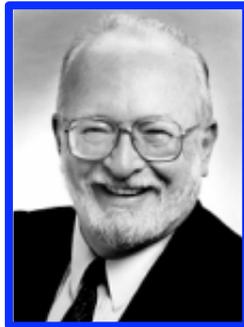


**PRINCIPI FISICI di
RISONANZA MAGNETICA**

Un po' di storia

Nel 1946 i fisici americani **Felix Bloch** ed **Edward Purcell**, studiando i protoni, scoprirono il fenomeno della *risonanza* e, per questo, nel 1952 ricevettero il *premio Nobel* per la Fisica. Inizialmente, il fenomeno della risonanza magnetica nucleare venne utilizzato per studiare la *struttura chimica* delle sostanze. Nel 1973 Paul Lauterbur, quasi per caso, si trovò a che fare con un campo magnetico alterato dall'irregolarità in uno dei magneti e, cercando di comprendere lo strano fenomeno provocato dall'incidente tecnico, scoprì l'importanza dei *gradienti* applicati ai campi magnetici al fine di ottenere delle *immagini*. Peter Mansfield perfezionò ulteriormente la tecnica introducendo variazioni più forti in campi magnetici più potenti, ottenendo così immagini molto più dettagliate.

Nel 2003 **Paul C. Lauterbur** e **Peter Mansfield** ricevettero il *premio Nobel* per la Medicina.



1. Introduzione.

Tra le tecniche più avanzate per ottenere immagini ad alta qualità dell'interno del corpo umano spicca la **Risonanza Magnetica Nucleare (RMN)**, una tecnica spettroscopica usata per ottenere informazioni microscopiche fisiche e chimiche sulle molecole. Inizialmente le immagini prodotte con la RMN erano solo bidimensionali, ed erano ottenute dal segnale di RMN prodotto da una sottile fetta tagliata idealmente attraverso il corpo umano. L'evoluzione delle tecniche di immagine consente oggi di ottenere anche immagini di volume. In particolare di mezzi di contrasto.

La Risonanza Magnetica Nucleare è un fenomeno che può avvenire quando i **nuclei** di certi **atomi** sono immersi in un campo magnetico statico (**B**) e

vengono esposti ad un secondo campo magnetico oscillante. Alcuni atomi sperimentano questo fenomeno, mentre altri non lo sperimentano mai, e ciò dipende dal fatto che essi possiedano o meno una proprietà chiamata *spin* sulla quale torneremo. Un segnale di Risonanza Magnetica è dunque un fenomeno fisico **macroscopico**, ma ha la sua origine nel comportamento degli atomi, o come vedremo meglio, dei nuclei di alcuni elementi presenti nella materia vivente. Così come, ad esempio, la temperatura è una grandezza macroscopica il cui valore rappresenta in modo statistico il livello di "agitazione termica", o meglio lo stato cinetico, della materia a livello molecolare, altrettanto si può dire per altre grandezze fisiche macroscopiche. Ad esempio la magnetizzazione netta totale, le cui variazioni permettono di spiegare in maniera rigorosa la genesi di un segnale di RM, è una rappresentazione statistica di fenomeni fisici che si svolgono su scala microscopica, più precisamente delle variazioni di livello energetico degli atomi immersi in un campo magnetico statico.

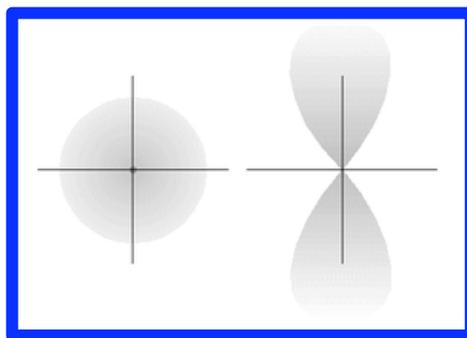
Sembra dunque utile iniziare la descrizione dei **principi fisici** di base della RM riassumendo brevemente le caratteristiche fisiche degli atomi. Tra i tanti elementi dotati di $spin \neq 0$ presenti nei **tessuti biologici** [quali ^{13}C (carbonio-13), ^{14}N (azoto-14), ^{19}F (fluoro-19), ^{23}Na (sodio-23), ^{31}P (fosforo-31) e ^{39}K (potassio-39)], l'**idrogeno** fu scelto come elemento rispetto al quale produrre l'imaging di RM poiché è l'elemento più **semplice** e più approfonditamente studiato da un punto di vista fisico, ma anche perché è il più **abbondante** nel corpo umano (è presente con una concentrazione di 10^{19} atomi per ogni mm^3 di tessuto) ed è dotato di un **momento dipolare magnetico** più intenso rispetto a quello degli altri elementi.

Data dunque l'importanza dell'idrogeno per capire il fenomeno della RM, le sue caratteristiche fisiche saranno trattate in modo leggermente più dettagliato.



2. Atomi.

La materia che viene esaminata con la RMN è composta in prevalenza da molecole, le quali a loro volta sono composte da **atomi** la cui massa è sostanzialmente concentrata nel **nucleo**. Gli atomi appaiono come "**nuvole elettroniche**": esse rappresentano la condizione di **carica elettrica**, propria dello spazio intorno al nucleo, determinata dal moto degli elettroni intorno ad esso. Per avere un'idea del rapporto dimensionale tra nucleo e nube elettronica si pensi che un valore tipico per il raggio di un nucleo è $r_n \approx 1 \div 10$ fm



(femtometri; $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$), mentre per il raggio della nube elettronica si ha $r_e \approx 0,1 \text{ nm}$ (nanometri; $1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$). Esiste quindi una differenza di cinque ordini di grandezza tra i due: se per ipotesi il nucleo avesse un raggio di 1 metro, allora la nube elettronica avrebbe un raggio di 100.000 metri, ossia di 100 km! Gli elettroni di fatto non ruotano lungo **orbite** precise, ma compiono un movimento di rivoluzione intorno al nucleo rimanendo confinati in una porzione di spazio intorno ad esso, quasi dei gusci, compatibile con il loro **stato energetico**, conservando tuttavia la possibilità di "saltare" da un **orbitale** all'altro in funzione di determinate variazioni di **energia** che si possono realizzare nell'atomo stesso. Queste sono, in sintesi, le grandi innovazioni della **teoria quantistica**, che prende l'avvio con il modello proposto da **Bohr**, che combina le teorie di **Plank**, **Einstein** e **Rutherford**, basandosi sul postulato (*Primo postulato di Bohr*) che l'elettrone possa muoversi solo su determinate orbite non-radiative dette *stati stazionari*, a ciascuno dei quali è associato un preciso valore di energia E_0, E_1, E_2 ecc.. L'emissione, o l'assorbimento, di energia avviene solo per quantità discrete (**fotoni**) $E = h\nu$ (*Secondo postulato di Bohr*) tali da portare l'atomo da uno stato stazionario ad un altro. In questo caso si verifica una transizione, o **salto quantico**. Viene così evitata l'incongruenza tra le osservazioni sperimentali e quanto previsto dalla meccanica classica circa il bilancio radiativo di un elettrone che, se ruotasse lungo un'orbita definita, dovrebbe perdere energia con continuità e quindi cadere in breve tempo sul nucleo. Alla **quantizzazione dell'energia** si aggiunge per completezza la quantizzazione del **momento della quantità di moto** dell'elettrone **L** (*Terzo postulato di Bohr*) quando questo si trova in uno stato stazionario. Nella teoria quantistica completa la quantizzazione di **L** non è più un postulato come nel modello di Bohr, ma è una conseguenza del dualismo onda-corpuscolo presente sia nella luce (onda luminosa – fotone) che nella materia (onda materiale – particella). Gli stati stazionari, la cui esistenza nel modello di Bohr veniva giustificata solo attraverso la coerenza dell'ipotesi con i risultati sperimentali, sono le soluzioni stazionarie dell'**equazione** delle onde di **Schrödinger**, e le energie quantizzate associate ad essi sono in accordo con quelle ottenute dal modello di Bohr.

2.1 I numeri quantici.

L'atomo più semplice è l'atomo di idrogeno. In esso, un unico **eletttrone** (di carica $-e$ e massa m_e) si trova in uno stato quantico legato intorno al **nucleo** (un **protone** con carica $+e$ e massa M). L'**energia potenziale** di interazione tra protone ed elettrone è:

$$U = \frac{(+e)(-e)}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

Nella descrizione ondulatoria della teoria quantistica l'eletttrone è descritto dalla sua **funzione d'onda** Ψ , detta anche **onda di De Broglie**. La **probabilità** che l'eletttrone si trovi in una certa regione dello spazio intorno al nucleo, ossia in un certo stato stazionario, è data dal quadrato del valore assoluto di questa funzione d'onda $|\Psi|^2$. Se una particella è confinata in una particolare regione, le **condizioni al contorno** sulla funzione d'onda portano alla **quantizzazione** delle lunghezze d'onda, quindi delle frequenze e dell'energia dell'eletttrone, la quale, unitamente al momento della quantità di moto, viene **matematicamente** espressa attraverso tre numeri, detti **numeri quantici**, che risultano tra loro interdipendenti.

Il **numero quantico principale** (n) può essere un numero intero qualsiasi ($n = 1, 2, 3, \dots$), e indica a quale **livello**, o stato stazionario, l'eletttrone appartiene, fornendo la probabilità di trovare l'eletttrone ad una certa **distanza** dal nucleo, indicando così il valore dell'**energia potenziale** dell'eletttrone.

$$E_n = -\frac{m_e}{2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \hbar \right)^2 \frac{1}{n^2} = -\frac{13.6 \text{ eV}}{n^2}$$

Tale espressione è ben verificata a livello sperimentale dal momento che rende ragione con precisione delle lunghezze d'onda delle **righe spettrali** dell'idrogeno.

Il **numero quantico secondario o orbitale** (l) indica a quale **sottolivello** appartiene l'eletttrone, individuando la **forma** della **nube elettronica**. I valori possibili per l sono numeri interi compresi tra 0 ed $n - 1$. Il numero quantico orbitale l determina il modulo del **momento della quantità di moto** L dell'eletttrone, ossia il valore del **momento angolare** dell'eletttrone dovuto al suo **moto orbitale** intorno al nucleo. Infatti L è quantizzato come multiplo di \hbar (è la costante di Dirac, ovvero la costante di Plank razionalizzata, $\hbar = h/2\pi$) secondo la relazione:

$$L = \sqrt{l(l+1)}\hbar$$

È importante notare che in generale non esistono nello spazio direzioni preferenziali per L . Questo significa che L , pur potendo variare solo per quantità finite multiple di \hbar , può comunque assumere qualunque orientamento nello spazio.

Il **numero quantico magnetico** (m) individua invece quali e quanti sono i possibili **orientamenti** di L quando l'atomo viene posto in un **campo magnetico**. Scegliendo z come direzione del campo magnetico, la componente di L parallela al campo magnetico sarà quantizzata secondo la relazione

$$L_z = m_l \hbar$$

I valori possibili per m sono tutti i numeri interi compresi tra $-l$ ed l , individuando così solo $(2l+1)$ possibili orientamenti della componente L_z .

Dunque, quando un atomo viene immerso in un **campo magnetico**, la **quantizzazione** non riguarda solo l'energia e il momento della quantità di moto, ma anche l'**orientamento** rispetto alla direzione del campo.

2. Atomo di idrogeno: livelli energetici e regole di selezione.

L'atomo di idrogeno può essere trattato come un sistema costituito da un protone, che da solo forma il nucleo, e da un elettrone orbitante intorno ad esso e dotato di **energia cinetica** ed **energia potenziale**. La quantizzazione dell'energia dettata dalla teoria quantistica, implica che solo quantità discrete di energia siano permesse, ed in particolare per l'atomo di idrogeno le energie permesse sono date dalla relazione:

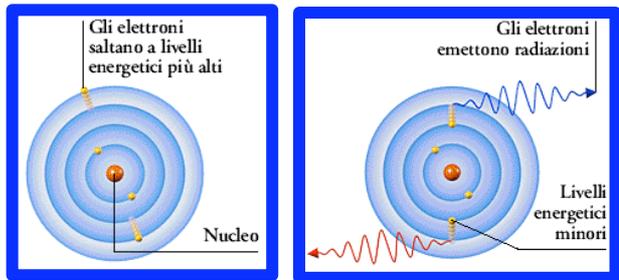
$$E_n = -\frac{Z^2 E_0}{n^2}$$

dove $E_0 \approx 13,6$ eV è l'energia dello **stato fondamentale**.

In generale, per atomi più complessi dell'atomo di idrogeno, l'energia non dipende soltanto dal numero quantico principale n , ma anche dal numero quantico orbitale l . Inoltre, nel caso in cui l'atomo sia immerso in un **campo magnetico**, l'energia dipende anche dal numero quantico magnetico m . La scissione dei livelli energetici di un atomo in un campo magnetico per diversi valori di m fu scoperta da P. **Zeeman**, ed è nota come **effetto Zeeman**. Una transizione da uno stato energetico ad un altro permesso avviene solo per emissione o assorbimento di energia sotto forma di **fotone**, ossia per **quanti** di energia. Queste transizioni danno origine alle **righe spettrali** caratteristiche dell'atomo e obbediscono alle **regole di selezione**, che stabiliscono quali salti sono permessi. Le frequenze (o lunghezze d'onda) dell'energia emessa seguono la regola di quantizzazione secondo cui:

$$h\nu = E_i - E_f$$

dove E_i ed E_f sono rispettivamente l'energia dello stato iniziale e dello stato finale della transizione.



2.3 Atomo di idrogeno: momento magnetico e spin dell'elettrone.

Se si osserva una qualsiasi **riga spettrale** dell'idrogeno ad alta risoluzione, si nota che in realtà essa è costituita da due righe molto vicine (**struttura fine**). *Per spiegare questa struttura fine Pauli ipotizzò nel 1925 che esistesse un quarto numero quantico* il quale potesse assumere solo due valori. Nello stesso anno S. **Goudsmit** e G. **Uhlenbeck** avanzarono l'ipotesi che questo quarto numero quantico fosse la componente lungo la direzione del campo magnetico (z) di un **momento angolare intrinseco** dell'elettrone, detto **spin**.

Nella *meccanica classica* l'elettrone si può rappresentare come una particella in moto intorno al nucleo e allo stesso tempo intorno al proprio asse. È quest'ultimo movimento che genera lo *spin* elettronico, una cui conseguenza è che l'elettrone possiede un momento magnetico intrinseco, come vedremo meglio nel capitolo successivo. Questa proprietà dell'elettrone può essere capita se si considera che l'elettrone, che è una carica elettrica, ruotando su se stesso si comporta come una piccolissima spira percorsa da corrente, alla quale sempre è associato un momento magnetico. In realtà lo spin è un **effetto relativistico** dovuto al fatto che nell'atomo l'elettrone si muove a velocità prossime a quelle della luce. Dall'equazione di Schrödinger si possono determinare solo i numeri quantici n , l , m ; dall'equazione di **Dirac** invece, il quale rivedette l'equazione di Schrödinger alla luce della fisica relativistica, si determina in modo naturale anche lo spin. Il momento meccanico di *spin* dell'elettrone, o semplicemente *spin*, deve seguire anch'esso, come è per L , le regole di **quantizzazione** delle possibili direzioni nello spazio. Se dunque il valore dello *spin* è s , devono essere possibili $(2s + 1)$ disposizioni. Le componenti di s lungo la direzione prescelta differiranno per valori interi e verranno indicati come m_s . Poiché però questo quarto numero quantico deve avere solo due possibili valori per rendere ragione della struttura fine degli spettri, si deve imporre la condizione che $(2s + 1) = 2$, da cui segue che

$$m_s = \pm \frac{1}{2}$$

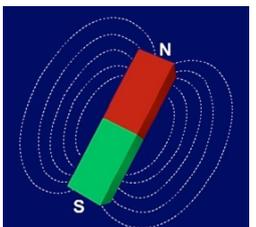
Ciò significa che il modulo S del momento angolare di spin ha solamente due valori quantizzati,

$$S_z = m_s \hbar = \pm \frac{1}{2} \hbar$$

Un elettrone dunque possiede un momento angolare orbitale l e un momento angolare di *spin* s . Questi devono essere combinati secondo le regole della somma vettoriale, dando quindi origine ad un **momento angolare risultante** (totale) J tale che :

$$J = L + S$$

I valori possibili per j sono dati dal **numero quantico interno** $j = l + m_s$, che quindi può avere solo i seguenti valori: $j_1 = l + \frac{1}{2}$ e $j_2 = l - \frac{1}{2}$.



2.4 Atomo di idrogeno: momento meccanico totale J dell'elettrone ed energia associata

Il *numero quantico interno* j , per atomi con numero dispari di elettroni (come è il caso dell'idrogeno), potrà dunque essere solo un semintero, esprimendo così sinteticamente il fatto che *per ogni valore di l ci sono solo due possibili valori per il momento meccanico totale in presenza di campo magnetico*. Il valore di questa separazione è dato dall'energia necessaria per ruotare gli *spin* da un orientamento all'altro rispetto a l nel campo magnetico dell'orbita. Vediamo meglio come si arriva alla quantizzazione dei momenti magnetico e meccanico dell'atomo di idrogeno. Ad ogni **carica** che si muova nello spazio descrivendo una **superficie** chiusa \mathbf{S} può essere associato un **momento magnetico** vettoriale $\boldsymbol{\mu} = i \mathbf{S}$, dove i è l'intensità della corrente generata dalla carica in movimento. Se poi questo sistema viene immerso in un **campo magnetico uniforme** di intensità \mathbf{B} si sviluppa un **momento meccanico** (responsabile dei moti di rotazione) $\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}$. Queste relazioni hanno validità generale.

Nel caso di una particella quale l'**elettrone**, le relazioni scritte sopra si trasformano come segue:

$$\boldsymbol{\mu} = i \cdot \mathbf{S} = \frac{q}{t} \cdot \pi r^2 = qv \cdot \pi r^2 = q \frac{\omega}{2\pi} \pi r^2 = \frac{q\omega r^2}{2} \quad (1)$$

D'altronde, se la particella ha massa m , il modulo del suo momento angolare orbitale \mathbf{L} sarà:

$$L = mvr = m\omega r^2 \quad (2)$$

Combinando la (1) e la (2) si ottiene

$$\mu_l = \frac{q}{2m} L$$

Nel caso dell'atomo di idrogeno, essendo $-e$ la carica dell'elettrone e m_e la sua massa, il **momento magnetico orbitale dell'elettrone** sarà dato da

$$\mu_l = -\frac{e}{2m_e} L$$

Poiché l'elettrone è dotato anche di un momento meccanico di *spin* \mathbf{S} , dovuto ad esso ci sarà anche un **momento magnetico di spin dell'elettrone** $\mu_s = -(e/2m_e) \gamma \mathbf{S}$

$$\mu_s = \frac{e}{2m_e} \gamma \mathbf{S}$$

La costante γ è detta **rapporto giromagnetico**, e rappresenta il rapporto tra l'intensità del momento angolare e di *spin* dell'elettrone.

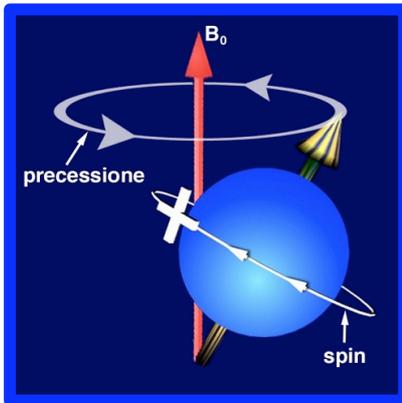
Il **momento magnetico totale** sarà dunque la somma dei due momenti orbitale e di *spin* :

$$\mu_t = \mu_l + \mu_s = -\frac{e}{2m_e} (L + \gamma \mathbf{S})$$

Il contributo dello *spin* al momento magnetico totale è dunque tanto maggiore quanto maggiore è il valore del rapporto giromagnetico γ dell'elemento preso in considerazione.

Nel caso dell'**idrogeno** $\gamma = 42.58 \text{ MHz/T}$, ed è il valore più alto tra quelli degli elementi solitamente usati in RM

Se ora il sistema viene immerso in un **campo magnetico uniforme \mathbf{B}** verrà generato un *momento meccanico totale* dato da $\boldsymbol{\tau}_t = \boldsymbol{\mu}_t \times \mathbf{B}$ che tenderà a far ruotare il sistema in modo tale che $\boldsymbol{\mu}_t$ e \mathbf{B} risultino **allineati**. Ovviamente anche $\boldsymbol{\tau}_t$ risulterà composto da un contributo angolare legato a \mathbf{L} , e da un contributo di *spin* che comporta una quantizzazione in direzione.



L'effetto di μ_l sarà quello di indurre una **precessione** di \mathbf{L} intorno a \mathbf{B} , con conseguente rotazione dell'orbita, mentre l'effetto di μ_s sarà quello di individuare due soli orientamenti possibili nello spazio per l'orbita stessa rispetto all'asse di \mathbf{B} .

L'*energia potenziale* associata al momento magnetico è data da

$$U = -\boldsymbol{\mu}_t \cdot \mathbf{B}$$

A parità di energia potenziale orbitale c'è dunque un contributo dello spin che rende i due livelli energetici per il momento meccanico totale leggermente diversi.



3. Fenomeno della Risonanza.

Analogamente agli elettroni, anche i **protoni** e i **neutroni** possiedono un momento della quantità di moto orbitale e di *spin*. Infatti anche il loro moto, in una descrizione corpuscolare, può essere rappresentato da una combinazione di una rotazione lungo un'orbita nel loro moto relativo all'elettrone, e di una rotazione intorno ad un proprio asse. Dunque anche il nucleo ha un momento magnetico $\neq 0$, e quindi anche la sua energia si sdoppia in presenza di un campo magnetico. Due o più particelle aventi *spin* di segno opposto possono accoppiarsi ed annullare quindi ogni manifestazione osservabile legata allo *spin*. **In RM sono le particelle con *spin* spaiati che risultano importanti per il fenomeno.**

3.1 Spin e momento magnetico del protone: transizioni energetiche e frequenza di Larmor

Se prendiamo in considerazione un atomo di idrogeno, il suo nucleo è composto solo da un protone, il quale ha numero quantico di *spin* $m_s = 1/2$. Analogamente a quanto appena visto per l'elettrone, anche il momento magnetico totale del protone ha solo due possibili orientamenti (up – down) nello spazio se viene immerso in un campo magnetico esterno costante. Se chiamiamo μ_t il *momento magnetico totale* del protone, l'energia potenziale ad esso associata è data, anche in questo caso, da

$$U = - \mu_t \cdot B.$$

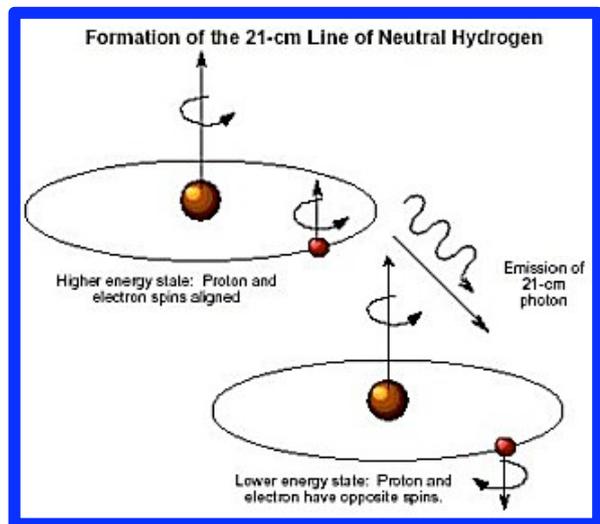
Essendo il protone positivo, risulta che U è *minima* se μ e B sono paralleli (*spin concorde* con B , $m_s = 1/2$), mentre è *massima* se sono antiparalleli (*spin discorde* da B , $m_s = -1/2$). La differenza di energia tra queste due direzioni orientate nello spazio è:

$$\Delta U = 2 (\mu_z) \cdot B$$

e corrisponde al passaggio da $m_s = 1/2$ ad $m_s = -1/2$.

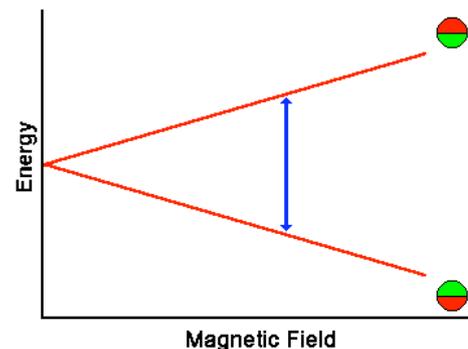
È evidente che la differenza di energia tra questi due stati dipende dall'**intensità del campo magnetico esterno**: tanto più intenso è B , tanto maggiore è ΔU . Può accadere che un nucleo con energia potenziale corrispondente allo stato più stabile con $m_s = 1/2$ assorba energia esattamente pari a ΔU , passando quindi allo stato energetico **superiore** e più **instabile**. Può accadere poi che esso riemetta la stessa energia sotto forma di **fotone** $h\nu$ con una **frequenza di risonanza** detta **frequenza di Larmor** e data da:

$$\nu_{\text{Larmor}} = \gamma B$$



dove γ è proprio il **rapporto giromagnetico** dell'idrogeno. Il rapporto giromagnetico serve dunque a quantificare l'importanza del contributo dato dallo *spin* alla quantità totale dell'energia di transizione tra i due orientamenti del nucleo: parallelo al campo magnetico (stabile) e antiparallelo ad esso (instabile). Inoltre γ rappresenta anche la frequenza di **assorbimento** (o **emissione**) di energia per l'idrogeno quando esso è immerso in un campo magnetico di intensità pari a 1T.

L'energia corrispondente ai due stati energetici con $m_s = 1/2$ e con $m_s = -1/2$, può essere rappresentata in un diagramma come nella figura a lato, in cui lo stato più stabile ($m_s = 1/2$) è quello a energia inferiore, mentre lo stato più instabile ($m_s = -1/2$) è a energia superiore. L'intensità del campo magnetico aumenta verso destra lungo l'asse orizzontale. Come rappresentato in modo chiaro in figura con una doppia freccia blu, la **differenza** di energia tra i due stati è l'**energia** di transizione ΔU che varia in funzione del valore di **intensità** del campo magnetico esterno B : per valori maggiori di B la differenza di energia tra lo stato stabile e lo stato instabile aumenta. Attraverso una *modulazione dell'intensità* di campo magnetico è quindi possibile aumentare l'energia ΔU .



Combinando la definizione di fotone $E_f = h\nu$ con la definizione di frequenza di Larmor $\nu_{\text{Larmor}} = \gamma B$, si ottiene che $E_f = h \gamma B$, dove $h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$ è la **costante di Plank**. L'energia del fotone necessaria per causare una **transizione** dallo stato stabile a quello instabile è dunque proporzionale anche al **rapporto giromagnetico**, oltre che all'**intensità** del campo magnetico esterno. Questo è uno dei motivi per cui, fra gli **elementi** dotati di $spin \neq 0$, fu scelto l'**idrogeno** quale elemento rispetto al quale costruire l' *imaging* di RM, avendo esso il più alto valore per γ .

Quando l'energia E_f del **fotone incidente** sul protone è esattamente uguale alla differenza di energia tra i due stati a *spin* opposto **U**, avviene un **assorbimento** di energia, e lo *spin* passa dal valore $m_s = 1/2$ a valore $m_s = -1/2$: **il momento magnetico totale μ del nucleo di idrogeno passa dall'orientamento parallelo a B all'orientamento antiparallelo a B.**

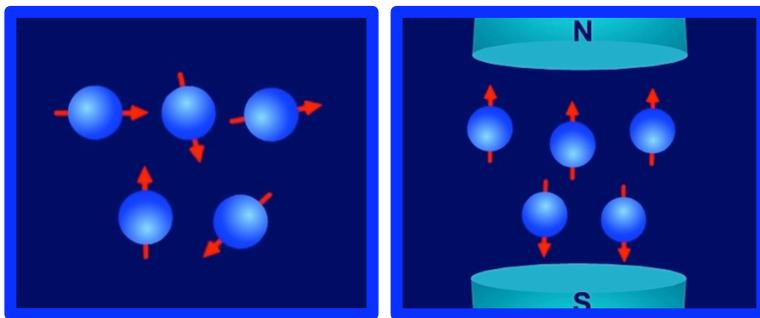
3.2 Statistica di Boltzmann e Magnetizzazione macroscopica

Quando un **gruppo** di protoni viene immerso in un **campo magnetico statico**, ciascuno di essi si allinea **parallelamente** o **antiparallelamente** al campo in funzione del valore del suo numero quantico di *spin* m_s . La popolazione dei momenti magnetici nucleari passa quindi da una distribuzione spaziale **casuale** in cui non poteva distinguersi alcuna direzione privilegiata, ad una distribuzione con **due soli orientamenti**, quello parallelo al campo esterno e quello antiparallelo ad esso.

A temperatura ambiente, il numero di protoni allo stato energetico minore (orientamento del momento magnetico totale μ parallelo a B) è solitamente di **poco maggiore** del numero di protoni allo stato energetico maggiore (orientamento del momento magnetico totale μ antiparallelo a B).

La **statistica di Boltzmann** ci permette di rappresentare la distribuzione dei nuclei di idrogeno tra il livello energetico inferiore e superiore in funzione della differenza di energia tra questi due stati.

Avremo infatti che:



$$\frac{N^+}{N^-} = \exp\left(\frac{\Delta U}{kT}\right)$$

N^+ = nuclei allo stato energetico inferiore;

N^- = nuclei allo st. en. superiore;

Spin protonici ad orientamento casuale e sottoposti a campo magnetico stazionario.

k , costante di Boltzmann = $1.381 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$; T = temperatura assoluta

Possiamo dunque dire che, a temperatura ambiente, $N^+ \approx N^-$. Definiamo ora la **Magnetizzazione Netta Totale**, o **Magnetizzazione Macroscopica**, come la somma vettoriale dei momenti magnetici associati ai nuclei di idrogeno, ossia:

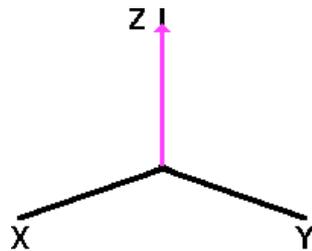
$$M = \sum_i \mu_i = \sum \mu^+ + \sum \mu^-$$

in cui i singoli momenti magnetici μ_i sono dunque sommati considerando il loro orientamento nello spazio. È importante notare a questo punto che, per una **popolazione** di nuclei di idrogeno quale quella descritta, **la componente di M perpendicolare a B risulta nulla**. Mentre i singoli μ_i possono avere solo due possibili orientamenti rispetto alla direzione parallela a B (nell'ipotesi di $B \neq 0$), non esiste alcuna restrizione per il loro orientamento rispetto alla direzione perpendicolare a B . Quando dunque si va a calcolare $\sum_i \mu_i$, la componente parallela a B , essendo soggetta alla quantizzazione, sarà $M_{\parallel} \neq 0$ in funzione del rapporto N^+ / N^- , mentre la componente perpendicolare a B sarà $M_{\perp} = 0$ per motivi di **simmetria**: infatti, a causa dello **sfasamento** dei singoli μ_i durante il **moto di precessione** dei nuclei intorno all'asse del campo B , la somma delle loro componenti perpendicolari a B risulta nulla. Con **Magnetizzazione Netta Totale** si indica dunque in realtà la componente M_{\parallel} .

A temperatura ambiente e in assenza di un campo esterno applicato, essendo vero che $N^+ \approx N^-$ si può dire che anche $M_{\parallel} \approx 0$. Vediamo ora in dettaglio cosa succede quando si applica un campo magnetico esterno.

Abbiamo visto che la differenza numerica tra le popolazioni di protoni nei due stati energetici è funzione del valore dell'energia di transizione. Se dunque ΔU aumenta, aumenta anche il numero di nuclei nello stato energetico inferiore rispetto a quelli nello stato energetico superiore, data la maggiore difficoltà di passaggio spontaneo verso quest'ultimo. Ricordando che il valore di ΔU dipende sia dal rapporto giromagnetico γ che dall'intensità del campo B in cui sono immersi i nuclei, si deduce che è possibile modulare l'ampiezza ΔU agendo sia su γ che su B. Si possono dunque combinare questi due elementi in modo tale da ottenere una buona separazione tra i due stati energetici. In pratica, essendo il valore del rapporto giromagnetico quello dell'idrogeno, ossia $\gamma = 42.58 \text{ MHz/T}$, si agisce solo sull'intensità del campo B in modo da ottenere $N^+ \gg N^-$. Il corrispondente valore della **Magnetizzazione Macroscopica** sarà quindi:

$$M_{\parallel} = \sum_i \mu_i = \sum \mu^+ - \sum \mu^- > 0$$



3.3 Genesi di un segnale di Risonanza Magnetica e Campo a radiofrequenza

Si parla di **Risonanza** poiché, analogamente al caso acustico, esiste uno scambio energetico tra due sistemi ad una specifica frequenza tale da rendere massima l'ampiezza del segnale. E' un fenomeno analogo alla spinta che diamo ad un'altalena che, se data al momento giusto, fa aumentare l'ampiezza delle sue oscillazioni.

Il segnale in RM risulta dalla differenza tra l'energia assorbita dai nuclei di idrogeno per effettuare una transizione dallo stato energetico inferiore a quello superiore e l'energia che essi emettono in modo simultaneo nella transizione di ritorno alla condizione di equilibrio. L'intensità del segnale è dunque proporzionale alla combinazione di due fattori:

- a) la differenza numerica tra le popolazioni di nuclei nei due stati ($N^+ - N^-$);
- b) l'energia di transizione ΔU , quindi γ e B , come visto nei capitoli precedenti.

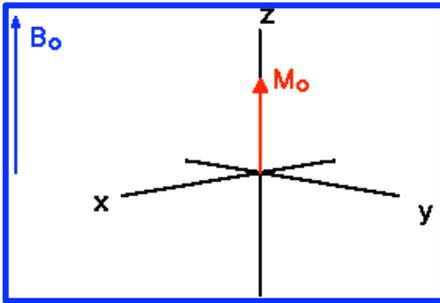
Vediamo ora come avviene il **trasferimento** di energia da una sorgente esterna al sistema di nuclei di idrogeno in modo da realizzare le condizioni necessarie per rendere massimo il valore della **Magnetizzazione Netta Totale**.

I protoni, per poter emettere energia, devono prima assorbirla in modo da passare allo stato energetico superiore, cioè quello a *spin* antiparallelo al campo B . Successivamente, durante la transizione di ritorno allo stato più stabile ad energia inferiore, essi emettono energia pari a un multiplo $N = (N^+ - N^-)$ di ΔU . È importante che la emissione di energia avvenga per tutti i protoni allo *stesso istante* o comunque in un intervallo di tempo molto breve, altrimenti, se dovesse durare per un tempo troppo lungo, essa potrebbe generare un segnale non misurabile.

La condizione per una emissione **simultanea** di energia alla stessa frequenza da parte dei nuclei di idrogeno viene realizzata eccitandoli con l'invio di pacchetti di energia sotto forma di **radiofrequenza (rf)** alla frequenza ν esattamente uguale alla *frequenza di Larmor*.

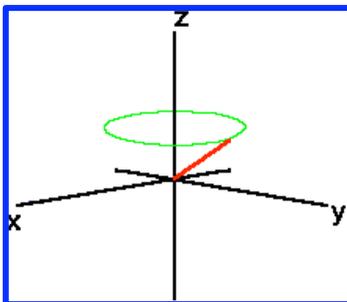
Supponiamo di avere il sistema di nuclei di idrogeno immerso in un campo magnetico esterno statico di induzione B tale per cui sia vero che:

$$\Delta U = h \nu_{\text{Larmor}} = h \gamma B.$$

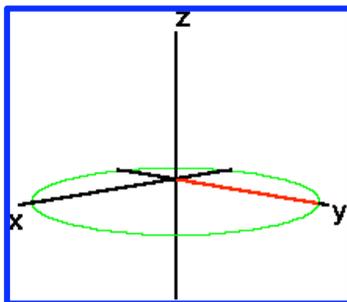


All'equilibrio, essendo vero che $N^+ \gg N^-$, il vettore magnetizzazione macroscopica M è parallelo alla direzione del campo magnetico applicato B , e viene anche chiamato *magnetizzazione di equilibrio* M_0 . In questa configurazione, illustrata nella figura, la componente di M lungo l'asse Z , che per convenzione viene scelto come l'asse parallelo alla direzione del campo B , è $M_z = M_0$, dove M_z è detta *magnetizzazione longitudinale*. Si noti che non esiste alcuna componente di M sul piano trasversale, ossia $M_{\perp} = 0$ (o anche $M_x = 0$ ed $M_y = 0$), a causa, come abbiamo già visto, dello sfasamento del *moto di precessione* dei nuclei intorno a B . Se ora applichiamo a questo sistema **un campo a radiofrequenza**, forniamo al sistema energia sotto

forma di **pacchetti** a radiofrequenza. Se moduliamo questo campo in modo che la sua frequenza ν sia esattamente uguale a quella di **Larmor**, si ha un doppio effetto:

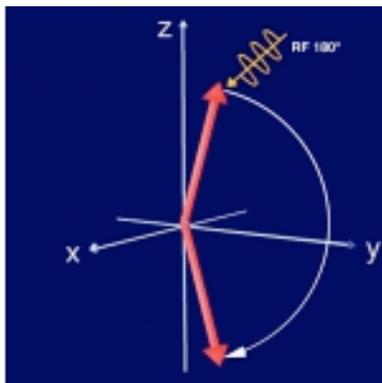
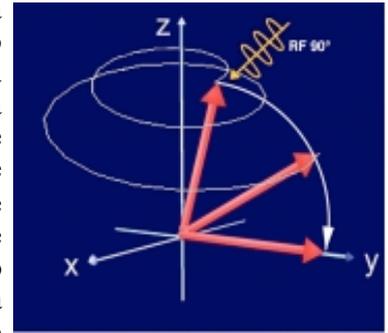


a) fornendo energia ai nuclei di idrogeno alla frequenza di Larmor, un certo numero di essi acquisterà energia sufficiente per effettuare la transizione dallo stato energetico inferiore a quello superiore; questo fatto microscopico ha come manifestazione macroscopica una **riduzione netta** della *magnetizzazione longitudinale* M_z poiché le popolazioni N^+ ed N^- tornano ad essere quasi uguali, come si vede nella figura. Inoltre, se si continua a fornire energia al sistema, è possibile che il numero di nuclei che effettuano la transizione dallo stato energetico inferiore a quello superiore sia tale che $M_z = 0$: in questo caso si parla di "*saturation del sistema di spin*".



b) fornendo energia alla frequenza di Larmor a tutti i nuclei nello stesso istante, si induce una **coerenza di fase** nel loro *moto di precessione* intorno all'asse di B ; quindi non solo tutti i nuclei precessono intorno all'asse Z con frequenza pari a ν_{Larmor} , ma sono anche in fase tra di loro. Questo fatto microscopico implica che non sia più vera la condizione di orientamento **casuale** dei momenti magnetici nucleari nello spazio rispetto al piano trasversale a B . Conseguentemente, da un punto di vista **macroscopico**, si ha la comparsa di una componente netta maggiore di zero della magnetizzazione sul piano trasversale a B . Compare quindi una *Magnetizzazione Trasversale* $M_{\perp} \neq 0$, come si vede nella figura sopra.

È necessario osservare che gli effetti dell'applicazione di un campo a radiofrequenza, descritti ai punti a) e b), in realtà si realizzano **contestualmente**. Ciò significa che, durante l'invio dell'impulso a radiofrequenza, si assiste ad una graduale riduzione della componente M_{\parallel} della magnetizzazione Macroscopica e **contemporaneamente** ad un graduale aumento della sua componente M_{\perp} . L'entità di questo "scambio" tra M_{\parallel} e M_{\perp} è proporzionale alla durata dell'impulso a radiofrequenza: infatti più esso è lungo, maggiore è l'energia totale trasferita al sistema di nuclei di idrogeno, e quindi un numero sempre maggiore di nuclei può effettuare il salto energetico ΔU e mettersi in fase di precessione intorno a B. Quando l'impulso è tale che la *magnetizzazione netta totale* passa tutta dal piano longitudinale a quello trasversale, ossia quando si verifica che $M_{\parallel} = 0$ e $M_{\perp} \neq 0$, si parla di **impulso a 90°**.



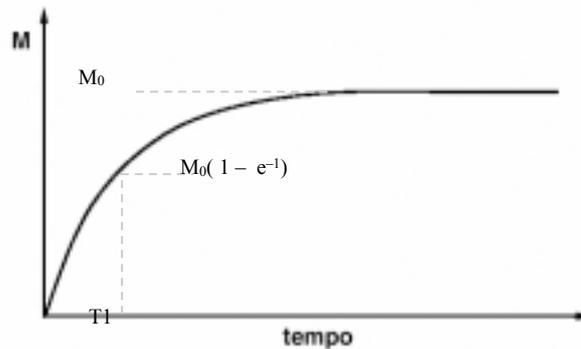
Quando invece l'impulso dura sufficientemente *a lungo*, oppure è sufficientemente *intenso*, da portare ad una inversione di polarità della *magnetizzazione longitudinale* rispetto alla direzione del campo magnetico, cioè quando tutti i nuclei effettuano il **salto quantico** al livello energetico **superiore**, si dice che è avvenuto un *ribaltamento della magnetizzazione netta totale*. La magnetizzazione trasversale rimane nulla e si parla di **impulso a 180°**.

Una volta **eccitato** il sistema con l'applicazione di un campo a **radiofrequenza** (o di un campo magnetico oscillante B_1 posto trasversalmente a B), si interrompe l'invio dell'**impulso**; a questo punto *il sistema tende a ritornare nella sua condizione di equilibrio*, obbedendo al principio fisico secondo cui qualunque sistema libero da sollecitazioni esterne tende al suo stato di **equilibrio** o di minima energia compatibile con il suo stato dinamico. Per il sistema di nuclei di idrogeno immersi in un campo magnetico statico B, la condizione di equilibrio è, come abbiamo già visto, $M_z = M_0$, e il sistema tende verso questa condizione *cedendo* all'ambiente esterno l'energia precedentemente assorbita sotto forma di **onda elettromagnetica**.

3.4 Rilassamento T1

Supponiamo ora di aver fornito energia al sistema di protoni con un **impulso a 90°**. Una volta sospeso l'impulso, M_z varierà da 0 a M_0 . La costante di tempo che descrive come M_z ritorni al suo valore di equilibrio è chiamata **tempo di rilassamento spin-reticolo** o **tempo di rilassamento longitudinale (T1)**, e può essere rappresentata da una funzione esponenziale. Il nome *spin-reticolo* indica come in questo caso l'energia venga restituita dai protoni eccitati all'ambiente esterno. L'equazione che regola il comportamento di M_z come funzione del tempo t dopo il suo spostamento dall'equilibrio è:

$$M_z = M_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{T1}} \right)$$



Il **tempo T1** è dunque il tempo richiesto per cambiare la componente longitudinale della magnetizzazione netta totale di un fattore pari a e (base dei numeri naturali $e = 2,728\dots$), come illustrato nel diagramma. Alternativamente, ed equivalentemente, si può definire il T1 come il tempo necessario per ripristinare il 63% della magnetizzazione longitudinale.

Se invece al sistema è stato fornito un **impulso a 180°**, la magnetizzazione netta totale tornerà alla sua condizione di equilibrio lungo l'asse Z ad un ritmo governato da T1 secondo la seguente equazione (vedi figura a lato):

$$M_z = M_0 \left(1 - 2e^{-\frac{t}{T1}} \right)$$

In questo caso il tempo di rilassamento T1 è definito come il tempo necessario per ridurre la differenza tra M_z e M_0 di un fattore e .

Il valore del **tempo T1** dipende da numerosi fattori, tra cui l'intensità del campo B_0 , e varia da **tessuto a tessuto** a causa della differente efficienza presentata dai singoli costituenti molecolari nel trasferimento di energia al reticolo che li circonda. Accade così che le molecole di acqua, essendo più mobili, siano, da questo punto di vista, meno efficienti di quanto non sia, ad esempio, il tessuto adiposo, il quale quindi presenta un segnale ad alta intensità nelle sequenze che esaltano il tempo T1.

Mediamente, i tessuti viventi immersi in un campo magnetico di intensità 0,1 ÷ 0,5 T hanno un T1 compreso tra 300 e 700 millisecondi.

3.5 Rilassamento T2

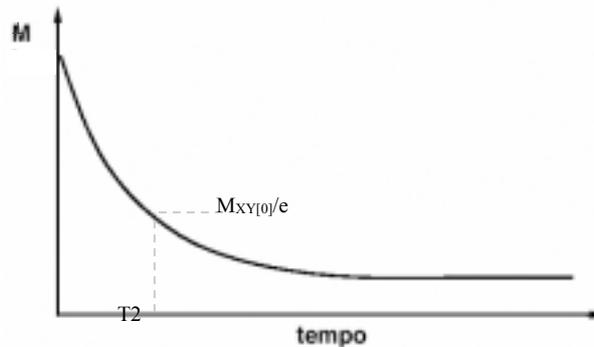
Dopo un **impulso a 90°** la magnetizzazione netta totale giace sul piano trasversale e ruota intorno all'asse Z con una frequenza uguale alla frequenza di Larmor, che è poi la frequenza di precessione dei momenti magnetici nucleari intorno a B . Tuttavia, in aggiunta a questa rotazione, la magnetizzazione netta subisce un processo di *dispersione di fase* a causa delle **disomogeneità magnetiche** che si determinano intorno ad ogni singolo momento magnetico nucleare μ_i a causa di due fattori:

1. un debole **campo magnetico** associato ad ogni **protone** in rotazione intorno al proprio asse e in precessione intorno all'asse di B ; questo campo si somma, per il principio di sovrapposizione, al campo esterno determinando in tal modo un'**alterazione** del valore del campo magnetico totale per le molecole ad esso adiacenti.
2. minime variazioni **intrinseche** del campo B , che determinano la presenza di **disomogeneità** persistenti nel campo esterno applicato.

Questi fenomeni implicano che, con il passare del tempo, ogni momento magnetico nucleare μ_i ruoterà intorno a B con una **sua propria** frequenza di Larmor, leggermente diversa da quella dei μ_i ad esso adiacenti e rispetto ai quali sarà quindi **sfasato**. Questo processo, che continua fino ad uno sfasamento completo dei momenti magnetici nucleari, si traduce **macroscopicamente** in una graduale *riduzione* del valore della magnetizzazione trasversale.

La **costante di tempo** che descrive la graduale riduzione della magnetizzazione trasversale fino al valore zero a causa dello **sfasamento** dei momenti magnetici nucleari è chiamata **tempo di rilassamento spin-spin** ed è indicata con **T2**. Anch'essa può essere rappresentata da una funzione esponenziale. L'equazione che regola il comportamento della magnetizzazione trasversale come funzione del tempo t dopo il suo spostamento dall'equilibrio è

$$M_{XY} = M_{XY_0} \cdot e^{-\frac{t}{T2}}$$



Il **tempo T2** è, in pratica, il tempo necessario per ridurre la componente trasversale della magnetizzazione netta totale di un fattore pari a *e*, come illustrato nella figura qui sopra. Alternativamente si può dire che il T2 è il tempo necessario per ridurre del 63% la magnetizzazione trasversale. Si noti che *T2* è *sempre minore o uguale a T1*. È necessario precisare che il T2 così definito si riferisce esclusivamente all'effetto delle interazioni tra i nuclei di idrogeno. In questo caso si parla di **T2 puro**. Il campo magnetico principale B₀ non è perfettamente uniforme e presenta una certa disomogeneità, che produce una desincronizzazione dei protoni accelerata rispetto a quanto avverrebbe in un campo magnetico perfettamente omogeneo. In queste condizioni il tempo di decadimento del segnale è definito **T2***. Esso dipende sia dalle interazioni reciproche tra i protoni (spin-spin) sia dalle inevitabili disomogeneità di B₀. E' possibile ricavare T2 da T2* in quanto le disomogeneità di B₀ sono reversibili, mentre le interazioni "spin-spin" sono irreversibili.

Anche il **tempo T2**, come il T1, varia notevolmente in funzione del tipo di **molecola** prevalente nel tessuto analizzato. I diversi valori di T2 saranno dovuti alla maggiore o minore rapidità con cui si realizza la dispersione di fase dei momenti magnetici nucleari delle varie molecole. Ad esempio nei tessuti con prevalenza di macromolecole la dispersione di fase avverrà molto rapidamente data la rigidità della struttura che determina una facile creazione di campi magnetici molecolari. Al contrario nel caso di campioni liquidi la coerenza di fase sarà mantenuta a lungo.

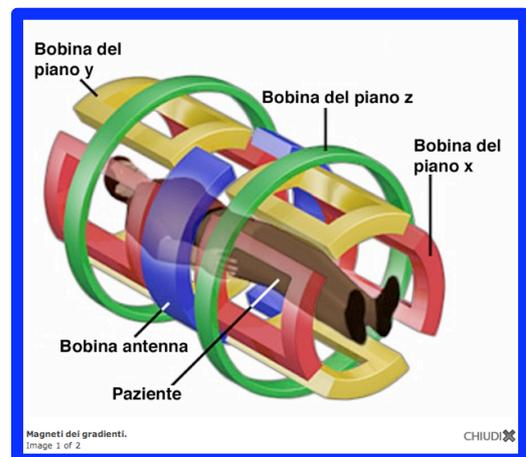
È importante ricordare che i processi di rilassamento T1 e T2, pur essendo stati illustrati separatamente per chiarezza, avvengono tuttavia in modo simultaneo: infatti, contemporaneamente alla riduzione di M_{\perp} che tende a zero, M_z cresce per tornare al valore iniziale M_0 .

3.6 Densità protonica e gradiente magnetico

Il **debole** segnale emesso dal complesso dei protoni che ritornano alle condizioni iniziali è rivelato da un opportuno ricevitore. La sua **intensità** è evidentemente proporzionale al **numero** di protoni che sono stati in grado di entrare in **risonanza** con la radiazione eccitatrice. Il suo valore risulterà quindi proporzionale alla **densità dei protoni (DP)** presenti nella zona in cui il campo vale B_0 . In tal modo, cambiando i valori di B_0 e/o v_{Larmor} , è possibile ricostruire la “**mappa**”, anche **tridimensionale**, della distribuzione dei protoni nei tessuti, e quindi negli organi. Perché ciò avvenga ci si deve assicurare che solo in un **volume** molto piccolo dello spazio nel quale viene cercata la risonanza, il valore di B_0 sia quello richiesto per la risonanza stessa, così il valore dell'intensità del segnale ci farà conoscere la densità dei protoni in quella sola zona. Quindi il campo B_0 con il quale si deve operare non deve essere uniforme ma cambiare da punto a punto presentando cioè un certo **gradiente**, il che significa che le quantità

$$\frac{\Delta \vec{B}}{\Delta x}, \frac{\Delta \vec{B}}{\Delta y}, \frac{\Delta \vec{B}}{\Delta z},$$

cioè le variazioni del campo B_0 nelle **tre direzioni spaziali**, non devono essere tutte nulle, e essere tali che non possano esistere due punti nei quali il campo B_0 risulti uguale. *Il gradiente magnetico è indispensabile per la generazione delle immagini.* Esistono perciò, negli apparati diagnostici, più *avvolgimenti*, percorsi da **correnti diverse**, per realizzare questa condizione. L'avvolgimento principale genera la più gran parte del campo magnetico, (spesso di un valore all'incirca di **1T**, pari a 30000 volte il campo magnetico terrestre). I valori del campo B sono quindi molto elevati e vengono ottenuti facendo percorrere gli avvolgimenti da correnti **molto intense**. Queste, se circolassero in normali *conduttori* (ad esempio di rame), darebbero luogo alla dissipazione di una grande quantità di energia causando i relativi problemi di smaltimento del **calore** prodotto. Gli avvolgimenti principali sono perciò costruiti con materiali *superconduttori* nei quali la resistenza elettrica, se mantenuti a temperatura molto bassa (~ 4 K, che è la temperatura di ebollizione dell' He liquido a pressione atmosferica), risulta rigorosamente *nulla*. Per operare a così basse temperature è necessario usare grandi quantità di isolante termico e questo rende ragione delle grandi dimensioni degli apparati usati nella diagnostica.



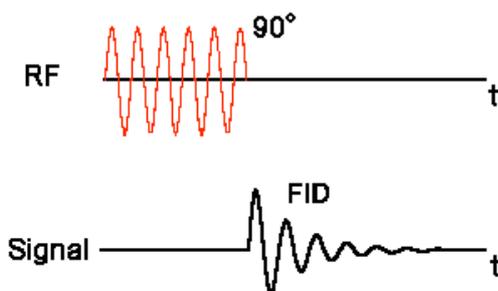
3.7 Free Induction Decay – FID

In sintesi, nella genesi di un segnale di RM possono essere distinte tre fasi:

- incremento della **popolazione di protoni** nello stato energetico inferiore per aumentare la quantità di energia totale da fornire al sistema (e che verrà successivamente emessa dal sistema stesso) agendo sull'**intensità del campo magnetico statico** applicato **B** ;
- **eccitazione** del sistema di protoni tramite bombardamento con pacchetti di energia sotto forma di **radiofrequenza** alla specifica ν_{Larmor} ;
- registrazione del **segnale** in uscita a seguito del **rilassamento** del sistema che tornando al suo stato di **equilibrio** emette l'energia precedentemente assorbita sotto forma di radiazione oscillante.

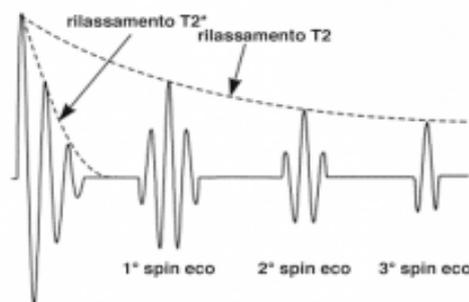
Per il sistema di nuclei di idrogeno immersi in un campo magnetico statico B, la condizione di equilibrio è, come abbiamo già visto, $M_z = M_0$, e il sistema tende verso questa condizione *cedendo* all'ambiente esterno l'energia precedentemente assorbita sotto forma di **onda elettromagnetica**.

Nel suo processo di ritorno al valore di equilibrio, la magnetizzazione trasversale oscilla con una frequenza pari a quella di Larmor. In questo modo, secondo la **legge di Faraday dell'induzione elettromagnetica**, si induce una **corrente elettrica** (alternata in quanto il campo che la genera è oscillante) in una *bobina* ricevente posta sul piano trasversale a M_z .



Questo fenomeno, illustrato nella figura a fianco, viene chiamato **FID (Free Induction Decay)** e dura per tutto l'intervallo di tempo necessario alla magnetizzazione trasversale per ritornare al suo valore di equilibrio. **Questa corrente alternata transitoria è proprio il segnale da cui potranno essere formate le immagini di RM.**

L'andamento di questo segnale decade con una costante di tempo pari a **T2** e con intensità proporzionale alla grandezza della magnetizzazione trasversale.



Il **contrasto**

dell'immagine in RM

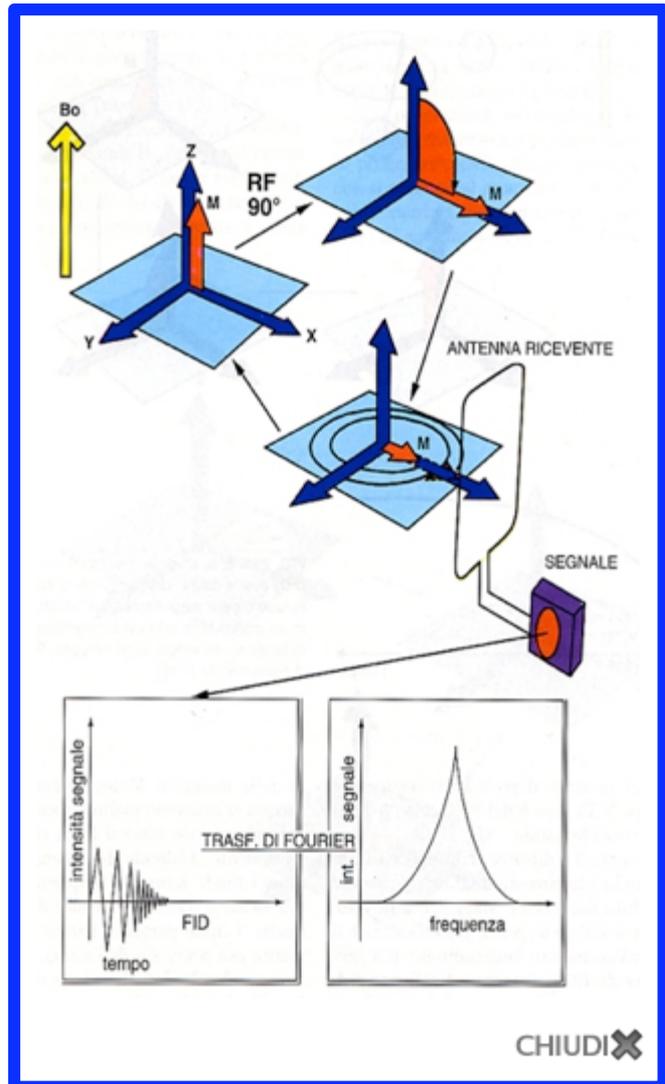
dipende per lo più dal **T1** ed dal **T2**: molti tessuti, infatti, hanno **DP** simile, mentre differiscono nei valori di T1 e T2. Scegliendo opportunamente la **sequenza di impulsi RF** è possibile imporre al sistema di spins una determinata *dinamica*, così da ottenere l'*informazione* dal segnale RM. I **parametri** che influenzano il risultato dell'immagine sono i tempi *Time to Repeat (TR)* e *Time of Echo (TE)* che possono essere *lunghi* o *brevi*. Mediante la combinazione di TR e TE lunghi o brevi, si avranno **immagini pesate in T1, in T2 o in DP**.

Esistono molti tipi di sequenze, quelle più utilizzate sono la *Spin Echo (SE)*, la *Inversion Recovery (IR)* e la *Gradient Echo (GE)*.

3.7 Ricostruzione dell'immagine

Bisogna, infine, dire come l'apparecchio di RM ricostruisce l'immagine. Alla base di questo processo ci sono delle *bobine* (una per ogni piano geometrico) situate internamente al magnete principale: abbiamo visto come in queste bobine il campo non è omogeneo ma presenta un **gradiente**. Così, in ogni punto del campo, il **segnale** sarà sempre lievemente diverso da quello proveniente da un altro punto. In questo modo *è possibile stabilire da quale punto dello spazio proviene il segnale*. Il gradiente viene modificato in maniera progressiva, di un grado alla volta per 360° , successivamente, mediante la **trasformata di Fourier***, l'immagine viene ricostruita lungo il piano attraverso il quale è stato impostato il gradiente. Grazie a questa particolarità metodologica, si possono ottenere piani di scansioni a piacere senza la necessità di *spostare* il paziente.

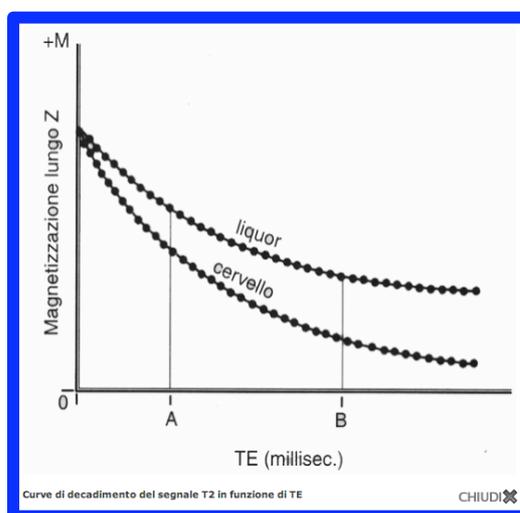
* la trasformata di Fourier permette di scomporre un segnale generico in una somma di sinusoidi con frequenze, ampiezze e fasi diverse.





I segnali di RMN vengono utilizzati per formare un'immagine in cui le tonalità di grigio dei tessuti rappresentati sono tanto più chiare quanto più intenso è il segnale da essi emesso e viceversa. Tessuti con un T1 breve o con un T2 lungo danno un segnale intenso e quindi sono rappresentati con un tonalità di grigio chiara.

I vari tessuti hanno diverse velocità di rilassamento T2, per cui i rispettivi echi differiscono per intensità. I tessuti con tempi di rilassamento T2 lunghi sono caratterizzati da scarsa desincronizzazione dei nuclei, producono echi intensi e sono rappresentati nell'immagine con tonalità chiare. I tessuti con tempi di rilassamento T2 brevi desincronizzano i loro nuclei in misura maggiore, producono echi di debole intensità e vengono rappresentati nell'immagine con tonalità scure. Incrementando il TE si ottiene un'accentuazione del contrasto tra tessuti con diversi tempi di rilassamento T2.



Le sequenze **SE** (*Spin Echo*) offrono immagini pesate in **T1**, **T2** o **DP** in relazione ai valori di TR e TE.

immagini pesate in T1
TR breve; TE breve



Cranio scansione trasversale: immagine T1-pesata.
Image 2 of 2

CHIUDI ✕

immagini pesate in T2
TR lungo; TE lungo



Cranio scansione trasversale: immagine T2-pesata.
Image 2 of 2

CHIUDI ✕

immagini pesate in DP
TR lungo; TE breve



Cranio scansione trasversale: immagine DP-pesata

CHIUDI ✕