

DIPLOMAMUNKA

ANGIOGRÁFIAI CÉLÚ SZEKVENCIAFEJLESZTÉS 3T PREKLINIKAI MRI
KÉSZÜLÉKRE

MAGDÁNÉ BOLDOCZKI FANNI

TÉMAVEZETŐ: DR. LÉGRÁDY DÁVID
EGYETEMI DOCENS
BME NUKLEÁRIS TECHNIKAI INTÉZET
NUKLEÁRIS TECHNIKA TANSZÉK

BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI EGYETEM

2017

ÖNÁLLÓSÁGI NYILATKOZAT

Alulírott Magdáné Boldoczki Fanni a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Fizikus mesterszak (MSc) Nukleáris Technika szakirányának hallgatója kijelentem, hogy ezt a diplomamunkát meg nem engedett segédeszközök nélkül, önállóan, a témavezető irányításával készítettem, és csak a megadott forrásokat használtam fel. Minden olyan részt, melyet szó szerint, vagy azonos értelemben, de átfogalmazva más forrásból vettem, a forrás megadásával jelöltem.

Budapest, 2017. 06. 06.

Magdáné Boldoczki Fanni

Tartalom

1. Elméleti bevezető.....	1
1.1. FID	5
1.2. Spin ekhó.....	6
1.3. Képkalkotás.....	7
1.4. Gradiens ekhó.....	10
2. Szekvenciafejlesztés	12
2.1. Pulzusokról általánosságban	13
2.1.1. Sinc pulzus.....	14
2.1.2. Gauss pulzus	17
2.2. Zsírelnyomás	18
2.2.1. Kémiai eltolódás	18
2.2.2. Zsírelnyomó szekvencia	19
2.2.3. Megvalósítás.....	22
2.3. Szaturációs sáv	27
2.3.1. Szaturációs sáv szekvencia.....	27
2.3.2. Megvalósítás.....	29
2.4. TOF szekvencia.....	38
2.4.1. TOF általános elmélete.....	38
2.4.2. Ramp pulzus	44
2.4.3. Mérési elrendezés	45
2.4.4. 2D TOF megvalósítása	46
2.4.5. 3D TOF megvalósítása	49
2.5. Összefoglalás.....	57
3. Köszönetnyilvánítás.....	58
4. Irodalomjegyzék	59

1. Elméleti bevezető

A mágneses rezonancia képalkotás (MRI) működésének alapja az atommag saját impulzus momentumának – más néven spinjének – külső mágneses térrel való kölcsönhatása. A magspinhez $\vec{\mu}$ mágneses momentum csatolódik, melynek iránya megegyezik az \vec{I} magspin irányával. Kapcsolatuk az alábbi egyenlettel írható fel:

$$\vec{\mu} = \gamma \cdot \hbar \cdot \vec{I}, \quad (1)$$

ahol γ jelöli a giromágneses állandót, mely a mag mágneses momentumának és impulzusmomentumának aránya, \hbar pedig a redukált Planck-állandó.

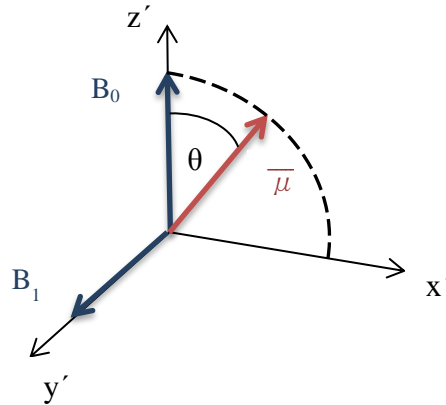
Külső B_0 mágneses tér hatására a $\vec{\mu}$ mágneses momentumra forgatónyomaték hat, minek következtében a spin elkezd a külső tér körül precesszálni az alábbi egyenlet által leírt ω_L Larmor-frekvenciával.

$$\omega_L = \gamma B_0 \quad (2)$$

A (2) képletből láthatjuk, hogy a frekvencia függ az alkalmazott külső tér nagyságától, ez a későbbiekben még fontos szerepet fog játszani. Az MRI jel úgy keletkezik, hogy a precesszáló spinek változó mágneses tere feszültséget indukál a minta köré helyezett tekercsben, és az így létrejövő feszültségjelet mérjük. Mivel a spinek a külső tér körül precesszálnak, ezért a külső térrel párhuzamos komponensük időben állandó. Pontosabban állandónak tekinthető, ugyanis a relaxálási folyamatok miatt a térrel párhuzamos komponens is változik, azonban ez a változás elhanyagolható a merőleges komponens precessziójához képest. Ebből következik, hogy csak akkor keletkezik mérhető jel, ha a spineknek van külső térre merőleges komponense. A merőleges komponens előállítható, ha a spineket egy Larmor körfrekvenciával rendelkező rádiófrekvenciás pulzus segítségével kiforgatjuk a külső tér irányából. A folyamatok leírásának egyszerűsítésére érdemes bevezetni egy Larmor-frekvenciával forgó koordináta rendszert. Ennek a rendszernek a koordinátáit vesszővel szokás megkülönböztetni az „álló” labor rendszer koordinátáitól, tehát $x'y'z'$ rendszerről beszélünk. A forgó és a labor rendszert is érdemes úgy megválasztani, hogy a külső B_0 tér iránya a $z=z'$ tengely irányába mutat, és a forgó rendszerben a forgás a z' tengely körül történik. Ebben a rendszerben vizsgálódva a Larmor-frekvenciával precesszáló spinek állni látszanak. A forgó rendszerből szemlélve a spinek gerjesztése a

következésképpen történik: feltételezzük, hogy olyan B_0 teret alkalmaztunk, melynek iránya megegyezik az általunk bevezetett koordináta rendszer z tengelyével. Miután a spinek beálltak a tér irányába, a minta M mágnesezettsége (azaz a mágneses momentumok térfogati sűrűsége) is z irányú lesz. Ezután alkalmazunk egy Larmor-frekvenciájú rádiófrekvenciás pulzust, melynek a mágneses komponense B_1 merőleges B_0 -ra. Ekkor a spinekre $M \times B_1$ forgató nyomaték hat, mely leforgatja a spineket a B_0 -ra merőleges síkba. Ezt Rabi precesszióknak hívjuk. Attól függően, hogy mennyi ideig alkalmazzuk a B_1 teret, befolyásolhatjuk a leforgatás szögét.

$$\theta(t) = \gamma \int_0^t B_1(t') dt' \quad (3)$$



1. ábra: Mágneses momentum gerjesztése B_1 térre és θ szöggel, a forgó rendszerből szemlélve.

A B_1 tér megszüntetésével a spinek a precesszálás mellett elkezdenek visszarelazálni a nyugalmi állapotukba, azaz a B_0 tér irányába. A momentumok mágneses térben való viselkedését a Bloch-egyenletek írják le. A Bloch-egyenletek általános alakja a következő formában írható le:

$$\frac{dM_x(t)}{dt} = \gamma \cdot (\vec{M}(t) \times \vec{B}(t))_x - \frac{M_x(t)}{T_2} \quad (4)$$

$$\frac{dM_y(t)}{dt} = \gamma \cdot (\vec{M}(t) \times \vec{B}(t))_y - \frac{M_y(t)}{T_2} \quad (5)$$

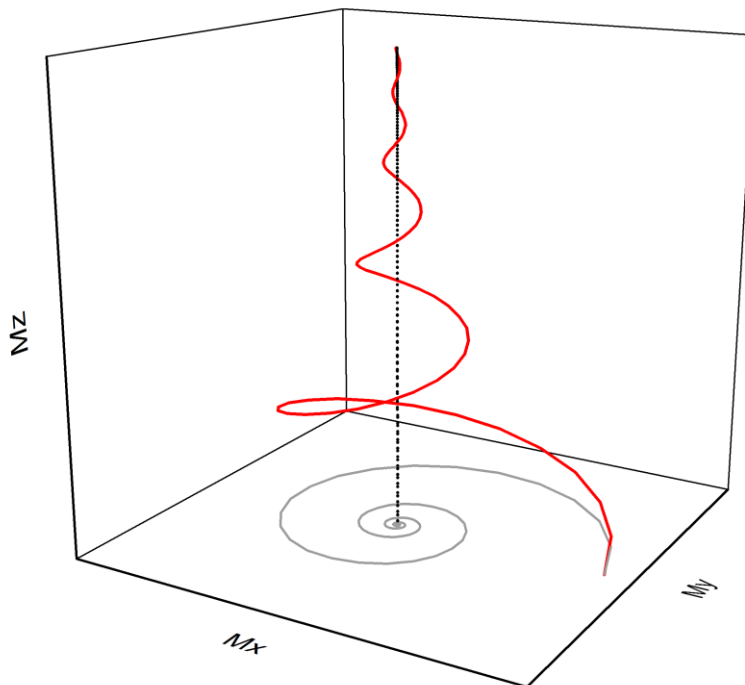
$$\frac{dM_z(t)}{dt} = \gamma \cdot (\vec{M}(t) \times \vec{B}(t))_z - \frac{M_z(t) - M_0}{T_1} \quad (6)$$

A fenti egyenletekben $M(t)$ mágnesezettség vektor a megfelelő $M_x(t)$, $M_y(t)$ és $M_z(t)$ komponensekkel, T_2 és T_1 relaxációs idők, M_0 a gerjesztés előtti mágnesezettség, $B(t)$ tetszőleges mágneses teret jelöl. Jelen esetben a momentumok viselkedését a gerjesztés kikapcsolása után szeretnénk vizsgálni, ezért B a konstans, z irányú B_0 -val lesz egyenlő. Az így kapott differenciálegyenletek megoldásával a mágnesezettség komponenseinek időbeli változását leíró (7), (8) és (9) egyenleteket kapjuk, ahol $\omega_0 = \gamma B_0$. A mágnesezettség vektornak az egyenletek által leírt mozgását a 2. ábra mutatja be.

$$M_z(t) = M_z(0)e^{-t/T_1} + M_0(1 - e^{-t/T_1}) \quad (7)$$

$$M_x(t) = [M_x(0)\cos(\omega_0 t) + M_y(0)\sin(\omega_0 t)]e^{-t/T_2} \quad (8)$$

$$M_y(t) = [M_y(0)\cos(\omega_0 t) + M_x(0)\sin(\omega_0 t)]e^{-t/T_2} \quad (9)$$



2. ábra: Mágnesezettség vektor trajektóriája relaxálás közben, a labor rendszerből szemlélve.

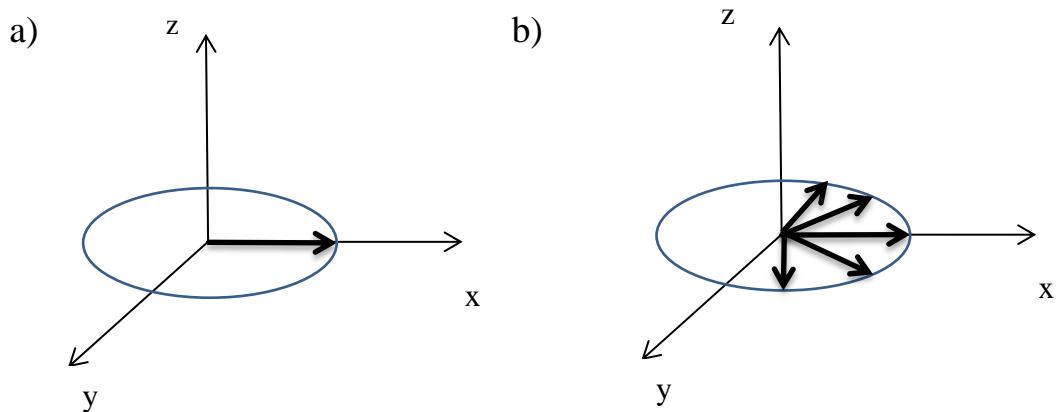
Az $M_x(t)$ és $M_y(t)$ komponenseket komplex jelölés segítségével egy $M_+(t)$ változóba foglalhatjuk, amint az a (10) egyenletben látható. Az új változó felírható a (11) egyenlet formájában, ahol M_\perp a mágnesezettség merőleges komponense, ϕ a vektor fázisa. A komplex jelölés előnye, hogy az exponenciális tag reprezentálja a mágnesezettség vektor precesszióját, így ez a jelölés nagyban segíti a későbbiekben vizsgált jelenségek értelmezését.

$$M_+(t) = M_x(t) + iM_y \quad (10)$$

$$M_+(t) = M_\perp(t)e^{-i\phi(t)} \quad (11)$$

A (7) és (8) egyenletekben kétféle relaxációs idő szerepel. T_1 relaxációnak vagy más néven spin-rács relaxációnak nevezzük azt a folyamatot, amíg a mágnesezettség z komponense visszanyeri a gerjesztés előtti értékét. A T_2 relaxációt spin-spin relaxációnak is nevezzük. T_2 idővel jellemezhető az a folyamat, amíg a mágnesezettség x és y irányú komponensei visszaállnak a gerjesztés előtti értékükre. A relaxációt az okozza, hogy a spinek egymással kölcsönhatva dekoherenciát idéznek elő. Ez a folyamat nem fordítható vissza.

A valóságban létezik még egy harmadik, úgynevezett T_2^* relaxációs idő. Ez két relaxációs folyamatból tehető össze: az egyik a már említett T_2 relaxációs folyamat, a másik a külső tér inhomogenitása miatti dekoherenciához tartozó relaxációs idő, ezt T_2' -nek nevezzük. Mivel a tér nagyságától függ a Larmor-frekvencia nagysága, ezért az inhomogenitások miatt nem ugyanazzal a frekvenciával fognak precesszálni a spinek a mintában. Így dekoherencia jön létre, eltűnik a jelünk. A T_2 relaxációval ellentétben a T_2' okozta információvesztés az úgynevezett ekhó szekvenciákkal visszafordítható. [1]

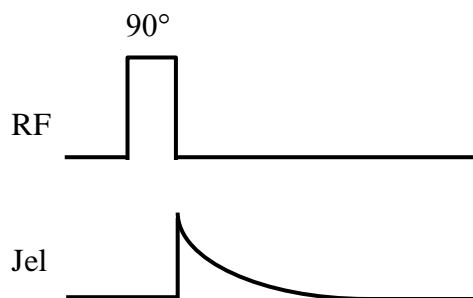


3. ábra: Spinek dekoherenciája. Az a) ábrán a spinek egy irányba mutatnak, koherensek. Az idő előrehaladtával az inhomogenitások, illetve ez egymás terével való kölcsönhatások miatt különböző fázist fognak felvenni, ezt mutatja be a b) ábra.

1.1. FID

A FID (Free Induction Decay) egy olyan mérés, mely során a nyugalmi állapotban lévő, B_0 tér irányába mutató spineket egy olyan rádiófrekvenciás (későbbiekben röviden RF) pulzussal gerjesztjük, melynek hatására 90° -kal elfordulnak, így a külső térre merőleges síkba kerülnek. A pulzusokra konvenció szerint a leforgatás szögével ellátott névvel hivatkozunk, ezért ebben az esetben az mondható, hogy a mintát egy 90° -os pulzussal gerjesztettük. A gerjesztés megszűnte után mérjük a minta jelét. A mérés során egy exponenciálisan lecsengő jelet kapunk. A lecsengés karakterisztikus ideje a $T2^*$ relaxációs időnek felel meg. Fontos megjegyezni, hogyha a jel demodulációjának frekvenciája¹ pontosan megegyezik a Larmor-frekvenciával, akkor tisztán exponenciálisan lecsengő jelet mérünk, míg ettől eltérő esetekben egy exponenciális burkolóval rendelkező oszcilláló jelet kapunk. Magára a mérési események sorozatára az irodalom a szekvencia szót használja, az események grafikus ábrázolását pedig szekvencia diagramnak, illetve szekvencia kottának nevezzük. A FID szekvencia kottája a 4. ábrán látható.

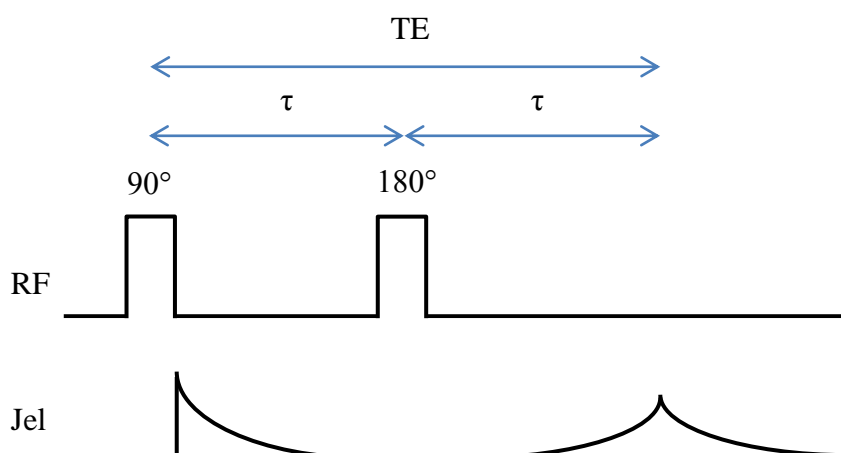
¹ Intuitíven a mérés forgókoordináta rendszerének a frekvenciája.



4. ábra: FID szekvencia diagramja pontosan Larmor-frekvenciával rendelkező demodulációs frekvencia esetén.

1.2. Spin ekhó

A spin ekhó szekvencia lényege, hogy a 90° -os pulzus után τ ideig várunk, majd egy 180° -os pulzust adunk le (5. ábra). A térinhomogenitások miatt a precessziós frekvencia eltér a minta különböző részein. Ha egy olyan forgó koordináta-rendszerből vizsgáljuk az eseményeket, melynek frekvenciája a kívánt Larmor-frekvenciával megegyezik, akkor azt látjuk, hogy a nulla időpillanatban minden spin egy irányba mutat, de az idő előrehaladtával a különböző precessziós frekvenciák miatt már nem fognak egy irányba mutatni, hanem “szétterülnek”, a jel pedig lecsökken (3. ábra). A 180° -os pulzussal a spineket átfordítjuk, a precesszió iránya azonban nem változik meg, így a spinek most egy irányba tartanak és így újra lesz jel. Természetesen ennek már kisebb az amplitúdója a T2 relaxáció miatt.



5. ábra: Spin ekhó szekvencia diagramja. A két RF pulzus között eltelt idő τ , a jel az első gerjesztő pulzustól számítva TE ekhó idő múlva jelenik meg.

1.3. Képkalkotás

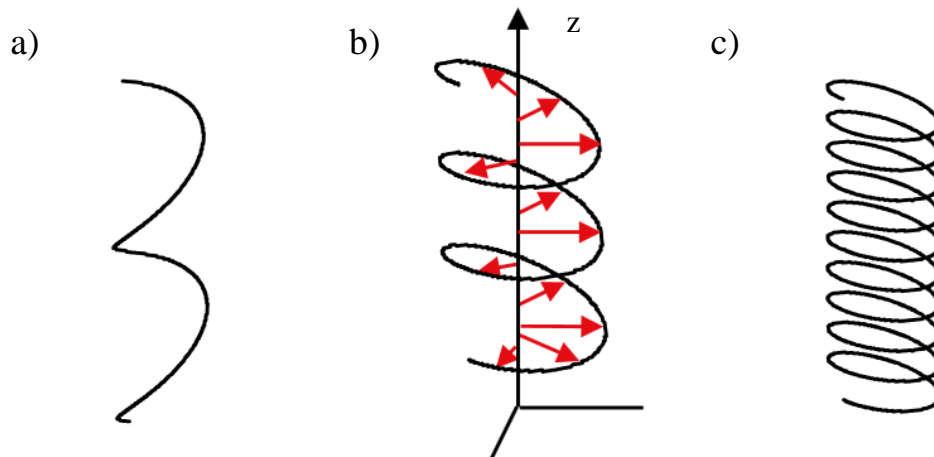
A képkalkotáshoz szükségünk van arra az információra, hogy a jel a minta melyik részéből érkezett. Ha egy a mintához „rögzített” koordináta rendszer x tengelye mentén alkalmazunk egy térben változó mágneses teret (gradienst), akkor x irányban minden pontban más lesz a Larmor-frekvencia. A különböző Larmor-frekvenciájú jelek összegződnek, ezt tudjuk mérni. A jelet inverz Fourier transzformálva adott frekvenciájú és amplitúdójú komponensekre esik szét, így ezek alapján meg lehet határozni, hogy tetszőleges x koordinátájú helyhez mekkora jel tartozik.

Ezzel gyakorlatilag a minta egydimenziós képét kaptuk meg. Mivel a módszerrel a mintában a térbeli pozíció a frekvencia segítségével határozható meg, ezért az eljárást frekvenciakódolásnak, az alkalmazott gradienst frekvenciakódoló vagy kiolvasó gradiensnek nevezzük.

Az egész mérés, illetve a további jelenségek könnyebb tárgyalására született meg az úgynevezett k-tér reprezentáció. A gradiens tér időbeli integráljával új mennyiséget definiálunk, ez a k_z , jelentése a spinek fázisának térbeli gradiense. Egy z irányú gradiens esetén a (12) egyenlettel lehet definiálni a k mennyiséget.

$$k_z(t) := \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^t G_z(t') dt' \quad (12)$$

Ha a spineket a gradiens iránya mentén felsorakoztatva képzeljük el, akkor, ha a gradiens ki van kapcsolva, akkor egy irányba állnak a spinek, míg bekapcsolás után egy egyre jobban csavarodó hélixet képeznek. Szemléletesen, a k értéke adja meg hogy egységnyi távolságon mekkora a csavarodás mértéke, azaz hányszor tesznek meg 2π fordulatot a spinek.



6. ábra: A k értéke szemléletesen. Az a) ábrán egy kicsi, a b) ábrán egy közepes, a c) ábrán egy nagy k értéknek megfelelő hélix látható. [2]

Természetesen bármelyik koordináta tengely mentén lehet alkalmazni gradienst, ezért ezekre a komponensekre is lehet definiálni a k értékét, a (12) egyenlettel analóg módon. A különböző komponenseket vektorba foglalva a (12) egyenlet a következőképpen módosul:

$$\vec{k}(t) := \frac{y}{2\pi} \int_0^t \vec{G}(t') dt'. \quad (13)$$

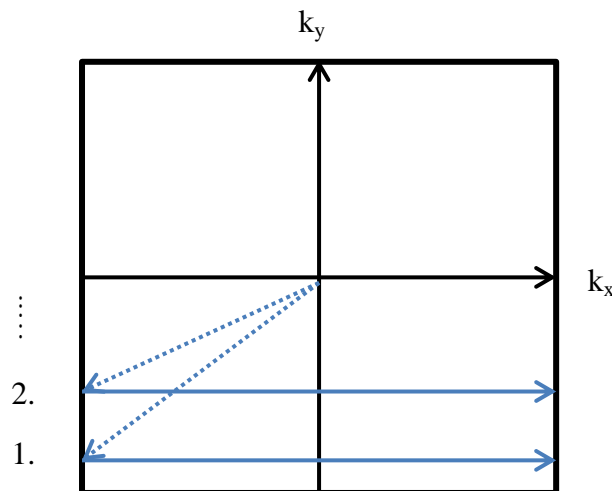
A kétdimenziós képalkotáshoz szükség van a minta y irányú kódolására. Ehhez a Fourier-transzformáció egyik tulajdonságát, az eltolási tételt kell kihasználni. A Fourier-transzformáció definícióját a (14) egyenlet írja le. Ha adott egy $f(y)$ valós függvény, akkor a Fourier-transzformáció eredményeként egy új, $F(k)$ függvényt kapunk, mely már komplex értékekkel is rendelkezhet. Jelen esetben a valós tér és a k -tér a két tartomány, mely között a transzformációt alkalmazzuk, a (14)-es és (15)-ös egyenletet is ennek megfelelő jelöléssel írtam fel. Az eltolási tétel lényege, hogy ha az egyik tartománybeli koordináta eltolást szenved, akkor az a másik tartományban egy lineáris fázisrámpával való szorzást eredményez. Ezt a (15) egyenlet írja le. A fázisrámpával való szorzás azt jelenti, hogy az adott k -tér irány mentén a k értékekkel lineárisan nő a spinek által felvett fázis. Magyarul a fázisrámpával való szorzás egy megfelelő irányban adott ideig alkalmazott gradiensnek felel meg.

$$\text{FT}\{f(y)\} = \int_{-\infty}^{\infty} f(y) \cdot e^{-2\pi i k_y y} dy = F(k_y) \quad (14)$$

$$\text{FT}\{f(y+a)\} = \int_{-\infty}^{\infty} f(y+a) \cdot e^{-2\pi i k_y y} \cdot e^{-2\pi i k_y a} dy = F(k_y) \cdot e^{-2\pi i k_y a} \quad (15)$$

Vagyis ahhoz, hogy a különböző y koordinátájú pontokat meg tudjuk mérni, olyan gradiens kell alkalmazni, ami megfelelő fázisrámával való szorzást eredményezi.

Amikor a frekvenciakódoló gradienst alkalmazzuk, akkor tulajdonképpen a k -térben x irányban kezdünk el mozogni. A fáziskódoló gradiens bekapcsolásával kiválasztunk a k -térben egy y koordinátát, majd a frekvenciakódolóval végig pásztázzuk x irányban a k -teret. A következő lépésben változtatunk a fáziskódoló gradiensen, ezzel egy újabb y koordinátát választunk ki, és mivel a frekvenciakódoló gradiensen nem változtatunk, ezért megint csak végig pásztázzuk a k -teret x irányban, így tapogatójuk le a k -teret két dimenzióban. A folyamatot a 7. ábra szemlélteti.

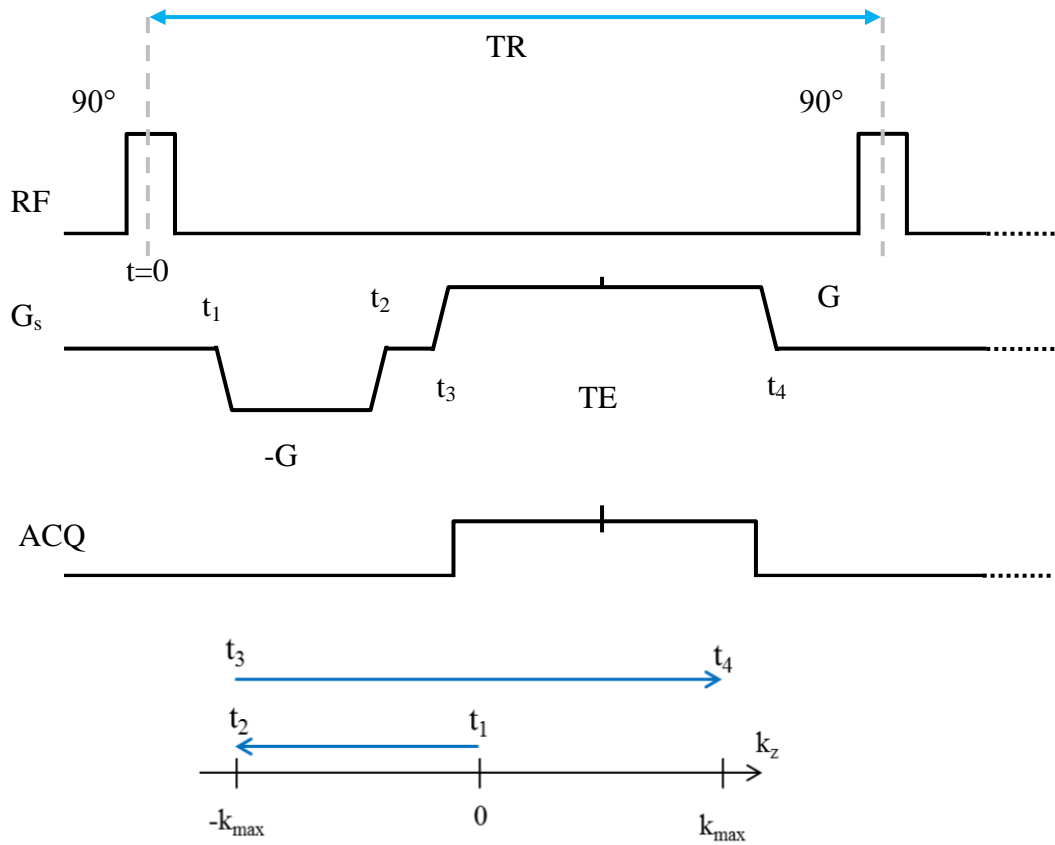


7. ábra: 2D k -tér letapogatása. Az „1.” lépésben kiválasztunk egy k_y koordinátát, majd utána adott k_y érték mellett végig megyünk az összes k_x koordinátán. Ha ez megtörtént, a „2.” lépésben kiválasztjuk a következő k_y koordinátát és megint végigmegyünk a k_x értékeken.

1.4. Gradiens ekhó

A gradiensek alkalmazásának hátránya, hogy a használatukkal gyakorlatilag mesterségesen inhomogén mágneses teret hozunk létre, vagyis a mérhető jel gyorsan lecsökken, így nagy k értékekre már nagyon alacsony a mért jel amplitúdója, szinte csak a $k=0$ környék hordoz információt. Ennek kiküszöbölésére használható a gradiens ekhó. A gradiens ekhó során a gerjesztő pulzust egy negatív előjelű gradiens követi. Ezzel a k -térben negatív irányban „elme gyünk” egy maximális értékig. Ezután egy pozitív előjelű gradiens következik, melynek a területe kétszer akkora, mint a negatív előjelűnek. Ennek hatására a maximális negatív k -térbeli pontból elkezdünk a pozitív irányba haladni, egészen a pozitív tartomány maximális értékéig. Mint az a 8. ábrán is látható, a mérés csak a pozitív gradiens működése alatt történik. Így a mérés során az egész k -teret be tudjuk járni. A pulzus alkalmazásától a jel maximumának a megjelenéséig eltelt időt ekhó időnek nevezik. Bizonyos esetekben, mint például több dimenziós képalkotás esetén a szekvenciát újra és újra meg kell ismételni a teljes k -tér végigpásztázásához. Adott gerjesztéstől a következő gerjesztésig eltelt időt repetíciós időnek nevezzük.

Fontos megjegyezni, hogy a gradiens ekhó szekvencia a képalkotáshoz felhasznált gradiensek okozta dekoherenciát igyekszik visszaállítani, a statikus, rendszerben lévő inhomogenitások okozta jelvesztést a spin ekhóval ellentétben nem képes visszaállítani.



8. ábra: Gradiens ekhó szekvencia kottája 1D képképzés esetén. RF jelöli a rádiófrekvenciás pulzust, G_s a szelekciós gradiens, ACQ a kiolvasást, TE pedig az ekhó időt, TR a repetíciós időt jelöli.

2. Szekvenciafejlesztés

A diplomamunkám során a Mediso Kft. 3T-s kisállat MRI berendezésére fejlesztettem szekvenciákat. Az angiográfiában² használt szekvencia, illetve ahhoz kapcsolódó szekvencia-elemek fejlesztése volt a fő cél. Az angiográfiás vizsgálatokat hagyományosan röntgensugárzáson alapuló képalkotási módszerekkel végzik, mint például a CT vagy a fluoroszkópia. Ahhoz, hogy a felvételeken láthatóvá váljanak a vizsgálni kívánt erek, a megfelelő érszakaszhoz katétert helyeznek fel, majd a katéteren keresztül befecskendezik a kontrasztanyagot. A módszer hátrányai, hogy a kontrasztanyag allergiás reakciót válthat ki a páciensekben, illetve veseelégtelenséghez is vezethet. A vizsgálat során a pácienseket ionizáló sugárzás éri valamint a katéter használata során az erek megsérülhetnek. Ezzel szemben az MRI-vel végzett vizsgálatok során sugárterheléssel nem kell számolni, valamint lehetőség van kontrasztanyag nélküli képalkotásra is, így sok esetben a kontrasztanyag és a katéter használata miatti mellékhatások is elkerülhetőek.

Az általam végzett fejlesztések az úgynevezett TOF (Time-of-flight) angiográfiás szekvencia megvalósítására irányultak. A módszer részletes leírása a 2.4. fejezetben található. Ennek a megvalósítása több kisebb lépésben történt. A munkám során implementáltam zsírelnyomó szekvenciát (2.2. fejezet), mely nem szerves része a TOF-nak, de többfajta angiográfiás szekvenciához, illetve más célú mérésekben is lehet használni. Továbbá megvalósítottam az úgynevezett szaturációs sáv szekvenciát (2.3. fejezet). Ez már a TOF egyik típusának, az úgynevezett 2D TOF-nak a szükséges alkotó eleme, de a zsírelnyomáshoz hasonlóan ez is alkalmazható más mérések részeként. A TOF másik típusa a 3D TOF, mely implementálásának egyik leglényegesebb eleme egy speciális „ramp” pulzus megvalósítása volt.

Maga a fejlesztői környezet három fontos részből áll: program kód, grafikus felület és paraméter lista. A megvalósítani kívánt szekvenciát az irodalomban leírtak alapján meg kellett tervezni, majd leprogramozni és beleépíteni a meglévő gyári kódba. Ezen felül a grafikus felület, ahol a szekvencia kotta látható, összekapcsolódik a kóddal. Az egyes elemeket a grafikus felületen kell hozzáadni a szekvenciához, utána pedig a megfelelő változók segítségével össze kell kapcsolni a grafikus felületet a programkóddal. A paraméter listába különböző, változtatható értékű paramétereket

² Az angiográfia olyan képalkotási technika, mely során valamilyen képalkotó modalitás segítségével képezik le a szervezetben található ereket.

lehet megadni. Ez egyrészt a fejlesztést segíti, a felhasználóhoz kerülő verzióban pedig meg van határozva, hogy mely paramétereket láthatja a felhasználó.

A szekvencia fejlesztés során fontos szerepet játszott az alkalmazott RF pulzusok alakja, ezért először a pulzusalakok általános elméletéről lesz szó, majd ezt követően áttérek a megvalósított szekvenciák tárgyalására. A diplomamunka további részében az elméleti háttér túlnyomó része Matt A. Bernstein: Handbook of MRI pulse sequences [3] című könyvből származik.

2.1. Pulzusokról általánosságban

A gerjesztő pulzus fontos tulajdonsága a pulzus alakja. A pulzusalak egy olyan függvény, mely az elektromágneses hullám mágneses terének időbeli alakját írja le. A pulzusok általában amplitúdó moduláltak, ezért kifejezhetők a (16) egyenlet segítségével, ahol $A(t)$ a pulzus alakja, ω_{rf} a centrális frekvenciát határozza meg.

$$B_1(t) = A(t)e^{-i\omega_{rf}t} \quad (16)$$

A pulzus úgynevezett spektrális profilját a Bloch-egyenletek megoldásával lehet megkapni. Az egyenleteket általában a Larmor-frekvenciával forgó rendszerben oldják meg. Ebben az esetben a Bloch-egyenletek a (17), (18) és (19) képletekkel leírt alakot öltik, amennyiben a pulzus a forgó rendszer x tengelyével megegyező irányba mutat. Az egyenletekben megjelenő Δf_{cs} egy referencia Larmor-frekvenciához képesti offszet frekvenciát jelöl. Ha az egyenletek megoldásából kapott M_x , M_y komponensek négyzetösszegéből gyököt vonunk, és ezt Δf_{cs} függvényében ábrázoljuk, akkor az alkalmazott pulzus spektrális profilját kapjuk meg. Kis gerjesztési szögek esetén a spektrális profilt közvetlenül a pulzus alak Fourier transzformálásával is meg lehet kapni [3].

$$\frac{dM_x(t)}{dt} = 2\pi\Delta f_{cs}M_y \quad (17)$$

$$\frac{dM_y(t)}{dt} = \gamma M_z A(t) - 2\pi\Delta f_{cs}M_x \quad (18)$$

$$\frac{dM_z(t)}{dt} = -\gamma M_y A(t) \quad (19)$$

A pulzusalakok alapján két csoportba sorolhatjuk a gerjesztő pulzusokat: léteznek frekvencia szempontjából nem-szelektív és szelektív pulzusok. A nem szelektív pulzusok alakja egy rect függvény (más néven négyszögablak függvény). Ezek a pulzusok széles frekvencia tartományban egyenletesen gerjesztik a spineket. Ezeket a pulzusokat ritkán használják, mivel legtöbbször a gyakorlatban frekvencia-szelektív pulzusokra van szükség. A frekvencia-szelektív pulzusok időben változó amplitúdóval rendelkeznek és a nem-szelektív pulzusokhoz képest szűkebb a sávszélességük is. A továbbiakban a két leggyakrabban használt szelektív pulzusról, a sinc és a Gauss pulzusról lesz szó.

2.1.1. Sinc pulzus

A pulzus alakja, mint ahogyan a neve is utal rá, sinc függvénnyel írható le. A sinc függvény frekvencia-válasz függvénye egy rect függvény. A spektrálisan szelektív RF pulzus azokra a spinekre fog hatni, melyek rezonanciafrekvenciája a frekvencia-válasz függvény belsejébe esik. Ebből a szempontból nézve a rect függvény ideális alakkal rendelkezik. A gyakorlatban csak csonkolt sinc-et lehet használni, mivel a valóságban nem tudunk végtelen hosszú jelet alkalmazni. Emiatt a rect függvény se lesz tökéletes, de minél több „lebeny”³ marad meg a sinc függvényből, annál jobban közelít majd a rect is az ideálishoz. Viszont minél több lebennyel rendelkezik a sinc, annál hosszabb a pulzus is, ami miatt megnő a minimum ekhó idő (TE) és repetíciós idő (TR), megnő az érzékenység az off-rezonanciás hatásokra⁴ valamint a frekvencia-válaszban zavaró felharmonikusok jelennek meg. Ezért apodizációs ablakot szoktak alkalmazni, mely a csonkolt pulzus széleit belesimítja a nullába, ezzel csökkenti/megszünteti a zavaró felharmonikusokat. Az apodizációs ablakként tipikusan Hamming vagy Hann ablakokat alkalmaznak. A csonkolás és az apodizálás frekvencia-válasz függvényre gyakorolt hatása a 9. ábrán látható.

A sinc pulzust a következő egyenlettel írhatjuk fel:

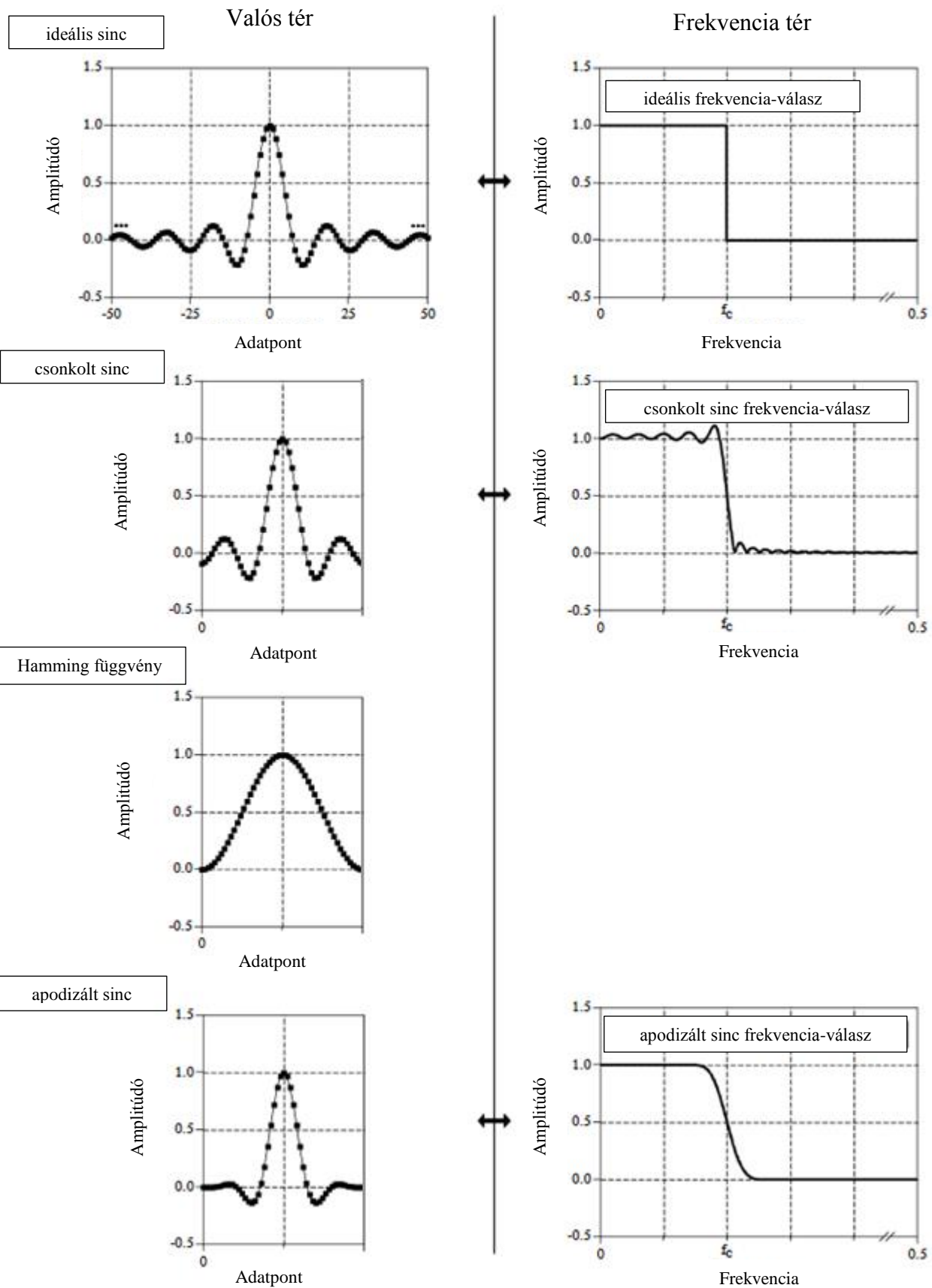
$$A(t) = A_0 t_0 \left[(1 - \alpha) + \alpha \cos\left(\frac{\pi t}{N t_0}\right) \right] \frac{\sin\left(\frac{\pi t}{t_0}\right)}{\pi t} \quad (20)$$

$$-N_L t_0 \leq t \leq N_R t_0 \text{ esetén}$$

³ Az angol „lobe” kifejezés fordítása.

⁴ Ilyen például a kémiai eltolódás, melyről a 2.2.1-es alfejezet szól.

A kézzel kiemelt rész jelzi az apodizációs ablak okozta változást az eredeti sinc pulzus leírásához képest. Az A_0 változó a $t = 0$ -hoz tartozó maximális amplitúdó, t_0 a középső lebeny szélességének a fele, N_L és N_R azt jelenti, hogy a középső lebenytől számítva balra és jobbra hányszor metszi a függvény az x tengelyt. Az apodizációnál N értéke N_L vagy N_R értékével lesz egyenlő, attól függően, hogy melyik a nagyobb. A már említett Hamming és Hann ablak annyiban különbözik egymástól, hogy a Hann-nél $\alpha = 0,5$, Hammingnél $\alpha = 0,46$.



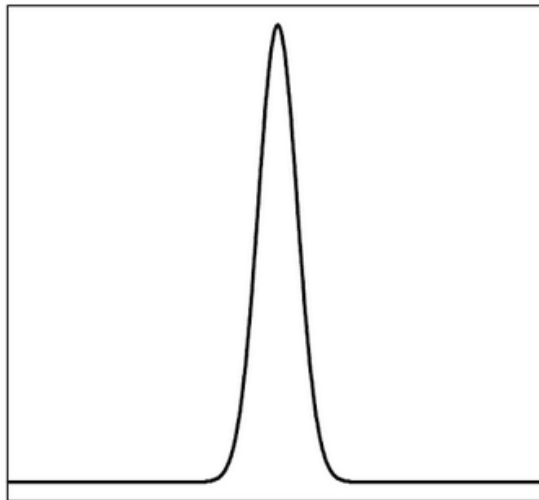
9. ábra Ideális sinc pulzus, csenkolt sinc pulzus, apodizált csenkolt sinc pulzus és ezek frekvencia-válasz függvénye [4]

2.1.2. Gauss pulzus

A Gauss pulzus alakja (10. ábra) a következő Gauss-függvénnyel írható le (forgó koordinátarendszerben):

$$B_1(t) = A_G e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} e^{i\Delta\omega_{rf}t}, \quad (21)$$

ahol A_G egy skálázási faktor, σ a pulzus szélességével van kapcsolatban, a pulzus központi frekvenciája pedig $\Delta\omega_{rf}$ -el van eltolva. A pulzus egyik előnye, hogy az amplitúdó értékei $t > \sigma$ értékekre gyorsan csökkennek, így nincs szükség apodizációra, elég egy elhanyagolhatóan kicsi amplitúdó értéknél befejezni a pulzust. Másik előnye, hogy a Fourier-transzformáltja szintén egy Gauss pulzus, nincsenek benne zavaró felharmonikusok, illetve a függvény alakja egy lekerekített rect függvényhez hasonlítható, tehát nem áll messze az ideális frekvencia-választól. Maga a frekvencia-válasz függvény keskenyebb, mint egy sinc pulzus esetében, mert a Gauss pulzus sávzélesség faktora⁵ kisebb a sinc pulzusénál.



10. ábra: Gauss pulzus alakja. [5]

⁵ A pulzus alakjára jellemző dimenziótlan mennyiség. A sávzélesség faktor a pulzus időbeli hosszának és a sávzélességnek a szorzataként áll elő.

2.2. Zsírelnyomás

A zsírelnyomás alkalmazása során a zsírszövetekből érkező jelet elnyomják, így azok nem vesznek részt a képképzésben. A módszerre több okból kifolyólag is szükség van. Az egyik fő ok, hogy a zsír T_1 relaxációs ideje kb. 370 ms, míg a víztartalmú szöveteké 1000 ms nagyságrendű [6]. Ezáltal a zsírszövet nagy amplitúdójú jellel rendelkezik más víztartalmú szövetekhez képest – az általunk vizsgált gyors spoiled gradiens ekhó⁶ esetén – így a különböző szövetek közötti kicsiny kontraszt-különbségek a skálázás miatt eltűnnek. A zsírszövetek a köztük megbújó daganatokat is elfedhetik, ebből a szempontból is előnyös a zsírelnyomás. A következő fejezetben tárgyalt kémiai eltolódás miatt szintén szükség lehet zsírelnyomásra.

2.2.1. Kémiai eltolódás

Az atommagot körülvevő elektronfelhő árnyékoló hatása miatt a protonok külső B_0 mágneses tértől kissé eltérő nettó mágneses teret érzékelnek. Ennek következtében a rezonanciafrekvenciájuk is különböző lesz. Ezeket a különbségeket kémiai eltolódásnak nevezzük. Kémiai eltolódás mértékét a protonok mikroszkopikus környezete – milyen molekulákban és azon belül hol helyezkedik el – határozza meg. Megegyezés szerint a tetrametil-szilán rendelkezik nulla kémiai eltolódással. Más molekulák protonjainak kémiai eltolódását a következő képlettel lehet meghatározni:

$$\delta = \frac{f - f_{\text{TMS}}}{f_{\text{TMS}}} \cdot 10^6, \quad (22)$$

ahol δ a kémiai eltolódás ppm (part per million) egységekben, f_{TMS} a tetrametil-szilán rezonanciafrekvenciája, f pedig tetszőleges molekulához tartozó rezonanciafrekvencia. A rezonanciafrekvencia képlete a kémiai eltolódással a következőre változik:

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} B_0 (1 - \delta) \quad (23)$$

A zsírszöveteket alkotó trigliceridekben a protonok több különböző molekulában vannak jelen, melyek különböző kémiai eltolódással rendelkeznek $\delta=0,9-5,7$ ppm között. A legjelentősebb jel $\delta=1,3$ ppm körül van, így ezt tekintjük a zsírszövet kémiai eltolódásának. A víz kémiai eltolódása $\delta = 4,7$ ppm, ebből következik, hogy a zsír és a

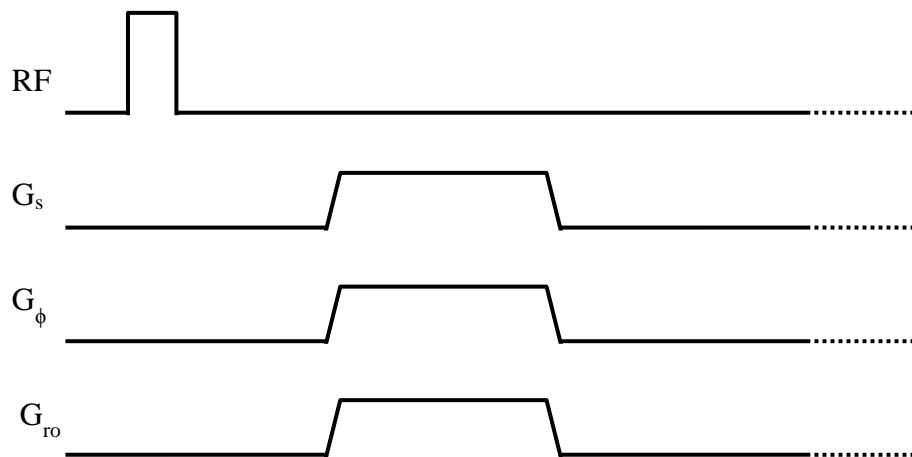
⁶ Olyan gradiens ekhó, mely esetében a transzverzális mágneszettség értéke nullává válik, mire a következő RF gerjesztésre sor kerül. A „gyors” szó pedig a repetíciós idő rövidségére utal.

víz közötti kémiai eltolódás értéke $\delta = 3,3-3,5$ ppm-re tehető. Ez frekvenciára átszámolva azt jelenti, hogy $B_0 = 3$ T mágneses tér mellett a zsír protonjai a vízéhez képest nagyjából 440 Hz-el kisebb rezonanciafrekvenciával rendelkeznek.

A képalkotás során a kiolvasó gradiens bekapcsolásával a különböző frekvenciákat a gradiens iránya mentén különböző térbeli pozícióknak lehet megfeleltetni. A zsírtól származó jel a kémiai eltolódás miatt adott helyen kisebb frekvenciával rendelkezik, mint a víz, ami olyan, mintha a zsírszövet egy másik, lokálisan kisebb mágneses térrel rendelkező helyen lenne. Ezért a képalkotás során a zsírszövet a valódi helyétől frekvenciakódoló irányban eltérő pozícióban jelenik meg a képen.

2.2.2. Zsírelnyomó szekvencia

Az elnyomásra használt szekvencia egy spektrálisan szelektív pulzusból és az ezt követő, mindhárom gradiens irányban alkalmazott úgynevezett spoiler gradiensekből áll.



11. ábra: Zsírelnyomó szekvencia kottája. G_s a szelektív választó, G_ϕ a fáziskódoló és G_{ro} a frekvenciakódoló gradienst jelöli, RF pedig a rádiófrekvenciás pulzust.

A pulzust úgy kell megválasztani, hogy a centrális frekvenciája a zsír Larmor-frekvenciájának feleljen meg, a sáv szélessége pedig legyen elég széles a zsír elnyomásához, de a víz jelét már ne nyomja el. Egy ilyen pulzus csak a zsírszövetekben található spineket gerjeszti. Ha a pulzus 90° -os, akkor ennek megfelelően a spineket leforgatja a transzverzális síkba. Ezután a pulzust követő spoiler gradiens a leforgatott spineket „szétkenik”, dekoherenssé tesz. Mivel a vízhez tartozó spineket nem gerjesztettük,

csakis longitudinális komponenssel rendelkeznek, ezáltal a spoilereknek nincs hatása ezekre a spinekre, a további képalkotásban részt tudnak venni. Ezzel szemben a zsírszövetekhez tartozó spinek a 90°-os leforgatás miatt nem rendelkeznek longitudinális komponenssel, ezért a későbbiekben nem vesznek részt a képalkotásban.

A zsír rövid T_1 relaxációs ideje miatt a zsírelnyomó pulzus és a képalkotó szekvencia gerjesztő pulzusa között eltelt idő alatt a zsír újra szert tehet longitudinális komponensre, melyeket már szintén gerjeszt a képalkotó pulzus, és így nem lesz teljes az elnyomás. Ennek elkerülésére 90°-nál nagyobb gerjesztési szöveget szoktak alkalmazni, hogy a T_1 relaxáció éppen eltüntesse a zsír longitudinális komponensét a gerjesztő pulzus idejére. Az optimális szaturációs szöveget a következő módon lehet kiszámolni. Ha a zsírelnyomó és a képalkotó RF pulzus közt eltelt idő τ , és a repetíciós idő jóval nagyobb, mint a zsír T_1 ideje, akkor az optimális szög egyenlete [3]:

$$\cos(\theta) = 1 - e^{\tau/T_1} \quad (24)$$

Ha a repetíciós idő összemérhető a zsír T_1 relaxációs idejével ($TR < 1s$), akkor az optimális szaturációs szög:

$$\cos(\theta) = \frac{1 - e^{\tau/T_1}}{1 - e^{(\tau-TR)/T_1}} \quad (25)$$

A spoiler gradiensek alkalmazásának hatására a mágnesezettség kezdeti ϕ_0 fázishoz egy

$$\phi = \gamma \int_t G_{sp}(t) \cdot r dt = \gamma r A_{sp} \quad (26)$$

fázis adódik hozzá, ahol G_{sp} a spoiler gradiens amplitúdója, r a gradiens irányú helykoordináta, A_{sp} pedig a spoiler gradiens területe. Ebből következik, hogy a fázis diszperzió egy gradiens irányban Δr nagyságú voxelben⁷

$$\Delta\phi = \gamma \Delta r A_{sp} \quad (27)$$

A voxel teljes transzverz mágnesezettsége, a következő képlettel közelíthető:

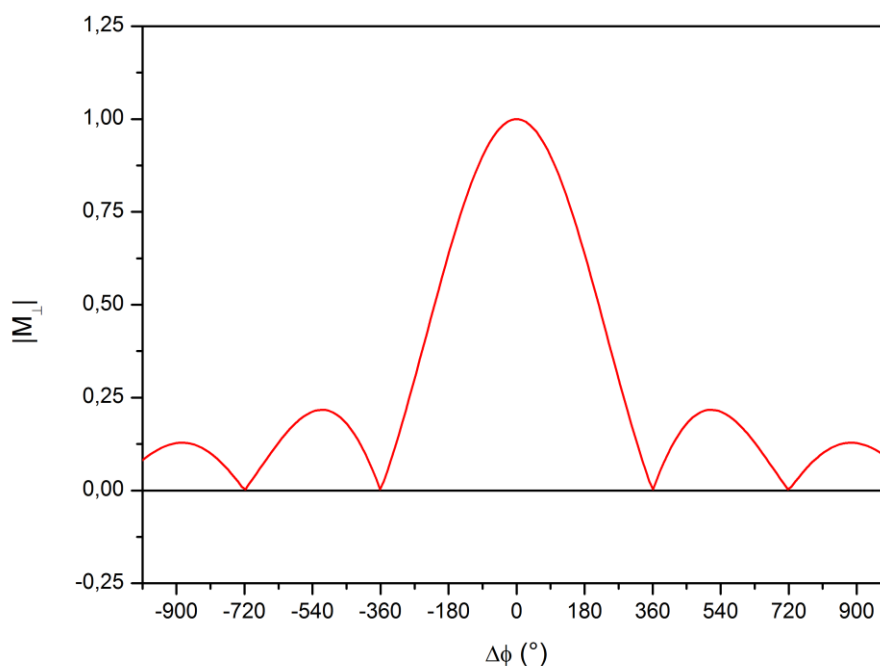
⁷ A „volume pixel” kifejezésből ered, a képalkotási térfogat legkisebb, elemi egysége.

$$|M_{\perp}| \approx \frac{\int_{\text{voxel}} M_{\perp} e^{-i(\phi_0 + \phi)} dr}{\int_{\text{voxel}} dr} \quad (28)$$

A kezdeti ϕ_0 fázist elhanyagolva és feltételezve, hogy a mágnesezettség értéke konstans a voxelen belül, a fenti képlet átírható az alábbi alakra:

$$|M_{\perp}| \approx M_{\perp} \left| \frac{\int_{r_0 - \frac{\Delta r}{2}}^{r_0 + \frac{\Delta r}{2}} e^{-i \gamma r A_{sp}} dr}{\int_{r_0 - \frac{\Delta r}{2}}^{r_0 + \frac{\Delta r}{2}} dr} \right| = M_{\perp} \left| \text{sinc} \left(\frac{\gamma \Delta r A_{sp}}{2} \right) \right| = M_{\perp} \left| \text{sinc} \left(\frac{\Delta \phi}{2} \right) \right|, \quad (29)$$

ahol r_0 a voxel középpontját jelöli. A fenti egyenletből látható, hogy a transzverzális mágnesezettség sinc függvénnyel leírható módon függ fázis diszperziótól. Ezt a 12. ábrán meg is jelenítettem, melyen egy gyorsan lecsengő függvény figyelhető meg. Tehát a fázis diszperzió növekedésével gyorsan csökken a transzverz mágnesezettség értéke, 2π -nél nagyobb fázisdiszperzióra nem fogja meghaladni az eredeti érték 25%-át. Ami viszont ennél is fontosabb, hogy a függvény több zérushellyel is rendelkezik, ami azt jelenti, hogy megfelelő nagyságú fázis diszperzió esetén teljesen eltűnik a transzverzális mágnesezettség. Az első zérushely 2π -nél található, azonban a valóságban nem teljesen konstans a voxelen belüli mágnesezettség, ezért a gyakorlatban általában olyan spoiler gradienst alkalmaznak, mely 2π egész számú többszörösének megfelelő fázis diszperziót eredményez. A szükséges gradiens területe adott fázis diszperzió és voxelméret mellett már meghatározható a (27) egyenlet alapján.



12. ábra: Normált transzverzális mágneszettség fázisdiszperziótól való függése a (29) egyenlet alapján.

2.2.3. Megvalósítás

A szekvencia implementálása során a fentiekben leírt zsírelnyomó szekvenciát valósítottam meg, kezdetben gradiens ekhó szekvenciába, később spin ekhó szekvenciába építve. Az RF pulzus alakjának a Gauss pulzust választottam. A fejlesztői környezetben választható alakok közül a sinc3 és sinc5 (a számok a lebeny-számokra utalnak) lett volna még alkalmas zsírelnyomó pulzusnak, azonban ezeknek a pulzusoknak a sávszélességét bizonyos érték alá csökkentve a fejlesztői környezet hibás amplitúdó értékeket rendelt a pulzushoz. Ez a küszöbérték sajnos már olyan sávszélesség értéknél is megjelent, melynél a spektrális profil a vízhez tartozó spineket is gerjesztette volna. A Gauss pulzusnál ez az érték már jóval a szükséges sávszélesség alatt volt. A hibás számolás valahol a fejlesztői környezet belső függvényeiben történt, melyekhez nem lehet hozzáférni, ezért a jelenség a pontos oka ismeretlen. Az én feladatomban a probléma megoldása volt, amely a Gauss pulzus alkalmazásával sikerült is.

A kód egyes, általam fejlesztett részletei⁸ a CD mellékletben található meg, a későbbiekben zárójeles megjegyzésben fogok hivatkozni az aktuális szövegrészekhez

⁸ Az egész szekvenciát megvalósító kódban szerepelnek a gyári kódból átemelt részek (tipikusan az RF pulzus általános paramétereinek kiszámítása), melyeket nem közöltem a CD-mellékletben.

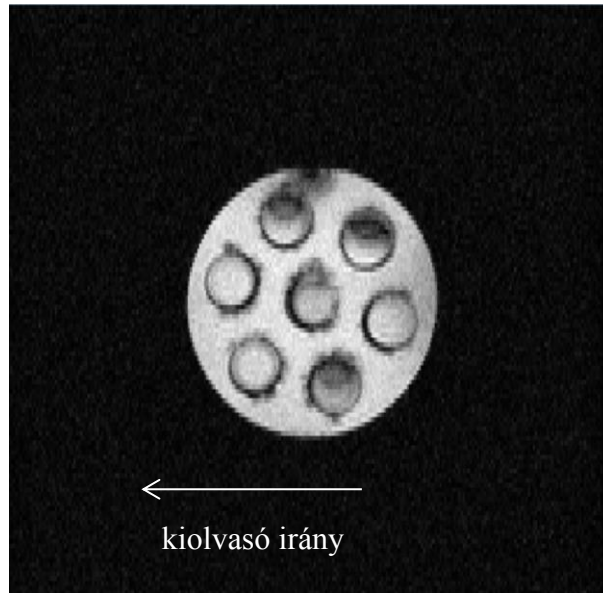
tartozó kódrészletre. A spoiler gradiensek területének kiszámítása a kódban a (27) egyenlet alapján történik. A fejlesztői környezetben a gradiensek időbeli hosszát változtatható paraméterként adtam meg, így tetszőleges gradiens hosszúság és adott gradiens terület mellett a gradiens amplitúdója már meghatározható (CD melléklet „zsírelnyomas_3” kép). A zsírelnyomó szekvenciát úgy valósítottam meg, hogy a felhasználó számára ki-be kapcsolható legyen.

A fejlesztés során felmerülő fő probléma abból állt, hogy a képalkotás során egyes szeletekben nem volt jelen kép, csak zaj. A zsírelnyomó pulzus hosszának és a repetíciós idő különböző beállításai mellett előfordult, hogy csak bizonyos szeleteknek egy része telítődött zajjal, máskor teljes szeletek információja veszett el. A jelenség megoldása az RF erősítő úgynevezett aktív ciklusidejében rejlik. Az aktív ciklusidő azt határozza meg, hogy egy periodikusan működő rendszer egy periódus alatt mennyi időt tölt bekapcsolva. A megfelelő nagyságú gerjesztő RF pulzusokat erősítő segítségével állítják elő. Ahhoz, hogy minimálisra csökkentsük az elektronikából származó zajokat, az erősítő egység kimeneti szakaszát csak a pulzus kiadásakor kapcsolják be. Másrészt az erősítő maximális aktív ciklus ideje is adott, általában műszaki paraméterek határozzák meg, a műszer nem képes ennél nagyobb aktív ciklusidővel működni. Jelen esetben az erősítő aktív ciklusideje miatt az erősítő a repetíciós időnek megközelítőleg 20%-ában lehet bekapcsolva. A probléma pedig azért jelentkezett, mert a szekvencia első verzióiban ez még nem lett figyelembe véve és az erősítő nagyjából a repetíciós idő felét bekapcsolva töltötte. Ezért az erősítő az aktív ciklusidő túllépése után lekapcsolt, így nem történt gerjesztés minden szelet minden soránál, ezért jel sem keletkezhetett, így csak zajt mérhettünk az érintett sorokban illetve szeletekben. Miután a kódban figyelembe lett véve, hogy zsírelnyomás esetén a repetíciós időt úgy kell beállítani, hogy az aktív ciklusidő megszabott érték alatt maradjon, a probléma megszűnt.

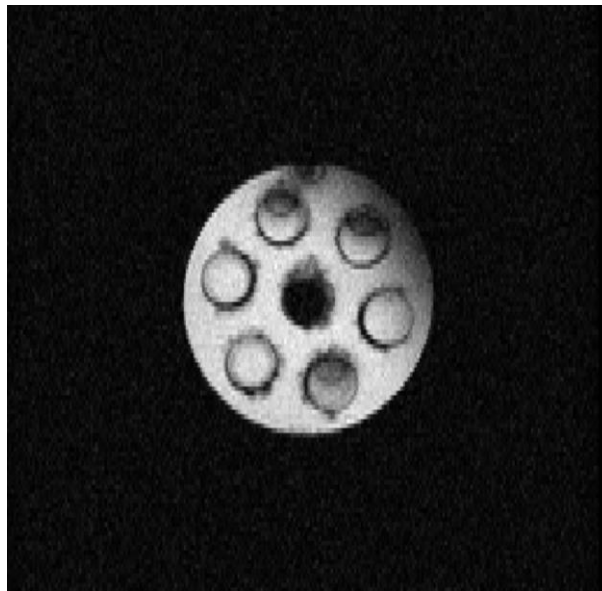
A tesztelés során a szekvencia működését megvizsgáltam egy olyan henger fantomon, mely kontrasztanyagossal volt megtöltve, valamint a belsejében több kisebb mintatartóban különböző kontrasztanyag koncentrációval rendelkező oldatok, illetve ásványi olaj volt elhelyezve. A zsírelnyomás nélkül gradiens ekhóval készített axiális kép a 13. ábrán látható. A fantomban a zsíradékot az ásványi olaj reprezentálta, mely a fantom közepén helyezkedett el. Az ábrán jól látható a kiolvasó irányú kémiai eltolódás. Ezután bekapcsoltam zsírelnyomást a következő beállításokkal: a gerjesztési szög 90° , a pulzus sávszélessége 250 Hz, ebből adódóan a pulzus hossza 5,4 ms volt. A spoiler gradiensek hosszát 2 ms-nak választottam meg. Az olaj Larmor-frekvenciája

nagyjából -500 Hz-el tért el a víz Larmor-frekvenciájától, ezért a pulzus centrális frekvenciáját -500 Hz-el toltam el a vízhez képest. Ezen felül magán a gradiens ekhó szekvencián semmit nem változtattam a korábbi, zsírelnyomás nélküli méréshez képest. Az így kapott felvételt a 14. ábra tartalmazza. A középső, vagyis az olajat tartalmazó tartomány eltűnt a képről, míg a fantom többi, olajat nem tartalmazó része változatlanul maradt. A fantom jobb felső részében megfigyelhető jelcsökkenés a nem teljesen homogén mágneses tér miatt keletkezett. Az inhomogén mágneses tér miatt ugyanis a lokális Larmor-frekvenciája a kontrasztanyagot tartalmazó víznek a fantom ezen részén majdnem akkora, mint a zsír Larmor-frekvenciája a fantom közepén. Ebből adódóan a zsírelnyomás hatni fog az említett vízhez tartozó spinekre, mely végül jelcsökkenést eredményez. A zsírelnyomó szekvencia tehát az elvárásoknak megfelelően működött.

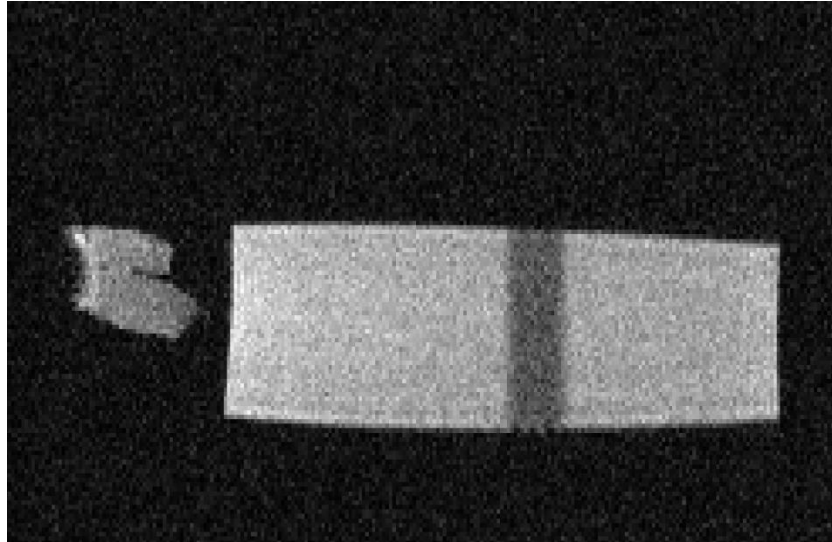
Egy másik elrendezésű mérés során egy kontrasztanyaggal megtöltött hengerfantom mellé fehérszalonna darabot helyeztem és így végeztem el a méréseket. Ebben az esetben a fehérszalonna, mint szilárd, állati zsiradék, jobban modellezi a gyakorlatban állatokon történő méréseket, mint egy ásványi olaj. Az elrendezésről készült, zsírelnyomás nélküli koronális kép a 15. ábrán látható. A zsírelnyomás paramétereit a mérés során: a gerjesztési szög 90° , a pulzus sávszélessége 521 Hz, ebből adódóan a pulzus hossza 6,14 ms volt. Az előző mérés 2D képalkotással, míg ez a mérés 3D képalkotással készült. A két típusú képalkotáshoz más sávszélesség faktorú Gauss pulzus tartozik, ezért különbözik a pulzus sávszélessége az előző méréshez képest. A spoiler gradiens hosszát itt is 2 ms-nak választottam meg. A pulzus centrális frekvenciáját -440 Hz-el toltam el a vízéhez képest. A gradiens ekhó szekvencia paramétereit itt sem változtattam a zsírelnyomás nélküli méréshez képest. A mért kép a 16. ábrán látható. Megfigyelhető, hogy a szalonna-darab nagy részét sikerült elnyomni, de az elnyomás nem lett tökéletes. Ezt maga a szalonna inhomogenitása is okozhatta, illetve a szalonna elég közel helyezkedett el a tekercs széléhez, ahol már rosszabb a B_0 tér homogenitása, mint a tekercs közepénél.



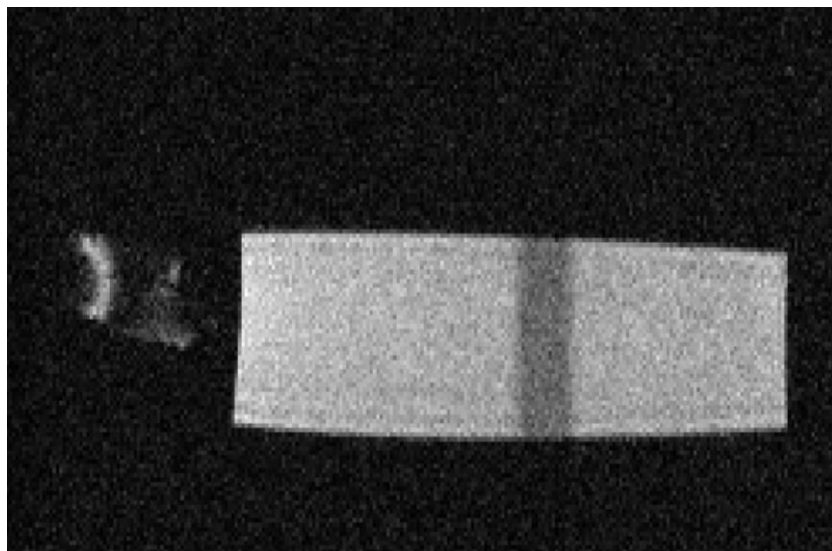
13. ábra: Zsírelnyomás nélkül készített kép a fantomról.



14. ábra: Zsírelnyomás alkalmazásával készült kép.



15. ábra: Fehérszalonnát tartalmazó mérési elrendezés a zsírelnyomás teszteléséhez. A képen látható esetben a zsírelnyomás nem volt bekapcsolva. A fehérszalonna a kép bal oldalán látható. A hengerfantomban lévő sötét sáv egy alkalmazott szaturációs sáv miatt jelent meg, ezt a 2.3. fejezetben fogom részletesen tárgyalni.



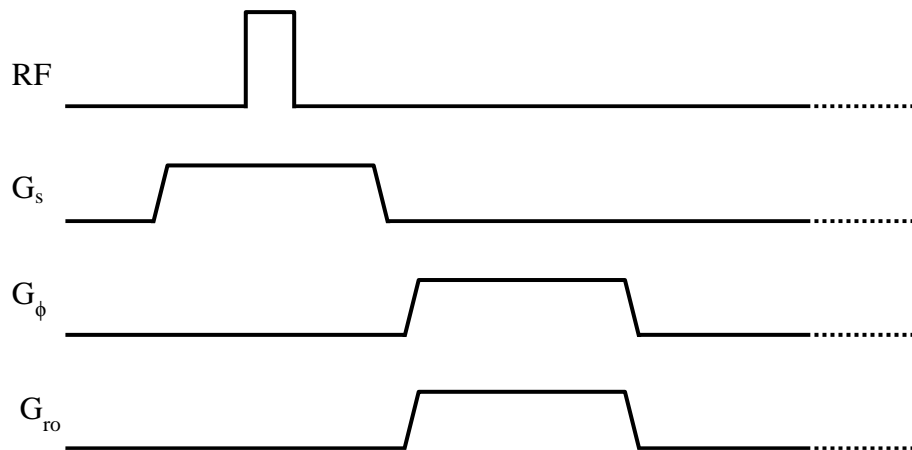
16. ábra: Zsírelnyomás alkalmazásával kapott kép.

2.3. Szaturációs sáv

Szaturációs sávot akkor szokás alkalmazni, ha egy bizonyos térrészből érkező jeleket szeretnénk elnyomni. A mozgásból eredő műtermékek keletkezését tipikusan azzal szokták kikerülni, hogy a mozgásban lévő területet (pl.: a mellkas falát) egy szaturációs sávval elnyomják. Ha a vizsgálandó objektum nagyobb, mint a látómező, akkor a látómezőből kimaradt részek fázis irányban átlapolva megjelennek a képen. Ebben az esetben az átlapolás kikerülhető, ha a látómezőn kívül eső részeket szaturációs sávval elnyomjuk. TOF angiográfiás szekvenciánál a szaturációs sáv segítségével vagy az artériás vagy a vénás áramlást szokták elnyomni, mivel a két rendszer együttes megjelenése jelentősen rontja a kép kiértékelhetőségét.

2.3.1. Szaturációs sáv szekvencia

A szaturációs sáv szekvenciája nagyon hasonló a zsírelnyomás szekvenciájához. A különbség mindössze abból áll, hogy mivel itt nem spektrálisan, hanem térben szeretnénk elnyomni, ezért az RF pulzussal egyidejűleg egy szeletkiválasztó gradienst is be kell kapcsolni. Ebben az esetben a szeletkiválasztó gradienssel a szaturációs sávot fogjuk megadni, melyben az RF pulzus után a spoiler gradiensekkel dekoherenciát idézünk elő, ezzel elnyomva az innen érkező jelet.



17. ábra: Szaturáció sáv szekvenciájának kottája

A szeletkiválasztó gradiens határozza meg, hogy az adott központi frekvenciával és sáv szélességgel rendelkező RF pulzus milyen szeletet fog gerjeszteni. Bekapcsolt gradiens mellett a Larmor-frekvencia a következőképpen alakul:

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} (B_0 + \vec{G}_s \cdot \vec{r}), \quad (30)$$

ahol \vec{G}_s a szeletkiválasztó gradiens, \vec{r} pedig a gradiens izocenterétől vett eltolás vektor. A gradiens izocenteré az a pont, ahol a gradiens által létrehozott mágneses tér értéke 0. Forgó koordináta rendszerre áttérve, ha a forgó rendszer frekvenciája megegyezik a gradiens izocenterében lévő Larmor-frekvenciával, valamint az eltolás vektort felbontjuk a gradiens térrel párhuzamos és merőleges komponensre, akkor a következő egyenletet kapjuk:

$$f_{\text{rot}} = \frac{\gamma}{2\pi} \vec{G}_s \cdot \vec{r}_{\parallel} \quad (31)$$

Ha az RF pulzus sávszélessége Δf , akkor a fenti egyenletből következik, hogy

$$\Delta f = \frac{\gamma}{2\pi} G_s \Delta r_{\parallel}, \quad (32)$$

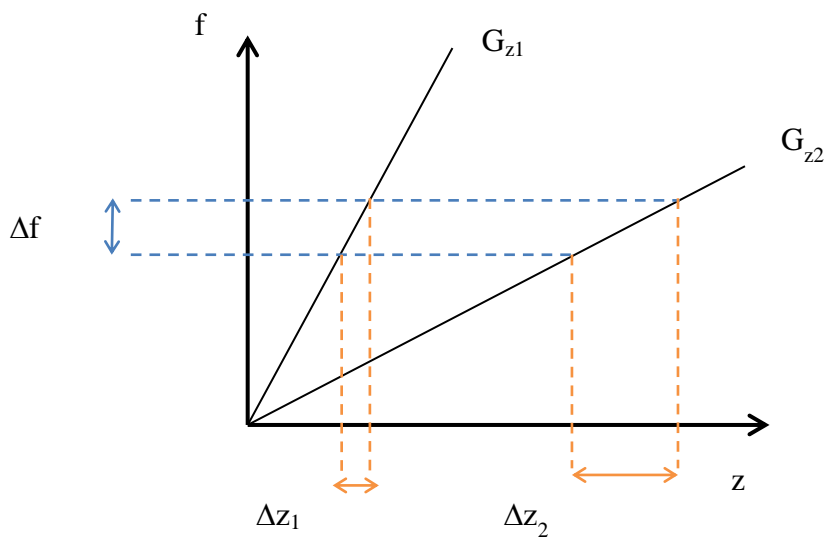
ahol Δr_{\parallel} a szelet vastagságát jelöli. Ha szeletkiválasztó gradiensünk z irányú, akkor egy Δz vastagságú tartományt kiválasztva – mely a szeletvastagságnak felel meg – az előző egyenletet átrendezve a következő képletet kapjuk:

$$\Delta z = \frac{2\pi\Delta f}{\gamma G_z} \quad (33)$$

A szelet térbeli elhelyezkedését az RF pulzus központi frekvenciája határozza meg. Ha δf jelöli az offszet frekvenciát a B_0 tér által okozott Larmor-frekvenciához képest, δz pedig a szelet közepének az izocenterétől mért távolságát, akkor a kettő kapcsolatára igaz lesz az alábbi kifejezés:

$$\delta z = \frac{2\pi\delta f}{\gamma G_z} \quad (34)$$

Ezt a következő ábrával lehet jól szemléltetni:



18. ábra: Adott f központi frekvenciájú, Δf sávszélességű pulzus az alkalmazott gradiensek nagyságával fordítottan arányos vastagságú szeletet gerjeszt. G_{z1} gradiens nagyobb, mint G_{z2} , ennek megfelelően ugyanaz az RF pulzus G_{z1} alkalmazásával keskenyebb szeletet gerjeszt, mint G_{z2} hatására.

Szeletkiválasztó gradiensnek bármelyik gradienst választhatjuk a három gradiens irányból, természetesen összhangban azzal, hogy milyen irányban kell állnia a szaturációs sávnak. A szaturációs sáv mindig a kiválasztott gradiens irányára merőleges síkban fog elhelyezkedni.

2.3.2. Megvalósítás

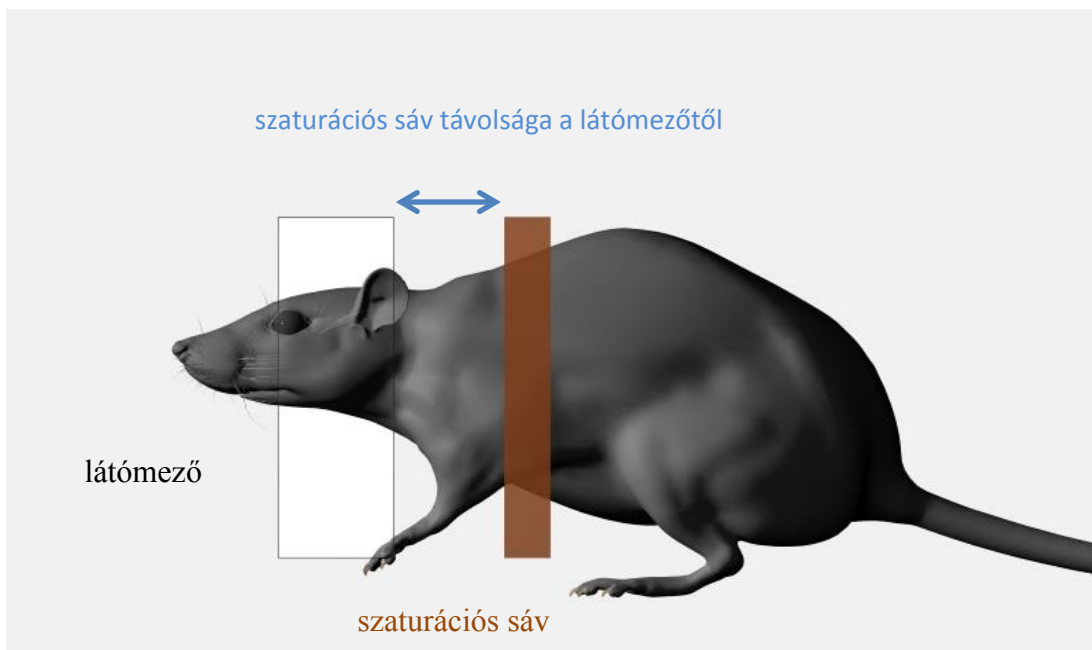
Az általam megvalósított szaturációs sáv szekvencia a 17. ábrán látható szekvencia alapján készült, azzal a különbséggel, hogy a szeletkiválasztás bármelyik gradiens irányába történhet a spoilerok pedig a másik két gradiens tengelyen helyezkednek el. A tetszőleges irányú szeletkiválasztással megpróbáltam lefedni az összes lehetséges helyzetet, amelyben a felhasználó szaturációs sávot szeretne alkalmazni. A szeletkiválasztó gradiens amplitúdójának a kiszámításához (33) egyenlet gradiensre átrendezett alakját használtam. A szaturációs sáv vastagságát a felhasználó adja meg, a pulzus sávszélessége kiszámítható a pulzus hosszából és a sávszélesség faktorból. A spoiler gradiens értékét ezúttal nem számoltam képlettel, hanem egy külső paraméter segítségével tetszőleges értékeket lehet megadni. A mérések során a maximálisan elérhető gradiens amplitúdó 40%-át adtam meg a spoiler gradiensnek. A zsírelnyomásnál alkalmazott spoileroknál a számítások alapján kapott amplitúdó értékek

nagyjából 10-20% között mozogtak, tehát ez alapján a 40%-os érték elegendően nagyoknak bizonyul a dekoherencia eléréséhez.

Az RF pulzus alakjának Hamming ablakkal apodizált sinc5 pulzust választottam. A sinc5 pulzus, mint ahogyan azt a neve is mutatja, öt lebennyel rendelkezik, ezért a szeletprofilja a több lebenny miatt jobban közelít az ideális rect függvényhez, mint a három lebennyel rendelkező sinc3 esetében. Gauss pulzus használata pedig azért nem előnyös, mert itt a jó elnyomáshoz fontos a szeletprofil alakja. A rect profilnál határozott széle van a szaturációs sávnak, és az egész sávban egyenletes lesz az elnyomás a rect konstans platója miatt. Ezzel szemben a Gauss pulzusnál a profil alakjából kifolyólag a kiválasztott szaturációs sáv közepén lesz a legnagyobb az elnyomás mértéke, és ez folyamatosan csökken a szélek felé haladva, tehát összességében tökéletlen lesz az elnyomás. Az RF pulzus gerjesztési szögét 90° -ra, a hosszát 1 ms-ra állítottam.

A pulzus központi frekvenciáját a (34) egyenlet átrendezéséből lehet megkapni. Ennek meghatározásához szaturációs sáv izocentertől való távolságát is ismerni kell. Ez szintén egy olyan paraméter, amelynél a felhasználó dönti el az értékét, attól függően, hogy mi a mérés célja.

Az átlag felhasználó általában nincs tisztában azzal, hogy mit jelent az izocenter. Ezért a szaturációs sáv pontos elhelyezkedését egy „szaturációs sáv távolsága a látómezőtől” paraméterrel lehet megadni. A paraméternek adott érték azt határozza meg, hogy mekkora legyen a távolság a látómező és a szaturációs sáv megfelelő szélei között. Megfelelő alatt azt kell érteni, hogy a távolságot mindig a látómező szaturációs sáv „mellett” lévő szélétől kell mérni, és a szaturációs sáv látómező felőli oldaláig tart. Ezt a 19. ábra szemlélteti. Lehetőség van arra is, hogy a szaturációs sáv a látómezőn belül helyezkedjen el, ebben az esetben a távolság negatív értékkel rendelkezik.

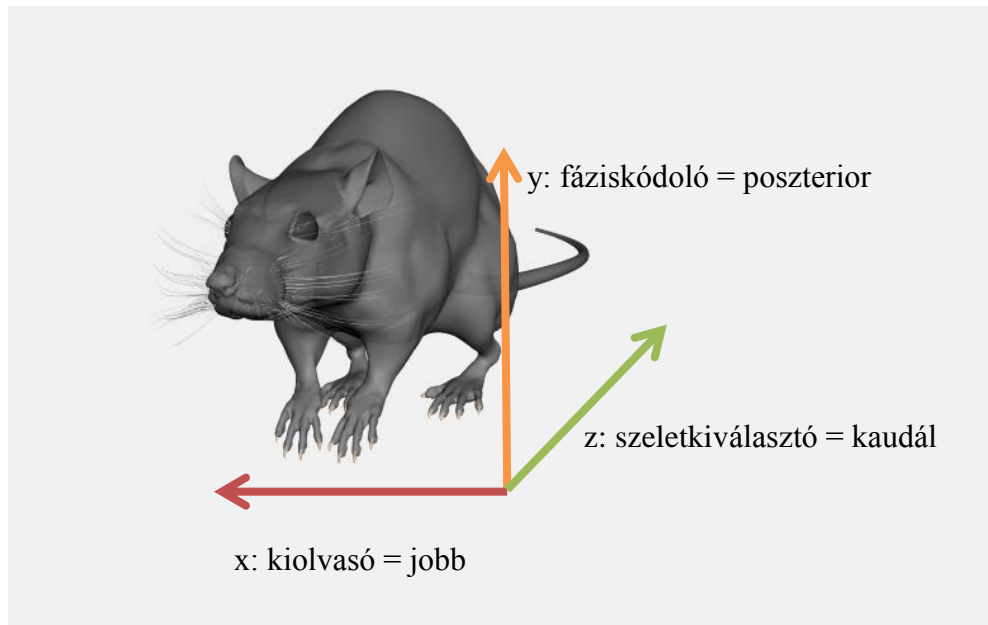


19. ábra: A felhasználó által megadható szaturációs sáv-látómező távolság.

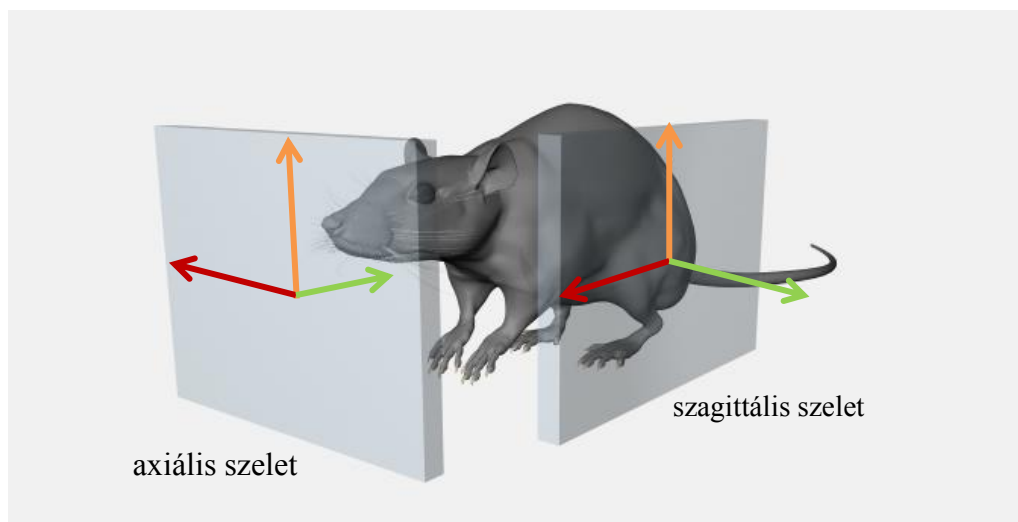
Ügyelni kellett arra is, hogy az átlag felhasználó a három gradiens irányával, működésével sincsen tisztában, azaz nem lehet elvárni, hogy tudja, hogy milyen irányú elnyomáshoz melyik gradienst kell az RF pulzussal együtt alkalmazni. Ezért létrehoztam egy „szaturációs sáv orientációja” paramétert, melyben anatómia irányokat tartalmazó felsorolásából választhatja ki a felhasználó a szaturációs sáv helyzetét. Az anatómia irányok a következők: kraniál, kaudál, anterior, poszterior, jobb, bal. Ezen kívül dupla szaturációs sávokat is ki lehet választani: kraniál és kaudál, anterior és poszterior, jobb és bal párosításokkal. A dupla szaturációs sáv hasznos lehet például olyan esetekben, amikor az erekben folyó vért szeretnék elnyomni. Ekkor az áramlási irányra merőleges síkban a látómező mindkét oldalán egy szaturációs sávot kell alkalmazni. Lehetőség van továbbá arra is, hogy minden irányú szaturációs sáv egyszerre legyen bekapcsolva. (CD melléklet „szaturacios_sav_1” és „szaturacios_sav_2” kép).

A Mediso kisállat MRI-jeibe mindig ugyanabba a meghatározott pozícióba, fejfelé és hason fektetik a kisállatot. Megvizsgáltam, hogy ebben a fektetésben mely anatómiai irány melyik gradiens iránnyal egyezik meg (20. ábra). Így amikor a felhasználó például egy kraniális elnyomást választ ki, akkor a kódban az annak megfelelő gradienst kell bekapcsolni. Ehhez azonban figyelembe kellett vennem azt is, hogy a felhasználó milyen anatómia síkot választ ki a képképzéshez. Ugyanis míg

például egy axiális irányú képalkotásnál a frekvenciakódoló gradiens az kraniál-kaudál iránynak felel meg, addig a szagittális irányú képalkotásnál ugyanez a gradiens már jobb-bal iránynak felel meg (21. ábra). (CD melléklet „szaturacios_sav_3” kép).

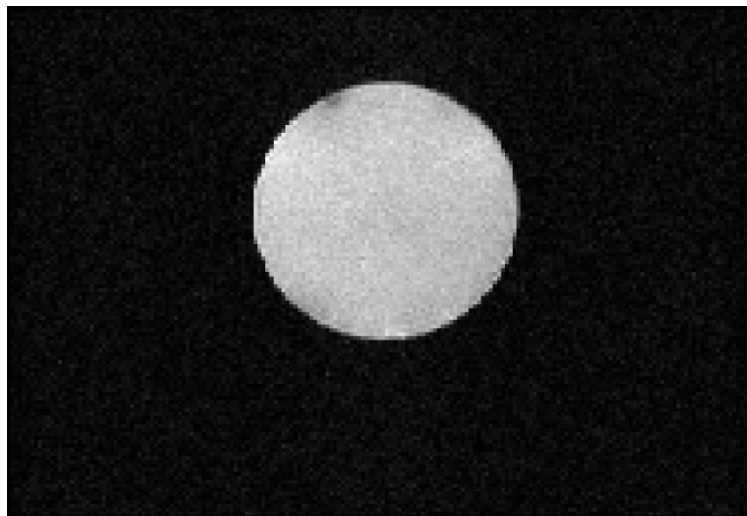


20. ábra: A gradiens irányok megfeleltetése a berendezés xyz koordináta rendszerében és az anatómiai irányok szerint.

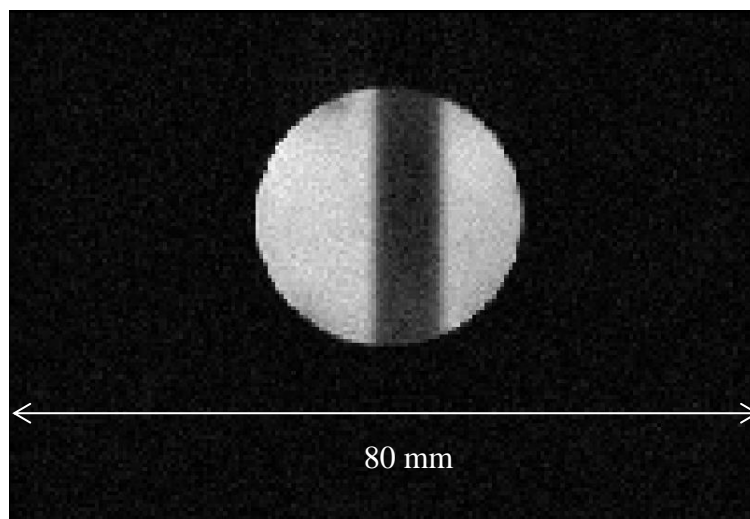


21. ábra: Axiális és szagittális képalkotás esetén az egyes gradiens nem ugyanabba az anatómia irányba mutatnak. Narancssárga nyíl a fáziskódoló, piros nyíl a frekvenciakódoló és zöld nyíl a szeletkiválasztó gradiens irányát jelöli.

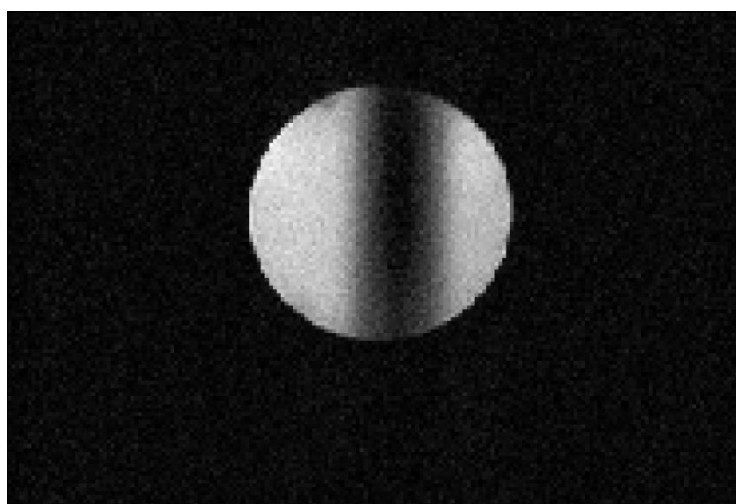
A választható opciók közül egy jobb oldali szaturációs sáv tesztelésére kapott eredményeket mutatom be. A mérés során használt henger fantomról axiális képek készültek. Mivel maga a sáv merőleges a képalkotási szelet síkjára, ezért ezeken a képeken jól ellenőrizhetőek a szaturációs sáv tulajdonságai. Összehasonlítási alapként először hagyományos gradiens ekhóval készítettem egy szaturációs sáv nélküli képet. Ez a 22. ábrán látható. Ezután alkalmaztam az említett orientációval rendelkező szaturációs sávot, mely 5 mm vastag volt, a szaturációs sáv távolsága a látómezőtől - 40 mm volt. Jobb oldali szaturációs sáv esetén a kiolvasó irány mentén lehet mozgatni a szaturációs sávot. A látómező kiolvasó irányban 80 mm volt. Korábban részleteztem, hogyan is kell értelmezni a szaturációs sáv távolságát a látómezőtől; az ott elmondottak alapján a szaturációs sávnak a bal széle a látómező felénél kell legyen. A szaturációs sávot két pulzus alakkal is leteszteltem: sinc5 és Gauss pulzussal. Az előbbi a 23 ábrán, utóbbi a 24. ábrán látható.



22. ábra: Henger fantomról készült axiális kép hagyományos gradiens ekhóval.



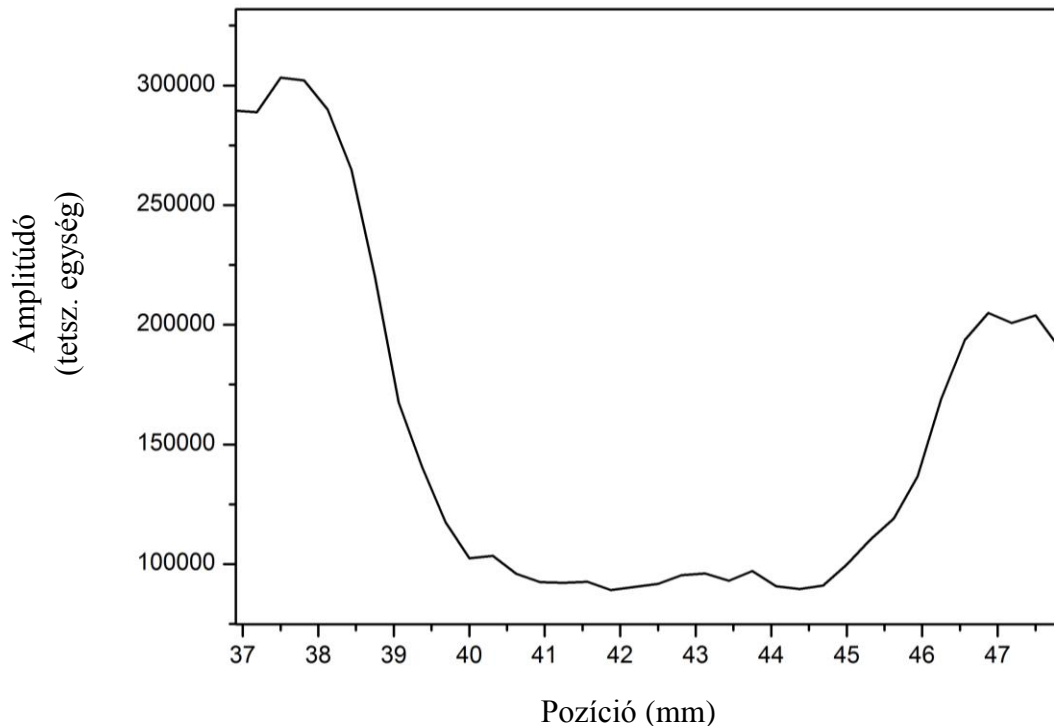
23. ábra: Henger fantomról készült axiális kép jobb oldali, sinc5 elnyomó pulzussal rendelkező szaturációs sávval.



24. ábra: Henger fantomról készült axiális kép jobb oldali, Gauss gerjesztő pulzussal rendelkező szaturációs sávval.

A képek alapján látható, hogy a mérési eredmények az alfejezet elején a pulzus alak választásával kapcsolatos indoklásomat alátámasztják: a Gauss pulzus esetében sokkal nehezebben meghatározható, hol van a szaturációs sáv széle, az elnyomás gyakorlatilag folytonos átmenetként valósul meg. Ezzel szemben a sinc5 pulzus esetén jól körülhatárolható a szaturációs sáv szélei, és a sávon belül egyenletes az elnyomás. A sinc5 esetén megfigyelhető az is, hogy az elvártnak megfelelően a sáv bal széle közelítőleg a látómező kiolvasó irányú hosszának felénél van. A pontosabb vizsgálathoz ábrázoltam a kép kiolvasó irányú metszetét. A 25. ábra a fantom közepét lefedő 10 sor átlagolásából készült a zaj csökkentése végett. Az ábrán látható, hogy mivel a valóságban nem tudunk tökéletes sinc pulzust kiadni, ezért a profil sem egy ideális rect

függvény lesz, hanem lesz egy felfutó és egy lefutó éle a profilnak. Ebből kifolyólag a szaturációs sáv a névleges értékénél valamivel szélesebb lesz, ebben az esetben látható, hogy nagyjából 2-2 mm a felfutás és a lefutás. Az is megállapítható azonban, hogy a profil platója 40 mm-től kezdődik és közel 45 mm-nél végződik, tehát a ténylegesen elnyomott rész szélessége és elhelyezkedése is megegyezik a névlegesen megadott paraméterekkel.



25. ábra: Sinc5 szaturációs sávval elnyomott fantom kiolvasó irányú metszetének szaturációs sávot tartalmazó része.

További fejlesztésekre volt szükség amiatt, hogy ferde látómezőt is alkalmazhat a felhasználó, mely esetében a szaturációs sáv alkalmazása kissé elbonyolódik. Ekkor ugyanis a gradiens irányok a látómezőhöz rögzített voltak miatt ugyanúgy elfordulnak, az anatómiai irányok pedig nyilvánvalóan nem. Ebben az esetben a következőképpen jártam el: a ferde látómezős mérés esetén a felhasználó adja meg, hogy a gép belső xyz koordináta rendszerében melyik tengely körül mekkora szöggel forgatja el a látómezőt. A program a forgatás szögéből kiszámolja, hogy a belső xyz koordinátarendszerében a kiolvasó, fáziskódoló és szeletkiválasztó irányok milyen x, y és z komponensekből tevődnek össze. Ezeknek a komponenseknek a normált értékeit egy mátrixban eltároltam. (CD melléklet „szaturacios_sav_4” kép). Megvizsgáltam, hogy a belső

koordináta rendszer melyik anatómiai irányoknak felelnek meg, majd ezek alapján definiáltam egy mátrixot, melynek sorai a gradiens irányoknak, oszlopai pedig az anatómiai irányoknak felelnek meg. A mátrixot annak megfelelően töltöttem fel logikai értékekkel, hogy a gradiens irányok a forgatás hatására milyen anatómiai iránynak felelnek meg. (CD melléklet „szaturacios_sav_5” kép). Ha például a fáziskódoló vektornak a z komponense a legnagyobb, az azt jelenti, hogy a kaudál irányhoz a pozitív fáziskódoló irányú szaturációs sáv fog tartozni az adott elforgatás mellett, mivel a pozitív fáziskódoló irány alapesetben a z iránnyal egyezik meg. Tehát ebben az esetben a pozitív fáziskódoló sor minden eleme nulla, kivéve a kaudál oszlophoz tartozót. Ez gyakorlatilag egy bázistranszformációs mátrix, a gradiens irányok és az anatómiai irányok pedig a két bázis, amely között kapcsolatot teremt. A feltöltés során kihasználtam azt, hogy a rendszer szimmetriája miatt elég csak három anatómiai irányra vonatkozó paramétereket ismerni, ez alapján már ki lehet tölteni az egész mátrixot.

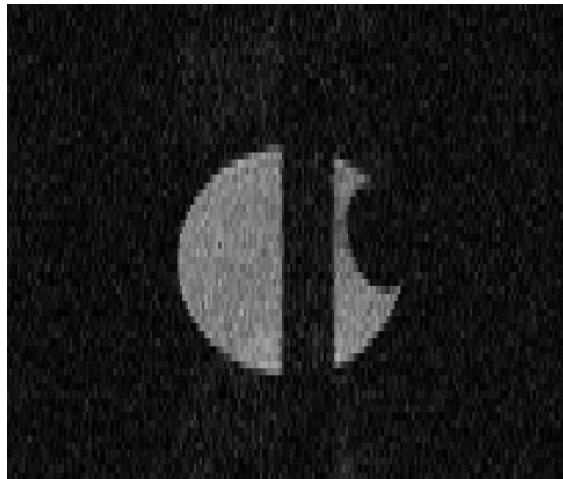
Egy vektorban tároltam el, hogy a felhasználó melyik anatómiai irányba választotta ki a szaturációs sávot (amelyik irányt választotta a felhasználó, a vektornak abban a sorában lévő érték 1 lesz, a többi helyen 0). Ha a korábbi gradiens és anatómiai irány kapcsolatát tartalmazó mátrixot és az előbb említett vektort összeszorozom, akkor egy olyan vektort kapok, mely elemei megadják, hogy melyik gradienst kell bekapcsolni ahhoz, hogy megfelelő helyen legyen a szaturációs sáv. (CD melléklet „szaturacios_sav_6” és „szaturacios_sav_7” kép⁹). A műveletet a 26. ábra szemlélteti egyszerűsített, 3x3-as transzformációs mátrix esetén.

$$\begin{array}{ccc}
 \begin{array}{c}
 \text{jobb} \longrightarrow \\
 \text{poszt.} \longrightarrow \\
 \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \\
 \text{kaud.}
 \end{array}
 & \begin{array}{c}
 \longrightarrow \\
 \longrightarrow \\
 \longrightarrow
 \end{array}
 & \begin{array}{c}
 [0] \\
 [1] \\
 [0]
 \end{array} \\
 \\
 r + \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} & = & r + \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \\
 \phi + & & \phi + \\
 s + & & s +
 \end{array}$$

26. ábra: Példa ferde látómező esetén alkalmazott bázistranszformáció. Az "r+" a pozitív kiolvasó irányt, "φ+" a pozitív fáziskódoló irányt, "s+" a pozitív szeletkiválasztó irányt jelöli. A „poszt.” rövidítés a poszterior, a „kaud.” a kaudális iránynak felel meg.

⁹ A „szaturacios_sav_7” képen csak az egyik gradiens irányra vonatkozó értékmegadások szerepelnek. Az összes többi gradiens irányra esetében az ott látható kóddal analóg módon történik a különböző paraméterek értékadása.

A helyes működés ellenőrzésére egy axiális irányú képet készítettem kontrasztanyaggal megtöltött hengerfantomról úgy, hogy a koordináta rendszer z tengelye körül 80° -kal elforgattam a látómezőt. Egy 5 mm vastagságú, poszterior irányú szaturációs sávot alkalmaztam, -25 mm távolságra a látómezőtől (azaz a látómező belsejében várható a szaturációs sáv), 40% spoilerekkel és a gerjesztő pulzus alakja SLR¹⁰ pulzus [7] volt. A mérés eredménye a 27. ábrán látható. A fantom nem volt teljesen megtöltve, a fantomon látható félhold alakú hiányosság a buborék. Ez egyben nagyon jó indikátor a fantom poszterior részének a megállapítására. A buborék helyzetéből látható, hogy ténylegesen 80° -kal lett elforgatva a látómező. Az is látható, hogy a szaturációs sáv is megfelelő helyen van, hiszen a poszterior irányból „közelítette” meg a fantomot. Rossz működés esetén pedig, ha az elforgatást nem venné figyelembe a program, akkor a poszterior sáv a képen egy vízszintes irányú sávként jelenne meg, ami azonban az elforgatás miatt a fantomnak az oldalát nyomná el, nem pedig a poszterior részét.



27. ábra: Axiális kép szeletirányban 80° -kal elforgatott látómező esetén, szaturációs sávval.

¹⁰ Az SLR pulzus úgynevezett Shinnar-Le Roux algoritmussal tervezett pulzus. Nagy gerjesztési szögek esetén a Fourier transzformációval a kapott szeletprofil már nem fedi a valóságot, ezért direktben kell megtervezni a pulzust, amelynek helyes lesz a profilja ilyen esetekben.

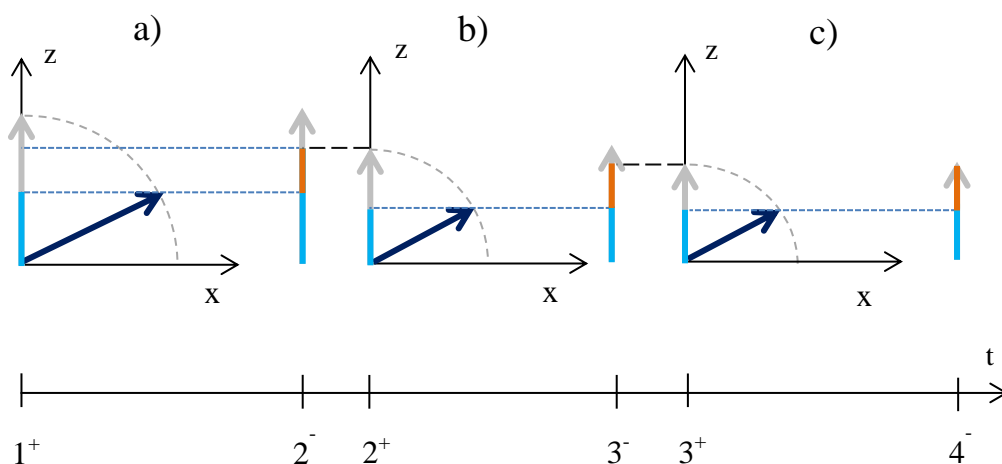
2.4. TOF szekvencia

A TOF szekvencia lényege, hogy a vizsgálni kívánt ereket körülvevő szövetek mágnesezettségét több RF pulzus alkalmazásával telítjük, miközben az erekben folyó vért kevesebb RF pulzus éri, így a környező szövetekből és az erekben átáramló vérből kapott jel amplitúdója különbözni fog.

2.4.1. TOF általános elmélete

Ahhoz, hogy a vér minél kevesebb RF pulzust kapjon egy szeleten való áthaladás során, az áramlásra merőleges szeleteket szoktak kiválasztani, gerjeszteni. A TOF szekvenciához tipikusan spoiled gradiens ekhót használnak. Ebben a momentumoknak csak a longitudinális komponensének relaxációjával kell foglalkoznunk a gerjesztések között, a transzverz komponens a soron következő gerjesztés előtt elimináljuk. A mérés során egyes RF pulzusok között nem várjuk meg, hogy teljesen relaxáljanak a spinek, így az eredetinel kisebb longitudinális komponens forgatjuk le a következő RF pulzussal és ez fogja szolgáltatni a jelünket, mely az előbbiekből adódóan nyilván kisebb lesz, mint az előző ciklusban. A folyamat egészen addig tart, amíg be nem áll egy egyensúlyi állapot. A folyamat sematikus ábrázolását tartalmazza a 28. ábra. Az a) ábrán az eredetileg z tengely irányába mutató mágneses momentum vektort (szürke) RF pulzussal elforgattuk.

A gerjesztés után a longitudinális komponens nagyságát világos kékkel jelöltem. A második pulzus alkalmazása előtti pillanatot a 2⁻ jelöli. Az eddig a pillanatig relaxálódott longitudinális komponens narancssárgával jelöltem. A b) ábrán a második gerjesztés utáni események láthatók. Az előző ciklusban nem teljesen relaxálódott longitudinális komponensre újabb gerjesztés hat. A repetíciós idő eltelte alatt bizonyos nagyságú longitudinális komponens relaxálódott (ezt megint a narancssárga szakasszal jelöltem), de mint az az ábrán is látható, az így előállt longitudinális mágnesezettség kisebb, mint a gerjesztés előtt. A c) ábrán megint egy gerjesztés-relaxálás folyamata látható. Itt már az is megfigyelhető, hogy a ciklus végére pont ugyanannyit relaxálódott a mágnesezettség, mint amekkorát legerjesztettünk, vagyis az egyensúly beállt, az ezután következő gerjesztések során ugyanaz történik, mint a c) ábrán.



28. ábra: Mágneses momentum longitudinális komponensének alakulása folyamatos gerjesztések hatására. Az ábrák alatt lévő számjegyes jelöli, hogy az egyes ábra melyik időpillanatot ábrázolja. A tengelyen levő számok a gerjesztések „sorszámát” jelölik, a felső indexben pedig a „-” jel az adott gerjesztés előtti, a „+” a gerjesztés utáni pillanatot jelöli.

A 28. ábra egy tetszőleges szögű gerjesztésre mutatja be az egyensúly kialakulásához vezető eseményeket. Ez alapján látható, hogy 90° -os gerjesztés esetén már a második gerjesztési ciklusban beáll az egyensúlyi állapot, mivel gerjesztés utáni pillanatban 0 a longitudinális komponens. Így a következő gerjesztéskor csak a relaxálásból származó komponens gerjesztjük újra és a gerjesztés utáni pillanatban megintcsak 0 longitudinális komponensről indul a relaxáció, és mivel a ciklusok ugyanolyan hosszúak, mindig ugyanakkora lesz a relaxált longitudinális komponens.

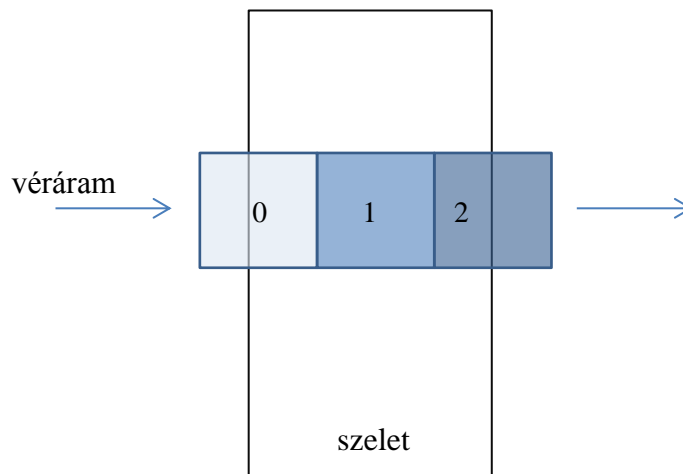
A kiválasztott szeletben a nyugvó szövetek jele a fent leírt módon telítődik. Fontos szempont, hogy az angiográfiánál azt szeretnénk elérni, hogy minél kisebb legyen a nyugvó szövetek jele. Ha a T_1 relaxációs időhöz képest a repetíciós idő nagyon kicsi és nagy (90° vagy ahhoz közeli) gerjesztési szöveget alkalmazunk, akkor a fentebb elhangzottak alapján belátható, hogy nagyon kicsi lesz a longitudinális komponens, ezáltal a mért jel is. Azonban a gerjesztések nem csak a nyugvó szövetekre, hanem a szeleten átáramló vérre is hat, ezért meg kell vizsgálni, mi történik az áramló vér esetében.

A szeleten átáramló vér folyamatosan mozgásban van a gerjesztések alatt. Vegyük az első gerjesztés pillanatában a szeletben tartózkodó folyadék szakaszt. Ekkor nyilván az egész szakasz gerjesztődik. A következő gerjesztésig eltelt idő alatt azonban a folyadék szakaszból bizonyos mennyiség már távozik a szeletből, és a helyére friss vér kerül, melyet még egyetlen RF pulzust sem gerjesztett. A következő gerjesztéskor az

eredeti szakasz meglévő része már a második gerjesztést tapasztalja, a friss vér viszont az elsőt, így annak még teljes longitudinális komponense legerjesztődik, valamivel nagyobb lesz tehát a jele, mint a már másodsorra gerjesztett szakasznak. Aztán a következő RF pulzusig megint beáramlik egy friss vért tartalmazó szakasz és így tovább. Ennek a folyamatnak a sematikus ábrázolása a 29. ábrán látható. A leírtakból látható, hogy a folyamatos gerjesztés-relaxálás jelcsökkentő hatása ugyanúgy hat a szeleten átáramló vérré, viszont az áramlásból fakadóan csak néhány RF pulzus hat az áramló vérré, tehát még így is nagyobb lesz a vértől származó jel, mint a stacioner szöveteké. Ebből adódóan mérés során kapott képen az alacsony jelű háttér és a vérerek között nagyon jó lesz a kontraszt. A szeleten átáramló vér által tapasztalt gerjesztések száma függ a szelet vastagságától, a repetíciós időtől és az áramlási sebességtől. Ezek alapján definiálható a (35) egyenletben szereplő v_k küszöb sebesség, mely a Δz szelet vastagság és a TR repetíciós idő hányadosaként adható meg.

$$v_k = \frac{\Delta z}{TR} \quad (35)$$

Ha az áramlási sebesség éppen akkora vagy nagyobb a küszöb sebességnél, az azt jelenti, hogy egy repetíciós idő eltelte alatt a szeletben lévő vér teljes mértékben kicserélődik, friss vér foglalja el a helyét. Ilyenkor a szeletben lévő vérré mindig csak egyetlen RF pulzus hat. Ha az áramlás sebessége kisebb, mint a küszöb sebesség, akkor áll elő a fent is leírt helyzet, azaz a szeletben lévő vérnek bizonyos része lesz friss vér, bizonyos részeire pedig több RF pulzus is hat. Minél lassabban áramlik a vér a szeletben, annál több RF pulzus hat rá.



29. ábra: Kiválasztott szeletbe áramló vér a ráható RF pulzusok szerint szakaszokra osztva. A „0” jelzésű szakaszra egyetlen RF pulzus sem hatott; az „1” jelzésűt egy, míg a „2”-es jelzésűt már két RF pulzus is gerjesztette.

Az áramló vérre nem csak az RF pulzusok, hanem a gradiensek hatása is eltérő lesz a stacioner szövetekhez képest. Ha a vér áramlásával azonos irányban alkalmazunk egy gradienst, akkor mivel a mozgás a gradiens irányában történik, több különböző mágneses térrel rendelkező ponton áthalad, emiatt a benne lévő spinek felszednek bizonyos nagyságú fázist. Ezt a fázist azonban nem tudjuk megszüntetni egy hagyományos gradiens ekhóval, mint ahogy az álló spinek esetében tettük. Ennek a magyarázata, hogy a mozgás miatt az ellentétes irányú gradiens bekapcsolásakor már nem olyan területeken halad keresztül a vér, melyek az előző mágneses terek ellentétes értékeinek felelnek meg, emiatt marad a spineknek bizonyos nagyságú fázisuk. Normál körülmények között a szervezetben a véráramlás az erek többségében lamináris áramlás. A lamináris áramlásra parabolikus sebességprofil jellemző, vagyis az áramlás centrumában a legnagyobb a sebesség, az erek széle felé haladva pedig egyre csökken a sebesség. A különböző sebességű spinek összességében eltérő mágneses térű pontokon haladnak keresztül áramlás közben, emiatt pedig eltérő fázist fognak felvenni. Mivel ez a sebesség változás sokkal kisebb méretskálákon megy végbe, mint a képpalkotási voxel mérete, ezért a voxelen belül jelet adó, különböző sebességű spinek fázisa nem lesz teljesen koherens, ami miatt csökkeni fog a jel. A vérkeringés pulzáló jellege és turbulens áramlások is ugyanezt a jelenséget idézik elő. A jel csökkenése mellett előfordulhat, hogy az áramlás a képen nem a valóságnak megfelelő helyén fog megjelenni.

Az azonos sebességgel rendelkező spinek közti fázis diszperziót az úgynevezett áramlás-kompenzációval lehet megszüntetni.

Egy, a koordináta rendszerünk x tengelye mentén egydimenziós mozgást végző, kisméretű objektum elhelyezkedését, melyre egy gradiens tér is hatással van, az idő függvényében a következő egyenlettel írhatjuk fel

$$x(t) = x_0 + v_0 t + \frac{1}{2} a_0 t^2 + \dots, \quad (36)$$

ahol feltettük, hogy a kezdeti pillanatban ismerjük x_0 kezdeti pozíciót, v_0 kezdő sebességet, a_0 kezdeti gyorsulást, magát az $x(t)$ értékét pedig a gradiens izocenteréhez viszonyítva vizsgáljuk. A szintén x irányú gradiens hatására felszedett fázis

$$\phi(t) = \gamma \int_0^t G(t') x(t') dt' \quad (37)$$

A fenti képletbe behelyettesítve $x(t)$ -t, az integrál szétbontható momentumok szerint.

$$\phi(t) = \gamma m_0(t) x_0 + \gamma m_1(t) v_0 + \frac{1}{2} \gamma m_2(t) a_0 + \dots \quad (38)$$

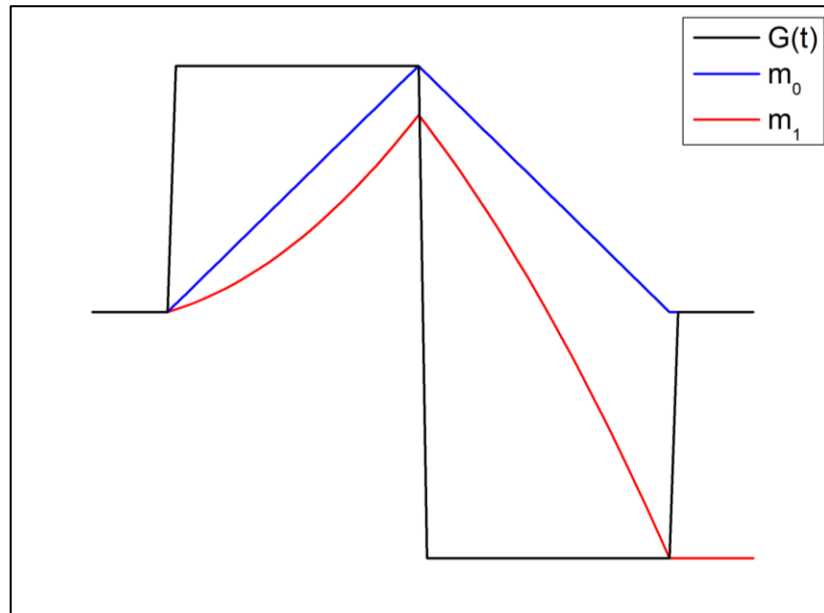
Az n -dik momentumot megadó képlet

$$m_n(t) = \int_0^t G(t') (t')^n dt' \quad (39)$$

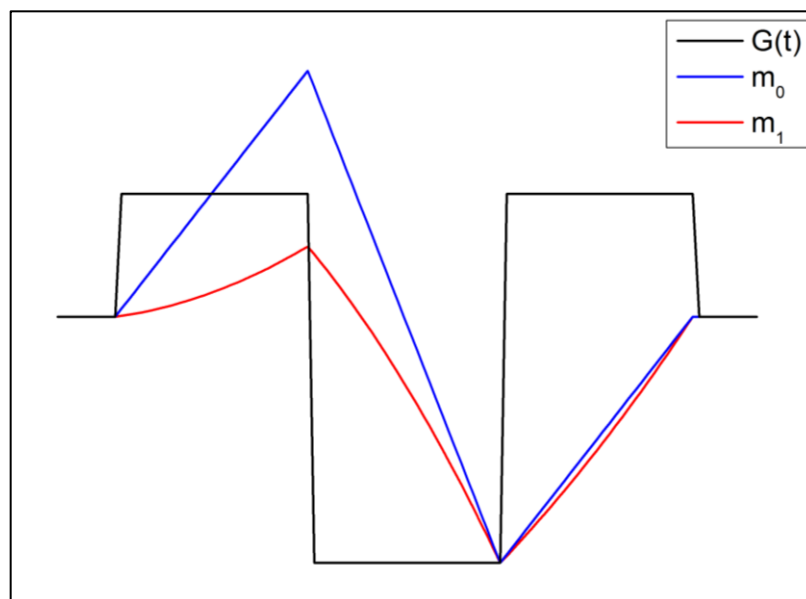
Ezeket a momentumokat le lehet nullázni. Az m_0 momentum nullázásával egy gradiens alkalmazása után a (nem mozgó) spinek által a gradiens hatására felszedett fázist lehet megszüntetni. Ehhez tehát olyan gradienst alkalmaznak, mely például egy megegyező területű pozitív és negatív részből áll, így maga a gradiens területe nulla lesz. Az m_0 momentum pedig nem más, mint a gradiens területe. Ezt a technika a korábban ismertetett gradiens ekhó vagyis a $k = 0$ pont elérése. Ilyen tulajdonsággal rendelkező gradienst ábrázol a 30. ábra. Látható, hogy ennek a gradiensnek az m_0 momentuma igen, de az m_1 momentuma nem nullázódik le. Az m_0 momentum lenullázása a képalkotás során megvalósul, így már csak az m_1 momentumot kell lenullázni ahhoz, hogy a momentumok által felszedett fázis nulla legyen. Ezért ennek megfelelően kell megváltoztatni a gradiens alakját. Az m_1 momentum nullázásával a konstans sebességgel mozgó objektumok által felszedett fázist lehet kompenzálni, ez a technika

az áramlási kompenzáció. A 31. ábra egy olyan gradiens alakot ábrázol, melynek nulladik és első momentuma is nulla. [1] [8]

Az áramlási kompenzáció implementálása nem az én feladatomból volt a fejlesztés során, ezért a mélyebb elméletét és megvalósítását a továbbiakban nem részletezem.



30. ábra: Gradiens és momentumainak ábrázolása. A gradiens olyan alakú, hogy nulladik momentuma nulla, viszont az első momentuma nem.



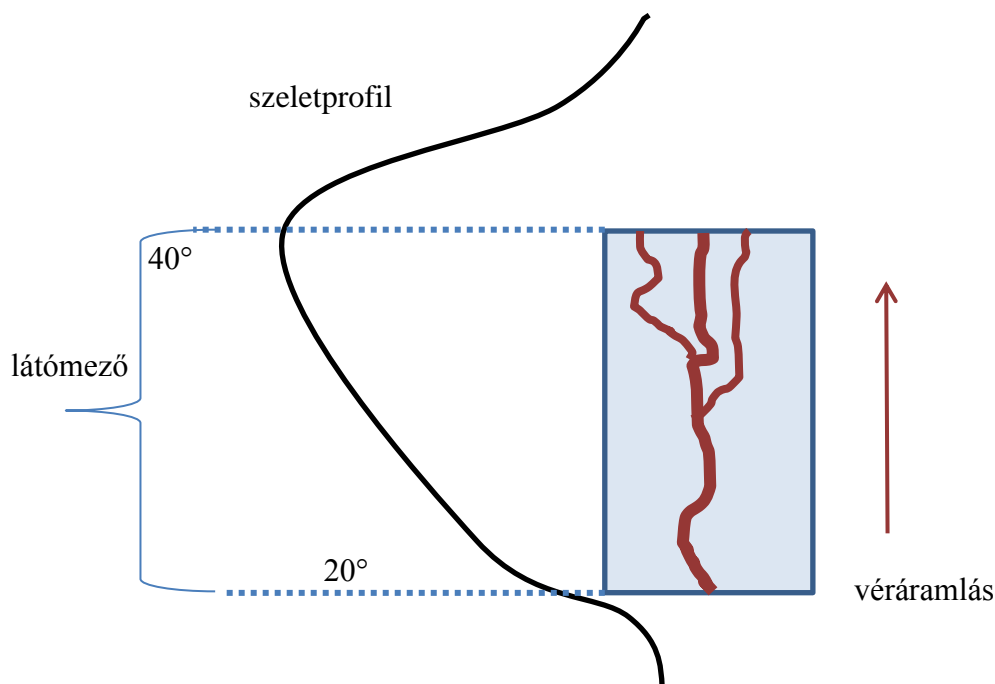
31. ábra: Gradiens és momentumainak ábrázolása. A gradiens olyan alakú, hogy nulladik és első momentuma is nulla.

2.4.2. Ramp pulzus

2D TOF esetén kétdimenziós szeleteket vesznek fel egymás után. Az RF pulzus központi frekvenciájának állításával adott szeletet gerjesztenek annyiszor, ahány mintavételi pont van a fáziskódoló irányban. Amint ez megtörtént, a következő szeletnek megfelelő központi frekvenciát kap az RF pulzus, és felveszik a következő szeletet.

3D TOF esetén nem kétdimenziós szeleteket vesznek fel egymás után, ahogyan a 2D TOF esetén történt. Ebben az esetben szeletkiválasztó irányt is fáziskódolják. Ezt partíciókódolásnak is nevezik. A gerjesztéseknél az RF pulzus központi frekvenciája nem változik. A leképezendő teljes térfogat egészét gerjesztik minden egyes RF pulzussal, és a következőképpen történik a mintavételezés: nevezzük az egyszerűség kedvéért x , y és z iránynak a kiolvasó, fáziskódoló és partíció irányt. Az egyes gerjesztésekben kiválasztanak egy adott k_z és k_y „koordinátájú” pontot, majd felvesszük az összes ehhez tartozó k_x értéket. Ezután a következő gerjesztésben ugyanannál a k_z pontnál maradunk, de egy másik k_y -t választunk, és így mérjük le az összes x irányú adatot. A k_z pontot akkor változtatjuk, amikor az összes y irányú ponton végimentünk.

Mint azt már korábban ismertettem, minél vastagabb a szelet, amelyben a vér áramlik, annál több RF pulzus hat rá és annál inkább csökken a vértől származó jel. Ez a 3D TOF-nál nagy jelentőségű, hiszen nem egy néhány milliméteres szeletben kell végig haladnia a vérnek, hanem az egész vizsgálandó térfogatban, ami több centiméter. Tehát mire végig ér a térfogaton vér, teljesen eltűnhet a tőle származó jel. Ennek kiküszöbölésére a gerjesztő RF pulzus egy úgynevezett ramp pulzus. Ennek az a lényege, hogy a gerjesztési szög kisebb a térfogatnak azon a részén ahol a vér belép, mint ott ahol a vér kilép (32. ábra). Emiatt a vér jelét adó spineknek nagyobb longitudinális mágnesezettsége, azaz nagyobb jele lesz a kezdeti kis gerjesztési szögek miatt. Továbbá a térfogat vége felé a nagyobb gerjesztési szögű RF pulzusokból kevesebb éri az átfolyó vért, mintha az egész térfogatot ezekkel a nagyobb szögekkel gerjesztenénk. A gerjesztési szögek a helytől függően változhatnak lineárisan és nem lineárisan is, a lényeg, hogy monoton növekvő legyen az áramlási irány mentén.



32. ábra: Ramp pulzus szeletprofiljának sematikus ábrázolása. A rárpa elején lévő gerjesztési szög a kétszeresére nő a rárpa végére.

2.4.3. Mérési elrendezés

A TOF szekvenciák teszteléséhez egy egyszerű elrendezés készült, mely nyugvó szövetek közt áramló vért kívánt szimulálni. Az elrendezés egy 1,5 literes PET palack aljához csatlakozott 3 m hosszú, 4 mm-es belső átmérőjű PVC csőből állt, maga a cső pedig egy kontrasztanyaggal megtöltött hengerfantomon haladt keresztül. A fejlesztői gép belsejéhez csak egy bemeneti nyílás tartozik, ezért a cső a hengerfantomból való kilépés után visszakanyarodik, és a fantom mellett elvezetve lép ki a berendezésből. Az fantomról készült képek láthatók a 33. és 34. ábrán. Mivel a megtöltött palackból kifolyó víz sebessége lassan, de egyre csökken a vízszint csökkenésével, ezért a fantommal való mérések mindig úgy történtek, hogy az egyes mérések indításakor mindig azonos magasságú legyen a vízszint a palackban, illetve igyekeztem úgy végezni a méréseket, hogy a mérés alatt minél kisebb legyen a vízszint csökkenéséből adódó sebességváltozás.



33. ábra: Nyugvó szövetek közt áramló vért szimuláló fantom



34. ábra: a TOF teszteléséhez készített fantom mérés előtt, már a fektetőágyhoz rögzítve. A fektetőágy segítségével lehet a fantomokat/ állatokat a berendezésbe helyezni.

2.4.4. 2D TOF megvalósítása

2D TOF esetében a szekvencia egy szaturációs sávból és hagyományos képalkotó szekvenciából (pl.: gradiens ekhó) áll. A szaturációs sávot - mint azt már korábban említettem - vagy a vénás vagy az artériás áramlás elnyomására használják. Ennek megfelelően a szaturációs sávot az aktuális képalkotási szeletnek arra az oldalára kell helyezni, amelyik oldalon beáramló vért nem szeretnénk látni a képen. A képalkotás irányát úgy szokták megválasztani, hogy az áramlás iránya a szeletkiválasztó gradiens irányával legyen párhuzamos. Ennek megfelelően az implementáláskor két lehetőséget adtam meg a szaturációs sáv kiválasztására, melyek a kiválasztott szelet egyik, illetve másik oldalán jelennek meg, azzal párhuzamosan. (Természetesen egyszerre csak egy

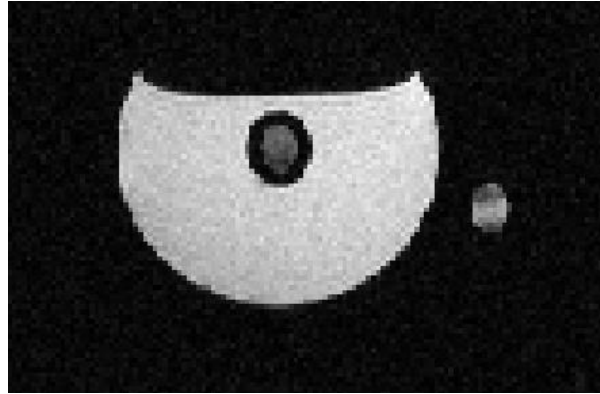
oldalán, különben mindkét irányú áramlást elnyomnánk, ami angiográfiai képalkotás esetében igencsak hátrányos.)

Fontos volt továbbá megvizsgálni, hogy a szaturációs sáv alkalmazása és a kiolvasás között mennyi idő telik el. Az adott áramlás elnyomásához a képszeletben annak a folyadékszakasznak, amely elszenvedte a szaturációt, a képszeletben kell lennie kiolvasáskor. Ehhez természetesen a folyadék sebességét nagyságrendileg ismerni kell. A palackból adott idő alatt elfolyt víz mennyisége alapján durva becslést tettem a folyadék sebességére, melynek értékét később a tesztelés során a mért eredmények alapján finomhangoltam.

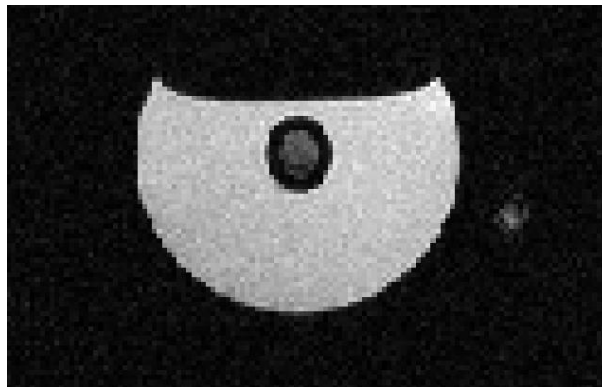
A szaturációs sáv szelettől való távolsága és a szelet vastagsága meghatározza azt a távolságot, amelyet az elnyomott folyadékszakasznak meg kell tennie ahhoz, hogy kiolvasáskor biztosan benne legyen a képszeletben. Ebből a távolságból és az áramlási sebességből ki lehet számítani, hogy mennyi idő kell ahhoz, hogy a szaturált folyadék a megfelelő helyen legyen. Ez alapján a szaturáció és a kiolvasás közti időtartamot úgy korrigáltam, hogy végül annyi idő teljen el a két esemény között, mely alatt a szaturált folyadék már a képszeletbe kerül. Ezt a korrigáló számolást a programkódba implementáltam valamint a fejlesztői környezetben létrehoztam egy külsőleg változtatható paramétert, amely az áramlási sebességet tartalmazza. Így tetszőleges áramlási sebességet megadva a program automatikusan a megfelelő értékeket fogja beállítani a szaturáció és a kiolvasás közötti időre. A képalkotó szekvencia gerjesztési szögének értékét az irodalom 50° - 70° -ra javasolja az általános bevezetőben említett nyugvó szövetek elnyomása érdekében. A 2D TOF szekvenciához tartozó kódrészleteket a CD melléklet „2D TOF” előtaggal ellátott képei tartalmazzák.

A tesztelés során hagyományos gradiens ekhóval mértem egy kontroll képet a fantomról, a mérés eredménye a 35. ábrán látható. A csőben áramló víz a fantom belsejében, illetve tőle jobbra található, nagyjából kör alakú területekként jelenik meg a képen. A keresztmetszetek két, egymással ellentétes irányú áramláshoz tartoznak. A kontroll kép elkészítése után teszteltem a szaturációs sáv helyes működését. A 3 mm-es képalkotási szelettől 5 mm-re lévő, 15 mm vastag szaturációs sávot alkalmaztam. A szaturációs sáv alakja sincs pulzus, a gerjesztési szöge 90° volt. A 36. ábra esetében a szaturációs sáv a képszelet azon oldalán helyezkedett el, mellyel a fantomon kívül haladó áramlást lehet elnyomni. Az képet összehasonlítva a 35. ábrával látható, hogy a fantomon belüli áramlás „érintetlen” maradt, míg a céloknak megfelelően a fantomon kívüli áramlást, ha nem is teljes mértékben, de jelentősen sikerült elnyomni. A

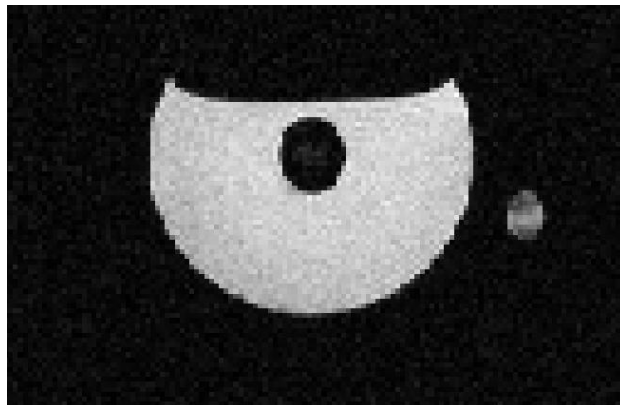
következő mérésben a szaturációs sávot áthelyeztem a szelet másik oldalára. Ennek megfelelően a 37. ábrán látható, hogy most fantomon keresztül haladó áramlás lett elnyomva, míg a fantomon kívüli áramlásra nem volt hatással az elnyomás. Ez az eredmény szintén megfelel az elvárt működésnek.



35. ábra: TOF teszteléséhez használt fantomról készült axiális irányú "kontroll kép".

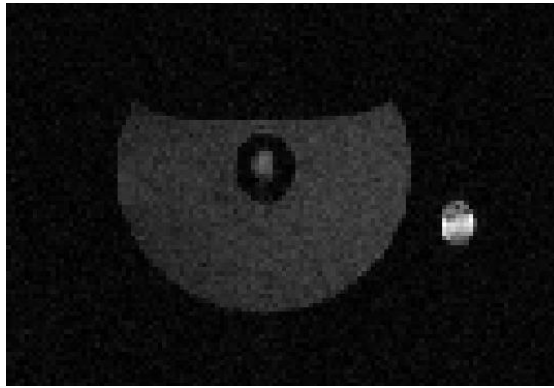


36. ábra: 2D TOF szaturációs sávjának tesztelése a fantomon kívüli áramlás elnyomásának esetén.



37. ábra: 2D TOF szaturációs sávjának tesztelése a fantomon belüli áramlás elnyomásának esetén.

A fenti ábrákon látható mérések során a képalkotó szekvenciához tartozó gerjesztési szög 20° -ra volt beállítva. A 38. ábra egy olyan mérés eredményét tartalmazza, melynél képalkotó szekvenciához tartozó gerjesztési szög 110° -ra volt állítva, és egy olyan szaturációs sávot alkalmaztam, mely a fantomban lévő áramlást nyomja el. A szaturációs sáv paraméterei megegyeztek az előbbieken tárgyalt mérésekben használt értékekkel. Látható, hogy a fantomnak, illetve a benne áramló folyadéknak lényegesen kisebb az intenzitása, mint a fantomon kívüli áramlásnak, azonban a jó elnyomást eredményező gerjesztési szöget, illetve a szaturációs sáv paramétereit még optimalizálni kellene. Sajnos ezt a tesztelési fázist már nem tudtam véghez vinni, mert a fejlesztői gépen műszaki okok miatt huzamosabb ideig nem lehetett méréseket végezni, és csak a diplomamunka leadási határideje előtt nem sokkal vált újra használhatóvá.



38. ábra: 2D TOF tesztelése 110° -os gerjesztési szöggel és a fantomban haladó áramlás elnyomásával.

2.4.5. 3D TOF megvalósítása

A 3D TOF esetén a ramp pulzus megvalósítása volt a lényege a fejlesztésnek, mivel az áramlási kompenzáció a 2D TOF fejlesztésekor már elkészült és természetesen 3D TOF szekvenciánál is ugyanúgy lehet – és kell is – alkalmazni.

Egy lineárisan növekvő ramp pulzust készítettem a munkám során. A lineáris ramp pulzust úgy kell előállítani, hogy a Fourier transzformáltja egy olyan rect függvény legyen, melynek a plató részét egy rámpa helyettesíti. Ezt el lehet érni például úgy, ha a pulzus a (40) kifejezésben szereplő alakot ölti, ahol $g(t)$ egy apodizált sinc pulzus alakja, i a képzetes egység, b pedig a rámpa meredeksége.

$$g(t) + i \cdot b \cdot \frac{d(g(t))}{dt} \quad (40)$$

A fejlesztői környezetben a pulzus alakjának az előállítása egy külön fájlban történik, melyet a kódban a megfelelő paraméterekkel meg kell hívni ahhoz, hogy az adott pulzus alakjának megfelelő amplitúdó értékeket le tudja generálni a program, melyet továbbít majd a hardveres részre. A ramp pulzus előállításához gyárilag meglévő sinc pulzust legeneráló fájlban a pulzus alakot megadó képletet átírtam (40) képlet alapján. Mivel a fejlesztői környezet már amplitúdó értékeket vár, ezért ennek a kifejezésnek még venni kellett az abszolút értékét ahhoz, hogy a pulzus amplitúdóját megkapjuk. Mivel komplex kifejezés a pulzus alakja, ezért fázissal is rendelkezik, ennek a számolásához a (40) komplex kifejezés fázisát vettem, vagyis a képzetes és valós rész hányadosának az arcus tangensét.

Az irodalom ajánlása szerint a rámpát célszerű úgy legenerálni, hogy a rámpa elején és végén lévő amplitúdó értékek között kétszeres szorzó legyen. Egy ilyen rámpa megalkotásához ismerni kell, hogy a (40) egyenlet b paraméterének milyen értéket kell megadni, mert maga a paraméter nem a közvetlen meredekséget adja meg. Ha egy egységnyi amplitúdójú rect profilt szeretnénk alapján átalakítani, akkor a profil elejének és a végének az arányát a (41) egyenlettel lehet felírni, ahol r az arányossági tényező, m a rámpa meredeksége, s a sáv szélesség. Ebből az egyenletből kifejezve a meredekséget a (42) egyenletet kapjuk.

$$r = \frac{1 + m \frac{s}{2}}{1 + m \frac{s}{2}} \quad (41)$$

$$m = \frac{2}{s} \cdot \frac{r - 1}{r + 1} \quad (42)$$

Ha a (40) összefüggést Fourier-transzformáljuk a (43) képletet kapjuk meg. Ebben az esetben a rámpa m meredeksége $2\pi b$ -vel lesz azonos. A pulzust legeneráló fájlban a függvények nem időértékeket, hanem 2π intervallumon vett adatpontokat kapnak meg. Így a meredekség $2\pi b$ helyett $T \cdot b$ -vel lesz egyenlő, ahol T az alkalmazott pulzus időbeli hossza.

$$G(f) - 2\pi b f G(f) \quad (43)$$

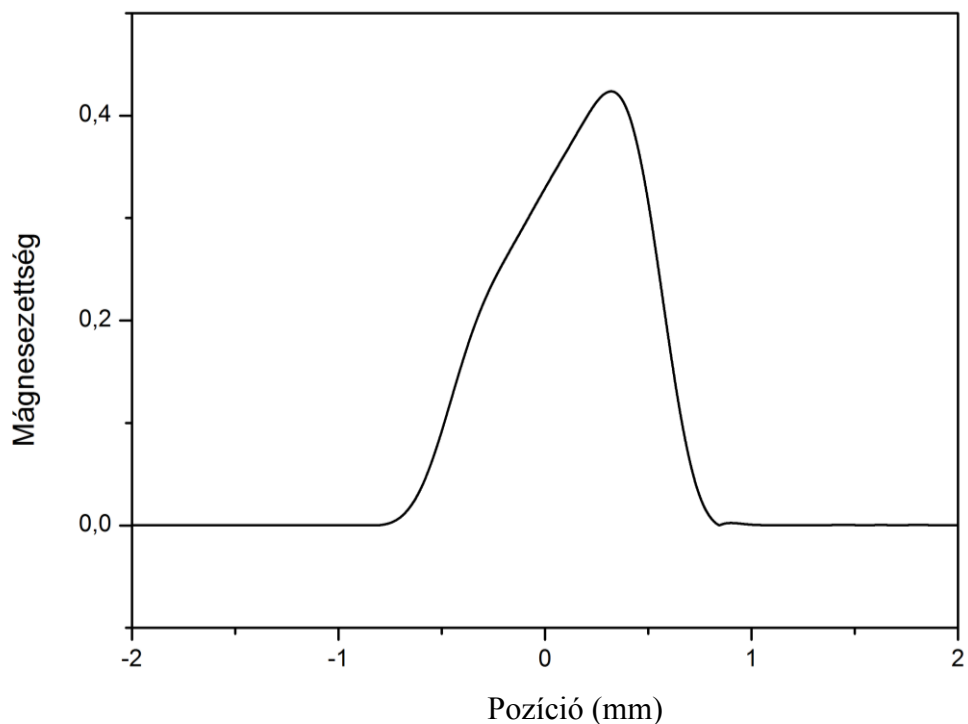
Ezek alapján b -t a következő egyenlettel lehet megadni:

$$b = \frac{2}{T \cdot s} \cdot \frac{r - 1}{r + 1} \quad (44)$$

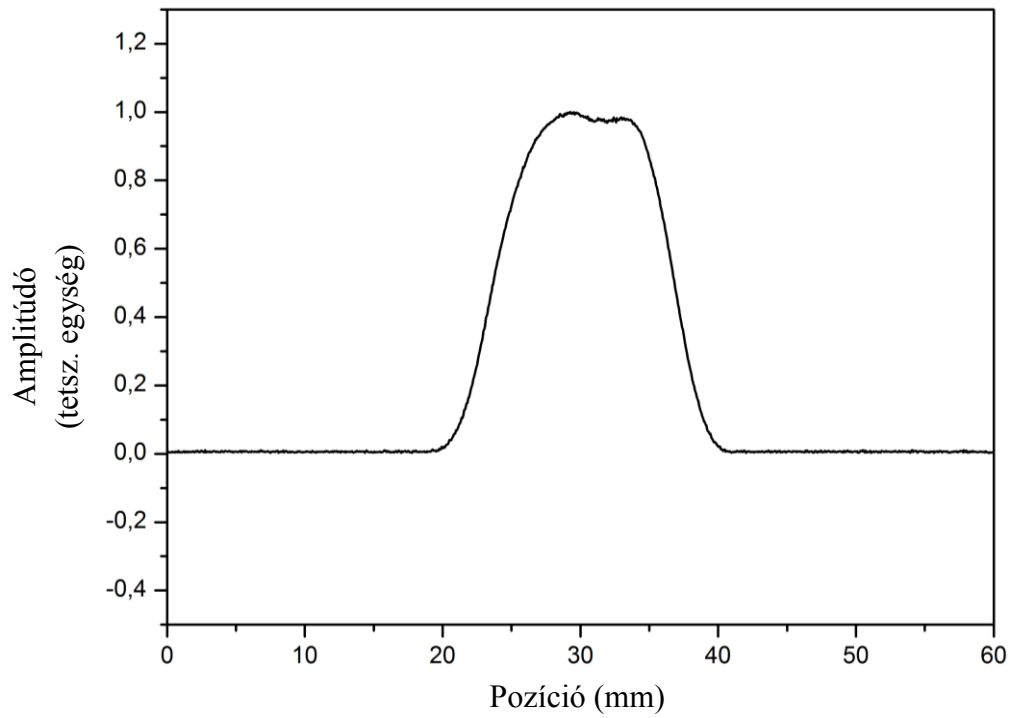
A mérések során általában $T = 1$ ms-os pulzusokat szoktak alkalmazni, az arányossági tényező a fentebb említett irodalmi ajánlás alapján $r = 2$. A sáv szélesség értékének a megadásához apodizálatlan sinc pulzus sáv szélességét használtam, melyre jó közelítést ad a (20) egyenletben szereplő t_0 érték (azaz a középső lebeny szélességének fele) reciproka. Ebben az esetben a sáv szélesség nagyjából $s = 4000$ Hz-nek felel meg. Az adatokat behelyettesítve a meredekség értékére $b = 0,167$ adódott. Mivel a mérés során már apodizált sinc függvényt kell használni, ezért az előbbi értéket kerekítve egy $b = 0,2$ -es meredekséggel kezdtem el megvizsgálni a pulzus tulajdonságait. A legenerált pulzus profilját először egy Bloch-szimulációt alkalmazó programmal [9] vizsgáltam. A szimulált szeletprofil a 39. ábrán látható. Látható, hogy a rámpa nagyjából 0,2-nél kezdődik és 0,4-nél van a csúcsa, tehát ez az alak első közelítésben megfelel az irodalomban ajánlott paramétereknek.

A pulzust a fejlesztői berendezésen is leteszteltem. Megvizsgáltam $b = 0$ meredekségre, vagyis egy hagyományos sinc5 pulzus esetében, illetve a $b = 0,2$ meredekség esetén a szeletprofil. A sinc5 pulzus szeletprofilja 40. ábrán, a ramp pulzus profilja a 41. ábrán szerepel. Az eredmények 10 mérés átlagolásával készültek a zajcsökkentés érdekében, maga a mérés egy a fejlesztői környezetben megtalálható, külön szeletprofil mérésre készített szekvenciával történt [7]. A ramp pulzushoz tartozó profil amplitúdó értékeit a sinc5 maximális amplitúdó értékével normáltam. Annak megállapítására, hogy mért profil megfelel a szimulációban kapott eredményeknek, kivontam egymásból a sinc5 és a ramp pulzushoz tartozó profil (42. ábra). Vegyünk egy ideális, 1 amplitúdójú rect függvényt (ez reprezentálja a sinc5 profilját) és egy olyan amplitúdójú rect függvényt, melynél a függvény egyik szélén felvett amplitúdó érték a másik szélén lévő kétszerese (ez a ramp pulzus profilja). Mivel olyan függvényre van szükség, melynek a két szélső pont átlaga megegyezzen az eredeti rect amplitúdójával, ezért a ramp profilja $2/3$ -nál kell kezdődnie és $4/3$ -nál végződnie (43. ábra). Ha a két függvényt kivonjuk egymásból, akkor a különbség függvénynek $-1/3$ -nál lesz minimuma, és $1/3$ -nál maximuma. Tehát a mért eredményekből kapott 42. ábrán

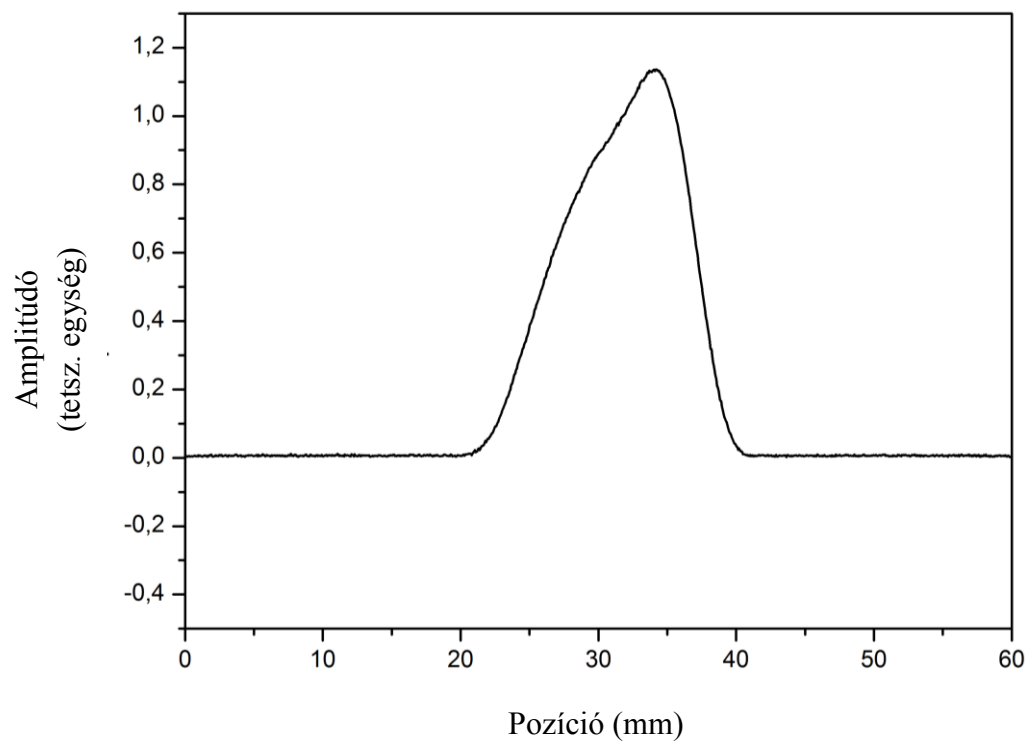
szereplő különbség-profil az előbb leírt szélsőértékekkel kell, hogy rendelkezzen, ha a mérési eredmények a szimulációs eredményekkel összhangban vannak. A különbségprofil minimum értéke -0,35, míg a maximum értéke 0,23. Az értékekből megállapítható, hogy a mért profil kismértékben, de eltér az elvárttól. Nem szabad azonban figyelmen kívül hagyni, hogy a fenti gondolatmenet a 43. ábrán látható ideális profilokból indult ki, azonban valóságban mért profilok ettől eltérnek. Továbbá az a tény, hogy a profil két végén lévő amplitúdó érték 2:1 aránya mindössze egy ajánlott paraméter, az ettől való kis eltérés nem jelenti azt, hogy a pulzus alkalmatlan lenne a feladatának a betöltésére.



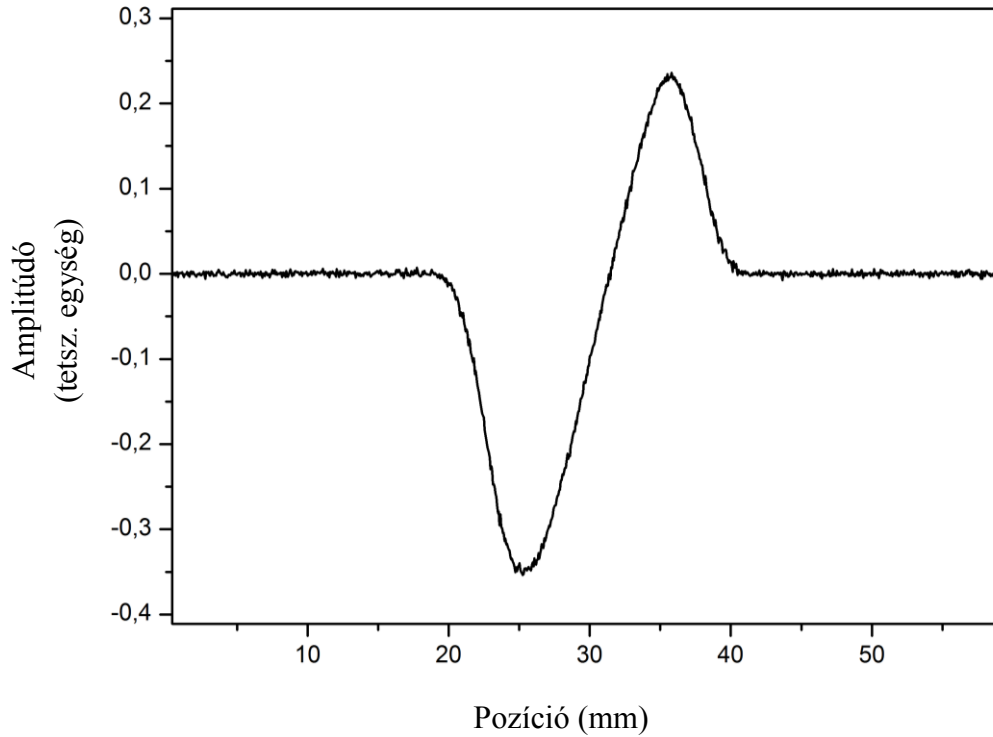
39. ábra: A $b = 0,2$ meredekséggel rendelkező pulzus szimulált szeletprofilja. Az y tengelyen a normált mágnesezettség (90° -os pulzus esetén a mágnesezettség értéke 1) látható.



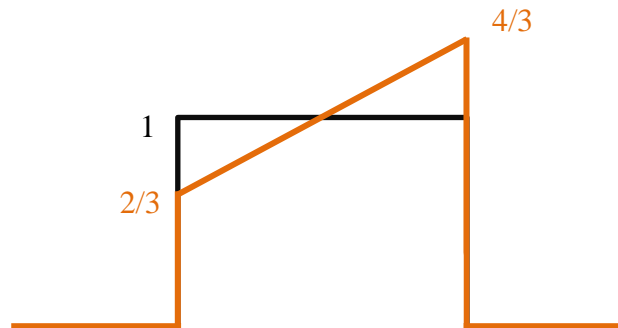
40. ábra: Sinc5 pulzus mért szeletprofilja



41. ábra: A $b = 0,2$ meredekségű ramp pulzus mért szeletprofilja



42. ábra: A sinc5 és ramp pulzus szeletprofiljának különbsége

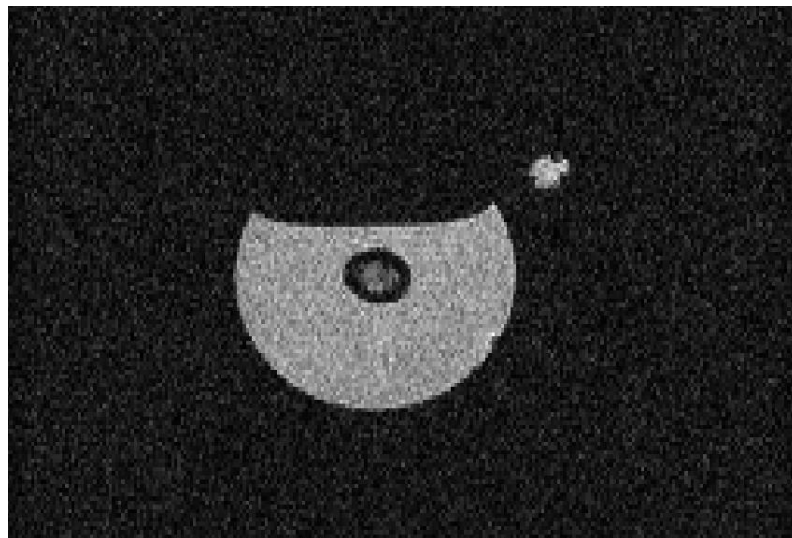


43. ábra: Ideális sinc (fekete) és ramp (narancssárga) pulzus profilja

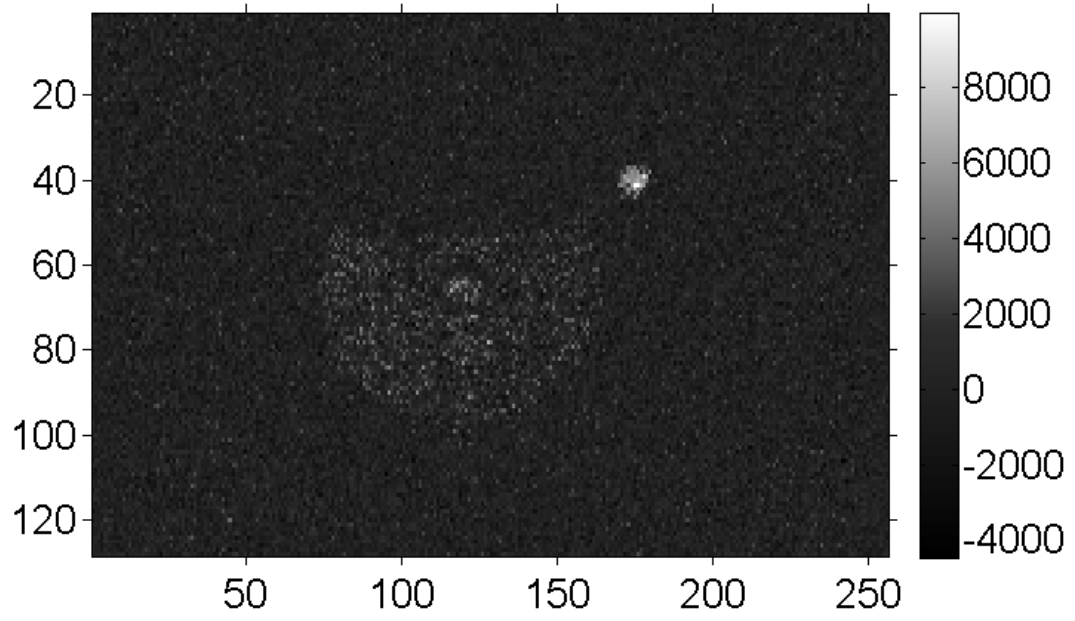
Megvizsgáltam, hogy az előbbieken tárgyalt 0,2 meredekséggel rendelkező ramp pulzussal megvalósítható-e a 3D TOF szekvencia. A gerjesztési szög értéke 30° volt, a mérés során pedig 32 axiális partíciót (szeletet) adtam meg. A működés ellenőrzésére itt is készítettem egy kontroll mérést, amely sinc5 pulzusalakkal készült, ezt nem számítva pedig minden mérési paraméter ugyanaz volt, mint a ramp pulzussal mért esetben. A mért képeken csak alig észrevehetően látszódtak intenzitás különbségek, ezért a mért

intenzitások különbségét vizsgáltam meg. A különbség képeken már egyértelművé vált a keresett intenzitás különbség. Mivel a felvételek meglehetősen zajosak lettek, ezért a 26, 27 és 28-ig szeletek különbségének az átlagát vettem. A fantomból kijövő, majd visszakanyarodó cső sajnos nem egy síkban haladt végig a fantom mellett, ezért a keresztmetszetének a helye is folyamatosan változik a felvett szeleteken. A 26, 27 és 28 szeleteken volt a legkisebb a keresztmetszetek elmozdulása, ezért vettem ezeknek a szeleteknek az átlagát. A különbség-kép a 45. ábrán látható. Összehasonlításképpen a ramp pulzussal készült mérésből a 28-as szelet látható a 44. ábrán. A különbség-kép készítésekor a ramp pulzussal kapott képből vontam ki a sinc5-el készült képet. Ebből a 45. ábrán látható skála segítségével megállapítható, hogy a ramp pulzus esetében a fantom kívül haladó áramlás intenzitása nagyobb maradt, mint sinc5 esetén. Az is megfigyelhető, hogy a fantom többi részén – beleértve a fantomban haladó, ellentétes irányú áramlást – nem lett nagyobb az intenzitás. Halványan ugyan láthatók a fantom körvonalai, de lényegesen kisebb intenzitással, mint az áramlás. Ez azt jelenti, hogy a pulzus az elvártaknak megfelelően csak adott irányú áramlás intenzitását erősíti.

A 44. ábrán megfigyelhető, hogy mind a fantom, mind az ellentétes irányú áramlás jól látható. Ez angiográfias célú mérés esetében értékelhetetlenné tenné a mérést. A helyes működés eléréséhez ki kellene tesztelni, hogy milyen gerjesztési szöveget kell adni a ramp pulzusnak ahhoz, hogy a kívánt áramláson kívül minden jelet elnyomjon a képalkotási térfogatban. Ezt a tesztelési fázist szintén nem tudtam megvalósítani a működő fejlesztői gép hiánya miatt.



44. ábra: A ramp pulzussal készült mérés, 28-as szelet.



45. ábra: A ramp és sinc5 pulzussal készült 26, 27 és 28-as szeletek különbség képei átlagolva.

2.5. Összefoglalás

A diplomamunka keretén belül zsírelnyomó, szaturációs sáv és TOF szekvenciákat sikeresen implementáltam a Mediso Kft. 3T MRI berendezésére. Minden szekvencia az elvárásoknak megfelelően működött.

A szekvenciák közül a zsírelnyomás további fejlesztési lehetősége egy külön megtervezett RF pulzus alkalmazása, melyet elég rövidebb ideig bekapcsolni a jelenleg alkalmazott pulzushoz képest. Ennek az a nagy előnye, hogy az aktív ciklus idő miatt egy rövidebb pulzus rövidebb repetíciós időt tesz lehetővé, vagyis csökken a mérés ideje. A rövidebb zsírelnyomó pulzus tervezésével kapcsolatban Hajdu István fizikus BSc hallgató szakdolgozatában [10] már konkrét eredmények is születtek, melyeket a későbbiekben fel lehet használni a szekvencia továbbfejlesztéséhez.

A 2D TOF esetében kisállatokon végzett teszteléssel lehetne vizsgálni, hogy egy átlagos áramlási sebességgel számolva mennyire jól lehet elnyomni az ellentétes irányú áramlást. Erre azért van szükség, mivel a kisállatban a véráramlás sebességét egyébként is csak közelítőleg lehet ismerni, viszont egy „jól bevált” sebesség érték esetén felhasználó csak kézhez kap egy jól beállított paraméterekkel rendelkező szekvenciát, és nem neki kell bajlódni, hogy sok mérés árán kitapasztalja, mikor kapja meg valóban az elvárt angiográfiás képet. Nem beszélve azokról a felhasználókról, akiknek ez a paraméter optimalizálás véghezvitele problémát jelentene hiányos MRI ismereteik miatt.

3D TOF esetén, mint ahogyan azt a hozzátartozó fejezetben is említettem, a ramp pulzust különböző gerjesztési szögekre tesztelni kell, hogy a nyugvó szövetek, illetve az ellenkező irányú áramlás jele el legyen nyomva a mért képeken. Célszerű azt is megvizsgálni, hogy ha esetleg az ellenkező irányú áramlást akkor sem sikerülne elnyomni, amikor a nyugvó szöveteket már igen, akkor szükségessé válik a szekvenciában a szaturációs sávokat alkalmazása. A 3D TOF esetében külön kód nem készült (a ramp pulzus megvalósításán kívül), ezért mindenképpen létre kell hozni egy hozzátartozó kódrészletet, mely elvégzi a szükséges paraméter beállításokat.

3. Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnék köszönetet mondani Dr. Légrády Dávidnak, hogy megteremtette e diplomamunka létrejöttének lehetőségét. Köszönöm Kettinger Ádámnak és Nagy Máténak a rengeteg szakmai segítséget. Köszönöm a Mediso Kft. munkatársainak, Dr. Hóbor Sándornak és Dr. Babos Magornak a megfelelő fejlesztési körülmények biztosítását.

4. Irodalomjegyzék

- [1] Brown, R. W., Cheng, Y. C. N., Haacke, E. M., Thompson, M. R., & Venkatesan, R. (2014). *Magnetic resonance imaging: physical principles and sequence design*. John Wiley & Sons.
- [2] MIT OpenCourseWare. Letöltés dátuma: 2017. 03 22, forrás:
<https://ocw.mit.edu/courses/health-sciences-and-technology/hst-584j-magnetic-resonance-analytic-biochemical-and-imaging-techniques-spring-2006/readings/imageencoding.pdf>.
- [3] Bernstein, M. A., King, K. F., & Zhou, X. J. (2004). *Handbook of MRI pulse sequences*. Elsevier.
- [4] Smith, S. W. (1997). *The scientist and engineer's guide to digital signal processing*.
- [5] Dale, B. M., Brown, M. A., & Semelka, R. C. (2015). *MRI: basic principles and applications*. John Wiley & Sons.
- [6] Gold, G. E., Han, E., Stainsby, J., Wright, G., Brittain, J., & Beaulieu, C. (2004). *Musculoskeletal MRI at 3.0 T: relaxation times and image contrast*. American Journal of Roentgenology, 183(2), 343-351.
- [7] Nagy, M. (2016). *Teljes 3D képalkotás megvalósítása Bruker NMR spektrométeren diplomamunka*.
- [8] Carr, J. C., & Carroll, T. J. (Eds.). (2011). *Magnetic resonance angiography: principles and applications*. Springer Science & Business Media.
- [9] Brian Hargreaves Bloch-egyenlet szimulátora, 2003. Elérhető a <http://mrsrl.stanford.edu/~brian/blochsim/> oldalon 2017.05.31. állapot szerint.
- [10] Hajdu, I. (2017). *Speciális célú rádiófrekvenciás gerjesztő pulzusok tervezése MR képalkotáshoz szakdolgozat*.
- [11] Dale, B. M., Brown, M. A., & Semelka, R. C. (2015). *MRI: basic principles and applications*. John Wiley & Sons.