

Slikanje z magnetno resonanco

Slikanje z magnetno resonanco (MR tomografija) je prav gotovo zelo zanimiva in vsestransko uporabna diagnostična metoda, ki je od svojih začetkov pa do danes doživela izreden razvoj, tako v smeri raziskav in razvoja novih tehnik slikanja, kot tudi v smeri aplikacij že obstoječih metod in njihovi uveljavitvi v klinično prakso. V primerjavi z ostalimi diagnostičnimi metodami: rentgen, ultrazvok, računalniška tomografija, se MR tomografija odlikuje po tem, da vzorec ni izpostavljen škodljivemu sevanju, pa tudi MR slika ne nosi informacije o absorpciji rentgenskih žarkov ali ultrazvoka v vzorcu, ampak je ta slika s parametri slikanja pogojena funkcija, ki odraža povsem drugačne lastnosti snovi, kot smo to vajeni pri drugih tomografskih metodah. Slikovni signal in kontrastnost izvira pri tej metodi predvsem iz različnih mehkih tkiv, kar skupaj z izredno dobro ločljivostjo in neinvazivnostjo metode postavlja slikanje z magnetno resonanco na pomembno mesto med diagnostičnimi radiološkimi metodami.

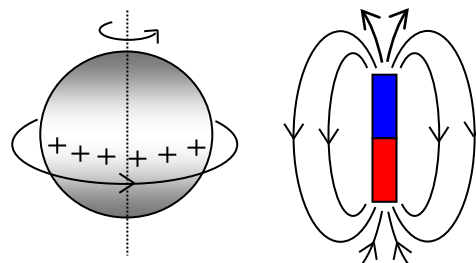
Osnove magnetne resonance

Prvi poskus, v katerem je uspelo zaznati magnetno resonanco jeder je bil izveden leta 1946. Od takrat pa do danes se je magnetna resonanca (MR¹) uspela uveljaviti na številnih področjih raziskav. MR je predvsem močna kot nedestruktivna metoda analize snovi, tako v kemiji za določanje kemijske sestave, v fiziki za študij zgradbe in gibanj v snovi, kot tudi v biofiziki in v medicini za slikanje, spremljanje metaboličnih procesov in analizo tkiv. V zadnjih tridesetih letih je MR doživela ponoven razcvet predvsem po zaslugi razvoja večdimenzionalne MR, kjer zelo pomembno mesto zaseda slikanje z MR.

Energijski nivoji in RF absorpcija

Snov je sestavljena iz molekul, te sestavljajo atomi in v sredini vsakega atoma je atomsko jedro. Atomska jedra se med seboj ločijo po številu protonov in nevtronov, ki ta jedra sestavljajo. Zaradi tega, ker so protoni pozitivno električno nabiti in nevtroni električno nevtralni, so tudi vsa jedra pozitivno

naelektrena, poleg tega pa imajo nekatera jedra še to lastnost, da se obnašajo kot majhne vrtilke – pravimo, da imajo ta jedra spin. Zaradi vrtenja jeder okoli njihove osi potuje tudi pozitiven naboj po krožni zaključeni tirnici (zanki) po obodu jedra. To potovanje naboja lahko razumemo tudi kot električni tok, ki teče po zaključeni zanki po obodu jedra (slika 1).



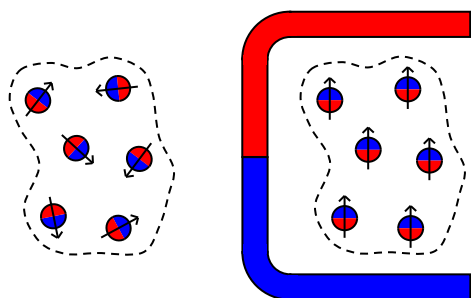
Slika 1 Jedro s spinom ima magnetni dipolni moment.

Iz elektrotehnike tudi vemo, da električni tok, ki teče po zaključeni krožni zanki ustvarja v svoji okolici enako magnetno polje, kot če bi zanko z električnim tokom nadomestili z majhnim trajnim paličastim magnetom. Pravimo, da tak magnet ali zaključena krožna zanka s tokom ustvarjata dipolno magnetno polje. Takšno magnetno polje, samo v dosti večjem obsegu, ustvarja tudi Zemlja. Torej vidimo, da lahko jedra s spinom obravnavamo kot zelo majhne vrteče se magnetke. V medicini in sploh za MR slikanje je daleč najbolj pomembno vodikovo jedro ^1H ali kar proton (vodikovo jedro sestavlja namreč le en sam proton). Od ostalih jeder, ki imajo spin, pa so predvsem za MR spektroskopijo zanimiva še fosforjevo jedro ^{31}P , izotop ogljikovega jedra ^{13}C in fluorovo jedro ^{19}F .

Dokler so jedra (s spinom) izven magnetnega polja, potem je energija teh jeder neodvisna od njihove orientacije in so zato ta jedra povsem naključno orientirana. V magnetnem polju temu ni več tako. Iz elektrotehnike vemo, da je energija paličastega magneta (magnetnega dipola) v statičnem magnetnem polju odvisna od orientacije magneta glede na smer statičnega magnetnega polja. Energija tega je najnižja, ko so silnice dipolnega polja znotraj magneta enako usmerjene kot silnice zunanjega magnetnega polja, najvišja pa je pri nasprotni orientaciji magneta. Enako velja tudi za jedra, saj jih lahko obravnavamo kot majhne magnetke. Če bi imeli vzorec ohlajen na temperaturo absolutne ničle (0 K), potem bi termično gibanje jeder zamrlo in takrat bi se vsa jedra v vzorcu postavila v smer magnetnega polja in vzorec bi se popolno namagnetil (slika 2). Magnetizacija jeder M , ki jo definiramo kot prostorsko gostoto dipolnih momentov jeder,

¹ V nemedicinski strokovni literaturi se magnetna resonanca jeder pravilno označuje s polno kratico NMR po »nuclear magnetic resonance«. V medicinski rabi se pridevnik jedrska (nuclear) pogosto izpušča saj ljudje besedo jedrska pogosto povezujejo z nečim nevarnim in škodljivim.

torej kot povprečno orientacijo in velikost dipolnega momenta jeder deljeno s prostornino, ki pripada enemu jedru, bi bila takrat največja možna.



Slika 2 Jedra izven magnetnega polja (levo) in v magnetnem polju (desno).

Pri temperaturah višjih od absolutne ničle se jedra začnejo termično gibati in tako nimajo več »obstanka«, da bi vsa vztrajala samo v orientaciji z najnižjo možno energijo. Višja, ko je temperatura vzorca bolj bodo jedra začela zavzemati povsem naključne orientacije in s tem se bo tudi vse bolj izgubljala prevladujoča orientacija v smeri magnetnega polja, magnetizacija jeder v vzorcu bo zaradi tega tudi vse bolj padala. Na primer, za vodikova jedra v magnetnem polju magnetov, ki se tipično uporabljajo za MR slikanje, in pri sobni temperaturi (293 K) se magnetizacija jeder zaradi vpliva temperature zmanjša na približno eno milijoninko največje možne. Edina pomoč v boju za tem večjo magnetizacijo jeder v vzorcu je, da uporabimo tem močnejše magnete za slikanje z MR. Večjo magnetizacijo bi lahko dobili tudi z močno ohladitvijo vzorcev, vendar smo pri MR slikanju živih bioloških vzorcev vedno omejeni na sobno temperaturo.

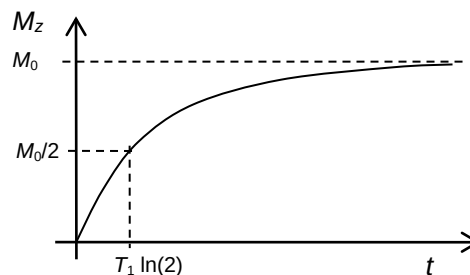
Jedrska relaksacija

V prejšnjem odstavku nismo bili povsem točni pri opisu procesa magnetjenja vzorca. Ni namreč res, da bi se pojavila magnetizacija jeder samo z vstavitvijo vzorca v magnetno polje. Kot smo videli, se pri tem procesu jedrom zniža energija, kar pomeni, da so morala jedra višek energije oddati nekam drugam. Če te energije jedra ne morejo nikamor oddati, se tudi v vzorcu ne bi mogla pojaviti jedrska magnetizacija. Kam so torej jedra oddala višek energije, da se je lahko v vzorcu pojavila jedrska magnetizacija? Odgovor je, da so jedra oddala višek energije nihanju kristalne mreže, živahnost tega nihanja pa je merilo za temperaturo vzorca. Torej posledica magnetjenja jeder je segretje vzorca. Ker so spremembe energije jeder pri procesu

magnetjenja zelo majhne, je tudi učinek magnetjenja vzorca na njegovo segrevanje premajhen, da bi ga lahko zaznali. Pomembno je, da vemo, da magnetenje vzorca ni možno brez prenosa energije (sklopitve) med jedri in mrežnimi nihanji. Intenzivnost te sklopitve ima namreč zelo pomembno vlogo pri hitrosti magnetjenja in tudi razmagnetjenja vzorca ali tako imenovani jedrski relaksaciji. Točneje bi morali to vrsto relaksacije označiti kot longitudinalno, saj pri tej poteka spreminjanje magnetizacije vzdolž smeri magnetnega polja. Hitrost longitudinalne relaksacije je zaradi zelo različne stopnje sklopitve med jedri in mrežnimi nihanji zelo različna med različnimi snovmi. Predvsem so velike razlike med tekočimi in trdnimi vzorci. V trdnih vzorcih je longitudinalna relaksacija mnogo počasnejša kot v tekočinah. Izkaže se, da lahko proces magnetjenja vzorca zelo dobro opišemo z eksponentno funkcijo (slika 3) približevanja ravnovesni vrednosti

$$M_z = M_0(1 - \exp(-t/T_1)) \quad (1)$$

kjer je M_z komponenta magnetizacije v smeri statičnega magnetnega polja (ali longitudinalna magnetizacija), M_0 je ravnovesna vrednost magnetizacije in T_1 je karakterističen čas longitudinalne relaksacije (v času T_1 doseže longitudinalna magnetizacija približno 2/3 končne vrednosti). Tako imamo v tekočinah relaksacijske čase T_1 v razponu od nekaj 100 ms pa do več s, v trdnih vzorcih pa je lahko T_1 dolg tudi več ur.



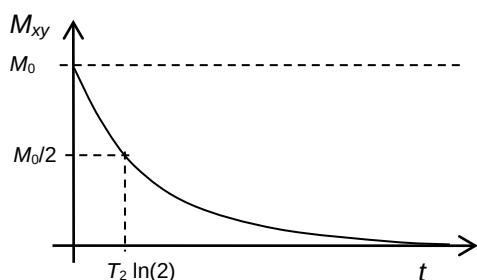
Slika 3 Longitudinalna relaksacija.

Kaj se zgodi z jedri, če bi smer zunanega magnetnega polja nenadoma spremenili, na primer da bi MR magnet zasukali za 90° glede na prvotno orientacijo. Jedra tej nenadni spremembi magnetnega polja ne bi mogla slediti in bi ostala obrnjena tako, kot so bila pred zasukom magneta. Njihova orientacija bi bila sedaj pravokotna na smer magnetnega polja. Obenem vemo, da bo po dovolj dolgem času zopet vsa magnetizacija jeder imela smer nove orientacije statičnega magnetnega polja. Torej je morala poleg že znane longitudinalne relaksacije poteči še dodatna relaksacija, zaradi katere je izginila

začetna orientacija magnetizacije jeder v smeri pravokotno na smer statičnega magnetnega polja. Pri tej tako imenovani transversalni relaksaciji se ni spremenila energija jeder, ker je le izginila komponenta magnetizacije v smeri prečno na statično magnetno polje, medtem ko je projekcija magnetizacije v smeri statičnega polja ostala nespremenjena in se je zato ohranila tudi energija jeder v magnetnem polju. Pri transversalni relaksaciji torej ni prišlo do izmenjave energije med jedri in mrežo. Ta relaksacija očitno poteka z drugačnimi mehanizmi kot longitudinalna relaksacija in je zato v splošnem lahko tudi njena hitrost precej drugačna kot hitrost longitudinalne relaksacije. Zopet lahko upadanje transversalne magnetizacije (to je komponente magnetizacije v smeri pravokotno na smer statičnega magnetnega polja) dobro opišemo z eksponentno padajočim spreminjanjem (slika 4), ki ga podaja enačba

$$M_{xy} = M_0 \exp(-t/T_2) , \quad (2)$$

kjer je M_{xy} komponenta magnetizacije v smeri pravokotno na smer statičnega magnetnega polja (ali transversalna magnetizacija), M_0 je ravnovesna vrednost magnetizacije in T_2 je karakterističen čas transversalne relaksacije (v času T_2 pade transversalna magnetizacija na približno 1/3 začetne vrednosti). Relaksacijski časi T_2 so v tekočinah velikostnega reda od nekaj 10 ms pa do nekaj s, v trdnih snoveh pa so mnogo krajši in znašajo lahko tudi samo nekaj μ s. Izkazuje se tudi, da je transversalna relaksacija vedno hitrejša od longitudinalne relaksacije.

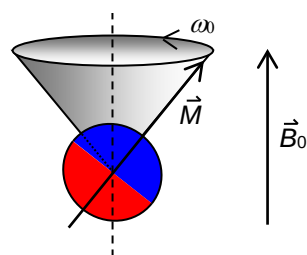


Slika 4 Transverzalna relaksacija.

Jedrska precesija

Pri opisu dogajanja z magnetizacijo po nenadnem zasuku magneta smo zamolčali zelo pomembno dogajanje, ki sledi temu zasuku in brez katerega ne bi mogli uspešno izvesti poskusa z magnetno resonanco, vsaj ne v obliki kot se to dela danes. Ko smo zasukali magnet za 90° je povprečna orientacija jeder postala pravokotna na smer statičnega magnetnega polja. Zaradi tega sedaj na povprečno jedro deluje navor, ki skuša to jedro

zasukati tako, da bo njegov magnetni dipol imel smer statičnega magnetnega polja. Ta pojav magnetnega navora lahko namreč zelo preprosto vidimo v vsakodnevem življenju, ko pri kompasu magnetnico s prstom odklonimo iz smeri SJ v smer VZ. Na magnetnico bo pri tem deloval navor, ki jo bo, ko jo bomo spustili, spet povrnil v prvotno orientacijo SJ. Nekaj podobnega se bi zgodilo tudi z jedri, če ta ne bi imela spina, to je, če se ne bi obnašala kot majhne vrtalke. Posledica spina jeder je, da magnetni navor ne more zasukati jeder v smer statičnega magnetnega polja, ampak jim lahko spremeni le os vrtenja in sicer tako, da nova os vrtenja oklepa s smerjo statičnega magnetnega polja enak kot, kot pred tem stara os, a je gledano v smeri statičnega magnetnega polja nekoliko zasukana glede na prvotno orientacijo. Ta zasuk enakomerno narašča s časom, torej se povprečna orientacija jeder in s tem tudi jedrska magnetizacija ves čas vrti s stalno frekvenco po plašču stožca okoli smeri statičnega magnetnega polja (slika 5). Temu nekoliko zapletenemu gibanju pravimo jedrska precesija.



Slika 5 Jedrska precesija.

V vsakodnevem življenju lahko precesijo opazimo pri igri »Marjanca«, kjer se vrtalka, ko je njena os odklonjena od navpičnice, ne vrti le okoli svoje osi, ampak se os vrtalke začne gibati po plašču stožca z osjo v smeri navpičnice. Podobno, kot je hitrost precesije vrtalke pri igri »Marjanca« odvisna od hitrosti vrtenja vrtalke in od navora teže vrtalke, je tudi pri jedrih hitrost precesije odvisna od spina jeder in od magnetnega navora jeder in s tem tudi od gostote statičnega magnetnega polja. Frekvenco jedrske precesije ali tako imenovano Larmorjevo frekvenco² zapišemo z enačbo

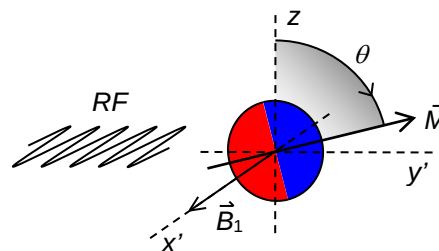
$$\omega_0 = \gamma B_0 , \quad (3)$$

² Če smo natančni smo v enačbi spodaj zapisali Larmorjevo krožno frekvenco, ki je za faktor 2π krat večja kot prava frekvenca ($\omega = 2\pi\nu$). Tudi v nadaljnjem besedilu bomo pogosto uporabljali besedo frekvenca in s tem mislili na krožno frekvenco.

kjer je γ giromagnetno razmerje in B_0 je gostota magnetnega polja. Giromagnetno razmerje je razmerje med magnetnim dipolnim momentom jedra in njegovim spinom in je značilna lastnost vsake vrste jeter. Vidimo torej, da je frekvenca jedrske precesije sorazmerna z gostoto magnetnega polja in je odvisna od vrste jedra. Na primer vodikova jedra v magnetnem polju najpogosteje uporabljenih MR magnetov za klinične preiskave, katerih gostota magnetnega polja znaša 1.5 T, tako precesirajo s frekvenco 64 MHz. Precesijske frekvence jeter v močnem magnetnem polju sodijo torej v področje kratkovalovnih radijskih postaj ali v RF področje.

RF sunek in signal proste precesije

Vzbujanje jeter v precesijo na način, da bi vsakič zasukali magnet za 90° bi bil sila neroden in se ga noben ne poslužuje. Teža MR magnetov za slikanje je namreč več ton. Izkaže se, da lahko magnetizacijo zasučemo iz ravnovesne smeri tudi tako, da jedrom dovedemo za ta zasuk potrebno energijo. Bolj, ko je povprečna orientacija jeter nevzporedna s smerjo statičnega magnetnega polja, višja je njihova energija in več energije jim je bilo potrebno dovesti za doseg tega stanja. Težava pa je v tem, da jedra ne morejo sprejeti to energijo v vsakršni obliki. Tako lahko jedra sprejmejo le energijo v obliki RF valovanja enake frekvence, kot je frekvenca precesije jeter v magnetnem polju. Temu pojavu tudi pravimo resonančna absorpcija energije RF valovanja. Poleg tega mora biti to RF valovanje tudi pravilno usmerjeno (smer njegovega potovanja mora biti namreč pravokotna na statično magnetno polje). Takšno RF valovanje najlažje ustvarimo z RF tuljavami, ki so del nihajnega kroga uglasenega na Larmorjevo frekvenco opazovanih jeter. Torej pri tipičnem MR poskusu vzorec najprej vstavimo v RF tuljavo, ki je že v magnetnem polju. To tuljavo potem uglasimo na frekvenco jedrske precesije in nato na tuljavo pripeljemo kratek RF napetostni sunek (RF pulz). Dokler traja RF sunek jedra absorbirajo energijo in njihova projekcija na smer statičnega magnetnega polja se ves čas zmanjšuje. To dogajanje najlažje opazujemo v koordinatnem sistemu, ki se vrti okoli osi v smeri statičnega magnetnega polja z enako frekvenco kot niha RF valovanje. V tem koordinatnem sistemu se magnetizacija vrti okoli osi v smeri magnetnega polja B_1 , ki pripada RF valovanju, s katerim obsevamo jedra (slika 6).



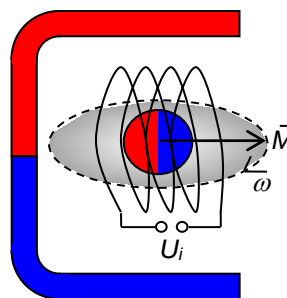
Slika 6 Učinek RF sunka na jedra.

Magnetizacija se tako po sunku s trajanjem t_p odkloni od začetne ravnovesne lege za kot θ , ki je sorazmeren s trajanjem RF sunka in z gostoto vrtečega se magnetnega polja B_1

$$\theta = \gamma t_p B_1 . \quad (4)$$

S primerno izbiro jakosti RF valovanja in trajanja RF sunka lahko dosežemo, da se magnetizacija odkloni od začetne ravnovesne orientacije za poljuben kot θ . Najpogosteje uporabljamo za trajanje sunka vrednosti t_{90} in t_{180} . S prvo odklonimo magnetizacijo za kot 90° ($90^\circ = \gamma t_{90} B_1$) in z drugo za kot 180° ($180^\circ = \gamma t_{180} B_1$); pravimo, da smo enkrat izvedli sunek 90° in drugič 180° .

Po sunku 90° se magnetizacija začne vrteti okoli osi statičnega magnetnega polja z Larmorjevo frekvenco. Zaradi tega vrtenja se skozi RF tuljavo spreminja magnetni pretok in v RF tuljavi se inducira električna napetost (slika 7). Ta je največja takoj po sunku 90° , ker ima takrat magnetizacija tudi največjo možno projekcijo na ravnino pravokotno na smer statičnega magnetnega polja. V tuljavi inducirana napetost je namreč sorazmerna s komponento magnetizacije, ki spreminja magnetni pretok skozi tuljavo, torej s transverzalno komponento magnetizacije in s frekvenco njenega vrtenja.



Slika 7 Detekcija MR signala.

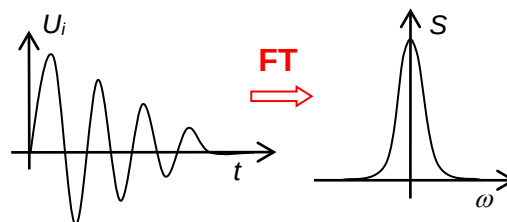
Kasneje se transverzalna magnetizacija zaradi relaksacije začne zmanjševati in inducirani signal postane vse manjši. Z merjenjem inducirane napetosti lahko tako spremljamo razpadanje transverzalne komponente magnetizacije; pravimo, da na ta način

posnamemo signal proste precesije. Ker je signal proste precesije sorazmeren z velikostjo magnetizacije in frekvenco njene precesije, obe količini pa sta sorazmerni z jakostjo magnetnega polja, velja, da je induciran signal (oziroma MR signal) sorazmeren s kvadratom magnetnega polja. Z namenom, da bi v MR slikah dosegli čim boljše razmerje med signalom in šumom, težijo načrtovalci MR tomografskih sistemov k izgradnji vse močnejših magnetov. Do neke mere lahko povečamo razmerje med signalom in šumom tudi s povprečevanjem (seštevanjem) signalov, vendar utegne biti to zelo zamudno, saj se pri tem povečuje razmerje med signalom in šumom s kvadratnim korenom od števila povprečitev. Na primer, izboljšanje razmerja signal-šum, ki ga dosežemo s podvojitvijo gostote magnetnega polja, bi lahko dosegli pri nespremenjenem magnetnem polju šele s šestnajstimi povprečitvami signala.

Spekter signala proste precesije

Signal proste precesije vzorca, z izoliranimi jedri, ki vsa procesirajo z natanko enako frekvenco, bi bil videti nadvse preprosto. Dobili bi namreč le eno sinusno krivuljo, katere frekvenca bi ustrezala Larmorjevi frekvenci. V resnici jedra nikoli ne procesirajo z eno samo točno določeno frekvenco, ampak je teh frekvenc lahko več. Razlog je v tem, da jedra niso osamljena, ampak so del molekul in v njih se nahajajo v različnih kemijskih okoljih. V njih »čutijo« statično magnetno polje nekoliko različno in zato v različnih kemijskih okoljih procesirajo z nekoliko različnimi frekvencami. Temu pojavu pravimo tudi kemijski premik. Poleg tega tudi magnetno polje v vzorcu ni nikoli povsem homogeno in je lahko v enem delu vzorca močnejše kot v drugem. V takih (realnih) pogojih bi bil signal proste precesije videti prezapleten, da bi lahko direktno iz njega ugotovili kolikšen del jeder procesira z določenimi frekvencami in katere frekvence so to. Za to v tomografskih sistemih signal proste precesije zabeležimo v digitalni obliki in ga kasneje tudi računalniško obdelamo z namenom, da informacijo, ki jo nosi, predstavimo v bolj nazorni obliki. Pravimo, da signal proste precesije pretvorimo v spekter, oziroma časovno odvisni signal pretvorimo v frekvenčno odvisni signal (slika 8). Matematiki to operacijo imenujejo Fourierova transformacija (FT). Spekter signala proste precesije predstavlja porazdelitveno funkcijo števila jeder po njihovih precesijskih frekvencah. Tako ima spekter proste precesije izoliranih jeder le eno samo ozko črto pri Larmorjevi

frekvenci, spektri »realnih« jeder pa imajo več črt z različnimi višinami in legami. Na primer, vodikov (protonski) spekter etanola ($\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-OH}$) ima tako tri črte, ki pripadajo vodikom v treh različnih kemijskih okoljih: CH_3 črto, CH_2 črto in OH črto z relativnimi razmerji amplitud 3:2:1. Iz MR spektra lahko tako precej natančno določimo kemijsko sestavo snovi, kar s pridom uporabljajo kemiki.



Slika 8 Signal proste precesije in njegov spekter.

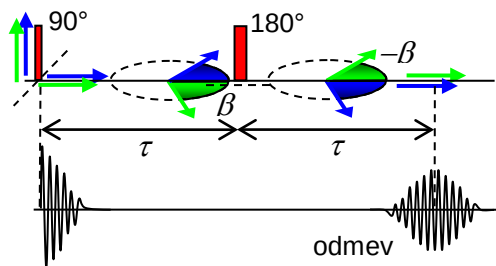
Spinski odmev

Denimo, da opazujemo vzorec, katerega MR spekter ima eno samo ozko črto v spektru (na primer vodikov spekter vode). S sunkom 90° najprej zasučemo magnetizacijo v ravnino pravokotno na smer statičnega magnetnega polja. Če je vzorec v popolnoma homogenem magnetnem polju, potem bo magnetizacija v vseh delih vzorca tudi po poljubno dolgem času t ostala enako usmerjena, kot takoj po sunku, le njena velikost bo zaradi transversalne relaksacije za faktor $\exp(-t/T_2)$ manjša od začetne velikosti.

V resnici nimamo nikoli opravka s povsem homogenim magnetnim poljem, ampak imamo vedno krajevne odmike od srednje vrednosti magnetnega polja v vzorcu. Zaradi njih se magnetizacija v različnih delih vzorca suče z različnimi precesijskimi hitrostmi in signal proste precesije ne upada več samo zaradi transversalne relaksacije ampak tudi zaradi razorientacije magnetizacije v vzorcu. Posledica tega je, da signal proste precesije ne upada več s karakterističnim časom T_2 ampak s krajšim časom T_2^* .

Oglejmo si, kaj se zgodi, če v času τ po sunku 90° izvedemo sunek 180° . Takoj po sunku 90° imajo tako hitra, kot tudi počasna jedra enako fazo precesije in signal proste precesije je takrat največji. Takoj za tem začne ta signal upadati, saj hitra jedra pridobijo vse večjo fazo, počasna pa jo izgubijo. Pred sunkom 180° so razlike med pridobljeno iz izgubljenega fazo hitrih in počasnih jeder že tako velike, da praktično izgine ves signal proste precesije. Sinek 180° nato spremeni predznak pridobljene faze. Na primer, če je določeno jedro pridobilo v času τ fazo β , bo njegova

faza precesije takoj po sunku 180° enaka $-\beta$. V času po sunku 180° hitra in počasna jedra zopet precesirajo z enako hitrostjo, kot pred sunkom 180° . Tako bodo v času τ po sunku 180° zopet pridobila enako fazo, kot so jo že med sunkoma 90° in 180° . Naše opazovano jedro bo tako zopet pridobilo fazo β , tako da bo njegova faza v času τ po sunku 180° (ali 2τ po sunku 90°) enaka $-\beta + \beta = 0$ (slika 9).



Slika 9 Spinski odmev.

Zanimivo je, da je ta rezultat neodvisen od pridobljene ali izgubljene faze jeder, kar pomeni, da bodo ob tem trenutku imela vsa jedra zopet enako fazo in sicer ravno takšno, kot so jo imela takoj po sunku 90° . Sunk 180° je zopet zbral (refokusiral) magnetizacijo. Signal proste precesije, ki po sunku 90° začne padati kot funkcija $\exp(-t/T_2^*)$, se po času 2τ zaradi sunka 180° spet močno dvigne, kot nekakšen odmev začetnega signala. Temu pojavu zato pravimo spinski odmev. Višina odmeva je za $\exp(-2\tau/T_2)$ nižja od signala, ki sledi takoj po sunku 90° .

Osnove slikanja z magnetno resonanco

Čeprav lahko z MR opazujemo raznovrstna jedra, je slikanje z MR, zaradi šibkega signala, ki pripada slikovnemu elementu, omejeno predvsem na slikanje vodikovih jeder (protonov). Vodikova jedra imajo namreč najmočnejši MR signal pa tudi njihova zastopanost v vzorcih je najpogostejše bistveno večja od ostalih jeder. Slikanje z MR je razen v primeru posebnih tehnik slikanja omejeno izključno na slikanje tekočin (netrdnih vzorcev). Trdni vzorci imajo kratek relaksacijski čas T_2 in zato prekratek MR signal za slikanje.

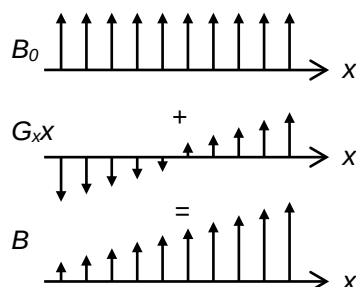
Gradient magnetnega polja

Kot bomo videli v nadaljevanju tega poglavja vsako slikanje z magnetno resonanco temelji na uporabi različnih gradientov magnetnega polja. Kaj točno je gradient magnetnega polja? Magnetno polje je lahko homogeno, kar pomeni, da je v vsaki točki prostora enako tako

po smeri, kot tudi po velikosti, če pa ni homogeno sta tako smer kot velikost magnetnega polja iz točke do točke vzorca lahko različni. Posebno prikladna in lepa so nehomogena magnetna polja, kjer ima magnetno polje v prostoru ves čas enako smer, a se mu njegova velikost linearno povečuje s krajem. Na primer, smer magnetnega polja naj bo v smeri osi³ z, vendar velikost tega polja linearno narašča v smeri osi x. Tako polje lahko zapišemo z enačbo

$$B(x) = B_0 + G_x x. \quad (5)$$

Tu je B_0 gostota osnovnega (homogenega) magnetnega polja in $G_x x$ je gradientno magnetno polje, ki je osnovnemu polju dodano; pri tem je G_x gradient tega magnetnega polja (slika 10).



Slika 10 Homogeno (zgoraj), gradientno (sredina) in sešteto (spodaj) magnetno polje.

Poleg gradientnega magnetnega polja s smerjo gradienta vzdolž osi x pri slikanju uporabljamo še gradientna magnetna polja $G_y y$ in $G_z z$ s smerjo gradienta magnetnega polja vzdolž osi y in z in ustreznima gradientoma G_y in G_z . Tudi gradientni magnetni polji $G_y y$ in $G_z z$ imata ravno tako kot gradientno magnetno polje $G_x x$ enako smer kot statično magnetnega polje B_0 (smer osi z). S poljubno kombinacijo vseh treh gradientnih magnetnih polj lahko torej dosežemo linearno naraščajoče polje v poljubni smeri prostora.

MR slikanje v eni dimenziji (frekvenčno kodiranje MR signala)

Vzemimo primer, da imamo vzorec katerega spekter MR ima eno samo zelo ozko črto; na primer, da je to valj napolnjen z vodo. Ta valj sedaj vstavimo v homogeno magnetno polje B_0 , nato s sunkom 90° vzbudimo jedra v precesijo in posnamemo signal proste precesije. Ker imamo valj v homogenem magnetnem polju jedra v vseh delih valja procesirajo z enako (Larmorjevo) frekvenco

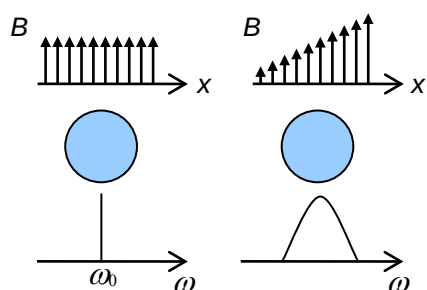
³ Smer osi z v literaturi običajno označujemo za smer statičnega magnetnega polja B_0 .

$\omega_0 = \gamma B_0$. Spekter tega signala ima torej eno samo ozko črto pri frekvenci ω_0 (slika 11, levo).

Spremenimo sedaj naš poskus tako, da imamo ves čas zajemanja signala vklopljeno še gradientno magnetno polje $G_x x$, pri tem naj bo valj orientiran tako, da je os valja pravokotna na x os. S tem, ko smo vklopili gradientno magnetno polje precesijske frekvence jeder postanejo krajevno odvisne in linearno naraščajo v smeri gradienta magnetnega polja. V našem primeru tako dobimo v valju precesijske frekvence jeder odvisne od njihove lege vzdolž osi x , oziroma odvisne od njihove x koordinate. Tako ima jedro s koordinato x precesijsko frekvenco enako

$$\omega(x) = \omega_0 + \gamma G_x x. \quad (6)$$

Spekter signala proste precesije posnetega pri vklopljenem gradientu magnetnega polja sedaj nima več le ene same črte pri frekvenci ω_0 ampak se je ta črta spremenila v krivuljo, ki se razteza od frekvence $\omega_0 - \gamma G_x a$ do frekvence $\omega_0 + \gamma G_x a$, kjer je a polmer valja. Ta krivulja še vedno, tako kot pri vsakem spektru, predstavlja porazdelitev jeder po njihovih precesijskih frekvencah, le da so sedaj precesijske frekvence jeder linearno odvisne od x koordinate in zato spekter predstavlja kar porazdelitev jeder po njihovi x koordinati (slika 11, desno).

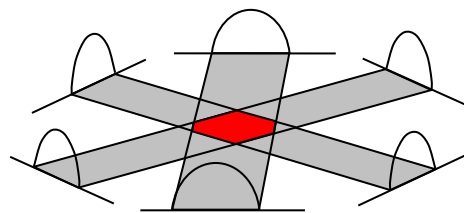


Slika 11 Princip 1D slikanja z MR.

Dobili smo torej kar enodimenzionalno sliko vzorca, ki v našem primeru ustreza kar projekciji valja na x os. Vidimo lahko tudi, da bo pri izbranem opazovanem področju frekvenc spektra videti slika večja, če bomo uporabili večji gradient magnetnega polja G_x , saj bo takrat valj pokrival širše področje frekvenc. Z močnejšimi gradienti magnetnega polja lahko tako dobimo bolj ločljive slike in zato tudi v vseh modernih MR tomografskih sistemih težijo k uporabi tem močnejših gradientov magnetnega polja.

Razširitev v več dimenzij

Enodimenzionalno slikanje, ki je bilo predstavljeno v prejšnjem poglavju lahko tudi razširimo v več dimenzij tako, da posnamemo več enodimenzionalnih slik vzorca pod različnimi koti slikanja. Smer gradienta magnetnega polja pri tem v enakomernih korakih postopno sučemo in s tem dobimo serijo enodimenzionalnih slik (projekcij) vzorca pod različnimi koti. Iz njih je možno kasneje rekonstruirati dvodimenzionalno sliko vzorca z uporabo inverzne Radonove transformacije (slika 12).



Slika 12 Rekonstrukcija 2D MR slike iz projekcij.

Za izvedbo te je nepogrešljiv zmogljiv računalnik in zato je bil tudi nastanek večdimenzionalnega slikanja z magnetno resonanco tesno povezan z razvojem računalnikov. Prvo dvodimenzionalno magnetno resonančno sliko je uspelo po opisanem postopku dobiti P.C. Lauterburju leta 1972. To leto tudi štejeemo za začetek slikanja z magnetno resonanco. Metoda rekonstrukcije večdimenzionalne slike iz več enodimenzionalnih projekcij se še vedno uporablja pri slikanju z magnetno resonanco. Ta metoda rekonstrukcije slik je tudi osnova celotne računalniške tomografije (CT slikanja), ki sicer temelji na uporabi rentgenskih žarkov.

Fazno kodiranje MR signala

Moderni MR tomografski sistemi omogočajo fazno občutljiv zajem MR signala, kar pomeni, da lahko poleg velikosti MR signala zabeležimo še njegovo fazo. Torej lahko pri prosti precesiji magnetizacije zabeležimo ne le velikost transverzalne komponente

magnetizacije $M_{xy} = \sqrt{M_x^2 + M_y^2}$ ampak

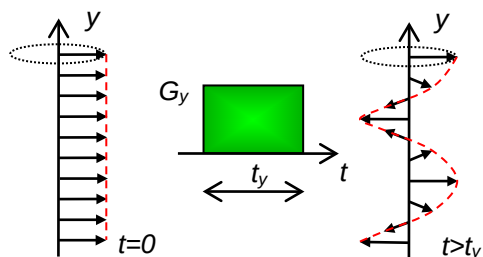
tudi obe njeni komponenti v transverzalni ravnini M_x in M_y . Obe komponenti magnetizacije sta z njeno velikostjo povezani ravno s fazo φ : $M_x = M_{xy} \cos(\varphi)$ in

$M_y = M_{xy} \sin(\varphi)$. Faza dopušča dodatno možnost beleženja informacij, ki jo pri vseh

modernih metodah MR slikanja s pridom izkoriščamo⁴. Na primer, po sunku 90° lahko za čas t_y vklopimo gradientno polje G_y in s tem dosežemo, da imajo jedra na različnih mestih vzdolž y osi različno fazo precesije (slika 13)

$$\varphi(y) = \gamma G_y y t_y ; \quad (7)$$

pri tem smo upoštevali, da imajo jedra s koordinato y zaradi gradienta G_y precesijsko frekvenco prestavljeno za $\gamma G_y y$; če to pomnožimo s časom vklopa gradienta t_y dobimo ravno pridobljeno fazo precesije $\varphi(y)$.



Slika 13 Princip faznega kodiranja. Vklon gradienta povzroči krajevno odvisno fazo MR signala.

Enačba (7) spominja na enačbo (6) za odvisnost frekvence precesije od lege. Razlika med enačbama je le v tem, da enačba (7) vsebuje še dodaten faktor, to je čas vklopa gradienta t_y . Če razmislimo, kako smo sploh lahko izračunali spekter in s tem določili enodimenzionalno sliko vzorca, lahko uvidimo, da smo za to morali zabeležiti signale proste precesije pri vklopljenem gradientu G_x ob različnih časih po začetnem sunku 90°; na primer ob N ekvidistantnih časih $t_i = i\Delta t$; $i = 1..N$. Enake signale bi lahko posneli v N različnih poskusih, če bi gradient G_x vklopili vsakič za različen čas t_i , to je za enako dolgo, kot je v prejšnjem poskusu minilo med sunkom 90° in beleženjem signala, signal pa bi zajeli le v eni točki v poljubnem času po izklopu gradienta. Naredimo lahko še en korak več in gradient v teh poskusih vklopimo vsakič le za enak čas t_x vendar ustrezno spremenimo njegovo jakost G_i tako, da ostane produkt jakosti gradienta in časa njegovega trajanja ravno takšen kot je bil v prejšnjem primeru $G_i t_x = G_x t_i$. S to spremembo pridobljene faze ne bi spremenili, saj je ta, kot je razvidno iz

enačbe (7), odvisna od produkta jakosti in časa vklopa gradienta. Na ta način lahko v N poskusih posnamemo N točk signala iz katerega lahko po enakem postopku kot prej iz časovno odvisnega signala izračunamo spekter in ta bo enak originalnemu spektru proste precesije. Vidimo torej, da lahko s faznim kodiranjem signala dosežemo enak rezultat kot prej pri frekvenčnem kodiranju, le da je ta postopek bolj zamuden. Pri frekvenčnem kodiranju signala smo signal zajeli v N točkah v enem samem poskusu, pri faznem kodiranju pa smo enak rezultat dobili, ko smo v N poskusih zajeli vsakič signal le v eni točki.

Večdimenzionalno MR slikanje na osnovi Fourierove transformacije

Slikanje v več dimenzijah temelji na osnovi kombinacije obeh vrst kodiranja MR signala, ki smo ga do sedaj spoznali: frekvenčnega in faznega. Pravzaprav v prihodnje sploh ne bomo več razlikovali med obema, saj sta oba enakovredna in ju loči le način, kako se »pomaknemo« do želene točke zajema signala. Ta »pomik« razumemo kot produkt jakosti gradienta in trajanjem njegovega vklopa, ki je minil od vzbuditve MR signala pa do njegovega beleženja. V strokovni literaturi omenjeni »pomik« označujemo s črko k in ustrezen prostor, v katerem te pomike izvajamo, se imenuje k -prostor. Koordinati k -prostora sta določeni z enačbama

$$k_x = \gamma G_x t_x, \quad k_y = \gamma G_y t_y. \quad (8)$$

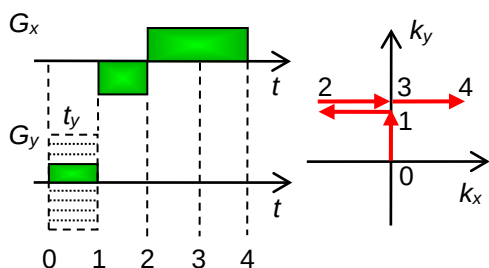
Iz enačbe (8) lahko vidimo, da se po k -prostoru lahko pomikamo tako, da uporabimo konstanten gradient in spreminjamo čas (frekvenčno kodiranje signala), lahko pa imamo čas stalen in spreminjamo jakost gradienta (fazno kodiranje signala). V prvem primeru pravimo, da smo za pomikanje po k -prostoru uporabili bralni gradient, v drugem pa faznega.

Za rekonstrukcijo dvodimenzionalne slike iz projekcij smo potrebovali enakomerno porazdeljene enodimenzionalne slike vzorca pod različnimi koti projekcij. S tem je naš zajeti signal pokrtil ves dvodimenzionalni k -prostor⁵. Za to, da lahko rekonstruiramo MR sliko v dveh dimenzijah, moramo torej poznati signal iz celotne k -ravnine. Ali lahko posnamemo signal iz celotne k -ravnine še kako

⁴ Možnost beleženja faze signala loči MR slikanje od ostalih radioloških metod. Z ostalimi metodami (CT, ultrazvok) lahko zabeležimo le amplitudo signala, kar pa onemogoča uporabo slikovnih metod temelječih na Fourierovi rekonstrukciji slik.

⁵ Pri dvodimenzionalnem slikanju z rekonstrukcijo iz projekcij je zajemanje signala iz k -prostora neenakomerno, saj tvori zvezdast vzorec, ki je najbolj gost v sredini pri $k=0$. To je ena večjih pomanjkljivosti te metode MR slikanja.

drugače kot s frekvenčnim kodiranjem signala pri spreminjanju smeri bralnega gradienta? Signal iz celotne k-ravnine lahko dobimo tudi tako, da najprej za čas t_y vklopimo fazni gradient G_y , temu pa sledi vklop bralnega gradienta G_x in hkratno zajemanje signala. Na ta način se pred zajemanjem signala pomaknemo skladno z enačbo (8) v k_y smeri za $k_y = \gamma G_y t_y$, nato pot v k-ravnini nadaljujemo še v k_x smeri, kjer se k_x koordinata povečuje sorazmerno z naraščanjem časa t_x , ki je minil od vklopa bralnega gradienta G_x . Vsaka naslednja točka je namreč posneta pri dalj časa vklopljenem bralnem gradientu in ima zato večjo k_x koordinato ($k_x = \gamma G_x t_x$). Na ta način zajamemo signal za pozitivne k_x v vrstici z ordinato k_y . Signal za negativne k_x bi lahko zajeli tako, da bi pri zajemanju uporabili negativen bralni gradient $-G_x$, kar bi bilo zamudno, saj bi signal iz ene vrstice zajemali v dveh ločenih poskusih: posebej za pozitivne in posebej za negativne k_x . Namesto tega lahko pred začetkom zajemanja signala vklopimo za polovičen čas nameravanega zajemanja signala še negativni gradient $-G_x$ in s tem premaknemo začetno točko zajemanja signala na negativni del vrstice ter tako v enem poskusu posnamemo signal tako za pozitivne, kot tudi za negativne k_x (slika 14). Do zajema signala iz celotne k-ravnine nam ostane le še, da posnamemo signal pri različnih vrednostih faznega gradienta G_y , ki ga pri tem od poskusa do poskusa enakomerno povečujemo in s tem s premikanjem vrstice zajemanja signala enakomerno pokrijemo vzorčenje signala iz k-ravnine.



Slika 14 Pomikanje po k-prostoru je povezano s spreminjanjem gradientov.

Ko enkrat posnamemo signal iz celotne k-ravnine nas čaka le še matematična operacija podobna tisti, pri kateri smo iz signala proste precesije dobili spekter, le da je tokrat v dveh dimenzijah. Za rekonstrukcijo MR slike moramo torej izvesti dvodimenzionalno Fourierjevo transformacijo signala v k-prostoru $S(k_x, k_y)$, ki nam da signal v r-prostoru oziroma MR sliko

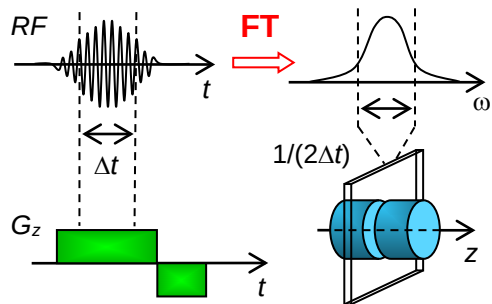
$$S(x, y) = \int dk_x \int dk_y S(k_x, k_y) e^{i(xk_x + yk_y)} \quad (9)$$

Izbira rezine slikanja

Doslej smo opisali, kako lahko v dveh dimenzijah ločimo med različnimi MR signali, ki prihajajo iz različnih točk vzorca in s tem dobimo dvodimenzionalno MR sliko. Vzorci so običajno tridimenzionalni in zato s predstavljenimi metodami slikanja še vedno ne bi mogli razločevati MR signalov, ki bi prihajali iz točk s sicer enako x, y koordinato a z različno z koordinato. V ta namen pri MR slikanju za vzbuditev MR signala uporabljamo posebne oblikovane RF sunke s katerimi dosežemo, da lahko vzbudimo v precesijo le jedra znotraj neke točno določene rezine.

Običajni RF sunki imajo veliko moč in zelo kratek čas trajanja (tipično nekaj 10 μ s). S temi, tako imenovani trdimi RF sunki, lahko zaradi njihovega kratkega časa trajanja vzbudimo v precesijo jedra s precej različnimi frekvencami precesije. To področje frekvenc je namreč obratno sorazmerno s časom trajanja RF sunka in znaša za trde sunke tipično nekaj 100 kHz. Z dolgotrajnejšimi RF sunki, se področje frekvenc vzbujenih jeder precej zoži. Ker ti sunki trajajo dalj časa jim moramo tudi močno znižati moč, saj še vedno želimo, da z njimi zasučemo magnetizacijo za enake kote kot prej. Tem sunkom zato tudi pravimo mehki RF sunki. Poleg tega smo pri mehkih RF sunkih pogosto pazljivi tudi na to, kako s časom narašča njihova amplituda, torej kakšna je njihova časovna ovojnica. Ta je namreč pomembna za obliko (profil) vzbujenega frekvenčnega področja jeder. Tipično v ta namen uporabljamo RF sunke s časovno ovojnico v obliki Gaussove funkcije, njihovo trajanje pa je nekaj ms, tako da lahko z njimi vzbudimo jedra znotraj področja precesijskih frekvenc širine približno 1 kHz.

Če izvedemo mehek RF sunek hkrati z vklopljenim gradientom magnetnega polja, potem imajo le jedra v delu vzorca, ki ustreza rezini pravokotni na smer gradienta, take precesijske frekvence, da jih mehek RF sunek lahko vzbudi (slika 15). Z uporabo močnejšega gradienta magnetnega polja dosežemo, da je nastala rezina vzbujenih jeder tanjša, s spremenjeno nosilno frekvenco RF sunka pa lahko dosežemo, da ima nastala rezina vzporedno premaknjeno lego. Na ta način imamo lahko popolno kontrolo nad orientacijo (smer gradienta), lego (nosilna frekvenca RF sunka) in debelino (jakost gradienta) rezine vzbujenih jeder.



Slika 15 Izbira rezine.

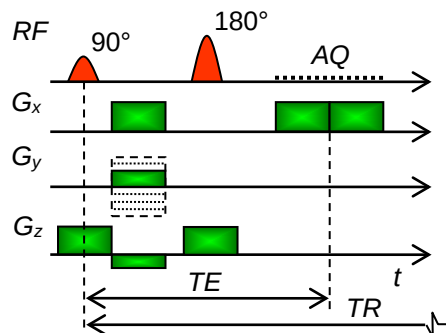
Pri mnogih metodah MR slikanja medtem, ko čakamo na zajem signala iz naslednje vrstice določene rezine vzbudimo še jedra v več njej vzporedno premaknjenih rezinah ter tudi zajamemo signal iz vrstic teh rezin na enak način kot smo to opisali za eno samo rezino. Vzbuditev teh rezin in zajemanje njihovih signalov je enakomerno razporejeno v času, ki mine med dvema zaporednima vzbuditvama in zajemom signala iste rezine. Na ta način lahko v času, kot bi sicer bil potreben le za eno samo MR sliko posnamemo večje število MR slik.

Pregled osnovnih metod slikanja z magnetno resonanco

Metoda slikanja s spinskim odmevom

Najpogosteje uporabljana metoda slikanja z MR je metoda slikanja s spinskim odmevom (SE – spin echo) (slika 16). Pri tej je zaporedju za slikanje opisanem v poglavju »Večdimenzionalno MR slikanje na osnovi Fourierjeve transformacije« na sredino med vzbuditveni RF sunek 90° in sredino zajema signala dodan še RF sunek 180° , ki ustvari spinski odmev v točki sredine zajema signala. Poleg tega so v zaporedju uporabljeni tudi mehki RF sunki, s katerimi lahko vzbudimo jedra v rezini⁶. To zaporedje se poleg svoje preprostosti odlikuje tudi z dobro definiranim signalom in neobčutljivostjo na homogenost magnetnega polja.

Kontrast MR slike posnete z zaporedjem za slikanje s spinskim odmevom je odvisen od dveh parametrov slikanja; to sta čas spinskega odmeva TE (echo time) in hitrost ponavljanja zaporedja TR (repetition time). Parameter TR ustreza času, ki je minil med dvema zaporednima izvedbama zaporedja (na sliki 16), s katerima zajamemo signala iz dveh



Slika 16 Zaporedje za slikanje s spinskim odmevom.

sosednjih vrstic k-prostora. Izkaže se, da je signal MR slike sorazmeren

$$S \propto \rho \exp(-TE/T_2) (1 - \exp(-TR/T_1)), \quad (10)$$

kjer je ρ gostota slikanih jeder vzorca. S primerno izbiro parametrov slikanja TE in TR lahko dobimo pri istem vzorcu tri različne tipe slik glede na njihov kontrast. To so gostotna slika, T_1 obtežena slika in T_2 obtežena slika. Tako ima gostotna slika kontrast pretežno odvisen le od gostote slikanih jeder vzorca, T_1 obtežena slika ima kontrast pretežno odvisen od T_1 relaksacijskih časov vzorca in T_2 obtežena slika ima kontrast pretežno odvisen od T_2 relaksacijskih časov vzorca. Tabela 1 podaja potrebno izbiro parametrov slikanja za posamezen tip slike:

Tip slike	TE	TR
gostotna slika	kratek	dolg
T_1 obtežena	kratek	$\approx T_1$
T_2 obtežena	$\approx T_2$	dolg

Tabela 1 Vpliv parametrov slikanja na kontrast slike.

Posledica različnih relaksacijskih lastnosti tkiv je lahko ob primerni izbiri parametrov slikanja izrazit kontrast med različnimi tkivi, kar lahko pomembno pripomore k natančnejši medicinski diagnozi. Na primer, maščobna tkiva imajo precej krajše relaksacijske čase T_1 od ostalih tkiv. Zato bodo ta na T_1 obteženih slikah svetla. Podobno bodo tkiva, kjer je veliko proste vode (na primer možganska tekočina, ali področja z izrazitim vnetjem) videti na T_2 obteženih slikah svetla. Še najmanj so kontrastne gostotne slike, saj je večina bioloških tkiv sestavljena iz enake gostote vodikovih atomov in je torej gostota protonov v vzorcu enaka.

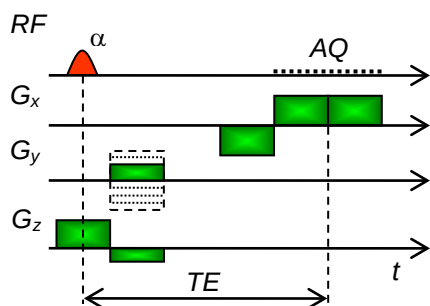
Zaporedje za MR slikanje s spinskim odmevom lahko tudi dopolnimo z dodatnimi 180° RF sunki, ki prvemu sledijo v razmikih TE . Z vsakim od njih ustvarimo spinski odmev

⁶ Tudi negativni bralni gradient je sedaj prestavljen pred 180° RF sunek in je zaradi spremembe predznaka faze precesije po 180° RF sunku sedaj pozitiven.

v času $TE/2$ po vsakem od teh sunkov. Signale teh odmevov lahko za vsako vrstico k-prostora zajamemo ob vklopljenem bralnem gradientu in na ta način dobimo v času slikanja ene slike serijo slik z različno močnimi T_2 obtežbami.

Metoda slikanja z gradientnim odmevom

Ta metoda (slika 17) se od metode s spinskim odmevom razlikuje v tem, da zaporedje nima 180° RF sunka in zato pri njej ne dobimo spinskega odmeva, vendar je bralni gradient tako oblikovan, da z njim dobimo močan signal v sredini zajemanja signala. Zato to metodo tudi imenujemo slikanje z gradientnim odmevom (GRE – gradient echo, FE – field echo). Poleg tega začetni RF sunek ni več dolg 90° ampak je običajno precej krajši, tipično nekaj 10° . Z njim ravno tako kot pri metodi slikanja s spinskim odmevom vzbudimo jedra znotraj izbrane rezine.



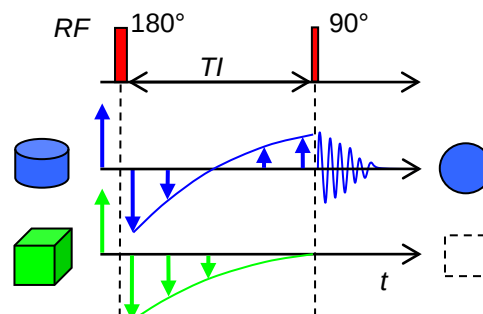
Slika 17 Zaporedje za slikanje z gradientnim odmevom.

Zaradi kratkega začetnega RF sunka imamo ves čas večji del magnetizacije usmerjene v longitudinalni smeri in ni potrebno čakati dolgo časa, tako kot pri slikanju s spinskim odmevom, da zajamemo signal iz naslednje vrstice; čas TR je pri tej metodi lahko zelo kratek, samo slikanje pa zato hitro. Težava te metode slikanja je v tem, da signal v sliki ni več odvisen le od relaksacijskih časov vzorca ampak je močno odvisen tudi od homogenosti magnetnega polja. V slabo homogenem magnetnem polju lahko s to metodo dobimo zelo popačeno MR sliko.

Inverzija s povratkom

Inverzijo magnetizacije dobimo tako, da v zaporedju najprej izvedemo 180° RF sunek, ki ravnovesno magnetizacijo zavrti v lego antiparalelno z zunanjim magnetnim poljem. Po tem se magnetizacija začne vračati v ravnovesno lego tako, da je njena transverzalna komponenta ves čas enaka nič, longitudinalna pa se spreminja po enačbi $M_z = M_0(1 - 2\exp(-t/T_1))$. V času

$t = T_1 \ln(2)$ po 180° RF sunku je longitudinalna magnetizacija enaka nič, zato s 90° RF sunkom, ki bi ga izvedli v tem trenutku, ne bi dobili nič MR signala (slika 18). To velja le za homogene vzorce. Če je vzorec heterogen, je v različnih delih tudi T_1 različen in zato ne bi mogli najti univerzalnega časa za izvedbo 90° RF sunka, s katerim bi izločili signal vseh delov vzorca. V literaturi se čas med 180° RF sunkom in 90° RF sunkom običajno označuje s TI (inversion time) in s takim zaporedjem lahko tako izločimo le MR signal tkiv, katerih T_1 ustreza enačbi $T_1 = TI / \ln(2)$. Na primer, če želimo v magnetnem polju 1,5 T izločiti MR signal maščob, katerih $T_1 = 210$ ms, bi morali uporabiti čas inverzije $TI = 150$ ms.



Slika 18 Izločanje MR signalov na osnovi inverzije s povratkom. Signal zelenega »tkiva« je izločen modrega pa ne.

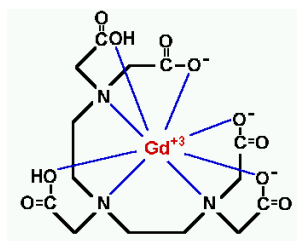
Predstavljeno zaporedje inverzije s povratkom lahko služi kot dodatek poljubnemu zaporedju za slikanje ali spektroskopijo. V času TI pred začetnim 90° RF sunkom običajnega zaporedja moramo izvesti le še inverzijski 180° RF sunek. S tem dodatkom lahko znatno vplivamo na kontrast MR slik. Ta metoda se pogosto uporablja pri MR slikanju; predvsem za izločanje signala maščob (metoda STIR), lahko pa izločamo tudi signale tekočin (metoda FLAIR).

Kontrastna sredstva

V želji po izboljšanju kontrasta pri MR slikanju so znanstveniki razvili tudi posebna kontrastna sredstva za slikanje z MR. Osnovna ideja teh je, da spremenijo relaksacijske čase tkiv v odvisnosti od koncentracije kontrastnih sredstev v tkivih. V osnovi so to organske molekule z dodanim paramagnetnim centrom. Ta v svoji okolici zaradi vrtenja molekul, povzročenega s termičnim gibanjem, dinamično spreminja magnetno polje in s tem pospeši relaksacijo okoliških jeder. To se predvsem pozna na znatnem skrajšanju T_1 relaksacijskega časa, kar zlahka opazimo na T_1

obteženih slikah. S kontrastnimi sredstvi dobimo pri MR slikanju dodatno informacijo, ki jo z osnovnimi metodami MR slikanja sicer ne bi mogli dobiti. Ta je vezana predvsem na prekrvavljenost tkiv. Z uporabo teh sredstev pa lahko slikamo tudi periferno žilje. Običajno vedno posnamemo T_1 obteženo sliko pred vbrizganjem kontrastnega sredstva v telo in nekaj minut po njem. Primerjava obeh slik pokaže področja, kjer se je kontrastno sredstvo akumuliralo v večjih koncentracijah. Ta področja namreč postanejo, zaradi skrajšanja relaksacijskega časa T_1 , na T_1 obteženih slikah svetla. Tako lahko na primer na T_1 obteženi sliki vidimo tumor temen, zaradi večje koncentracije proste vode, ki ima dolg T_1 , po vbrizgu kontrastnega sredstva pa ta lahko postane svetel, če je dobro prekrvavljen in se je tam zato akumuliralo veliko kontrastnega sredstva.

Mnoga kontrastna sredstva so toksična in se zato ne smejo uporabljati za klinične namene. Praktično edino kontrastno sredstvo, ki se res množično uporablja je gadolinijev kompleks Gd-DTPA (slika 19). V rabi so še nekatera druga kontrastna sredstva (gadobutrol, gadodiamid, Gd-DOTA, ...), ki se ločijo od Gd-DTPA po velikosti molekule in s tem tudi drugačni dinamiki prodiranja v medžilni prostor.

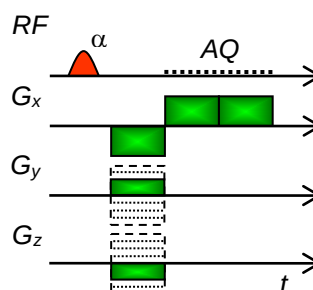


Slika 19
Gd-DTPA
kontrastno
sredstvo za
slikanje z MR.

Prostorsko slikanje

Z običajnimi metodami MR slikanja lahko dobimo več slik iz vzporedno premaknjenih rezin. Te rezine so skoraj vedno mnogo debelejše, kot je ločljivost slik znotraj rezine. Če bi želeli dobiti rezine enako debele kot je ločljivost slik in z njimi pokriti enako veliko področje kot je vidno polje slikanja, bi bilo teh rezin preveč in bile bi pretanke, da bi za tako slikanje lahko uporabili metodo hkratnega slikanja več vzporedno premaknjenih rezin. Poleg tega imamo pri slikanju dotikajočih rezin lahko vedno težavo, da se med seboj mešajo signali iz sosednjih rezin. Da se ognemo tem težavam, zato uporabljamo metodo prostorskega slikanja (slika 20). Pri tej metodi uporabljamo trde RF sunke s katerimi vzbudimo jedra v celotnem vzorcu in ne več

mehkih RF sunkov s katerimi dobimo le signal iz ene rezine. Za ločevanje signalov različnih jeder v z smeri (smer, ki je pravokotna na nekdanje rezine) pa uporabimo še en fazni gradient. Pri tej metodi slikanja obravnavamo k-prostor v treh dimenzijah in z novim faznim gradientom se pomikamo v z smeri k-prostora enako kot smo se do sedaj s faznim gradientom pomikali v y smeri k-prostora. Fazni gradient v z smeri se poveča šele, ko je fazni gradient v y smeri zavzel vse možne vrednosti. Metoda prostorskega slikanja je zato lahko precej dolgotrajna, saj se je čas slikanja, glede na slikanje v dveh dimenzijah, sedaj povečal tolikokrat kolikor ima slika v treh dimenzijah rezin. Prednost pa je v tem, da lahko s to metodo posnamemo zelo ločljive prostorske slike z izotropno ločljivostjo.



Slika 20 Zaporedje za prostorsko slikanje z gradientnim odmevom.

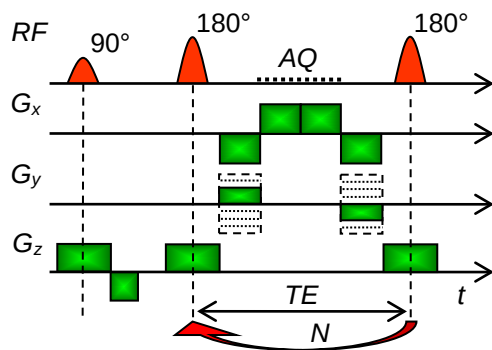
Hitre metode slikanja

Hitre metode slikanja so nepogrešljive vedno, kadar spremljamo dinamičen proces, ki je hitrejši od časa slikanja z običajnimi slikovnimi metodami, ali kadar je ovira slikanja premikanje. Pri vseh metodah slikanja mora biti namreč vzorec ves čas slikanja povsem pri miru, kar je težko doseči pri slikanju pacientov, pa tudi pri zdravih ljudeh imamo opravka s stalnim premikanjem nekaterih organov (srce, gibanje prsnega koša zaradi dihanja, ...).

Pri hitrih metodah slikanja z eno samo vzbuditvijo signala, ki mu sledi ustrezno zaporedje preklapljanja RF in gradientnih sunkov želimo zajeti signal iz več vrstic k-prostora (metoda RARE) ali pa kar iz cele k-ravnine hkrati (metoda EPI).

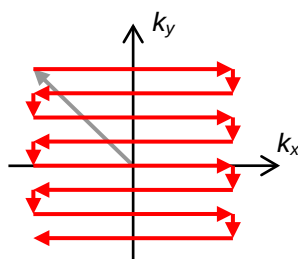
Pri metodi RARE (rapid acquisition relaxation enhancement) uporabimo več 180° RF sunkov in z vsakim od njih ustvarimo spinski odmev, vendar imamo pri tem še vklopljen bralni gradient in pred njim še fazni gradient (slika 21). Na ta način lahko pri vsakem odmevu preberemo eno vrstico k-prostora. Če to storimo z N odmevi, ki sledijo začetnemu 90° RF sunku, potem smo čas slikanja skrajšali za faktor N glede na

primerljivo slikanje z le enim spinskim odmevom. Metoda RARE se pogosto uporablja v kombinaciji parametrov značilnih za T_2 obteženo slikanje. S to metodo lahko namreč dobimo enako dobro T_2 obteženo sliko v mnogo krajšem času kot pri običajnem slikanju s spinskim odmevom.



Slika 21 Zaporedje za slikanje z metodo RARE.

Največjo možno hitrost slikanja dosežemo, če signal iz celotne k-ravnine zajamemo le po enem začetnem 90° RF sunku. To delamo pri metodi planarnega odmeva (EPI – echo planar imaging). Pri tej metodi preklapljamo kombinacijo faznega in bralnega gradienta tako, da ne zajemamo signal le vzdolž posamezne vrstice k-prostora, ampak zajemamo signal najprej iz najbolj zgornje vrstice v smeri proti pozitivnim k_x , nato iz naslednje vrstice v smeri proti negativnim k_x , nato spet iz naslednje vrstice v smeri proti pozitivnim k_x in tako naprej do zadnje vrstice k-ravnine (slika 22). Metoda planarnega odmeva je nepogrešljiva pri funkcijskem in difuzijskem slikanju.



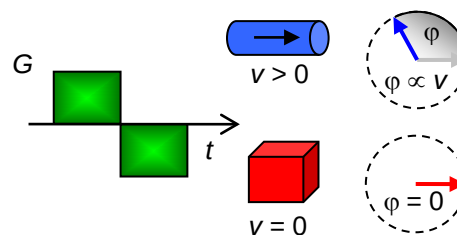
Slika 22 Pot v k-prostoru pri metodi planarnega odmeva (EPI).

MR slikanje žilja

Poglavitna prednost MR slikanja pri slikanju žilja pred rentgenskimi metodami je v tem, da lahko dobimo sliko žilja brez uporabe zdravju škodljivega rentgenskega sevanja in brez uporabe kontrastnih sredstev in pri tem lahko ločimo stoječo kri od tekoče.

Najpreprostejša angiografska metoda je metoda preleta (TOF – time of flight) pri kateri v zaporedju za spinski odmev zamaknemo legi rezine vzbujene z 90° RF in 180° RF sunkoma. Na ta način dosežemo, da mirujoči deli vzorca ne prispevajo k signalu v sliki, ker ti niso bili izpostavljeni obema RF sunkoma. Obema je bila lahko izpostavljeni le kri, ki se je v času med obema sunkoma premaknila iz lege prve v lego druge rezine in le ta kri bo vidna na sliki.

Metoda fazno kontrastne (PC – phase contrast) angiografije izkorišča lastnost, da pridobijo premikajoča jedra pri bipolarnem gradientnem sunku (to je sunku, ki je najprej pozitiven in potem še za enak čas enako velik negativen) fazo, ki je sorazmerna hitrosti jeder (slika 23). Tak bipolarni gradientni sunek lahko dodamo zaporedju za slikanje po začetnem RF sunku in pred zajemanjem signala ter tako posnamemo sliko katere faza signala je sorazmerna hitrosti jeder. Če od te slike odštejemo sliko posneto brez bipolarnega gradientnega sunka bomo dobili iz vseh mirujočih delov vzorca signal enak nič, saj sta obe sliki v mirujočih delih povsem enaki in se zato v celoti odštejeta, kar pa ne velja za področja žil s premikajočo krvjo. Samo iz teh področij dobimo po odšteju slik signal. Pridobljeno fazo lahko tudi preračunamo v hitrost krvi. Če smo natančni bomo z opisanim postopkom izmerili le hitrost krvi v smeri uporabljenega bipolarnega gradienta. Z uporabo bipolarnih gradientov v vseh treh smereh prostora lahko dobimo tudi prostorsko sliko hitrosti krvi po žilah.



Slika 23 Bipolarni gradientni sunek povzroči spremembo faze MR signala sorazmerno hitrosti tekočine.

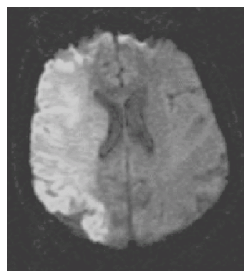
Včasih si pri slikanju žilja s počasi pretakajočo krvjo ali, ko je tok krvi tako hiter, da postane turbulenten in ga zato z ostalimi angiografskimi metodami ne bi mogli slikati, lahko vendarle pomagamo s kontrastnimi sredstvi za slikanje z magnetno resonanco. Po vbrizgu bolusa kontrastnega sredstva v žilo se bo to razlezlo po vseh žilah. S hitrimi metodami slikanja lahko spremljamo, kako se kontrastno sredstvo kopiči v perifernem žilju. Žile s kontrastnim sredstvom bodo namreč na

T1 obteženih slikah mnogo svetlejša, kot žile brez kontrastnega sredstva.

MR slikanje difuzije

Difuzija je proces naključnega gibanja molekul, ki je povzročen s temperaturo. Molekula se s časom oddalji od njene začetne lege v naključni smeri, njena razdalja r od začetne lege pa narašča s koren timer; $r = \sqrt{Dt}$ kjer je D difuzijska konstanta. Podobno kot smo pri slikanju pretakanja krvi lahko zaznali premik krvi z uporabo bipolarnih gradientnih sunkov lahko tudi zaznamo premike molekul. Vsaka molekula bo namreč po končanem bipolarnem gradientnem sunku pridobila fazo, ki bo odvisna od njenega premika. Razlika od pretakanja krvi pa je v tem, da so premiki različnih molekul različni in se bodo pridobile faze zato razlikovale med seboj in ne bodo več enake kot pri pretakanju. Posledica tega je, da se zaradi različnih faz signalov različnih molekul, celotni signal po bipolarnem gradientnem sunku zmanjša, podobno kot se to zaradi enakega razloga zgodi pri T_2 relaksaciji, njegova faza pa se ne spremeni. Zmanjšanje signala je večje pri živahnem gibanju molekul, torej pri večji difuzijski konstanti. Na osnovi merjenja zmanjšanja signala lahko torej izmerimo tudi difuzijsko konstanto snovi. Ker so premiki molekul pri difuziji dosti manjši kot pri pretakanju krvi, moramo uporabiti tudi precej močnejše in dolgotrajnejše bipolarne gradientne sunke za merjenje difuzije kot so potrebni za merjenje pretakanja.

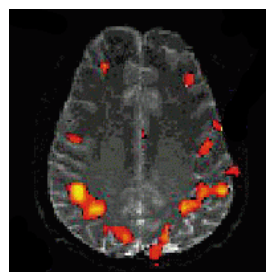
Difuzijsko slikanje se je izkazalo uporabno za zgodnje odkrivanje možganske kapi. Pri tej se v ishemičnem področju možganov spremeni razmerje med zunaj celično in celično tekočino v korist slednje. V tej je zaradi bolj omejenega gibanja molekul difuzija počasnejša, kot v zunaj celični tekočini. Z zaporedjem za difuzijsko obteženo slikanje, to je zaporedjem, ki ima dodan močan bipolarni gradientni sunek, bomo dobili iz ishemičnega področja zato precej večji signal kot iz zdravega področja (slika 24).



Slika 24
Difuzijska slika možganov po kapi. Ishemičen del je svetel.

Funkcijsko MR slikanje

S funkcijskim MR slikanjem spremljamo možgansko aktivnost (slika 25). To slikanje temelji na lastnosti krvi kot naravnega kontrastnega sredstva. Oksigenerana kri je namreč šibko diamagnetna, deoksigenirana pa je paramagnetna. V aktivnem področju možganov se poveča potreba po kisiku in v ta del priteče več oksigenerane krvi, ki ima nekoliko daljši čas relaksacije kot deoksigenirana kri in MR signal se v teh področjih zato nekoliko poveča. Te spremembe so res zelo majhne, poleg tega trajajo tudi kratek čas, zato je za zaznavanje možganske aktivnosti neizogibno potrebna uporaba hitrega slikanja z MR. Metoda slikanja s planarnim odmevom (EPI) je kot nalašč uporabna za ta namen.



Slika 25
Funkcijska slika. Aktivni centri možganov so oranžno obarvani.

Postopek MR slikanja in oprema

MR tomografa

MR slikanje se začne z namestitvijo pacienta (vzorca) v RF sondo, v magnetu. Temu sledi ugaševanje RF sonde na frekvenco jedrske precesije, kontrola homogenosti magnetnega polja, nastavljanje jakosti RF sunkov in nivoja sprejemnika. Večino teh postopkov izvedejo moderni MR tomografi avtomatsko brez naše vednosti. Izbrati moramo ustrezno metodo slikanja in za njo določiti tudi vse parametre slikanja: dimenzijo matrike slike (ta je tipično 256 x 256 točk), vidno polje slikanja, debelino rezine slikanja, čas spinskega odmeva (TE), hitrost ponavljanja zaporedja (TR), čas inverzije (TI), število povprečitev slik, ... Ko zajamemo ves signal slike, računalnik rekonstruira zajeti signal v MR sliko z uporabo večdimenzionalne Fourierove transformacije (enačba (9)). To pa lahko še naprej obdelamo s programi za digitalno obdelavo slik.

Opremo laboratorija za MR slikanje lahko razdelimo na:

- **Magnet:** Ta je osnova za vsak eksperiment z MR. Od njega zahtevamo, da ustvarja zelo močno statično magnetno polje. Tipično so ta polja velikostnega reda nekaj tesla, kar ustreza precesijskim frekvencam vodikovih jeder velikostnega reda 100 MHz. Od magneta zahtevamo, da ustvarja tudi zelo homogeno magnetno polje. Najpogosteje se uporabljajo superprevodni

magneti, ki se poleg stalnega močnega magnetnega polja odlikujejo tudi z zelo dobro stabilnostjo polja.

- *Tuljave za izboljšanje homogenosti polja:* Samo magnetno polje magneta ni nikoli dovolj homogeno, pa tudi vsak nov vzorec zaradi različne susceptibilnosti na svoj način poruši homogenost magnetnega polja. Zato je potrebno homogenost magneta izboljševati z dodatnimi tuljavami. Vsaka od teh tuljav ustvarja svoj tip nehomogenega polja. Z ustrezno linearno kombinacijo teh polj lahko izboljšamo homogenost magnetnega polja v vzorcu.
- *Gradientne tuljave:* Te tuljave so osnova za slikanje z MR. Uporabljajo se tri gradientne tuljave, ki ustvarjajo linearno naraščajoča magnetna polja s smerjo naraščanja vzdolž x, y in z osi. Jakost gradientnih magnetnih polj je tipično velikostnega reda več 10 mT/m.
- *RF sonda:* To je v bistvu nihajni krog ugašen na precesijske frekvence jeder. Pri slikanju od sonde zahtevamo tudi, da ustvarja kar se da homogeno vrteče se magnetno polje. Zaradi potrebe po zelo visokih lastnih frekvencah nihajnega kroga običajna solenoidna tuljava ni primerna, ker ima previsoko induktivnost. Zato se pogosteje uporabljajo sedlaste tuljave, površinske tuljave ali resonatorji v obliki ptičje kletke.
- *Računalnik:* Ta je srce elektronskega dela opreme. Računalnik skrbi za izvajanje zaporedij za slikanje z MR, ima ves čas nadzor nad vso spremljajočo elektronsko opremo in računa slike iz zajetega signala. Namenjen je tudi nadaljnji obdelavi slik in njihovemu arhiviranju.
- *MR spektrometer:* Ta je sestavljen iz več elektronskih komponent kot so: RF oscilator, generator oblik signalov, modulator, frekvenčni filtri, ... Naloga spektrometra je, da pretvori sprejeti visokofrekvenčen RF signal v nižje frekvenčno področje in ga digitalizira. Ravno tako oblikuje RF in gradientne sunke in poskrbi, da je njihovo trajanje ustrezno ter, da je faza RF sunkov pravilna.
- *RF oddajnik:* Njegova naloga je ojačitev šibkih RF sunkov iz spektrometra v močne RF sunke, ki jih vodimo na RF sondo. Sunkovna moč teh oddajnikov je več kW.
- *Gradientni ojačevalnik:* V bistvu je to zelo zmogljiv ojačevalnik, ki deluje v področju slišnih frekvenc in ojača oblike gradientnih sunkov, ki jih dobi iz

spektrometra. Vsaka gradientna tuljava ima svoj gradientni ojačevalnik.

Literatura

1. F. Demšar, V. Jevtič, G. Bačić (1996), *Slikanje z magnetno resonanco*, Littera picta, Ljubljana, ISBN: 9616030191.
2. M.T. Vlaardingerbroek, J.A. den Boer (2002), *Magnetic Resonance Imaging*, 3. izdaja, Springer, ISBN: 3540436812.
3. E.M. Haacke, R.W. Brown, M.R. Thompson, R. Venkatesan (1999), *Magnetic Resonance Imaging (physical principles and sequence design)*, John Wiley & Sons, ISBN: 0471351288.
4. M.A. Bernstein, K.F. King, X.J. Zhou (2004), *Handbook of MRI Pulse Sequences*, Academic Press, ISBN: 0120928612.
5. M.H. Levitt (2001), *Spin Dynamics: Basics of Nuclear Magnetic Resonance*, 1. izdaja, John Wiley & Sons, ISBN: 0471489220.
6. P. Callaghan (2005), *Principles of Nuclear Magnetic Resonance Microscopy*, Oxford University Press, ISBN: 0198539444
7. J. Jin (1998), *Electromagnetic Analysis and Design in Magnetic Resonance Imaging*, CRC Press, ISBN: 084939693X.
8. R. Edelman, J. Hesselink, M. Zlatkin, J. Cruess (2006), *Clinical Magnetic Resonance Imaging*, 3. izdaja, Saunders, ISBN: 0721603068.
9. D. Mitchell, M. Cohen (2004), *MRI Principles*, 2. izdaja, Saunders, ISBN: 0721600247.
10. A. Elster, J. Burdette (2001), *Questions and Answers in Magnetic Resonance Imaging*, 2. izdaja, Mosby, ISBN: 0323011845.