

Radiologická fyzika

Jaderná magnetická rezonance

podzim 2009, osmá přednáška

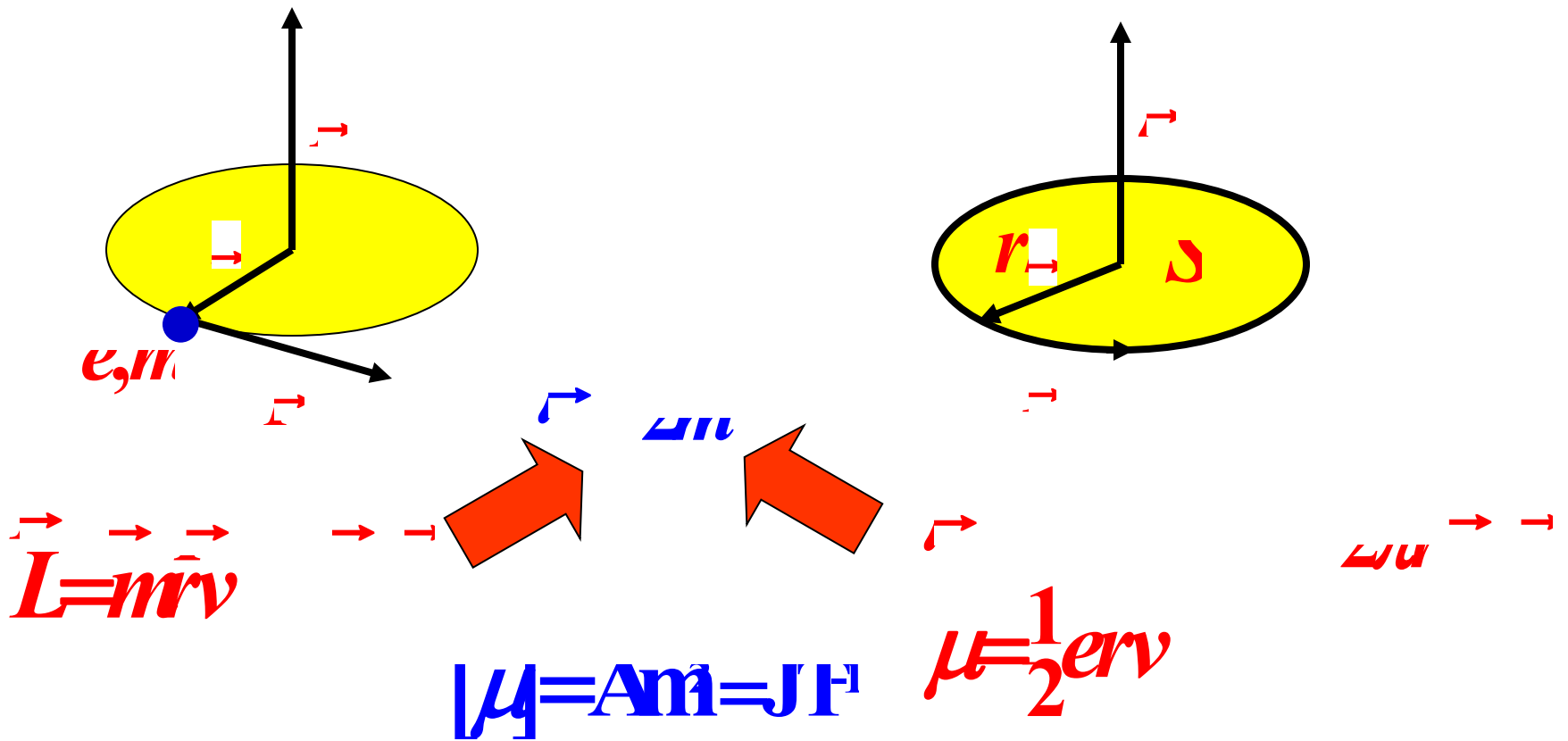
NMR nebo MRI?

Základním fyzikálním procesem je jaderná magnetická rezonance (nuclear magnetic resonance – NMR). Protože řada lidí má obavy ze slov jádro, jaderný, jaderná, používá se v lékařských aplikacích názvu zobrazení magnetickou rezonancí (magnetic resonance imaging - MRI). Nakonec je to i přesnější – rozdíl v intenzitě určitého fyzikálního jevu se používá k získání kontrastu ve výsledném obraze.

Orbitální a magnetický moment

Částice o hmotnosti m a s náboje e na kruhové trajektorii poloměru r má **moment hybnosti**

Proudová smyčka poloměru r s proudem velikosti I má **magnetický moment**

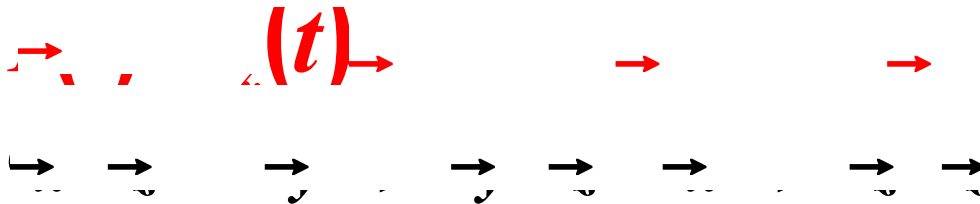


Larmorova precese I

Podle druhé impulsové věty je časová změna momentu hybnosti rovna momentu působící síly. V případě magnetického momentu v homogenním magnetickém poli ve směru osy z

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{m} \times \vec{B}$$

Larmorovu frekvenci jsme označili jako ω_L . Vektor momentu hybnosti rozložíme do složky rovnoběžné s vektorem indukce magnetického pole a složek kolmých



Larmorova precese II

Rozepsáním do složek dostáváme tři rovnice

$$\frac{dL_x(t)}{dt} = \omega_L L_y(t), \quad \frac{dL_y(t)}{dt} = -\omega_L L_x(t), \quad \frac{dL_z(t)}{dt} = 0$$

Podle třetí z rovnic je složka vektoru momentu hybnosti L_z rovnoběžná s magnetickým polem konstantní. Také velikost vektoru momentu hybnosti L je konstantní – to vidíme hned, vynásobíme-li první rovnici L_x , druhou L_y , třetí L_z a vzniklé rovnice sečteme

$$L_x \frac{dL_x}{dt} + L_y \frac{dL_y}{dt} + L_z \frac{dL_z}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (L_x^2 + L_y^2 + L_z^2) =$$
$$\frac{1}{2} \frac{dL^2}{dt} = L \frac{dL}{dt} = 0 \Rightarrow \frac{dL}{dt} = 0$$

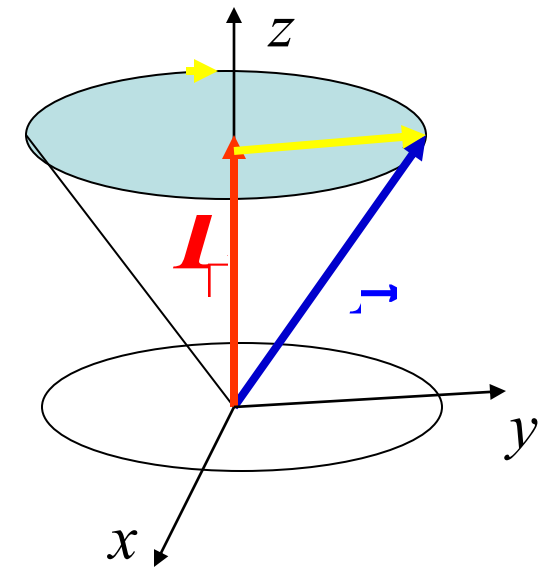
Larmorova precese III

U prvních dvou rovnic si vzpomeneme na vztahy pro goniometrické funkce

$$\frac{d\sin(\omega t + \varphi)}{dt} = \omega \cos(\omega t + \varphi), \quad \frac{d\cos(\omega t + \varphi)}{dt} = -\omega \sin(\omega t + \varphi)$$

Výsledné vztahy pro složky momentu hybnosti jsou tedy

$$\begin{aligned} L_x &= \left[E - E_0 \right]^2 \sin(\omega_L t + \varphi) \\ L_y &= \left[E - E_0 \right]^2 \cos(\omega_L t + \varphi) \\ L_z &= L_0 \end{aligned}$$



Vektor momentu hybnosti vykonává precesní pohyb s Larmorovou frekvencí – tvoří površky kužele s osou danou magnetickým polem.















Spin jádra

Jádro je složeno z nukleonů (protonů a neutronů). Každý nukleon má vlastní moment hybnosti – **vektor spinu**. Velikosti vektoru spinu měřené v jednotkách Planckovy konstanty \hbar říkáme **spin** a pro nukleony je

$$I = \frac{\vec{L}}{\hbar} = \vec{s}$$

Spiny nukleonů se vektorově sčítají, takže se při počtu protonů 2, 8, 20, 28, 50, 82 a 126 spiny vyruší, totéž platí pro neutrony. Je to podobné existenci uzavřených slupek u elektronů v atomu. Pro jádra izotopů nejlehčích prvků je předpověď spinu jádra snadná.

Spin jader s malým počtem nukleonů

${}^1_0\text{n}$				$I=\frac{1}{2}$	
${}^1_1\text{H}$				$I=\frac{1}{2}$	
${}^2_1\text{H}$				$I=1$	
${}^3_1\text{H}$				$I=\frac{1}{2}$	
${}^3_2\text{He}$					$I=\frac{1}{2}$
${}^4_2\text{He}$					$I=0$

Spiny a výskyt jader pro MRI

Prvek	Symbol	Spin I	Výskyt [%]
vodík	^1H	1/2	99,985
	^2H	1	0,015
uhlík	^{13}C	1/2	1,11
dusík	^{14}N	1	99,63
	^{15}N	1/2	0,37
sodík	^{23}Na	3/2	100
fosfor	^{31}P	1/2	100
draslík	^{39}K	3/2	93,1

Jaderný magnetický moment

Jaderný magnetický moment M je podobně spojen se spinem I , jako byl magnetický moment μ spojen s orbitálním L . Rozdíl je jen v konstantě úměrnosti

$$\mu \rightarrow M$$

Gyromagnetický faktor γ má rozměr

$$[\gamma] = \frac{[M]}{[I]} = \frac{J T^1}{J s} = s^{-1} T^1$$

Gyromagnetický faktor protonu a neutronu je

$$\frac{\gamma_p}{2\pi} = 4,25763881(12) \text{ MHz T}^{-1}$$

$$\frac{\gamma_n}{2\pi} = -29,1646954(6) \text{ MHz T}^{-1}$$

Kvantování jaderného magnetického momentu

Protože je spin kvantován, je kvantován i jaderný magnetický moment. Pravidla kvantové mechaniky dovolují, aby velikost magnetického momentu byla

$$M = \gamma [I(I+1)]^{1/2} \hbar$$

a průmět do nějakého směru (např. do osy z)

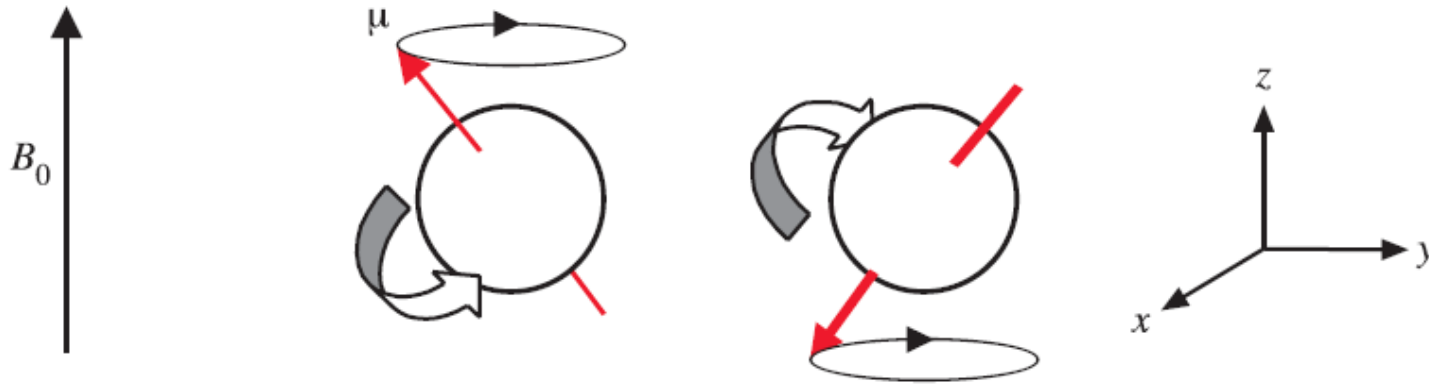
$$M_z = \gamma m \hbar$$

Energie magnetického momentu v homogenním poli indukce B mířícím podél osy z je

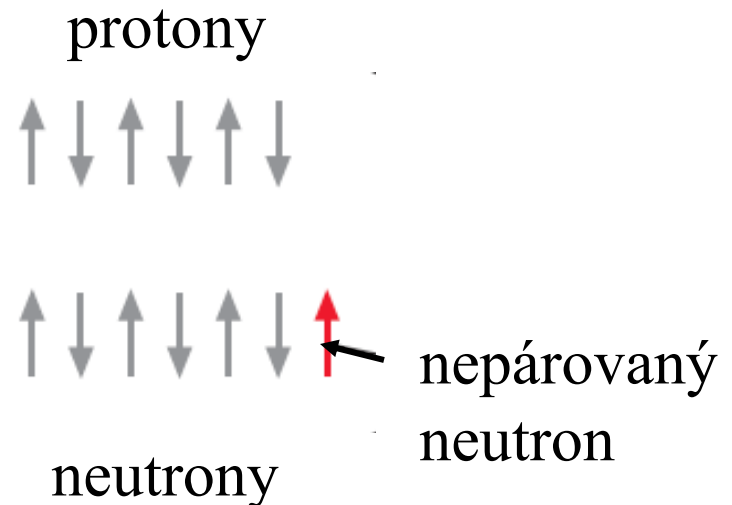
$$U(m) = -\vec{M} \cdot \vec{B} = -m \gamma \hbar B$$

$$m = -I, -I+1, \dots, I$$

Jaderný magnetický moment pro $I=1/2$



Už jsme viděli, že spin $1/2$ má např. také izotop ^{13}C se šesti protony a sedmi neutrony – jedním nepárováným.



Kvantové přechody

Při přechodu jádra ze stavu s $m=m_1$ do stavu s $m=m_2$ (přechody mohou probíhat jen mezi sousedními hladinami) dojde ke změně energie

$$\Delta E = U(m_2) - U(m_1) = (m_1 - m_2) \gamma \hbar \omega = \hbar \omega$$

Tato energie je buď vyzářena (je-li záporná) jako kvantum elektromagnetického záření nebo je získána (je-li kladná) absorpcí takového kvanta.

$$\hbar \omega = \hbar \omega$$

S uvážením vztahu mezi kruhovou frekvencí a frekvencí $\omega = 2\pi\nu$ dostáváme jednu ze základních rovnic NMR

$$\nu_B = \frac{\gamma}{2\pi} B$$

Vyvolání přechodu

Aby k přechodu došlo, musíme kromě homogenního na čase nezávislého magnetického pole orientovaného podél osy z počítat s dalším přidaným elektromagnetickým polem – monochromatickou v rovině $x - y$ kruhově polarizovanou vlnou s úhlovou frekvencí ω a amplitudou $B_1 \ll B$

$\theta = \frac{B_1}{B}$

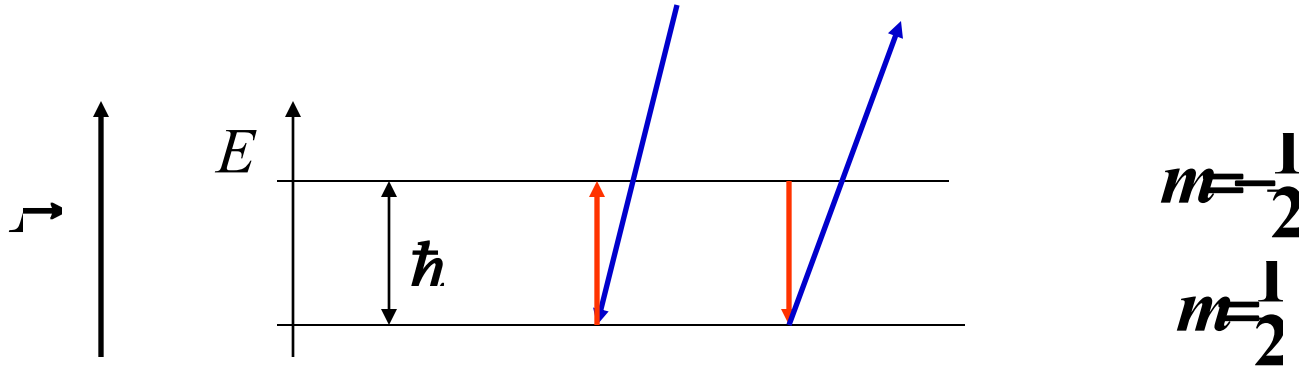
Při zápisu jsme zanedbali prostorovou závislost fáze vlny,

$$\frac{\cos}{\sin}[\omega t - kz] = \frac{\cos}{\sin} \left[2\pi \left(\nu t - \frac{z}{\lambda} \right) \right]$$

protože i pro velmi vysokou frekvenci $\nu = 10^8$ MHz je vlnová délka $\lambda = 3$ m.

Pravděpodobnost přechodu I

Pravděpodobnost přechodu je třeba počítat s užitím rovnic kvantové mechaniky. Uvedeme si jen výsledek pro jádro se spinem jedna polovina a kladným gyromagnetickým faktorem



$$P\left(\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}\right) = P\left(-\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}\right) = \frac{\omega_B^2 (\operatorname{tg} \theta)^2}{\Omega} \left(\sin \frac{\Omega}{2} t \right)^2$$

$$\Omega = \left[(\omega_B - \omega)^2 + \omega_B^2 (\operatorname{tg} \theta)^2 \right]^{1/2}$$

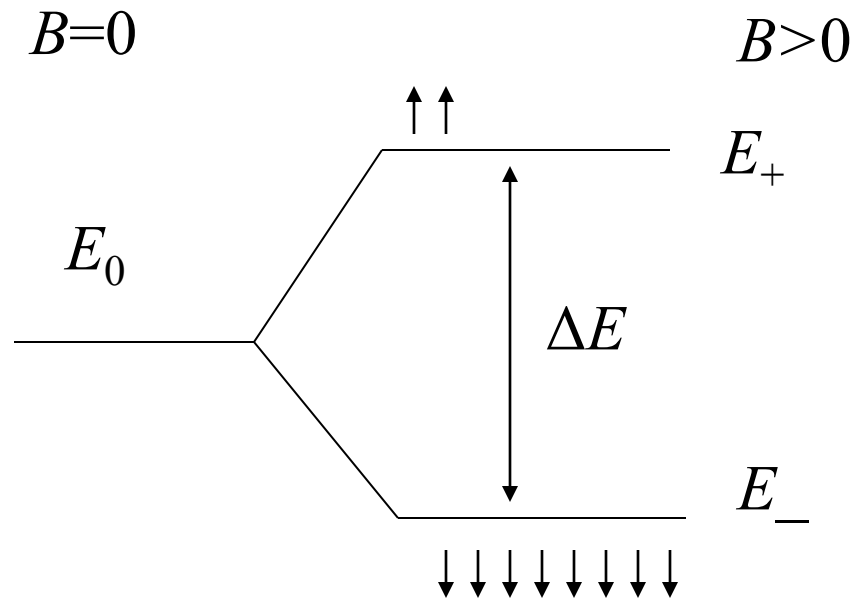
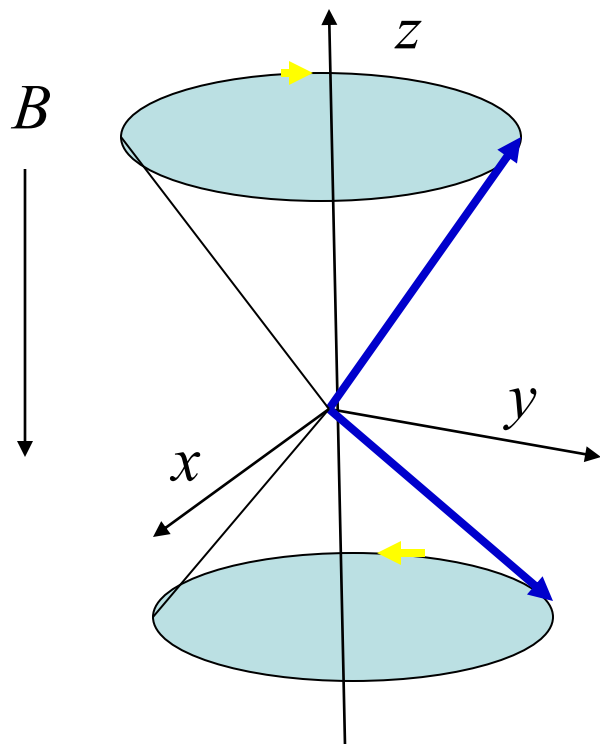
Pravděpodobnost přechodu II

Ze vztahu pro pravděpodobnost přechodu vidíme, že při resonanci, tj. pro $\omega = \omega_B$ může tato pravděpodobnost dosáhnout v jistém čase jedničky

$$P\left(\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}\right)_{\omega = \omega_B} = P\left(-\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}\right)_{\omega = \omega_B} = \left(\sin \frac{\omega_B \operatorname{tg} \theta}{2} t\right)^2$$

Je třeba si uvědomit, že až dosud jsme uvažovali o izolovaných jádrech. V látce je přiložené vnější magnetické pole v místě daného jádra mírně ovlivněno okolím, což vede k tzv. chemickému posuvu rezonanční frekvence. V lékařských aplikacích jsou vodíkové atomy vázány především ve skupinách $-\text{CH}_2-$ a H_2O . Pro proton s frekvencí 42 576 388 Hz při poli 1 T je chemický posuv těchto skupin 220 Hz.

Teplotní rovnováha pro jaderné spiny v látce



Při rovnováze

$$\frac{n_{\downarrow}}{n_{\uparrow}} = \exp\left[-\frac{\Delta E}{k_B T}\right]$$

Návrat k rovnováze

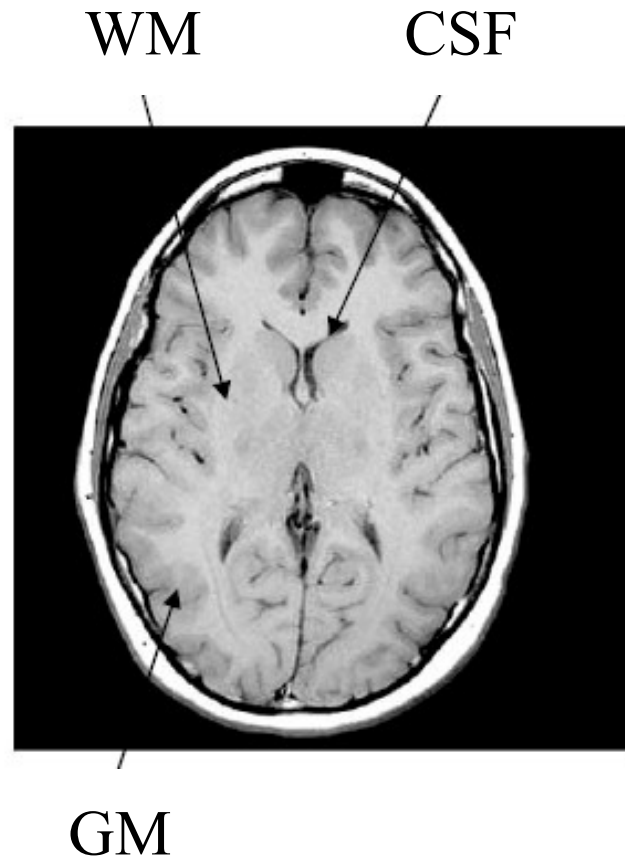
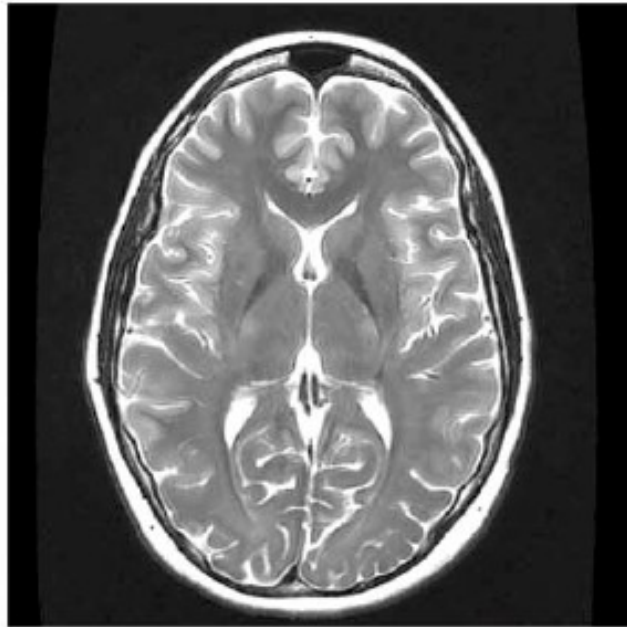
Předpokládejme, že jsme v čase $t=\tau$ dosáhli rf pulsem nulové magnetizace ve směru osy z . Interakcí s okolím ale dochází ke zpětnému přechodu do rovnovážného stavu s tzv. konstantou spinově – mřížkové interakce T_1 . Při volné precesi nejsou složky magnetických momentů v rovině $x - y$ u jednotlivých jader ve fázi, takže celková magnetizace ve směru x a y je nulová. Za působení rf pole se sfázují a tak i celková magnetizace rotuje obdobně jako jednotlivé momenty. Po vypnutí rf pole se interakcí mezi spiny opět sfázování poruší, to se děje s časovou konstantou T_2 :

$$\begin{aligned} M_z &= M_0 \left(1 - \exp\left[-\frac{t-\tau}{T_1}\right] \right) \\ M_x &= M_x(\tau) \exp\left[-\frac{t-\tau}{T_2}\right] \\ M_y &= M_y(\tau) \exp\left[-\frac{t-\tau}{T_2}\right] \end{aligned}$$

Časové konstanty T_1 a T_2

Typ látky	T_1 [ms]	T_2 [ms]
tuk	250	60
sval	900	50
krev	1400	100-200
mozek		
šedá hmota (GM)	950	100
bílá hmota (WM)	600	80
cerebrospinální tekutina (CSF)	2000	250

Kontrast v T_1 a T_2



Blochovy rovnice

Blochovy rovnice zahrnují všechny vlivy, které působí na vektor magnetizace (makroskopický, tj. střední hodnota z velkého počtu jader): precesi v základním homogenním poli, vliv rf pole a relaxační jevy.

$$\begin{aligned}\frac{dM_x}{dt} &= \gamma [M_y B_1 \sin \omega t] - \frac{M_x}{T_2} \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma [-M_x B_1 \sin \omega t] - \frac{M_y}{T_2} \\ \frac{dM_z}{dt} &= -\gamma [M_x B_1 \cos \omega t + M_y B_1 \sin \omega t] + \frac{M_0 - M_z}{T_1}\end{aligned}$$

Řešení Blochových rovnic

Blochovy rovnice jdou řešit za zjednodušujícího předpokladu ustáleného stavu magnetizace podél osy z analyticky. Potom dostaneme pro dvě zcela odlišně se chovající složky magnetizace vztahy

$$M_x = M_0 \frac{\gamma B_1 T_1 T_2 (\omega_B - \omega) \cos \omega t + \sin \omega t}{1 + (\omega_B - \omega)^2 T_2^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2}$$
$$M_z = M_0 \frac{D}{1 + (\omega_B - \omega)^2 T_2^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2}$$

Blochovy rovnice vzniknou z kvantově-mechanických rovnic pro operátory jako rovnice pro jejich střední hodnoty.

Jak získat obraz při MRI?

Vytvoření obrazu vyžaduje splnit dvě základní podmínky:

- ✓ najít způsob, jak získat informaci jen z dané malé oblasti a
- ✓ najít způsob, jak vytvářet kontrast.

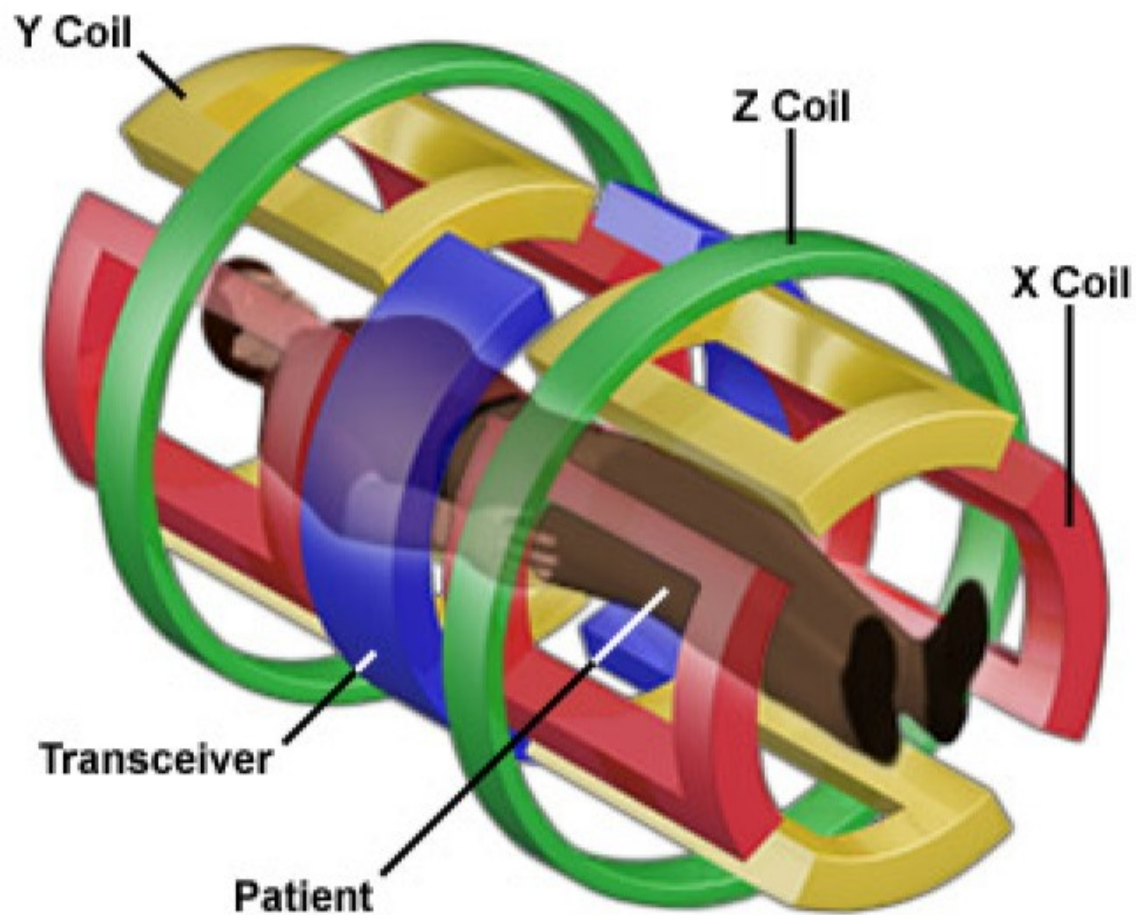
Jev NMR: Felix Bloch a Edward Purcell 1946 (Nobelova cena 1952)

Rozdíly v signálu od normálních a rakovinných oblastí:
Raymond Damadian 1971

Zobrazení malých oblastí pomocí gradientu pole: Paul Lauterbur 1973 a Peter Mansfield 1974 (Nobelova cena 2003)

Gradientní cívky dělají hluk

MRI Scanner Gradient Magnets



Příště:

Radiologická fyzika

Vytváření obrazu při MRI a CT

podzim 2008, desátá přednáška