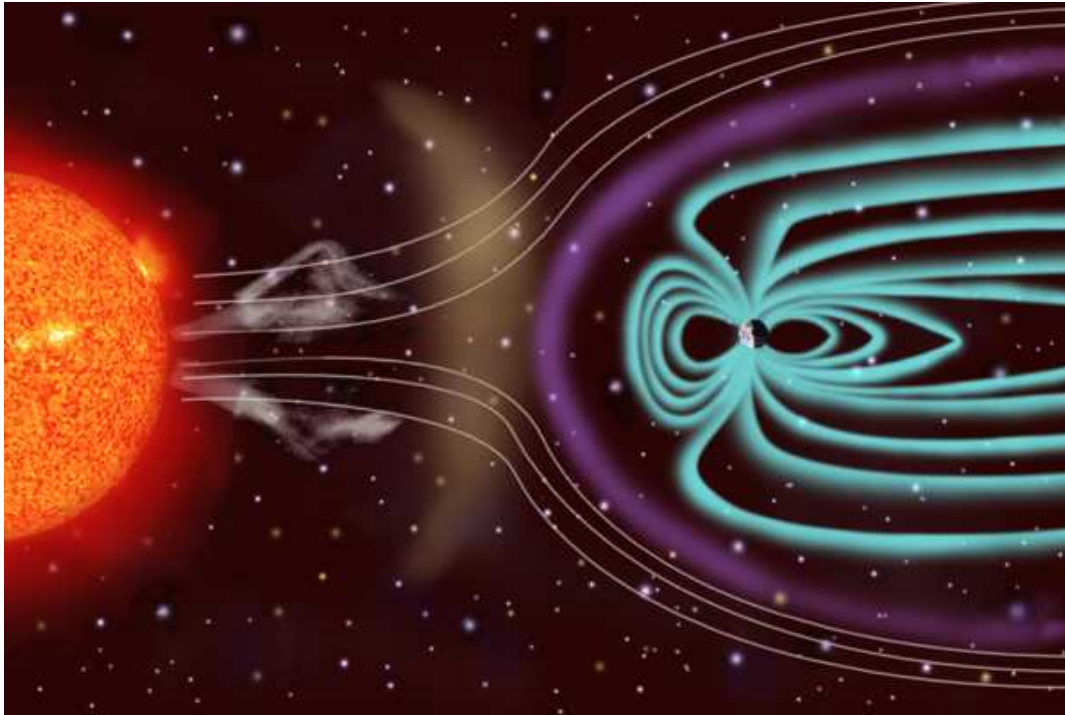
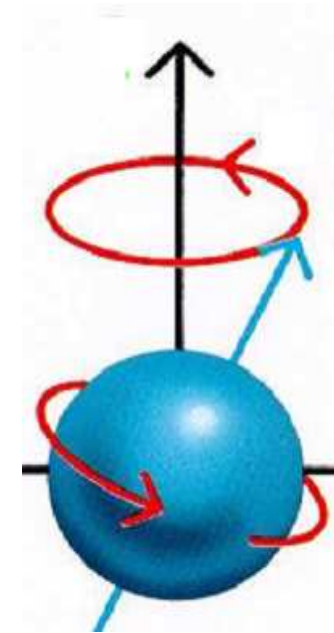


# MAGNETISME ET RMN



[http://www.lerepairedessciences.fr/lycee/Premiere\\_S/premS\\_cours/PHY1S\\_Magn\\_2.htm](http://www.lerepairedessciences.fr/lycee/Premiere_S/premS_cours/PHY1S_Magn_2.htm)

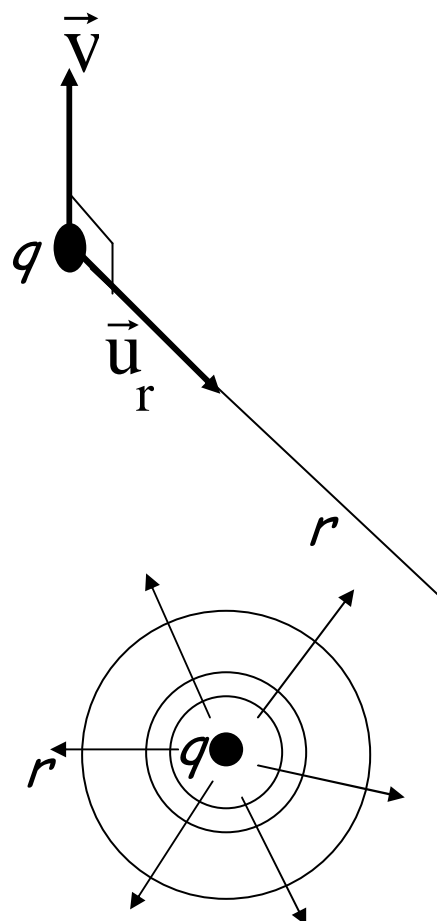


**M. Zanca**

UM1-CHU Montpellier et L2C-UMR 5221 CNRS-UM2

# Champs électrique & magnétique

... créés par une charge



Les orientations relatives de  $\vec{v}$ ,  $\vec{u}_r$  et  $\vec{B}_P$  obéissent à la **règle des trois doigts** (ou du tire-bouchon)

Charge en mouvement

$$\vec{B}_P = \mu_0 \vec{H}_P = \frac{\mu_0}{4\pi} q \frac{\vec{v} \wedge \vec{u}_r}{r^2} \quad [T, NA^{-1}m^{-1}, Vsm^{-2}]$$

Charge "statique"

$$\vec{E}_P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q \frac{\vec{u}_r}{r^2} \quad [Vm^{-1}]$$

$$c^2 = 1/(\epsilon_0 \cdot \mu_0)$$

**B terrestre**  $\approx 47 \mu T$  au centre de la France,  
**IRM** 1 à 3 T (20 000 à 60 000 fois plus fort )  
**SRM** 3 à 16 T (jusqu'à plus de 300 à 500 000 fois !!)

# Rappel sur la notion de spin d'une particule

Caractérise le magnétisme d'une particule ou d'un noyau

**Spin, propriété quantique des particules (et des noyaux)**

Invoqué comme allusion au magnétisme électronique

## 1- Nombre quantique de spin, $s$

- $s = 1/2$  pour les fermions (neutron, proton, électron)
- $s = 1/2$  pour  $^1\text{H}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{19}\text{F}$ ,  $^{31}\text{P}$
- $s = 1$  pour  $^2\text{H}$ ,  $^{14}\text{N}$

**2-  $s$  ne quantifie que les modules (pas les orientations) :**

► du moment cinétique intrinsèque (de spin),  $\vec{I}$

$$|\vec{I}| = \hbar \sqrt{s(s+1)} \quad \text{avec} \quad \hbar = h / 2\pi$$

► du moment magnétique intrinsèque (de spin),  $\vec{\mu} = \gamma \cdot \vec{I}$

$$|\vec{\mu}| = \gamma \cdot \hbar \sqrt{s(s+1)} \quad \text{avec} \quad \gamma = g \cdot e / 2m$$

# Magnétisme intrinsèque de l'électron (dipôle)

Vision classique : l'électron "tourne sur lui-même"

Moment cinétique  $\vec{I}$ , dit de spin (propriété quantique)

Moment magnétique  $\vec{\mu}_s$ , associé

tous deux confondus sous le terme unique de "spin".

$$\vec{\mu}_s = \gamma_s \cdot \vec{I} = (g_s \cdot \gamma_{oe}) \cdot \vec{I}, \text{ avec}$$

$$\gamma_s = g_s \frac{-e}{2m_e}$$

$$g_s = 2,0023$$

facteur de LANDE de spin électronique

$\gamma_s$  est responsable d'un mouvement de précession des spins électroniques dans le champ magnétique...

à une fréquence de 28 GHz/Tesla (RPE).

# Magnétisme intrinsèque du proton

## Une des sources du Magnétisme Nucléaire

$p^+$  (noyau  $^1\text{H}$ ), particule chargée,  
Moment cinétique intrinsèque  $\vec{I}$   
Moment magnétique de spin  $\vec{\mu}_p$

$$\vec{\mu}_p = \gamma_p \cdot \vec{I}$$

Par analogie avec  $e^-$ ,  $\gamma(p^+)$  dépend de sa charge ( $+e$ ), de sa masse ( $m_p$ ) et d'un **facteur de LANDE protonique**,  $g_H \approx 5,58$

$$\gamma_p = (g_H/g_s) \cdot \gamma_s \cdot (m_e/m_p) \approx \gamma_s / 660$$

$$\vec{\mu}_p = g_H \frac{e}{2m_p} \vec{I}$$

$\gamma_p \Rightarrow$  précession du  $p^+$  ( $^1\text{H}$ ) dans un champ magnétique à **42,6 MHz/Tesla** (résonance magnétique nucléaire ou RMN).

# Magnétisme intrinsèque du neutron

## L'autre source du Magnétisme Nucléaire

$n^{\circ}$ , pas de charge apparente  $\Rightarrow$  spin ?

Moment cinétique de spin identique à celui de  $p^+$

Mais **possède aussi moment magnétique intrinsèque** car constitué de **quarks (\*)**

Par analogie avec  $p^+$  :

avec  $\gamma_{n^{\circ}} = g_{n^{\circ}} \cdot \gamma_{oe} \cdot m_e / m_{n^{\circ}}$

$$\vec{\mu}_{n^{\circ}} = g_{n^{\circ}} \frac{e}{2m_{n^{\circ}}} \vec{I}$$

Le **facteur de LANDE neutronique**, est **négatif** et vaut  **$g_{n^{\circ}} = -3,826$**

En pratique, on considère  $m_{n^{\circ}} \approx m_{p^+}$

$$\vec{\mu}_{n^{\circ}} \approx g_{n^{\circ}} \frac{e}{2m_{p^+}} \vec{I}$$

(\*) Les quark  $u$  ( $2e/3$ ) et  $d$  ( $-e/3$ ), donnent le  $p^+$  ( $uud$ ) et le  $n^{\circ}$  ( $udd$ )

# Le Magnétisme Nucléaire Global

Noyau atomique = combinaison  $\{p^+, n^0\}$ .

**Spins combinés**      par espèce de particule,  
sans mélanges ( $p^+$  avec  $p^+$ ,  $n^0$  avec  $n^0$ ),  
deux à deux, en opposition ( $\uparrow\downarrow$ )  
(cf. doublets électroniques, principe d'exclusion de PAULI).

**Spin résultant**      nul pour doublets (de particules),  
non nul pour (particules) célibataires

⇒ **spin nucléaire résultant,  $S$**  :  
nul, demi entier ou entier  
... voire  $> 1$  (modèle nucléaire en couches)

# Le Magnétisme Nucléaire Global

## Exemples de spins nucléaires

**$^{12}\text{C}$ , 6  $p^+$  et 6  $n^{\circ}$ ,**

3x( $\uparrow\downarrow$ ) pour chaque famille de particule.

Résultante globale nulle,  $S = 0$

$^{12}\text{C}$  n'a pas de spin nucléaire, RMN impossible

**$^{13}\text{C}$ , 6  $p^+$  et 7  $n^{\circ}$ ,**

3x( $\uparrow\downarrow$ ) pour chaque famille de particule,

mais reste 1  $n^{\circ}$  célibataire ( $\uparrow$ ), donne son spin au noyau entier

Spin  $^{13}\text{C}$ ,  $S = 1/2$ , RMN possible (noyau "dipolaire")

**$^{23}\text{Na}$ , 11  $p^+$  et 12  $n^{\circ}$ ,**

5x( $\uparrow\downarrow$ ) et 1x( $\uparrow$ ) pour les  $p^+$  et 6x( $\uparrow\downarrow$ ) pour les  $n^{\circ}$

Devrait donner  $S = 1/2$

En fait,  $S = 3/2$ , ne s'explique que par le modèle nucléaire en couches, comme pour les électrons sur leurs orbitales



# Le Magnétisme Nucléaire Global

RMN impossible si  $S = 0$

Expérience de RMN impossible dans le cas où  $S = 0$ .

Le tableau ci-dessous donne des exemples de noyaux de spin non nul :

Noyau	$^1\text{H}$	$^2\text{H}$	$^{12}\text{C}$	$^{13}\text{C}$	$^{16}\text{O}$	$^{17}\text{O}$	$^{19}\text{F}$	$^{23}\text{Na}$	$^{31}\text{P}$	$^{43}\text{Ca}$
Spin $S$	$1/2$	$1$	$0$	$1/2$	$0$	$5/2$	$1/2$	$3/2$	$1/2$	$7/2$

Le spin nucléaire de certains noyaux

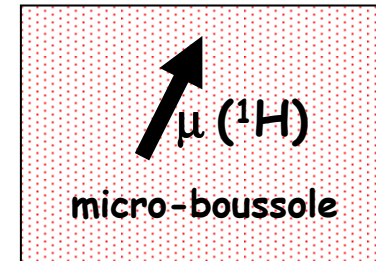
Il est impossible de prévoir, par un calcul simple, quels noyaux ont un spin  $> 1/2$

# Le Magnétisme Nucléaire Global

## Conditions nécessaires à la RMN

Lorsque son spin n'est pas nul, un noyau possède un **moment résultant**  $\vec{\mu}$  qui joue le rôle d'une **véritable boussole microscopique**, mais **dont les propriétés sont quantiques**.

C'est le noyau  $^1\text{H}$  qui possède le plus fort  $\gamma_N$   
Par exemple  $\gamma(^{13}\text{C}) = \gamma(^1\text{H})/4$ .



En outre,  $^1\text{H}$  est le plus abondant naturellement (100%) et le plus représenté dans les tissus biologiques sous forme d'eau et de lipides. C'est donc lui que l'on utilisera en imagerie médicale (IRM), et nous nous limiterons désormais à son étude (spin  $s = \frac{1}{2}$ )

## Le Magnétisme Moléculaire

Habituellement,  $\sum_i \vec{\mu}_{mol,i} = \vec{0}$  car B terrestre insuffisant %  $\theta^\circ$   
d'où désorientation thermique des spins

Mais, dans un B intense (IRM), un matériau se polarise, même à  $\theta^\circ$  ambiante :

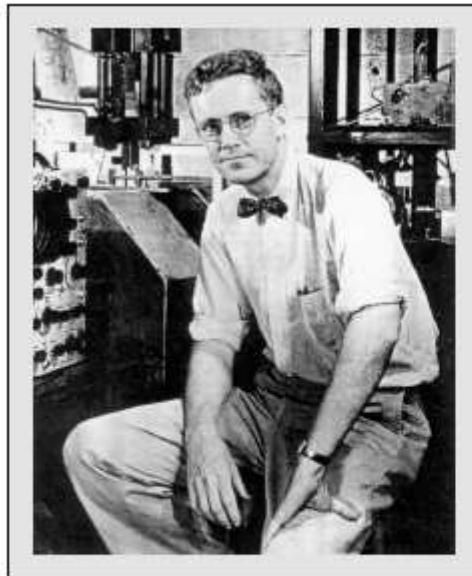
- par distorsion des ( $\uparrow\downarrow$ ) et des mouvements des spins orbitaux ( $e^-$  ou noyaux), c'est le **diamagnétisme** ;
- par orientation des spins célibataires ( $\uparrow$ ) ou ( $\downarrow$ ) ( $e^-$  ou noyaux), c'est le **paramagnétisme** ;

Les distorsions et/ou les orientations des spins nucléaires sont négligeable % à celles des  $e^-$ , mais elles sont à l'origine d'une aimantation macroscopique observable (RMN, IRM)

# Résonance Magnétique Nucléaire

## Quelques repères historiques

Mise en évidence en 1946  
par BLOCH et PURCELL, prix Nobel de Physique en 1952...



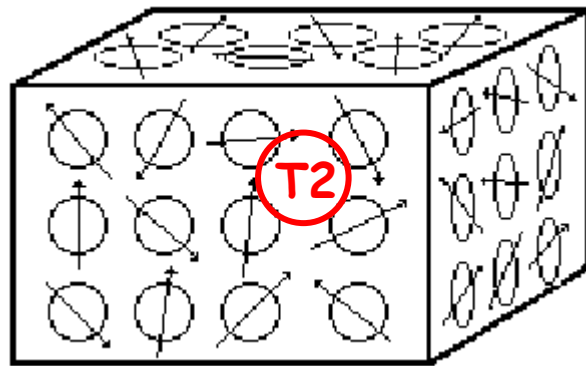
**Edward M. PURCELL**  
Université de Harvard - USA



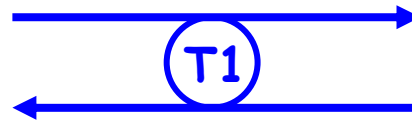
**Felix BLOCH**  
Université de Stanford - USA

# Systeme de Spins et reseau

## Equilibre thermique et temps de relaxation



Voxel ou Systeme de Spins  
Subit l'experience de RMN  
via les spins observes

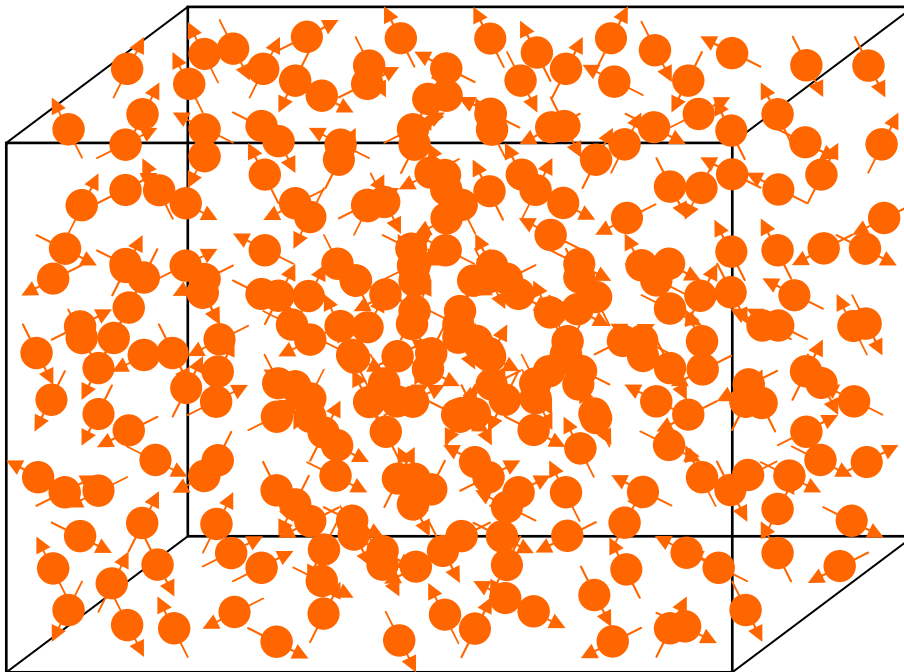


Reseau, (spins de tout) le reste  
de l'Univers, à  $\theta^\circ$  constante

# Systeme de spins en l'absence de champ

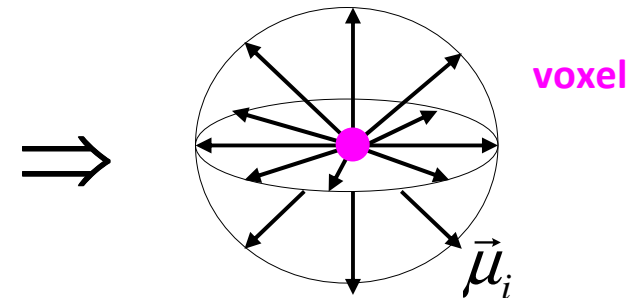
## Tout voxel du SS sera dans l'état "OURSIN"

$\vec{B}_0 \neq \vec{A}$   $\Rightarrow$  pas d'aimantation macroscopique observable



Vision microscopique d'un point voxel en IRM

Répartition aléatoire des spins



En l'absence de champ magnétique  
les spins sont dans l'état "oursin"

Vision macroscopique du même voxel ( ● )

$$\vec{M} = \sum_i \vec{\mu}_i = \vec{0}$$

# Application d'un champ magnétique $B_0$

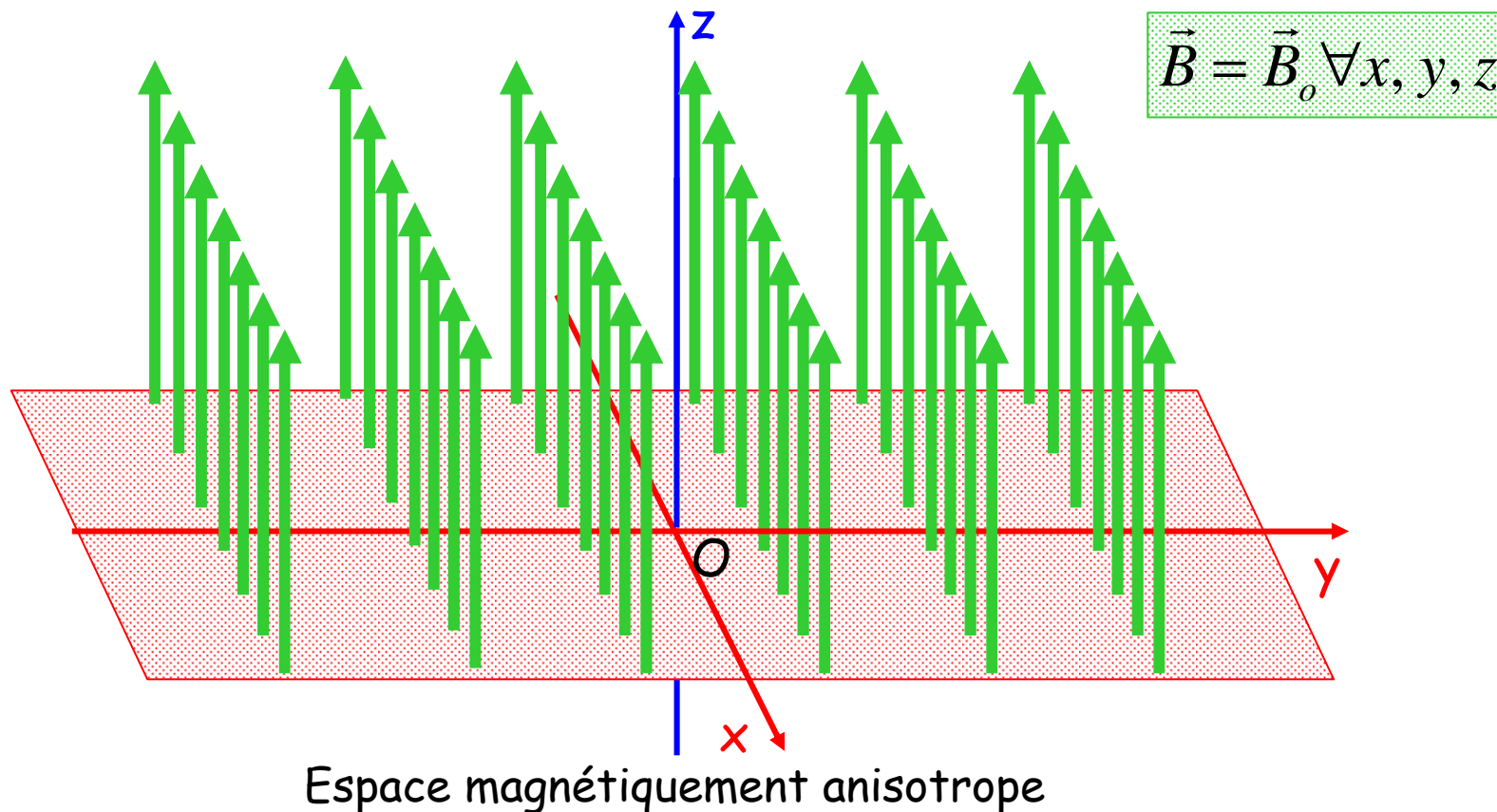
Champ idéal, unidirectionnel et constant dans l'espace

$B_0$  toujours //  $Oz$  et de même intensité,  $\forall \{x, y, z\}$

$$\vec{B}_0 = \mu_0 (\vec{J} + \vec{H}) = \mu_0 (1 + \chi_m) \vec{H}$$

$B_0 \in$  au seul Univers Longitudinal

$B_0 \notin$  dans l'Univers Transverse

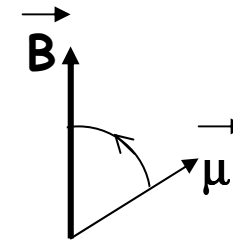


# Interactions dipôle - champ magnétique

2 produits (interactions) possibles :

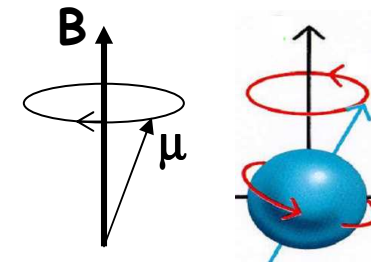
Produit scalaire, énergie magnétique qui oriente  $\mu$  dans  $\mathbf{B}$  :

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = \mu \cdot B \cdot \cos(\vec{\mu}, \vec{B})$$



Produit vectoriel, engendre (et explique) la précession de  $\mu$  autour de  $\mathbf{B}$  à  $\omega = 2\pi\nu = \gamma B$  :

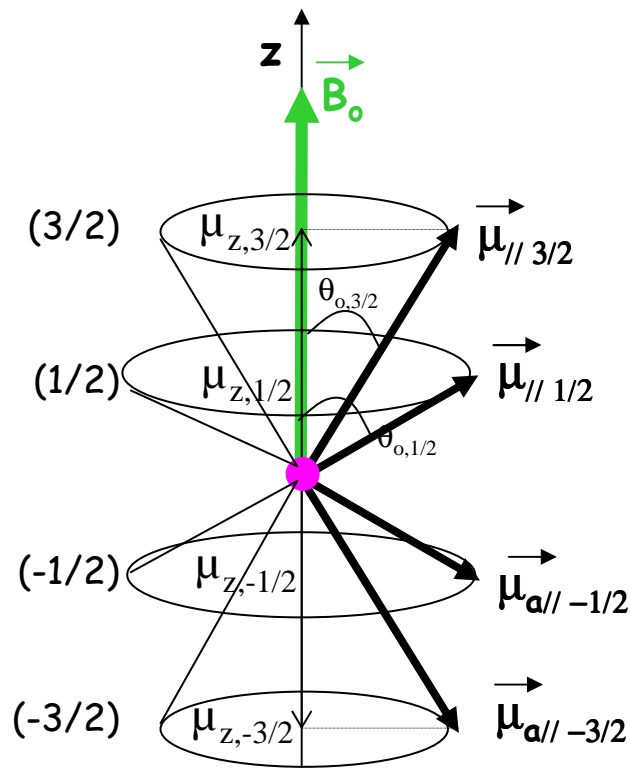
$$\vec{\Gamma} = \vec{\mu} \wedge \vec{B} = \mu \cdot B \cdot \sin(\vec{\mu}, \vec{B})$$





## Orientation par interaction énergétique (2s+1) valeurs de m dans B<sub>0</sub>

Pour le <sup>23</sup>Na, S = 3/2 ⇒ 4 états possibles (m = ± 3/2 et m = ± 1/2). Le module des projections μ<sub>z</sub> détermine les ≠ θ<sub>0,m</sub> à l'équilibre



$$\mu = \gamma (h/2\pi) \sqrt{s(s+1)}$$

$$s = 3/2$$

$$\mu_{z,m} = \gamma (h/2\pi) m$$

$$m = \pm 3/2 \text{ et } \pm 1/2$$

$$\cos(\theta_{0,m}) = \frac{m}{\sqrt{s(s+1)}}, \theta_{0,m} \text{ toujours } \neq 0$$

$$s = 3/2, m = \pm 3/2 \text{ et } \theta_0 = \pm 39,23^\circ$$

$$s = 1/2, m = \pm 1/2 \text{ et } \theta_0 = \pm 54,76^\circ$$

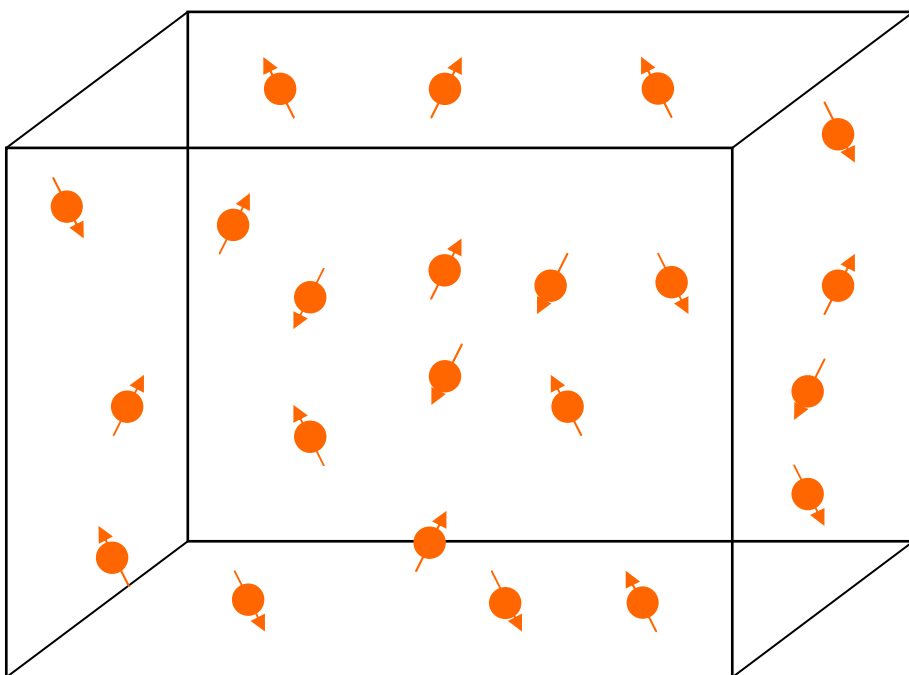
Les spins s'orientent mais **ne s'alignent jamais sur B<sub>0</sub>**

# Systeme de spins $\frac{1}{2}$ en presence de champ

## Tout voxel du SS sera dans l'état "OURSIN"

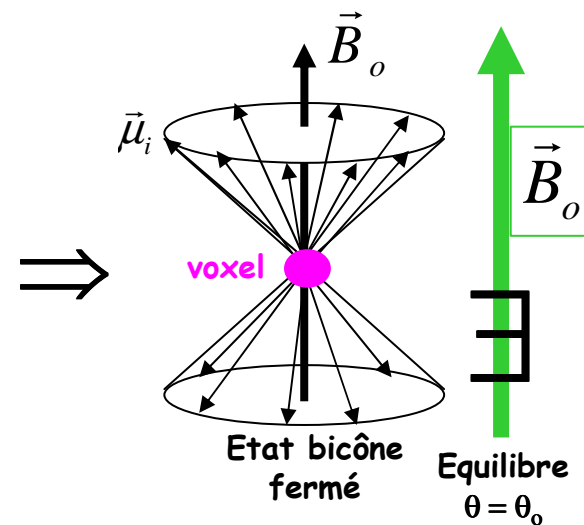
$$\vec{B}_o \exists$$

$\Rightarrow$  aimantation macroscopique observable



Vision microscopique d'un point voxel en IRM

### Répartition organisée des spins



En présence de champ magnétique  
les spins  $\frac{1}{2}$  sont répartis sur un bicône  
Vision macroscopique du même voxel ( ● )

$$\vec{M} = \sum_i \vec{\mu}_i \neq \vec{0}$$

# Dynamique d'orientation des spins

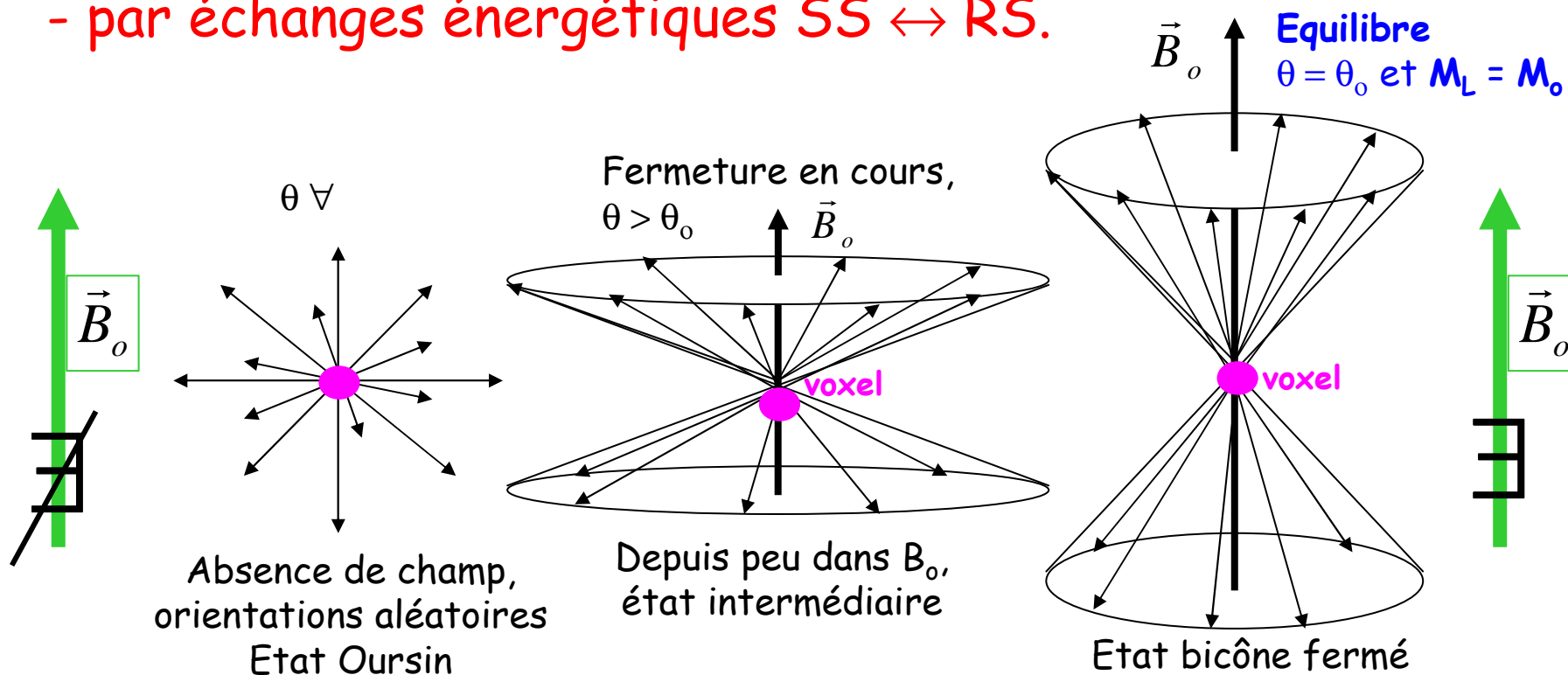
## Fermeture du bicône dans $B_0$

$$\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$$

Le bicône se ferme jusqu'à l'équilibre où  $\theta = \theta_0$ .

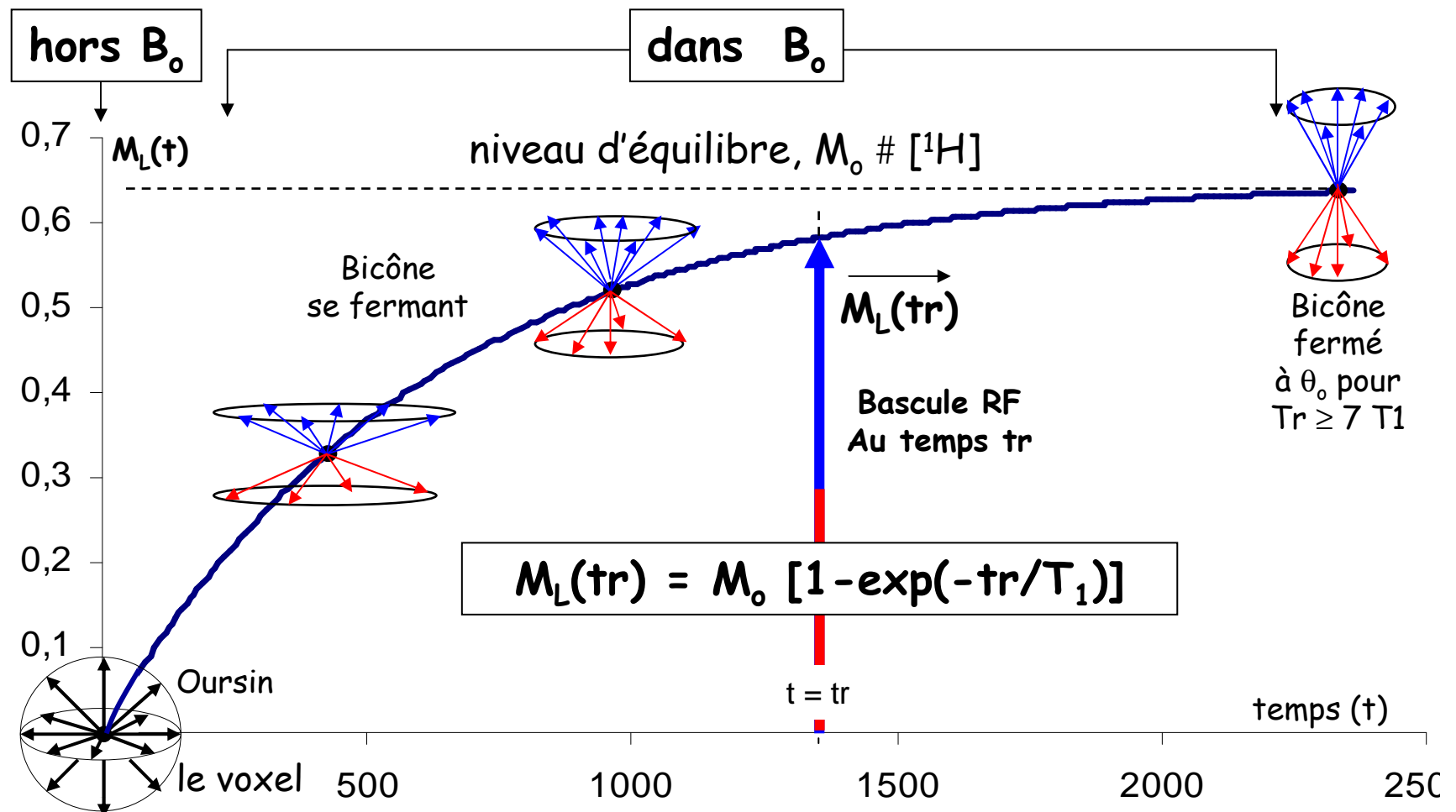
Répartition des spins et fermeture du bicône :

- selon cinétique exponentielle saturante
- de constante de temps  $T_1$  (relaxation longitudinale %  $B_0$ )
- par échanges énergétiques  $SS \leftrightarrow RS$ .



# T1 et passage "oursin" → "bicône" fermé

Il équivaut à la (re)pousse longitudinale de cette  $M_L$  vers son idéal  $M_0$  (équilibre). **Le temps de relaxation T1 rythme cette orientation et donc la croissance de  $M_L(t)$**

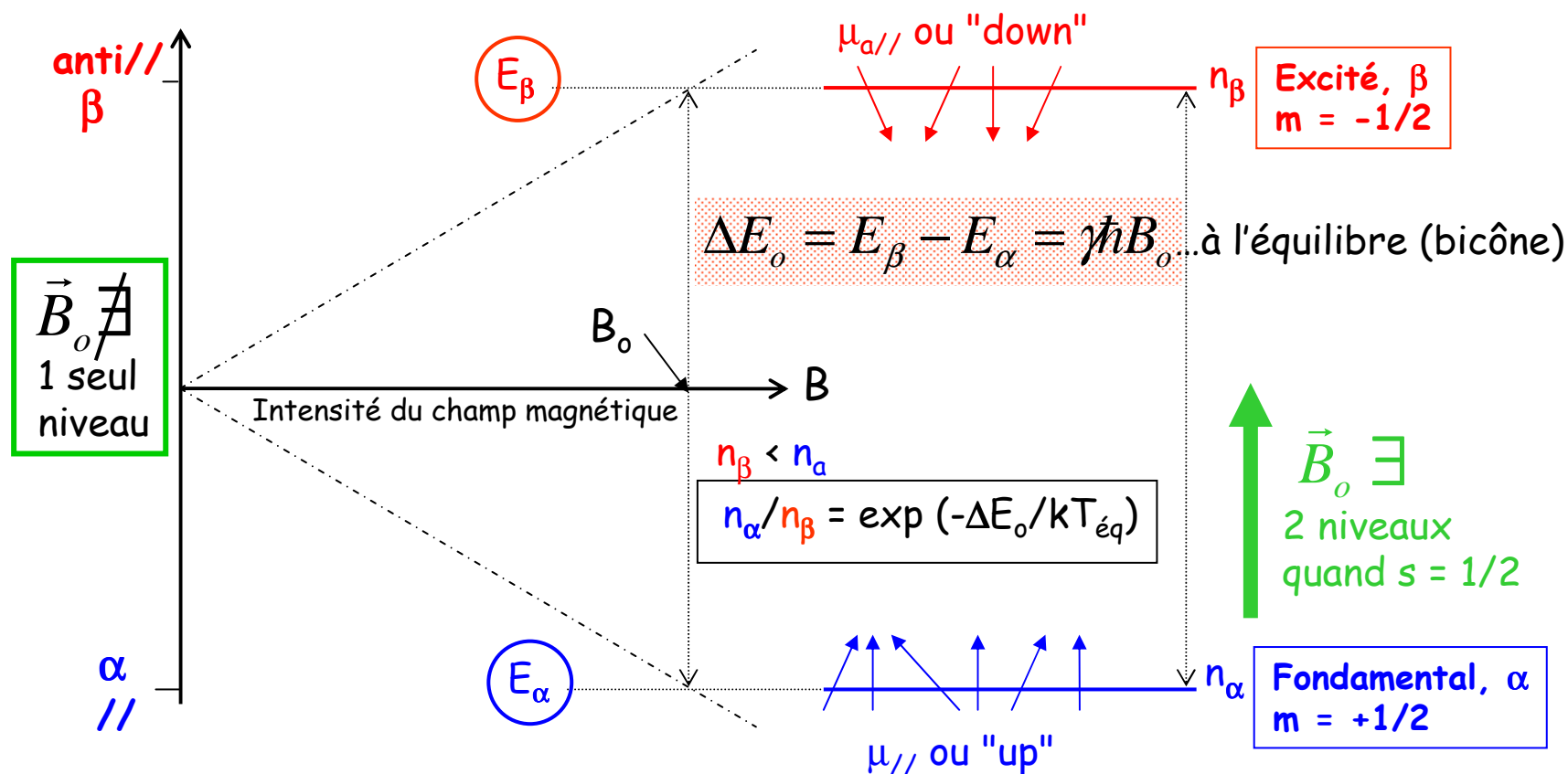


# Énergie magnétique des spins dans $B_0$ Levée de dégénérescence énergétique

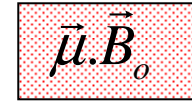
$$\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$$

Spins  $S = 1/2$ , par ex.  $^1\text{H}$  en IRM, dans l'état bicône

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0 = -\gamma \hbar m B_0$$



# Populations de spins des $\neq$ niveaux Compétition Magnétisme / Chaleur



La répartition des spins sur niveaux Zeeman obéit à loi de Boltzmann :

$$\frac{n_{\alpha}}{n_{\beta}} = \exp\left(-\frac{E_{\alpha} - E_{\beta}}{kT_{\text{éq}}}\right) \quad \dots \text{à peine} > 1$$

$k$  : constante de Boltzmann,  $T$  :  $\theta^{\circ}$  absolue (Kelvin) du SS.

$\Delta n_{\text{éq}} / N_T \approx 10^{-5}$  pour  $^1\text{H}$  à 300 K pour  $B_0 = 1\text{T}$  ; elle est très faible, et nous verrons qu'avec elle, le signal RMN aussi : **la RMN est une technique très peu sensible !**

## L'Intensité d'aimantation $\vec{J}$

L'aimantation "macroscopique" induite,  $\vec{M}$ , par unité de volume, est proportionnelle à  $\vec{H}$  :

$$\vec{J} = \frac{d\vec{M}}{dV} = \chi_m \cdot \vec{H}$$

$\vec{J}$ , de même dimension que  $\vec{H}$ , est mesurée en OERSTED, càd  $10^3/4\pi \text{ A.m}^{-1}$

$\chi_m$ , nombre sans dimension, est la susceptibilité magnétique du matériau

$$\mu = \mu_o (1 + \chi_m)$$

$\mu$  est la perméabilité magnétique dans le matériau,  $\mu_o$  est celle dans le vide

## Susceptibilité magnétique

Si  $\mu_0$  est la perméabilité magnétique dans le vide,  $\mu$  celle dans le matériau, le champ magnétique s'écrit

$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$  dans le vide (en absence de matériau)  
 et  $\vec{B} = \mu \cdot \vec{H}$  en présence du matériau.

Tout se passe comme si le matériau, en raison des polarisations magnétiques générées par  $\vec{H}$ , contre-réagissait à  $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$  par un champ propre  $\vec{B}' = \mu_0 \vec{J}$

Le champ global  $\vec{B}$  dans le matériau est alors donné par  $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$  :

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{J}) = \mu_0\left(1 + \frac{J}{H}\right)\vec{H} = \mu_0(1 + \chi_m)\vec{H} \quad \text{où} \quad \vec{J} = d\vec{M}/dV = \chi_m \vec{H}$$

$\chi_m$  est la **susceptibilité magnétique du matériau** et  $\mu = \mu_0(1 + \chi_m)$

$\mu$  varie selon le matériau concerné, de  $\approx 10^{-6}$  (vide) à  $10^4$  (fer) par ex.



## Aimantation induite à l'équilibre, $M_o$

$$\vec{\mu} \cdot \vec{B}_o$$

La valeur de  $M_o$  par volume de voxel est issue de l'équation d'équilibre de Boltzmann que l'on peut résumer en

$$\frac{\vec{M}_o}{V} = \frac{(n_\alpha - n_\beta)_{\text{éq}}}{V} \vec{\mu}_z = k \cdot PD \cdot \frac{\vec{B}_o}{T_{\text{éq}}} \quad \text{avec} \quad PD = \frac{N(^1H)}{V}$$

A l'équilibre, l'aimantation induite / volume de voxel est :

- proportionnelle à la densité de spins dans le voxel,  $PD = N_T / V$
- proportionnelle à  $B_o$  (course aux hauts champs)
- inversement proportionnelle à la  $\theta^\circ$  (interne) de l'échantillon

La susceptibilité du voxel caractérise les propriétés du tissu (degré d'hydratation ou de lipidation) :

$$\chi_m^{\text{Tissu}} = \frac{\vec{M}_o^{\text{Tissu}}}{V \vec{H}_o} = k' \cdot PD \cdot \frac{1}{T_{\text{éq}}}$$

Ainsi l'IRM à l'équilibre ( $M_0$ ), qui cartographie la répartition des noyaux  $^1\text{H}$  dans un organisme vivant...

...voit-elle l'être vivant comme un véritable **champignon gras** :



$M_0$  { Quelques % de métabolites  
60 à 70 % d'eau ( $\text{H}_2\text{O}$ )  
Le reste de lipides ( $-\text{CH}_2$ )<sub>n</sub>

Tissu	% eau & lipides	NG ds image
Os	12 % d'eau	Noir
Matière grise	71 % d'eau	Gris
Matière blanche	84 % d'eau	Gris clair
LCR	100 % d'eau	Blanc
Gras s/s cutané	$\geq 100$ % (lipides)	Très blanc

Signal d'IRM vu sous la composante tissulaire "richesse en  $^1\text{H}$ "

# Précession de $\mu$ en présence du champ $B_0$ Mouvement de précession et équations de Bloch

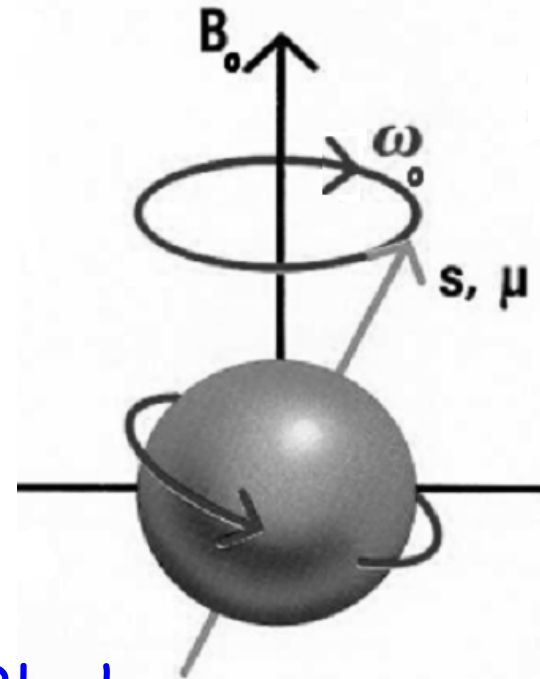
$$\vec{\mu} \wedge \vec{B}_0$$

La mécanique classique montre que

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\Gamma}$$

Ainsi,

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma \frac{d\vec{S}}{dt} = \gamma \vec{\Gamma} = \gamma \cdot \vec{\mu} \wedge \vec{B}_0$$



...ce qui constitue les équations de Bloch

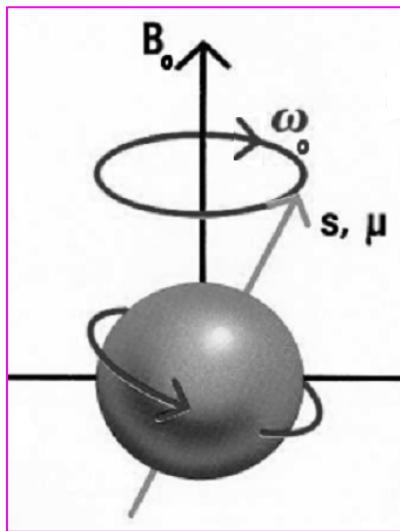
décrivant le mouvement de précession des spins et permettant de calculer l'évolution du signal de RMN selon la séquence utilisée

# Spins en présence du champ magnétique $B_0$

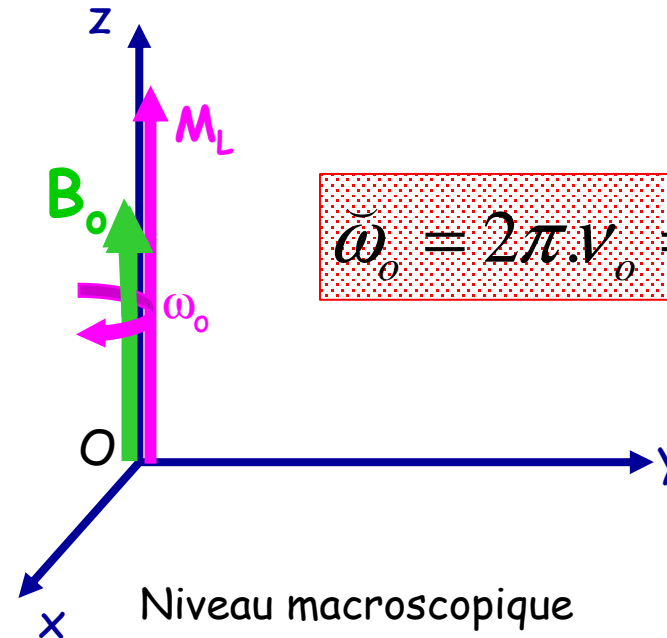
## Mouvement de précession

$$\vec{\mu} \wedge \vec{B}_0$$

Lorsque  $B_0$  existe, un mouvement de précession est obligatoire, autant pour les spins individuels  $\mu$  que pour l'aimantation macroscopique  $M_L$  "fabriquée" à partir d'eux



Niveau microscopique



$$\vec{\omega}_0 = 2\pi \cdot \nu_0 = -\gamma \cdot \vec{B}_0$$

Niveau macroscopique

L'aimantation macroscopique est une boussole gyroscopique

# Spins dans un Champ Magnétique : Bilan

## L'équilibre dans $B_0$ prépare l'expérience de RMN

Condition nécessaire mais insuffisante :  
noyaux de spin non nul dans le voxel analysé.

Condition suffisante si  $B_0$  suffisant,  
induit dans le voxel autant de  $M$  qu'il y existe de familles de  
noyaux de spin non nul

Chaque  $M$  est une "boussole gyroskopique" qui pousse au  
rythme  $T1$  le long de  $B_0$  en précessant autour de lui à sa  
fréquence propre, liée à la nature du noyau (par  $\gamma$ ) :  $\omega_0 = \gamma \cdot B_0$   
(LARMOR)

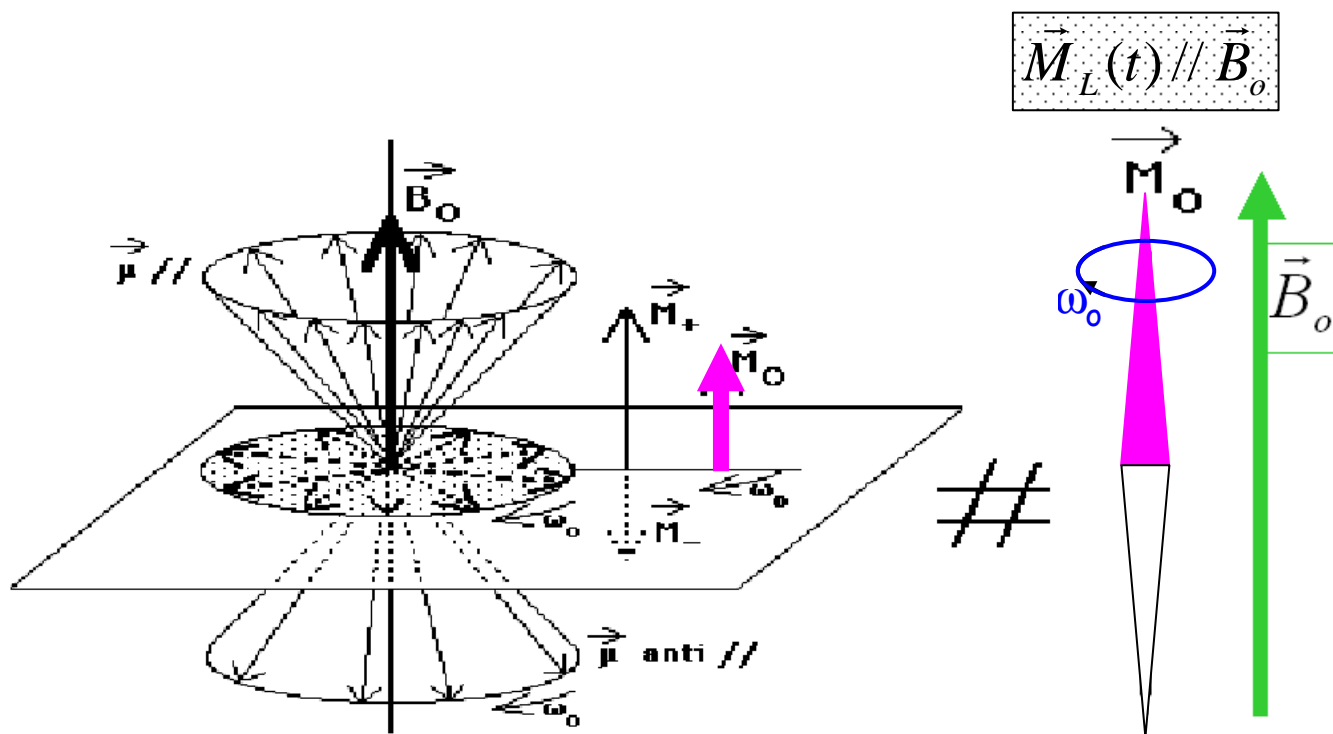
Équilibre,  $M(\text{tr} \geq 7 \cdot T1) \approx M_0$ , alignée sur  $B_0$ , non mesurable

Tout existe en longitudinal  
Rien n'existe en transverse

# Bilan en présence de champ

## Aimantation macroscopique induite, gyroscopique

La résultante de tous les spins est une aimantation macroscopique longitudinale  $\vec{M}_L$ , véritable boussole virtuelle, qui précesse à la résonance ( $\omega_0$ ), telle un gyroscope.



$$\vec{M}_o = \vec{M}_L(t \geq 7.T_1) = (n_\alpha - n_\beta)_{eq} \cdot \vec{\mu}_z$$

## L'expérience de RMN proprement dite

### Basculer l'aimantation $M_L$ pour la mesurer

L'expérience de RMN revient à mesurer l'aimantation induite  $M_L$ , non mesurable en Longitudinal en raison de  $B_0$ , mais mesurable en Transverse

Il suffit donc de basculer  $M_L$  d'un angle  $0^\circ < \eta \leq 180^\circ$ , ce que permet une irradiation du SS par des photons RF dont l'énergie appropriée (à la résonance) permet l'absorption.

Le transfert de spins entre les 2 demi-cônes déséquilibre le SS, diminue  $M_L$  et fait apparaître une  $M_T$  mesurable car orthogonale à  $B_0$ .

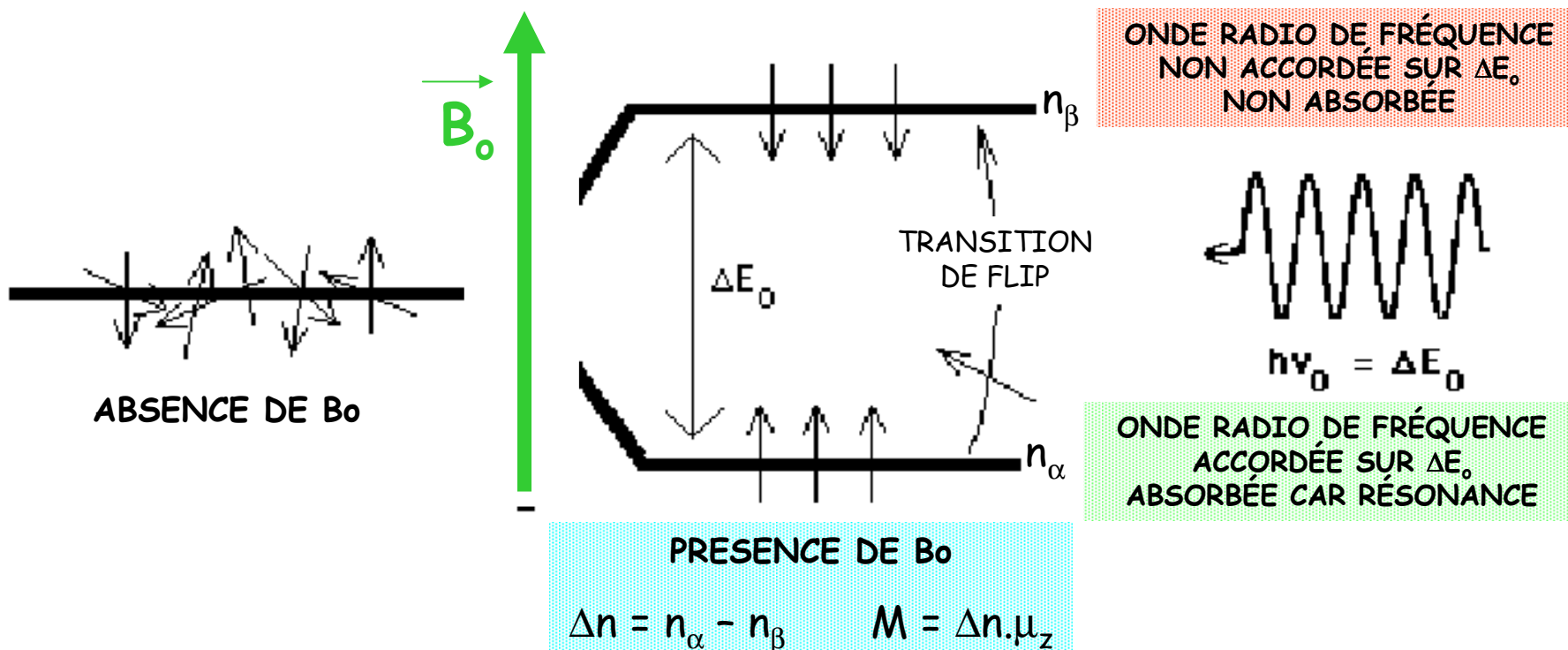
Pour être efficace (absorbé), le photon RF, noté  $B_1$ , doit être à la résonance :

$$h\nu_0 = \gamma \cdot B_0$$

# L'expérience de RMN, vision énergétique

## Absorption de photons à la résonance

Toute excitation RF, en dépeuplant  $\alpha$ , tend à diminuer l'écart de population,  $\Delta n$  et avec, l'amplitude de  $M_L$ . Cela revient à basculer  $M_L$  "loin" de  $B_0$ .





## En fait, au cours de l'expérience de RMN ...il y a Nutation et alignement de l'aimantation induite

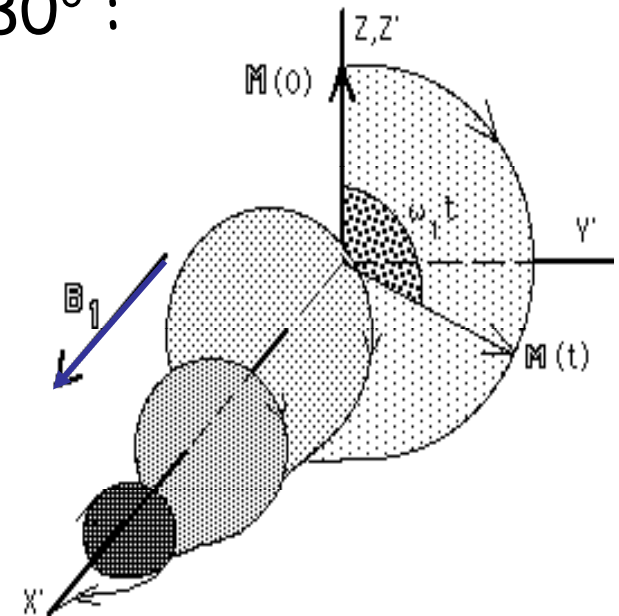
La nutation s'effectue dans  $(z'Oy')$ , avec  $B_1$  pour axe de rotation, à la vitesse angulaire  $\omega_1$ , en même temps que  $M_L$  tend à s'aligner sur  $B_1$ .

$M_L$  fera plusieurs (milliers) de tours avant de débiter son alignement sur  $B_1$ . L'IRM et la RMN impulsionnelle appliquent la RF pendant un  $\tau$  très bref tel que  $\eta \leq 180^\circ$  :

$$\eta = \omega_1 \cdot \tau = -\gamma B_1 \cdot \tau$$

Si  $\eta = 90^\circ$ , tout  $M_L$  se retrouve en  $M_T$ ,  
si  $\eta < 90^\circ$ ,  $M_T = M_L \cdot \sin \eta$

$$M_T = M_L \cdot \sin \eta = M_o \cdot [1 - \exp(-tr/T_1)] \cdot \sin \eta$$



## A l'arrêt de l'excitation par les photons RF ... il y a désexcitation par relaxation croisée

Le retour radiatif spontané par fluorescence est impossible en RF (probabilité  $\approx$  nulle).

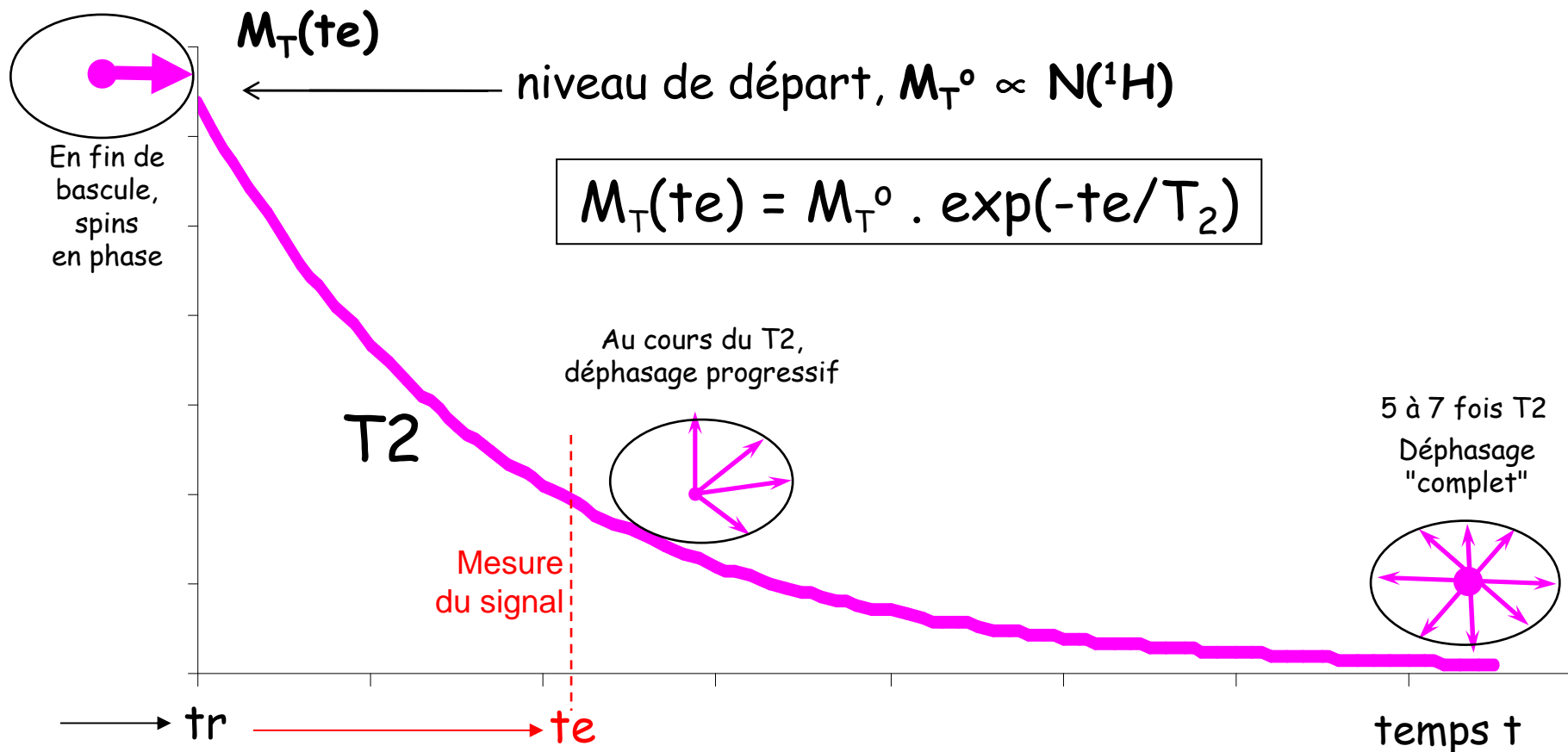
Le retour à l'équilibre se fait par "relaxation magnétique croisée", selon 2 modes à considérer comme indépendants :

- repousse vers  $M_0$ , le long de  $B_0$  et au rythme  $T_1$ , de la fraction de  $M_L$  perdue pendant la bascule ;
- disparition de toute  $M_T$ , à un rythme  $T_2$ . Les effets sont perçus comme ceux d'une émission RF donnant le signal de RMN (FID), oscillation à la résonance amortie en  $T_2$ .

**On a toujours  $T_2 \leq T_1$  ( $T_2 = T_1$  seulement pour les fluides)**

## Le Temps de Relaxation T2

T<sub>2</sub> rythme la disparition du signal, càd de toute composante transverse, M<sub>T</sub>, par déphasage des spins



## Les temps de relaxations magnétiques

Permettent le retour à l'équilibre par relaxation magnétique

$M_L$  repousse vers  $M_o$  de façon exponentielle saturante, au rythme  $T_1$ , temps de relaxation "longitudinal" ou "spin-réseau", mettant en jeu des processus énergétiques (les spins perdent leur excès de  $\theta^\circ$  au sein même du réseau) :

$$M_L(tr) = M_o \left[ 1 - \exp\left(-\frac{tr}{T_1}\right) \right]$$

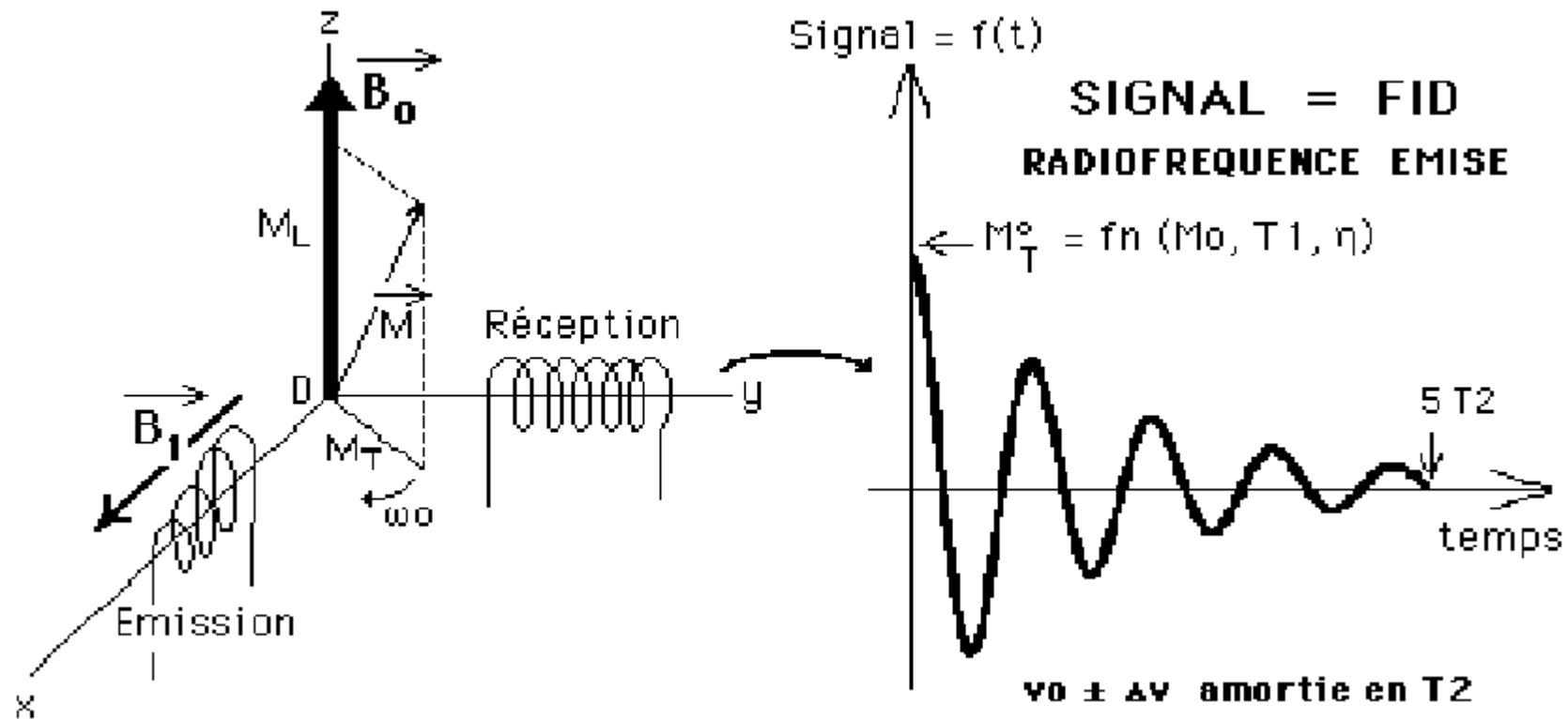
$M_T$  disparaît de façon exponentielle décroissante, à son propre rythme  $T_2$ , temps de relaxation "transversal" ou "spin-spin", ne mettant en jeu que des processus entropiques (les spins se déphasent en échangeant de l'énergie qu'entre eux, sans échange de  $\theta^\circ$  avec le réseau) :

$$M_T(te) = M_T^o \exp\left(-\frac{te}{T_2}\right)$$

# Recueil du signal de RMN (idem en IRM)

## Aimantation transverse en fin de bascule et FID

Antenne RF détecte disparition à  $\nu_0$  de  $M_T$  au cours de sa précession autour de  $B_0$



FID : Free Induction Decay, Signal de Précession Libre

# L'obtention du signal résulte d'une séquence (de) RMN (ou d'IRM)

**Séquence de RMN = succession temporelle :**

- d'événements physiques (impulsions RF, prise du signal,...)
- séparés de délais variables et incontournables,
- délais appliqués pour moduler la pondération du signal par les différents paramètres de la RMN (densité de noyaux, temps de relaxation  $T_1$  et  $T_2$ , diffusion, flux, ...).

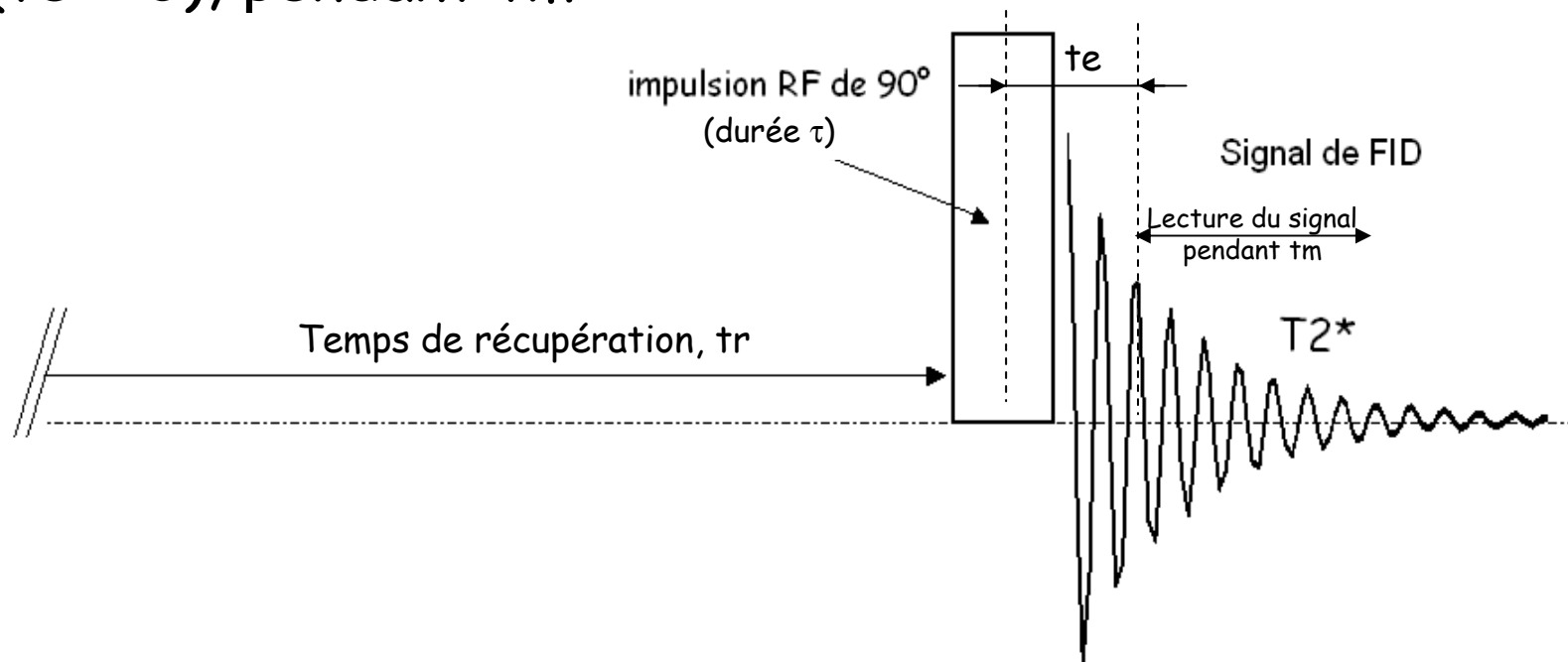
**Au minimum, 3 phases :**

- Induire  $\mathbf{M}_L$  le long de  $\mathbf{B}_0$  (rythme  $T_1$ )
- Bascule de  $\mathbf{M}_L$  par une RF ( $\mathbf{B}_1$ ) à la résonance, génère  $\mathbf{M}_T$
- Recueil du signal pendant la disparition de  $\mathbf{M}_T$  (rythme  $T_2$ )

## Exemple de séquence de RMN, la séquence SR

La séquence la + simple, dite de saturation récupération (SR), consiste en 3 étapes :

1. (Re)pousse de  $M_L$  vers  $M_0$  le long de  $B_0$ , en  $T_1$ , pendant  $t_r$
2. Pulse RF qui bascule  $M_L$  de  $\eta = 90^\circ$  et donne  $M_T = M_L$
3. Lecture du signal (FID), immédiatement après bascule ( $t_e \approx 0$ ), pendant  $t_m$



## Expression du signal dans une séquence type

### Exemple en séquence SR (valable en SE)

Dans cette séquence de RMN, on répète :

- le délai,  $tr$ , où  $M_L$  (re)pousse le long de  $B_0$  ( $T_1$ )

$$M_L(tr) = M_o \left[ 1 - \exp\left(-\frac{tr}{T_1}\right) \right]$$

- la bascule de  $\eta = \gamma \cdot B_1 \cdot \tau$ , par pulse RF résonant ( $B_1$  à  $\omega_0$ ) de durée  $\tau$ . La  $M_T$  initiale, juste en fin de bascule, est alors :

$$M_T^o(tr, \tau) = M_L(tr) \cdot \sin \eta = M_o \left[ 1 - \exp\left(-\frac{tr}{T_1}\right) \right] \sin(\gamma B_1 \tau)$$

- le recueil du signal, après avoir laissé décroître  $M_T$  en  $T_2$  pendant  $te$  à partir de sa valeur initiale avant d'enregistrer la FID ou l'écho dont le contenu global est donné par :

$$M_T(tr, \tau, te) = M_o \left[ 1 - \exp\left(-\frac{tr}{T_1}\right) \right] \exp\left(-\frac{te}{T_2}\right) \sin \eta$$



## Expression finale du signal à la résonance

### Quelle que soit la séquence utilisée

En fait, le signal de RMN (FID), qui oscille à la résonance, est proportionnel à  $M_T$  donc à la quantité de noyaux dans l'échantillon,  $N(^1\text{H})$ , et nous écrirons, pour simplifier :

$$s(t, B_i) = k.M_i.e^{j\omega_i t}$$

avec  $j$  tel que  $j^2 = -1$  et  $k$ , une constante de proportionnalité  
 $\omega_i = 2\pi.v_i = \gamma.B_i$  (LARMOR) et  $M_i = M_T$  qui voit  $B_i$

d'où le signal dans la FID :  $S(t, \forall B_i) = k.\int M_i.e^{2\pi j v_i t} dv$

... et le spectre,  $\text{TF}^{-1}[S(t)]$ , qui donne  $M_T(v)$

Si le signal est démodulé à la résonance ( $v_o$ ), alors

$$S_o(t, \forall B_i) = k.\int M_i.e^{2\pi j (v_i - v_o) t} dv$$

The END ... and that was NMR !

Merci de votre patience et de votre écoute ...