

# ZOBRAZENÍ MAGNETICKOU REZONANCÍ (MRI – MAGNETIC RESONANCE IMAGING)



**Příběh začal roku 1938 Isidor Rabi**

předvedl signál nukleární magnetické rezonance na molekulách chloridu lithného v roce 1937.

Nositel Nobelovy ceny za fyziku – rok 1944

**MRI** – nejúčinnější neinvazivní diagnostická technika používaná v klinické medicíně a medicínském výzkumu.

Použití: zobrazení tkání a informace o jejich fyzikálně – chemickém stavu.

## ÚVOD

**Obraz MR** – mapa velmi slabých magnetických polí, jejichž zdrojem jsou jádra fyziologických prvků, vykazujících magnetický moment:

- jádra izotopů  $^1\text{H}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $^{39}\text{K}$ . ( $^1\text{p}$  – 60% tělesné hmotnosti tvoří  $\text{H}_2\text{O}$ ).
- Výsledný kontrast MR obrazu měkkých tkání je potom mnohem vyšší než u rtg. technik (skiaskopie, skiografie, CT)

### Hlavní rozdíly mezi CT a MRI

Absorpce rtg. záření	rozdíl	tkáň
zdravá tkáň	4,2 %	mozek x játra
nádorová x zdravá tkáň	1,6%	mozek x mozkový nádor
<b>MRI-T<sub>1</sub> relaxační čas</b>		
zdravá tkáň	103,1%	mozek x játra
	131,5%	mozek x střevo
nádorová tkáň x zdravá tkáň	182,3%	Játra x nádor jater

## Vlastnosti jader atomů

Splnění dvou podmínek pro vznik jevu magnetické rezonance v MRI:

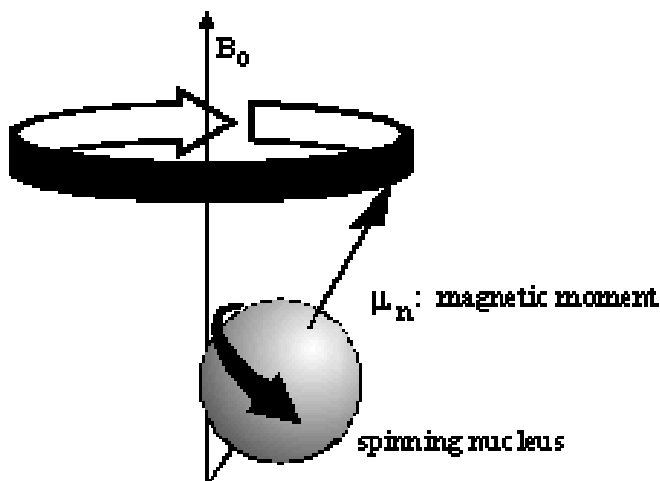
1. atomová jádra musí mít *nenulový spin*  $I \cdot \hbar$  (podmínka existence magnetického momentu),
2. atomová jádra musí mít stálý *magnetický moment*  $\mu = \gamma \cdot I \cdot \hbar$ , kde  $I$  je jaderný spinový operátor (1/2),  $\hbar = h/2\pi$  a  $\gamma$  je *gyromagnetický poměr*. Místo něho se často udává bezrozměrné číslo, tzv. faktor  $g$

$$g = \frac{\gamma \hbar}{\beta_N}, \quad \text{kde } \beta_N \text{ je jaderný magneton} \quad \beta_N = \frac{e\hbar}{2m_p}$$

Další charakteristická veličina jádra:

jaderný magnetický moment

$$\mu_N = \gamma \hbar I = g I \beta_N$$



Jaderná částice se chová jako setrvačnick v gravitačním poli Země:

**Larmorův teorém** – vliv magnetického pole  $\vec{B}_0$  na vektor magnetického dipólového momentu lze nahradit rotací souřadné soustavy s úhlovou rychlostí

$$\omega_L = \gamma B_0$$

$\omega_L = \omega_r$ . V praxi  $f_r = \omega_r / 2\pi$  a

místo  $\gamma$  [ $\text{rad} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$ ]  $\gamma' = \gamma / 2\pi$  [ $\text{Hz} \cdot \text{T}^{-1}$ ].

$\omega_r \approx$  je úměrná  $B_0$  (supravodivé solenoidy v MRI k dosažení velkého  $B_0$ ).

## Makroskopický popis

Rezonující částice ve vzorku interagují mezi sebou a se svým okolím. Pro makroskopický popis je podstatná jeho magnetizace  $\vec{M}$  určená součtem magnetických momentů  $\vec{\mu}$  částic v objemové jednotce vzorku.

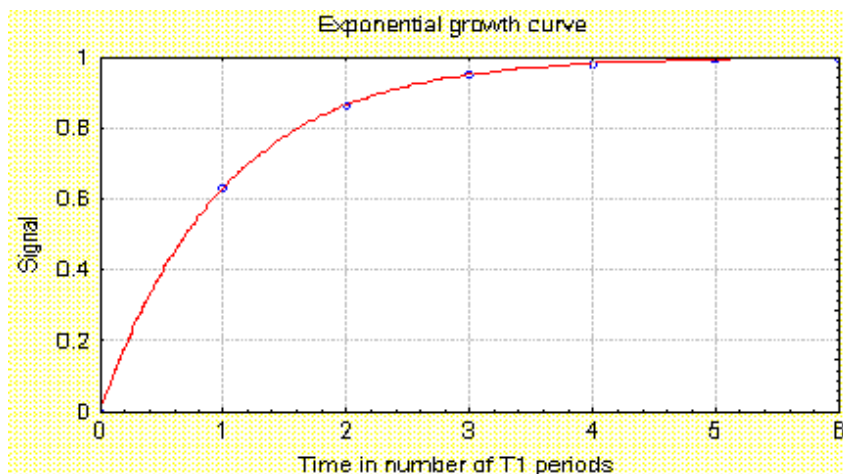
Pro  $B_0 = 0$  – orientace momentů  $\vec{\mu}$  náhodná a  $\vec{M} = 0$ .

Pro  $B_0 \neq 0$  energie  $E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$

- po „zapnutí“ pole  $\vec{B}_0$  – podélná složka magnetizace  $M_L$  se ke své rovnovážné hodnotě  $M_0$  blíží postupně

$$M_L(t) = M_0 [1 - \exp(-t/T_1)]$$

kde konstanta  $T_1$  je tzv. podélná relaxační doba



průběh signálu  $T_1$

**Spin-mřížková interakce** (souhrn všech stupňů volnosti v látce, s nimiž spinový systém interaguje)

konstanta  $T_1$  – spin–mřížková relaxační doba

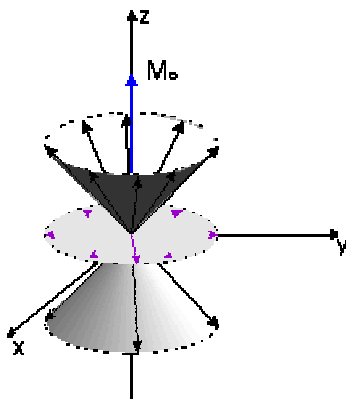
Pouze  $\vec{B}_0$  – Larmorova precese jednotlivých magnetických momentů není makroskopicky pozorovatelná (v rovnovážném stavu má spinová magnetizace  $\vec{M}$  směr shodný s tímto polem).

**vznik magnetické rezonance** – „vychýlení“ spinové magnetizaci ze směru  $\vec{B}_0$

- střídavým magnetickým polem (malá amplituda, kolmá složka mg. indukce ke směru statického mg. pole  $\vec{B}_0$ ,  $\omega$  v blízkosti rezonanční hodnoty  $\omega_r$ )  $\Rightarrow$  příčná složka magnetizace  $\vec{M}_T = (M_x, M_y, 0)$

Pulsní režim = dostatečně silné střídavé budicí pole je zapnuto pouze v jednom nebo několika krátkých pulsech a signál se snímá teprve po skončení těchto pulsů.

Vypnutí budicího střídavého pole – postupný pokles velikosti rotující příčné magnetizace k rovnovážné hodnotě (0)



Vysvětlení:

důsledkem rozdílné úhlové rychlosti precese jednotlivých dipólových momentů se vytvoří „vějíř“ (velikost vektorového součtu jejich příčných složek klesá).

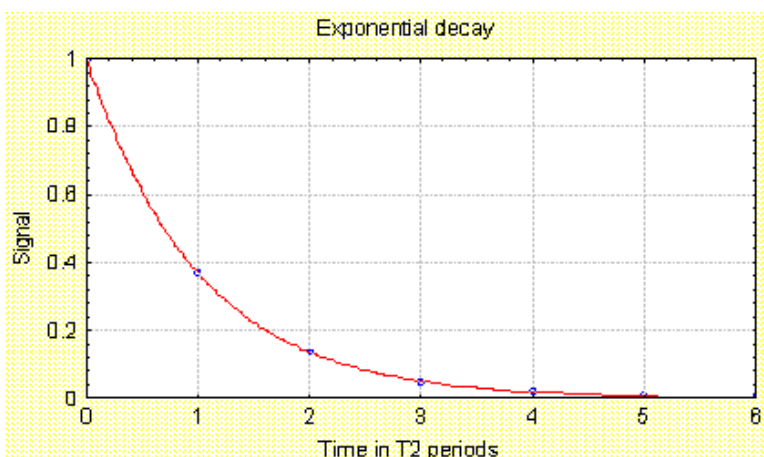
Pokles lze popsat exponenciální časovou závislostí

$$M_T = M_T(0) \cdot \exp(-t / T_2),$$

kde  $T_2$  – příčná relaxační doba.

příčné relaxace způsobují:

- interakce spin-mřížková,
- vzájemné ovlivňování magnetických momentů jednotlivých spinů, spinového systému – tzv. spin-spinová interakce.

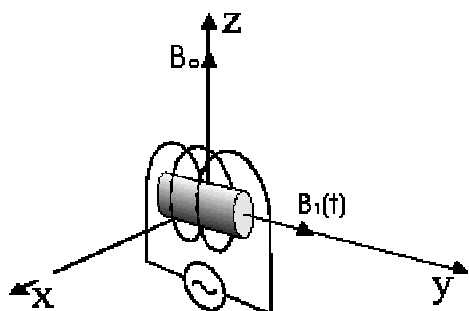


Průběh relaxačního času  $T_2$

## RADIOFREKVENČNÍ EXCITACE JEDNOTKOVÉHO OBJEMU (voxel magnetizace)

objevená současně F. Blochem a E. Purcellem v roce 1946

Radiofrekvenční rezonanční excitace jaderných spinů konajících precesní pohyb v magnetickém poli a následné sledování odezvy spinového systému na radiofrekvenční (RF) podnět.

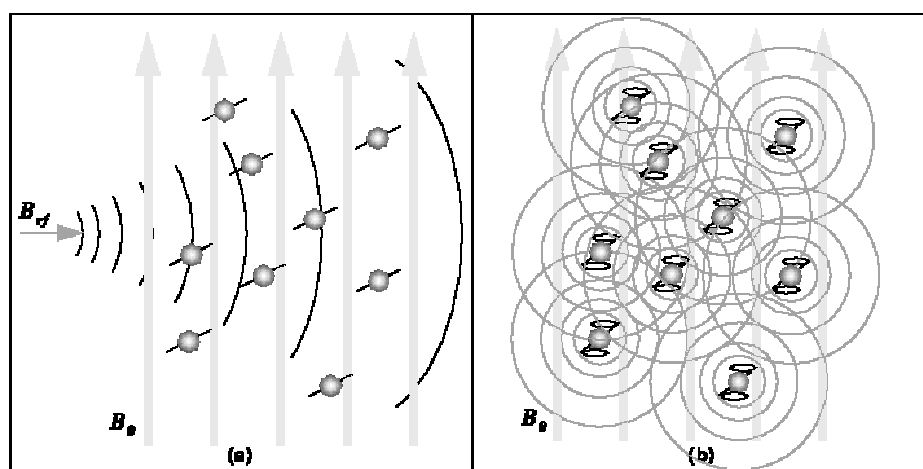


zavedení magnetického RF pole  $B_1$  s přibližně stejnou frekvencí, jako je frekvence precesního pohybu jaderných momentů ve vnějším poli  $B_0$ .

**Radiofrekvenční generátor** (pulsní režim – doba pulsu  $\tau$ ), vytváří proměnné magnetické pole v cívce kolmé k  $B_0$ .

Situace z pohledu souřadného systému měnícího se kolem  $B_0$  s úhlovou frekvencí  $\omega_L$

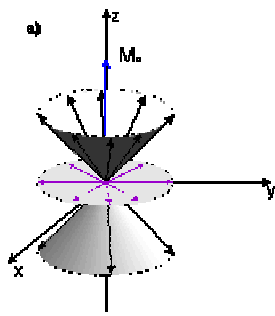
- stav po vychýlení mg. momentu jader působením RF pole
- situace po vypnutí pole (jádra ztrácí svou energii a emitují měřitelný RF signál).



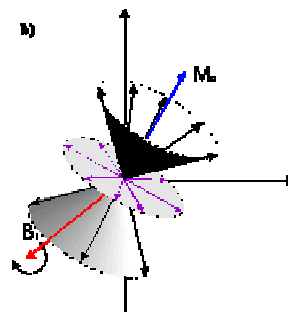
působení pole (a)

vypnutí pole (b)

Jádra budou konat precesní pohyby s odpovídající frekvencí  $\omega_1 = \gamma \cdot B_1$ .



jen  $B_0$



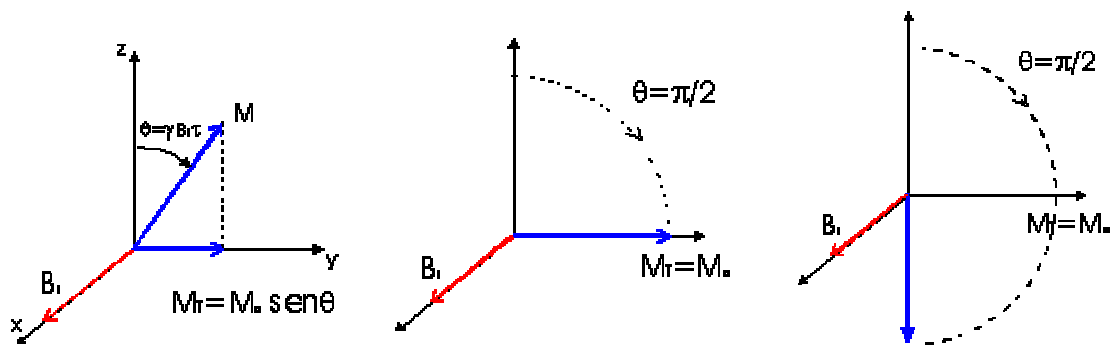
po RF pulsu – precese

Po RF pulsu s trváním  $\tau$  sekund bude spinová magnetizace  $M_0$  v přítomnosti statického pole  $B_0$  rotovat okolo  $B_1$  s výchylkou

$$\theta = \omega \cdot \tau = \gamma \cdot B_1 \cdot \tau$$

což vede ke vzniku nenulové transverzální magnetizační složky

$$M_T = M_0 \cdot \sin \theta$$



$$\theta = \omega \cdot \tau = \gamma \cdot B_1 \cdot \tau$$

$$\theta = \pi/2$$

$$\theta = \pi$$

**RF pulsy** produkující tuto rotaci se nazývají  **$\pi/2$  pulsy** a  **$\pi$  pulsy** (význam při vybuzení nebo potlačení jaderné magnetizace).

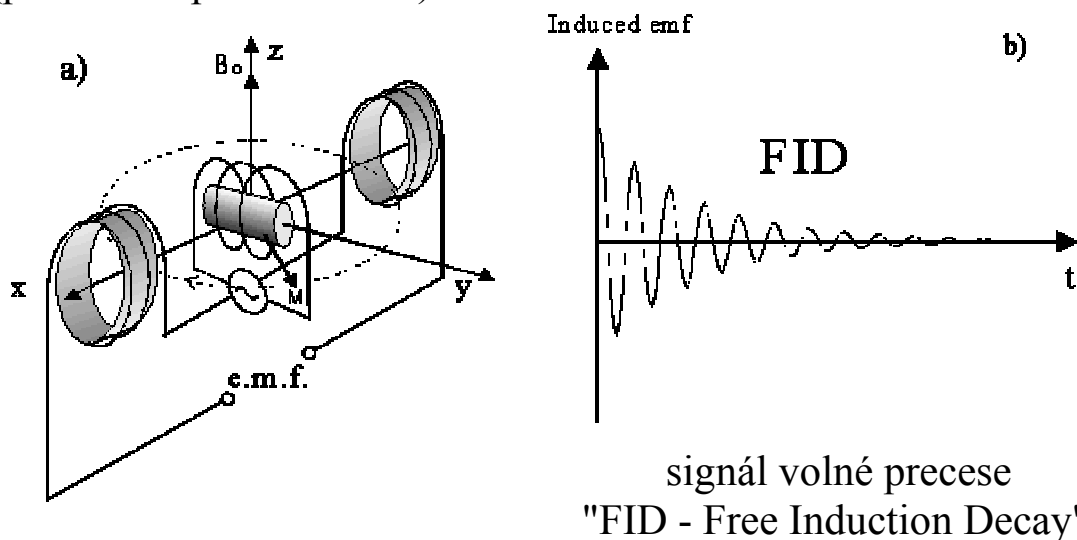
## Měření "voxel" magnetizace

Po  $\pi/2$  pulsu dojde k vybuzení magnetizace voxelu (kolmo k  $B_0$ ) a úměrně rovnovážnému stavu  $M_0 \Rightarrow$  dojde k precesi v transverzální rovině s  $\omega_L$ . Pro  $M_T(t)$

$$M_T(t) = M_T(0) \exp(i\omega_L t) \exp(-t/T_2),$$

$M_T(0)$  – výchozí hodnota

$\exp(-t/T_2)$  představuje relaxaci tohoto nerovnovážného stavu (přechodná příčná složka)



cívka  $\perp$  k  $B_0$

signál volné precese  
"FID - Free Induction Decay"

voxel  $dv$  má moment  $M_T(t) \cdot dv$  = ekvivalent malého otáčejícího se magnetu, který indukuje v přijímacích cívkách proměnné elektromagnetické pole s frekvencí  $\omega_L$  se snižující se amplitudou.

ze vztahu  $M_T = M_0 \cdot \sin\theta$  vyplývá:

- největší signál volné precese – po pulsu  $(2k+1)\pi/2$
- nulová precese – puls  $k\pi$

Závěr:

Amplituda FID signálu je mírou "voxel magnetizace" jader a z toho vyplývá, že je úměrná lokální hustotě protonů.

## Relaxační mechanizmy

Návrat do rovnovážného stavu po excitaci  $\pi/2$  pulsem zahrnuje dva procesy (probíhají současně, ale s různou rychlostí):

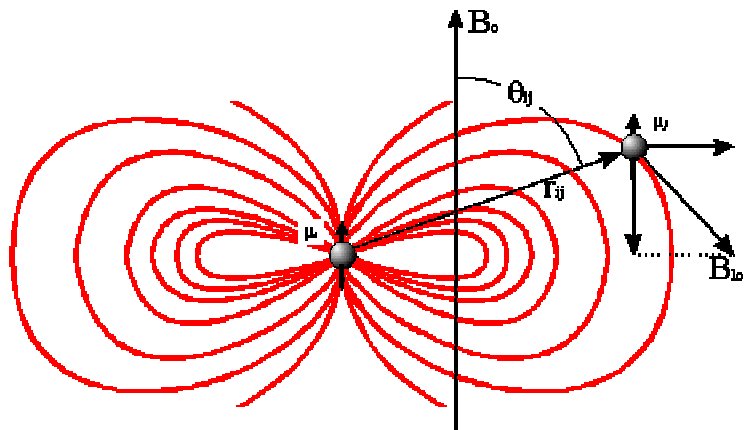
1. relaxace příčné složky  $M_T$  – příčná (**transverzální**)  $T_2$  relaxace
2. relaxace podélné složky  $M_L$  – podélná (**longitudinální**)  $T_1$  relaxace.

Náhodné fluktuační interakcí jaderných spinů = fluktuační zapříčiněné náhodným uspořádáním tkáňových molekul (pro protony ve tkáni dipól – dipólová interakce mezi jadernými momenty  $\mu_i$ )

Vyjádření lokálního magnetického pole tvořeného dipólem  $\mu$  v místě  $r$

$$|B_{\text{lok}}| = \mu(3 \cos^2 \theta - 1) / r^3$$

kde  $\theta$  je úhel mezi vektorem  $r$  a vnějším polem  $B_0$



Rezonanční harmonická složka transverzálního místního pole vytváří náhodné rotace lokálního momentu  $\mu_i$ , což vede ke dvěma efektům:

1. fáze jednotlivých precesí spinů se mění náhodně vzájemným rušením fázových koherencí, tedy redukcí  $M_T$  (příspěvek k  $T_2$ )
2. změna složky  $\mu_i$  rovnoběžné k  $B_0$  umožňuje výměnu energie mezi magnetickou energií jádra ( $E = \mu_i \cdot B_0$ ) a energií termického procesu, který uvede podélnou magnetizaci do rovnovážné hodnoty  $M_0$  (relaxační čas  $T_1$ ).

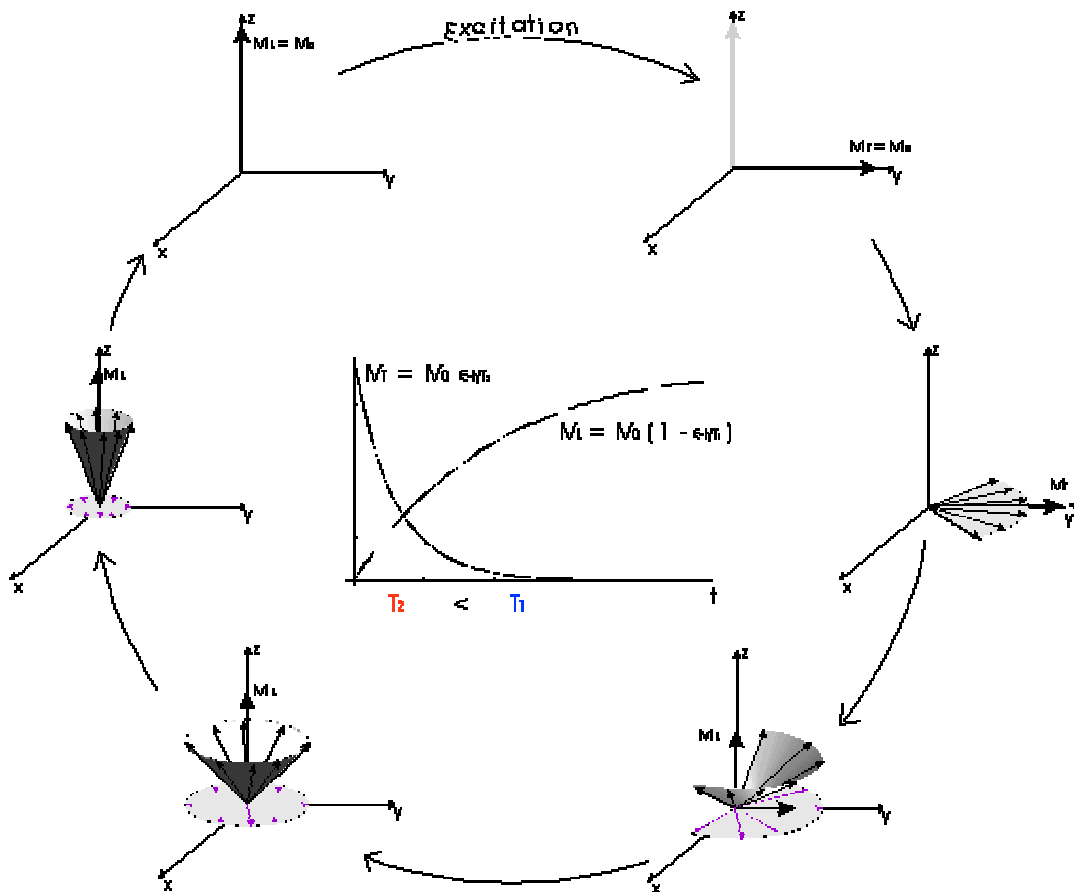


## $T_2$ je vždy kratší než $T_1$

(transverzální magnetizace  $M_T$  relaxuje rychleji než  $M_L$ )

### Vysvětlení:

Slabě fluktuující rovnoběžné místní pole přispívá k  $B_0$  náhodnými lokálními změnami v jaderných Larmorových frekvencích, což urychluje některé jaderné procesy oproti ostatním a tak se ruší jejich fázové koherence. Tento mechanismus také přispívá k  $T_2$ .



chování jaderných momentů  $\mu_i$  po  $\pi/2$  excitačním pulsu  
(z toho plynoucí podélná a příčná magnetizace  $M_L$  a  $M_T$ )

## Nerovnoměrné magnetické pole – spinová echa

Případ nehomogenního pole  $B_0$  (s průměrnou kvadratickou odchylkou  $\langle \Delta B \rangle$  od  $B_0$  příslušného voxelu).

Průměrný rozptyl precesních frekvencí  $\Delta\omega = \gamma \langle \Delta B \rangle$  bude urychlovat rozfázování jaderných spinů  $\Rightarrow$

Efektivní transverzální relaxační čas ( $T_2^* \ll T_2$ )

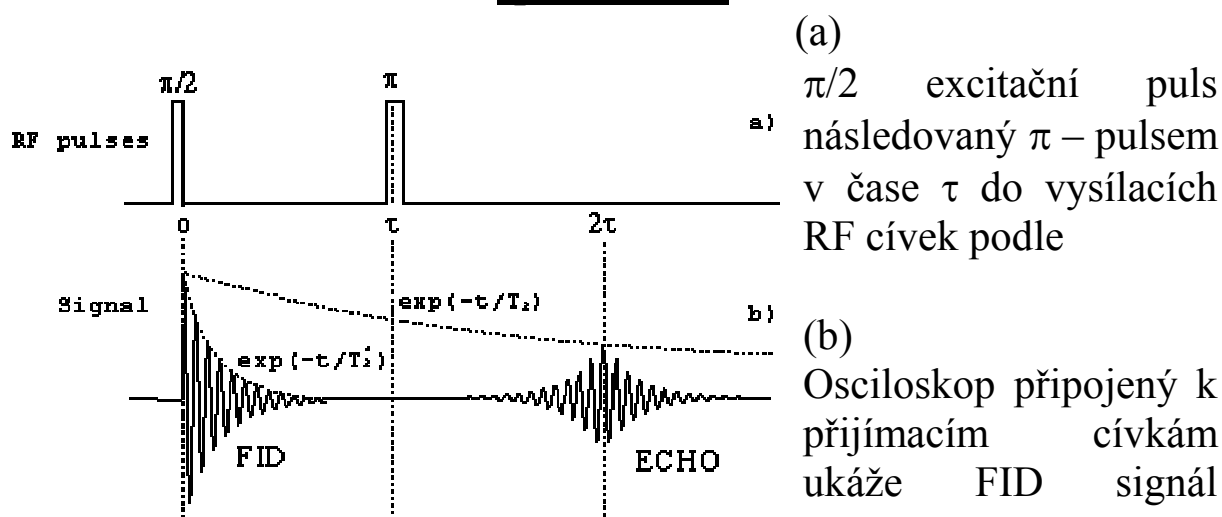
$$T_2^* \cong 2\pi/\gamma \langle \Delta B \rangle = 1/f_0 \langle \delta B \rangle,$$

kde  $f_0$  je rezonanční frekvence a  $\langle \delta B \rangle$  nehomogenita pole (v ppm).

*Pozn:* Pro magnety MRI s polem  $B_0 = 0,5$  T a nehomogenitou 10 ppm je  $T_2^* \cong 5$  ms.

$T_2^*$  jsou výsledkem vývoje spinových fází ( $T_2^*$  proces je principiálně vratný).

### spinové echo

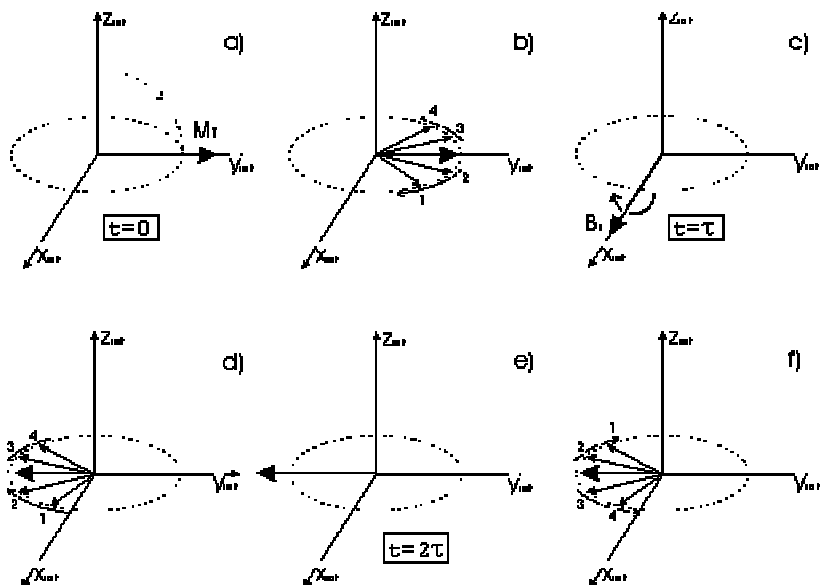


přídavný signál v čase  $2\tau$ , (v čase  $\tau$  sekund po pulsu  $\pi$ )

*Spinové echo* (objevil Erwin Hahn v roce 1951)

Signál SE značí znovuobjevení transverzální magnetizace, po jejím zániku v čase za  $T_2^*$

### Vývoj spinových ech



vývoj spinových izochromátů (skupin spinů ukazujících shodná místní pole) v rotujícím systému při průměrné rezonanční frekvenci.

- (a) fázování excitačním pulsem
- (b) proces rozfázování (různé izochromáty precedují s mírně odlišnými frekvencemi danými místními hodnotami vnějšího pole. V rotujícím systému se budou zdát "pomalé" izochromáty rotující proti smyslu "rychlých" izochromátů).
- (c) Izochromáty pokračují v rozevírání po dobu, dokud je aplikován  $\pi$  – rotační puls
- (d) V tomto okamžiku je každý jaderný moment  $\mu_i$  otočen o  $180^\circ$  okolo  $B_1$  (přetočení roviny  $x,y$  na sebe samu a obrácení jaderných spinů). Nejrychlejší spiny se dostanou dozadu a nejpomalejší dopředu.
- (e) Po uplynutí stejného časového intervalu  $t = 2\tau$  se fáze jednotlivých spinů opět sejdou. V tomto okamžiku zaregistrujeme signálový puls – **spinové echo**.

## Kódování pozice gradientním polem – jednodimenzionální obraz.

### Princip vzniku obrazu v MRI

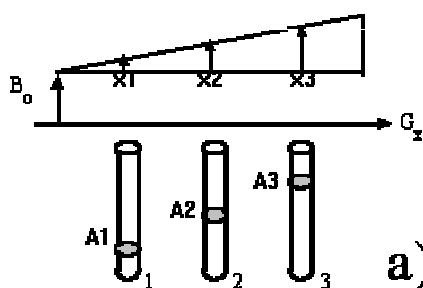
- Výskyt mikroskopické magnetizace  $\vec{M}(\vec{r})$  v přítomnosti magnetického pole je úměrný hustotě protonů  $\rho_H(\vec{r})$ .
- Mapování  $\vec{M}(\vec{r})$  – prostorové kódování pozic jader (vychází ze závislosti precesních frekvencí na magnetickém poli).
- Magnetické pole v prostoru je tvořeno superpozicí statického, homogenního pole  $B_0$  a lineárně proměnného pole s ním rovnoběžným (tzv. gradientní pole)

$$B(r) = B_0 + G_x \cdot x$$

nebo

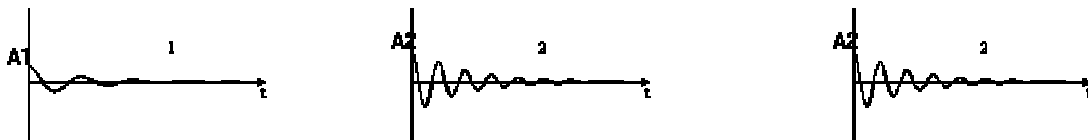
$$\omega(r) = \gamma(B_0 + G_x \cdot x).$$

Příklad: prostorová závislost  $\omega$  na rozložení a hustotě protonů,

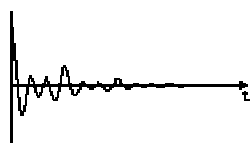


Pozice 3 tenkých zkumavek naplněných různým množstvím vody –  $x_1$ ,  $x_2$  a  $x_3$ , kde jsou magnetická pole  $B_1$ ,  $B_2$  a  $B_3$ .

**a)** Po vybuzení jaderných spinů – magnetizaci

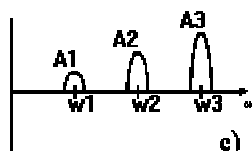


precesní pohyb s frekvencí  $\omega_1 = \gamma B_1$ ,  $\omega_2 = \gamma B_2$  a  $\omega_3 = \gamma B_3$ ,



složený signál  $s(t)$

Interpretace užitím Fourierovy transformace



**c)**

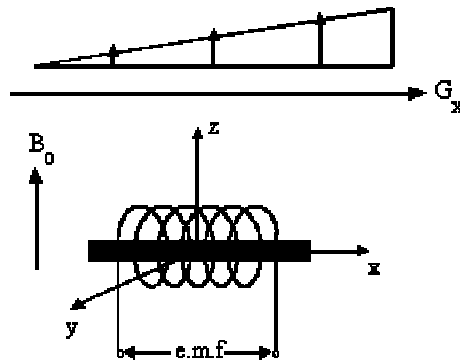
FT signálu  $s(t)$  poskytuje jeho spektrální složky (jak velký signál je přítomný pro každou frekvenci)  $\Rightarrow$  3 složky s frekvencemi  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  a  $\omega_3$  (amplitudy jsou  $A_1$ ,  $A_2$  a  $A_3$  (úměrnost počtu jader – proton

atomu vodíku v každé zkumavce). Známe-li vztah mezi frekvencemi a pozicemi, je toto spektrum ve skutečnosti **1D obraz** našeho **původního objektu** (víme kolik vody je v každé pozici).

## Celistvý lineární objekt s rovnovážnou magnetizační hustotou $M_0(x)$

Po excitaci je v místě  $x$  lokalizován transverzální magnetický moment objemového elementu  $dx$

$$dm(x, t) = M_0(x) \cdot e^{i\omega(x)t} \cdot e^{-\frac{t}{T_2}} dx$$



Výsledný signál

$$S(t) = e^{i\omega_0 t} \int_{-\infty}^{+\infty} M_0(x) \cdot e^{i\gamma G x t} e^{-\frac{t}{T_2}} dx$$

- modulovaný radiofrekvenční signál s Larmorovou frekvencí, kde je ukrytá informace o prostorovém rozložení spinů.
- Zavedením nové proměnné  $k(t) = \gamma G t$  tato obalová funkce přechází na vyjádření

$$S(k(t)) = e^{-\frac{k(t)}{\gamma G T_2}} \int_{-\infty}^{+\infty} M_0(x) \cdot e^{i k(t) x} dx$$

V podstatě můžeme  $S(k(t))$  brát jako výsledek součinu dvou funkcí

$$W(k(t)) = e^{-\frac{k(t)}{\gamma G T_2}} \quad \text{a} \quad G_{(k(t))} = \int_{-\infty}^{+\infty} M_0(x) \cdot e^{i k(t) x} dx$$

Užitím konvolučního teorému a přepisem Fourierovy transformace dostaneme pro exponenciální úbytek relaxačního času  $T_2$  funkci

$$P(x) = \frac{1}{1 - (GT_2)^2 x^2}$$

Point Spread Function – PSF

V tomto případě je  $P(x)$  Lorentzovou funkcí  $x$  s pološířkou

$$\Delta x = 1/\gamma \cdot G \cdot T_2$$

$\Delta x$  – minimálně možná velikost obrazového bodu (pixelu) – limituje rozlišení v obraze

Vztah mezi velikostí a vzdáleností mezi pixely v rozlišeném obraze  $\delta x$  a maximální prostorovou frekvencí obsaženou ve vzorkovaném signálu  $k_{\max}$ .

$$\delta x = 1/k_{\max} \quad \text{pro} \quad k = \gamma \cdot G \cdot t \quad \text{potom} \quad \delta x = 1/\gamma \cdot G \cdot t_{\max}$$

Rozlišení dvou bodů (Rayleighovo kritérium) – jejich vzdálenost  $\delta x$  musí být větší než jejich šířka  $\Delta x$

$$\delta x > \Delta x \quad \text{nebo} \quad 1/\gamma \cdot G \cdot t_{\max} > 1/\gamma \cdot G \cdot T_2^*$$

(místo  $T_2$  je použito k výpočtu nehomogenity pole času  $T_2^*$ )

Možnosti zlepšení rozlišení:

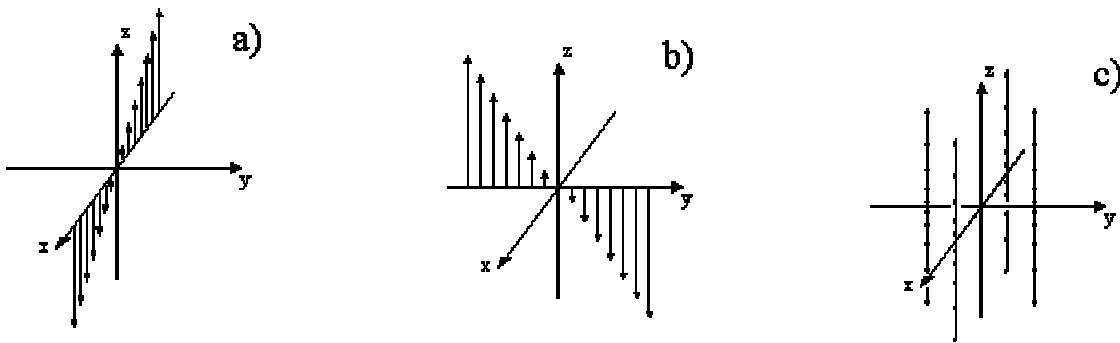
- zvýšení gradientu amplitudy
- zlepšení homogenity pole prodloužením času  $T_2^*$ . (Čím bude silnější magnet tím bude delší  $T_2^*$ )

## Kódování v 2D a 3D dimenzi

Řešení 2D a 3D případu spočívá ve změně amplitudy gradientů a směru, s proměnnou vektorovou funkcí  $\vec{G}(t)$  se složkami

$$G_x(t) = \left. \frac{\delta B_0^z}{\delta x} \right|_t, \quad G_y(t) = \left. \frac{\delta B_0^z}{\delta y} \right|_t, \quad G_z(t) = \left. \frac{\delta B_0^z}{\delta z} \right|_t,$$

Gradients jsou generovány třemi speciálně konstruovanými cívkami, které vytváří pole rovnoběžná s  $B_0$  přičemž každé se mění podle příslušné osy



Pole  
dávají

$$B(\vec{r}, t) = B_0 + \vec{r} \cdot \vec{G}(t)$$

$$\omega(\vec{r}, t) = \omega_0 + \gamma \cdot \vec{r} \cdot \vec{G}(t)$$

$\omega$  je funkcí  $\vec{r}$  a  $t$

Gradientní funkce  $\vec{G}(t)$  definuje okamžitý směr a rychlost změny signálu  $S(\vec{k})$ .

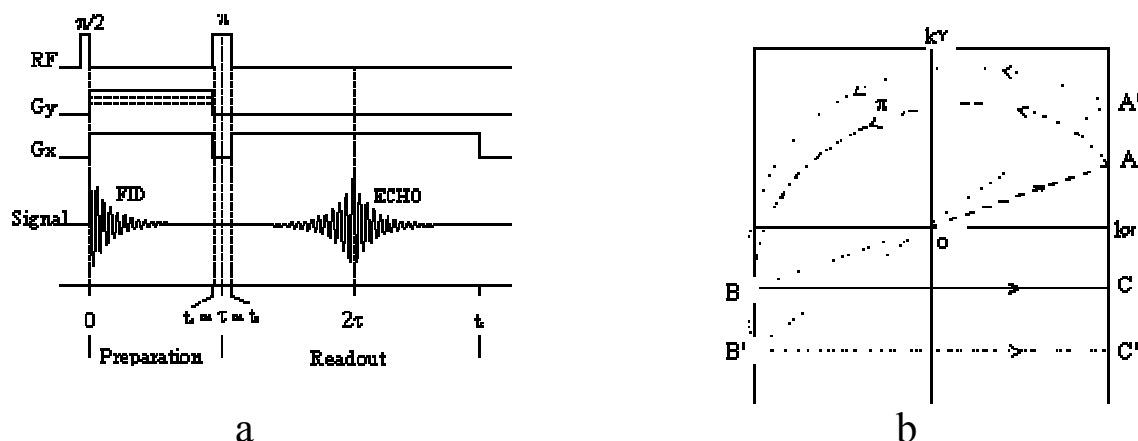
### 2D vzorkování NMR signálu

Přestože je možné generovat v MRI objemové obrazy, nutné dlouhé skenování předpokládá, že řezy objektů by měly být excitovány selektivně.

Výběr řezů spočívá v aplikaci účinně dlouhého a speciálně tvarovaného pulsu.

Nejběžnější **metoda** pro **2D zobrazování** se nazývá SE-2DDFT (Spin Echo Two Dimensional Direct Fourier Transform).

sled dějů a odpovídající popis trajektorie v  $k$ -prostoru (fázový)



Po excitaci, jsou všechny spiny ve zvoleném řezu nasměrovány do transverzální roviny a konají koherentní precesní pohyb.

- podmínky po excitaci (obr. a); čas  $t = 0$  odpovídá počátku 0 v  $k$ -prostoru (obr. b).
- Z 0 se vyvíjí magnetizace každého pixelu v důsledku frekvenčně kódovaného gradientu  $G_x$  a fázově kódovaného gradientu  $G_y$ . (vývoj probíhající v čase  $\tau$  je znázorněn v obr. b segmentem OA).
- V čase  $t_A = \tau$  je aplikován  $\pi$  puls. Ten magnetuje každý voxel o  $180^\circ$  z pozice A do do konjugované pozice B na hranici  $k$ -prostoru. V tomto místě má vektor  $\vec{k}$  složky

$$k_x = -\gamma \cdot G_x \cdot \tau \quad \text{a} \quad k_y = -\gamma \cdot G_y \cdot \tau$$

- V čase  $t = t_B$  začíná výstupní perioda po aplikaci  $G_x$ . Ta odpovídá segmentu BC, kdy je signál  $S(\vec{k}(t))$  vzorkován. Tady má  $\vec{k}$  složky

$$k_x(t) = -\gamma \cdot G_x \cdot \tau + \gamma \cdot G_x \cdot (t - \tau) \quad \text{a} \quad k_y = -\gamma \cdot G_y \cdot \tau$$

časově závislá fáze magnetizace voxelu v pozici  $(x,y)$  je dána

$$y \cdot k_y + x \cdot k_x(t) \text{ nebo } -y \cdot \gamma \cdot G_y \cdot \tau - x \cdot \gamma \cdot G_x \cdot \tau + x \cdot \gamma \cdot G_x \cdot (t - \tau)$$



každý voxel vyvolá signál

$$s(t) = M_T(x, y) \cdot e^{-i \cdot (-y \cdot \gamma \cdot G_y \cdot \tau - x \cdot \gamma \cdot G_x \cdot \tau + x \cdot \gamma \cdot G_x \cdot (t - \tau))}$$

Celkový signál z každého voxelu v daném řezu bude *echo* signálem

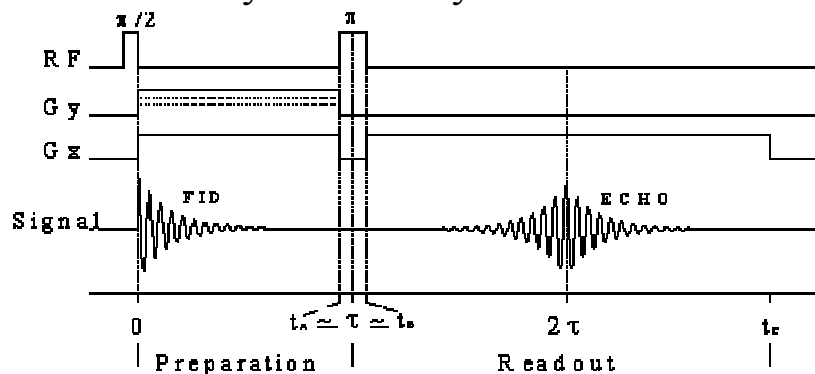
$$S(t) = \int_{x,y} M_T(x, y) \cdot e^{-i \cdot (-y \cdot \gamma \cdot G_y \cdot \tau - x \cdot \gamma \cdot G_x \cdot \tau + x \cdot \gamma \cdot G_x \cdot (t - \tau))} dx \cdot dy$$

Tento proces se opakuje  $m$ -krát až pokryje interval  $[-G_{y \max}, G_{y \max}]$ ; vzorkující echo signál  $a$ -krát v každém načítacím cyklu.

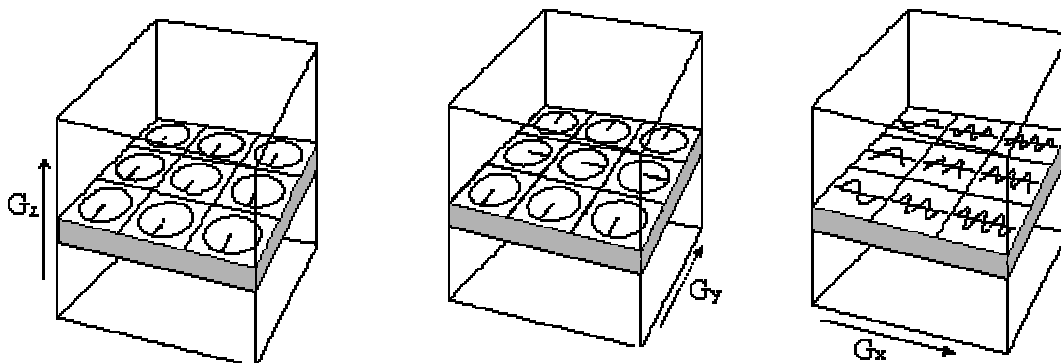
Výsledkem je soubor dat  $S(\vec{k})$  přes vybranou oblast  $k$ -prostoru

$$S(k_x, k_y) = S(G_x t, G_y t) = \int_{x,y} M(x, y) \cdot e^{-i \cdot G_y \cdot y \cdot t_y} \cdot e^{i \cdot G_x \cdot x \cdot t_x} dx \cdot dy$$

2D rozdělení magnetizace  $M(x, y)$  je získáno z 2D FFT signálu  $S(k_x, k_y)$  jehož modul je určen k regulaci intenzity pixelu ve zobrazovacím zařízení, tvořícího konečný obraz ve vybraném řezu



Průběh základních kroků ve voxelu podle výše popsaného postupu



## KONTRAST V MRI OBRAZECH: VLIV $T_1$ A $T_2$

Výjimečnost MRI oproti jiným zobrazovacím metodám (CT):

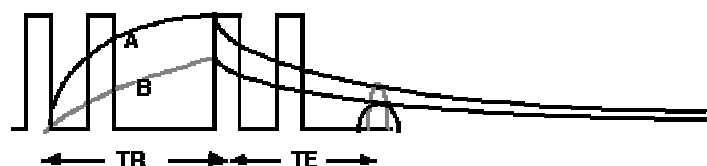
- mapovat tkáňovou hustotu
- odhalit změny chemické struktury

Proč?

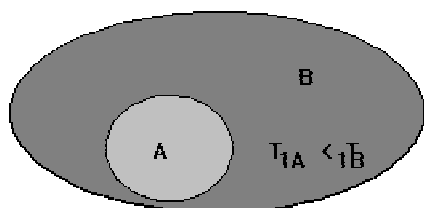
hodnoty  $T_1$  a  $T_2$  jsou signifikantně odlišné a zejména pro patologické tkáně se významně liší (odchylka může být až 50 %) a to zajišťuje větší kontrast a např. zřetelný rozdíl mezi nádorovou a zdravou tkání.

### kontrast $T_1$

Důležitými parametry jsou čas opakování  $T_R$  a čas vyvolání echa  $T_E$ .



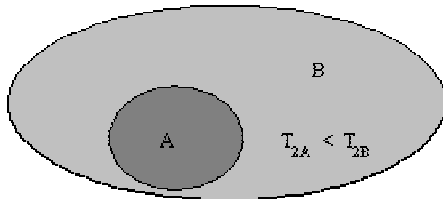
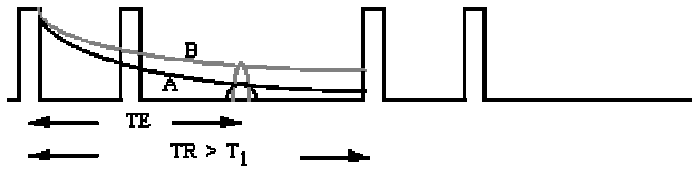
Předpokládejme objekt, kde jsou dvě oblasti, které představují např. zdravou a nádorovou tkáň.



Oblast A – kratší čas  $T_{1A}$  (500 ms) a oblast B s relaxačním časem delším,  $T_{1B}$  (2000 ms)

- Pokud je volen čas opakování  $T_R$  mnohem delší než relaxační čas  $T_{1B}$ , magnetizace obou oblastí bude mít dostatek času pro dosažení termodynamické rovnováhy. Jejich velikost v začátku každé excitace bude blízká maximální hodnotě  $M_0$  a proto bude stejná pro obě oblasti tkáně. Proto obraz nebude vykazovat prakticky žádný kontrast.
- Upravíme opakovací čas  $T_R$  na hodnotu mnohem kratší než  $T_{1B}$ , ale delší než  $T_{1A}$ . Nyní máme delší magnetizaci v oblasti A, což neplatí pro oblast B ( $M_L$  nemá dostatek času k návratu z předchozí excitace). To povede ke snížení signálu a následné redukci jasu obrazu v oblasti B.

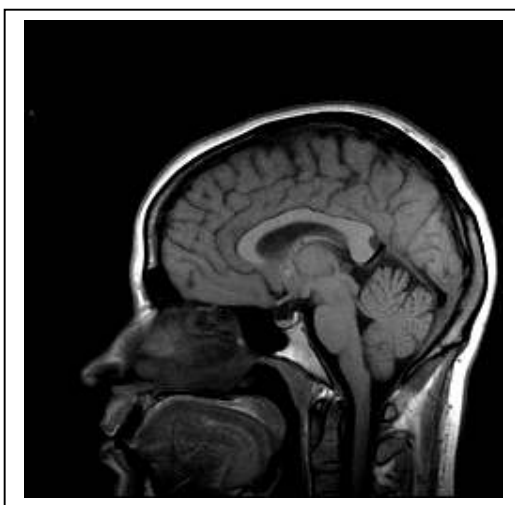
## kontrast $T_2$



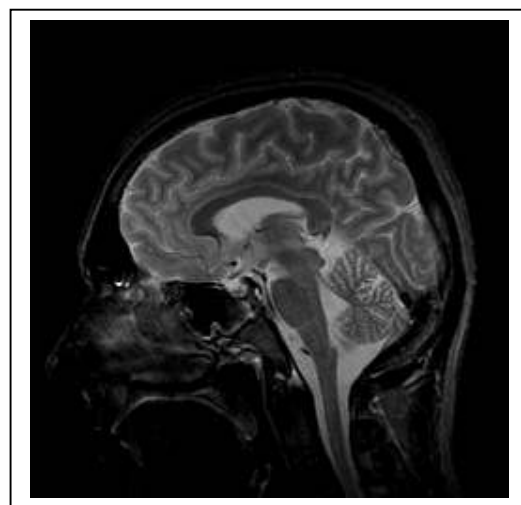
Zobrazujeme dvě tkáně s odlišnými hodnotami  $T_2$  např.  $T_{2A}$  cca 50 ms a  $T_{2B}$  cca 200 ms.

Předpokládejme že  $T_R$  je delší a umožňuje oběma tkáním úplné zotavení  $M_L$  mezi excitacemi.

- Pokud volíme  $T_E$  mnohem kratší než jsou oba relaxační časy  $T_{2A}$  a  $T_{2B}$ , příspěvek k echu od obou oblastí tkáně bude stejný, protože  $M_T$  měl velmi krátký zotavovací čas.
- Pokud zvolíme poměr časů takový, že  $T_{2B} > T_E > T_{2A}$ , potom signál z oblasti A bude klesat s transverzální relaxací, zatímco signál z oblasti B bude přibližně stejný jako dříve. To vede k redukci jasu oblasti A.



T1 obraz

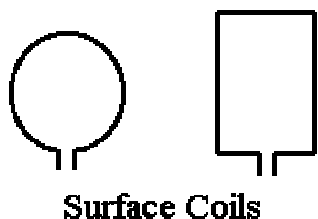


T2 obraz

## Tvary a použití RF cívky

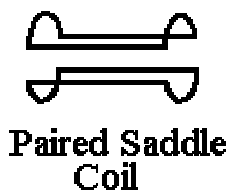
RF cívky jsou "anténou" MRI systému, která vysílá RF signál do pacienta a přijímá zpětný signál. RF cívky mohou pouze přijímat (v případě tělových cívek jako vysílačů) nebo být použity jako vysílače a přijímače.

### Povrchové RF cívky



mají většinou nejjednodušší konstrukci. Je to drát stočený do kruhu nebo obdélníka a přiložený k analyzované oblasti těla. Jsou používány pro relativně malé oblasti těla (páteř, rameno, (tm) kloub...)

Dvojice sedlových cívek je použita pro zobrazení kolena. Tyto cívky poskytují lepší (homogenní) RF pole ve sledované oblasti. Jsou používány jako cívky objemové a vyvolávají gradientní pole v  $x$  a  $y$  směru.

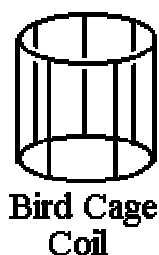


### Dvojice Helmholtzových cívek



představuje pár cívek složených ze dvou kruhových cívek umístěných paralelně vůči sobě. Používají se jako cívky gradientní, ale také jako RF cívky pro zobrazení pánve a krční páteře.

### Cívky připomínající ptačí klec,



poskytují nejhomogennější RF pole. Používají se zejména pro zobrazení hlavy případně kloubů.

# MRI SKENER PHILIPS





MOZEK S NÁDOREM



MOZEK (SKEN V ÚROVNI OČÍ)



ZDRAVÁ PÁTEŘ



VÝHŘEZ MEZIOBRATLOVÉ  
PLOTÉNKY