

Vloga tuljav pri slikanju z magnetno resonanco

Kaja Tušar

Mednarodna podiplomska šola Jožefa Stefana

dr. Igor Serša

Institut Jožef Stefan



RF sonda za MR slikanje

Izvleček

Magnetnoresonančno slikanje (MRI) je ena od standardnih neinvazivnih radioloških preiskav, ki jo uporabljajo zdravniki po vsem svetu. Za razumevanje delovanja te slikovne tehnike potrebujemo razumevanje jedrske magnetne resonance. Ta pojav je lep primer vpliva kvantnega sveta na naš makroskopski svet. Da lahko razložimo, kako dobimo sliko človeške notranjosti, potrebujemo tudi razumevanje Fourierjeve transformacije in vloge različnih vrst tuljav pri slikanju z magnetno resonanco.

Ključne besede: magnetnoresonančno slikanje, medicinska fizika, magnetno polje, tuljava, Fourierjeva transformacija

Coils in Magnetic Resonance Imaging

Abstract

Magnetic resonance imaging (MRI) is a standard noninvasive examination used worldwide by physicians. However, we must understand the nuclear magnetic resonance phenomenon to understand how this imaging technique works. Nuclear magnetic resonance is a perfect example of the influence of the quantum world on our macroscopic world. To fully explain how we get an image of the human interior, we must also understand the Fourier transform and the role of various coils in MRI.

Keywords: magnetic resonance imaging, medical physics, magnetic field, coil, Fourier transform.

Jedrska magnetna resonanca

Jedrska magnetna resonanca (NMR) je pojav, ko atomska jedra z jedrskim spinom absorbirajo ali oddajajo elektromagnetno sevanje z določeno frekvenco.

Jedrski spin je lastnost nekaterih atomskih jeder. Njegovo ime izhaja iz angleške besede za vrtenje. Spin je enak produktu spinskega števila in reducirane Planckove konstante. Spinsko število jedra je odvisno od njegovega vrstnega števila, torej števila protonov v jedru in masnega števila oziroma števila nevtronov v jedru. Če je število tako protonov kot nevtronov liho, je spinsko število celo število. Če je vsota števila protonov in nevtronov liho število, pa je vrednost spinskega števila necelo število, sestavljeno iz polovic. V teh dveh primerih lahko atomska jedra uporabljamo za magnetno resonanco. Za primer lahko vzamemo vodikovo jedro, ki je pomembno za slikanje z magnetno resonanco. Sestavljeno je iz enega protona, torej ima spinsko število enako eni polovici. Če je število tako protonov kot nevtronov sodo, je spinsko število enak nič. Takšnih jeder ne moremo uporabljati

ti za jedrsko magnetno resonanco. Posledica jedrskega spina je dipolni magnetni moment jeder. Dipolni magnetni moment jedra μ je soracionalen njegovi vrtilni količini oziroma spinu Γ . Soracionalna konstanta se imenuje giromagnetno razmerje γ :

$$\mu = \gamma \Gamma. \quad (1)$$

Elektromagnetno valovanje, ki je v večini primerov v radiofrekvenčnem območju in ga zato imenujemo radiofrekvenčno (RF) valovanje, lahko izmakne magnetni dipolni moment jedra iz ravnovesne lege. To povzroči, da jedro začne precesirati okoli osi magnetnega polja. To gibanje lahko opišemo klasično, brez uporabe kvantne mehanike. Obravnavamo povprečno jedro, ki mu pripada magnetni dipolni moment μ , kar si lahko predstavljamo kot majhen magnet. Zunanje magnetno polje povzroča navor:

$$\mathbf{M}_{jedro} = \mu \times \mathbf{B}. \quad (2)$$

Navor povzroča tudi spremembo vrtilne količine:

$$d\mathbf{I} = \mathbf{M}_{\text{jedro}} dt. \quad (3)$$

Kombinacija enačb (1), (2) in (3) nam da enačbo gibanja spina nekega povprečnega jedra v magnetnem polju:

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = \gamma \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}. \quad (4)$$

Če usmerimo os z opazovalnega sistema v smeri statičnega magnetnega polja, je $B = B_0 \mathbf{e}_z$ in rešitev zgornje enačbe je precesija jedra okoli osi z s frekvenco

$$\omega_0 = \gamma B_0. \quad (5)$$

To frekvenco imenujemo tudi Larmorjeva frekvenca. Giromagnetno razmerje vodikovih jeder je $(42,58 \times 2\pi)$ MHz/T. Na primer, če je zunanje statično magnetno polje enako $B_0 = 2,35$ T, potem je Larmorjeva frekvenca vodikovega jedra enaka $(100 \times 2\pi)$ MHz. Zaradi običajno velikega števila opazovanih jeder lahko množico povprečnih jeder nadomestimo z vektorjem jedrske magnetizacije:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{V} \sum_i \boldsymbol{\mu}_i \quad (6)$$

Zaradi sorazmernosti med povprečnim jedrom in jedrsko magnetizacijo velja tudi:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{B}. \quad (7)$$

Če vklopimo za čas t magnetno polje, ki je pravokotno na statično magnetno polje B_0 in se vrti s frekvenco ω_0 okoli osi vzporedne B_0 , potem se bo magnetizacija nagnila od svoje začetne smeri za kot φ , ki je sorazmeren gostoti tega vrtečega se polja in času t . To vrteče se magnetno polje imenujemo tudi radiofrekvenčni (RF) sunek. Po vzbuditvi magnetizacije z RF sunkom se magnetizacija čez čas vrne v ravnovesno smer. Pri tem procesu ločimo proces vračanja komponente magnetizacije v smeri B_0 v ravnovesno vrednost od drugega procesa, pri katerem komponenta magnetizacije v smeri pravokotno na B_0 postopno izgine. Prvi proces se imenuje spinsko-mrežna relaksacija in ga opisuje enačba:

$$M_z(t) = M_z(0) \exp(-t/T_1) + M_0[1 - \exp(-t/T_1)]. \quad (8)$$

Tu je M_0 amplituda ravnovesne magnetizacije v smeri osi z , ki se vzpostavi v statičnem magnetnem polju B_0 . Drugi proces se imenuje spinsko-spinska relaksacija in ga opisuje enačba:

$$M_{x,y}(t) = M_{x,y}(0) \exp(-t/T_2). \quad (9)$$

Tu sta T_1 in T_2 karakteristična časa obeh procesov, to je spinsko-mrežni (T_1) in spinsko-spinski (T_2) čas NMR relaksacije.

V običajnem NMR poskusu vzorec vstavimo v RF sondo, to pa potem namestimo v osnovno tuljavo, ki ustvarja zunanje statično magnetno polje B_0 v smeri osi z . RF sonda je sestavljena iz RF tuljave, ki proizvaja RF magnetno polje v pravokotni smeri na statično magnetno polje. Isto tuljavo lahko uporabimo tudi za detekcijo NMR signala. Osnovna tuljava je superprevodna tuljava, ki ustvarja homogeno statično magnetno polje. Narejena je iz materialov, ki pri dovolj nizkih temperaturah dosežejo superprevodnost, to pomeni, da je njihov električni upor nič, torej električni tok teče po žicah tuljave brez izgub.

Največja magnetizacija v transverzalni ravnini se doseže, ko je magnetizacija nagnjena za 90° od smeri statičnega magnetnega polja. Precesija jedrske magnetizacije v vzorcu inducira električno napetost v RF tuljavi. Zajeti signal niha in eksponentno pada s časom. Ta NMR signal se imenuje signal proste precesije:

$$S(t) = A \exp(-t/T_2) \sin(\omega_0 t - \omega t). \quad (10)$$

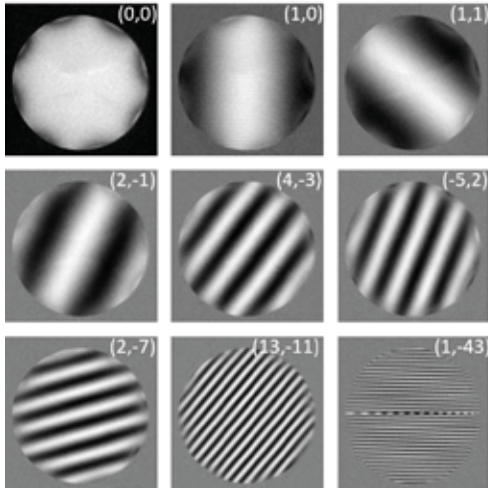
Larmorjeva frekvenca vzorca je ω_0 . Frekvenco detekcije ω spreminjamo. Ko je frekvenca detekcije enaka Larmorjevi frekvenci, je signal proste precesije enak 0. NMR signal $S(t)$ je torej vsota oziroma integral vseh frekvenčnih komponent, vseh različnih vrednosti frekvence detekcije ω , njihova porazdelitev je predstavljena s spektrom $I(\omega)$. NMR spekter je prikaz intenzitet v odvisnosti od frekvence absorpcije in emisije RF valovanja. Ta spekter se izračuna s Fourierjevo transformacijo signala:

$$I(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} S(t) \exp(-i\omega t) dt. \quad (11)$$

Slikanje z magnetno resonanco

Pod posebnimi eksperimentalnimi pogoji je lahko NMR spekter povezan s sliko vzorca, ki ustreza porazdelitvi dipolnih magnetnih momentov merjenih jeder. Magnetnoresonančno (MR) sliko dobimo s spreminjanjem resonančne frekvence jeder po prostoru z uporabo dodatnega magnetnega polja vzdolž smeri statičnega zunanega magnetnega polja B_0 . Dodatno magnetno polje zapiše lokacijo jeder v frekvenco NMR signala, kar pomeni, kot bo razloženo v nadaljevanju, da lahko informacijo o legi jeder ugotovimo iz frekvence. Pri slikanju z magnetno resonanco to dodatno magnetno polje linearno narašča, ko se premikamo vzdolž smeri osi z . To pomeni, da je gradient, torej vektor, ki nam pove, v kateri smeri se magnetno polje najbolj spreminja, konstanten. Zato se tudi tuljave, ki proizvajajo to magnetno polje, imenujejo gradientne tuljave. V prisotnosti gradientnega magnetnega polja ima Larmorjeva frekvenca prostorsko odvisnost:

$$\omega(\mathbf{r}) = \gamma B_0 + \gamma \mathbf{G} \cdot \mathbf{r}. \quad (12)$$



Slika 1: MR slike diskretnih točk v k -prostoru, zapisanih zgoraj desno, kot jih vidimo v realnem prostoru. To je samo nekaj primerov baznih slik [1].

Vektor G je gradient samo dela magnetnega polja B_0 , ki kaže v smeri osi z . Vektor r kaže do točke, iz katere izvira NMR signal. Če seštejemo signal iz celotne prostornine vzorca, ki ga želimo slikati, dobimo naslednji izraz:

$$S(G, t) = \iiint \rho(r) \exp(i\gamma(B_0 + G \cdot r)t) dr. \quad (13)$$

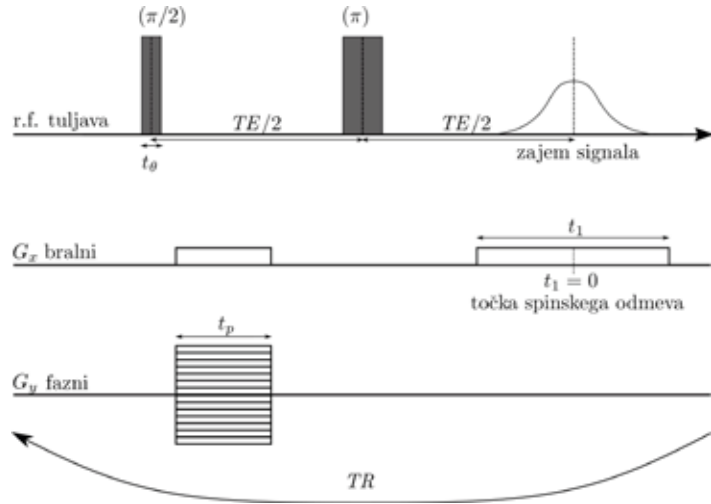
Z $\rho(r)$ označimo številsko gostoto opazovanih jeder. Zgornjo enačbo bomo v nadaljevanju zapisali tako, da vpeljemo recipročni prostor prostorskim koordinatam, k -prostor. Da malo poenostavimo razlago, si pogledjmo, kako naredimo MR sliko v dveh dimenzijah x in y . Temu bi lahko tudi rekli, da si bomo pogledali, kako naredimo eno rezino. V dveh dimenzijah so komponente k -prostora $k_x = \gamma G_x t$ in $k_y = \gamma G_y t$. MR signal lahko torej v dveh dimenzijah zapišemo na naslednji način:

$$S(k_x, k_y) = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \rho(x, y) \exp(i(k_x x + k_y y)) dx dy. \quad (14)$$

V dobljeni enačbi lahko prepoznamo inverzno Fourierovo transformacijo gostote jeder. Gostota jeder, kar je v resnici naša MR slika, je enaka Fourierovi preslikavi zajetega signala v k -prostoru:

$$\rho(x, y) = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} S(k_x, k_y) \exp(-i(k_x x + k_y y)) dk_x dk_y. \quad (15)$$

Slika 1 kaže princip Fourierovega MR slikanja. Vsaka MR slika je sestavljena iz takšnih slik, ki skupaj tvorijo bazo. Bazne slike se seštevajo z utežmi, ki ustrezajo izmerjenim signalom. Bazne slike so prikazane s celošteviličnimi indeksi, ki ustrezajo pripadajočim k -koordinatam. Kot kaže ta slika, so vse bazne slike sinusne funkcije različnih prostorskih frekvenc in prostorskih smeri valovnih front. Bazna slika brez valov (z indeksom (0, 0)) pripada središču k -prostora, medtem ko imajo bazne slike, ki so bolj oddaljene od središča k -prostora, višjo gostoto valovnih front.



Slika 2: Prikazana je shema zaporedja sunkov za dvodimenzionalno MR slikanje z metodo spinskega odmeva [1].

Slika 2 kaže MRI zaporedje sunkov, ki se uporablja za dvodimenzionalno Fourierovo slikanje. MRI zaporedje je vhodni program za računalnik, ki nato to zaporedje posreduje MRI spektrometru, ki poskrbi za generiranje in zajemanje analognih RF signalov. Pridobljeni zajeti RF signal se nato digitalizira in pošlje nazaj v računalnik, ki izvede rekonstrukcijo MR slike.

Zgornja vrstica zaporedja kaže časovni niz dogodkov (sunkov), ki se prenašajo v oziroma iz RF tuljave. Prvi je oddan RF sunek, ki spremeni orientacijo jedrske magnetizacije za 90° . Nato se vklopijo fazni gradient in bralni gradient za čas t_p . Med tem časom prečna magnetizacija (v smeri, pravokotni na zunanje statično magnetno polje) začne izginjati na račun razpršitve vektorjev magnetizacije skupin jeder v ravnini XY v pahljačo in signal iz vzorca se posledično zmanjšuje. Ta proces se nadaljuje v manjšem obsegu tudi po tem, ko so gradienti izklopljeni. Razlog za to je nehomogenost zunanjega statičnega magnetnega polja. Vendar pa se magnetizacija lahko v precejšni meri povrne, vsaj za del, ki izvira iz nehomogenosti statičnega magnetnega polja, z uporabo dodatnega RF sunka. Ta sunek spremeni predznak faze magnetizacije. Zato faza magnetizacije, ki se je nakopičila v obdobju $TE/2$ (med obema RF sunkoma), po drugem RF sunku spremeni predznak in nato v naslednjem intervalu $TE/2$ (med RF sunkom in zajemom signala) spet za enak del spremeni kot v prejšnjem $TE/2$ intervalu, tako da je pri času TE enaka 0. To fazno poenotenje se kaže z močnim povečanjem signala ob času TE . Ta pojav je zato znan kot spinski odmev in časovni interval TE kot čas spinskega odmeva. V zaporedju za slikanje s spinskim odmevom je sredina okna zajemanja signala poravnana s točko spinskega odmeva. Hkrati z zajemanjem signala se vklopi tudi bralni gradient. Pomembno je, da je produkt časa in amplitude vklopa tega gradienta v

prvem intervalu $TE/2$ enak produktu časa in amplitude vklopa tega gradienta v drugem intervalu $TE/2$ (v središču zajemanja signala).

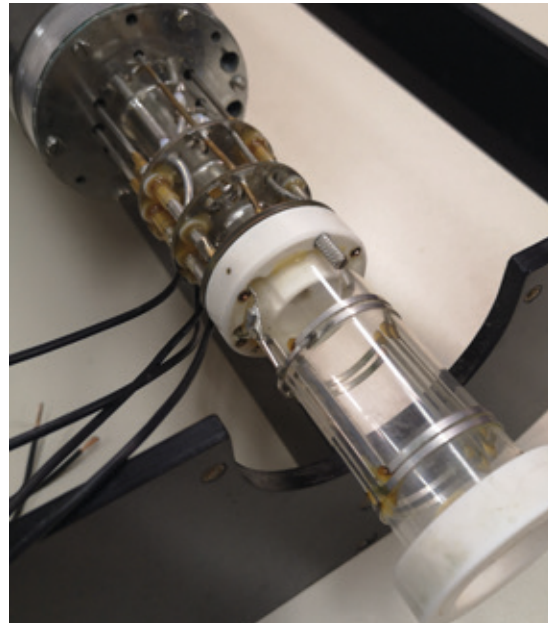
To zaporedje se nato ponovi za vse vrstice zajemanja signala za MR sliko. Pri tem se vsaka vrstica ponovi z enakimi sunki bralnega gradienta, vendar z različnimi jakostmi sunkov faznega gradienta. Te se začnejo pri najbolj negativni vrednosti in nato enakomerno povečujejo v N korakih do nasprotno enake največje pozitivne vrednosti. Ko je ves signal slike zajet, se ta transformira z dvo- ali večdimenzionalno Fourierovo transformacijo za rekonstrukcijo MR slike. Transformacija se običajno izvede z algoritmom hitre Fourierove transformacije, ki je dobro optimiziran za izračun diskretne Fourierove transformacije. Pri uporabi standardne MRI opreme, kjer gradientne tuljave proizvajajo magnetna polja, ki imajo linearno prostorsko odvisnost in konstantne gradiente, je rezultat slikanja dvodimenzionalna MR slika vzorca. MR slika ustreza gostoti merjenega atomskega jedra v vzorcu [1].

Osnovna tuljava

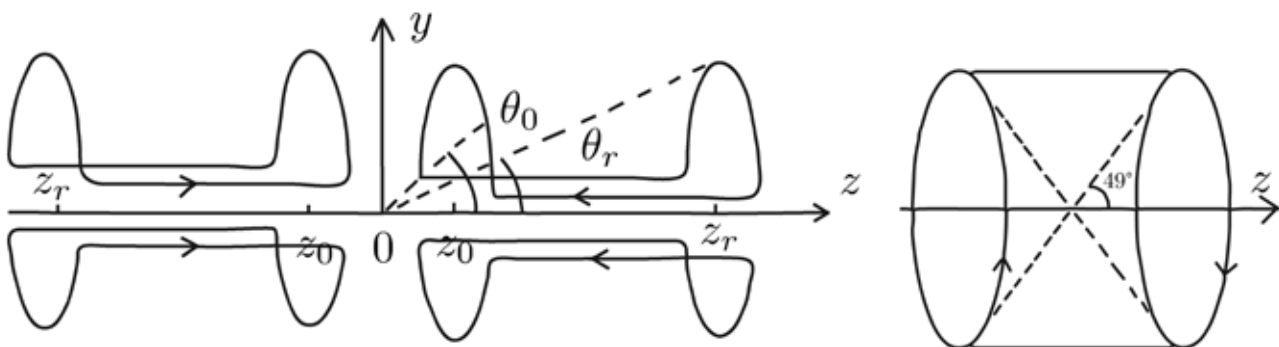
Osnovna tuljava ustvarja zunanje statično magnetno polje B_0 v smeri osi z . Slika 4 kaže takšno tuljavo. Na sliki je magnet z gostoto magnetnega polja 2,35 T. Tako visoko gostoto magnetnega polja lahko dosežemo z uporabo superprevodne tuljave, to pomeni, da električni tok teče po žici, ki ima električni upor enak nič. Da žica, ki je po navadi zlitina niobija in titana, doseže to lastnost, jo je treba ohladiti na temperaturo le nekaj kelvinov. To dosežemo tako, da jo potopimo v rezervoar tekočega helija. Rezervoar tekočega helija je obdan z rezervoarjem tekočega dušika, kar zmanjša temperaturno razliko med zunanostjo in superprevodno tuljavo in tako zmanjša toplotne izgube in porabo dragocenega helija. Ker je električni upor v žici enak nič, tok, ki teče po žici, nima izgub in ne potrebuje zunanega napajanja. Gostota magnetnega polja torej ostane enaka, tudi če zmanjka elektrike. Spremeni se samo, če žica izgubi lastnost superprevodnosti, kar lahko dosežemo s segrevanjem žice.



Slika 3: Primer superprevodnega magneta za slikanje z magnetno resonanco v raziskovalne namene, ki se nahaja na Institutu Jožef Stefan v laboratoriju za MR slikanje.



Slika 4: Primer oddajno-sprejemne RF tuljave, instalirane v RF sondo, ki se uporablja na Institutu Jožef Stefan v laboratoriju za MR slikanje.



Slika 5: Na sliki vidimo Golajevo tuljavo (levo) in Maxwellovo tuljavo (desno) [2].

Tako lahko povzročimo hitro porušitev superprevodnega stanja, ki ga spremlja tudi glasen pok [1].

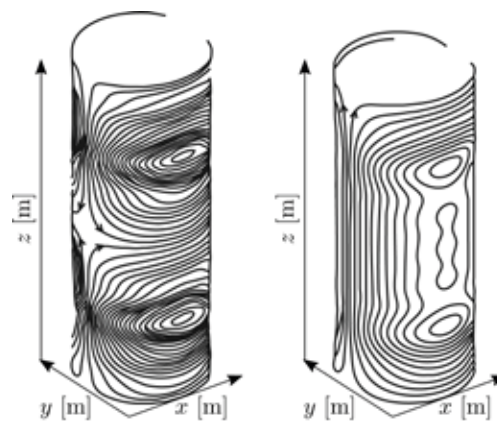
Radiofrekvenčna tuljava

RF tuljava proizvaja RF magnetno polje v pravokotni smeri na statično magnetno polje B_0 . Isto tuljavo lahko uporabimo tudi za detekcijo NMR signala. Slika 4 kaže primer takšne RF tuljave, ki lahko tako oddaja RF sunke kot sprejema signal v RF območju. Tuljava na sliki se uporablja za MR mikroskopijo in ima premer 2,5 cm, kar pomeni, da je to velikost največjega vzorca, ki ga lahko slikamo s to tuljavo [1].

Gradientna tuljava

V običajnem MRI se morajo magnetna polja, ki jih proizvajajo gradientne tuljave, linearno spreminjati s krajem po prostoru v čim večjem volumnu. Gradienti takšnih magnetnih polj so zato konstantni. Takšno magnetno polje je potrebno za izvedbo znanega in nadzorovanega premikanja resonančnih frekvenc in brezhibno rekonstrukcijo slike z uporabo Fourierove transformacije ter za uspešno izvedeno MR slikanje.

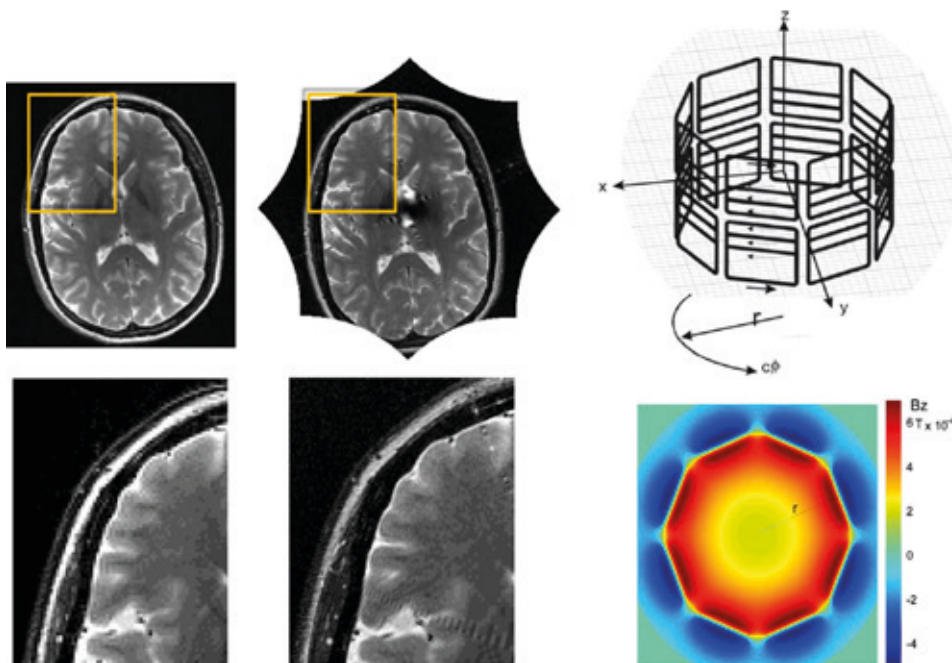
Osnovna oblika tuljave, ki proizvaja magnetno polje linearno vzdolž osi z , se imenuje Maxwellova tuljava (Slika 5). Sestavljena je iz dveh krožnih zank žice s polmerom a , med seboj ločenih z razdaljo $\sqrt{3}a$. V tuljavah, prikazanih na slikah, se magnetno polje linearno spreminja le na relativno majhnem območju v središču tuljave. Standardna tuljava, ki proizvaja konstantna gradientna polja v smeri x ali y , se imenuje Golayeva tuljava (Slika 5). Sestavljena je iz osmih odsekov žice, ki so vzporedni s statičnim magnetnim poljem, zato ne vplivajo na



Slika 6: Na sliki vidimo gradientne tuljave, navite v vzorec, ki spominja na prstne odtise [2].

gradient v smeri x – štirih notranjih lokov, ki proizvajajo konstantni gradient, in štirih zunanjih lokov, ki so tam samo za zaključek zanke in so dovolj oddaljeni, da magnetno polje, ki ga proizvajajo, ne vpliva opazno na slikani vzorec.

Geometrija tuljav se je med razvojem MRI razvila od preprostih diskretnih žic v postavljenih zankah do naprednih konstrukcij zapletenih vzorcev, vendar je linearost magnetnega polja še vedno najpomembnejši vidik. Vsaka MRI naprava, izdelana danes, tako za diagnostične kot tudi za znanstvene namene, bo imela gradientne tuljave v bolj zapletenih vzorcih, da bi povečala prostornino, ki se lahko uporablja za slikanje znotraj tuljave. Tuljave običajno niso izdelane iz diskretnih žic, temveč so vgrajevane v velike uniformne kovinske cilindre, ki omogočajo enakomernjšo porazdelitev električnega toka v zankah. Običajno uporabljen vzorec je podoben prstnim odtisom (Slika 6).



Slika 7: Na sliki vidimo primerjavo med sliko glave, zajeto s standardnimi gradientnimi tuljavami (levo), in sliko, zajeto s tuljavami z nelinearnim magnetnim poljem (srednji stolpec). Desno zgoraj je shema, ki prikazuje geometrijo uporabljenih gradientnih tuljav. Desno spodaj je simulacija, ki prikazuje projekcijo komponente magnetnega polja na statično magnetno polje. Kot lahko vidimo na sliki, prostorska odvisnost ni linearna [5].

Standardne gradientne tuljave z vzorcem, ki spominja na prstne odtise, imajo tudi slabosti. Običajno imajo veliko ovojev in posledično visoko induktivnost. To omejuje hitrost, s katero se gradient lahko vklopi in izklopi, kar podaljša tudi čas zajema signala. Poleg tega lahko gradientne tuljave proizvedejo veliko hrupa, ki izvira iz Lorentzeve sile. Gradientne tuljave niso superprevodne, saj bi to bilo tehnološko zelo težko izdelati, zato oddajajo tudi toploto, kar lahko vpliva na vzorec, ki ga slikamo. Zato je treba te tuljave običajno hladiti z vodo. Hitre spremembe magnetnih tokov okoli tuljav lahko povzročijo vrtnice v magnetnem polju, ki so lahko vir popačenja slik. Zato morajo biti vsi prevodni deli zunaj gradientne tuljave zaščiteni pred neposrednim vplivom tuljave, ki proizvaja gradientno polje. Zaščita se izvaja z ločeno zaščitno tuljavo [2].

Nestandardne geometrije gradientnih tuljav

Kodiranje v MRI opisuje način, kako se amplituda in faza jedrskega magnetnega momenta zabeležita v signalu. Nekonvencionalna kodiranja lahko dobimo z uporabo nestandardnih RF sunkov ali z uporabo nekonvencionalne geometrije kodirnih tuljav. Kodiranje se lahko izvede pred ali med RF vzbuditvijo ali celo med ponovnim usmerjanjem magnetizacije.

MR slikanje, ki se izvaja z gradientnimi tuljavami, ki proizvajajo magnetno polje z nelinearno prostorsko odvisnostjo, je veja te slikovne metode, ki še ni v klinični uporabi. Takšne tuljave je lažje izdelati in jih je mogoče optimizirati za različne parametre, kot je znižanje induktivnosti ali zmanjšanje hrupa. Rekonstrukcija MR slik, proizvedenih s takšnimi kodirnimi tuljavami z uporabo Fourierjeve transformacije, v sliko vnese popačenja. Razumevanje vzrokov za ta popačenja, torej za njihovo matematično odvisnost, tudi omogoča njihovo odstra-

nitev. Končna rekonstruirana MR slika je nato geometrično pravilna, vendar ima spremenljivo ločljivost slike. Slika 7 kaže rekonstruirano MR sliko, kjer je ločljivost na povrhnjici možganov večja kot pri sliki, zajeti na standardnem MR tomografu, medtem ko je v središču možganov ločljivost slike slabša kot na standardnem sistemu.

Nobeno od predlaganih zaporedij za MR slikanje z uporabo gradientnih tuljav z magnetnim poljem z nelinearno prostorsko odvisnostjo ni trenutno v klinični uporabi, vendar so dosedanja rezultati zelo obetavni. Nekonvencionalne gradientne tuljave se lahko uporabljajo v kombinaciji z večkanalnimi RF tuljavami, kar omogoča izdelavo visokokakovostnih MR slik z dobrim kontrastom [3] [4] [5].

Zaključek

V prispevku smo orisali fizikalno teorijo, na kateri temelji osnovno magnetnoresonančno slikanje (MRI). MRI je neinvazivna slikovna diagnostična metoda, ki jo uporabljamo že več kot 30 let. Za razumevanje delovanja je potrebno poznavanje pojava jedrske magnetne resonance, elektromagnetnih polj, teorije obdelave signalov in matematično poznavanje Fourierjeve in njej sorodnih transformacij. V prispevku smo predstavili osnove jedrske magnetne resonance, vzbujanja signala magnetne resonance in jedrske relaksacije. Opisali smo osnovno sunkovno zaporedje in razložili, kako lahko iz spektra dobimo prostorsko informacijo o položaju atomskih jeder in iz tega nato sliko človeške notranjosti, vse to brez uporabe ionizirajočega sevanja. Na koncu smo še malo več povedali o tuljavah, ki se uporabljajo za prostorsko kodiranje signala, in opisali nestandardne tuljave, ki so za zdaj še vedno v fazi predklinične uporabe, a bo ta lahko kmalu prešla tudi v klinično uporabo.

Viri

- [1] Callaghan, P. T. (1993). Principles of Nuclear Magnetic Resonance Microscopy. Oxford: Clarendon Press.
- [2] Hidalgo-Tobon, S. S. (2010). Theory of Gradient Coil Design Methods for Magnetic Resonance Imaging. Concepts in Magnetic Resonance Part A, 4(36A), 223–242.
- [3] Patz, S., Hrovat, M. I., Pulyer, Y. M. in Rybicki, F. J. (1999). Novel encoding technology for ultra-fast MRI in a limited spatial region. International Journal of Imaging Systems and Technology, 10, 216–224.
- [4] Stockmann, J. P., Ciris, P. A., Galiana, G., Tam L. in Constable, R. T. (2010). O-space imaging: Highly efficient parallel imaging using second-order nonlinear fields as encoding gradients with no phase encoding. Magnetic Resonance in Medicine, 64, 447–456.
- [5] Schultz, G. (2013). Magnetic resonance imaging with nonlinear gradient fields Signal encoding and image reconstruction. Freiburg: Springer Spektrum.