



M Ű E G Y E T E M 1 7 8 2

DIPLOMAMUNKA

7T Bruker NMR mágneshez épített MRI mérőfej jelfeldolgozása és képalkotása

Gyebnár Gyula

Témavezető: Dr. Légrády Dávid
egyetemi docens
BME Nukleáris Technika Intézet

BME

2014



Diplomamunka feladat a Fizikus mesterképzési (MSc) szak hallgatói számára

A hallgató neve: Gyebnár Gyula		szakiránya: orvosi fizika
A diplomamunkát gondozó (a záróvizsgát szervező) tanszék:		Nukleáris Technika Tanszék
A diplomamunka készítésének helye: Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem		
A témavezető neve: Légrády Dávid		A konzulens neve:
– munkahelye: NTI		(külső témavezető esetén kijelölt tanszéki munkatárs)
– beosztása: egyetemi docens		– beosztása:
– e-mail címe: legrazy@reak.bme.hu		– e-mail címe:
A diplomamunka címe: 7T Bruker NMR mágneshez épített MRI mérőfej jelfeldolgozása és képkalkotása		azonosítója: DM-2013-95
A téma rövid leírása, a megoldandó legfontosabb feladatok felsorolása: Napjaink legdinamikusabban fejlődő orvosi képalkotó modalitása a Mágneses Rezonancia Képkalkotás (MRI), térnyerése szembetűnő a hagyományos modalitások (CT, PET, SPECT) kiegészítéseként, de olykor akár helyettesítéseként is. Az MRI készülék több, egymástól lényegileg eltérő információgyűjtő mérési szekvenciával működhet, melyek in vivo képesek szerkezeti (anatómiai) információkon túl funkcionális jellemzőket is vizsgálni. A Fizika Tanszéken rendelkezésre áll egy Bruker AVANCE DRX 300MHz spektrométer és egy 7T terű szupravezető mágnes, illetve szintén rendelkezésre áll megfelelő gradiens vezérlő. A hallgató feladata - Rádiófrekvenciás mérőfej jelfeldolgozásának kidolgozása - a tomográfiás képkalkotáshoz szükséges gradiens tekercsek vezérlésének kidolgozása - 2D képkalkotáshoz szükséges mérési szekvenciák tervezése és kivitelezése.		
A feladat kiadásának időpontja: 2013. február 11.		
Témavezető vagy tanszéki konzulens aláírása:		A diplomamunka témakiírását jóváhagyom (tanszékvezető aláírása):



Önállósági nyilatkozat

Alulírott Gyebnár Gyula, a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Fizikus mesterszak (MSc) Orvosi Fizika szakirányának hallgatója kijelentem, hogy ezt a diplomamunkát meg nem engedett segítség igénybevétele nélkül, saját magam készítettem. Minden olyan szövegrészt, adatot, diagramot, ábrát, vagy bármely más elemet, amelyet vagy szó szerint, vagy azonos értelemben, de átfogalmazva másoktól vettem át, a forrás megadásával egyértelműen megjelöltem.

Budapest, 2014. május 14.

.....

Gyebnár Gyula

Hallgató

Tartalom

Önállósági nyilatkozat	2
Bevezető	4
Elméleti áttekintés	5
Mágneses rezonancia, gerjesztés	5
Relaxáció	6
Jel keletkezése és erőssége	7
Képalkotás folyamata	9
Az effektív spinsűrűség	9
Egydimenziós pozíció-kódolás	9
Gradiens echo, spin echo	11
Két dimenzió elérése	13
Diszkrét mintavétel, látómező, felbontás	14
A berendezés leírása	16
A mágnes és a spektrométer	16
A spektrométer programozása	18
Megvalósított képalkotó eljárások	19
Áttekintés	19
Projekciós képalkotás	21
Shim-tekercek kalibrációja	21
Egydimenziós képalkotás	26
Kétdimenziós képalkotás	28
Fourier-képalkotás	39
Gradiens vezérlő áramkör	39
Képalkotási eljárás kidolgozása	44
Egydimenziós képalkotás	44
Kétdimenziós képalkotás	52
Konklúziók	70
Köszönetnyilvánítás	71
Irodalomjegyzék	71

Bevezető

A mágneses rezonancia képalkotás (MRI) az orvosi diagnosztika és kutatás széleskörűen használt modalitása. Terjedését segíti sokoldalú felhasználhatósága, lágy szöveteknél egyedülálló kontrasztja és egészségügyi kockázatmentessége. Diplomamunkám során a BME Fizika Intézet Nagy terű ESR és NMR laborjában található, Bruker gyártmányú NMR spektrométer felhasználásával valósítottam meg kétdimenziós képalkotást, az MRI technológiában alkalmazott eljárások lehetőségeimhez igazításával.

Munkám egy hallgatótársammal, Kettinger Ádám Ottóval közös projekt egyik felét képezte. Társam a képalkotáshoz szükséges rádiófrekvenciás adó-vevő, és gradiens tekercsek elkészítését és tesztelését végezte, az én feladatom az adatgyűjtés és –feldolgozás, illetve a képrekonstrukció algoritmusainak tervezése és implementálása volt. Projektünk során, természetesen, támaszkodtunk egymás eredményeire is, dolgozatomban ezt minden esetben jelöltem.

Dolgozatomban, a mágneses rezonancia, a képalkotás szempontjából legfontosabb összefüggéseinek rövid tárgyalása után bemutatom az általunk használt mágnes és spektrométert, majd a megvalósított képalkotó eljárásokat.

Elméleti áttekintés

A klinikai MR képalkotás során a szervezetben található hidrogénatom-magok, erős külső mágneses térben mutatott viselkedését, a mágneses rezonancia jelenségét használják ki a páciens anatómiai és funkcionális tulajdonságainak megismerésére. E jelenség fizikai magyarázata nélkülözhetetlen a mágneses rezonanciás jel keletkezésének és a térbeli információ kódolásának megértéséhez. A fejezet megírásához az orvosi fizika szakirány, Mágneses rezonancia és klinikai alkalmazásai elnevezésű kurzusán tanultakat használtam fel.

Mágneses rezonancia, gerjesztés

A fermionok saját, belső impulzusmomentuma, azaz spinje és mágneses momentuma közötti kapcsolatot klasszikus tárgyalásmódban, a keringő ponttöltés modelljén keresztül értelmezhetjük: $\boldsymbol{\mu} = \gamma * \boldsymbol{L}$, ahol $\gamma = \frac{q}{2m}$ az úgynevezett giromágneses együttható.

Külső mágneses térben forgatónyomaték hat egy mágneses momentumra, az ennek hatására kialakuló mozgás egyenlete: $\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = \gamma * \boldsymbol{\mu} \times \boldsymbol{B}$. Ennek alakja a súlyos pörgettyű mozgásegyenletével egyezik meg, a megoldás alakja is azonos:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \omega_0 = -\gamma * B_0 \quad (1)$$

Ez az úgynevezett Larmor-precesszió jelensége. Például a proton giromágneses faktora $\gamma = 2,675 * 10^8 \frac{rad}{sec * T}$, amiből, 2π -vel való osztással kapjuk az általánosan használt, $\gamma' = 42,58 \frac{MHz}{T}$ értéket. Az atommag fizikai tulajdonságain keresztül, (1) alapján tehát lineáris összefüggés áll fenn a mágneses tér indukciója, és a kialakuló precesszió körfrekvenciája között.

Az atommag által érzékelt mágneses teret a kémiai környezet erősen befolyásolja, így a Larmor-frekvencia, azonos fizikai körülmények között, az adott molekulára jellemző, melynek a vizsgált atom részét képezi. Ez az ún. kémiai eltolódás az alapja a magmágneses rezonancia spektroszkópiának (NMR).

A mágneses rezonancia elnevezés azt a jelenséget takarja, amely során egy térfogatban előforduló momentumok elektromágneses térből energiát nyernek, majd ezt relaxáció során kisugározzák.

Az energiaelnyelés rezonancia jellegű, tehát a gerjesztés csak megfelelő mennyiségű energia hatására megy végbe. Klasszikus szemléltető kép a momentumok csoportjainak összességéből kialakuló, eredő mágnesezettség vektorának elfordulása, egy, $\mathbf{B}_0$ -ra merőleges irányú, $\mathbf{B}_1$ mágneses tér hatására.

$\mathbf{B}_1$ a gerjesztő elektromágneses sugárzás mágneses komponensének indukciója, amely, ha a sugárzás frekvenciája megegyezik a Larmor-frekvenciával, a momentumhoz rögzített, ún. forgó koordináta-rendszerben állónak tekinthető.

Ezen álló, plusz mágneses tér körül a momentum precessálni kezd, ami τ idő alatt $\Delta\theta = \gamma * B_1 * \tau$ szögelfordulást okoz. Ennek értékét szokás megjelölni a gerjesztő pulzus hosszának jellemzésére, így beszélhetünk például 90°-os, illetve 180°-os pulzusokról.

A gerjesztés folyamatának pontos leírása csak kvantummechanikailag lehetséges, erre azonban jelen keretek között nem térek ki. A klasszikus tárgyalásmód alkalmazható szemléltetésként, a momentumok állására a spin-beállítás várható értékeként tekintve.

Relaxáció

A magasabb energiaállapotba került momentumok többletenergiájukat spin-spin, illetve spin-rács kölcsönhatásokon keresztül leadják. Előbbi a mágnesezettség vektor transzverzális komponensének eltűnését, utóbbi a longitudinális komponens visszaépülését okozza. A mágnesezettség viselkedését Bloch írta le, a róla elnevezett egyenletekben:

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{1}{T_1} (M_0 - M_z) \quad (2)$$

M_z a longitudinális komponens, M_0 a gerjesztés előtti egyensúlyi mágnesezettség. Feltételezésünk szerint ez csak Z, tehát $\mathbf{B}_0$ -al párhuzamos irányú. T_1 a spin-rács relaxációs folyamatok karakterisztikus ideje. (2) megoldása az exponenciális jellegű visszaépülés:

$$M_z(t) = M_z(0) * e^{-t/T_1} + M_0(1 - e^{-t/T_1}) \quad (3)$$

A transzverzális mágnesezettségre felírható Bloch-egyenlet:

$$\frac{d\mathbf{M}_T}{dt} = \gamma * \mathbf{M}_T \times \mathbf{B}_0 - \frac{1}{T_2} \mathbf{M}_T \quad (4)$$

Az egyenlet jobb oldalának első tagja a precessziót, második tagja a relaxációt írja le. Utóbbi intuitíve került az egyenletbe; megfigyelések alapján a transzverzális mágnesezettség eltűnése így írható le. A komponens abszolút értékének változására felírható megoldás:

$$M_T(t) = M_T(0) * e^{-t/T_2} \quad (5)$$

Megkülönböztethetünk kétféle T_2 relaxációt, egyik a spin-spin kölcsönhatások miatt kialakuló, valós T_2 relaxációnak is nevezett folyamat, másik a momentumok lokális fázis-evolúciója miatt kialakuló dekoherenciát leíró, T_2^* . A kétféle karakterisztikus idő reciprokan adódik össze:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2'} \quad (6)$$

A dekoherencia megfordítható, így amíg valós fizikai relaxáció miatt a transzverzális mágnesezettség nem tűnik el, mérhető jel gerjeszthető. Ezen alapul a spin-echo mérési eljárás. Működésének részleteit külön fejezetben mutatom be. A gyakorlatban a dekoherenciával magyarázható reverzibilis jelvesztést szokás T_2^* -relaxációnak nevezni, az irreverzibilist pedig T_2 -relaxációnak.

Jel keletkezése és erőssége

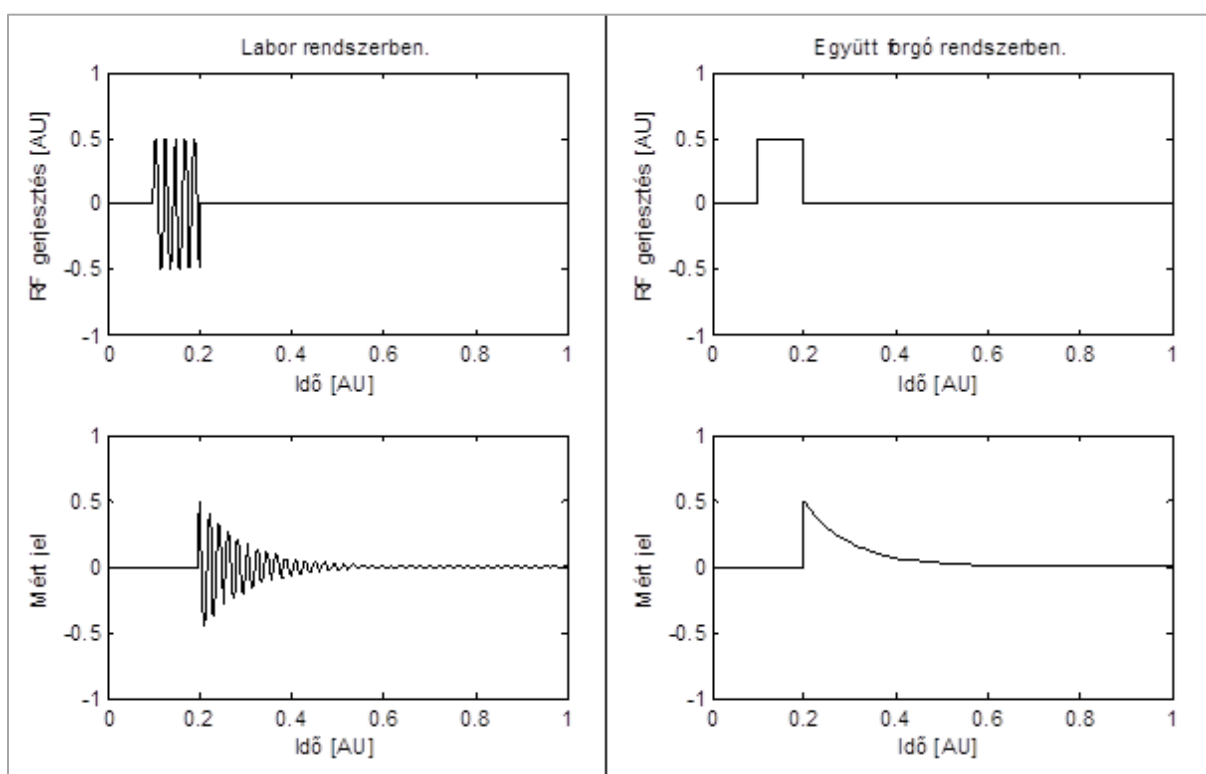
Mágneses rezonancia mérések során a vizsgálandó testet, erős külső mágneses térbe helyezik, melyet legtöbbször szupravezető elektromágnes kelt. A gerjesztéshez szükséges elektromágneses teret a mágneses indukcióhoz tartozó Larmor-frekvencián rezonáló tekercs kelti. Ezt szokás rádiófrekvenciás, vagy röviden RF tekercsnek nevezni. A momentumok, relaxációjuk során mérhető feszültséget indukálnak a tekercsben, ez lesz az NMR jel, melynek erőssége a Faraday-féle indukciós törvény segítségével kiszámítható. A jelet komplexként tekintve, a transzverzális mágnesezettség X komponense a valós, Y komponense a képzetes részt eredményezi.

Egy $\Omega = \omega_0 + \delta\omega$ frekvenciájú szinuszos jellel történő demoduláció után a mért feszültség komplex részére az alábbi összefüggés adódik:

$$S(t) \sim \omega_0 * V_S * e^{-t/T_2(r)} * M_T(\mathbf{r}, 0) * \mathcal{B}_T(\mathbf{r}) * e^{i[(\Omega - \omega_0(r))t - \theta_B(\mathbf{r}) + \varphi_0(\mathbf{r})]} \quad (7)$$

A képletben V_S a mintatérfogatot, θ_B a tér relatív szögét, φ_0 az esetlegesen jelen lévő plusz fázist jelenti. $\mathcal{B}_T(\mathbf{r})$ a tekercs érzékenységet jellemző mennyiség.

A legegyszerűbb NMR kísérlet során a 90° -os gerjesztést követően kezdjük az indukált jel mintavételezését. Ez az ún. FID-kísérlet (Free Induction Decay), melynek szekvenciáját mutatja az 1. ábra. Baloldalon az ún. labor-rendszerben mért, azaz a demoduláció előtti, jobboldalon az együtt forgó rendszerben mért, tehát demoduláció utáni jelet mutatom be, a gerjesztő pulzussal együtt.



1. ábra: FID kísérlet labor és ún. együtt forgó rendszerben

Képkódolás folyamata

Az effektív spinsűrűség

A jel, képkódolás szempontjából fontos tulajdonságainak vizsgálatához tegyük fel, hogy $\mathcal{B}_T$ a tekercs teljes térfogatán konstans, relaxációs folyamatok nincsenek jelen és az elektronika összes jellemzőjét egyetlen Λ paraméterbe összefoghatjuk. (7) ekkor az alábbi alakba írható:

$$S(t) = \omega_0 * \Lambda * \mathcal{B}_T * \int d^3r * M_T(\mathbf{r}, 0) * e^{i(\Omega t + \varphi(\mathbf{r}, t))} \quad (8)$$

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = - \int_0^t \omega(\mathbf{r}, t') dt' \quad (9)$$

A transzverzális mágnesezettség és a mágneses indukció értéke között a Curie-szuszeptibilitás teremt kapcsolatot:

$$M_0 \approx \rho_0 * \frac{S(S+1) * \gamma^2 * \hbar^2}{k_B * T} * B_0 \quad (10)$$

Ezt felhasználva (8) tovább egyszerűsíthető, miután bevezetjük az effektív spinsűrűség fogalmát, ami az MR technológiában mérhető mennyiség:

$$\rho(\mathbf{r}) = \omega_0 * \Lambda * \mathcal{B}_T * \frac{1}{4} * \rho_0(\mathbf{r}) * \frac{\gamma^2 * \hbar^2}{k_B * T} * B_0 \quad (11)$$

Az effektív spinsűrűség lehet komplex mennyiség, és a valóságban tartalmazza a relaxációs és rendszer-jellemzőket is. Beírva (8)-ba:

$$S(t) = \int d^3r * \rho(\mathbf{r}) * e^{i(\Omega t + \varphi(\mathbf{r}, t))} \quad (12)$$

Egydimenziós pozíció-kódolás

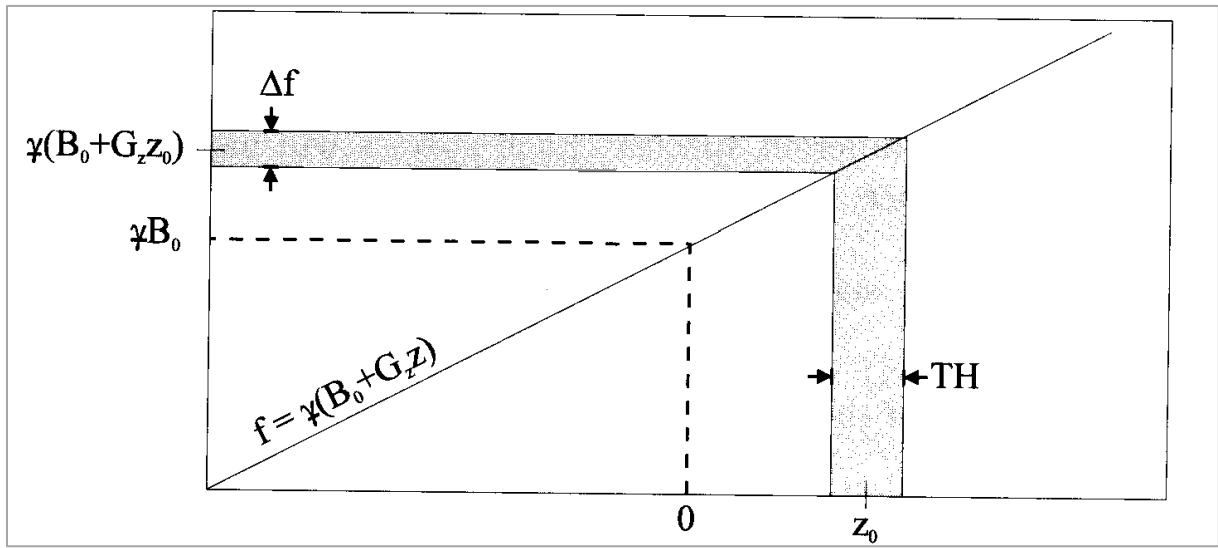
A térbeli információ kódolásának alapötlete térben változó mágneses tér létrehozása ún. gradiens-tekercsekkel. Minden esetben a mágneses indukció Z-komponense változik, például X irányú gradiens az $B_z(x)$ -et jelent.

(1) alapján a körfrekvencia egyenesen arányos a mágneses indukció értékével, így lineárisan változó tér segítségével így egyértelmű kapcsolat hozható létre a mért jel frekvenciája és az azt indukáló momentumok pozíciója között. Vizsgáljuk meg a Z-irányú gradiens esetét! (2. ábra)

A Maxwell-egyenletek ugyan tiltják a csak konstans és lineáris tagot tartalmazó indukcióvektorral leírható tér létrejöttét, a gyakorlatban azonban a tekercsek megfelelő tervezésével több magasabb rendű tag is eliminálható, így a $B(z, t) = B_0 + z * G(t)$ feltétel jól közelíthető. (1) és (9) felhasználásával a (12)-ben szereplő exponens átírható:

$$\omega(z, t) = \omega_0 + \omega_G(z, t) = \omega_0 + \gamma * z * G(t)$$

$$i(\Omega * t + \varphi(r, t)) = i * \Omega * t - i * \int_0^t \omega_0 + \gamma * z * G(t') dt'$$



2. ábra: Változó mágneses térrel lineáris kapcsolat hozható létre a pozíció és a frekvencia között [1]

Feltéve, hogy $\Omega = \omega_0$, (12) alakja egyszerűsíthető. Egy dimenzióban:

$$S(t) = \int dz * \rho(z) * e^{i * \varphi_G(z, t)} \quad (13)$$

Az exponensben szereplő φ_G definíció szerint:

$$\varphi_G(z, t) = -2\pi * \gamma * z * \int_0^t G(t') dt' = -2\pi * k(t) * z \quad (14)$$

A (14)-ben szereplő, térfrekvencia jellegű mennyiség, az úgynevezett k-érték definíciója:

$$k(t) = -\gamma * \int_0^t G(t') dt' \quad (15)$$

A gerjesztés után a mintavételezés alatt jelen lévő gradiens segítségével tehát a mért jel, az effektív spinsűrűség Fourier-transzformáltjaként adódik. (Innen ered a Fourier-képalkotás elnevezés.)

$$S(k) = \int dz * \rho(z) * e^{-i*2\pi*k*z} \quad (16)$$

Mérés során mintavételezett jelet inverz Fourier-transzformálva a megkaphatjuk az effektív spinsűrűség képét:

$$\rho(z) = \mathcal{F}^{-1}\{S(k)\} = \int dz * S(k) * e^{i*2\pi*k*z} \quad (17)$$

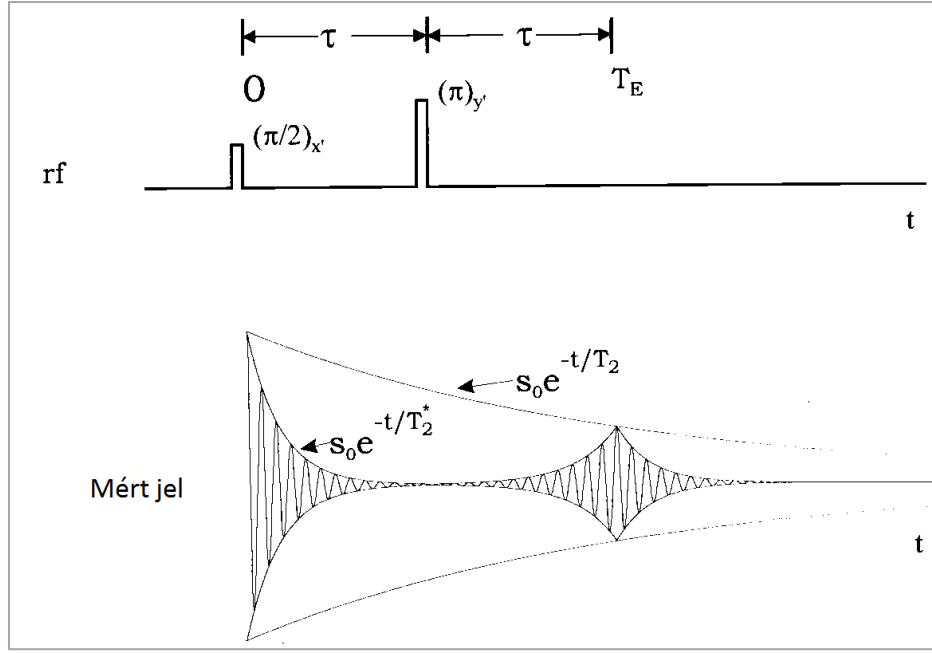
A k-értékre vonatkozó, (15)-ös összefüggésünkben a gradiens értékére semmilyen megkötést nem tettünk. Gradiensek alkalmazása a Fourier-térben való „mozgást” jelent, több ilyen tér megfelelő kapcsolásával tetszőleges trajektória bejárható.

G időben változhat, előjele lehet negatív is, az aktuális k-érték, így a reciprok-térbeli helyzet csak a gradiens integráljától függ. A Fourier-tér negatív félsíkjának bejárásához vizsgáljuk meg az echo alapú szekvenciák működését!

Gradiens echo, spin echo

Az NMR technológiában spin echo-nak nevezett eljárásnál a 90°-os gerjesztést követően, τ idő után egy kétszeres hosszúságú, 180°-os RF pulzust alkalmaznak. Ennek hatását szokás úgy szemléltetni, mint az idő megfordítását, így utána a momentumok „visszafelé” kezdenek precesszálni.

Újabb τ idő elteltével, a mindig jelen lévő inhomogenitások hatására kialakult fáziskülönbségek eltűnnek, az azonos fázisba került momentumok mérhető jelet indukálnak. Ennek maximális értéke T_2 karakterisztikus idővel csökken (3. ábra). Ezzel lényegében a mágneses tér inhomogenitásai (ΔB) okozta dekoherencia, tehát a T_2^* szerinti relaxáció hatása visszanyerhető, a T_2 relaxációé azonban nem, hiszen az valódi spin-spin kölcsönhatásokból ered.



3. ábra: Spin echo szekvencia és mérhető jel az NMR technológiában. [1]

Alkalmazzuk a mért jel fázisának változását leíró, (9)-es egyenletet a spin echo esetére:

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = -\gamma * \Delta B(\mathbf{r}) * t \quad 0 \leq t < \tau$$

$$\Phi(\mathbf{r}, \tau^+) = -\Phi(\mathbf{r}, \tau^-) = \gamma * \Delta B(\mathbf{r}) * \tau$$

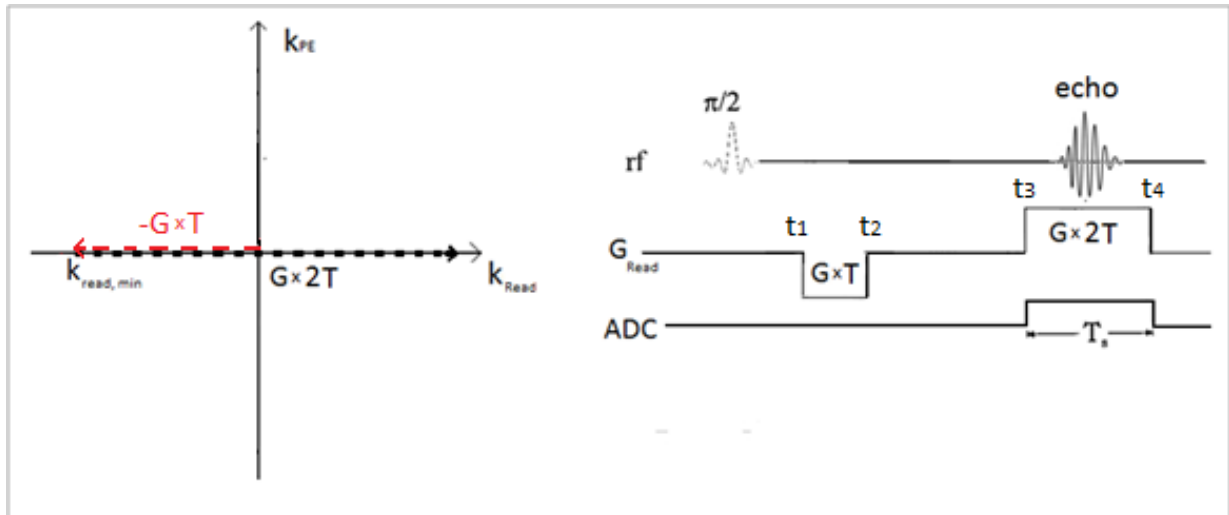
$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \gamma * \Delta B(\mathbf{r}) * (\tau - t) \quad \tau < t$$

$$\Phi(\mathbf{r}, 2 * \tau) = 0$$

2τ idő elteltével tehát az összes létrejött fázis eltűnik.

A képalkotás során alkalmazott gradiens echo megértéséhez vizsgáljuk tovább az egydimenziós esetet! A gerjesztő pulzust először egy negatív előjelű gradiens követi, majd egy másik, pozitív előjellel és kétszeres hosszal (4. ábra). A negatív előjelű gradiens negatív k -értékeket jelent, $k_{read,min} = -\int_{t_1}^{t_2} \gamma * G(t') dt'$ minimális értékkel. Ezután a pozitív gradiens első fele kinullázza az első által behozott plusz fázist (Φ_G), ami echo-t eredményez:

$$\Phi_G\left(z, \frac{(t_4 - t_3)}{2}\right) = -\int_{t_1}^{t_2} \gamma * G(t') * z dt' + \int_{t_3}^{\frac{(t_4 - t_3)}{2}} \gamma * G(t') * z dt' = 0$$



4. ábra: Gradiens echo szekvencia és k-tér bejárás egy dimenzióban

Az MR képalkotás során spin echo-nak nevezett eljárás a gradiens echo és a spin echo együttes alkalmazását jelenti.

Ennek egyik módja pozitív előjelű gradiens alkalmazása a 180° -os pulzus előtt. A refókuszálás a keltett fázis előjelét megfordítja, így a kiolvasó gradiens alatt létrejön echo, és a T_2^* -relaxáció okozta jelvesztésüket is visszanyerjük.

Azonos hatást érhetünk el akkor is, ha a hagyományos gradiens echo előtt alkalmazzuk a 180° -os pulzust. Minkét esetben fontos, hogy a spin echo és a gradiens echo időzítése azonos legyen, azaz $t_3 + t_2 - t_1 = 2 * \tau$ teljesüljön, a maximális jel nagyság érdekében.

Két dimenzió elérése

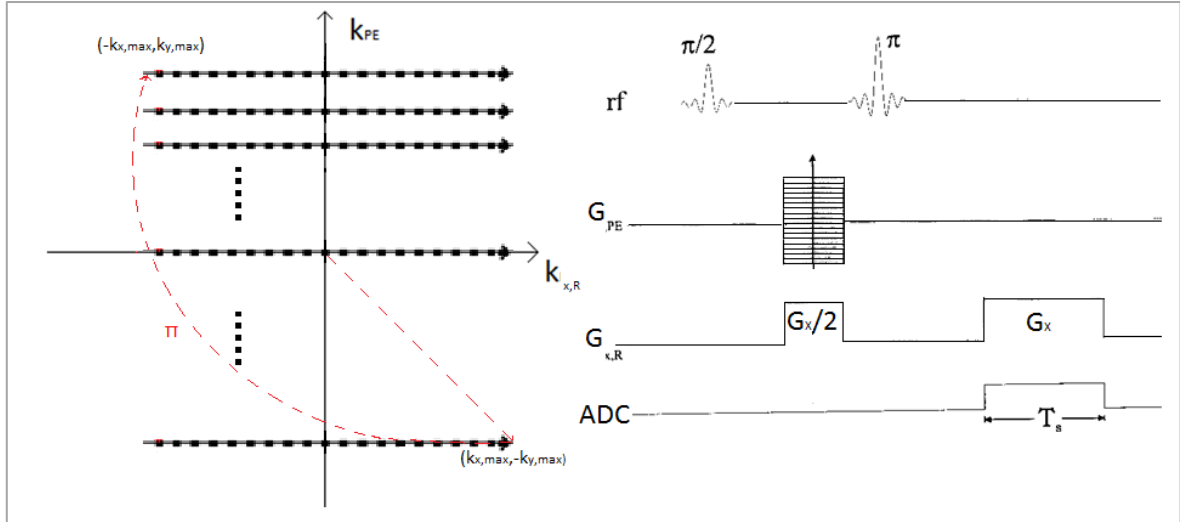
A k-érték definícióját jelentő, (15)-ös összefüggés alkalmazható akkor is, ha a képalkotás során nem csak egy irány mentén keltünk gradiens-teret:

$$\mathbf{G}(t) = \nabla B_z(t) = \frac{\partial}{\partial x} B_z * \mathbf{e}_x + \frac{\partial}{\partial y} B_z * \mathbf{e}_y + \frac{\partial}{\partial z} B_z * \mathbf{e}_z = G_x \mathbf{e}_x + G_y \mathbf{e}_y + G_z \mathbf{e}_z \quad (18)$$

Az eredmény a $\mathbf{k}$ -vektor, amellyel (16) háromdimenziós alakját kapjuk:

$$S(\mathbf{k}) = \int d^3\mathbf{r} * \rho(\mathbf{r}) * e^{-i*2\pi*\mathbf{k}*\mathbf{z}} \quad (19)$$

A kétdimenziós szeletek felvételénél az általában X-irányú kiolvasó gradiens előtt, úgynevezett fáziskódoló gradienst alkalmaznak, legtöbbször Y irányban.



5. ábra: 2D spin echo szekvencia és k-tér bejárás

Az 5. ábrán egy kétdimenziós spin echo szekvencia és az általa megvalósított k-térbeli trajektória látható. Először a frekvencia- és fáziskódoló gradiensek segítségével a $(k_{x,max}, -k_{y,max})$ pontba jutunk. A refókuszáló pulzus megfordítja a létrejött fázis előjelét, később a kiolvasó gradiens, és a mintavételező bekapcsolásával egy k-sor felvétele megtörténik. Különböző erősségű fáziskódoló gradiensekkel megismételve a kísérletet, a Fourier-tér mintavételezése végrehajtható.

Diszkrét mintavétel, látómező, felbontás

A gyakorlatban a tekercsben indukált, időben folytonos jel diszkrét mintavételezésével jutunk a képrekonstrukcióhoz szükséges információhoz. A diszkrét mintavételezés a Fourier-transzformáción keresztül alapvetően befolyásolja a kép fő jellemzőjét, az elérhető látómezőt.

A kiolvasó gradiens mellett, Δt időablak alatt $\Delta k = \gamma * G_x * \Delta t$ szakaszt járunk be a k-térben, így az időben diszkrét jel $S(p * \Delta k)$ helyeken eredményez mintavételt (p egész számokra). Ez, az elméletileg folytonos $S(k)$ függvény $W(k) = \Delta k * \sum_{p=-\infty}^{\infty} \delta(k - p\Delta k)$ mintavételi függvénnyel való szorzását jelenti: $\hat{S}(k) = S(k) * W(k)$.

Szorzat Fourier-transzformáltja a tényezők transzformáltjainak konvolúcióját jelenti. A rekonstrukció (az inverz Fourier-transzformáció) eredménye tehát a mintavételi függvény Fourier-transzformáltjával konvolvált effektív spinsűrűség:

$$\hat{\rho}(x) = \rho(x) \otimes W(x) \quad (20)$$

Periodikusan ismétlődő Dirac-delták transzformáltja δ -k végtelen sora, természetesen más periódusban:

$$W(x) = \mathcal{F}\{W(k)\} = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \delta(x - \frac{q}{\Delta x}) \quad (21)$$

Ennek eredményeként a kép periodikusan ismétlődő, $1/\Delta k$ kiterjedésű szakaszokból áll:

$$\rho(x) = \rho(x + \frac{1}{\Delta k}) \quad (22)$$

Eszerint a látómező mérete:

$$L = \frac{1}{\Delta k} = \frac{1}{-\gamma \int_0^{\Delta t} G(t') dt'} \quad (23)$$

Fáziskódoló irányban is ugyanez a helyzet, a látómező a Δk_{PE} érték reciproka:

$$L_{PE} = \frac{1}{\Delta k_{PE}} = \frac{1}{-\gamma \Delta G_{PE} \tau_{PE}} \quad (24)$$

Az eredményül kapott kép is részekre osztott, L méretű periódussal ismétlődő tartományokból áll össze. Ezeket, mivel nem tartalmaznak új információt, el szokás távolítani, ez a csonkolásnak nevezett eljárás. A csonkolt kép is diszkrét részekből, úgynevezett pixelekből áll, melyek mérete számuktól ($2n'$) és a látómezőtől függ:

$$L = 2 * n' * \Delta x \quad (26)$$

Felhasználva az $L=1/\Delta k$ összefüggést, $n'=n$ esetén adódik:

$$\Delta x = \frac{1}{2 * n * \Delta k} = \frac{1}{k_{max}} \quad (27)$$

A véges idejű mérés hatásaként, a négyszög alakú időablak Fourier-transzformáltja, tehát egy nem véges tartójú sinc-függvény is megjelenik a konvolúcióban:

$$\rho(x) = \rho(x) \otimes W(x) \otimes (U * \text{sinc}(\pi * U * x) * e^{-i * \pi * x * \Delta k}) \quad (25)$$

Egy irányban a mintavételezett pontok száma $2n$, ebből: $U = 2n * \Delta k$. A diszkrét mintavétel hatása tehát sinc-jellegű elkenést okoz az eredményül kapott kép pixelein, ami a felbontást rontja.

Elérhető felbontásunk tehát a maximális k -értéktől, azaz elsősorban a k -térben mintavételezett tartomány méretétől, látómezőnk pedig a mintavételezett pontok sűrűségétől függ.

A berendezés leírása

A mágnes és a spektrométer

A rendelkezésünkre álló, Bruker Ultra Shield 300-as szupravezető mágnes és a hozzá tartozó Avance DRX 400 típusú spektrométer, a Topspin szoftverkörnyezettel egy vegyészeti mérésekhez tervezett mérőrendszert alkot. A mágnes függőleges ürege alkalmas az automata mintaváltásra, így spektroszkópiához kényelmes megoldás, 54mm-es átmérője azonban korlátozza a beépíthető térfogati adó-vevő és gradiens tekercsek, így a vizsgálható testek méretét. A 6. ábra, Brukertől kapott dokumentációból származó fényképe a mágnest mutatja.



6. ábra: A szupravezető mágnes [6]

Az erős, 7 Teslás mágneses tér jó jel-zaj arányt tesz lehetővé, és a tekercs közepén található, pár köbcentiméteres tartományban ppm, azaz egy a millióhoz nagyságrendben homogén. Ez a homogén tartomány elegendő 1-2 köbcentiméteres minta-oldatok nagyfelbontású NMR spektroszkópiai vizsgálatához, nagyobb testeknél azonban a mágneses tér inhomogenitása megnehezíti a képalkotást, szintén méretkorlátot jelent.

A spektrométer különböző modulokból áll. A központi számító egység (CCU: Central Computing Unit) áll kapcsolatban a Topspin szoftvert futtató asztali számítógéppel, vezérli a különböző alegységeket és memóriájában ideiglenesen tárolja a mintavételezett jelet. Az első alegység az idővezérlő (TCU: Time Control Unit), amely a rádiófrekvenciás gerjesztésben és jel-detektálásban részt vevő modulok számára órajelet és aktiválásukat előkészítő, ún. blanking-jeleket generál.

A gerjesztést a frekvenciavezérlők (FCU: Frequency Control Unit) irányítják, a jelgenerátoron és az erősítőn keresztül. Ebből a spektrométerben kettő is található, így képesek vagyunk az egyik csatorna folyamatos vétele közben a másikon gerjesztő pulzusokat generálni. A detektálást szintén külön egység vezérli.

Az NMR méréseknél szokásos mintaforgatást, a munkafrekvencia folyamatos korrigálását (LOCK) és a mágneses tér homogenitását segítő (Shimming) tekercseket az ún. BSMS vezérli. Ez szintén külön egység a spektrométerben.

A BSMS része továbbá egy egycsatornás gradiens erősítő egység, amihez azonban a megfelelő vezérlő kártya nem áll rendelkezésünkre, és bár a témakiírásakor úgy tűnt, sikerül beszerezni, erre a diplomamunka készítés során nem került sor, gyári gradiens-vezérlést nem használhattunk a képalkotáshoz. Így munkám részét képezte alkalmazható alternatívák megtalálása és megvalósítása is.

A mágneses tér homogenitását kétféle tekercs-csoport is segíti. A mágnes telepítése során alkalmazott szupravezető, úgynevezett hideg shim-tekercsek, amelyek árama állandó erősségű, illetve a rezisztív, ún. meleg shim-tekercsek, változtatható áramerősséggel. Ezek tulajdonképpen gradiens tekercsek, amelyekkel térfüggő mágneses teret hozhatunk létre, így kompenzálva a B_0 tér inhomogenitásait. Ez a kompenzáció elengedhetetlen a pontos képalkotáshoz, hiszen az MRI technikában a pozíció azonosítása a térben ismert módon változó mágneses térrel történik.

A továbbiakban shim tekercseknek a meleg shim-tekercsnek nevezem, a rajtuk átfolyó áramerősség beállítása az optimális tér-homogenitás érdekében a *shimming*-nek nevezett eljárás. Áramuk erősségét -130000-től 130000-ig terjedő skálán változtathatjuk. A skála léptékét, tehát a tekercsek által létrehozott térfüggő mágneses tér erősségét nem ismertük, ennek meghatározása is feladataim közé tartozott.

A Shimming tekercseket vezérlő egység nem áll közvetlen összeköttetésben az idővezérlővel, így ez a gerjesztés-detektálás közben nem kapcsolható, egy kísérlet során a mágneses tér ezekkel nem változtatható. Erősségük beállítása történhet a BSMS-billentyűzetről, amely egy külön, az egységet vezérlő interfész, emellett munkám során megtaláltam a szoftveres, és a programozható vezérlés lehetőségét is.

A spektrométer programozása

A spektrométer funkcióinak vezérlésére két programozási környezet áll rendelkezésünkre:

Első a pulzusprogramok írása, amellyel a gerjesztő pulzusok, várakozások és vételi jellemzők megadását jelenti. Itt rövid, jellemzően kétbetűs parancsokkal adhatunk utasítást egy sor eseményre. Ilyen például a vételi egységek bekapcsolását, mintavételezés kezdetét és mérési ciklus végét is jelentő *go* parancs. Jellemző, hogy ezek funkciói nem, vagy nem teljesen elválaszthatók, önállóan csak korlátozott mértékben valósíthatók meg.

A pulzusprogramok írása így, némi gyakorlattal, gyors és egyszerű, viszont saját utasítással nem rendelkező részfeladatok nem megoldhatóak, új mérési eljárásokat alig dolgozhatunk ki. Ez is a spektrométer cél-eszköz jellegét mutatja: NMR kísérletek végzésére kitűnően alkalmas és kezelése könnyen elsajátítható, eredeti feladatkörének túllépésére azonban kevés lehetőséget kínál.

A második programozási módszer, a mérési automatizálás megvalósítására szolgáló, ún. *AU makrók* írása. Ezekkel lényegében a parancssorból végrehajtható utasításokat (például kísérlet indítása, paraméterek értékének változtatása) adhatjuk ki egyszerűsített C-nyelvű környezetben. Itt is jellemzőek az előre definiált, kétkarakters utasítások.

Sem a pulzusprogramok, sem az *AU makrók* írásánál nincs lehetőség hibakövetésre, vagy hibakezelésre („debugging”), a megvalósított programok helyes működését csak kísérletekkel tudtam ellenőrizni. További nehézség a kellően részletes dokumentáció hiánya, több utasítás működéséről csak példaprogramokból tudtam tájékozódni.

A szoftver által tárolt bináris adatok kezeléséhez, az adatfeldolgozás lehetővé tételére saját programcsomagot kellett fejlesztenem, Matlab környezetben. A hexadecimális formátumú fájlok, *little endian* kódolással, felváltva tartalmazzák a mért jel valós és képzetes részéből mintavételezett számértékeket, egész számokként. Egy-egy mintavétel 6,65µs-ig tart, így az $M = \text{Valós rész} + i * \text{Képzetes rész}$ szerint képezett értékek 13,3µs-os időléptékkel követik egymást.

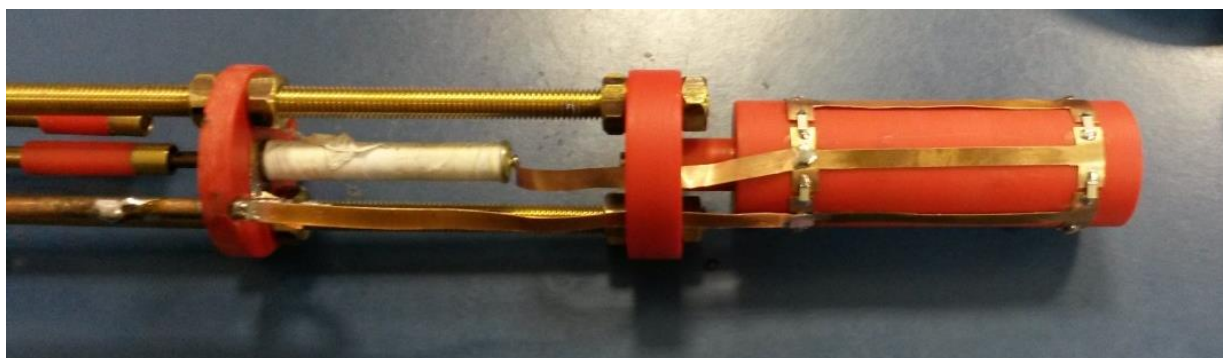
Megvalósított képalkotó eljárások

Áttekintés

A képalkotás megvalósításához először megfelelő méretű és teljesítményű rádiófrekvenciás tekercsre volt szükség. A spektrométer kialakítása miatt a gerjesztés és a vétel ugyanazon tekercssel történik, kezdeti próbálkozások után a modern MRI készülékekben is alkalmazott, ún. *birdcage* (madárkalitka) szerkezet mellett döntöttünk [2].

Elsőként egy, a ^{23}Na mag 7T-án jellemző Larmor-frekvenciáján, tehát kb. 78MHz-en működő, hatlábú tekercs készült el (7. ábra), amivel így nátriumon végezhattünk méréseket. A nátrium giromágneses együttthatója csak kb. 26%-a a protonénak, ami alacsonyabb Larmor-frekvenciát, így (7) alapján kisebb jel nagyságot eredményez.

Ez ugyan hosszabb, többször megismételt méréseket tesz szükségessé, viszont az alacsonyabb frekvencia stabilabb áramköri viselkedést jelent, ami a nátriumot megfelelő próba-maggá teszi, tekercsépítési és mérési technikánk így könnyen tesztelhető.



7. ábra: Nátrium *birdcage* tekercs a mérőfejen [2]

Az elkészült, nagy térfogatban mérni képes Na-tekercsen hozzáláthattam az első képalkotási eljárás kidolgozásához melyhez a gradiens-tereket a shim-tekercsekkel hoztam létre.

Ezek áramának változtatása csak kísérletek között lehetséges, tehát kézzel, vagy AU makrókból igen, de pulzusprogramból nem. Projekciós felvételek készítésére, így Radon-transzformált alapú képalkotásra korlátozott módon ugyan, de mégis lehetőséget teremtenek.

A shim-tekercekre, az egyes kísérletek során különböző erősségű áramokat adva, tetszőleges irányú, statikus gradienst lehet létrehozni, a rendszer tűrőképességén belül tetszőleges erősséggel. A pontos képalkotáshoz elengedhetetlen a létrehozott gradiens erősségének ismerete, ezért kalibrációs mérési sorozatot végeztem az ismeretlen, 260000 egység terjedelmű skála lépésközének meghatározására. Ennek menetét és eredményét a *Shim-tekercek kalibrációja* című részben mutatom be.

A kialakított, Radon-transzformált alapú mérési eljárás működését egyszerű fantomon végzett mérésekkel ellenőriztem. Az eljárást és eredményeit a *Megvalósított képalkotó eljárások* fejezet, *Projekciós képalkotás* című részében tárgyalom. Ezt a képalkotó technikát ezután teszteltem a másodikként elkészült, a ^1H Larmor-frekvenciáján, azaz mágnesünkben 300,24MHz-en működő, nyolclábú RF tekercsünkkel is (8. ábra).



8. ábra: Mérőfej a proton *birdcage* tekercssel [2]

Az elkészült képek a várakozásaimnak megfeleltek, ezzel igazoltam a mérőfej és a spektrométer alkalmasságát kiterjedt testek képalkotó vizsgálatára.

Ezután láttam hozzá az MRI technikában legtöbbször használt, végső célként kitűzött Fourier-képalkotás megvalósításához. Ehhez építettem egy vezérlő áramkört, mellyel kellően nagy áramokat tudtam kapcsolni a saját építésű gradiens tekercseinkre [2].

A kapcsoló áramkör tervezését és működését a *Fourier-képalkotás* alfejezet, *Gradiens vezérlő áramkör* című részében mutatom be. A szükséges hardverelemek elkészülte után kialakítottam a képalkotásra alkalmas mérési eljárást, a hozzá tartozó pulzusprogramokkal és AU makrókkal. Ennek folyamatáról szól a *Fourier-képalkotás* című alfejezet.

Projekciós képalkotás

Shim-tekercek kalibrációja

Munkánk kezdetekor úgy tűnt, sikerül a meglévő, egycsatornás gradiens erősítőhöz a megfelelő vezérlő egységet (GCU: Gradient Control Unit) beszerezni, és lehetőség lesz egy új, 3 tekercs táplálására képes erősítővel is bővíteni a spektrométert. Erre azonban nem került sor, a kapott GCU a konzolunkkal nem kompatibilis, és az erősítőt sem sikerült beszerezni, így a képalkotás megvalósításához más lehetőségeket kellett keresnem. Az első ilyen volt a projekciós képalkotás, melyet a shim-tekercekkel valósítottam meg.

A mágnesbe épített, shim tekercsek erőssége egy 260000-es skálán változtatható, de a skála osztása számunkra ismeretlen paraméter. Képalkotáshoz való használatuk előtt ezért először ennek kalibrációját végeztem el.

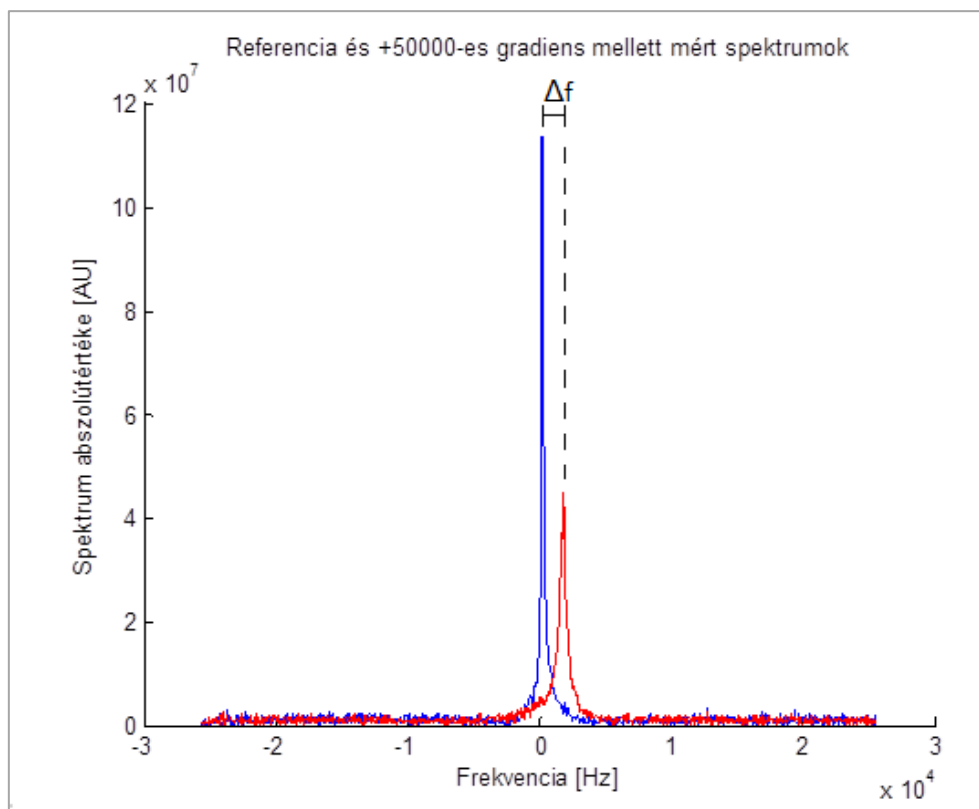
50 μ l-es, 1mólos NaCl oldatot tartalmazó mintával, a tekercs Z tengelye mentén 6mm-enként, összesen 7 pozícióban végeztem kísérleteket. Az egyes pozíciókban, a shimek segítségével homogén mágneses tér beállítása és referencia spektrum felvétele után, AU makró segítségével a Z shim tekercs áramát változtattam, 10000-es lépésekben.

Pozíciónként 26 spektrumot vettem fel tehát, különböző statikus gradiens-erősségek mellett. Z-ben lineáris, $G_z = \partial B_z / \partial z$ gradiens mellett a mágneses tér helyfüggése $B_z(z) = B_0 + z * G_z$ alakba írható, ezzel a Larmor-frekvencia, (1) alapján:

$$\omega(z) = \omega_0 + \omega_G(z) = \omega_0 + \gamma * z * G_z \quad (28)$$

A mért jel frekvenciája tehát a pozíció és a gradiens erősségének lineáris függvénye. Ez az összefüggés azonban csak akkor használható képalkotásra, a mért jel és a pozíció kapcsolatát akkor tudom felállítani, ha ismerem a gradiens pontos erősségét. A linearitást kihasználva először a shim-rendszer és az RF tekercs középpontjának pontos távolságát határoztam meg, majd (26) alapján a létrehozott gradiens-erősséget.

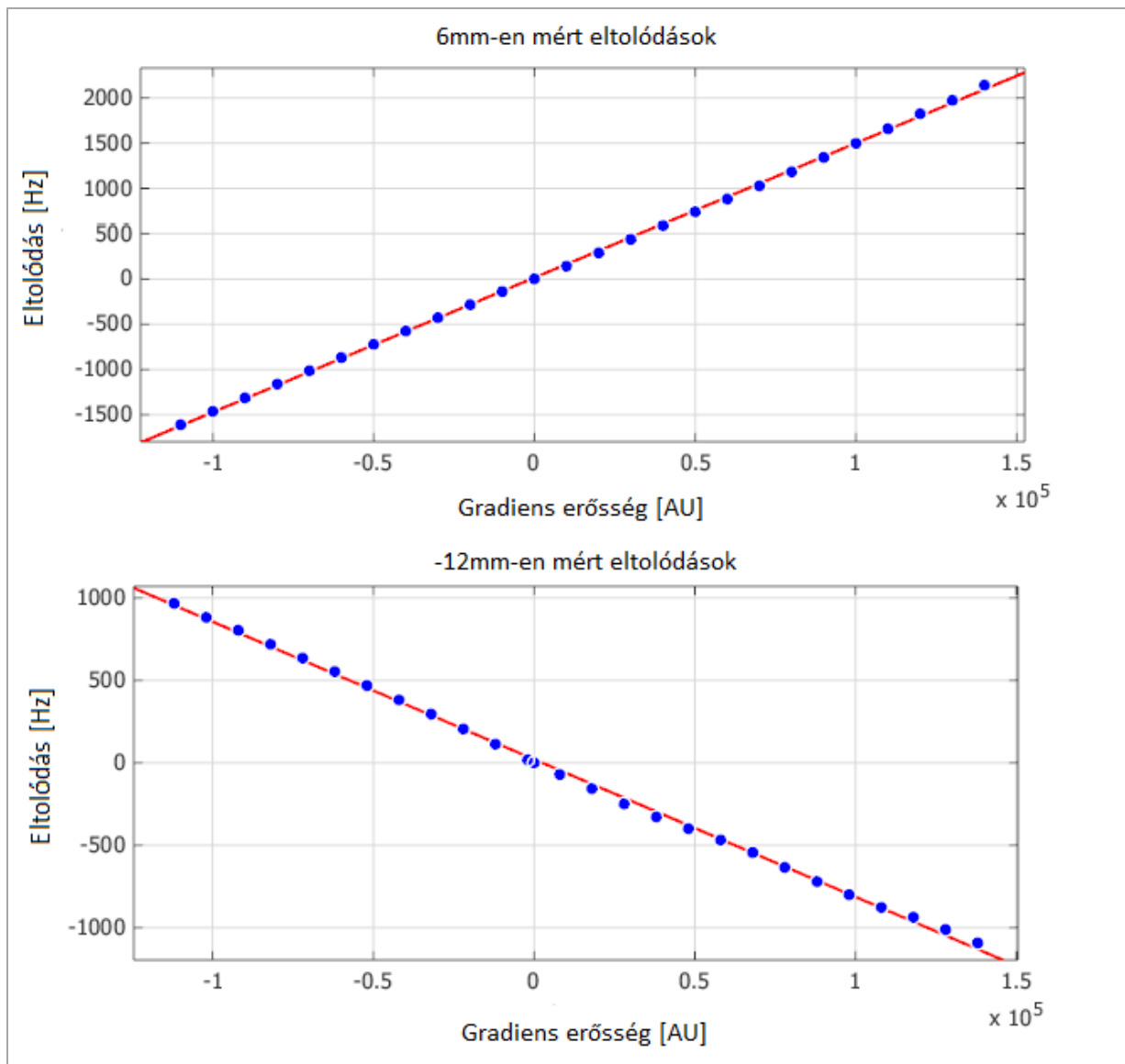
A kapott spektrumokon, minden pozícióban megkerestem a csúcs, 0 gradiens mellett felvett referencia spektrumtól való eltolódását (Δf), keresztkorrelációs függvény, eltolástól függő maximumának megkeresésével. Két ilyen spektrum csúcsának távolságát mutatja a 9. ábra.



9. ábra: Frekvenciakülönbség a referencia és statikus gradiens mellett felvett spektrumok között.

Mivel a shim tekercs által létrehozott gradiens a mérés alatt végig jelen van, szelektív választó hatással is rendelkezik. Az így térfüggővé tett Larmor-frekvencia következtében a gerjesztés nem azonos mértékű a minta egész térfogatán, így a referenciához képest mindig alacsonyabb jel nagyságot mérhetünk. Ez megfigyelhető a 9. ábrán is, melyen az RF tekercs középvonala felett 6mm-rel, 50000-es shim-áram mellett mért spektrumot ábrázoltam a referencia mellett.

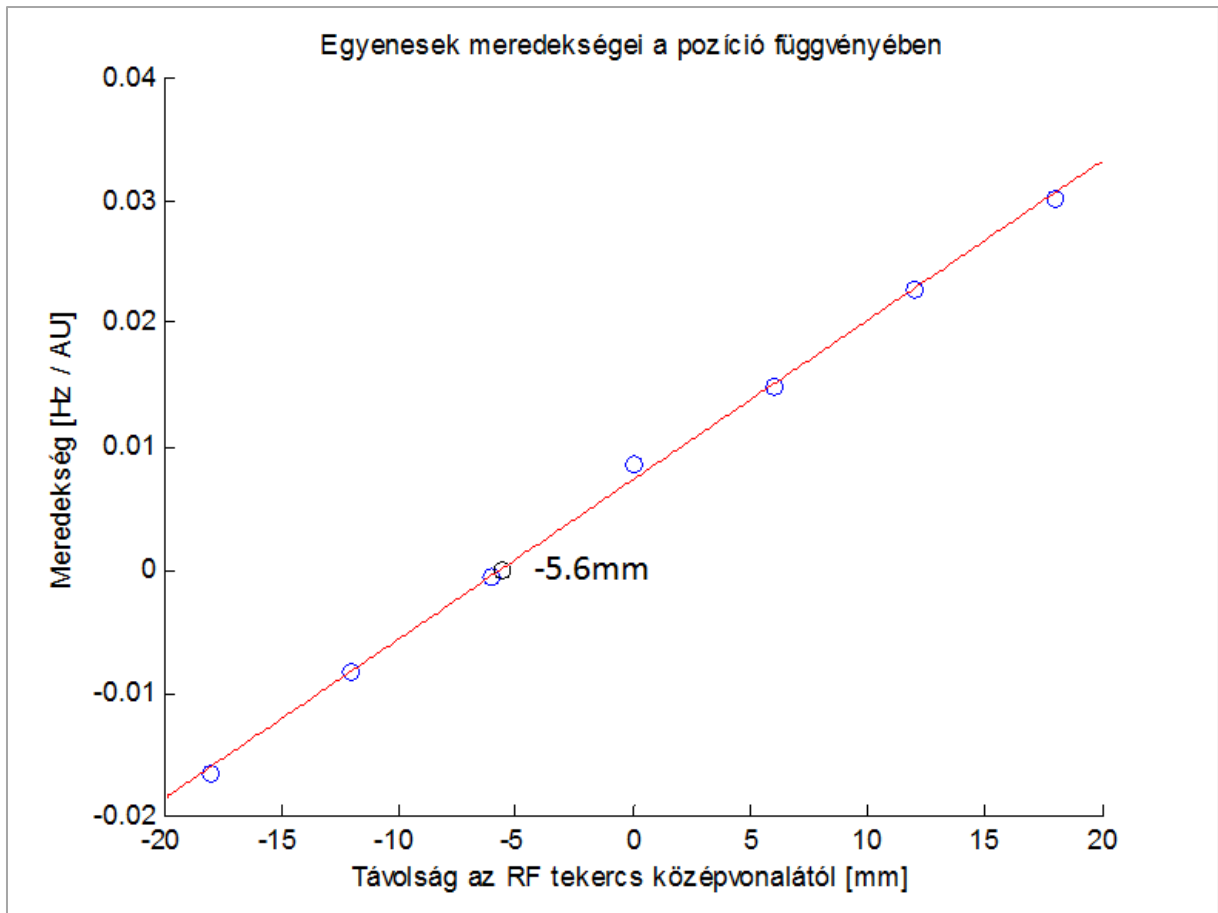
Minden pozícióban a gradiens erősségének függvényében ábrázoltam a mért Δf frekvenciakülönbségeket, (28) alapján lineáris kapcsolatot várok. A Δf értékeket ábrázoltam a névleges gradiens-erősség függvényében, az így kapott pontokra Matlab segítségével egyenest illesztettem. A +6 és -12mm-en felvett pontokat és a rájuk illesztett egyeneseket mutatja, példaként, a 10. ábra.



10. ábra: 6 és -12mm-en felvett spektrumok frekvenciakülönbségei a gradiens erősségének függvényében

A 7 pozícióban kapott egyenesek [Hz/AU]-ban mért meredekségeit a pozíció függvényében ábrázoltam a 11. ábrán.

Az ezekre illeszkedő egyenes nullmetszetéből a shim-tekercek rendszerének középpontját tudom meghatározni. Ez a pont, az RF-tekercsünk középvonalánál 5,6mm-rel lejjebb adódik.



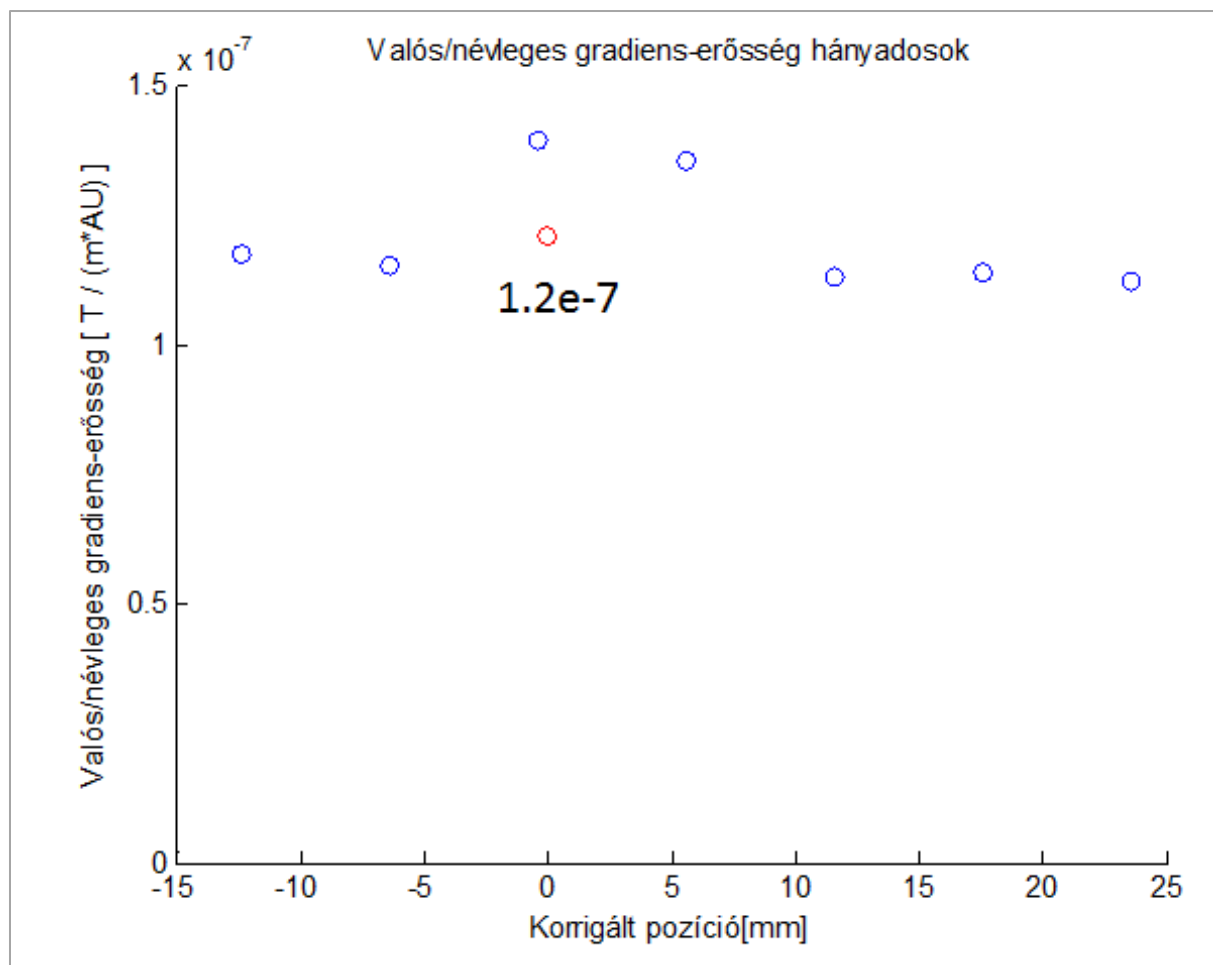
11. ábra: Egyenesek meredekségei a pozíció függvényében és a gradiens rendszer, ezek alapján számított középpontjának Z-koordinátája

Ezzel az értékkel korrigáltam a pozíciókat, majd (29) alapján átskáláztam a frekvenciában mért eltolódásokat mutató egyenesek y-tengelyét.

$$\frac{\text{Eltolódás [Hz]}}{\text{Pozíció[m]} * \frac{\gamma Na}{2 * \pi} [\text{Hz/T}]} = \text{Gradiens erőssége [T/m]} \quad (29)$$

Így ezen egyenesek meredekségei már a [T/m]-ben mért gradiens-erősség és a shim-tekercsre adott, a Topspin környezetben beállított, ismeretlen abszolútértékű áram közti kapcsolatot mutatják.

A meredekségek értékei az 12. ábrán láthatók, a korrigált pozíció függvényében. Az egyenesek illeszkedéseinek jóságával súlyozott átlagukat is kiszámítottam, ezt az ábrán szintén jelöltem.



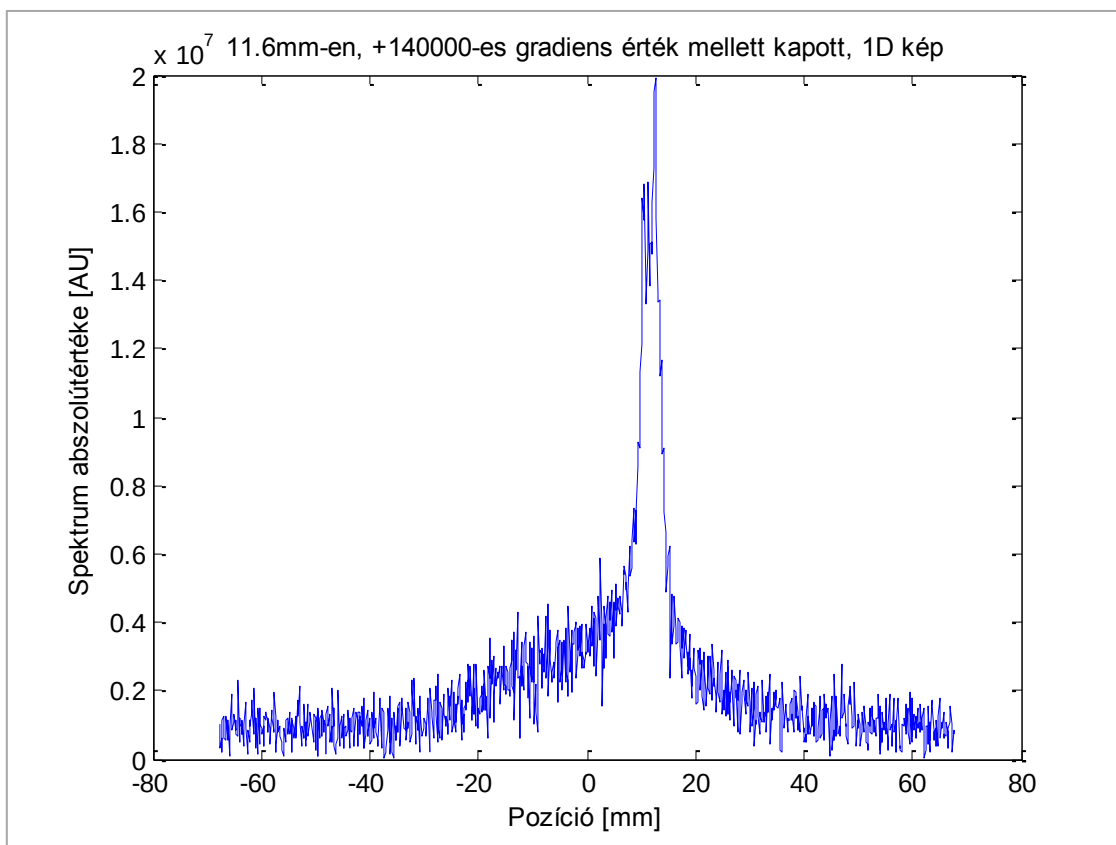
**12. ábra: Shim-tekercs által létrehozott gradiens
valós és néveleges erősségének kapcsolata**

A Topsisben beállított, shim-tekercsre kapcsolt áram értékét tehát $1,2 \cdot 10^7$ -nel szorozva kapjuk a $[T/m]$ -ben mért gradiens-erősséget.

Az így létrehozható gradiensok erősségének meghatározása lehetőséget teremtett az egy-, majd kétdimenziós képalkotás kidolgozására.

Egydimenziós képalkotás

A korábbi, 50 μ l-es henger alakú mintával, különböző gradiensek és pozíció mellett végzett kísérleteim gyakorlatilag már egydimenziós képalkotó méréseknek tekinthetők. Nagyobb gradiens-erősségek mellett a spektrumok alakján határozottan felismerhető a négyyszög-függvény, mely a henger, forgástengelyére vett vetülete. Az egyik ilyen eredményt mutatja a 13. ábra.



13. ábra: Egydimenziós kép 50 μ l-es sóoldatról

A frekvencia tengelyt, $z(mm) = \frac{f[Hz]}{\gamma[\frac{Hz}{T}] * 1,2 * 10^{-10} [\frac{T}{mm * AU}] * I[AU]}$ alapján skáláztam át,

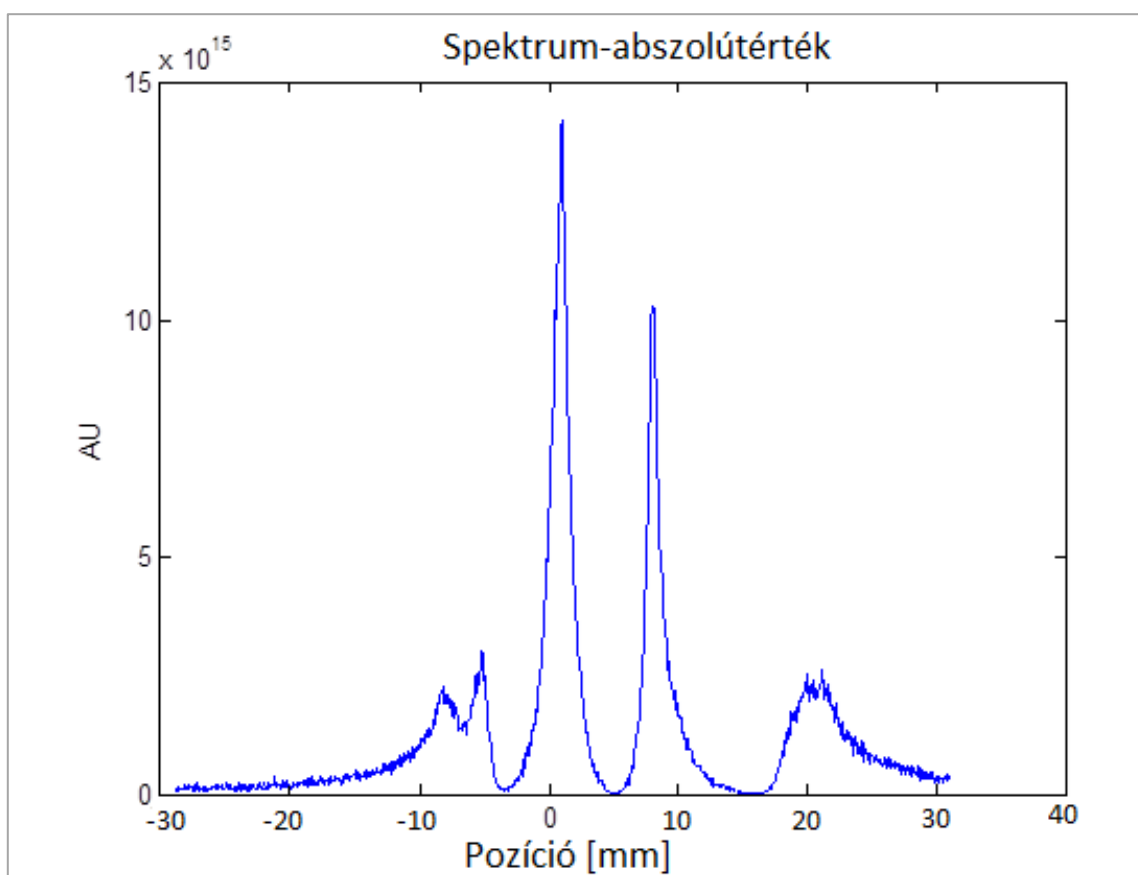
így a Z tengelyen mért pozíciót mutatja.

Következő lépésként bonyolultabb fantomot konstruáltam, 5mm belső átmérőjű kvarccsőből, teflon szalagból készített dugókból és 4x50 μ l, 1mólos konyhasó-oldatból (14. ábra).



14. ábra: Bonyolultabb fantom egy- és kétdimenziós mérésekhez

A kész fantomról, 40000-es, azaz 4,8mT/m-es gradiens-erősség mellett készítettem egydimenziós felvételt, ezt mutatja a 15. ábra:



15. ábra: Összetett fantom egydimenziós képe

Az eredményül kapott felvételen megfigyelhető a statikus gradiens korábban is említett hatása: a legalsó és legfelső mintarészekhez tartozó csúcsok sokkal alacsonyabbak.

A tekercs középvonalától távolabb, nagyobb gradiens-értékeknél a Larmor-frekvencia növekvő mértékben tér el a gerjesztés frekvenciájától, így az kevésbé hatékony. Ennek eredményeként kisebb jelet mérünk.

A szélső csúcsok emellett láthatóan szélesebbek is. Ennek oka valószínűleg az, hogy a fantom e részei a shim-tekercs homogén térfogatából kilógtak, így itt romlott a létrehozott gradiens linearitása.

Az eredmény mindenesetre bizonyítja, hogy az RF tekercs és a spektrométer képes nagyobb térrész mágneses momentumainak gerjesztésére és az indukált jel detektálására. Mérő és adatfeldolgozó algoritmusaim jól működnek, és a shim tekercsek kalibrációja is sikeres volt.

Kétdimenziós képalkotás

Mintavételezés [1]

Az *AU* makrókban lehetséges a shim tekercsek áramának erősségét és előjelét is programozhatóan változtatni, így ezekkel tetszőleges irányú gradiens-tér kelthető. Első kétdimenziós képalkotó kísérleteimben az *X* és *Z* irányban változó teret létrehozó shim-tekercsek segítségével, az *X-Z* síkra végeztem, projekciós leképezést.

Az eljárás megértéséhez induljunk ki a hagyományos, 2D Fourier-képalkotási eljárásnál mérhető jel integrális alakjából:

$$S(t, G_x, G_y, \tau_{PE}) = \iint dx dy \rho(x, y) e^{-i*2\pi*G_x*x*\tau + G_y*y*\tau_{PE}} \quad (30)$$

Ha a gradiensek erősségét egyszerre változtatjuk, összegükre bevezethetünk egy gradiens-vektort: $\mathbf{G} = \sqrt{G_x^2 + G_y^2}$, és az irányát jellemző szöget: $\theta = \tan^{-1}(\frac{G_y}{G_x})$, illetve ezek alapján újradefiniálhatjuk a $\mathbf{k}$ vektort is: $\mathbf{k} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$.

Természetesen $k_x = \mathbf{k} * \cos(\theta)$, illetve $k_y = \mathbf{k} * \sin(\theta)$, így (28) átírható:

$$S(k, \theta) = \iint dx dy \rho(x, y) e^{-i*2\pi*\mathbf{k}*(x\cos(\theta)+y\sin(\theta))} \quad (31)$$

A konvencionális MR képalkotásban is alkalmazzák a $\mathbf{k}$ -tér ilyen, radiális mintavételezését. Fő előnye hogy, a FID-et közvetlenül a gerjesztés után kezdhethetjük mérni, így nagyon rövid T_2 relaxációs idők esetén is végezhetünk vizsgálatot.

Echo alapú képalkotásnál, a teljes k -tér bejárásához szükséges fáziskódoló idők alatt az ilyen anyagok mágneses momentumai csaknem teljesen relaxálnak, a jel eltűnik.

FID alapú radiális mintavételezésnél $0 \leq k \leq k_{max}$, így a teljes k -tér bejárásához $0 \leq \theta \leq 2\pi$ szükséges. A képrekonstrukcióhoz elegendő a $0 - \pi$ tartomány mintavételezése is, bár ekkor, természetesen, kisebb jel-zaj aránnyal kell, hogy megelégedjünk. Mérésünk gyorsítása érdekében én is ezt választottam.

A gyakorlatban a k -tér felének mintavételezését részleges Fourier-képalkotásnak nevezik, és elterjedten alkalmazzák olyan esetekben, amikor megengedhető a képalkotás idejének, a képminőség rovására történő csökkentése.

Rekonstrukció [1]

A mért jel, (31)-ben kapott alakját felírhatjuk, a gradiens vektorral párhuzamos x' tengelyű, elforgatott koordinátarendszerben:

$$x' = x \cos(\theta) + y \sin(\theta)$$

$$y' = -x \sin(\theta) + y \cos(\theta)$$

$$s(k, \theta) = \int \int dx' dy' \rho(x', y') e^{-i 2\pi k x'} \quad (32)$$

A jel tehát most is az effektív spinsűrűség Fourier-transzformáltjaként adódik, de ezúttal az új koordinátarendszerben.

$\rho(x', y')$ -t az eredeti koordinátarendszerben kifejtve:

$$\rho(x', y') = \int \int dx dy \rho(x, y) \delta(x' - x \cos(\theta) - y \sin(\theta)) \delta(y' + x \sin(\theta) - y \cos(\theta)) \quad (33)$$

Minden, a frekvenciakódoló irányra, azaz x' -re merőleges egyenes mentén azonos a fázis, tehát y' -től független. Vizsgáljuk meg az alábbi integrált:

$$P(x', \theta) = \int_{x', \theta} dy' \rho(x', y') \quad (34)$$

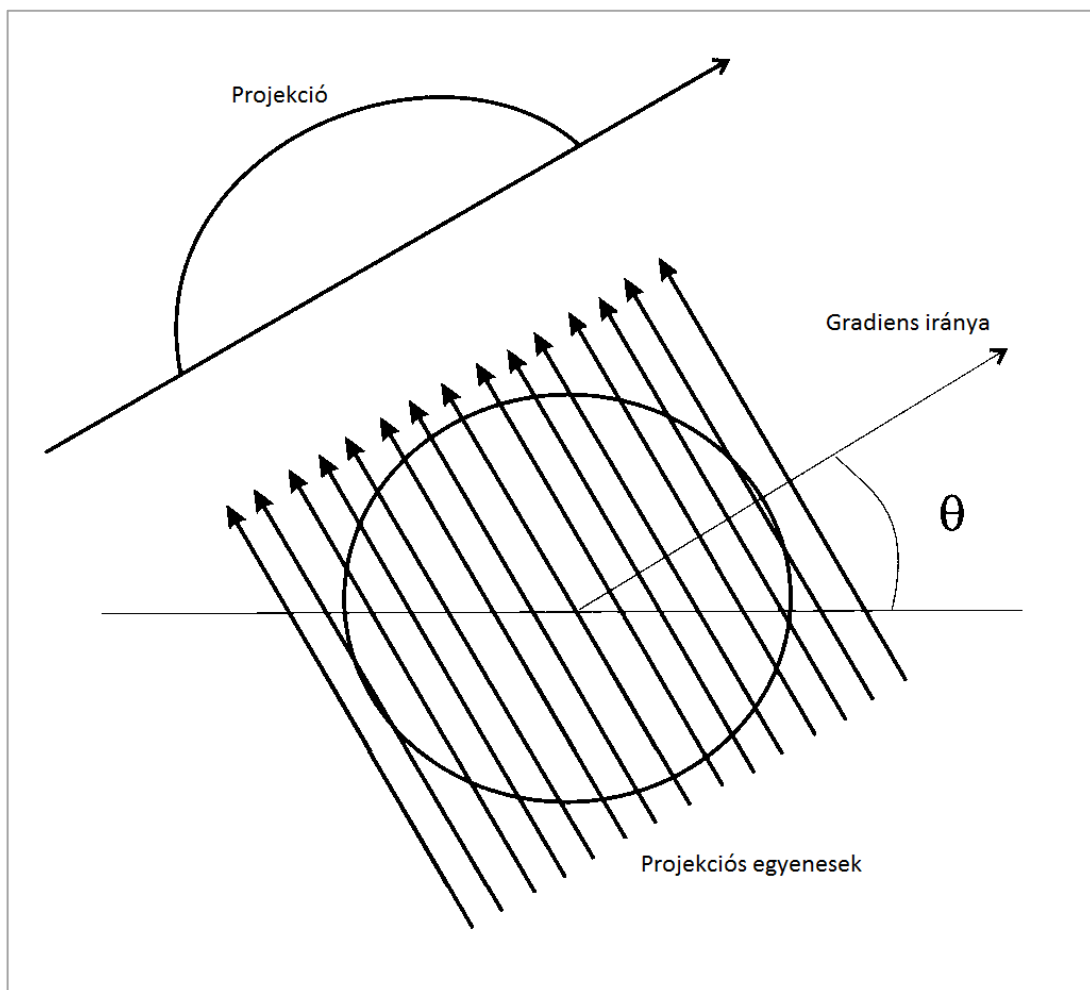
$P(x', \theta)$ projekció, az eredeti X tengellyel $(\frac{\pi}{2} + \theta)$ szöget bezáró, x' ponton átmenő egyenes menti integrált jelent. Ezt szokás sugárösszegnek nevezni, utalva a mért, diszkrét

adatok numerikus összegére. Egy Θ szög esetén kapott sugárösszegekből áll az adott gradienshez tartozó „teljes projekció”. Egy ilyen „teljes projekciót” mutat a 16. ábra.

„Teljes projekciók”, minden lehetséges Θ szög mellett felvett, folytonos sorozata adja egy objektum Radon-transzformáltját:

$$\rho(x', \theta) = \Re \rho = \iint_{-\infty}^{\infty} dx dy \rho(x, y) \delta(x' - x \cos(\theta) - y \sin(\theta)) \quad 0 \leq \theta \leq \pi \quad (35)$$

Fantomunk 2D képe tehát előállítható, ha 0 és π között változó szögben álló gradiensvektorok mellett mérések sorozatát végezzük, az így nyert adatsorokat Fourier-transzformálás után mátrixba rendezzük, majd kiszámítjuk az inverz Radon-transzformáltat. A projekciós adatok sorba rendezésével kapott mátrix az ún. szinoram. Egy pont Radon-transzformáltja szinuszos képet eredményez, innen ered az elnevezés. Várok, hogy a négy különálló mintatérfigat szinogramja négy szinuszos alakot mutat majd.



16. ábra: Párhuzamos sugarakból álló, egy adott szögnél kapott „teljes projekció”

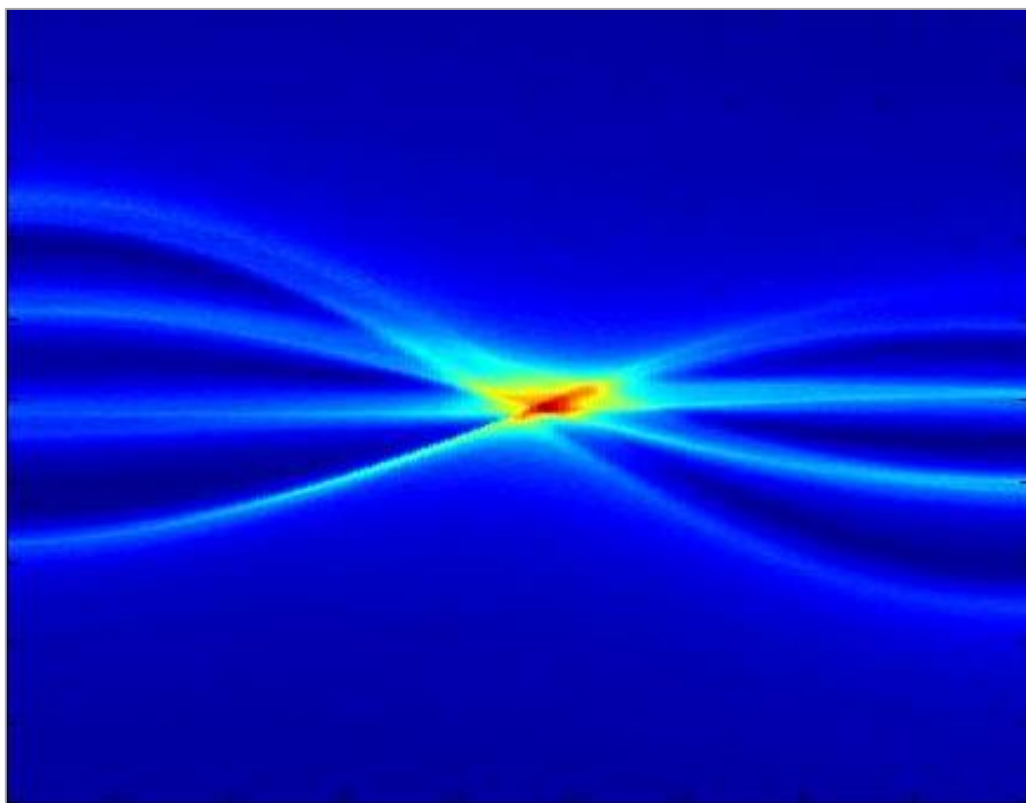
Képalkotó mérés nátriumon

Első képalkotó kísérletemet 4,8mT/m-es gradiens erősséggel, 89,5° és -89,5° között változó szögben, összesen 180 irányban, a lehető legjobb jel-zaj arány érdekében egyenként 512 mérés átlagolásával végeztem, a korábbi fantomon. A teljes mérési idő így kb. 18 óra volt.

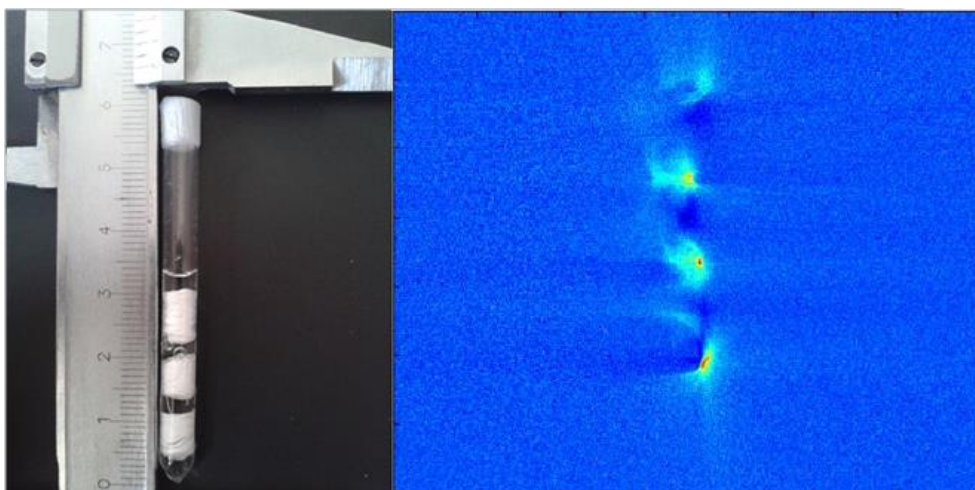
A mért adatsorok Fourier-transzformáltját 2^{16} darab pontra számítottam ki a Matlab fft parancsa segítségével, az így kapott spektrumok középső, 10000Hz széles tartományát mátrixba rendeztem. Az így kapott szinogramot mutatja az 17. ábra.

A várt, négy szinuszos alak remekül megfigyelhető a szinogramon, a mérést így sikeresnek tekinthetjük. Próbaképpen a Matlab iradon parancsával inverz Radon-transzformáltam. Ez egy szűrt visszavetítést jelent, ami projekciós adatok esetén szokványos inverziós eljárás, CT technológiában is elterjedten alkalmazzák. ([1] 316. oldal)

Az eredményül kapott kétdimenziós kép, a fantom fényképével együtt, a 18. ábrán látható.



17. ábra: A négyrészes sós víz fantom projekciós 2D mérésének eredményeként kapott szinogram



18. ábra: Négyrészes sós víz fantom és szűrt visszavetítéssel rekonstruált, projekciós képe

A felvételen jól azonosítható a négy résztérfogat, képük azonban műtermékekkel terhelt. Ennek oka, hogy a mérési eljárás során alkalmazott, statikus gradiens a jel fázisát kiszámíthatatlanná teszi.

Képtorzulást okoz a fantom ferde állása is: emiatt a geometria nem hengeres, a sérült forgásszimmetria pedig torz projekciókat, így artefaktumokat eredményez.

A legfelső oldat-rész valószínűleg kilógott a shim-tekercek homogén térfogatából, ezért nem esik a képen a többivel egy egyenesre.

A konvencionális MRI technológiában a gerjesztés után kapcsolt gradienseknél a felvett adatsorokon lineáris fázis-maszk jelenik meg, amely korrigálható, számomra azonban a pontos viselkedés ismeretlen. A folyamatosan jelen lévő gradiens ezeken felül, a nem egyenletes hatásfokú gerjesztésen keresztül is problémákat okoz.

Az ilyen és ezekhez hasonló mérési körülményekre és esetleges hibákra az inverz Radon-transzformáció erősen érzékeny, így a projekciós alapú képalkotással elérhető képminőség korlátozott, az RF tekercs és a mérést vezérlő programjaim helyes működését azonban az eljárás kitűnően demonstrálja.

A ^{23}Na után, az elkészült protonos tekercset is teszteltem, ugyanilyen eljárással. A ^1H giromágneses együtthatója 3,78-szorosa a nátriuménak, a mérhető jel így lényegesen nagyobb. Ennek köszönhetően azonos jel-zaj arányhoz kevesebb mérés átlaga is elegendő, ami képalkotásunkat is gyorsítja. A proton Larmor-frekvenciáján működő tekercs elkészítése továbbá azért is célunk volt, mert biológiai minták képalkotó vizsgálata ezzel lehetséges.

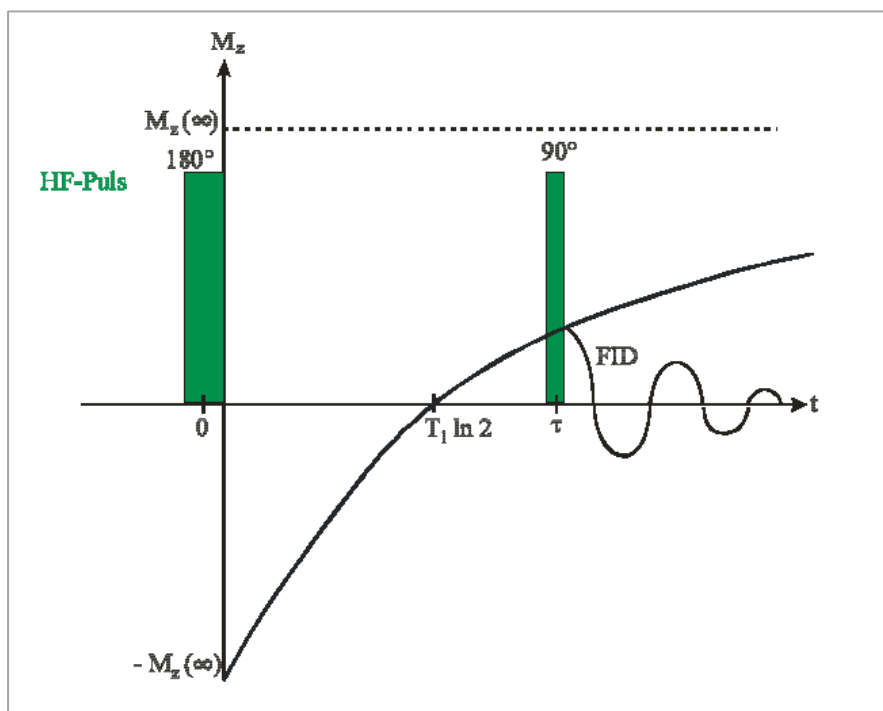
Proton relaxációs idők mérése szabad vízben

A mérés gyorsításának határt szab a relaxáció folyamata, a maximális jel nagyság érdekében ugyanis 5-10 T_1 -nyi időt kell várakozni az egyes gerjesztések között. E várakozási idő meghatározásához desztillált víz mintán ún. *Inversion Recovery* szekvenciával mérést végeztem, amely az NMR technológiában T_1 mérésére elterjedten alkalmazott eljárás. ([1], 129. oldal)

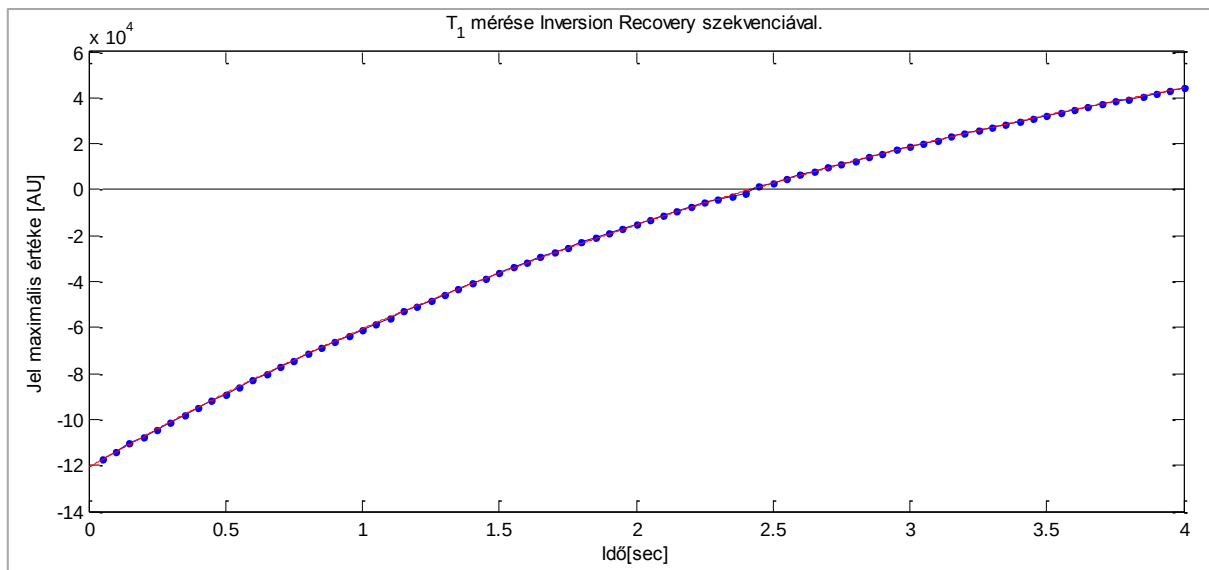
Ennek lényege, hogy először 90° helyett 180° -kal forgatjuk le a spineket, tehát Z irányból $-Z$ irányba, majd, τ várakozási idő után, egy 90° -os pulzussal kiolvassuk a spinek állapotát. Ezt mutatja az 19. ábra.

Különböző várakozási idők mellett végzett kísérletek 90° -os pulzus utáni jel nagyságát ábrázolva τ függvényében, a kapott görbe $\tau = \ln(2) * T_1$ -nél metszi az időtengelyt, T_1 így megkapható.

Kísérletemben a várakozási időt 50ms-tól kezdve, 50ms-os lépésekben 4000ms-ig változtattam, az eredményül kapott pontokra $y = a * (1 - 2 * \exp(-T_1 * t))$ egyenlettel leírható görbét illesztettem a Matlab görbeillesztő eszközének segítségével. Ennek eredménye látható a 20. ábrán. Az illesztésből T_1 értéke **3,4842 másodperc** lett.

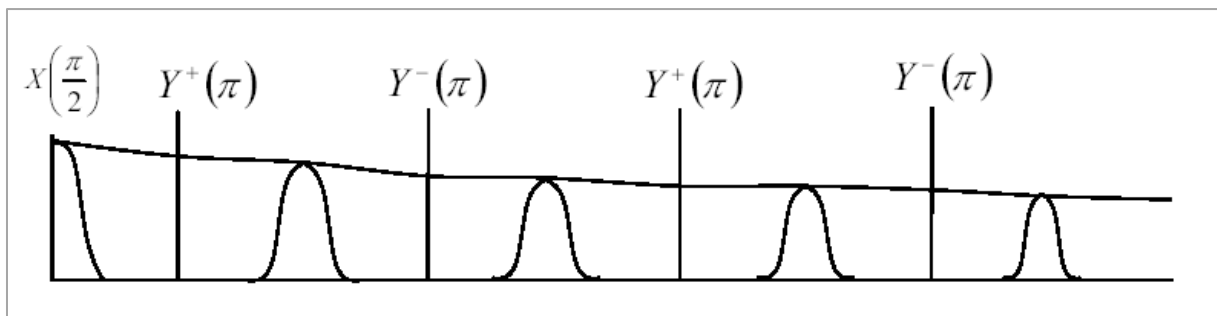


19. ábra: Inversion Recovery szekvencia, T_1 mérésére [5]



20. ábra: Inversion Recovery szekvenciával mért jelmaximumok az idő függvényében

Ezután a T_2 relaxációs időt is megmértem, ún. CPMG szekvencia segítségével. A gerjesztés után, váltakozó irányban alkalmazunk refókuszáló pulzusokat (21. ábra), így újabb és újabb spin echo-kat keltünk. A T_2^* relaxáció, tehát a dekoherencia hatását így kiküszöböljük. A kapott echo-k abszolút értékének magassága a e^{-t/T_2} szerint csökken.

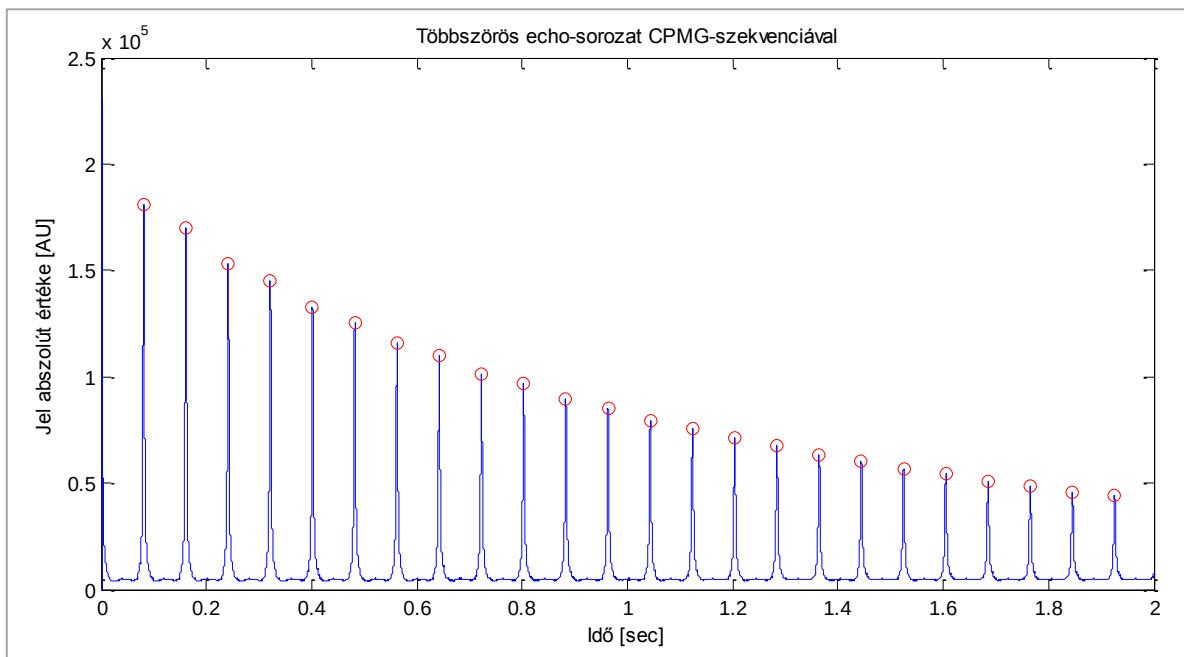


21. ábra: CPMG pulzussorozat T_2 mérésére [5]

A refókuszáló pulzus és a vétel fázisának megfelelő váltogatásával, tehát az ún. *Phase-Cycling* eljárás segítségével elérhetjük, hogy a mért jelen se konstans összetevő, se a refókuszáló pulzusok ne jelenjenek meg.

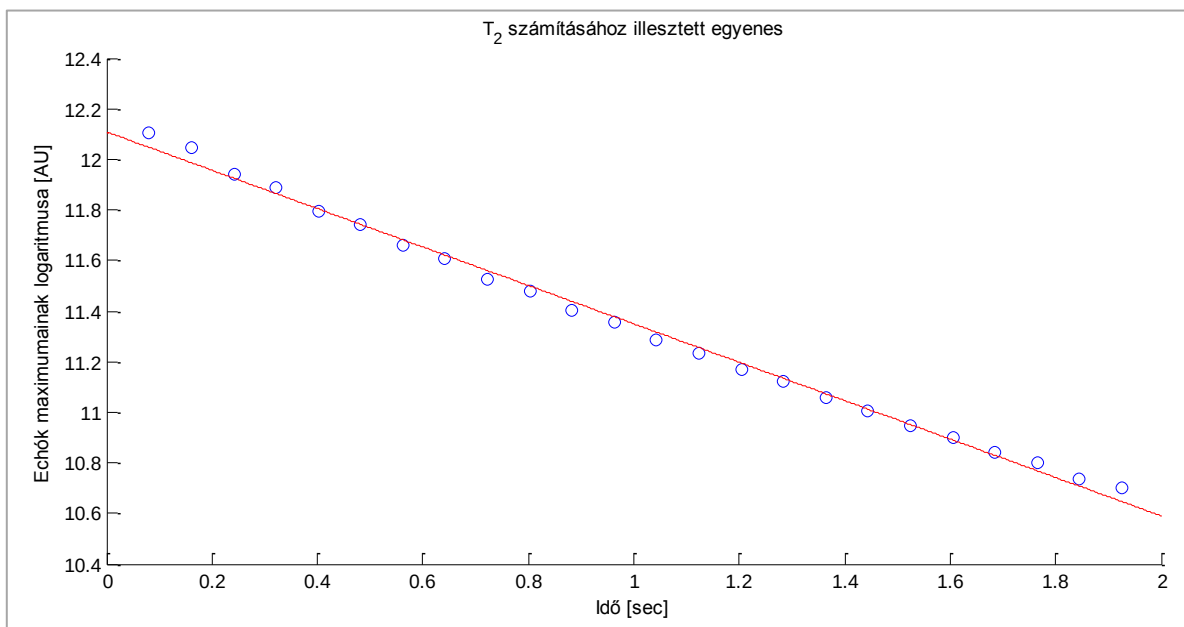
A Topspin programban ezt megtehetjük, a gerjesztési és detektálási irány, azaz a fázis, a spektrométer lokáloszcillátorának fázisához képest értelmezett. Például 90° -os fázistolás jelenti az Y irányt, 180° -os a $-X$ -et, 270° -os a $-Y$ -t.

A mért echo-kat mutatja az 22. ábra.



22. ábra: CPMG szekvenciával mért echo-k sora szabad vízben

A kapott echo-k maximumait jelöltem az ábrán vörös karikákkal. Ezek abszolút értékeinek logaritmusára illesztett egyenes meredeksége $-T_2$ (23. ábra):



23. ábra: Echo-k maximumainak logaritmusára illesztett egyenes

Az illesztés alapján T_2 értéke **1,1373s**, ami kb. harmada a T_1 -nek. Folyadékokban jellemzően azonos a két relaxációs idő, így eredményünk csak nagyságrendileg helyes.

Az eltérésre magyarázat lehet, ha az echo-k közötti, kb. 80ms-os idő elegendő arra, hogy a vízmolekulák, diffúziós jellegű mozgásukkal oly mértékben elmozduljanak, hogy a mágneses tér mindig jelen lévő inhomogenitásai miatt diffúziósúlyozott jelet mérjünk.

MRI-ben a diffúziósúlyozást a refókuszáló pulzus előtt és után alkalmazott, azonos erősségű gradiensekkel érik el. A mágneses momentumok fázisát az első gradiens „szétkeni”, adott várakozási idő után a második visszaállítja, kivéve azokat, amelyek a várakozás alatt elmozdultak. Az így megmaradó dekoherencia jelcsökkenést okoz, mely a diffúzióerősséggel arányos: $S_D = S_0 * e^{-b*D}$. (b az alkalmazott gradiensektől és a várakozási idő hosszától függő paraméter.) Kezelhető erősségű gradiensek hiányában a diffúziós együttható pontos értéke nem meghatározható, így a hipotézis további vizsgálatára nem volt lehetőségem.

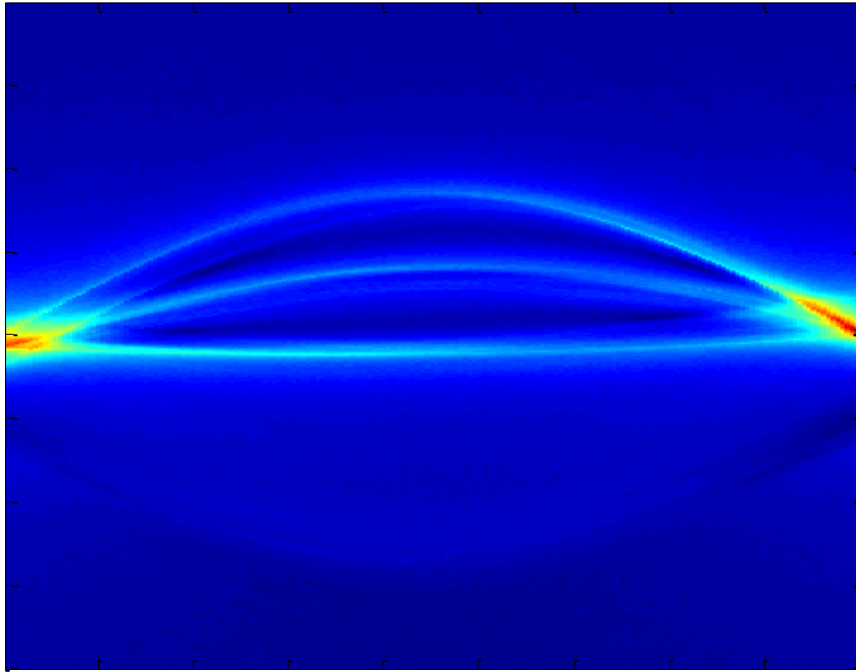
A T_1 mért értéke alapján a gerjesztések között szükséges várakozási időt kb. 30 másodpercre vettem. Későbbi munkám során, vízzel végzett kísérleteimben ennél kevesebbet, 20 másodpercet alkalmaztam, ami elegendő a szükséges mértékű relaxációhoz. Ez alól kivétel a gyors vizes fantomok leképezése volt, melyet a 2D Fourier-képpalkotás kidolgozásának részeként ismertetek.

Projekciós mérések végeredménye

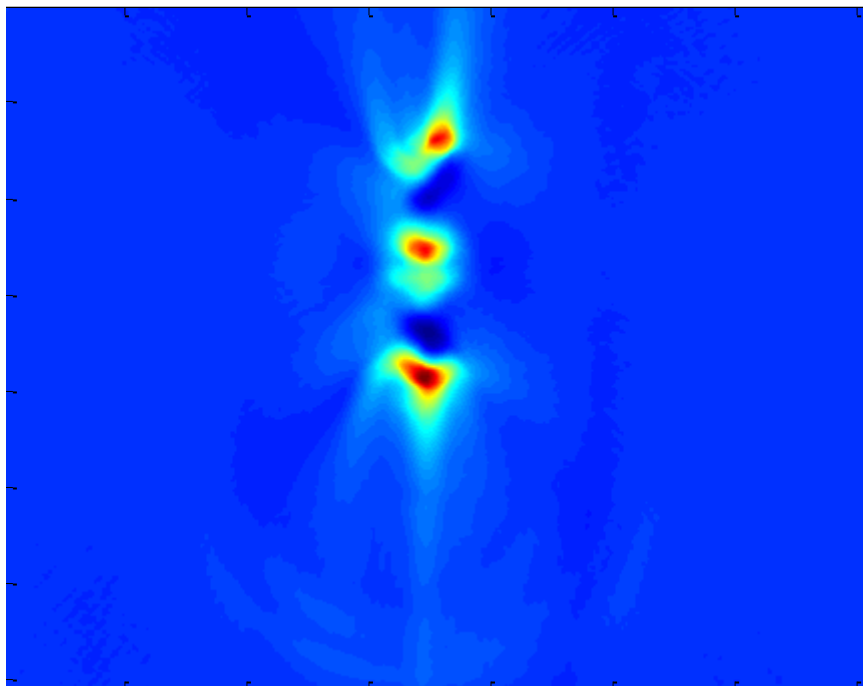
A protonos RF-tekercs működésének tesztelésére ezzel is végeztem képalkotó kísérletet, 0 és 180° között, egy fokként változtatott gradiens-irányokban, mindenhol 8 mérés összegeként. 25000-es, tehát 3mT/m-es gradiens-erősséget alkalmaztam. A kísérlet kb. 12 órát vett igénybe, tehát a várakozás miatt nem nyertem sok időt.

A kapott szinogramot és a rekonstruált képet mutatja a 24., illetve a 25. ábra.

A rekonstruált képen csak 3 mintarész képe ismerhető fel, és ezek alakja is erősen torzított. Ennek oka az, hogy a nagyobb giromágneses együttható mellett a statikus gradiens miatt kialakuló frekvenciakülönbségek, így a gerjesztés egyenetlensége, és a különböző fázishibák fokozottan jelentkeznek.



24. ábra: Négyrészes fantom, protonos mérésének szinogramja



**25. ábra: Négyrészes fantom rekonstruált képe
protonos mérésből**

A projekciós mérések eredményei alapján igazoltam, hogy a spektrométer és a saját építésű mérőfej helyesen működik, képesek vagyunk kiterjedt térfogatból, elfogadható jel-zaj arány mellett NMR jelet detektálni, és képalkotó gradiensekkel információt nyerni a

spinsűrűség helyfüggéséről. A gerjesztést és vételt, illetve az adatfeldolgozás szükséges lépéseit vezérlő programjaim szintén megbízhatóan működnek.

A projekciós képek további javítására, az eljárás finomításával, illetve pontos szűrés és korrekciós algoritmusok implementálásával lenne lehetőség. Ehelyett azonban megelégedtem demonstrációs célra elegendő eredményekkel, hozzáláttam a nagyobb kihívást jelentő, de stabilabb rekonstrukciós eljárással rendelkező, kétdimenziós Fourier-képalkotás kidolgozásához, amely diplomamunkám végcélját is jelentette.

Fourier-képalkotás

Gradiens vezérlő áramkör

A gyári vezérlő és erősítő egységek hiányában a Fourier-képalkotáshoz szükséges, pulzusprogramból kapcsolható gradiensek létrehozására is megoldást kellett találnom.

Az NMR technológiában, vegyészeti mérések során is alkalmaznak gradiens tereket, például diffúziós jellemzők vizsgálatára és automatikus shimming algoritmusokban, így a Bruker több gyári lehetőséget is kínál létrehozásukra.

Egy kiegészítő egységgel, ún. RCB-kártyával (Realtime Control Board), a shim-tekerceket is vezérlő BSMS összekapcsolható a központi számító egységgel és az idővezérlővel, így áramuk pulzusprogramból történő kapcsolása is kivitelezhető. Ezzel külön gradiens-vezérlő és erősítő nélkül is megoldható lehet a Fourier-képalkotás.

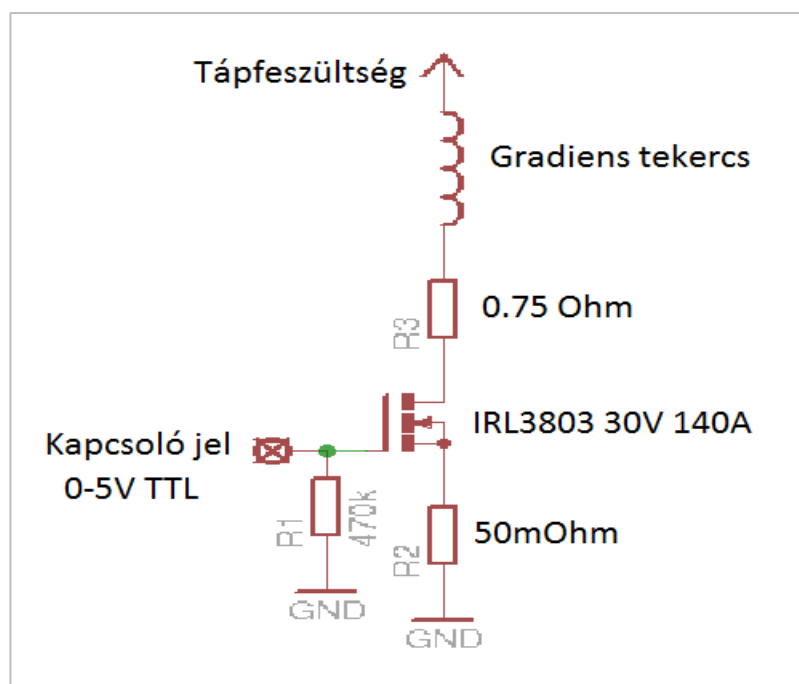
Számunkra ez az út sem bizonyult járhatónak, a szükséges bővítő egység beszerzési költsége és ideje is meghaladta lehetőségeinket, így egyik gyári gradiens-keltési megoldást sem tudtam alkalmazni.

A spektrométer részeinek hosszas tanulmányozása és több száz oldalnyi technikai dokumentáció átolvasása után végül az idővezérlő egységen oszcilloszkóppal sikerült találnom, egy 32 lábú csatlakozó kimenet részeként, 4 olyan csatlakozási pontot, amelyeken 5V feszültséget ki-be tudok kapcsolni, méghozzá a pulzusprogramba írt utasításokkal.

A kapcsolás 1-2 μ s alatt végbemegy, tetszőleges kezdő időponttal és hosszúsággal, így e csatornák feszültségszintje logikai vezérlő jelnek használható.

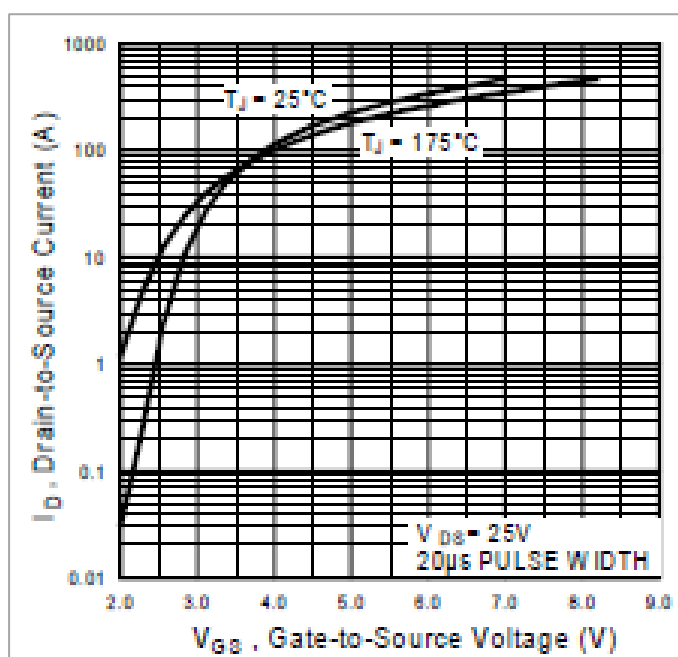
Első elgondolásom az így generált jel felhasználása labortápok közvetlen vezérlésére. A Fizika Tanszék tulajdonában álló, Delta gyártmányú tápegységek, áramgenerátor üzemmódban, 5V-os feszültséggel kapcsolhatók, így alkalmasnak tűntek számomra a gradiens tekercek, előre beállított árammal történő meghajtására. Oszcilloszkóppal végzett tesztek alapján azonban a tápok, túllövés elleni védelmük miatt, csak 100-200 μ s alatt érik el a kívánt áramértéket, ami a képalkotáshoz túl lassú, így más megoldást kellett keresnem.

A Nukleáris Technikai Intézet munkatársa, Szabó Bálint segítségével kapcsoló áramkört terveztem, ezt mutatja be a 26. ábra.



26. ábra: Gradiens-vezérléshez épített áramkör kapcsolási rajza

Az áramkör „lelke” az IRL3803 típusú MOSFET, azaz térvezérlésű tranzisztor. Biztonsági okokból a várható 5-10 amperes áramerősségnél jóval nagyobb, 140A tűrésű típust választottunk. A *Source* és *Drain* lábak között folyó áram erősségét, a *Gate* lábra kapcsolt feszültség határozza meg, ezt mutatja a tranzisztor technikai dokumentációjából származó, 27-es számú ábra.



27. ábra: MOSFET átviteli karakterisztikája [3]

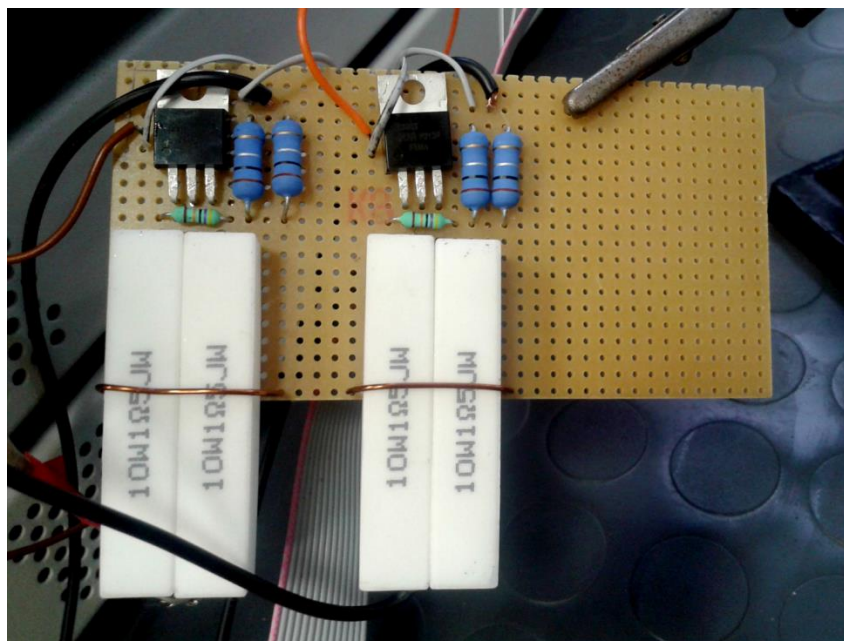
2V-os nagyságrendű kapufeszültségig a tranzisztor gyakorlatilag nem vezet, így az idővezérlőből jövő elektromos zaj jellemző amplitúdója nem elég a nyitáshoz, 4-5V körül viszont már gyakorlatilag teljesen kinyit, így tökéletesen megfelel a kapcsoló jellel való használatra.

Az általam épített vezérlő áramkörön a tranzisztor *Gate* bemenetére csúszó érintkezővel csatlakoztatható az idővezérlőből jövő kapcsoló jel. A *Source* lábat, 50mΩ ellenálláson keresztül a tápegység föld csatlakozójához kapcsoltam. Az ellenálláson eső feszültséget oszcilloszkópon megjelenítve ellenőriztem az áramkör helyes működését. A *Gate* és *Source* láb közé forrasztottam még egy nagy, 470kΩ-os rétegellenállást, amellyel kivédhetem a tranzisztor, esetleges kóbor áramok hatására történő, véletlen nyitását.

A *Drain* lábhoz forrasztottam, összesen 0.75Ω-nyi előtét ellenálláson keresztül, a saját építésű gradiens-tekercsünket, amelynek második kivezetése a feszültséggenerátor üzemmódban működtetett labortáp kimenetére csatlakozott.

A vezérlő áramkör így, a rákapcsolt tápfeszültség hatására létrejövő áramot engedi át a gradiens tekercsen, amikor az 5V-os kapcsoló jellel kinyitjuk a tranzisztort. Az áramerősséget a tápfeszültséggel tudjuk szabályozni, a teljes ellenállás ismeretében, amely a mérő- és előtét-ellenállásokból, a vezetékek és a gradiens-tekercs, valamint a tranzisztor saját ellenállásából áll össze.

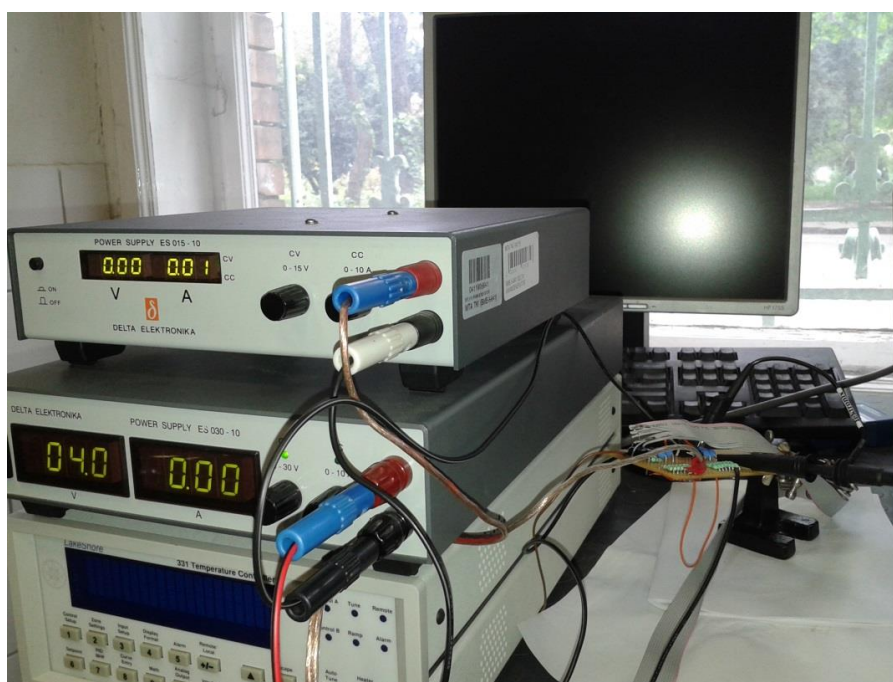
Két ilyen kapcsoló áramkört is építettem, a két gradiens-tekercs vezérlésére. Ellenállásuk, a mérőellenálláson eső feszültség alapján kialakuló áramerősségekből 1,215Ω és 1,526Ω [2]. Az elkészült vezérlő áramköröket mutatja a 28. ábra.



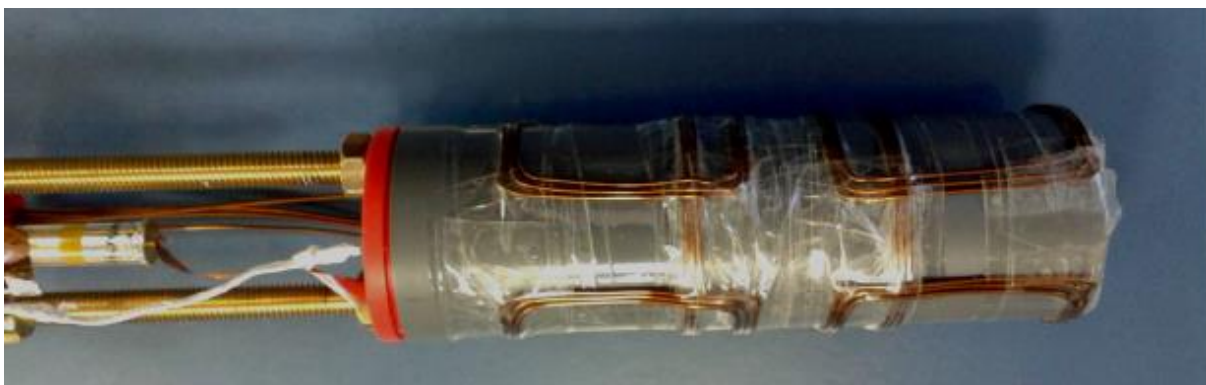
28. ábra: A két gradiens-vezérlő áramkör

A nagy áramok miatt, biztonsági megfontolásokból két-két, párhuzamosan kapcsolt, $1,5\Omega$ -os, 10W teljesítményre tervezett ellenállást alkalmaztam. Ugyanígy jártam el a mérőellenállásokkal is, itt $0,1\Omega$ -os, 3W-ra tervezett egységeket használtam.

A bekötött labortápokat mutatja, a vezérlő áramkör prototípusával a 29., a mérőfejre épített gradiens-tekerceket a 30. ábra.

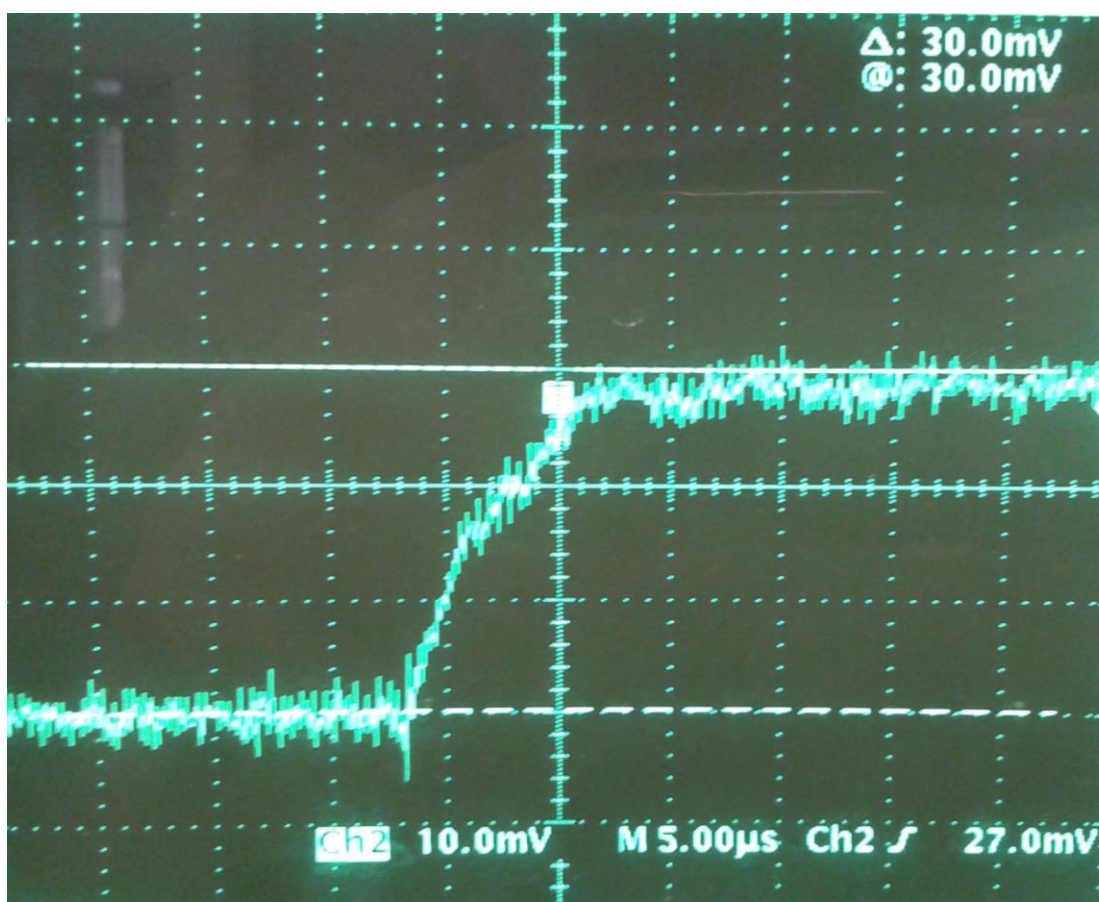


29. ábra: Tápegységek bekötése a vezérlő áramkör prototípusával



30. ábra: Saját építésű gradiens-tekercek a mérőfejen

Az áramkör viselkedését oszcilloszkóppal vizsgáltam. Az áram felfutási ideje kellően rövid, kb. $10\mu\text{s}$ (31. ábra).



**31. ábra: Gradiens-tekercs áramának felfutása a vezérlő áramkör
mérőellenállásán eső feszültség alapján**

Képalkotási eljárás kidolgozása

A létrehozott vezérlő áramkörrel és a rendelkezésre álló tápegységekkel képes lettem 10A erősségig áramot kapcsolni a saját építésű gradiens-tekerceinkre. A két tekercs Z irányban, azaz a mágnes tengelye mentén, és erre merőlegesen képes térfüggő mágneses teret gerjeszteni. Hatékonyságukat, tehát az egységnyi áram által létrehozott gradiens-erősséget kalibráló mérések során határoztuk meg.

A Z-irányú gradienst létrehozó tekercs $8,9 \frac{mT}{A \cdot m}$, az X-irányú gradienst létrehozó $8,74 \frac{mT}{A \cdot m}$ hatékonyságúnak adódott. [2]

A kapcsoló jelekkel a gradienst is csak be, illetve kikapcsolni tudom, az áram irányát, illetve erősségét nem lehet a mérést vezérlő pulzusprogramból változtatni. Emiatt az MRI technológiában elterjedt szekvenciákat nem alkalmazhattam, lehetőségeimhez kellett igazítanom őket.

Egydimenziós képalkotás

Elsőként 1 dimenziós képalkotás megvalósításába kezdtem, amihez készítettünk egy új, pontosabb fantomot. 5mm belső átmérőjű kvarccsőbe vizet töltöttünk, amit 5mm magas, tömör, teflon henger oszt két, szintén 5mm magas részre. Ezt mutatja a 32. ábra.



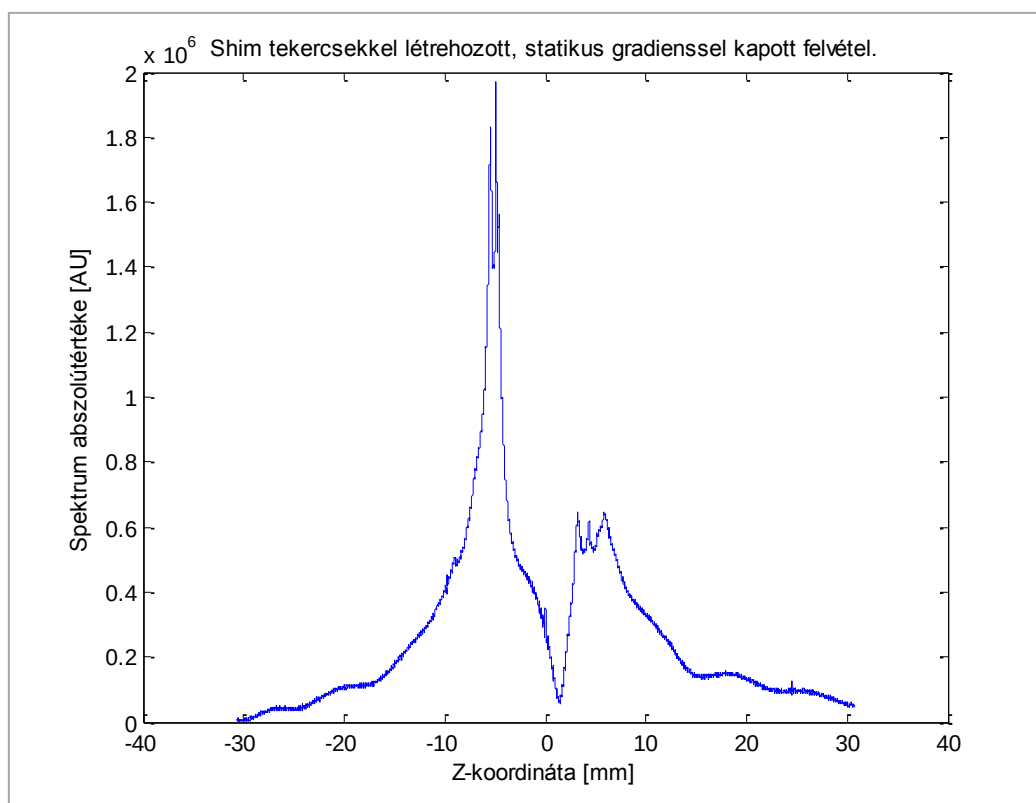
32. ábra: Egydimenziós vizsgálatokhoz használt, két részre osztott víz fantom

A gradiens-tekercek és kapcsolásuk ellenőrzése

A Z-irányú shim tekercsre kapcsoltam, a Bruker-féle skálán 40000-es értékű áramot, ez $G=4,8\text{mT/m}$ -es erősségű, statikus gradienst jelent. A frekvenciából számíthatjuk a Z-koordinátát:

$$Z = \frac{f[\text{Hz}]}{\gamma[\text{Hz/T}] * G[\text{T/m}]} \quad (36)$$

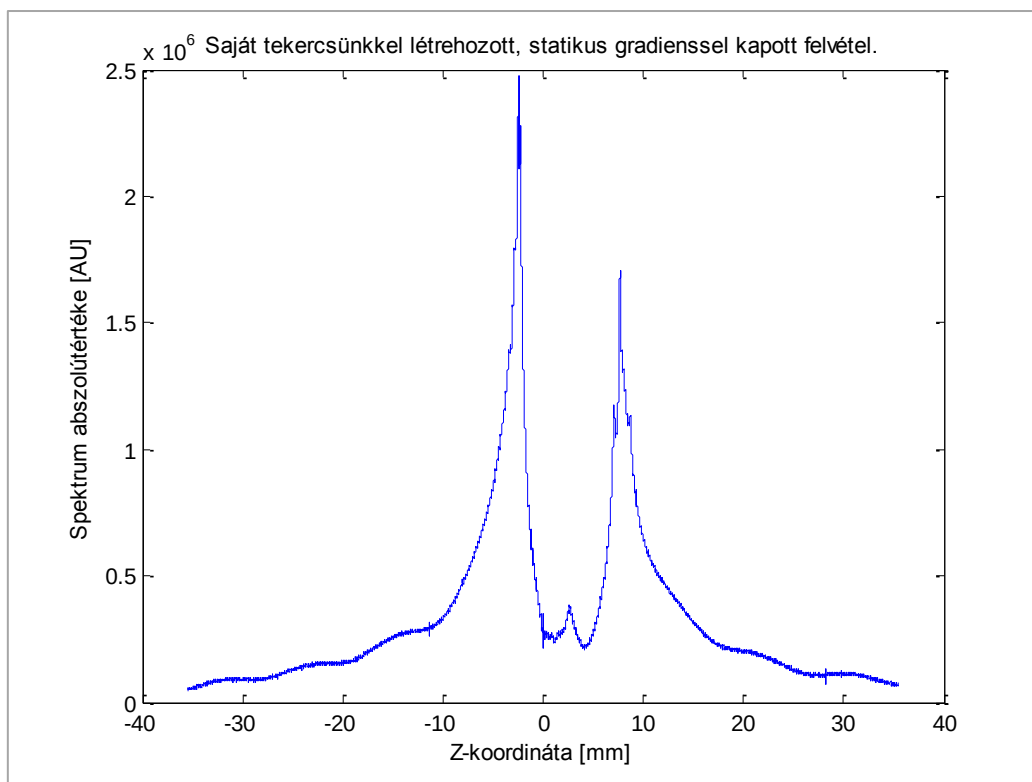
A kapott spektrum középső harmadát kivágva azonosítható a két víz-térfogatrész (33. ábra):



33. ábra: Statikus, Z-irányú shim-gradienssel kapott, 1D felvétel

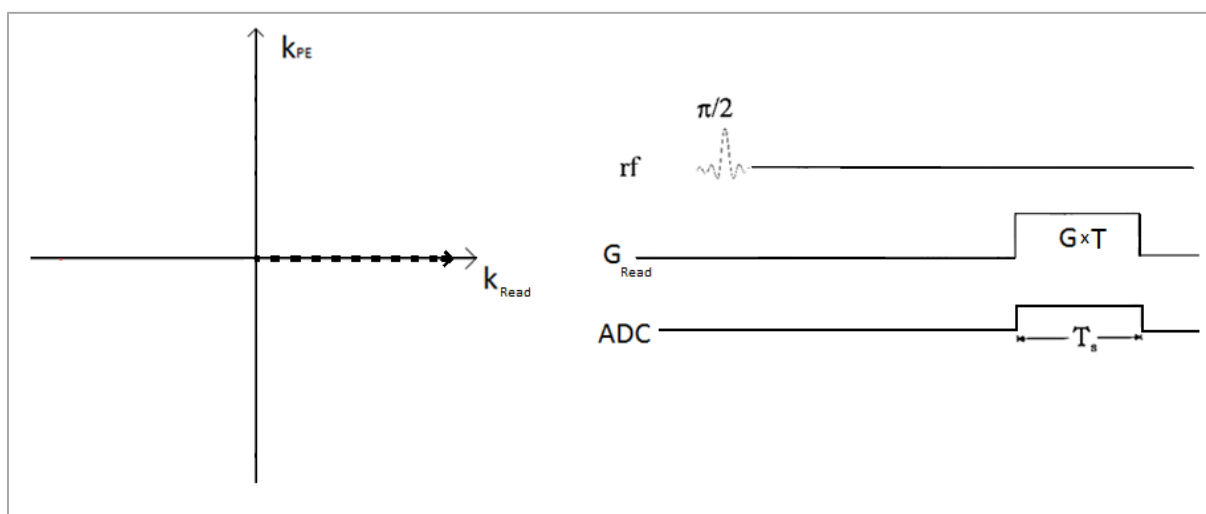
Ezután saját Z-irányú gradiens tekercsünkre kapcsoltam 0.5A konstans áramot, a vezérlő áramkör nélkül, így ellenőriztem a gradiens tekercs helyes működését. Kalibráció alapján ez $4,45\text{mT/m}$ -es gradiens-erősség. A kísérlet eredménye a 34. ábrán látható.

Saját gradiens tekercsünk láthatóan helyesen működik, a csúcsok távolsága megfelel a shim tekercssel kapott felvételének, alakjuk is szabályosabb, bár látszólagos pozíciójuk kissé eltér.



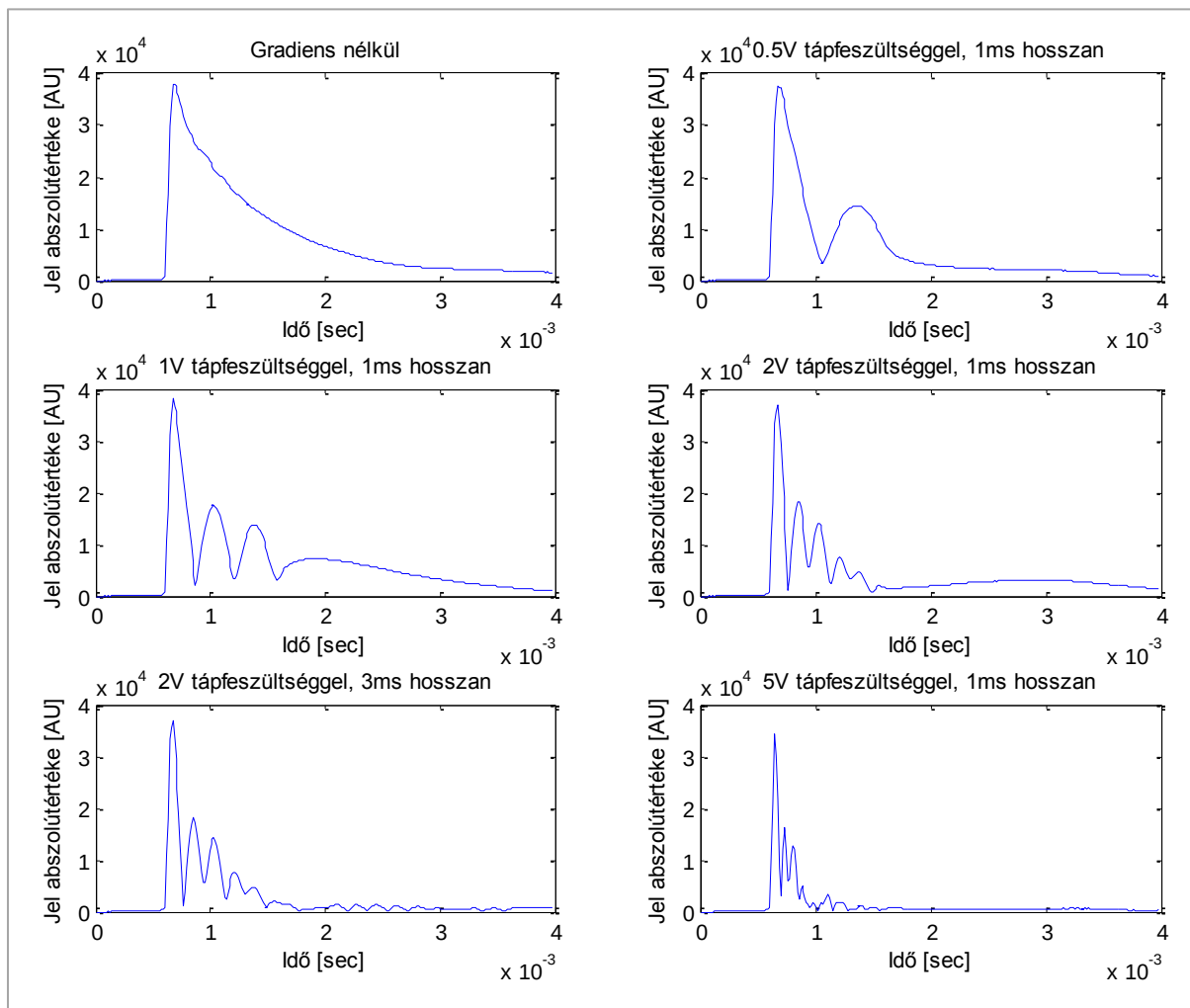
34. ábra: Statikus, Z-irányú, saját gradienssel kapott, 1D felvétel

A kapcsoló áramkör bekötése után, különböző tápfeszültségek mellett végeztem méréseket úgy, hogy a gerjesztés után, az FID alatt bekapcsoltam a gradienst. Ez a k-tér pozitív frekvenciakódoló féltengelyének bejárását jelenti (35. ábra).



35. ábra: 1D képalkotás k-térbeli bejárása és szekvenciája

A mért, komplex jel abszolút-értékét ábrázolva az idő függvényében ellenőriztem a kapcsolás helyes működését. A 36. ábrán látható, hogy növekvő tápfeszültségek mellett, a fantomban lévő víz két minta-térfogatában erősödő frekvenciakülönbségek kialakulásával a jel oszcillációja fokozódik. 2V tápfeszültségnél két mérést is végeztem, a másodikat 1 helyett 3ms hosszan. Ennek hatása is egyértelműen megfigyelhető. Ez alapján saját építésű gradiens rendszerünk helyesen működik.



36. ábra: 1D fantomon mért jel idősora különböző gradiens-erősségek mellett

A legutolsó, 5V tápfeszültség mellett végzett mérés adataiból rekonstruált 1D felvételt mutatja a 37. ábra.

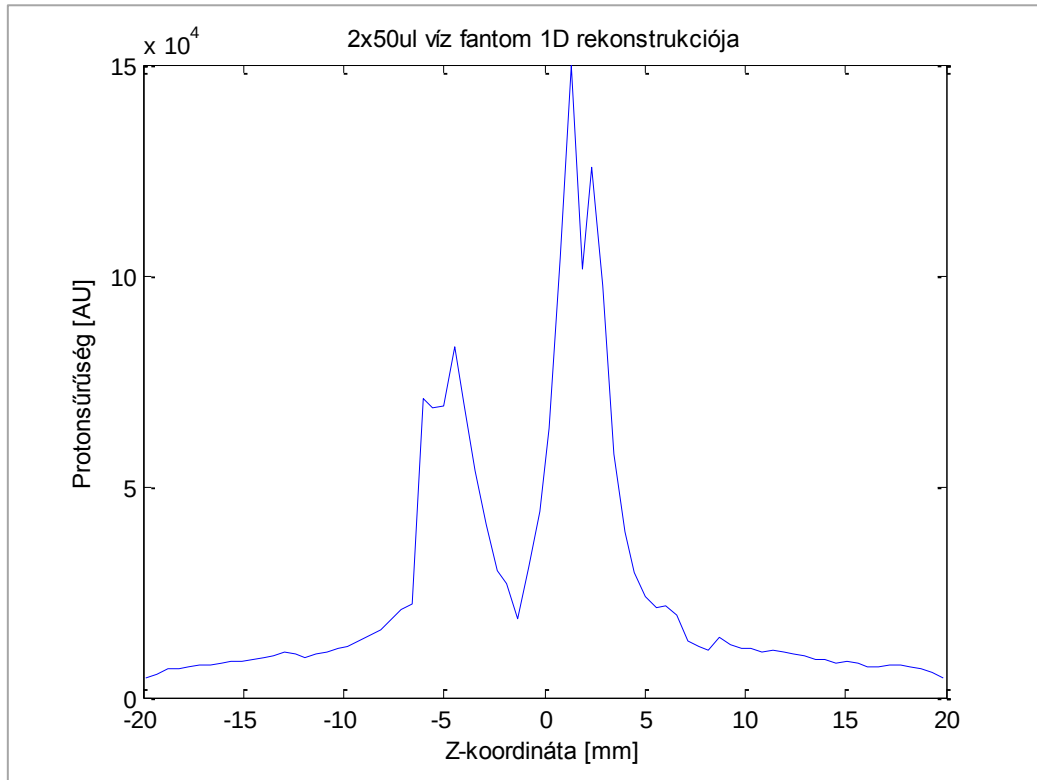
Rekonstrukció

A rekonstrukcióra saját programot dolgoztam ki. A mérési paraméterekből számított k -értékek felhasználásával, közvetlenül, vektori szorzatokkal végzem el a Fourier-transzformációt, a mért jel gyors Fourier-transzformálása helyett.

A mért adatsorból, az alapvonal korrekciója után, kiválasztom a bekapcsolt gradiens alatt felvett szakaszt. A tápfeszültségből, az ellenállás és a tekercs hatékonysága alapján, kiszámítom a gradiens erősségét ($G = \frac{U[V]}{1,216[\Omega]} * 8,9 \left[\frac{mT}{A \cdot m} \right]$), ebből pedig a k_z értékeit az idő függvényében:

$$k_z((n + 1)) = k_z(n) + \Delta k_z \quad (37)$$

A spektrométer $6.65\mu s$ -onként tárolja el, felváltva, a jel valós, illetve képzetes részét. Az ebből, általam képezett komplex jel tehát $\Delta t = 13,3\mu s$ -onként mintavételezett, így $\Delta k_z = G_z * \Delta t$ alapján kapom meg Δk_z értékét.



37. ábra: Rekonstruált 1D felvétel, 5V tápfeszültségű, saját, kapcsolt gradienssel

Ahogy az elméleti bevezetőben, (23)–ből látszik, a felvétel látómezeje $1/\Delta k$ -val egyenlő. Ez alapján létrehozok egy, a Z-koordinátákat tartalmazó vektort, így a rekonstruált felvétel a következőképp áll elő:

$$I = S * e^{-i*2*\pi*k*z} \quad (38)$$

I és **k** oszlop, **S** és **z** pedig sorvektorok, az exponenciálisra emelés pedig a **k** és **z** vektori szorzatából előálló mátrixon, elemenként értendő. Vektor és mátrix szorzata összegzést is jelent, tehát (38) az alábbi alakba írható:

$$I(j) = \sum_i S_i * \exp(-i * 2 * \pi * k_i * z_j) \quad (39)$$

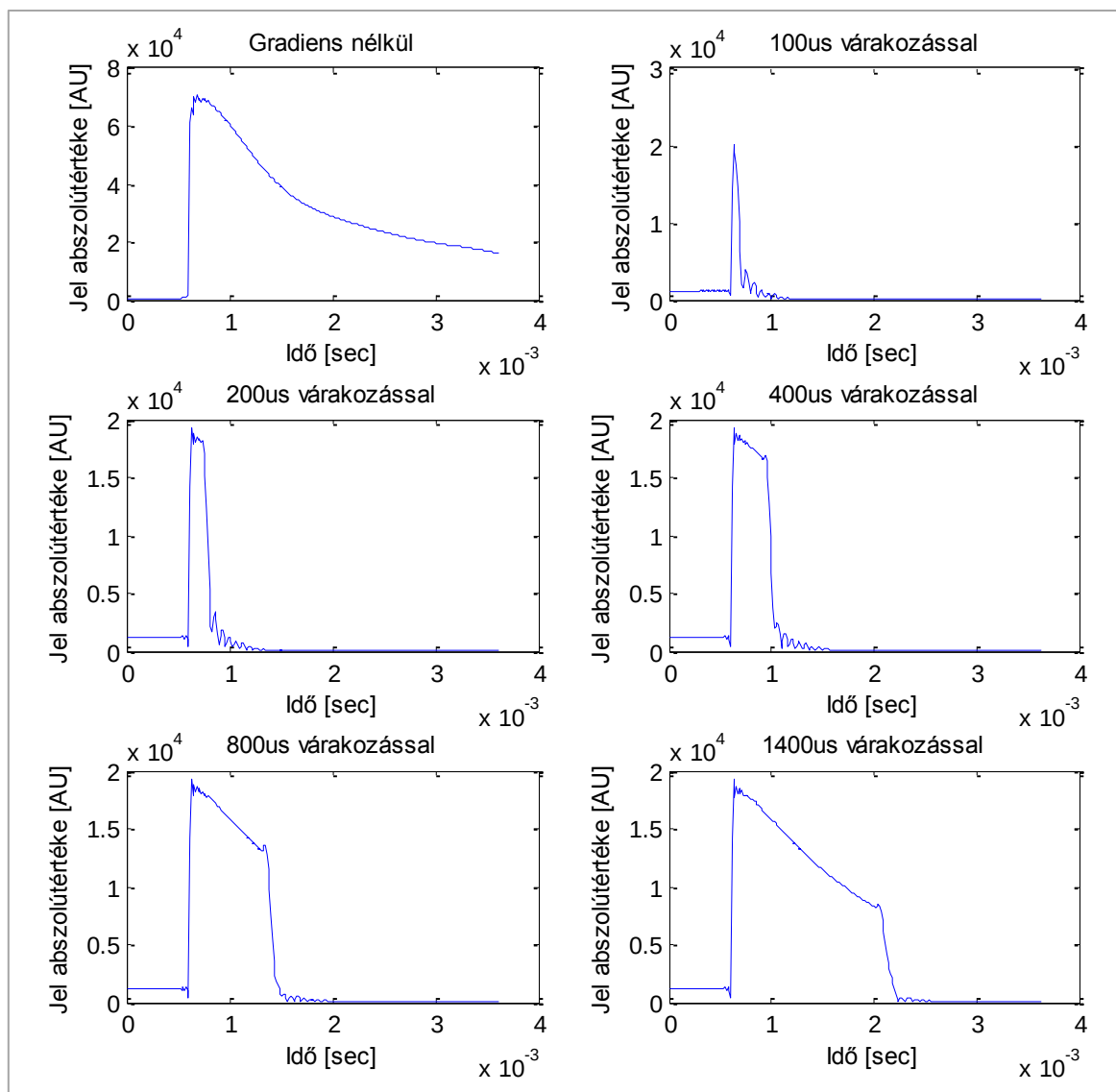
Az időzítés ellenőrzése

A Topspin által eltárolt, mintavételezett jel pontos időzítéséről nem találtam információt. Ahhoz, hogy az általam felhasznált adatok valóban a kiolvasó gradiens bekapcsolásától kezdődjenek, szükségem volt ennek, a mintavételező elindulásától mért időpontnak a meghatározására. Rossz időzítés a nem megfelelő k-értékekkel való számolást, így fázishibákkal torzított rekonstrukciót eredményezhet.

Ezek elkerülésére újabb, ellenőrző méréssorozatot végeztem, ezúttal kb. 1cm³-nyi, tömör, henger alakú vízmintán.

A mért, komplex jelet ábrázolva az idő függvényében, a gradiens bekapcsolásának időpontja egyértelműen azonosítható. A gerjesztés és a gradiens bekapcsolása közé többletvárákozást iktattam be, melynek hosszát változtattam az egyes mérések között. Így kapott adatsorokat mutat a 38. ábra.

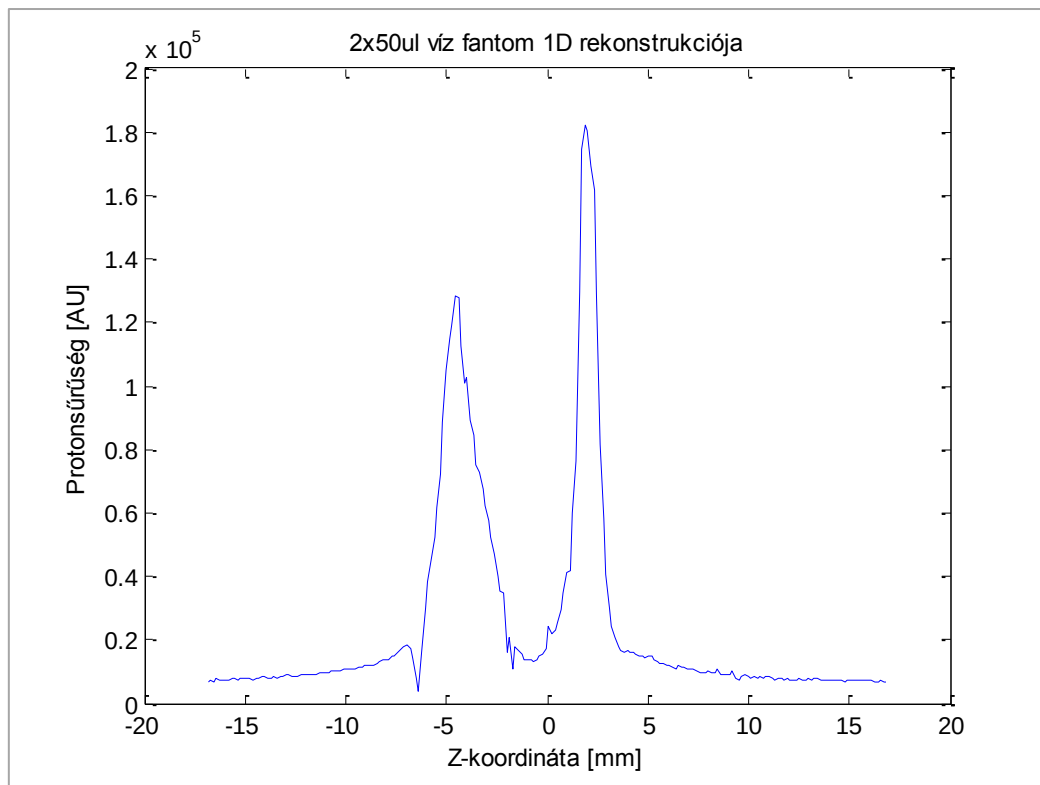
Az adatsorok elemzése alapján a mérés kezdete és, a közvetlenül a gerjesztés után indított, plusz várákozás kezdete között **630µs** telik el, ezt kell figyelembe venni az adatok kezelésénél.



**38. ábra: Vízhengeren mért jel időszora,
a gradiens bekapcsolási idejének függvényében**

Az idő korrekcióját figyelembe véve megismételtem a 2 db. 50 μ l-es víz-részt tartalmazó kvarccső-fantom leképezését. Ezúttal 6,31A áramerősséget állítottam be, ez 52,37mT/m-es gradiens-erősséget jelent, ami a klinikai szkennereknél jellemző érték 1,25-szöröse. A fantom geometriai pontossága romlott, ugyanis a középső teflon-rész kissé megemelkedett, így az alsó rész térfogata megnőtt.

Ez látható a rekonstruált képen is (39. ábra). A mintarészek képei csúcsosak, ennek oka, hogy a mérés előtt a víz jelét nem sikerült kellően keskenyre shimmelni, a kép a spektrális csúcs és a fantom 1D vetületének konvolválta.



39. ábra: Két mintarészes fantom rekonstruált egydimenziós képe

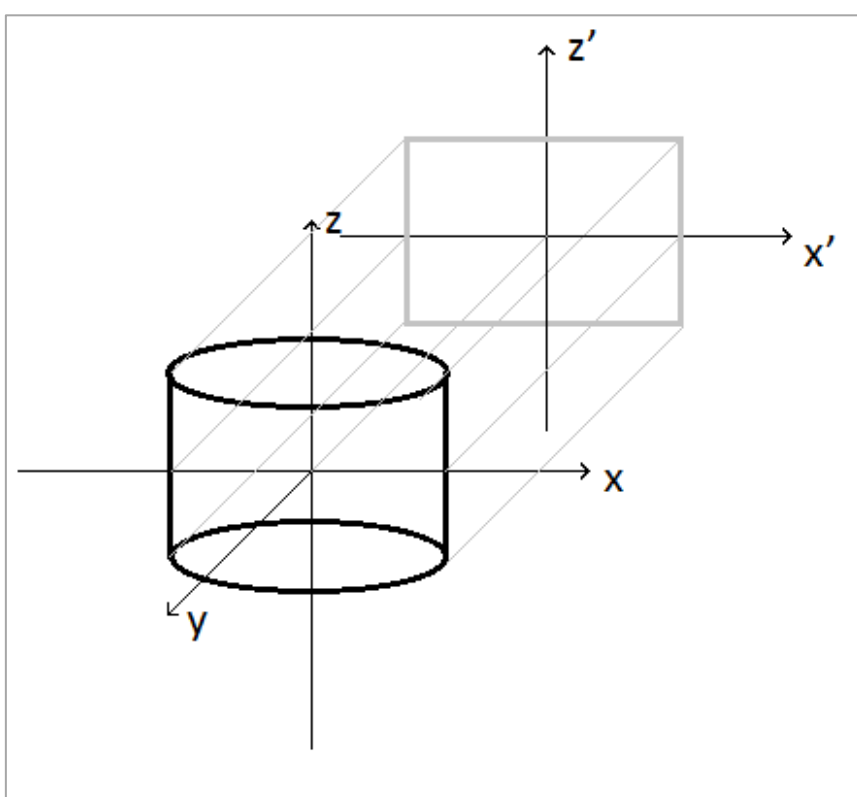
A felvételen jól elkülönül a két mintarész, határaik élesek, bár pozíciójuk még mindig nem pontos. Ennek oka, hogy a fantom középpontja nem a gradiens rendszerünk középpontjába került, így a fantom elérte a homogén tartomány határát, a névlegesnél kisebb gradiens érték jellemezte.

A későbbiekben, a kétdimenziós képalkotás során, ennek kiküszöbölésére elsősorban pontosabb mintapozícionálást alkalmaztam, illetve tesztmérést végeztem a geometriai torzítás ellenőrzésére és korrigálására is.

Az egydimenziós képalkotás, az eredmények tükrében sikeresnek tekinthető. Megállapítottam, hogy saját építésű gradiens rendszerünk vezérlése és a mérés folyamata helyesen működik, csakúgy, mint az adatfeldolgozás és a képrekonstrukció, így továbbléptem a kétdimenziós Fourier-képalkotás megvalósítására.

Kétdimenziós képalkotás

A Fourier-képalkotás két dimenzióban a frekvenciakódolás mellett fáziskódolás használatát is megköveteli. Ehhez két, független gradiens tekercsre van szükség, a hozzájuk tartozó vezérlő egységgel és áramforrással együtt. Kétdimenziós képalkotási kísérleteink során a Z irányú gradiens tekercset használtam fáziskódolásra, az erre merőleges, X irányú teret keltőt frekvenciakódolásra. Így kapott felvételeim a háromdimenziós testek X-Z síkra vett vetületei, szemléletesen az Y tengely mentén integrált effektív spinsűrűségként tekinthetjük őket. Például henger alakú test vetülete téglalap (40. ábra).



40. ábra: Henger alakú test X-Z síkra vett vetülete

FID alapú 2D képalkotás

A lehetőségeinknek megfelelő kétdimenziós képalkotó eljárás kidolgozása során elsőként a korábbi, FID-alapú, egydimenziós szekvenciát bővítettem ki fáziskódolással.

Mérési paraméterek

A gerjesztés és az X irányú, kiolvasó gradiens bekapcsolása közé újabb, Z irányú gradiens pulzust iktattam be. Mivel a kapcsoló áramkörrel a gradiens erősségét nem, csak hosszát tudom változtatni, így a különböző k_z értékű, Fourier-térbeli sorok felvételét különböző hosszúságú gradiensek segítségével végeztem el. Ez matematikailag ekvivalens a hagyományos, változó erősségű gradiensek használatára épülő eljárással, hiszen a k -értéke, (15) alapján, a gradiens időbeli integráljaként adódik.

Mivel a mérhető jel T_2^* relaxációs idővel csökken, a különböző sorok azonos jel nagysága érdekében, megfelelő, változó hosszúságú késleltetéseket kellett beépítenem a szekvenciába, hogy a frekvenciakódoló gradiens bekapcsolása és a mintavételezés a gerjesztés után azonos idővel történjen.

Az egymást követő k -térbeli sorok felvételét a Topspin rendszerben külön kísérletekben végeztem, az új kísérletek létrehozását és a paraméterek változtatását AU program segítségével valósítottam meg. Első kétdimenziós kísérletemben először a pozitív k_z -sorokat vettem fel, növekvő fáziskódoló idők mellett.

Mivel a gradiens előjelét sem tudom programozhatóan változtatni, a negatív k_z értékekhez tartozó sorokat ugyanazzal a programmal, de a gradiens tekercs ellentétes polaritású csatlakoztatásával mértem le, a tekercshez vezető kábelek felcserélésével.

Mindkét gradiens tekercsre 3A-es áramerősséget állítottam be, a fáziskódolás hosszát $47\mu\text{s}$ -os lépésekben növeltem, $470\mu\text{s}$ -ig, tehát, a $k_{PE}=0$ -val együtt együtt összesen 21 sort vettem fel. Ezzel a mért sorok között $\Delta k_{PE}=53,48\frac{1}{m}$ a fáziskódoláshoz tartozó k -érték különbsége, ami $1,87\text{cm}$ -es látómezőt jelent, tehát magában foglalja gradienseink homogén térrészét. $k_{PE,max}=534,84[1/m]$, ami kb. $1,9\text{mm}$ -es felbontást eredményez.

A $\Delta t=13,3\mu\text{s}$ -os mintavételezési idő a kiolvasó irányban ekkora gradiensnél $\Delta k_{Read}=14,27\frac{1}{m}$ -es lépésközt eredményez, a látómező ebben az irányban így $7,01\text{cm}$.

A kiolvasó gradiens hosszát 3ms-nak programoztam be, így $k_{Read,max}=3225[1/m]$, ami 0.31mm-es felbontást jelent.

A mérési eljárás teszteléséhez a korábban is említett, kb. 1cm³-es vízmintát használtam. Ennek képe 1cm magas és 1,2cm széles, homogén téglalap kell, hogy legyen, így egyszerű fantomot jelent, amin az alapvető jellemzők, esetleges hibák jól megfigyelhetők lesznek.

Rekonstrukció

Képrekonstrukciós algoritmusomat is módosítanom kellett, a kétdimenziós adatok kezeléséhez. A mért jelet tartalmazó vektorokat a növekvő k_{PE} -értékek szerint mátrixba rendeztem. A Δk_{PE} -ből számított látómező alapján létrehoztam a Z, a Δk_{Read} -ből számított látómező alapján az X-koordináták vektorait, a kiszámított k-értékeket szintén vektorokba rendeztem. A rekonstrukció folyamata mátrixok szorzataként írható fel:

$$[I] = [e^{-i*2\pi*k_z*z}] * [S] * [e^{-i*2\pi*k_x*x}] \quad (40)$$

Az egydimenziós esethez hasonlóan ez is átírható összegalakba:

$$I_{i,j} = \sum_m \sum_n S_{m,n} * \exp(-i * 2\pi * k_{z_m} * z_i) * \exp(-i * 2\pi * k_{x_n} * x_j) \quad (41)$$

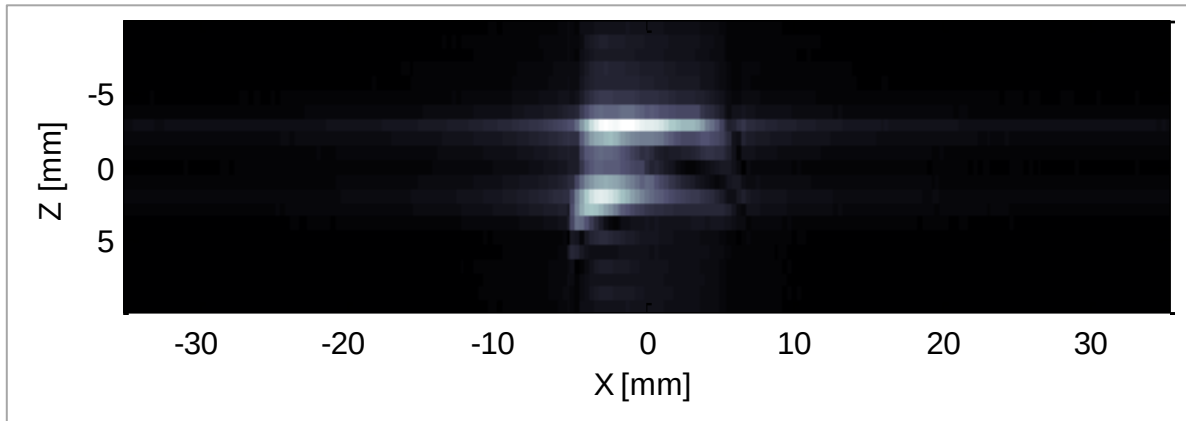
Az első mérés adatait így rekonstruálva az 41-es számú képet kaptam. A megjelenítéshez szürkeárnyaltos formát választottam, a kép numerikus értékeit úgy normáltam, hogy a pixelek számértéke maximum 255 legyen. A továbbiakban is mindig ezt a formát alkalmazom 2D képek esetén.

Az eredményül kapott felvételen több hiba is jelentkezik. Legszembetűnőbb a fáziskódoló irányban látható, erőteljes elkenődés, de hasonló jelenség figyelhető meg a frekvenciakódoló irányban is, emellett a test kontúrjait is csak sejteni lehet.

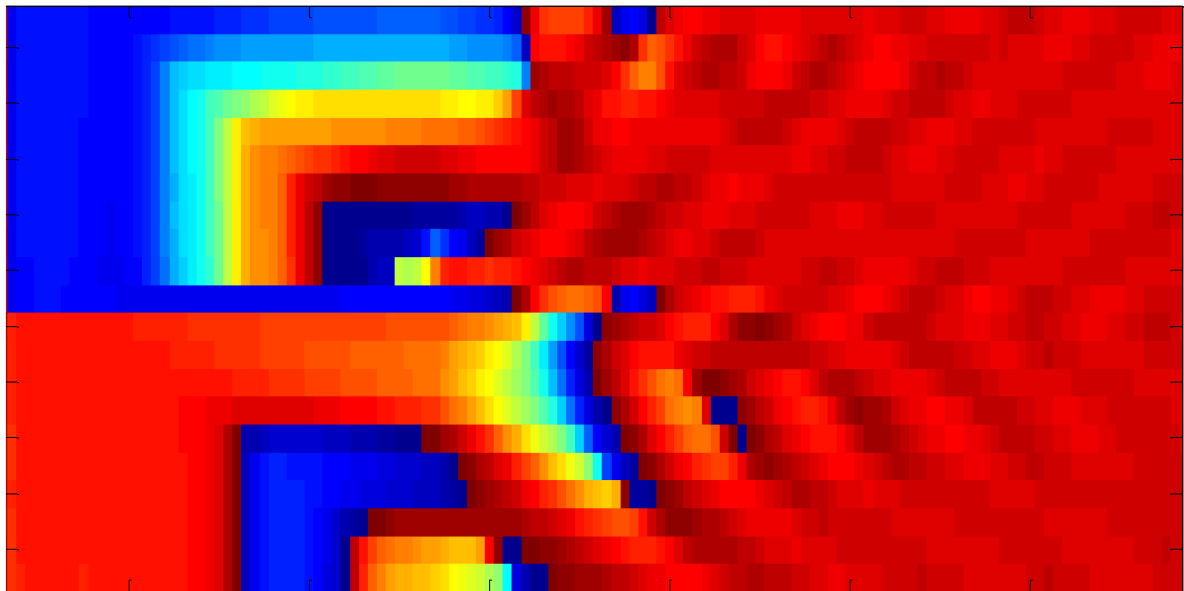
Fázis-korrekción

A teljes mért, komplex jel fázisát vizsgálva észrevettem, hogy a pozitív és negatív fáziskódoló sorok között egy nagy, ismeretlen eredetű, kb. $0.54 * \pi$ értékű fáziskülönbség van jelen (42. ábra baloldala). Ennek korrigálására az alábbi módszert alkalmazom:

A fáziskódolás bekapcsolása előtti tartományon, ahol homogén fázist várok, a mért jel abszolút értékét 1-re normálom, majd az egyes adatsorok, e tartományba eső részét összeszorozom. A soronként kapott komplex számokat elosztom az összeszorozott értékek számával, így fázisuk a sor átlagos fázisa lesz. A következő lépésként a teljes mért adatsor fázisát pontonként korrigálom az adott sorhoz tartozó értékkel. Ezt, egyszerűen $e^{-i*\varphi_{\text{átlag}}}$ -gal való szorzásként végzem el.

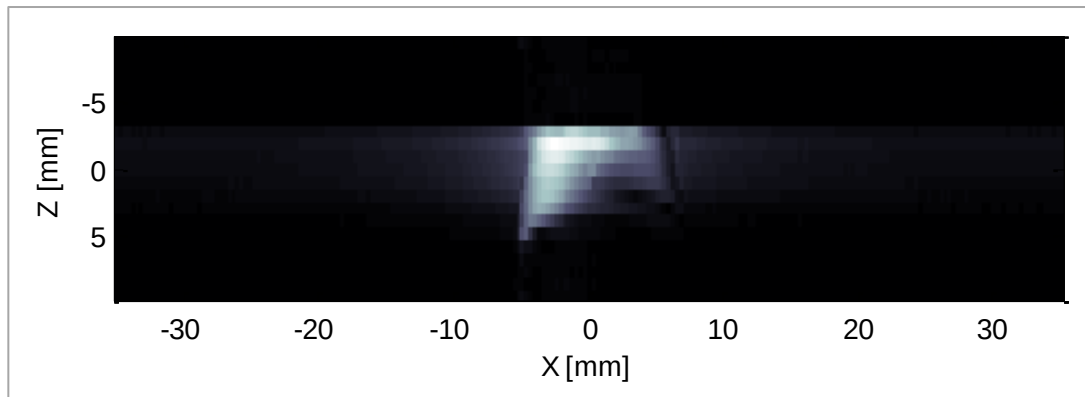


41. ábra: Henger alakú vízfantom kétdimenziós rekonstruált képe

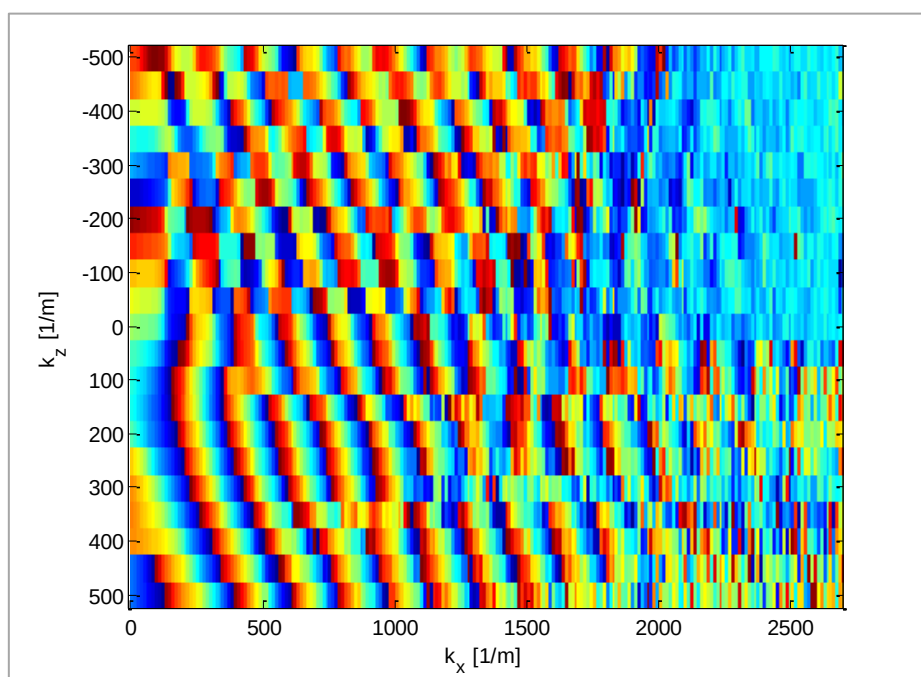


42. ábra: Első 2D mérés adatsorainak korrigálatlan fázisképe

A fáziskorrektúra elvégzése a rekonstruált képet jelentősen javítja. Eltűnt a Z-irányú elkenődés, élesebb lett a test kontúrja, és javult a homogén tartomány is (43-as számú ábra). A képen azonban a test X irányban nem centrált és méretei sem pontosak.



43. ábra: Első 2D mérés rekonstruált képe fáziskorrekció után



44. ábra: Első 2D mérés, rekonstrukcióhoz használt adat-mátrixának fázisképe

A képminőség további javítása az adatok újabb korrekciójával már nem lehetséges, a megmaradt hibák a mérés során keletkeztek. A felhasznált adatok mátrixának fázisképét (44. ábra) elemezve megállapítottam, hogy a kábelek felcserélése után a gradiensek működésében valószínűleg valamilyen hiba lépett fel, így a Fourier-teret nem szimmetrikusan mintavételeztem. Ez elsősorban Z irányban okozott képtorzulást, a kép alsó felén.

Az ilyen és ehhez hasonló hibák elkerülésére, valamint a teljes Fourier-tér mintavételezésére, pontosabb és teljes egészében programozott, így kézi beavatkozást nem igénylő mérési eljárást dolgoztam ki.

Echo alapú 2D képalkotás

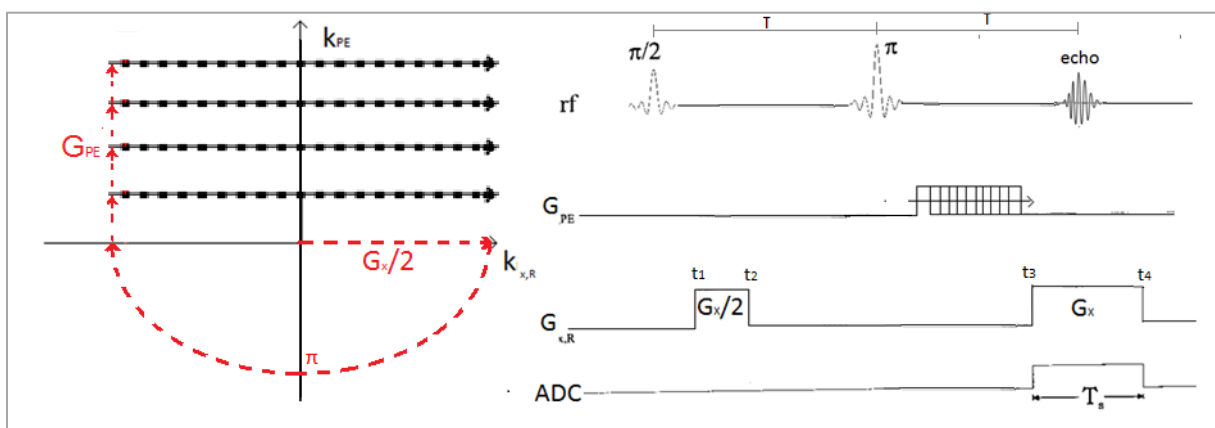
Egyedi szekvencia kidolgozása

Alapötletem a 180° -os, refókuszáló pulzus használata. Ennek hatását szokás úgy szemléltetni, mint az idő megfordítását, az általam létrehozott szekvencia működésének megértéséhez azonban pontosabb, ha a Fourier-tér origójára vett, középpontos tükrözésként tekintünk rá. Ez azt jelenti, hogy refókuszáló pulzus előtt létrehozott fázis és a jellemző k -érték előjele megfordul. A hagyományos MRI-ben, a spin echo-nál is kihasználják ezt, a saját mérési eljárásomat e szekvencia átalakításával dolgoztam ki.

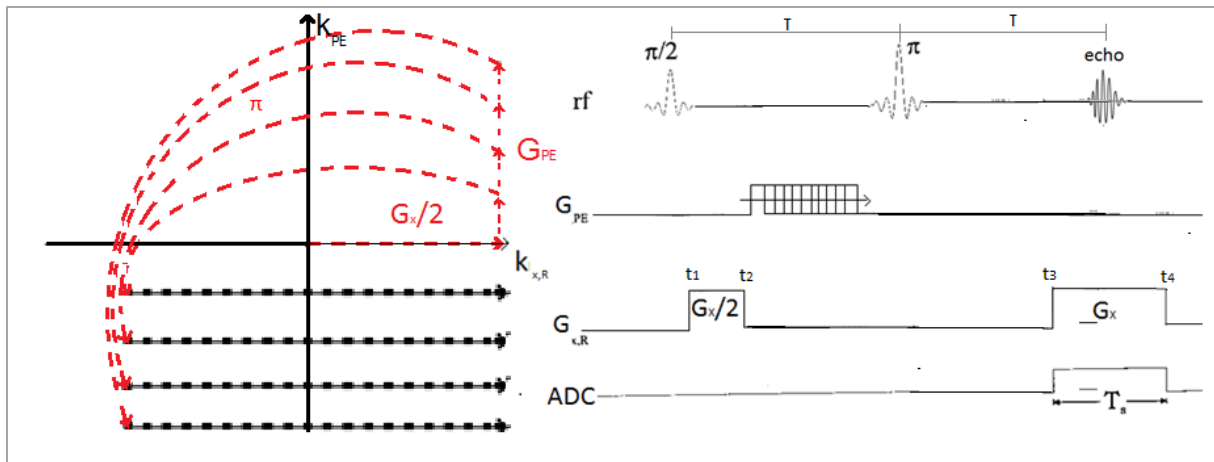
Mivel gradienseink előjelét és erősségét nem, csak hosszát tudtam változtatni, a fáziskódolást most is különböző hosszúságú gradiens pulzusokkal valósítottam meg. Pozitív és negatív k_{PE} -értékek létrehozásához két, külön szekvenciát programoztam le (45. és 46. ábrák).

Pozitív értékekhez a fáziskódolást a 180° -os pulzus után hajtom végre, negatívokhoz előtte. Utóbbi esetben, a $\mathbf{k}=(0,0)$ pontra vett tükrözés miatt a gradiensek okozta fázis negatív előjelet kap, a kiolvasást a k -tér 3. síknegyedéből kezdhetem. A hagyományos spin echo képalkotáshoz hasonlóan, most is ügyelnem kellett, hogy a spin és gradiens echo-k ideje egybe essen, azaz

$$t_3 + \frac{t_4 - t_3}{2} = 2 * \tau \quad (42)$$



45. ábra: Pozitív k_{PE} -sorok felvételére írt szekvencia és k -tér bejárás

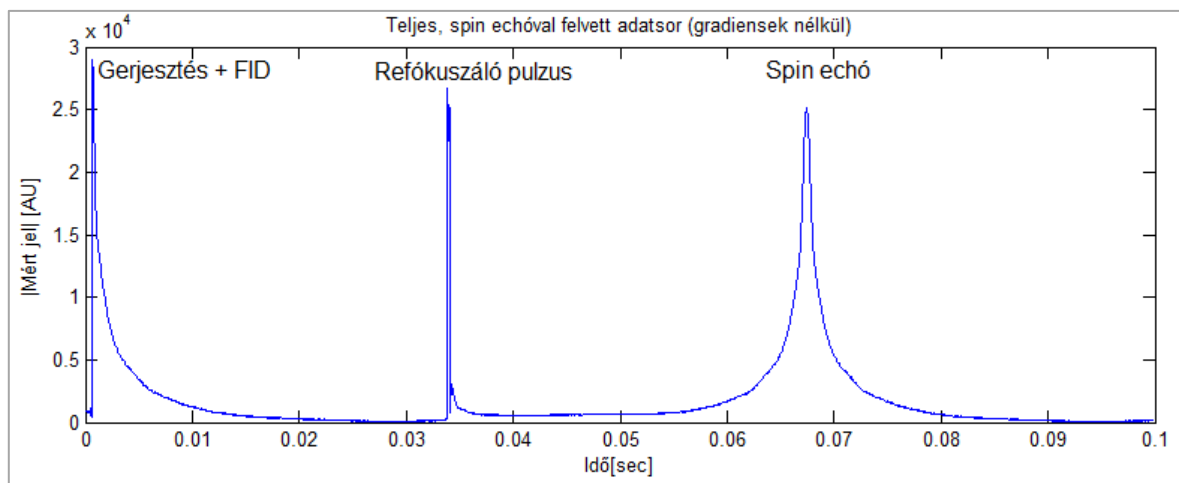


46. ábra Negatív k_{PE} -sorok felvételére írt szekvencia és k -tér bejárás

Fantomos mérések

Képkötő kísérleteim során, AU programból vezérelve, a $k_{PE}=0$ sor felvétele után, felváltva alkalmaztam a két szekvenciát, növekvő fáziskódoló idők mellett. Így a k -tér mintavételezését szimmetrikusan végeztem, bármilyen, a kísérlet során jelentkező hiba előtt lemért adatsorokból a kép rekonstruálható, csak a fáziskódoló irányban jellemző felbontásból veszítek.

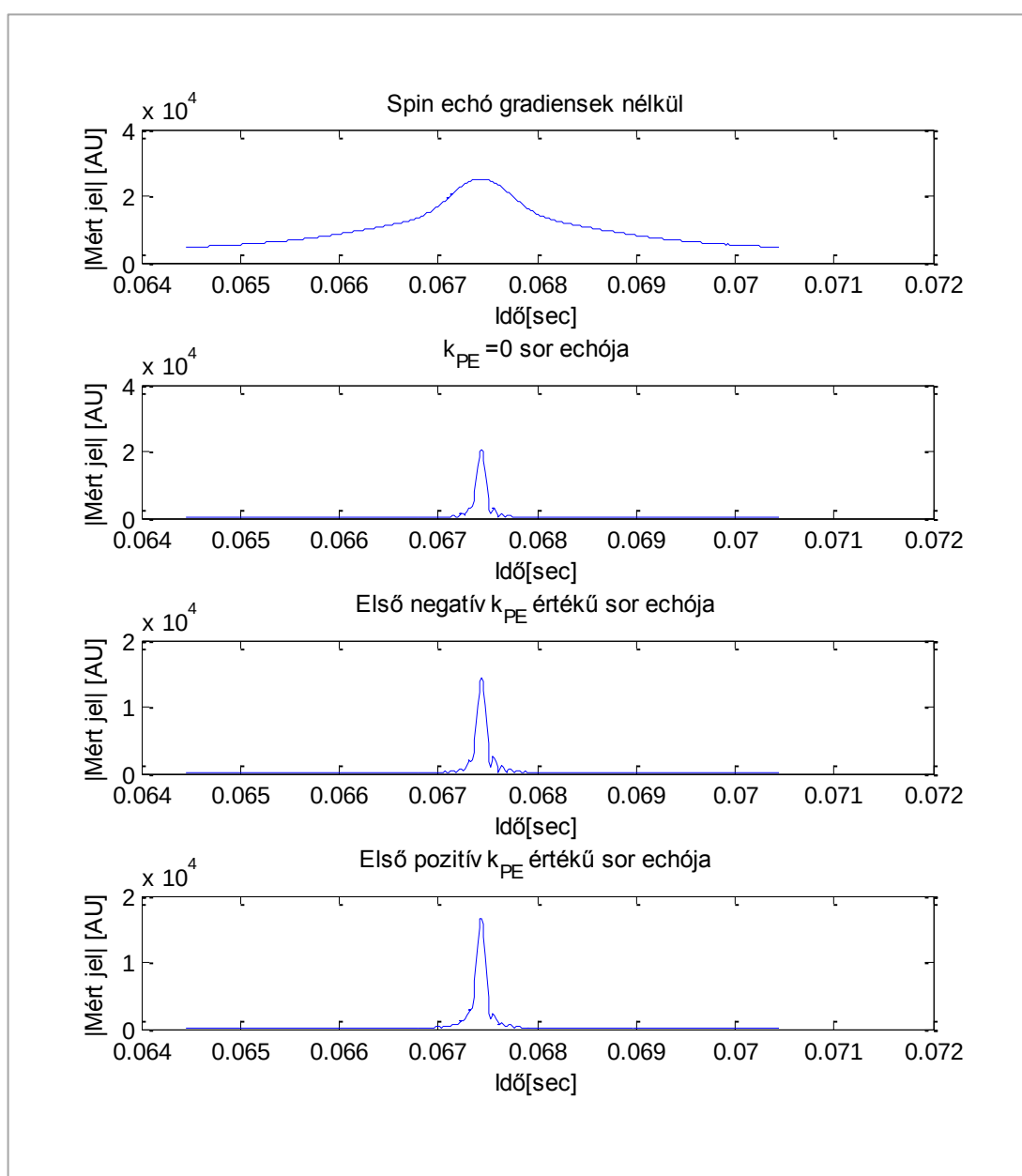
Első kísérletemben a korábbiak megfelelően, 21 különböző fáziskódoló érték mellett végeztem mérést az 1cm^3 -es henger alakú vízfantomon, ismét 3A-es gradiens-áramokkal. Az echo-időt 67,44ms-nak állítottam, ami a víz nagy T_1 és T_2 relaxációs idői miatt még elegendően nagy jelet eredményez, de a különböző pulzusok jó elkülönülését teszi lehetővé, így átlátható adatsort kapunk a beállítások elvégzésére (47. ábra).



47. ábra: Spin echo-val felvett adatsor az echo-idő beállítására

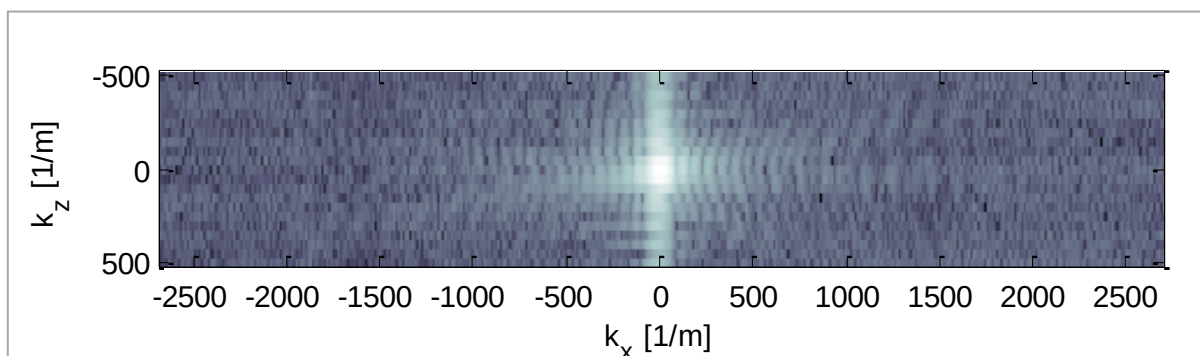
Ellenőrző mérést végeztem a gradiensek hatásának ellenőrzésére. A 48. ábra mutatja a teljes mért adatsorokból kivágott echo-kat gradiensek nélkül, $k_{PE}=0$ -nál és $k_{PE}=\pm 53,48 \left[\frac{1}{m}\right]$ -nél.

A mért jelek abszolút értékét ábrázoltam, így megfigyelhető az echo-k szimmetriája is. Az eredményt értékelve meggyőződhettem arról, hogy az időzítés sikerült, időegységnyi pontosságon belül ugyanakkor jelentkeznek az echo-k. A kiolvasó gradiens, így a felhasznált adatsorok hossza 6ms, így a látómező és a felbontás mindkét irányban megegyezik az első 2D mérésnél jellemzővel.



48. ábra: Spin és gradiens echo-k időzítésének ellenőrzése

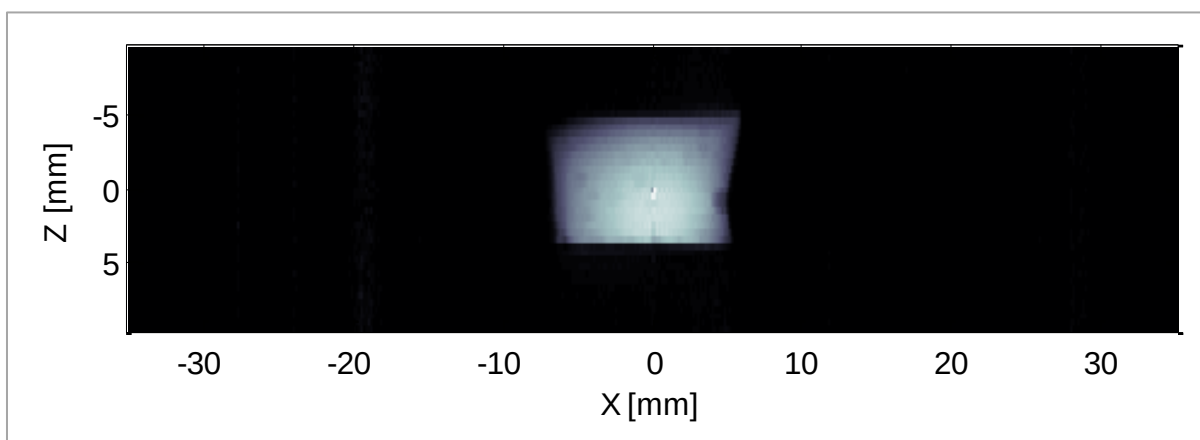
A 21 mért adatsor echo-it mátrixba rendezve kapom a mintavételezett Fourier-teret.
(49. ábra)



**49. ábra: Saját spin echo szekvenciával mintavételezett
k-tér henger alakú vízminta méréséből**

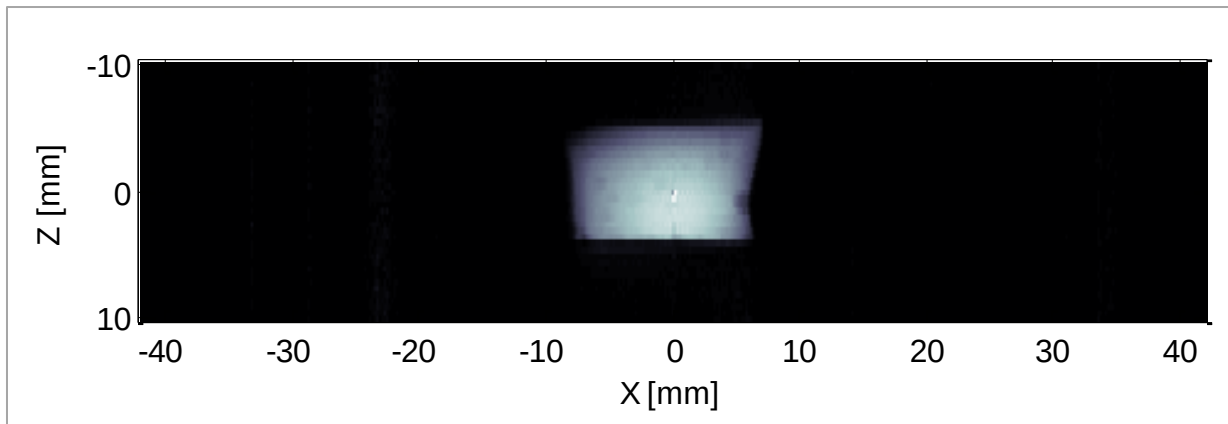
A jobb láthatóság érdekében a mért adatok abszolút értékének logaritmusát ábrázoltam.

Az adatok rekonstrukciója az 50. ábrán látható képet eredményezi. Láthatóan éles, határozott kontúrral, és jó homogenitás mellett kaptam vissza a henger képét,



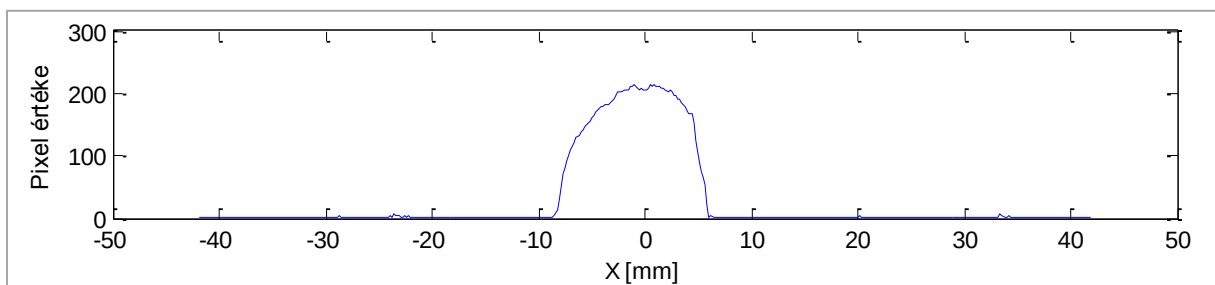
**50. ábra: Henger alakú vízfantom saját fejlesztésű
spin echo szekvenciával mért, rekonstruált képe**

A jobb fáziskódoló iránybeli felbontás érdekében kétszeresére növeltem a felvett k-sorok számát. Ezzel a $k_{PE,max}=997,5[1/m]$, és a pixelméret felére, azaz kb. 1mm-re csökkent, ami kétszer jobb felbontást eredményez. Ennek eredményét mutatja az 51-es számú ábra.



51. ábra: Henger alakú vízfantom képe, kétszeres z-irányú felbontással

Az eredmény láthatóan javult, a test határa Z irányban is élesebb lett. A kétdimenziós kép egyetlen sorát ábrázolva a fantom kör alakú keresztmetszetének integrálját is megfigyelhetjük az 52-es számú ábrán.



52. ábra: Henger alakú fantom 2D képének metszete

Gyors vizes fantomok leképezése

A víz hosszú T_1 relaxációs ideje miatt kétdimenziós méréseim sok időt vettek igénybe. Minden gerjesztés előtt 20 másodpercet várakozva, k-soronként két méréssel, egy kép felvétele kb. 35 percig tartott. Bonyolultabb fantomos méréseimet ezért úgynevezett gyors víz felhasználásával végeztem.

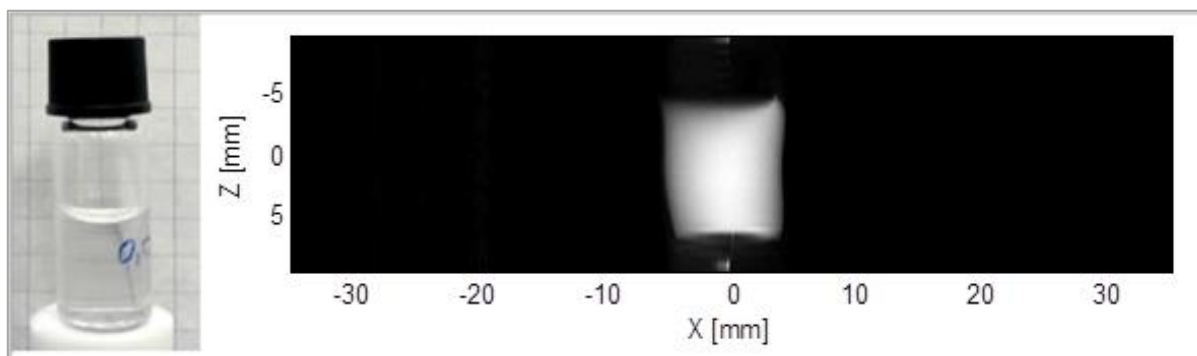
A gyors víz elnevezés réz-szulfát (CuSO_4) vizes oldatára utal. A Cu^{2+} ion paramágneses tulajdonságának köszönhetően gyorsítja a protonok spin-rács és spin-spin relaxációs folyamatait, így vizes oldatban hatékonyan csökkenti a T_1 és T_2 karakterisztikus időket. Szakirodalomban talált információk alapján a réz-szulfát 0,01mólos koncentrációjú oldatában 100ms-os nagyságrendre csökken a T_1 jellemző értéke, számomra ez épp ideális.[4]

Készítettem 1cm^3 oldatot, ilyen koncentrációban, majd a Radon-transzformált alapú leképezésnél részletezett módon, *Inversion Recovery* módszerrel megmértem a T_1 relaxációs idő értékét. Az eredmény kb. **165,9ms** lett, tehát közel hússzoros gyorsítás érhető el vele.

A spektrométer működéséből eredően, új kísérlet létrehozásához, a gerjesztést és detektálást végző egységek aktiválásához kb. 3 másodpercre van szükség, ami meghaladja a jel maximalizálásához szükséges, $10 \cdot T_1$ repetíciós időt, így többletvárakozás nélkül végezhettem képalkotó kísérleteket. Egy mérés ideje így lényegesen, mintegy 6 percre csökkent le.

Elsőként a gyors vizet tartalmazó üvegcsé leképezését végeztem el, kísérletképpen. A mintát és az eredményként kapott 2D felvételt mutatja az 53. ábra.

A képrekonstrukciót kibővítettem egy, a megjelenítést javító elemmel. Az elkészült felvétel pixeleinek számát, a Matlab *imresize* parancsa segítségével, tízszeresére növelem. Ez nem jelent több képi információt, csak simább, kevésbé pixelezett végeredményt.

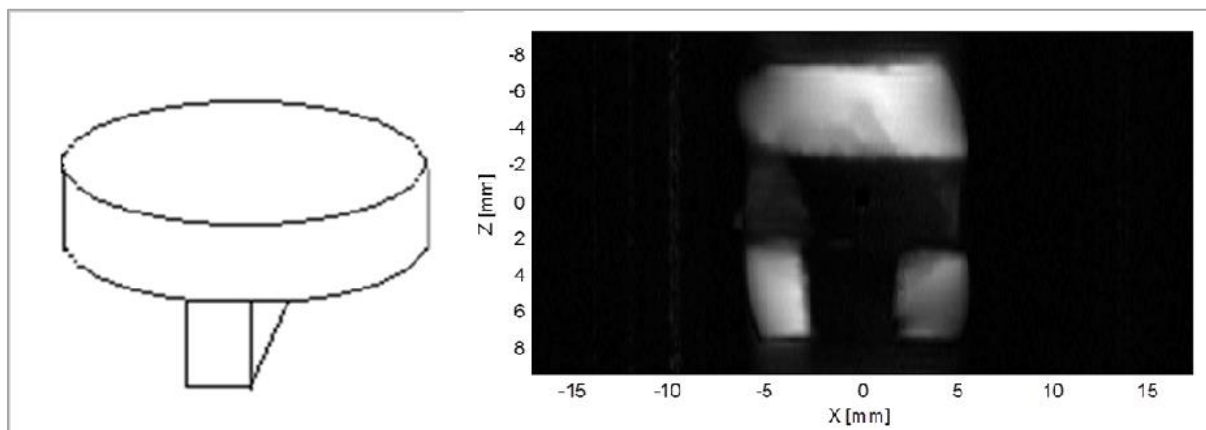


53. ábra: 1cm^3 -es gyors víz minta és 2D képe

Az eredmény képhibáktól csaknem teljesen mentes, a folyadék meniszkuszának és az üveg homorú talpának képe is megfigyelhető, emellett méretei is pontosak.

Következő lépésként polisztirol habból („hungarocell”) készítettem, egy korongból és egy téglalap alapú hasázból álló fantomot, amelyet az $1,2\text{cm}$ átmérőjű mintatartónkba helyezve, majd gyors vízzel feltöltve képeztem le. A polisztirol a vízhez képest elhanyagolható jelet ad kísérletünkben, így a felvételen a víz képének megjelenésére számítok, míg a fantom sötét területként kell, hogy látszon.

A nagyobb felbontás érdekében a kiolvasó gradiens áramát kétszeresére növeltem, és a fáziskódoló sorok számát is újból megnöveltem, további 20-szal. Δk_{Read} értéke így 28,86[1/m]-re nőtt, ami 3,47cm-es látómezőt eredményez, tehát még mindig elegendő, $k_{Read,max}$ értéke pedig 6494,5[1/m] lett így X irányú elméleti felbontásunk 154 μ m. A fáziskódoló irányban $k_{PE,max}$ = 1604,5[1/m], ami 623,2 μ m-es felbontást jelent.



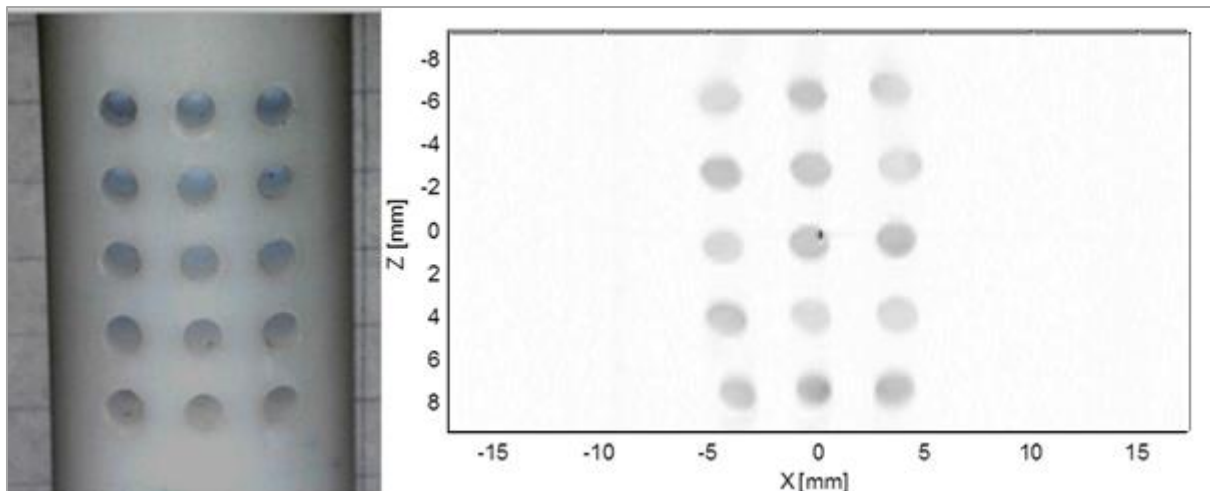
54. ábra: Polisztirol fantom alakja és leképezésének eredménye

Az új fantom képén megfigyeltem, hogy az alapvonal-korrekciónak nem sikerült teljesen kiküszöbölnie a DC offszet hatását, így a kép közepén egy-két pixelnyi, fényes folt jelenik meg. Az 54. ábrán ezt utólag, egyszerűen kinulláztam a pixel értékek normálása előtt. Emellett hozzáadtam a mérési eljárás bővítéséhez, amellyel e jelenség is kiszűrhető.

A polisztirol fantom képének határainál megfigyelhető némi geometriai torzítás. Ezek a térrészek már a gradiens rendszer homogén térfogatának, gömbfelület alakú határára estek, képen megjelenő alakjukat ez befolyásolta.

A tervezett, torzításmentes tartomány ellenőrzésére, illetve, amennyiben szükséges, korrekciók referenciájául, újabb fantomot készítettem a Fizika Intézet műhelyében. Ez 1,2cm átmérőjű teflon hengerbe fúrt 2mm átmérőjű, 1cm mély zsákfuratok rácsa, melyeket gyors vízzel töltöttem fel. A rács 3x5 darab furatból áll, Z irányban 2cm, X irányban 1,5cm kiterjedésű (55. ábra bal oldala).

Az utolsó mérés során is alkalmazott paraméterekkel az 55. számú ábrán látható eredményt kaptam. A jobb oldali, rekonstruált kép színét, a jobb láthatóság érdekében invertáltam.



55. ábra: Geometriai torzítás mérésére készített fantom és leképezésének eredménye

Megállapítható, hogy a gradiens rendszer közepe körüli, 1-1,5cm kiterjedésű tartományban nincs szükség geometriai korrekcióra, mérési és rekonstrukciós eljárásom pontos képeket eredményez.

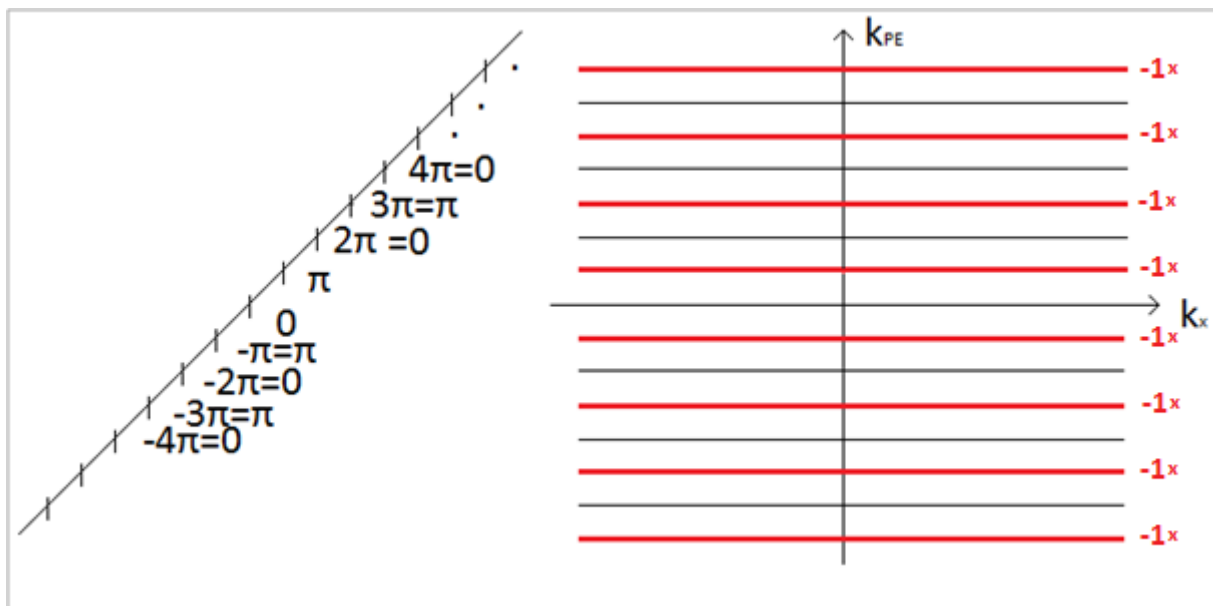
Egyenáram korrekció és végső eredmények

A korábban említett, és a geometriai torzítás fantom képének közepén is megjelenő, DC jel-komponens kiküszöböléséhez a mérési eljárást kellett átalakítanom. Egy, az MRI technológiában szokásos trükköt alkalmaztam.

Ennek lényege, hogy a jelhez lineáris plusz fázist adunk, így eltolva a képet a fáziskódoló irányban. π meredekség esetén a kép éppen a fél látómezővel tolódik el, de a DC komponens a helyén marad, így a rekonstrukció során alkalmazott, $-\pi$ meredekségű fázismaszkkal a kép a megfelelő helyre kerül, a DC komponens pedig kitranszformálódik a kép szélére.

A fáziskódoló sorok közti, π fázistolás egyszerűen megvalósítható, ugyanis $e^{i*\pi} = -1$. Eszerint, minden második sor ellenkező előjellel történő felvétele éppen létrehozza a kívánt fázistolást (56. számú ábra).

A gyakorlatban ezt a spektrométer *phase cycling* funkciója segítségével valósítottam meg, mellyel lehetőség van a gerjesztési és a detektálási irány tetszőleges befolyásolására. Ez azt jelenti, hogy a heterodin detektálás során alkalmazott lokál-oszcillátor jelének fázisához képest adhatunk a gerjesztő, vagy a detektált jelhez plusz fázist.



56. ábra: Lineáris fázismaszk megvalósítható a fáziskódoló sorok, váltakozó előjelű felvételével

A módszer működését már nem fantomon, hanem egy zöldborsó hüvelyen végzett méréseken ellenőriztem le (57. ábra). A zöldborsóban gyakorlatilag nincs szabad víz a jellemző T_1 relaxációs időt kb. 1 másodpercre mértük, így a víznél alkalmazottnál rövidebb, 10 másodperces repetíciós idővel dolgoztam.

A kisebb T_2 miatt az echo-időt is lecsökkentettem 28ms-ra. Elsőként az eddig használt szekvenciával készítettem felvételt, az eredményt az 58. ábra mutatja.

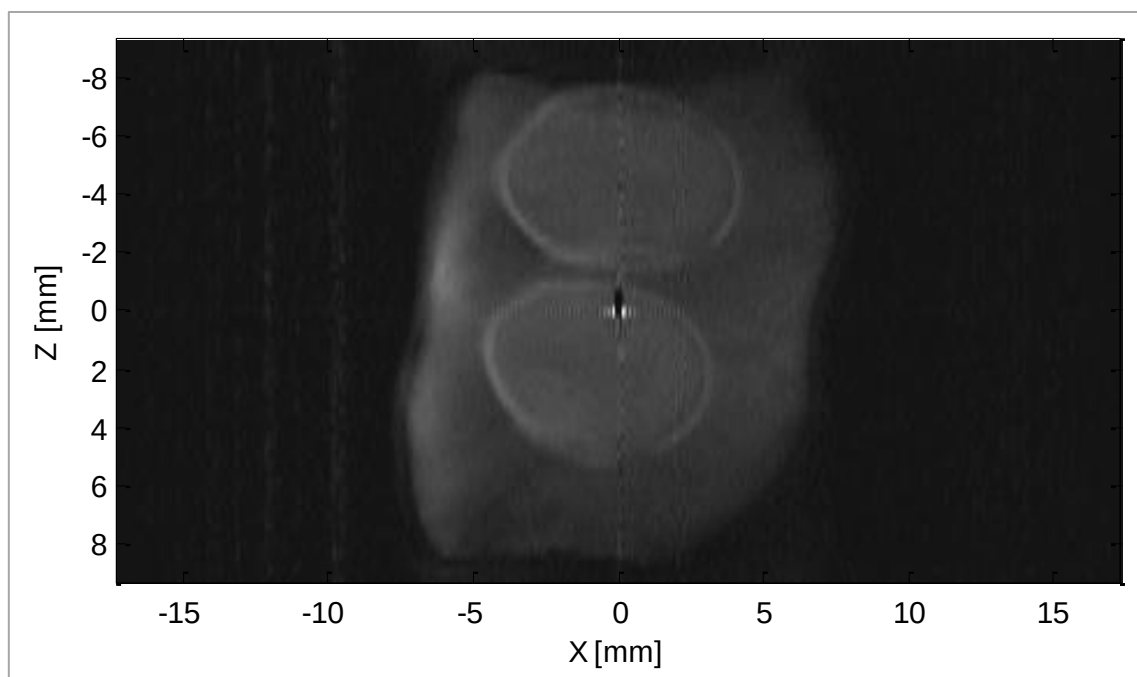


57. ábra: Leképezett borsóhüvely-darab

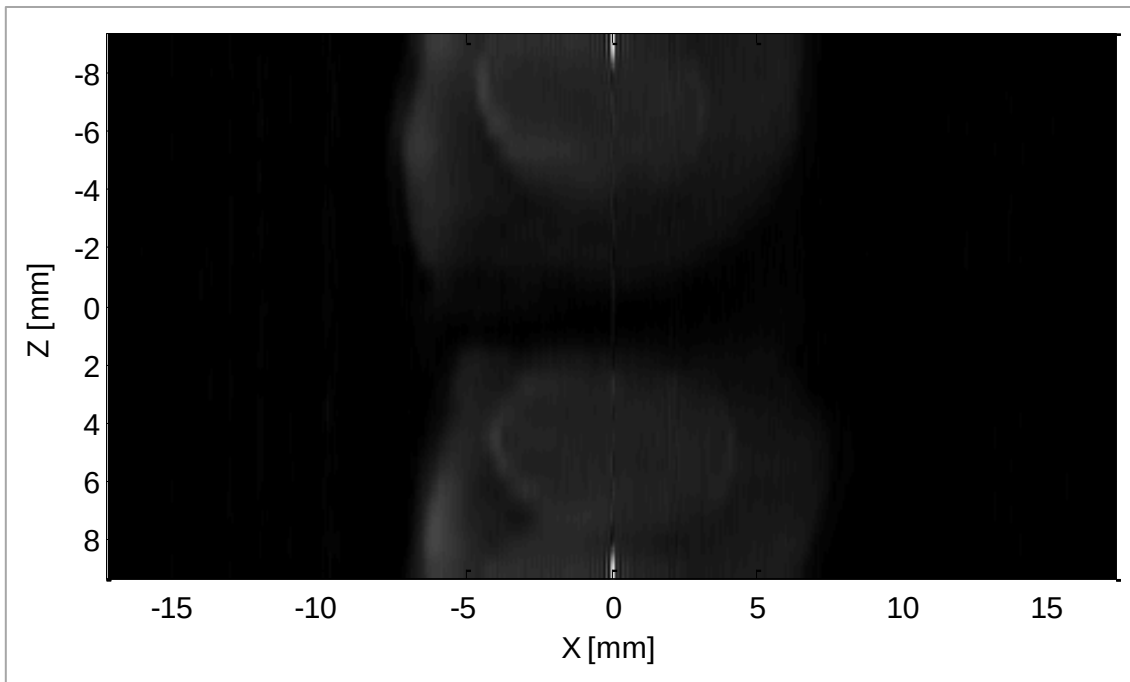
A felvételen a DC komponens, kép közepén jelentkező hatását egyszerűen kinulláztam a pixel-értékek normálása előtt; ezt fekete folt mutatja.

A DC komponens korrekciójára a 90° -os gerjesztés fázisának változtatása felel meg, a vételi fázis változtatása ugyanis egyformán hat a jelre és a kiküszöbölendő komponensre, így mindkettő eltolódik a rekonstruált képen.

Próbaképpen ezt az elgondolást is ellenőriztem. A mérés vártnak megfelelő módon hibás eredményét mutatja az 59-es számú ábra. A DC komponens hatása a kép szegélyére csúszott, a borsó képének transzformálódása mellett.

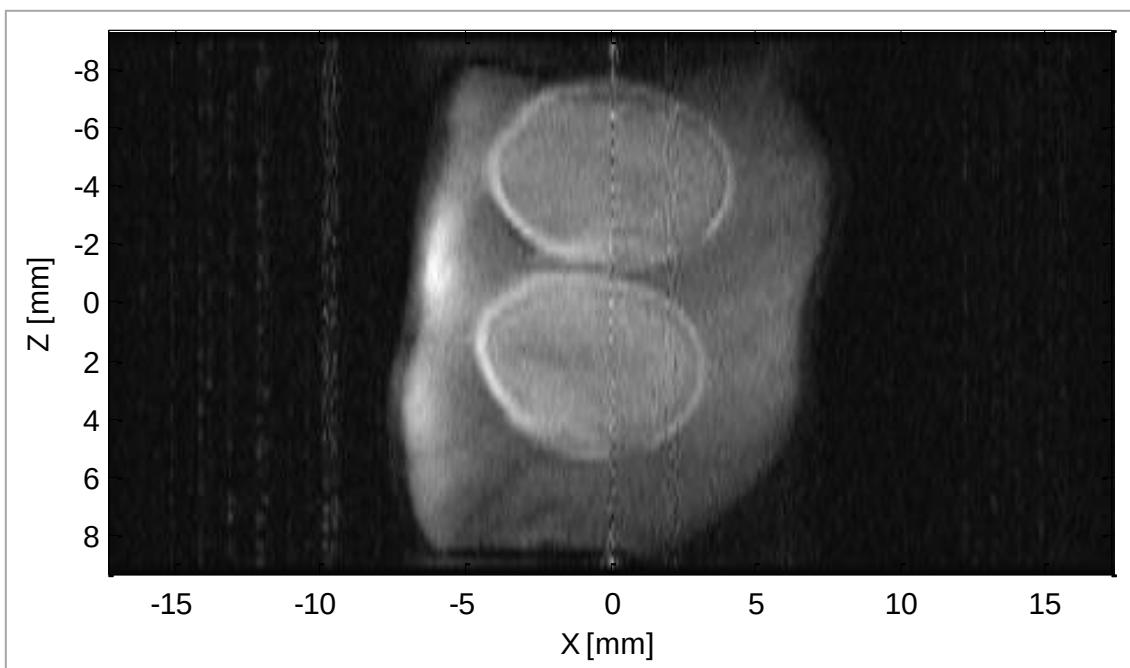


58. ábra: Borsóhüvely, DC korekció nélküli, rekonstruált képe



59. ábra: Borsóhüvely vételi fázis változtatásával kapott, hibás rekonstruált képe

Következő kísérletemben a gerjesztés fázisát változtattam az egyes fáziskódoló lépéseknél. Rekonstrukciós algoritmusomat kiegészítettem e sorok -1 -gyel való szorzásával, az így kapott képen a DC komponens hatása a kép szélső pixeleire tolódik ki, e sorokat kinullázva a 60-as számú ábrán, hatását sikerült eltüntetnem.

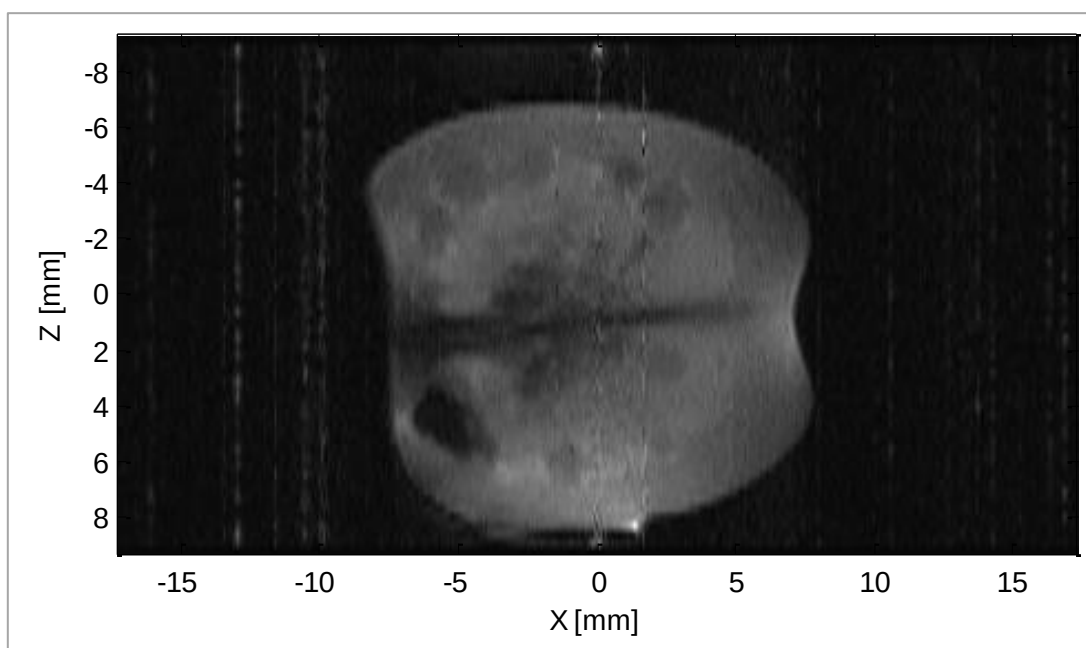


60. ábra: Borsóhüvely rekonstruált képe a DC komponens kiszűrésével

Végső kísérletekként uborka és koktélpáradicsom szeleteiről (61. és 63. ábra) alkottam képeket. Ezek eredményeit a 62., illetve 64. ábrák mutatják.



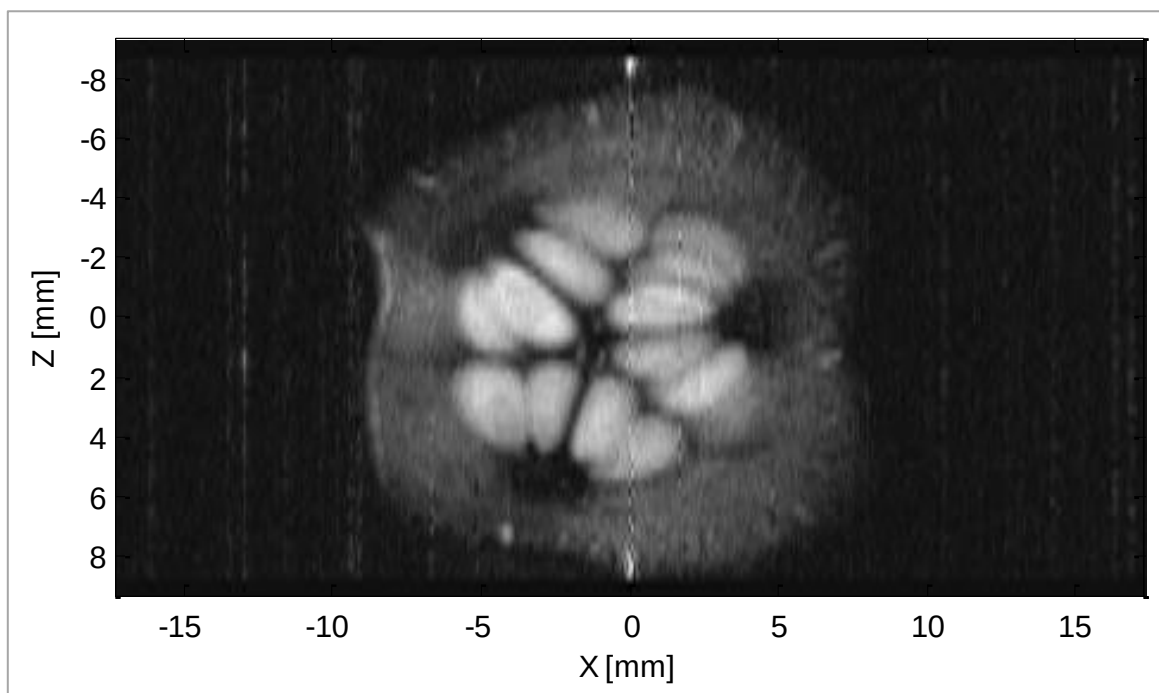
61. ábra: Leképezett koktélpáradicsom-szelet



62. ábra: Páradicsomszelet rekonstruált képe



63. ábra: Leképezett uborkaszelet



64. ábra: Uborkaszelet rekonstruált képe

Konklúziók

Diplomamunkánk során, Kettinger Ádám Ottóval közös projektben sikeresen valósítottunk meg kétdimenziós mágneses rezonancia képalkotást. A BME TTK Fizika Intézetében található NMR spektrométer tulajdonságait, lehetőségeit kihasználva, minden egyéb szükséges eszközt megépítve sikerült a témakiírásban szereplő célt elérni.

Az eredetileg meglévőnek, vagy beszerezhetőnek gondolt, a képalkotáshoz elengedhetetlen hardver-elemek hiányát saját építésű eszközökkel és ezekhez igazodó mérési eljárásokkal sikerült kezelnem, miközben az MRI működésének és az adatfeldolgozás lépéseinek, nehézségeinek mély megértésére tettem szert.

Munkánk befejezése után, 2014 májusának közepén, Debrecenből sikerült beszerezni a konzolunkkal kompatibilis gradiens-vezérlő és erősítő elemeket. Diplomamunkánk keretében ezek használatára már nem került sor, de a későbbiekben tervezzük működésük tesztelését és képalkotó eljárásunkba való integrálásukat.

Egy harmadik gradiens tekercs megépítése után képesek leszünk a konvencionális Fourier-képalkotási eljárások alkalmazására, az időzíthető, programozható erősségű, bipoláris gradiens áramok segítségével, így teljes értékű képalkotó berendezést alkothatunk, melynek felbontóképessége, a rendelkezésre álló kis mérettartományon, eléri, sőt meghaladhatja a legmodernebb MRI berendezéseket. Sikeres megvalósítás esetén hallgatói laborok, oktatási célú eszköze lehet, de kutatási célokra is alkalmassá válik.

Eredményeinkre alapozva témavezetőnkkel, Dr. Légrády Dáviddal és Prof. Simon Ferencsel közösen elindultunk a Richter Gedeon Nyrt. kutatási pályázatán. Sikeres elbírálás esetén célunk biológiai minták háromdimenziós képalkotása, illetve tér- és időfüggő foszfor-spektroszkópiai mérési eljárás kidolgozása. Megszerzett ismeretanyagunk és az általunk létrehozott eszközök, programok alapvető jelentőséggel bírnak a projektben.

Köszönetnyilvánítás

Köszönetet mondok témavezetőmnek, Dr. Légrády Dávidnak, munkám felügyeletéért, szakmai útmutatásáért és hasznos tanácsaiért.

Köszönöm Prof. Simon Ferencnek a spektrométerhez és a szükséges eszközökhöz való hozzáférés biztosítását, praktikus szakmai tanácsait és segítségét.

Köszönet illeti a Fizika Intézet műhelyének dolgozóit a szükséges fém és műanyag eszközök, mintatartók, fantomok elkészítéséért, illetve Szabó Bálintot, az NTI dolgozóját a gradienseket kapcsoló áramkör tervezésében nyújtott segítségéért.

Végül köszönöm hallgatótársamnak, Kettinger Ádámnak, a közös projektben végzett munkáját és konstruktív együttműködését.

Irodalomjegyzék

- [1] E. Mark Haacke, Robert W. Brown, Michael R. Thompson and Ramesh Venkatesan:
Magnetic Resonance Imaging: physical principles and sequence design. *ISBN*
0-471-35128-8, [DNLM: 1. Magnetic Resonance Imaging. 2. Physics. WN 185
M1965, 1999] RC78.7.N83M3473 1999, 616.07'548-dc21, DNLM/DLC, for Library
of Congress, 99-22880 CIP
- [2] Kettinger Ádám Ottó: Building MRI Probehead for 7T Bruker NMR Device.
Diplomamunka, BME NTI, 2014
- [3] International Rectifier: IRL3803 HEXFET® Power MOSFET. *Technikai dokumentáció*
- [4] Lisa M. Larrimore: Nuclear Magnetic Resonance. *Lab. Report, Swarthmore College*
- [5] Karsa Anita, Simon Ferenc: Magmágneses rezonancia laborgyakorlat. *Mérési leírás, BME*
Fizika intézet, 2012
- [6] Bruker Biospin: Magnet description, Ultrashield 300MHz / 54mm Long Hold Time. *Sales*
Information, 2003