása, azaz

$$M = -\frac{d}{z} \quad (6.7)$$

Látható, hogy ha a furat átmérője kicsi, akkor túlzottan kevés foton jut át rajta, K értéke túlzottan kicsivé válik, következésképpen a furat nem lehet tetszőlegesen kicsi.



6.5. ábra. Pinhole képalkotás. A 3D-s forrásnak a kollimátortól z távolságra lévő $S(x,y)$ metszetét tekintjük. Ez képződik le az $a(x,y)$ lyukon keresztül a kollimátortól d távolságra lévő detektoron. Így kapjuk meg a forrás intenzitásképét.

A kollimátor jelenléte miatt, az egyes szcintillációs kristályrészek különbözően érzékenyek az x,y pontszerű forrásból induló γ fotonra. Az egyes szcintillációs kristályrészek érzékenysége az adott forráshelyre arányos azzal a térszöggel, amely alatt a γ foton forrás „látja” az adott szcintillációs kristály részt (6.4. ábra).

Ahhoz, hogy a képalkotást matematikai formában írassuk le, meg kell határozni a leképezés pontválasz függvényét. Ehhez tegyük a pontszerű forrást (x,y,z) helyre kollimátor nélkül. A detektorok síkjában ezen forrás intenzitását-képét a detektor normálisával θ szöveget bezáró helyen felvett értékhez viszonyítva a

$$\frac{1}{4\pi(z+d)^2} \cos^3 \theta \quad (6.8)$$

összefüggéssel írható le (a fotonok egyenletes, gömbszerű terjedését feltételezve), ahol θ a γ foton pályájának szöge a normálisához képest, $(z+d)$ a pontszerű izotópforrás és a detektor közötti távolság (a képletben \cos^2 a megnövekedett távolságból származik, a további \cos szorzó a ferde beesésből). Az $a(x,y)$ nyílású kollimátor, a z és d távolságok függvényében egy nagyítási effektust hoz be, azaz a pontválasz függvény (egységnyi intenzitású pontforrás képe a detektorlemezen):

$$h(x, y, x_d, y_d) = \frac{\cos^3 \theta}{4\pi(z+d)^2} a\left(\frac{x_d - Mx}{m}, \frac{y_d - My}{m}\right) \quad (6.9)$$

ahol m a leképző „kollimátor-nyílás nagyítása”. Értéke az 5.4a. ábra gondolatmenetéhez hasonló módon:

$$m = \frac{z+d}{z} = 1 - M \quad (6.10)$$

Most határozzuk meg egy kiterjedt, 2D-s forrás intenzitás képét ($I_d(x_d, y_d)$)! Azért, hogy hely-invariáns intenzitás képet kapjunk, tekintsünk el az intenzitás szögfüggőségétől (Θ -tól). A síkbeli forrást a $S(x, y)$ függvénnyel tudjuk leírni. Mivel ezen leképezés lineáris, ezért a detektor (x_d, y_d) koordinátájú helyén a $S(x, y)$ forrás intenzitás képe az

$$I_d(x_d, y_d) = \frac{1}{4\pi(z+d)^2} \iint S(x, y) a\left(\frac{x_d - Mx}{m}, \frac{y_d - My}{m}\right) dx dy \quad (6.11)$$

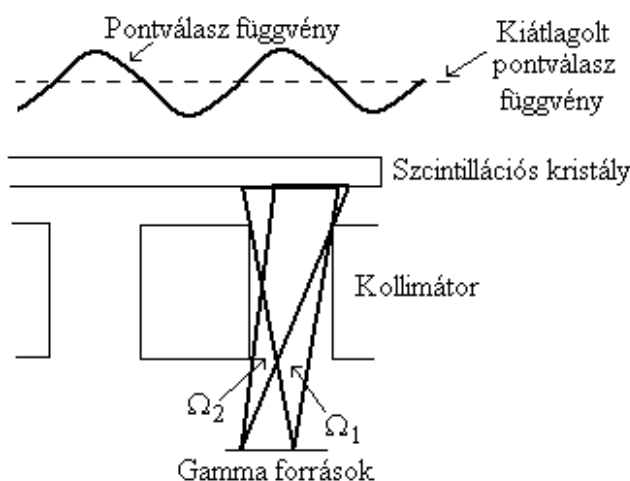
formulával adódik. Ez átalakítható 2D-s konvolúciós alakra, amennyiben bevezetjük a $x' = Mx, y' = My$ jelölést. Ekkor:

$$I_d(x_d, y_d) = \frac{1}{4\pi d^2 m^2} S\left(\frac{x_d}{M}, \frac{y_d}{M}\right) ** a\left(\frac{x_d}{m}, \frac{y_d}{m}\right) \quad (6.12)$$

Látható, hogy minél mélyebben van a forrás, az onnan származó sugarak egyre párhuzamosabbak, és így annál kisebb lesz a „képe” és az intenzitása is. A képletben a "*" jelölés a 2D-s konvolúcióra utal).

Kvalitatív kiterjesztés valóságos kollimátor esetére

A valóságban a helyzetet bonyolíthatja, hogy a kollimátor anyaga aránylag vastag ólom lemez, ebbe vannak a furatok. Ilyenkor a pontválasz függvény továbbra is mélységfüggő, de már egy síkban sem azonos. Ennek oka az, hogy a síkon a furat tengelyétől távolodva, más és más térszögben látható a szcintillációs kristály és így más és más nagyságú felület látható belőle (6.6. ábra). Ritka furatok esetén lehet akár olyan hely is, ahonnan nem is látszódik a szcintillációs kristály, azaz ilyen helyekre nem lenne érzékeny a detektáló rendszer.



6.6. ábra. Pontválasz függvény egy síkon belül sem állandó a kollimátor vastagsága miatt. Ennek oka az, hogy más térszögben látunk rá a szcintillációs kristályra a sík különböző pontjaiból.

7 Ultrahangos képalkotás [1,2,13, 16]

Az ultrahangos képalkotásnál adott frekvenciájú, amplitúdójú és időtartamú hullámcsomagot juttatnak a testbe. A hullámcsomag, a különböző akusztikai tulajdonságú szövetek határaitól valamilyen mértékben visszaverődik. A mérésnél a visszaverődő hullámot érzékelik. A kibocsátás és a visszaverődő hullám érzékelése közötti idő a visszaverő felület távolságáról, a visszavert hullám amplitúdója pedig a visszaverő szövet típusáról hordoz információt.

Az ultrahang tulajdonságai

Az ultrahang nagyfrekvenciás hanghullám. Az orvosi gyakorlatban az 1-10 MHz-es tartományt használják.

Az ultrahang keltése a *piezoelektromos jelenségen* alapul. Ennek értelmében, amennyiben piezoelektromos kristályra váltakozó feszültséget adnak, akkor a kristály a váltakozó feszültség frekvenciájával megegyező frekvenciával változtatja az alakját, összehúzódik és kitágul (rezeg). Ez fordítva is igaz, összenyomva egy piezoelektromos kristályt, töltések halmozódnak fel a két átellenes oldalán. Így, 1-10 MHz-es szinusz feszültséget kapcsolva a piezoelektromos kristályra, az 1-10 MHz hanghullámot fog generálni, azaz, váltakozó villamos jellel akusztikai jel állítható elő.

Az ultrahang terjedési tulajdonságai megegyeznek a hagyományos hanghulláméval. A terjedés paramétereit befolyásolja, hogy milyen akusztikai tulajdonságú közegen halad keresztül, ill. vannak-e ugrásszerű akusztikai impedancia változással jellemezhető közegethatárfelületek. A közegen belüli terjedéskor az ultrahanghullám frekvenciája nem változik, ám a disszipáció következtében amplitúdója exponenciálisan csökken. A közeget az *akusztikai impedanciával* (Z) szokás jellemezni, amely a rezgést átvivő közegen lévő, a hullám által okozott hangnyomás és a közegen lévő részecskék rezgési sebessége közötti arányossági tényező, azaz

$$p = Zv \quad (7.1)$$

ahol p a hullám által keltett hangnyomás, míg v a közeg rezgő részecskéinek sebessége. Az akusztikai impedancia számolható a következő formulával:

$$Z = \rho c \quad (7.2)$$

ahol: ρ a közeg sűrűsége, míg c a közegbeli hangsebesség. Az akusztikai impedancia ugyanazt a szerepet játssza, mint fényhullámok esetén a törésmutató.

Amikor az ultrahang hullám közegethatárhoz ér, (7.1. ábra), a hullám egy része reflektálódik, másik része megtörik.

$$p_{be} + p_{vv} = p_{tört} \quad (7.3)$$

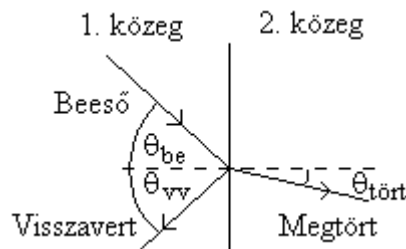
Miközben a

$$v_{be} \cos \theta_{be} + v_{vv} \cos \theta_{vv} = v_{tört} \cos \theta_{tört} \quad (7.4)$$

feltételnek teljesülnie kell, ahol „be” index a beérkező hullámot, a „vv” a visszavert hullámot, a „tört” index a megváltozott irányban továbbhaladó hullámot jelenti. P az adott hullám komponens akusztikai nyomása, v az adott hullám hatására létrejövő rezgésben a közeg részecskéinek rezgési sebessége, míg θ az adott hullám és a felület normálisa közti szög (lásd 7.1. ábra). Felhasználva a Snellius-Descartes törvényt ezekből az összefüggésekből megkaphatjuk az ultrahang törési törvényét

$$\frac{\sin \theta_{be}}{\sin \theta_{tört}} = \frac{c_{be}}{c_{tört}} \quad (7.5)$$

ahol: c_{be} a beesési hullám terjedési sebessége, míg $c_{tört}$ a megtört hullám terjedési sebessége. Ebből szintén belátható, hogy – akár csak a fény esetében – a beesési és a visszaverődési szög egyenlő, azaz $\theta_{be} = \theta_{vv}$.



7.1. ábra. Magyarázat a hullám visszaverődéséhez és megtöréséhez.

A fentiekből levezethető a reflektivitás értéke, amely a visszavert és a beeső hullám nyomásának hányadosa, azaz:

$$R = \frac{p_{vv}}{p_{be}} = \frac{Z_2 \cos \theta_{tört} - Z_1 \cos \theta_{vv}}{Z_2 \cos \theta_{tört} + Z_1 \cos \theta_{be}} \quad (7.6)$$

ahol: Z_1 a baloldali közeg (7.1. ábra) akusztikai impedanciája, Z_2 a jobboldali közeg akusztikai impedanciája. Merőleges beesés esetén a reflektivitás:

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (7.7)$$

A reflektivitás megadja, hogy a határfelületről a beérkező hullám hányad része verődik vissza.

A 7.1. táblázatban néhány szövet esetére látható a hanghullám terjedési sebessége, valamint az 1 MHz-es ultrahangra gyakorolt csillapítása. A 7.2. táblázatban látható továbbá néhány határfelület reflektivitása is, merőleges beesés esetén.

Az ultrahangos képalkotásban a visszaverődött hullámot érzékeljük, így a képalkotásban a reflektivitásnak van fontos szerepe. A 7.2. táblázatból látható, hogy lágy szövetek közötti határról kevés hullám verődik vissza, míg lágy szövetek (pl. bőr!), és a levegő határáról gyakorlatilag minden visszaverődik. Ez utóbbinak a következményére még a későbbiek során visszatérünk.

Anyag	Csillapítási együttható (dB/cm)	Terjedési sebesség (m/s)
Levegő	10	330
Vér	0,18	1570
Csont	3-10	4080
Izom	1,65-1,75	1585
Víz	0,002	1480

7.1. táblázat. Néhány szövet 1 MHz-es ultrahangra gyakorolt csillapítása és hanghullám terjedési sebessége.

Közeghatár	Reflektivitás
Agy-Koponya csont	0,66
Zsír-Csont	0,69
Zsír-Vér	0,08
Zsír-Izom	0,1
Izom-Vér	0,03
Izom-Máj	0,01
Lágy szövet-Víz	0,05
Lágy szövet-Levegő	0,9995
Lágyszövet-Piezoelektromos kristály	0,89

7.2. táblázat. Néhány közeghatárnak a reflektivitása merőleges ultrahang hullám beesés esetén 1 MHz-en.

Az ultrahang csillapódása a sugárzások gyengülésének törvénye szerint:

$$J = J_0 e^{-\mu \cdot x} \quad (7.8)$$

ahol J és J_0 az intenzitás x , ill. $x = 0$ távolságban, μ pedig az adott frekvenciájú ultrahang **abszorpció együtthatója**.

Minél nagyobb az ultrahang frekvenciája, annál nagyobb a μ csillapítás mértéke. Ezért nem célszerű túlzottan nagy frekvenciájú ultrahang alkalmazása. Ugyanakkor a felbontást javítaná a nagyobb frekvenciájú ultrahang használata.

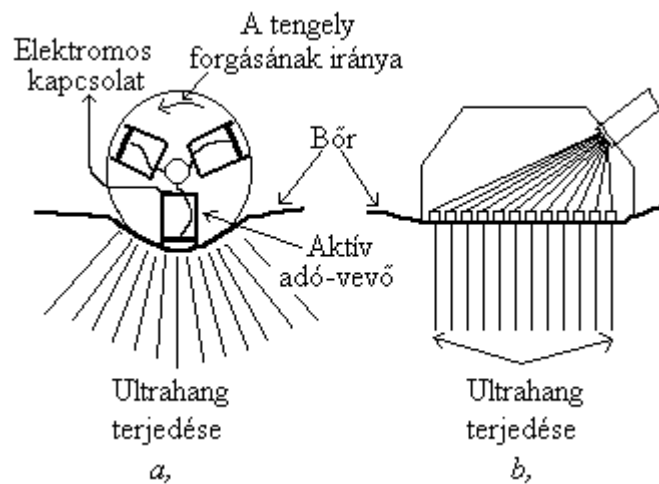
Ultrahangos képalkotás módszerei

A-Scan módszer: Egyetlen vonal menti „képalkotást” tesz lehetővé. Ekkor az adó és a vevő általában ugyanazon piezoelektromos kristály. A mérés lényege, hogy a kristály kibocsát egy rövid ultrahang csomagot, majd méri a reflektált hullámcsomagok beérkezési idejét. A visszaverődés idejéből megállapítható, hogy a felszínhez viszonyítva milyen mélyen volt a visszaverő felület.

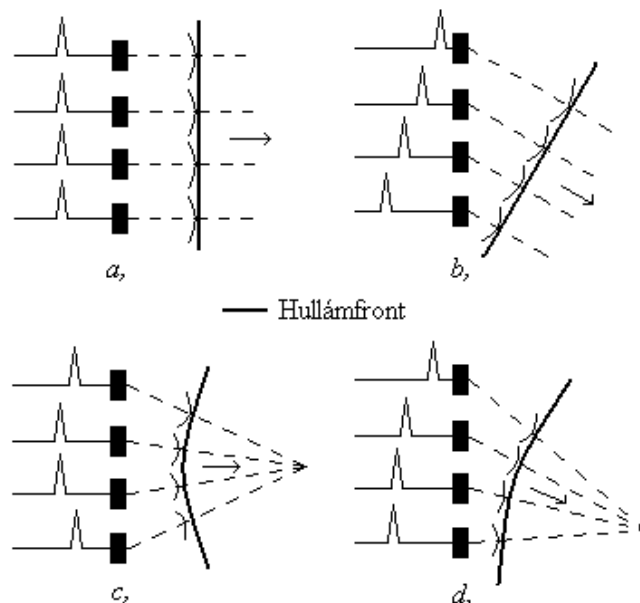
Time-Motion módszer (M-method): Felépítése hasonló az A-scan módszerhez, egyetlen vonal mentén gyűjt információt. Az eltérés a kijelzés módszerében található. Az M módszer esetén a visszaverő felület mélységének megfelelő helyen egy fényes pont jelenik meg a kijelzőn. Az újabb és újabb hullámcsomagoktól származó fényes, a visszaverődést jelző pontokat a kijelző y-tengelye mentén (az idő függvényében) egy-egy inkrementummal

feljebb megjelenítve kialakul a visszaverő felület mélységi-koordinátájának időfüggése, idő-elmozdulás diagramja. Ez az eljárás alkalmas a szív és a szívbillentyűk mozgásának alakváltozásának vizsgálatára.

Real-time scanner (7.2. ábra): Ez az eljárás síkmetszetről szolgáltat képet, tehát nem csak egy vonal mentén gyűjt információt. Alapötlete az, hogy az adó és a vevő kristály megfelelő mozgásával pásztázó ultrahang hullámot hoznak létre, így lehetővé válik a szervek síkmetszeteinek vizsgálata. A korai real-time scannernél egy tengely körül rögzítettek több adó-vevő kristályt, és a tengelyt mechanikusan olyan sebességgel forgatták, hogy a kristály érzékelhesse a visszavert jelet. Az ilyen adó-vevő kristályok mozgása nem lehet gyors, ugyanis „meg kell várni” a visszaverődő hullámokat. Ez azt jelenti, hogy a „képfrekkvenciának” jól meghatározható felső határa van, a sebesség növelése csak a felbontás rovására lehetséges.



7.2. ábra. Néhány real-time scanner elrendezési forma. a: tengely mentén rögzítik az ultrahang adó-vevőt, és a tengely forgatásával pásztázzák végig a kívánt szögtartományt; b: sok kis ultrahang adó-vevőt (elemi hangforrást) helyeznek el egymás mellett. Az egyes adó-vevőket működtethetik külön-külön, egyszerre, vagy meghatározott időkésllettel. Ezzel az elrendezéssel a terjedő hullámfront tetszőleges irányba terjedő sík, ill. fókuszált is lehet.



7.3. ábra. Eredő ultrahang hullámfront beállításának lehetséges módszerei. a: a test felszínével párhuzamosan terjedő hullámfront; b: test felszínével szöget bezáró hullámfront; c: fókuszált hullám; d: fókuszált hullám szögeltéréssel.

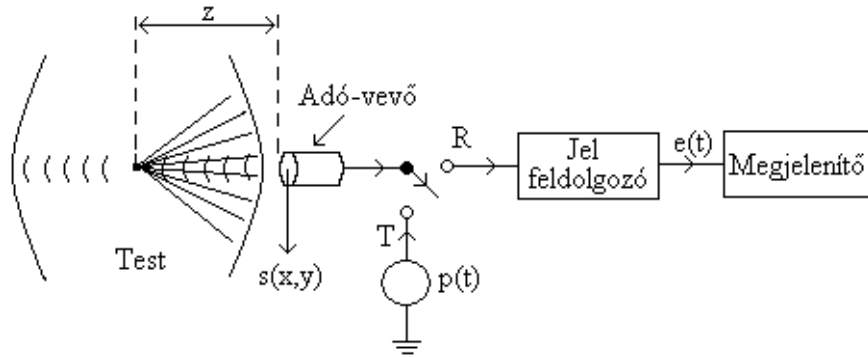
A pásztázó hullámmaláb elektronikus vezérlésére a Huygens-elv ad lehetőséget. Az elv kimondja, hogy tetszőleges t pillanatban a hullámfront, a $t - \Delta t$ pillanatban mérhető hullámfront elemi forrásaiból kiinduló hullámok szuperpozíciójaként kapható meg. Ebben az elrendezésben a pontszerű hangforrások realizálják az elemi forrásokat. Ezt kihasználva, ha a mérőfejben több adó-vevő kristály van egymás mellett, és ezek egyszerre bocsátanak ki hullámcsomagot, akkor az eredő hullámfront párhuzamos síkot fog képezni az adók síkjával (általában ez a sík a test felülete) (7.3a. ábra). Ez a hullámfront terjed egyre mélyebbre a testben. Amennyiben az adók ultrahangcsomag kibocsátása között időkülönbség van, akkor változtatható a hullámfront síkja és az adók síkja (testfelszín) által bezárt szög. Az időkülönbségeket megfelelően változtatva, a hullámfront pásztázó mozgása, esetleg fókuszálása, elektronikus vezérléssel biztosítható. (7.3b-d. ábra).

Az ultrahangos képalkotás pontválasz függvénye

A továbbiakban részletesebben vizsgáljuk meg, hogy mitől függ a reflektált jel. Tételezzük fel, hogy a kristály hullámkeltő felszíne az x - y síkban van és a hullám a z tengely irányában hatol a testbe. Továbbá feltételezzük, hogy a kristály hullámkeltő felülete jóval nagyobb a generált hullám hullámhosszánál. Igazolható, hogy ebben az esetben a hullámfront keresztmetszete jó közelítéssel a kristály hullámkeltő felület mozgásával egyezik meg, azaz mindkettő ugyanazzal az $s(x,y)$ függvénnyel írható le. Terjedjen a hullám c sebességgel a testben és a test szöveteire vonatkozó csillapítási tényező legyen α . Ekkor, ha a testben van egy izotropikusan reflektáló, $R(x,y,z)$ reflexiós függvénnyel leírható felület, akkor az érzékelt jel az:

$$e(t) = K \left| \iiint \frac{e^{-2\alpha z}}{z} R(x, y, z) s(x, y) \bar{p} \left(t - \frac{2z}{c} \right) dx dy dz \right| \quad (7.9)$$

alakban írható fel, ahol K egy normálási állandó, $e^{-2\alpha z}$ a z mélységből visszaverődő hullám csillapítása, $\bar{p}(t - 2z/c)$ a $2z/c$ idővel korábban kibocsátott impulzusra vonatkozó pontválasz függvénye a vevőnek. Az abszolútérték-képzés a burkológörbe-képzésnek felel meg. Az $1/z$ faktor azt jelképezi, hogy a reflektáláskor a hullám gömbhullámként verődik vissza, azaz visszaverődés közben minden irányba szóródik. Ez abból következik, hogy az ultrahang hullám hullámhossza jóval nagyobb, mint a reflektáló szövet-molekulák mérete. Ezen összefüggés felírásánál feltételeztük még, hogy $R(x,y,z)$ skalár, és nem függ a beérkező ultrahang hullám irányától, ill. hogy gyenge reflektáló határfelületek vannak, azaz a reflektált hullám nyomása a beérkező hullám akusztikai nyomásától lineárisan függ, és nem függ a beérkező nyomás-jel magasabb hatványaitól.



7.4. ábra. Az ultrahangos mérés elvi vázolata.

Látható, hogy a hullám amplitúdója a megtett úttal rohamosan csökken, amelyet a képlet $e^{-\mu z}$ és $1/z$ tagjai mutatnak. Feltesszük, hogy a $\bar{p}(t)$ gerjesztő jel egy keskeny impulzus, amely alatt a csillapodást jellemző előző két tag értéke állandónak tekinthető. Ekkor $\bar{p}\left(t - \frac{2z}{c}\right)$ Dirac-deltaként viselkedik és így a kimeneti jel becslése a következő alakban írható:

$$e(t) \cong K \left| \frac{e^{-\mu ct}}{ct/2} \iiint R(x, y, z) s(x, y) \bar{p}\left(t - \frac{2z}{c}\right) dx dy dz \right| \quad (7.10)$$

Olyan erősítőt alkalmazva, amely exponenciálisan növeli a $g(t)$ erősítését az idő múlásával, azaz

$$g(t) = \frac{ct}{2} e^{\alpha ct} \quad (7.11)$$

Ekkor a kimeneti jel felírható, mint

$$e_g(t) = K \left| \iiint R(x, y, z) s(x, y) \bar{p}\left(t - \frac{2z}{c}\right) dx dy dz \right| \quad (7.12)$$

Ez konvolúciós alakba átírva:

$$e_g(t) = K \left| R\left(x, y, \frac{ct}{2}\right) *** s(-x, -y) \bar{p}(t) \right| \quad (7.13)$$

amit $x = 0, y = 0$ -ban kell kiértékelni. A *** a 3D-os konvolúciót jelenti.

Az ultrahangos képalkotás lényege, hogy a kimeneti jelből megbecsüljük a testben z mélységben lévő reflexiót. Hogyan tudjuk ezt megtenni a kimeneti jel ismeretében? Az *A scan* módszer esetén a reflexiót csak vonal ($x = 0, y = 0$) mentén (z tengely mentén) kell kiértékelni. Tudjuk, hogy az $e_g(t)$ tartalmazza a reflektivitást, mint az idő, és így a mélység függvényét. A z mélységben lévő reflektivitási érték becslését c sebességgel haladó hullám esetén úgy kaphatjuk meg, hogy:

$$\hat{R}(0,0,z) = \int e_g(t) \delta\left(t - \frac{2z}{c}\right) dt = K \left| R(x,y,z) \bar{p}\left(\frac{2z}{c}\right) s(x,y) \right| \quad (7.14)$$

az $x = 0$ és $y = 0$ -ban kiértékelve.

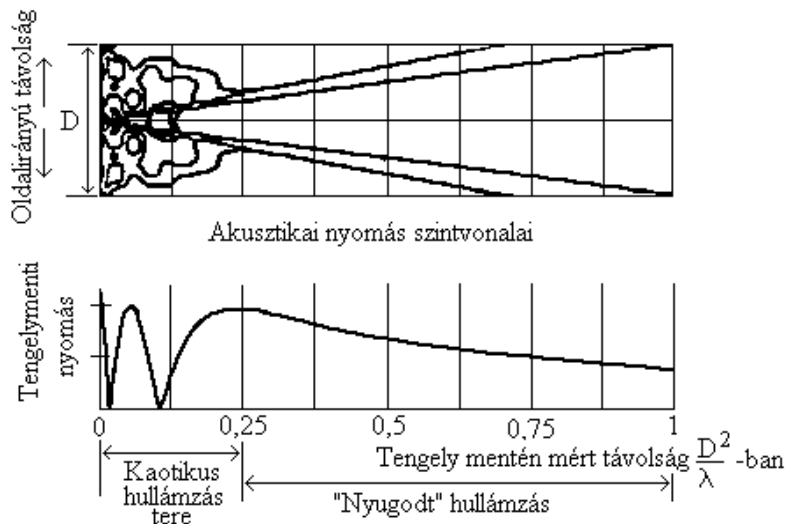
Ultrahangkeltés tulajdonságai

A test egy adott pontjában lévő hullámhoz hozzájárul az ultrahang keltő felület összes elemi forrásából indult hullámcsomag. A rezgéstér egy adott pontja más és más távolságra van a különböző elemi forrásoktól, így a rezgéstér vizsgált pontjáiig való hullámterjedéshez is különböző időre van szükség, következésképpen az egyes elemi források által kibocsátott hullámok között fáziseltérések vannak. Ez viszont – a szuperpozíció miatt – bonyolult hullámképet eredményez a forrásokhoz közeli tér pontjaiban. Azon pontok, melyek távolabb vannak a forrásoktól, már közelítőleg azonos távolságra vannak az összes forrástól, így távolabb, egyszerű (közel sík) hullámfront jön létre (7.5. ábra).

Ezen tér méreteit a hullámot gerjesztő kristály mérete és az ultrahanghullám frekvenciája határozza meg. Kör alakú kristály esetén

$$\frac{D}{4\lambda} \quad (7.15)$$

mélységig tart a „kaotikus hullámzás” tere, ahol D a kristály átmérője, λ a hullámhullámhossza.



7.5. ábra. Akusztikai nyomás változása az adó-vevő kristálytól való távolság függvényében.

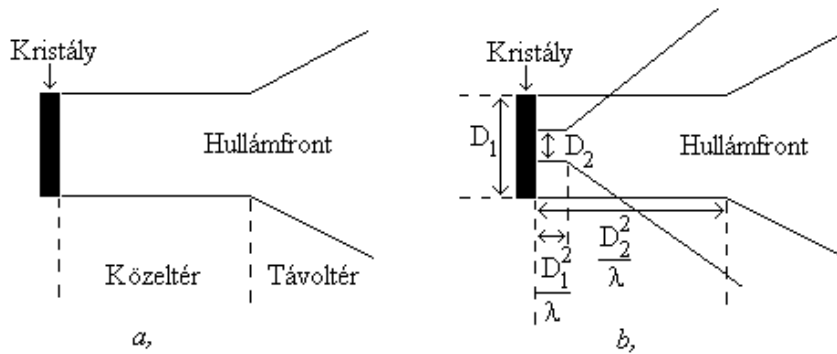
A rezgékeltő kristály méretét és a kibocsátott hullám frekvenciáját úgy kell megválasztani, hogy a tanulmányozandó belső struktúra a kaotikus hullámzás tartományán kívül essen.

Az ultrahanghullám terjedése szempontjából a hangteret két részre osztjuk: *közeltérre* és *távoltérre*. A közeltérben a hullámfront szélessége nem haladja meg a rezgékeltő kristály szélességét. A távoltérben a hullám elkezd szétterülni, nem alkalmas a vizsgálatok céljára.

(7.5. ábra). A köztér hossza a kristály átmérőjétől és a keltett hullám frekvenciájától (hullámhosszától) függ (7.6. ábra). Kör alakú adókristály esetén értéke arányos a

$$\frac{D^2}{\lambda} \quad (7.16)$$

értékkel, ahol D a kör alakú kristály átmérője, λ a hullám hullámhossza. Az ábrán látható, hogy kisebb kristály esetén a köztér mérete rövidebb, azaz relatíve hamar szétterül a hullámnyaláb.

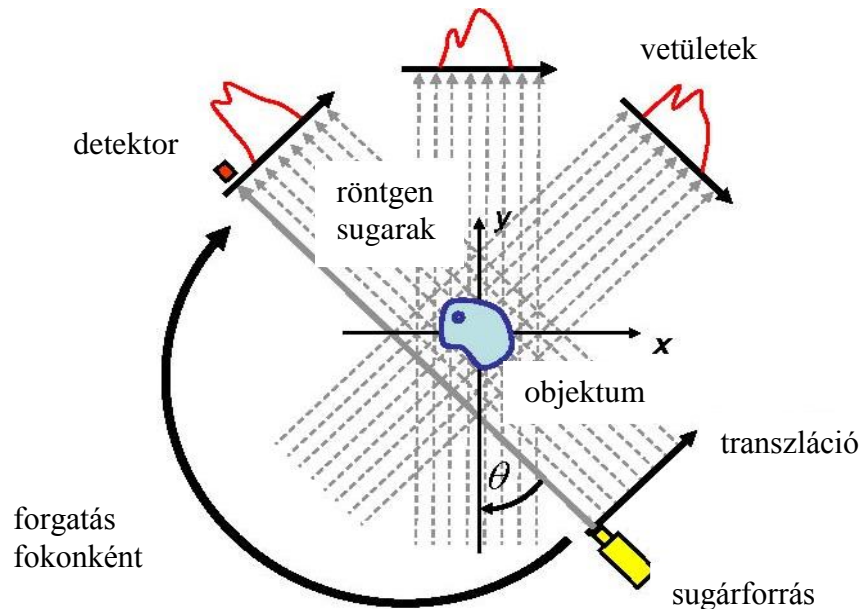


7.6. ábra. Ultrahang hullámnyaláb szétterülése a testben. *a:* köztér és távotér; *b:* a „szétterülést” a kristály mérete és a kibocsátott hullámhossz befolyásolja. A *b.* ábrán annak érdekében, hogy szemléltessük a vizsgálatok szempontjából fontos „köztér” mélységi méretét, egymásra rajzoltuk egy nagy (D_1) és egy kis (D_2) átmérőjű ultrahang forrás esetén elérhető hasznos vizsgálati tartományt, azonos λ esetén.

8 Számítógépes tomográfia [1,2,13-17]

A számítógépes tomográfia, a CT, forradalmasította az orvosi mérés technikát. (megalkotásáért 1979-ben A.P. Cormack és G.N. Hounsfield Nobel-díjat kapott.)

CT esetén a test valamely metszetének a képét számítógép segítségével, matematikai úton állítják elő a különböző irányokból mért vetületi képekből.



8.1. ábra. CT rendszer elvi felépítése. Adatgyűjtéskor először transzlációs mozgással végigpásztáznak a test szélessége mentén, majd elemi rotációt végeznek a test tengelye körül, majd újra pásztáznak transzlációval, és így tovább.

A CT képképzés elvi (klasszikus) változata szerint röntgensugárcsővel egy röntgen nyalábot generálnak, amelyből kollimátorral „kiszűrnék” egy keskeny nyalábot. Ezzel a nyalábbal egy „vonal mentén” átvilágítják a testet. A forrással szemben, a páciens testének túlóldalán, detektort helyeznek el, amely a páciens testén keresztül, irányváltozás nélkül átjutó sugárzás intenzitását méri. Egy-egy ilyen elemi mérés után a röntgenforrás és a detektor összehangolt transzlációs mozgást végez pl. 1 mm-es inkrementummal. Amikor a transzlációs lépések sorozatával a test teljes szélességét átvilágították, a forrás-detektor együttest elforgatják a test hossz tengelye mentén pl. 1 fokkal. Az új sugáriránnyal ismét végigpásztázzák a testet transzlációs mozgással, majd újra elfordítják a forrás-detektor együttest a test körül, és így tovább.

A röntgensugárzás egy részét a test elnyeli, valamennyire szét is szórja, a korábban megismert Compton-effektus következtében. A képképzéshez azonban csak az irányváltoztatás nélküli sugárzás ismeretére van szükség. Annak érdekében, hogy csak a megfelelő irányból jövő sugárzás érje el a detektort, a detektornál is kollimátort alkalmaznak.

A mérések közvetlen eredményét (a kilépési sugár intenzitás profilját) tárolják. A későbbiekben ezekből határozzák meg, az ún. vetületeket (az ábrán pirossal jelölve), ami alatt a metszetet alkotó szövetek μ sugárgyengítési tényezőinek vonalintegrálja értendő. Amennyiben a röntgensugár az y koordinátával párhuzamosan halad, a bemeneti és a kilépő intenzitás közötti kapcsolat (a korábban megismert röntgen sugárgyengítés):

$$I_{ki} = I_{be} e^{-\int \mu(x,y) dy} \quad (8.1)$$

ahol I_{ki} a testből kijövő röntgensugárzás intenzitása x' -ben, I_{be} a bemeneti röntgensugár intenzitása, μ az elnyelődés (röntgensugár-gyengítés) mértéke. Látható, hogy az elnyelődés mértéke az adott vonal mentén a kitevőben található. Ezt kifejezve kapjuk, hogy

$$\int \mu(x, y) dy = \ln \left(\frac{I_{be}}{I_{ki}(x)} \right) \quad (8.2)$$

azaz a testbe bemenő és a testből kijövő röntgensugárzás fluxusai hányadosának természetes alapú logaritmusát adja meg az adott vonal mentén mért elnyelődési értékek összegét (integrálját).

Kérdés az, hogy hogyan lehet előállítani a (8.2) által definiált „vetületekből” a metszeti képet. Erre több módszer ismert, melyeket a következőkben ismertetünk.

8.1 Algebrai rekonstrukciós technika

A legrégebbi metszeti kép előállítási módszer az *algebrai rekonstrukciós technika* (ART) elnevezésű iterációs eljárás. Ennek lényege a következő. Felosztjuk a test vizsgált síkmetszetét cellákra és feltételezzük, hogy a cellákon belül az elnyelődés mértéke konstans. Kezdetben minden cellának adunk valamilyen elnyelődési értéket (ezen érték tetszőleges lehet, akár zérus). Ezután kiszámoljuk, hogy ezen feltételezett röntgensugár gyengítési értékekkel milyen vetületi értéket kellene érzékelnünk az egyes irányokban (úgy tekintjük, hogy a forrás és a detektor translációs mozgásakor pont egy cellával lépünk tovább). Ezen számolt értéket összehasonlítjuk a mért értékekkel és meghatározzuk a hibát. Meghatározzuk, hogy az adott irányban hány cellán ment át a röntgensugár, és az előbb kapott hibát elosztjuk ezzel a számmal, majd az így kapott értékkel módosítjuk az adott irányban elhelyezkedő cellák elnyelési értékeit, azaz a hibát egyenletesen elosztjuk a sugár irányába eső cellák között. Amikor minden irányból elvégeztük ezt a korrekciót, újra kiszámoljuk, hogy milyen kimeneti sugárzásokat kellene mérnünk, majd újra korrigálunk, és így tovább. Ezt a folyamatot addig folytatjuk, míg végül már minden irányban azt a kimeneti sugárzás értéket számoljuk, amelyiket mérjük is, azaz nem keletkezik hibát.

Az iteráció képlete a következő:

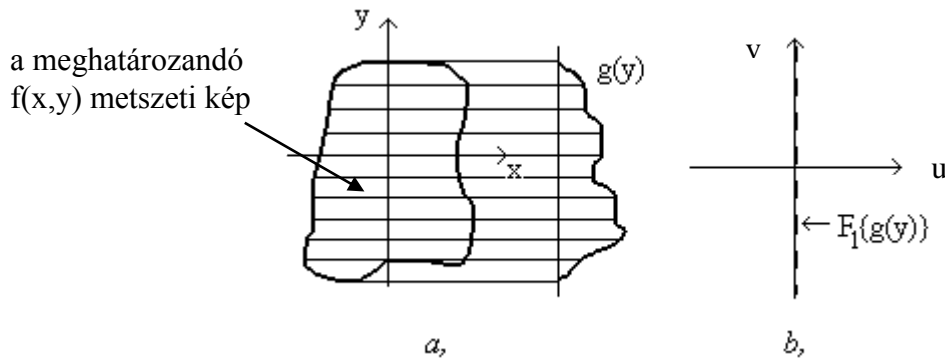
$$f_{ij}^{c+1} = f_{ij}^c + \frac{g_j - \sum_{i=1}^N f_{ij}^c}{N} \quad (8.3)$$

ahol f_{ij}^c a c . lépésben az (i,j) cellában lévő érték, g_j az adott irányból mért érték és N az adott irányban lévő cellák száma.

Egy további képrekonstrukciós lehetőséget kínál a *Centrális-metszések tétele* vagy *Radon-transzformáció*.

8.2 Radon transzformáció

Radon transzformáció lényege (a 8.2 ábrán látható speciálisan felvett vetület esetében) a következő:



8.2. ábra. A Radon-transzformáció magyarázata. a: az y irányú egyenesre számolt $g(y)$ vetület ábrázolása; b: az y tengelyre vett vetület Fourier-transzformáltja az u - v Fourier-térben a v tengely mentén helyezkedik el.

Legyen egy 2D-s alakzatunk (8.2a. ábra). Ez kétváltozós függvényként ($f(x,y)$) írható le. CT esetén ilyen függvény lehet egy síkmetszetben a μ csillapítási együttható, mint a hely függvénye. Képezzük ezen 2D-s függvény vetületeit. Ez alatt azt értjük, hogy egy egyenes mentén vesszük a függvény vonal menti integrálját, majd ezt az egyenest infinitézimálisan, saját magához képest párhuzamosan eltoljuk, és az így kapott egyenes mentén szintén vesszük a vonal menti integrált, majd újra eltoljuk, és így tovább. Így kapjuk meg a 2D-s függvénynek az „a” egyenesre vett vetületét, mint 1D-s függvényt (8.2a. ábra). Ebből látható, hogy az y tengelyre vett vetület a következő formulával számolható:

$$g(y) = \int f(x, y) dx \quad (8.4)$$

Most vizsgáljuk meg az $f(x,y)$ kétváltozós függvény Fourier-transzformáltját (4.7):

$$F(u, v) = \iint f(x, y) \exp(-j2\pi(ux + vy)) dx dy \quad (8.5)$$

A $v = 0$ tengely mentén a Fourier-transzformált a következő alakú lesz:

$$\begin{aligned} F_2(0, v) &= \iint f(x, y) \exp(-j2\pi(0x + vy)) dx dy = \iint f(x, y) \exp(-j2\pi(vy)) dx dy = \\ &= \int \left[\int f(x, y) dx \right] \exp(-2\pi vy) dy = \int g(y) \exp(-2\pi vy) dy = F\{g(y)\} \end{aligned} \quad (8.6)$$

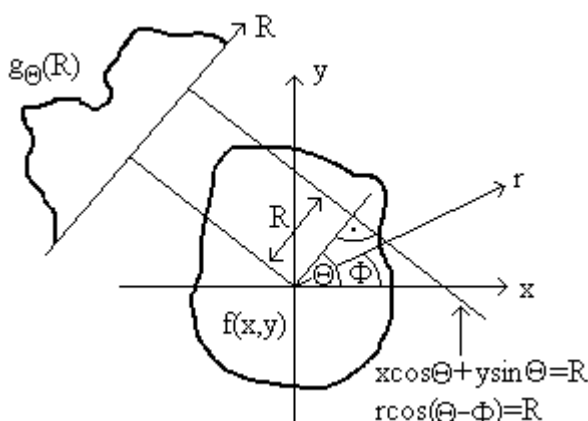
azaz látható, hogy az eredeti $f(x,y)$ függvény 2D-s Fourier-transzformáltja $v = 0$ esetén nem más, mint az y tengelyre vett vetület Fourier-transzformáltja (8.2. ábra). Ezen megállapítás általánosítható: a kétváltozós $f(x,y)$ függvény bármely egyenesre vett vetületének Fourier-transzformáltja megegyezik az $f(x,y)$ függvény 2D-s Fourier-tér azonos iránytangensű egyenes mentén fekvő értékeivel. Ezt hívják *Radon-transzformációnak* (Radon 1917). A transzformáció általános formájának bizonyításához a derékszögű koordinátákkal az egyenes *Hesse-féle alakja* (8.3. ábra):

$$x \cos \Theta + y \sin \Theta = R \quad (8.7)$$

Polár-koordinátában az egyenes egyenlete:

$$r \cos(\Theta - \Phi) = R \quad (8.8)$$

A fenti egyenletek szerint egy x, y pont eleme a koordináta rendszer origójától R távolságra haladó, az x tengellyel Θ szöget bezáró normális vektorú egyenesnek, ha teljesül a fenti egyenletek közül az első. Hasonlóan, polár-koordinátás ábrázolás esetén, az r, Φ koordinátájú pont eleme ugyanezen egyenesnek, ha a második egyenletet elégíti ki. Mindkét esetben azt nézzük, hogy az x, y , ill. az r, Φ koordinátákkal jellemzett vektor vetülete az egyenes Θ irányítottágú normálisvektorára éppen az origó és az egyenes R távolságát adja (lásd 8.3. ábra). R az egyenes adott pontban vett „normálvektorának” az origótól mért távolsága, és Θ az egyenes irányvektora és az x tengely által bezárt szög, r vektor egy tetszőleges vektor (hossza), míg Φ az r vektor és x -tengely által bezárt szög.



8.3 ábra. Általános helyzetű egyenes Hesse-féle alakja.

Ekkor egy olyan egyenesre véve a vetületet, amely Θ szöget zár be az x -tengellyel, a vetület felírható, mint:

$$g_{\Theta}(R) = \iint f(x, y) \delta(x \cos \Theta + y \sin \Theta - R) dx dy = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} f(r, \Phi) \delta(r \cos(\Theta - \Phi) - R) r dr d\Phi \quad (8.9)$$

A 8.9-ben szereplő δ függvény csak azon x, y pontokban nem nulla, amelyek rajta fekszenek az argumentumban felírt egyenesen!). A $g_{\Theta}(R)$ szimbólum kétváltozós függvényt takar, ami úgy is írható, hogy $g(\Theta, R)$, azonban ez előbbi írásmód jobban kifejezi azt, hogy ez egy az x -tengellyel Θ szöget bezáró normálvektorú egyenes (emlékezzünk: egy egyenes normálvektora merőleges az egyenesre!). Tudjuk, hogy Descartes-koordinátarendszerben hogyan lehet meghatározni a 2D-s Fourier transzformáltat. Most határozzuk meg ezt polár koordinátarendszerben. Ehhez a $\omega_x = \rho \cos \Theta$ és $\omega_y = \rho \sin \Theta$ helyettesítéseket kell elvégezni. Ekkor kapjuk, hogy polár-koordinátában a 2D-s Fourier-transzformáció:

$$F_2(\omega_x, \omega_y) = F_2(\rho, \Theta) = \iint f(x, y) \exp(-i2\pi\rho(x \cos \Theta + y \sin \Theta)) dx dy \quad (8.10)$$

Erről viszont belátható, hogy a következő alakban is felírható

$$F_2(\rho, \Theta) = \iiint f(x, y) \delta(x \cos \Theta + y \sin \Theta - R) \exp(-i2\pi\rho R) dx dy dR \quad (8.11)$$

Vegyük észre, hogy ebben a kifejezésben benne van az $f(x, y)$ függvénynek az x -tengellyel Θ szöget bezáró normálisvektorú egyenesre való vetülete, így ez tovább írható a

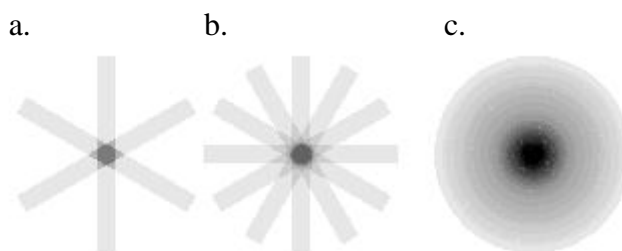
$$F_2(\rho, \beta) = \int g_\Theta(R) \exp(-i2\pi\rho R) dR = F_1\{g_\Theta(R)\} \quad (8.12)$$

alakba, azaz az így kapott Fourier transzformált nem más, mint az x -tengellyel Θ szöget bezáró normálisvektorú vetületnek az 1D-s Fourier-transzformáltja.

Így az egyes vetületek Fourier-transzformáltjainak segítségével előállítható az eredeti függvény 2D-s Fourier-transzformáltja, amiből inverz Fourier-transzformációval számítható a metszetet ábrázoló $f(x, y)$ kétváltozós függvény. Azaz valamely kétváltozós függvény vetületeiből megkapható maga a kétváltozós függvény.

8.3 Visszavetítéses eljárás (Backprojection)

A vetület visszavetítése alatt azt értjük, hogy függvénynek egy vonal mentén lévő minden pontjához hozzárendeljük ezen vonal mentén mért vonalmenti integrál értékét (8.4a. ábra). Az alapvető várakozás szerint a visszavetítést minden vetületnél elvégezve, a kapott kétváltozós függvények szuperpozíciójaként állítható elő az eredeti $f(x, y)$ függvény.



8.4. ábra. A visszavetítéses eljárás elve. Az ábra egy Dirac-delta objektum vetületeiből történő rekonstrukciót mutat be. Az eljárás során rendre visszavetítjük a vetületeket a teljes függvényre (a. és b.); Az eljárás eredményeként (szürkeségi szintekkel kifejezve) kialakul a visszavetítéses eljárás pontválasz függvénye (c), aminek függvényyszerű alakját a (8.15) egyenlet mutatja.

Matematikailag ez azt jelenti, hogy a visszavetített függvényt a

$$b_\Theta(x, y) = \int g_\Theta(R) \delta(x \cos \Theta + y \sin \Theta - R) dR \quad (8.13)$$

formulával adhatjuk meg, ahol $b_\Theta(x, y)$ az x -tengellyel Θ szöget bezáró vetület visszavetítésével kapott függvény és $g_\Theta(R)$ az x -tengellyel Θ szöget bezáró egyenesre vett vetület. Összeadva ezeket a visszavetítéssel kapott kétváltozós függvényeket, megkapjuk az eredeti kétváltozós függvény becslését, azaz

$$f_b(x, y) = \int_0^\pi b_\Theta(x, y) d\Theta = \int_0^\pi d\Theta \int_{-\infty}^{\infty} g_\Theta(R) \delta(x \cos \Theta + y \sin \Theta - R) dR \quad (8.14)$$

Ezt a függvényt nevezik *laminogram*nak.

Így az $f(x, y)$ függvény becslése:

$$f_b(x, y) = f(x, y) * \frac{1}{r} \quad (8.15)$$

Látható, hogy a kapott kép torzított lett ($1/r$ -rel képzett konvolúció).

A torzított kép visszaállítására szolgáló algoritmusok a feladatot úgy kívánják megoldani, hogy nem magát a korábbiakban definiált vetületet vetítik vissza, hanem helyette, annak egy célszerűen módosított alakját úgy, hogy a vetítés eredménye a torzítatlan helyes eredményt adja.

A megoldáshoz szükség van a torzított kép Fourier-transzformáltjára. A kapott kép Fourier-transzformáltja:

$$F_{2b}(\rho, \Theta) = \frac{F_2(\rho, \Theta)}{\rho} \quad (8.16)$$

mivel:

$$F_2\left(\frac{1}{r}\right) = \frac{1}{\rho} \quad (8.17)$$

Ismert, hogy az időtartománybeli konvolúció a frekvenciatartományban szorzásnak felel meg. Ezek után a „célszerű torzítást” úgy lehet elérni, ha ρ -t „eltüntetjük” a (8.16) torzított kép Fourier-transzformáltjának nevezőjéből. Erre több fajta módszer létezik.

8.3.1 visszavetítés szűréssel

Az előbbieket alapján a módszer azt tanácsolja, hogy **ne a vetületeket vetítsük vissza, hanem azok „célszerűen torzított” változatát**. A megoldás lényege, hogy az egyes vetületek Fourier-transzformáltját megszorozzuk $|\rho|$ -val a „jó torzítás” meghatározása érdekében. Ekkor az eredeti $f(x, y)$ függvény visszaállításának lépései:

1. Vetületek képzése.
2. Vetületeknek meghatározzuk az 1D-s Fourier-transzformáltját.
3. Megszorozzuk az 1D-s Fourier-transzformáltakat $|\rho|$ -val. (Ezt a lépést felfoghatjuk szűrőként is, mivel a frekvencia tartományban szorzás történik.)
4. Inverz 1D-s Fourier-transzformációt alkalmazunk a torzított vetületek Fourier-transzformáltjának időtartományba való visszatranszformálásához.
5. A visszavetítést a módosított vetületekkel végezzük el.

A módszer előnye az, hogy csak 1D-s Fourier transzformációt kell elvégezni, és nem 2D-s Fourier-transzformációt, ami növeli az algoritmus hatékonyságát.

8.3.2 Konvolúciós visszavetítés

Ez is a visszavetítés „alkalmas torzításával” működik, de nem igényel Fourier-transzformációt. Az előzőekben bemutattuk, hogy Fourier-térben a korrekció szorzási műveletet igényelt. Az időtartományban ugyanez az eredmény konvolúcióval érhető el, azaz

$$F_1^{-1}[F_1\{g_\ominus(R)\}|\rho|] = g_\ominus(R) * F_1^{-1}\{|\rho|\} \quad (8.18)$$

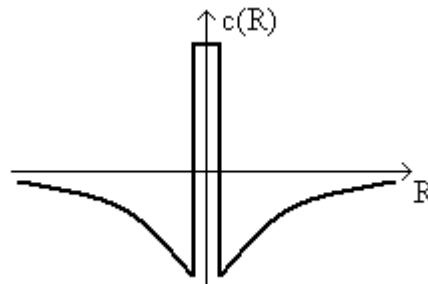
Ehhez szükséges a $|\rho|$ inverz Fourier-transzformáltjának ismerete, ami „nem létezik”, mivel $(|\rho|)$ nem integrálható függvény, közelíteni az 8.5. ábrán látható függvénnyel lehet, ha ismert a

$$c(R) = F^{-1}\{|\rho|\} \quad (8.19)$$

Igazolható, hogy $c(R)$ a (8.20) kifejezés határértékeként írható fel az $\varepsilon \rightarrow 0$ határátmenetet elvégezve

$$F_1^{-1}\{|\rho|e^{-\varepsilon|\rho|}\} = \frac{2(\varepsilon^2 - 4\pi^2 R^2)}{(\varepsilon^2 + 4\pi^2 R^2)^2} \quad (8.20)$$

Az eredmény grafikailag:

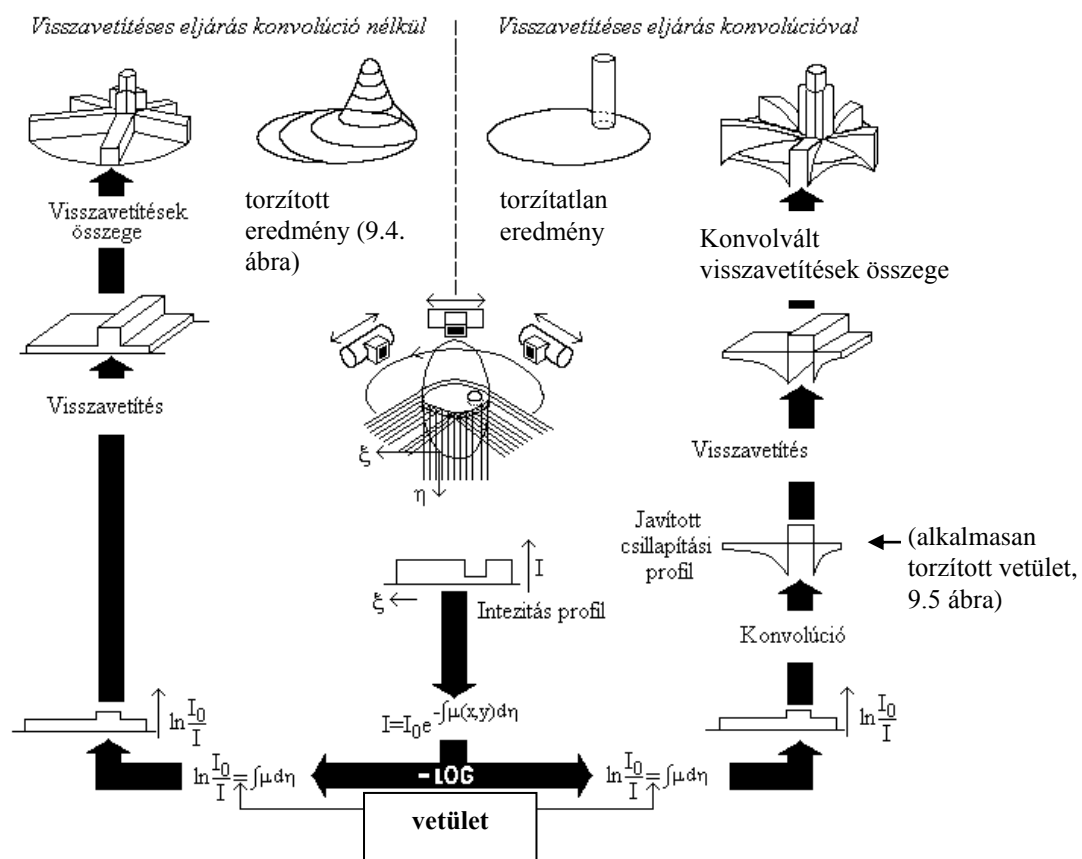


8.5. ábra. A $|\rho|$ inverz Fourier-transzformáltjának közelítése, a $c(R)$ függvény.

Ezzel a függvénnyel konvolválva a vetületet megfelelően torzítottuk azt, így a visszavetítés elvégezhető. Ezen eljárás lépései:

1. Vetületek képzése.
2. Korrekció: konvolváljuk a vetületeket a 8.5. ábrán látható függvénnyel.
3. Elvégezzük a visszavetítést.

A visszavetítéses eljárás és a konvolúciós visszavetítés lépéseinek ábrázolása és az eredmények összevetése látható az 8.6. ábrán.



8.6. ábra. Dirac-delta objektumra alkalmazott visszavetítéses eljárás (az elemi változat az ábra bal oldalán) és a konvolúciós visszavetítés összehasonlítása (az ábra jobb oldalán).

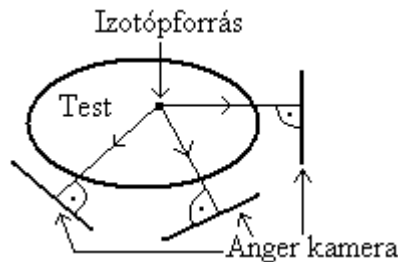
9 Single Photon Emissziós Computer Tomográf (SPECT) [1,2,13,16,18-21]

A SPECT a nukleáris medicina (6. fejezet) és a CT képrekonstrukciós elv együttes alkalmazásának a terméke. Célja, hogy metszeti képeket állítson elő a testbe bejuttatott izotópok térbeli eloszlásáról. Ebben a felfogásban a korábban megismert Anger-kamerával az izotóp eloszlás vetületeit mérjük. A mérések során az izotóp megválasztásának szempontjai, a kamera működési elve ugyanaz, mint a nukleáris medicina fejezetben tárgyalt esetben.

A SPECT esetében is a lebomló radioaktív izotóp a tér minden irányába sugároz, egyenletes eloszlással a tér minden irányába γ fotonokat bocsát ki. Anger kamerával a kamera kristályára merőlegesen beérkező γ fotonok detektálhatók, ezekből képezhetők a képrekonstrukcióhoz megkívánt vetületek (9.1. ábra).

Elvileg az Anger kamerára merőlegesen akkor érkezhethet be egy γ foton, ha

- eredetileg is az Anger kamera síkjára merőlegesen haladt, ill.
- más irányba haladt, de a Compton-effektus miatt eltérült és így merőlegessé vált.



9.1. ábra. A SPECT működési elve. A testben lévő izotóp γ fotonokat bocsát ki a tér minden irányába. Ezen γ fotonokat érzékeljük az Anger kamerával. Az Anger kamerát úgy mozgatjuk, hogy a forrásból jövő γ fotonokat különböző irányokból érzékelje.

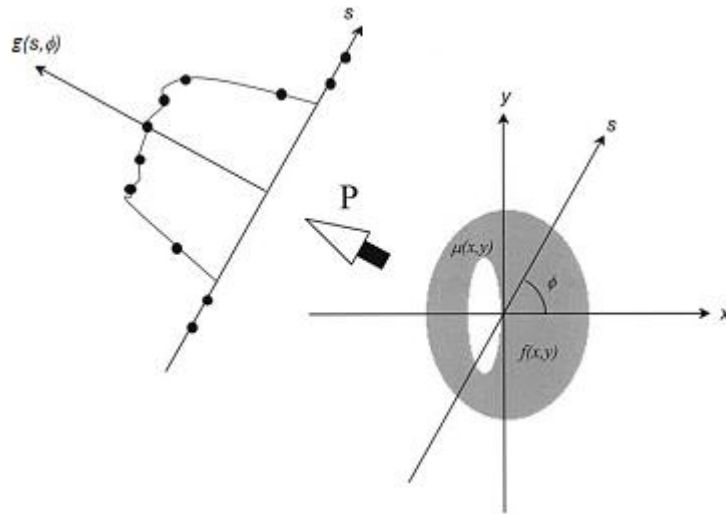
Minden egyes γ foton detektálása a beérkezési irány által meghatározott vonal mentén lévő izotóp eloszlás jellemzéséhez járul hozzá. Sajnálatos módon a foton detektálás valószínűsége változik az emittáló forrás mélységének függvényében. Ennek oka, hogy minél hosszabb utat tesz meg egy γ foton a testben, annál valószínűbb, hogy elnyelődik a szövetek csillapítása miatt, következésképpen az izotóp eloszlás „vetülete” az elnyelés következtében közvetlenül nem írható fel a kívánatos vonalintegrál formában.

A vetületek ebben az esetben az alábbi alakot veszik fel:

$$g(s, \phi) = \int_{L(s, \phi)} f(x, y) \exp \left[- \int_0^{l(x, y)} \mu(x, y) dl \right] dr \quad (9.1)$$

Az exponensben szereplő integrál az x, y pontban lévő forrásra vonatkozó $\mu(x, y)$ elnyelődési tulajdonságokat jellemzi, $l(x, y)$ az emittáló pont távolsága a detektortól az $L(s, \phi)$ vonal mentén mérve, dr : a foton pályájának elemi szakasza. A törvényszerűség következménye, hogy az azonos erősségű (aktivitású) forrás a detektortól való távolság függvényében kisebb vagy nagyobb súllyal szerepel a vetületben. Amennyiben az exponensben lévő sugárgyengítési tényező eloszlása ismert, az $f(x, y)$ forráseloszlás hasonlóan

határozható meg, mint a CT esetében, valamelyik képrekonstrukciós eljárással (pl. Radon-transzformáció).



9.2. ábra. Az elnyelődés következtében „attenuated” vetület SPECT esetében.

A $\mu(x, y)$ meghatározására nyújt módot a SPECT/CT kombinált modalitás alkalmazása. A számításokhoz a CT modalitás szolgáltatja a megismerni kívánt $\mu(x, y)$ eloszlást.

A Radon-transzformáció számítási komplexitása miatt a korszerű számítástechnika birtokában inkább az iteratív forrás-meghatározási módszereket szokás alkalmazni, amelyeknek az elvi sémája emlékeztet a CT esetében megismert ART algebrai rekonstrukciós eljáráshoz.

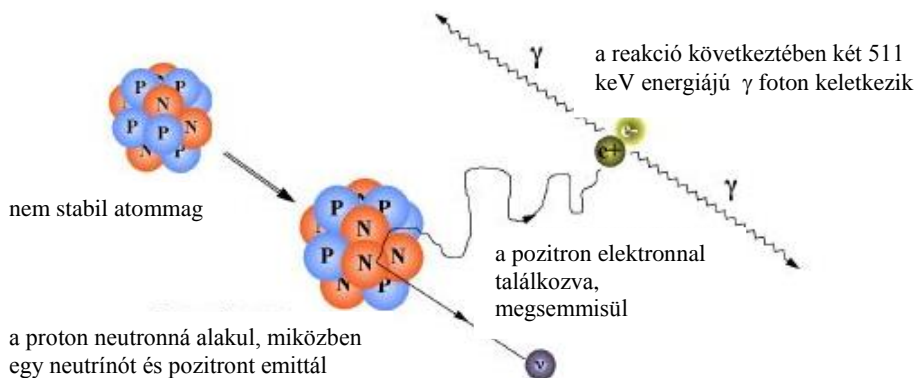
10 Pozitron Emissziós Tomográf (PET) [1,2,13,18,21,22]

Hevesy György volt az első, aki felismerte, hogy „nyomjelző” radioaktív izotópok alkalmazásával a szervezet anyagcsereje tanulmányozható. Felfedezéséért 1943-ban kémiai Nobel-díjat kapott.

A felfedezés gyakorlati (klinikai) alkalmazásának egyik lehetőségét a pozitron emissziós tomográfia (PET) szolgáltatja (David E Kuhl korai vizsgálatait után a mai értelemben vett PET kidolgozása 1975-ben Ter-Pogossian és munkatársai érdeme).

A PET a szervezetbe juttatott pozitront emittáló, rövid felezési-idejű izotópok térbeli eloszlását metszeti képek sorozatával ábrázolja. A leggyakrabban használt pozitron emittáló izotópok: ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{18}F , amelyek közelítő felezési idejei rendre: 20 perc, 10 perc, 2 perc és 110 perc. Ezek az izotópok kapcsolódhatnak a szervezet által használt anyagok valamelyikéhez, pl: glukóz, víz, és így azok sorsa követhetővé válik a szervezeten belül. A leggyakrabban használt radiofarmakon a 18 F-fluoro-dezoxi-glükóz a fokozott glukóz-metabolizmusú sejtekben (agy, szívizomzat, rosszindulatú tumorok) halmozódik fel, s mivel nem metabolizálódik, ezért ugyanebben a formában a vesén keresztül a vizeletbe választódik ki.

A képalkotást lehetővé tevő fizikai folyamat a következő. Az emittált pozitron az elektron antirészecskéje fizikai tulajdonságait tekintve, olyan, mint az elektron, csak a töltése ellentétes előjelű. Amikor egy pozitron találkozik egy elektronnal, az ún. annihiláció során megsemmisül, miközben két 511 keV energiájú, egymással ellentétes irányba haladó ($180 \pm 0,25$) γ foton keletkezik (10.1. ábra). Ezen ellentétes irányba repülő γ fotonok detektálásán alapul a PET képalkotása.

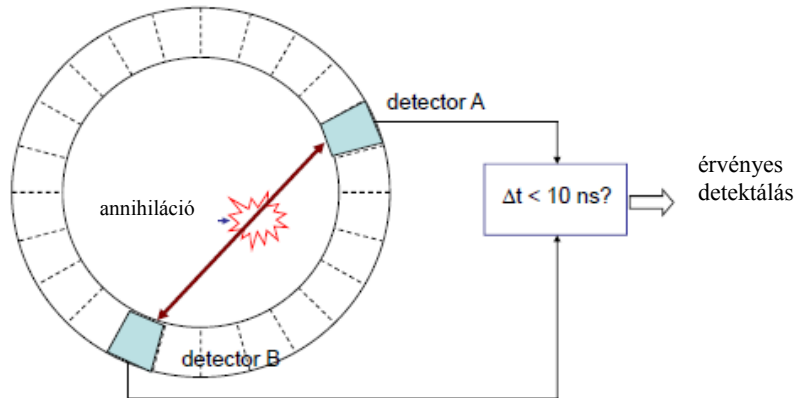


10.1. ábra. A PET működési elve. Ha egy pozitron egy elektronnal találkozik, megsemmisül, eközben két, egymással közel ellentétes irányba kirepülő γ foton keletkezik. Ezen γ fotonokat érzékeljük egy, a test körül elhelyezett detektorral.

A képalkotáshoz szükséges vetületek kísérleti meghatározása a következő módon történik (10.2. ábra): a két ellentétes irányba haladó fotont γ detektorok érzékelik. Akkor fogadjuk el a mért becsapódási jeleket ugyanabból az annihilációs folyamatból származónak (tehát feldolgozhatónak), ha a két detektálás „egy időben” történt. Ilyenkor állítható, hogy a két becsapódási helyet összekötő egyenes mentén helyezkedett el valahol a pozitron forrás. Sok azonos detektorpárhoz tartozó becsapódás érzékelésével becsülhető a pozitron forrás különböző egyenesek mentén vett integrálja, hiszen az azonos egyenes mentén repülő

fotonpárok az egyenes mentén elhelyezkedő térbeli pozitron sűrűségnek megfelelő gyakorisággal keletkeznek véletlenszerűen.

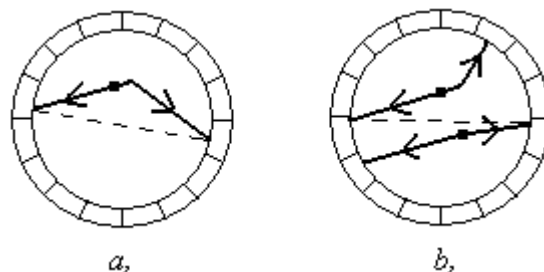
PET esetén is alkalmaznak kollimátort a „jó irányból érkező” γ fotonok kiválasztására. Detektálásra ugyanúgy szcintillációs kristályt használnak, mint az Anger kameránál.



10.2. ábra. A PET képalkotás elve. Az egymással ellentétes irányba kirepülő γ fotonok detektorba való becsapódási helyét érzékeljük, és megvizsgáljuk a koincidencia detektorral, hogy a két becsapódás „egyszerre” történt-e. Ha igen, akkor érvényes elemi esemény rögzítése történt. A becsapódást érzékelő detektorok a páciens körül gyűrű alakban helyezkednek el.

Mivel általában a pozitron kb. 1 mm-t tesz meg mielőtt egy elektronnal találkozna ezért a PET pontossága ennél jobb elvileg sem lehet. Torzítást okozhat a nem pontosan ellentétes irányba repülő γ fotonok mivolta. Torzítást okozhatnak a következő jelenségek is:

- Egyik γ foton eltérül, pl. a Compton-effektus következtében, de úgy érzékeljük, mintha ellentétes irányba repültek volna, következésképpen a forrást más vonal mentén elhelyezkedőnek véljük (10.3a. ábra).
- Több forrásból egyszerre indult ki több pár γ foton és nem a jó párokat állítjuk elő (10.3b. ábra).



10.3. ábra. PET torzításait okozó jelenségek. a: az egyik γ foton eltérül, pl. Compton-effektus következtében, de mégis jónak érzékeljük; b: több γ foton pár keletkezik egy időben és érzékelésnél rosszul párosítjuk őket össze.

A kép rekonstrukciója több tízezer koincidencia mérése alapján történik, ezekből származtatható az az egyenletrendszer, amely a CT értelmében definiált vetületeket alkotja, különböző irányokban. A képrekonstrukció eredménye megmutatja azokat a helyeket, ahol a pozitront emittáló források dúsultak.

A kép vetületeinek egyenlete:

$$g(s, \phi) = \int_{L(s, \phi)} f(x, y) \exp \left[- \int_{L(s, \phi)} \mu(x, y) dl \right] dr \quad (10.1)$$

Látható, hogy ez az egyenlet a CT esetében felírt vetületektől abban különbözik, hogy az integráljel argumentumában szorozóként szerepel a két γ foton teljes pályájára vett, a gyengítését leíró vonalintegrál, ami a CT esetében nem szerepelt. A sugárgyengítés képletéből kiindulva, ez azt fogalmazza meg, hogy az annihiláció detektálás szükséges feltétele, hogy az egyik, ill. a másik irányban repülő γ foton egyaránt érje el a detektorát, azaz, ne nyelődjön el. Tekintettel arra, hogy két egymástól független eseménynek kell bekövetkeznie, a sikeres detektálás valószínűségét a két gamma foton detektálási valószínűségét leíró összefüggések szorzata adja. Az alábbiakban, egyszerűsítésképpen az x -tengely mentén ellentétes irányba repülő fotonok detektálási valószínűségére vonatkozó egyenletek, ezek szorzata, valamint a sikeres együttes foton detektálás valószínűsége látható (az egyszerűség kedvéért az x tengely mentén repülő fotonokra):

$$P_1 = e^{-\int_0^{x'} \mu(x) dx} \quad P_2 = e^{-\int_{x'}^a \mu(x) dx}$$

$$P_C = P_1 P_2 = e^{-\int_0^a \mu(x) dx} \quad (10.2)$$

A (10.2) egyenlet szerint a képrekonstrukció (pl. Radon transzformációval) az izotópeloszlás és a γ fotonok sugárgyengítési tényezőinek az „eredőjét” szolgáltatja, amitől csak úgy lehet megszabadulni, ha ismerjük/mérjük a γ fotonok sugárgyengítési tényezőjének térbeli eloszlását. Ezt a kiegészítő feladatot a modern készülékekben a CT/PET vagy az MRI/PET modalitás-kombinációkkal oldják meg.

11 NMR (Nuclear Magnetic Resonance) képalkotás [1,2,13,16,23-26]

A metszeti képalkotás a *mágneses magrezonancia* jelenségén alapul.

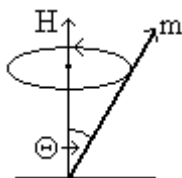
A mágneses magrezonancia jelenségét Isidor Isac Rabbi 1938-ban publikálta (1944-ben a felfedezésért fizikai Nobel-díjat kapott), de sokáig csak anyagvizsgálati eljárásként alkalmazták. A jelenség arról szól, hogy azon atommagok, amelyek páratlan számú protont vagy neutronot tartalmaznak, mágneses momentummal rendelkeznek. Ilyen pl. a hidrogén atommagja, amely egy protonból áll. A hidrogén a vízben megtalálható, amiből pedig a lágy szövetekben sok van. Az NMR orvos-biológiai alkalmazásakor reális feltételezés az, hogy elsősorban a vízben lévő hidrogén mennyiségét, ill. térbeli eloszlását mérjük, más anyagok hozzájárulása a mért jelhez elhanyagolható.

A jelenség orvosi képalkotó rendszerének kidolgozásáért 2003-ban Paul C Lauterbur és Peter Mansfield kaptak Nobel-díjat.

Külső mágneses tér nélkül az atommagok dipólus vektorokkal jellemezhető mágneses momentumai a tér minden irányába egyenletes eloszlást mutatnak. Amennyiben az elemi dipólusok elegendően erős (1-3 T) statikus mágneses térbe kerülnek, az eloszlás rendeződik, és beáll a mágneses tér irányába. Egyidejűleg az atommagok mágneses momentumai forgó (precesszáló) mozgást végeznek. A forgási frekvenciát a mágneses tér erőssége határozza meg:

$$\omega = \gamma H \quad (11.1)$$

ahol ω a forgási vagy precesszálási frekvencia vagy más néven Larmor-frekvencia, γ a giromágneses együttható, H a külső, statikus mágneses tér nagysága. A forgási tengely (11.1. ábra) párhuzamos a tér irányával.



11.1. ábra. Atommag m mágneses momentumának precesszáló mozgása a H külső mágneses tér irányába, mint tengely körül. A precesszálás szöge Θ , ami az időben csökken, amíg nullává nem válik. Amikor a $\Theta = 0$, akkor beállt a mágneses momentum a külső tér irányába.

Amennyiben a statikus mágneses téren felül, a statikus térre merőleges szinuszosan változó (forgó) mágneses teret is alkalmazunk, akkor változik a precesszió szöge, amennyiben a mágneses momentum Larmor-frekvenciája megegyezik a külső, szinuszosan változó tér frekvenciájával. A forgó mágneses tér alkalmazása esetén a precesszálás egyre erősebbé válik, az atommag mágneses momentuma, egyre jobban „elhajlik” a H tér irányától, azaz az 11.1. ábrán látható Θ szög megnő. A kihajlás nagysága arányos azzal, hogy mennyi ideig hat a szinuszosan változó tér, azaz

$$\Theta = \gamma H t_p \quad (11.2)$$

ahol t_p a H_1 szinuszosan váltakozó rádiófrekvenciás mágneses tér alkalmazásának az ideje.

Mihelyt a szinuszos gerjesztő mágneses tér megszűnik, az atommagok mágneses momentumai újra elkezdnek beállni a statikus mágneses tér irányával párhuzamosan, azaz csökken a precesszió Θ szöge. Ezt a jelenséget nevezik relaxációnak. A visszaállásnak két időállandója van, T_1 és T_2 . T_1 jellemzi a mágneses momentum H-irányú komponensének (M_z) visszaállását, T_2 pedig a H-ra merőleges síkba eső komponens (M_{xy}) eltűnésének időállandóját. Matematikailag:

$$M_z(t) = M_z(1 - e^{-t/T_1}) \quad (11.3)$$

$$M_{xy}(t) = M_{xy}(0) e^{-t/T_2} \quad (11.4)$$

A későbbiek szempontjából fontossággal bír, hogy a kétféle időállandó értéke szövetenként változik. Fontos megjegyezni, hogy a longitudinális (H-irányú) és a transzverzális relaxáció ideje között jelentős különbség van, $T_1 \gg T_2$, amit fel lehet használni arra, hogy a képek kontrasztosságát (szövet megkülönböztető képességét) növeljék.

Ezek alapján, a legegyszerűbb esetben az NMR képalkotás azon alapul, hogy a visszaálló precesszáló elemi mágnesek áramot indukálnak a gerjesztő, vagy más tekercsben, mégpedig olyan frekvenciájú szinuszos áramot, amilyen az ő precessziós mozgásuk frekvenciája. Egyszerű esetben, ugyanabban a tekercsben mérik az indukált áramot, mint amellyel a változó teret gerjesztik.

Tehát lépésről-lépésre haladva, az NMR képalkotás során létrehozunk egy statikus teret (H_0 , pl. a z -tengely mentén), amely az egész testet átjárja. Ez az elemi mágneseket beállítja a tér irányába. Ezt követően, rövid időre egy szinuszosan változó, a statikus térre merőleges irányú mágneses teret szuperponálnak a statikus térre. Ha a statikus tér iránya a z -tengellyel párhuzamos, akkor ez az x - y síkban van, így az eredő térerősség:

$$H = H_0z + H_1(x\cos\omega t + y\sin\omega t) \quad (11.5)$$

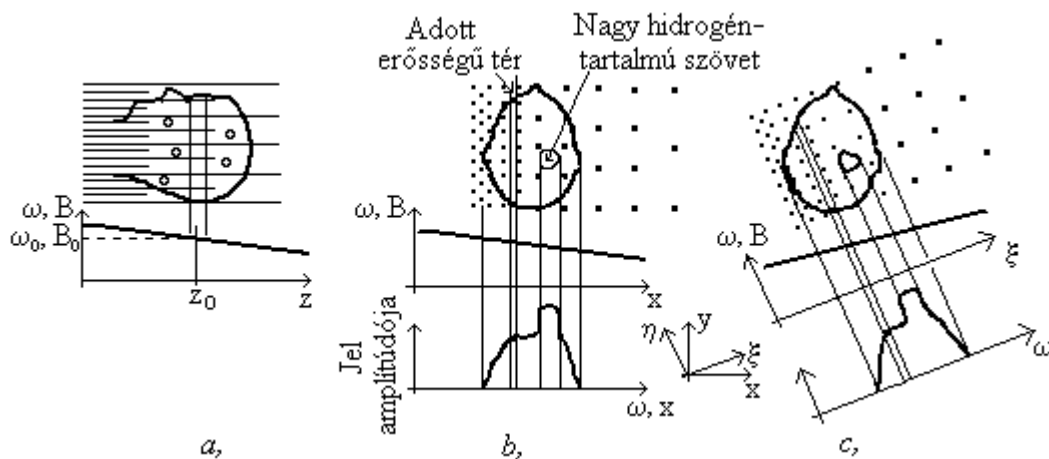
ahol ω a szinuszosan változó gerjesztő mágneses tér frekvenciája. Ahol a változó tér frekvenciája megegyezik a testben levő atommagok mágneses momentumainak Larmor-frekvenciájával. Ennek hatására a z -irányú mágneses momentumok kitérnek a statikus tér irányából Θ szöggel. A t_p értékét tipikusan úgy választják meg, hogy a kitérés értéke 90° vagy 180° legyen. A t_p megszűntét követően mérik az atommagok mágneses momentumainak visszaállásából keletkező indukált áramot. Ebben a fázisban az indukált áramot az összes elemi dipólus hozza létre, így jelenleg az egész testet homogénnek látnánk, ugyanis a testben minden atommag precesszási frekvenciája azonos lenne. Ahhoz, hogy ki lehessen választani a testből egy metszetet, egy z -irányú gradiens mágneses teret kell szuperponálni az eredeti z -irányú állandó mágneses térre (11.2a. ábra). A kiválasztott metszetben/síkban lévő mágneses dipólusok gerjesztését pl. egy x -irányú váltakozó frekvenciájú mágneses térrel lehet kiváltani.

$$H_g(x) = Gx \quad (11.6)$$

Ennek a gerjesztő térnek a frekvenciáját úgy választják meg, hogy az a vizsgálni kívánt metszeti síkban lévő mágneses térhez rendelt Larmor-frekvenciájú legyen, így a változó tér hatására csak a kívánt metszetsíkban fognak precesszálni az atommagok mágneses momentumai, azaz sikerül egy síkot kiválasztani. Ez után el kell érni, hogy a kiválasztott sík

különböző soraiban lévő mágneses momentumok különböző frekvenciájú szinusz jelet indukáljanak az olvasó tekercsben (14.2b. és c.). Ez úgy valósítható meg, hogy változó tér megszüntetése után azonnal egy, a metszeti síkkal párhuzamos gradiens mágneses teret hoznak létre, ami „áthangolja” a visszaállás közbeni precesszási frekvenciákat. Ugyanis továbbra is igaz, hogy a precesszási frekvenciát a mágneses momentum által érzékelt eredő mágneses tér erőssége határozza meg. Következésképpen a metszeti síkon belül már nem lesz ugyanaz az atommagok mágneses momentumainak Larmor frekvenciája, hanem az x - y síkban definiált soronként különböző. Az indukált jelet Fourier-transzformálva megkapjuk, hogy az egyes sorokban mennyi mágneses momentummal rendelkező H atommag (főként víz) található. Elforgatva a kiolvasó gradiens tér irányát más irány mentén kapjuk meg a mágneses momentummal rendelkező atommagok össz-számát (vonalintegrálját) (14.2b. és c. ábra). Így látható, hogy a kiolvasó gradiens tér forgatásával lehet a különböző irányokba vett „vonalintegrálokat” megkapni. Elvégezve egy adott metszeti síkban ezeket a méréseket, a metszeti kép a szokásos módon előállítható, pl. a Radon-transzformációval, ill. ennek valamelyik variánsával (ami tipikusan a backprojection).

NMR képképzés esetén, hasonlóan a CT-hez, nemcsak egyszer mérnek, hanem egymás után sokszor, annak érdekében, hogy a különböző irányú vetületeket meghatározzák. Mind a síkválasztó, mind a sorválasztó gradiens mágneses mezőre igaz, hogy minél nagyobb a gradiensük, annál vékonyabb lesz a sík, ill. a sor, azaz annál jobb felbontású lesz a metszeti kép.



11.2. ábra. NMR képképzés. a: sík kiválasztása a gradiens térrel; b: sor kiválasztása a kiolvasó gradiens térrel; c: Elforgatva a kiolvasó gradiens teret más irányba kapjuk meg a mágneses momentummal rendelkező atommagok számát.

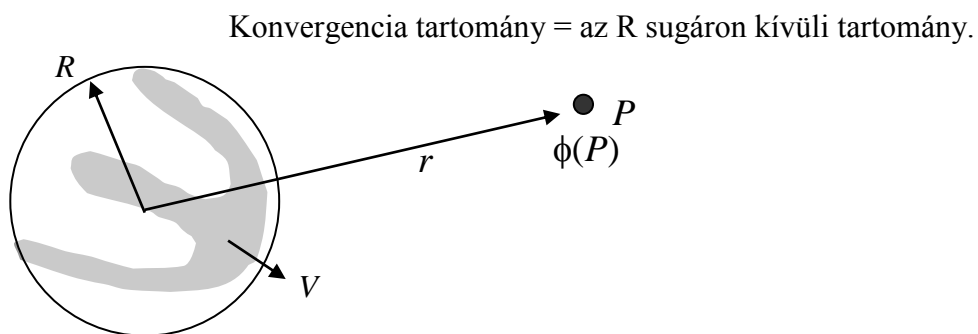
A gerjesztő váltakozó teret nem hozhatjuk létre túl gyakran, hiszen meg kell várni, hogy a mágneses momentumok közel beálljanak a statikus eredő térnek megfelelően, vagy legalább is jelentősen csillapodjon a precessziós mozgásuk. Ez a leállás nagyságrendileg 1 másodpercet igényel, így egy NMR felvétel általában néhány percig tart.

12 Bioelektromos képkalkotás elvei [1, 3-6, 27-28]

Az előző fejezetekből kiderült, hogy az egyértelmű képrekonstrukció szükséges feltétele, hogy a kísérleti eszközökkel mérhető adatok, a „vetületek” felírhatók legyenek vonalintegrállal, ill. jó közelítéssel visszavezethetők legyenek erre a formára. Sajnálatos módon, a bioelektromos képkalkotás esetében ez nem érhető el.

12.1 Az inverz feladat „ill-posed” jellege

A szervszintű modellek többnyire abból indulnak ki, hogy van egy térrészünk (adott esetben a szívét magába foglaló gömb), amelyben az összes sejteket jellemző áram dipólus források találhatók.) Bizonyítható, hogy az összes forrást magába foglaló R sugarú gömbön kívül, az eredeti fizikai források potenciátere megkülönböztethetetlenül azonos, az említett gömb középpontjába képzel ekvivalens (multipoláris) források terének szuperpozíciójával. A sorfejtés gondolatát és a végtelen vezetőbe „mártott” V szívtérfogatra (amelyen belül a pillanatnyilag aktív források elhelyezkednek) vonatkozó egyszerűsített összefüggését a 12.1. ábra mutatja.



A „beiktatott áram divergenciája” az elemi források (forrás és nyelő) jelenti.

$$\varphi(P) = \frac{1}{4\pi\gamma} \iiint_V \nabla \mathbf{J}_i \cdot \frac{1}{\rho} dV = \sum_{\infty} \left\{ \frac{D}{r^2} + \frac{Q}{r^3} + \frac{O}{r^4} + \dots \right\}$$

12.1. ábra. A fizikai források helyettesítése multipoláris forrásokkal.

A 12.1 ábrán szereplő képletben D a dipoláris, Q a kvadrupoláris, O az oktopoláris tagokat jelenti. A képletből látható, hogy a deriváltak, parciális deriváltak számának megfelelően 3 dipoláris, 6 kvadrupoláris stb. tagot tartalmaz a sorfejtés.

(Fontos: biológiai rendszerekben a forrás és a nyelő párban fordul elő, az elemi biológiai forrás az áram-dipólus.)

A fenti multipoláris sor levezetés alapvető „fogása”, hogy a fenti képletben szereplő $1/\rho$ tagot valamely tetszőlegesen választott O origó körül, a végtelen tagszámú Taylor sorával helyettesítjük. Derékszögű koordináta rendszerben az első néhány tag:

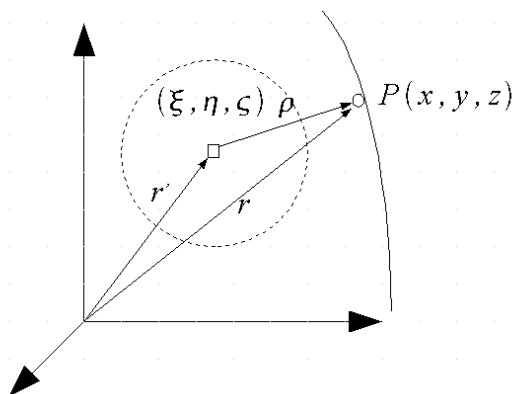
$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{r} - \left[\xi \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} \right) + \eta \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{r} \right) + \zeta \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \right) \right] + \frac{1}{2} \left[\xi^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{1}{r} \right) + \eta^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\frac{1}{r} \right) + \zeta^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{1}{r} \right) + 2\xi\eta \frac{\partial^2}{\partial x\partial y} \left(\frac{1}{r} \right) + 2\xi\zeta \frac{\partial^2}{\partial x\partial z} \left(\frac{1}{r} \right) + 2\zeta\xi \frac{\partial^2}{\partial z\partial x} \left(\frac{1}{r} \right) \right] + \dots \quad (12.1)$$

Mivel a korábbi megjegyzésnek megfelelően a testen belül a gömbön kívül nincs szabad áramforrás, az egész V térfogatra végzett térfogati integrál értéke zérus (ezért nem szerepel a Taylor sor első tagja). Belátható, hogy az első szögletes zárójel minden tagja, mint egy-egy axiális dipólus fogható fel.

A második zárójelben rendre a kvadrupólus komponensek láthatók. Példaképpen ezek közül az első egy x - irányú dipólus vektor 180° -os elfordításával és x - irányú eltolásával adódik. A 12.1-ben szereplő tagok szemléletes geometriai jelentése pl. a [5] forrásmunkában található.

$$Q_{xx} = \frac{1}{2} \xi^2 \cdot \nabla J_i \quad (12.2)$$

Megjegyzés: ∇J_i és a sorfejtés origójának az ismeretében a sorfejtés egyértelmű, de ugyanahhoz a Φ térhez különböző (végtelen sok) ekvivalens sorfejtés rendelhető (például azért, mert más és más origót választunk). Következésképpen a testfelszínén mérhető potenciáltérből nem határozhatók meg egyértelműen az azt létrehozó fizikai források! Ezért az ún. inverz feladatnak nem létezik egyértelmű megoldása.



12.2. ábra. Jelölések magyarázata a multipoláris sorfejtésnél.

12.2 Az epicardiális potenciálok meghatározása

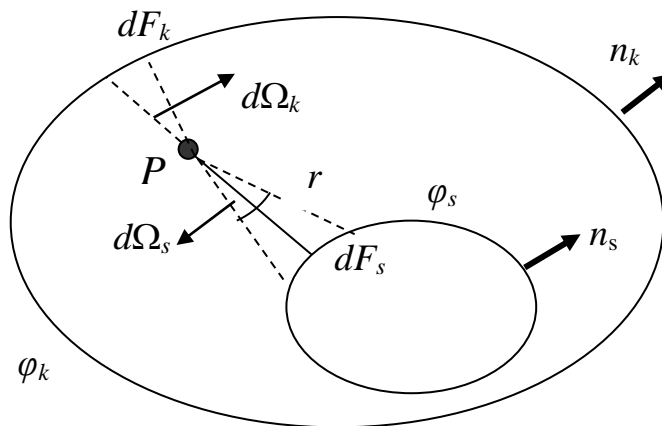
Az előzőekben megmutattuk, hogy a testfelszíni mérésekből nem határozható meg egyértelműen a biológiai (tehát sejt szintű) források sokasága. A mérésekből csak a külső tér szempontjából ekvivalens források határozhatók meg, melyekből szintén végtelen sok van. A jelen fejezetben vázoljuk, hogy az ekvivalens források között viszont van egy (ill. kettő), amely konkrét, méréssel ellenőrizhető fizikai tartalommal bír.

Bemutatjuk, hogy a szív elektromos működése jellemezhető egy, az epicardiumra képzelt szimpla és **kettősréteggel**. Kedvező, hogy a kettősréteg momentuma azonos a mérhető epicardiális potenciállal, az ún. szimpla réteg pedig arányos az epicardiumra mérhető árameloszlással. Ily módon egy orvosilag jól értelmezhető szervszintű helyettesítő képhez/képekhez juthatunk. A feladat megoldáshoz Green tételét felhasználva juthatunk el.

Az egyszerűség kedvéért a potenciál értékét a valós szív geometria (F_s) és a valós testfelszín geometria (F_k) által belülről, ill. kívülről határolt zárt tartományban keressük. Feltételezzük, hogy ebben a térrészben a konduktivitás a test γ átlagos konduktivitási értékével vehető figyelembe, továbbá, hogy ezen tartományban források nincsenek (azaz a térfogati integrál $\equiv 0$!). Ilyenkor tetszőleges testen belüli (V) megfigyelési pontban a potenciál értéke az alábbi képlettel számítható:

Ekvivalens szimpla réteg	φ_s , ill. φ_k nyomatékú ekvivalens kettősrétegek (mérhető!!) (nem állandó nyomatékú!!)
↓	↓ ↓
$4\pi\varphi(P) = -\iint_{F_s} \frac{1}{r} \frac{\partial\varphi_s}{\partial n_s} dF_s - \iint_{F_s} \varphi_s d\Omega_s + \iint_{F_k} \varphi_k d\Omega_k$	

ahol $d\Omega_s$, és $d\Omega_k$: az a két térszög, amely alatt a P megfigyelési pontból a szívfelszíni (dF_s) ill. a testfelszíni (dF_k) felületelemek látszanak.



12.3. ábra. Magyarázat a transzfer tulajdonságokat leíró egyenlet jelöléseire.

Mivel a testfelszínen $\frac{\partial\varphi_k}{\partial n_k} \equiv 0$, azaz szigetelő környezetben (levegő), a testből nem lép ki áram. Ennek következtében a fenti egyenletben csak a szívfelszíni „szimpla réteg” hatása szerepel, a testfelszínié nem.

Amennyiben képzetben a szív geometriát és a testgeometriát az ún. háromszögelési eljárás segítségével közelítjük (poliédres geometriaközelítés), a fenti egyenlet alkalmazásával – oly módon, hogy a P pontot minden határon túl közelítjük a test-, ill. a szívfelszín valamely pontjához – kapcsolat írható fel a közelítő háromszögek valamelyikének a súlypontjába képzelt megfigyelési pontban mérhető potenciál és minden más háromszög súlypontjában lévő potenciál között:

$$\frac{1}{4\pi} \sum_{F_k} \phi_k d\Omega_{sk} - \varphi_s(P) - \frac{1}{4\pi} \sum_{F_s} \varphi_s d\Omega_{ss} - \frac{1}{4\pi} \sum_{F_s} \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_s}{\partial n} dF_s = 0 \quad (12.3)$$

A fenti gondolatmenet ismétlésével a megfigyelési ponttal felkereshető minden határoló háromszög súlypontja a szívfelszínen, valamint a testfelszínen. Minden egyes ilyen mozzanat eredményeként egy-egy hasonló struktúrájú egyenlet születik, tehát végül egy lineáris egyenletrendszer származtatható. Mint ismert, az ilyen nagyméretű lineáris egyenletrendszerek tömören mátrix egyenletbe foghatók össze:

$$\begin{aligned} P_{sk} \Phi_k + P_{ss} \Phi_s + G_{ss} \Gamma_s &= 0 \\ P_{kk} \Phi_k + P_{ks} \Phi_s + G_{ks} \Gamma_s &= 0 \end{aligned} \quad (12.4)$$

ahol: Φ_k : a külső (test) felszínen mért potenciálok vektora
 Φ_s : a belső (szív) felszínen mért potenciálok vektora
 Γ_s : a belső (szív) felszínen mért potenciál gradiensek vektora
 P_{sk} : a Φ_k potenciál vektorok szív-testfelszín együtthatóinak mátrixa
 P_{ss} : a Φ_s potenciál vektorok szív-szív együtthatóinak mátrixa
 G_{ss} : a Γ_s potenciál-derivált vektorok szív-szív együtthatóinak mátrixa
 P_{ks} : a Φ_k potenciál vektorok szív-testfelszín együtthatóinak mátrixa
 P_{kk} : a Φ_k potenciál vektorok testfelszín-testfelszín együtthatóinak mátrixa
 G_{ks} : a Γ_s potenciál-derivált vektorok testfelszín-szív együtthatóinak mátrixa

A (12.4) első egyenletéből Γ_s -t kifejezve kapjuk:

$$\Gamma_s = G_{ss}^{-1} (P_{sk} \Phi_k + P_{ss} \Phi_s) \quad (12.5)$$

Ezt (12.4) második egyenletébe helyettesítve és átrendezve kapjuk:

$$(P_{kk} - G_{ks} G_{ss}^{-1} P_{sk}) \Phi_k = (G_{ks} G_{ss}^{-1} P_{ss}) \Phi_s \quad (12.6)$$

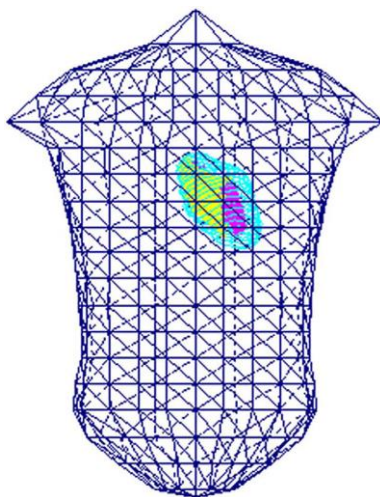
$$\Phi_k = Z_{sk} \Phi_s \quad (12.7)$$

ami további átrendezések és egyszerűsítő jelölések bevezetésével adja a külső és belső terek kapcsolatát, tehát a fenti egyenlet baloldalán Φ_k a mérési eredményekből származó testfelszíni potenciálértékek, Φ_s , a forrást jellemző ekvivalens szívfelszíni potenciálértékek vektora, a Z_{sk} transzfer mátrix pedig a kettő közötti kapcsolatot fogalmazza meg. Z_{sk} elemei csak a geometriától függenek, tehát (amennyiben a szív cikluson belüli alak- és helyzetváltozását nem vesszük figyelembe), egy személyre vonatkozóan állandó elemeket tartalmaz, amelyek a külső és belső testgeometria alapján (meghatározható pl. MRI felvételek alapján) egyszer s mindenkorra meghatározhatók, nem kell újra számolni, pl. az ektópiás ütések, terhelés stb. esetén, amikor a vizsgált bioelektromos folyamatok lényegesen megváltoznak.

A fentiekben az epicardiális és a testfelszíni potenciálok közötti kapcsolat felírásának gondolatmenetét követtük. A nyert eredmények elvileg és gyakorlatilag is alkalmazhatók a teljes elektromos szív ciklus (P-QRS-STT) időszakának jellemzésére.

12.3 Az elektrokardiológiai inverz probléma megoldásának elve

A 12.2. fejezetben bevezetett (12.7.) mátrix egyenlet a legegyszerűbb, homogénnek tekintett testmodell esetére fejezi ki a kapcsolatot N db testfelszíni pontban mérhető potenciál és M db epicardiális (szívfelszíni) pontban mérhető potenciálok között. Az egyenlet származtatásakor feltételeztük, hogy a testfelszín és a szívfelszín is egy háromszöghálóval közelítettük (12.4 ábra).



12.4. ábra. A háromszögelt testfelszín és szívfelszín a Wei-féle modell esetében.

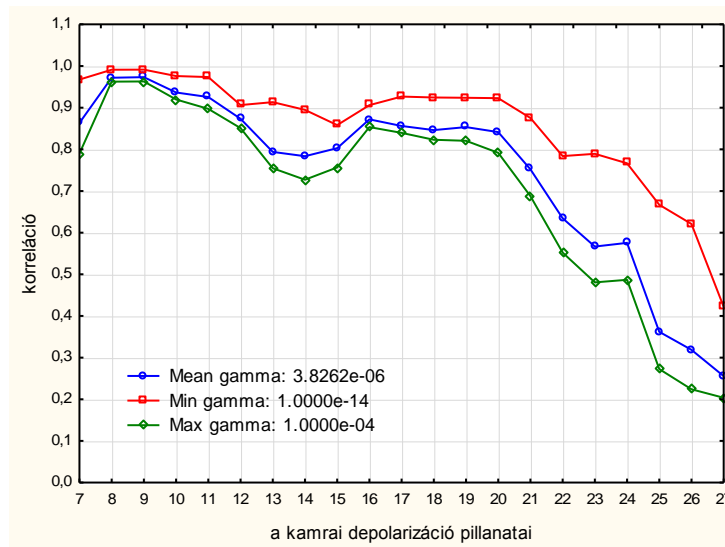
Mivel többnyire $M \gg N$, a feladat nem egyértelműen meghatározott, azaz „ill-posed” probléma. Ilyen esetekben a feladatnak csak közelítő megoldása létezik. Az egyik legismertebb közelítést az ún. Tikhonov-féle regularizációval érik el. A Tikhonov-féle közelítésnél az eredeti probléma helyett a (12.8) egyenletet kell megoldani:

$$\Phi_s = [\mathbf{Z}_{sk}^T \mathbf{Z}_{sk} + \gamma \mathbf{C}^T \mathbf{C}]^{-1} \mathbf{Z}_{sk}^T \Phi_k \quad (12.8)$$

A képletben \mathbf{C} egységmátrix (nulladrendű Tikhonov-regularizáció). A megoldás jósága nagyban függ a γ ún. regularizációs paramétertől. A γ optimális beállítása kísérleti úton történhet, amennyiben akár biológiai kísérleti adatokból, akár numerikus modellezési adatokból egyidejűleg ismert az epicardiális (Φ_s) és a testfelszíni (Φ_k) potenciál-eloszlás, valamint a test geometriája, ahogy az előző fejezetben ez kifejtésre került.

A továbbiakban csupán egyetlen példával illusztráljuk, hogy a (12.8) egyenlet megoldása jelentős mértékben függ a választott γ paramétertől, felhasználva a Wei-féle szív- és testmodell segítségével nyert adatokat, a kamrai depolarizáció, azaz a QRS intervallumra vonatkozóan. A megoldás jóságának jellemzésére a Pearson-féle korrelációs együtthatót választva, az eredményeket a 12.5 ábra mutatja be.

A 12.5 ábrából kitűnik, hogy γ suboptimális megválasztása jelentős hibát okozhat, elsősorban a QRS végén, amikor a jelek amplitúdója kicsiny, annak következtében, hogy az aktiváció a szív hátulsó felén történik. Az ábra azt is érzékelteti, hogy nincs olyan γ érték, amely egyenletes minőségű közelítést (korrelációs együtthatót) biztosítana az egész QRS intervallumban. Gyakorlatilag ez azt jelenti, hogy egyetlen paraméter segítségével nem lehet az „ill-posed” probléma lehetséges megoldásainak sokaságából a tökéletest kiválasztani.



12.5. ábra. A becsült és a valóságos epicardiális potenciáeloszlások korrelációi a QRS intervallum idején (normális ingerületvezetést feltételezve), három gamma érték esetére. A gamma értékek 10 nagyságrendet ölelnek át. A számítás alapjául a Wei-moddellel szimulált adatok szolgáltak.

Az érzékeltetett pontossági korlátok ellenére, a klinikai gyakorlat szerint az inverz számítások a hagyományos EKG-hez viszonyítva lényeges többletinformációt szolgáltatnak, ami felhasználható pl. a veszélyes kamrai aritmiák kialakulásáért felelős ún. re-entry pályák azonosításakor.

Felhasznált irodalom

1. Bronzino JD (ed) The Handbook of Biomedical Engineering, 3rd ed, CRC Press and IEEE Press, Boca Raton, FL, 2000.
2. Webster JG (ed): Medical Instrumentation: Application and Design, 3rd ed. J Wiley & Sons Inc., New York, 1998.
3. Simonyi K: Elméleti Villamosság, Tankönyvkiadó Vállalat, Budapest, 1981.
4. Gulrajani MR: Bioelectricity and Biomagnetism. J Wiley, New York, 1998.
5. Malmivuo J, Plonsey R: Bioelectromagnetism. Principles and Applications of Bioelectric and Biomagnetic Fields. Oxford University Press, 1995, New York.
6. Nelson CV, Geselowitz DB: The Theoretical basis of electrocardiology, Oxford University Press, London, 1976.
7. Pipberger, H, Dunn RA, Berson AS: Computer Methods in Electrocardiography, Annual Review of Biophysics and Bioengineering, Vol. 4: 15-42 (Volume publication date June 1975) DOI: 10.1146/annurev.bb.04.060175.000311
8. Hwang NHC, Norman NH (ed): Cardiovascular Flow Dynamics and Measurements, University Park Press, 1977.
9. Woodcock JP, Theory and practice of blood flow measurement. Butterworths, 1975.
10. Rushmer RF, Cardiovascular dynamics, Saunders, 4th edition, 1976.
11. Kozmann Gy: Módszerek a szív működés vizsgálatára a testfelszíni villamos és mechanikai terek mérése alapján. Kandidátusi értekezés, Budapest, 1979.
12. Hök B, Nilson K, Bjelkhagen H: Imaging of chest motion due to heart action by means of holographic interferometry, Med & Biol Eng & Comput., 16:363-68, 1978.
13. Macowski A: Medical Imaging Systems, Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, N.J., 1983.
14. Oppenheim AV, Schater RW: Digital Signal processing. Prentice-Hall Inc, Englewood Cliffs, NJ, 1975.
15. Tarján I (ed): An introduction to biophysics with medical orientation, Akadémia, Budapest, 1989.
16. Damjanovich S, Mátyus L: Orvosi Biofizika. Medicina, Budapest, 2000.
17. Péter Mózes: Radiológia. Medicina Könyvkiadó, Budapest, 1998.
18. Balkay L, Hegyesi Gy, Imrek J, Kertész Zs, Lajtos I, Kalinka G, Mohácsi I, Molnár J, Valastyán I: Nukleáris képalkotás 1., Debrecen, Atomki, 2010.
19. Bruyant PP. Analytic and iterative reconstruction algorithms in SPECT. J Nucl Med. 2002 Oct;43(10):1343-58.
20. Patton JA, Turkington TG. SPECT/CT physical principles and attenuation correction. J Nucl Med Technol. 2008 Mar;36(1):1-10. Review.
21. Patton JA, Turkington TG. Coincidence imaging with a dual-head scintillation camera. J Nucl Med. 1999 Mar;40(3):432-41.
22. Zaidi H, Hasegawa B. Determination of the attenuation map in emission tomography. J Nucl Med. 2003 Feb;44(2):291-315. Review.
23. Pooley RA.: Fundamental Physics of MR Imaging. AAPM/RSNA Physics Tutorial for Residents. Radiographics. 2005 Jul-Aug;25(4):1087-99.
24. Mitchel DG: MRI principles, Philadelphia, Saunders, 1999.
25. William R. Hendee, PhD and Christopher J. Morgan, MD.: Magnetic Resonance Imaging Part I—Physical Principles West J Med. 1984 October; 141(4): 491–500.
26. Hornak JP: The Basics of MRI, Center for Imaging Science, Rochester Institute of Technology, 1997.

27. Burnes JE, Taccardi B, Rudy Y. A noninvasive imaging modality for cardiac arrhythmias. *Circulation*. 2000 Oct 24;102(17):2152-8.
28. Wei D: Whole-heart modeling: progress, principles and applications. *Prog Biophys Mol Biol*. 1997;67(1):17-66.