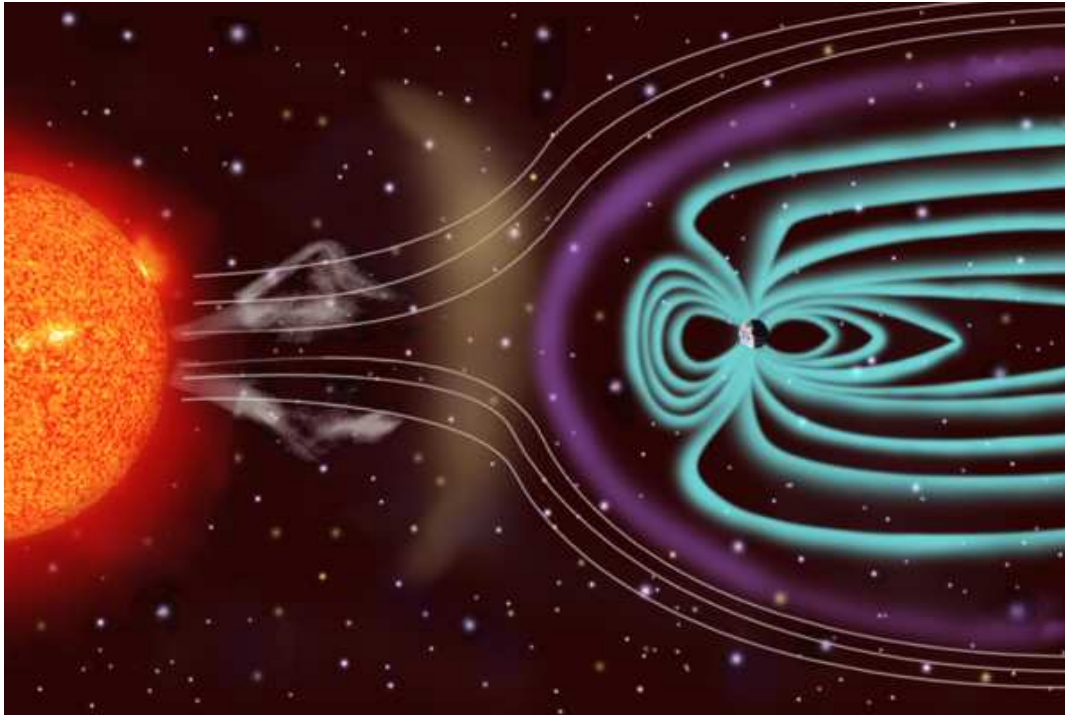
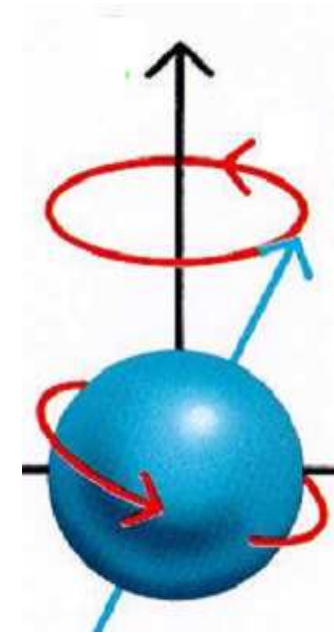


MAGNETISME ET RMN



http://www.lerepairedessciences.fr/lycee/Premiere_S/premS_cours/PHY1S_Magn_2.htm



M. Zanca

UM1-CHU Montpellier et UMR 5221 CNRS-UM2

Magnétisme & RMN

Plan du cours

1. INTRODUCTION
2. NOTIONS ÉLÉMENTAIRES DE MAGNÉTISME
Magnétisme des fermions et des noyaux
Conséquences dans la matière
3. LE PHÉNOMÈNE DE RMN
Conditions nécessaires (spin non nul, champ imposé)
Aimantation induite et précession à la résonance
Excitation/Relaxation et signal de RMN
- ♦ APPLICATIONS DE LA RMN (*)
Séquences et contrastes en IRM
Notions de déplacement chimique et de SRM

() cette partie sera approfondie dans les cours suivants*

Champ Électrique et Champ Magnétique, Moment Magnétique Dipolaire

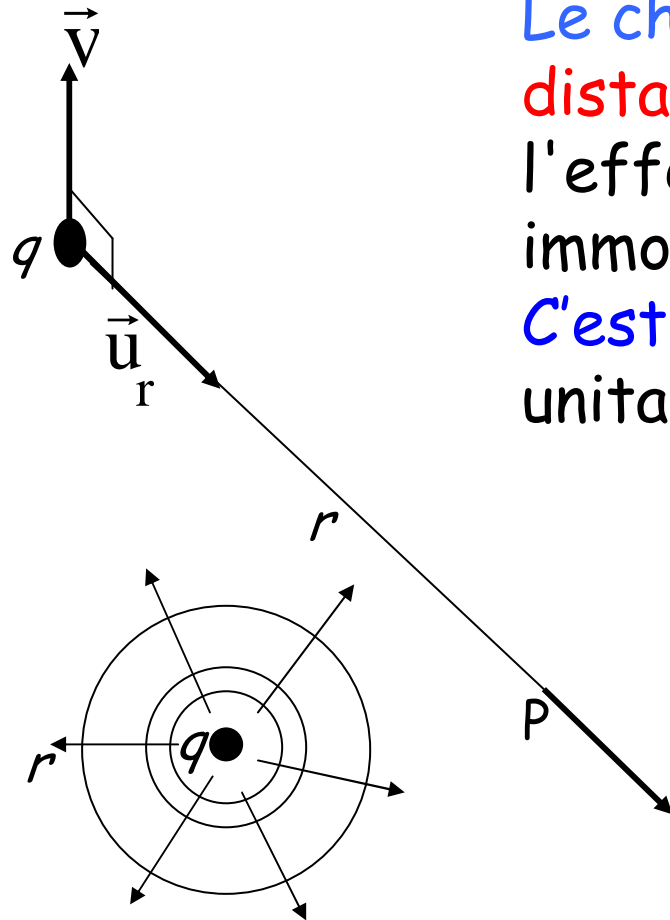
RAPPELS

Champ électrique

... créé par une charge statique

Le champ électrique créé par q en P , à la distance r de q peut se concevoir comme l'effet de l'interaction de cette charge immobile avec l'espace.

C'est un vecteur de direction qP (vecteur unitaire \vec{u}_r), directement proportionnel à q

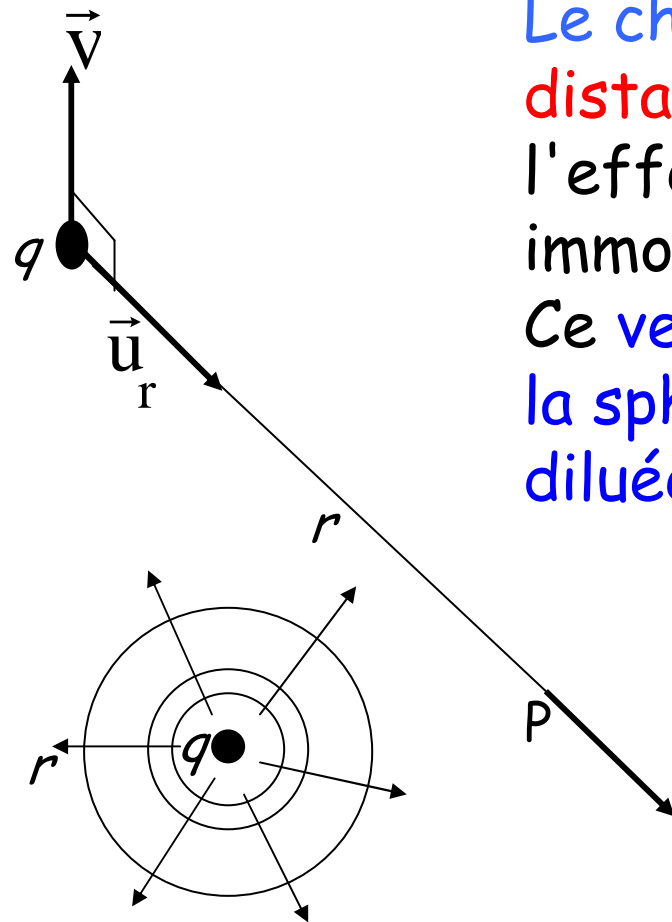


Charge "statique"

$$\vec{E}_P = k \cdot q \cdot \vec{u}_r$$

Champ électrique

... créé par une charge statique



Le champ électrique créé par q en P , à la distance r de q peut se concevoir comme l'effet de l'interaction de cette charge immobile avec l'espace.

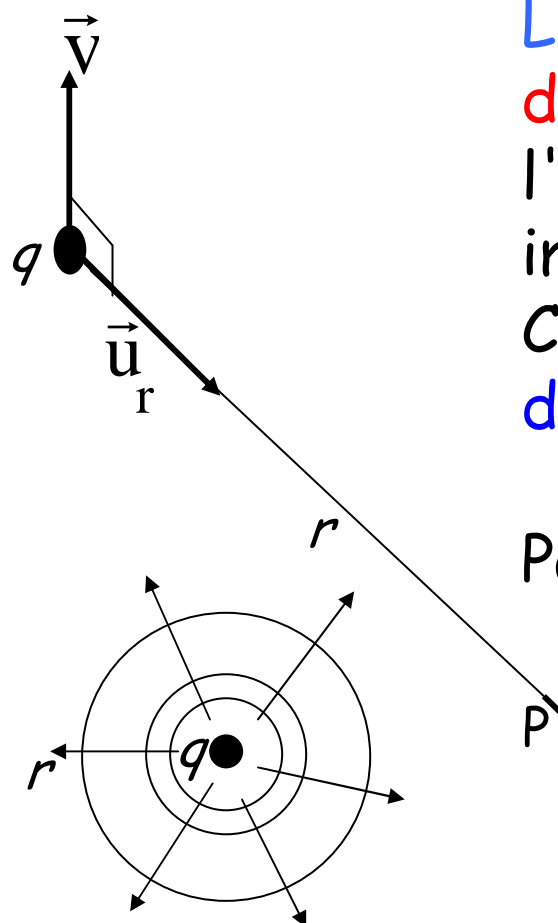
Ce vecteur est identique en module $\forall P \in$ la sphère de rayon r et son intensité est diluée dans la surface de rayon r ($4\pi r^2$)

Charge "statique"

$$\vec{E}_P = k \cdot \frac{q \cdot \vec{u}_r}{4\pi r^2}$$

Champ électrique

... créé par une charge statique



Le champ électrique créé par q en P , à la distance r de q peut se concevoir comme l'effet de l'interaction de cette charge immobile avec l'espace.

Ce vecteur dépend de k , qui rend compte des propriétés (di)électriques du milieu...

Par ex. dans le vide, $k = 1/\epsilon_0$ et :

Charge "statique"

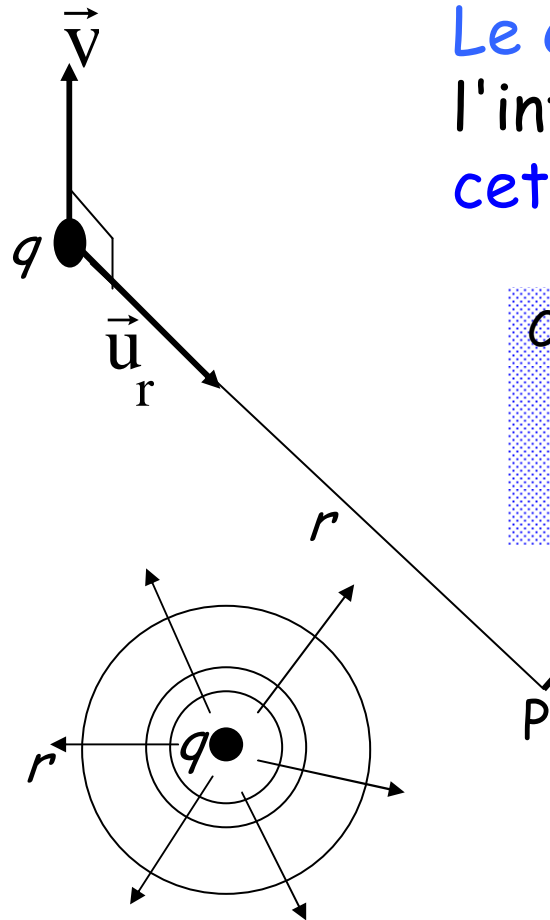
$$\vec{E}_P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \vec{u}_r \quad [Vm^{-1}]$$

Le champ électrique se mesure en V/m

Induction (champ) magnétique

... créé par une charge en mouvement

Le champ magnétique résulte de l'effet de l'interaction avec l'espace de cette charge si cette charge se déplace (vitesse \mathbf{v}).



Charge en mouvement

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

k est la perméabilité magnétique du milieu dans lequel est plongée la charge q

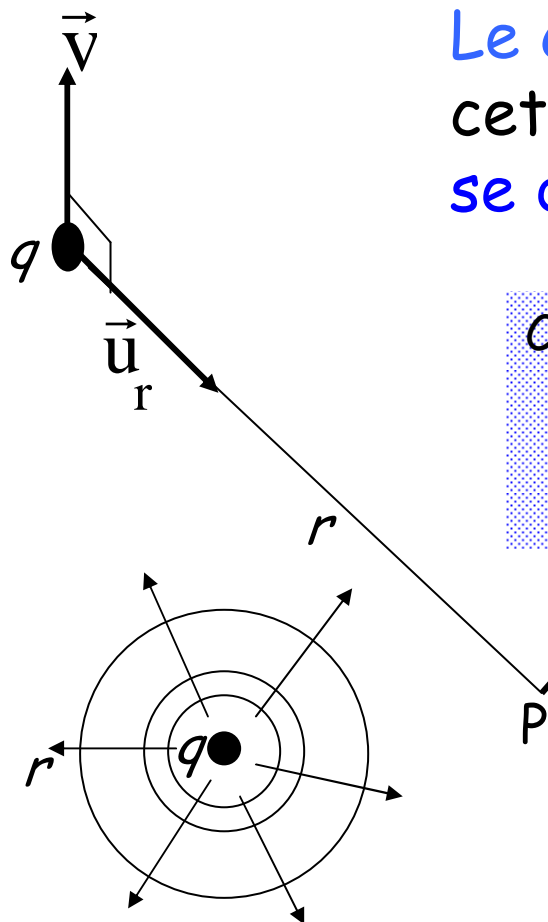
$k = \mu_0$ dans le vide

$k = \mu_0(1+\chi)$ dans matériau de susceptibilité χ

Champ magnétisant

... créé par une charge en mouvement

Le champ magnétisant est l'expression de cette même interaction espace - charge qui se déplace (vitesse \mathbf{v})...



Charge en mouvement

$$\vec{H}_p = \frac{q \cdot \vec{v} \wedge \vec{u}_r}{4\pi r^2}$$

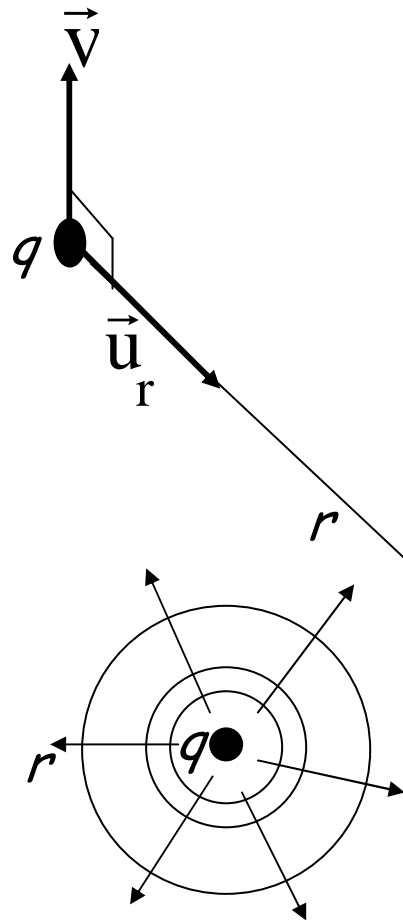
...mais indépendante de k .

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

Champs électrique & magnétique

... créés par une charge

La génération simultanée d'un **E** et d'un **B** par une charge oscillante (vibrations des atomes) est à l'origine des **REM (lumière)**.



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 !!)

Champs électrique & magnétique

... créés par une charge

Bien réaliser que, dans le vide $\vec{B}_P = \mu_o \vec{H}_P$

Alors que, dans un matériau $\forall \vec{B}_P = \mu \vec{H}_P$

H est le champ magnétisant, indépendant du milieu...

B est le champ (d'induction) magnétique dont on a l'habitude, mais attention, il dépend du milieu qu'il baigne

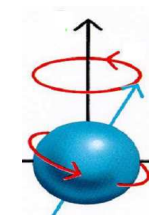
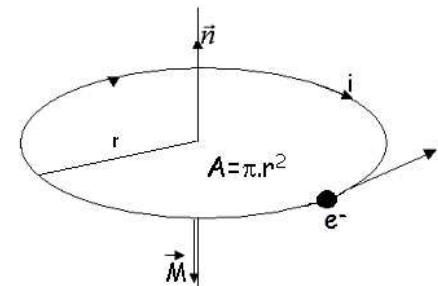
Dans un matériau quelconque, $\mu = \mu_o.(1 + \chi)$ remplace μ_o .

χ est la **susceptibilité magnétique** du matériau, elle le caractérise magnétiquement (nous avons chacun notre propre χ).

Dipôle Magnétique, vision classique (Moment Magnétique Dipolaire)

Un courant i génère, dans le milieu emplissant une spire, une aimantation de la matière de ce milieu, **quantité vectorielle magnétique \vec{M} qui subira l'influence d'un \vec{B} s'il existe**, appelée dipôle magnétique ou moment magnétique dipolaire, située dans l'axe de la spire et donnée par

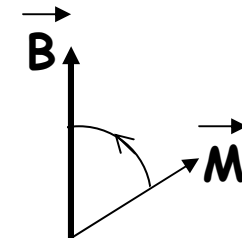
$$\vec{M} = i.A.\vec{n}$$



\vec{M} est un aimant, vecteur qui interagit avec \vec{B} de 2 façons différentes :

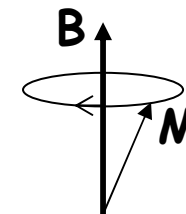
Sous la forme d'un **produit scalaire** qui mesure l'énergie potentielle magnétique capable **d'orienter \vec{M} dans \vec{B}** :

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



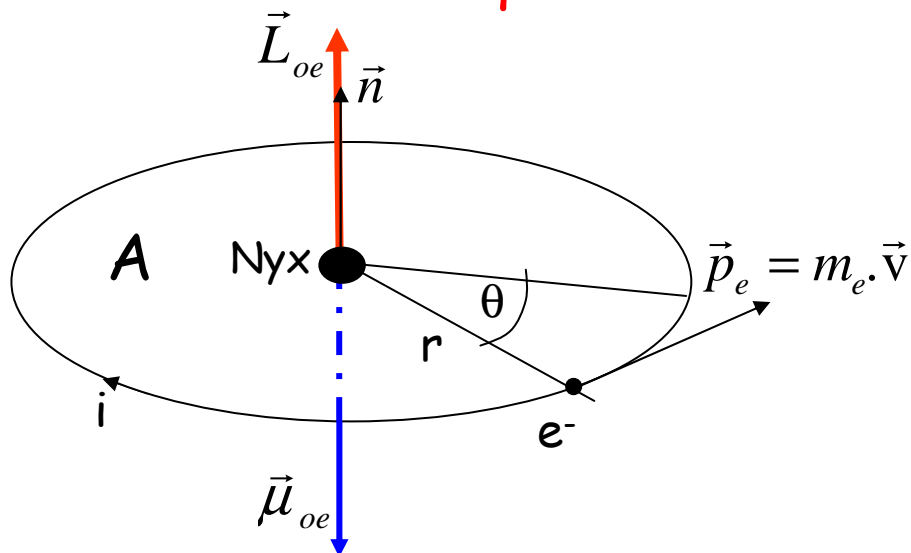
Sous la forme d'un **produit vectoriel**, véritable couple de torsion qui fait tourner \vec{M} autour de \vec{B} (**précession**) :

$$\vec{\Gamma} = \vec{M} \wedge \vec{B} = M.B.\sin(\vec{M}, \vec{B})$$



Vision classique du Magnétisme orbital de l'e⁻

La rotation de l'e⁻ sur son orbite entraîne l'existence d'un moment cinétique dit orbital électronique L_{oe}



$$\omega = \frac{d\theta}{dt} = \frac{2\pi}{T}, \quad v = r \frac{d\theta}{dt} = r\omega$$

$$\vec{L}_{oe} = \vec{r} \wedge \vec{p}_e = mrv\vec{n} = mr^2\omega\vec{n}$$

$$\vec{\mu}_{oe} = \frac{dq}{dt} A\vec{n} = \frac{-e}{T} \pi r^2 \vec{n} = -e \frac{\omega}{2} r^2 \vec{n}$$

Moment magnétique dipolaire, orbital électronique, associé colinéaire à L_{oe}

$$\vec{\mu}_{oe} = \frac{dq}{dt} A\vec{n} = -\frac{e}{2m_e} \vec{L}_{oe}$$

Rapport gyromagnétique orbital

$$\gamma_{oe} = \frac{-e}{2m_e}$$

Magnétisme intrinsèque de l'électron (dipôle)

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

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

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

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

Par analogie $\vec{\mu}_s = \gamma_s \cdot \vec{S} = (g_s \cdot \gamma_{oe}) \cdot \vec{S}$, avec

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

$g_s = 2,0023$

facteur de LANDE de spin électronique

distingue l'intrinsèque (spin) de l'orbital, avec $\vec{\mu}_s \approx 2\vec{\mu}_{oe}$

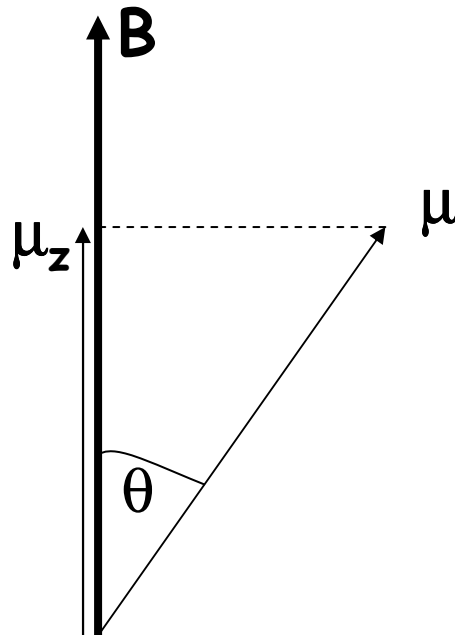
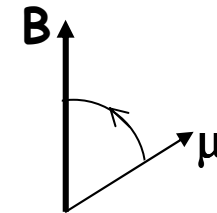
γ_s est responsable d'un mouvement de précession des spins dans le champ magnétique...

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

D'où l'interaction scalaire dipôle μ - champ B ...

Le produit scalaire donne l'énergie magnétique qui oriente μ dans B :

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



A l'équilibre :

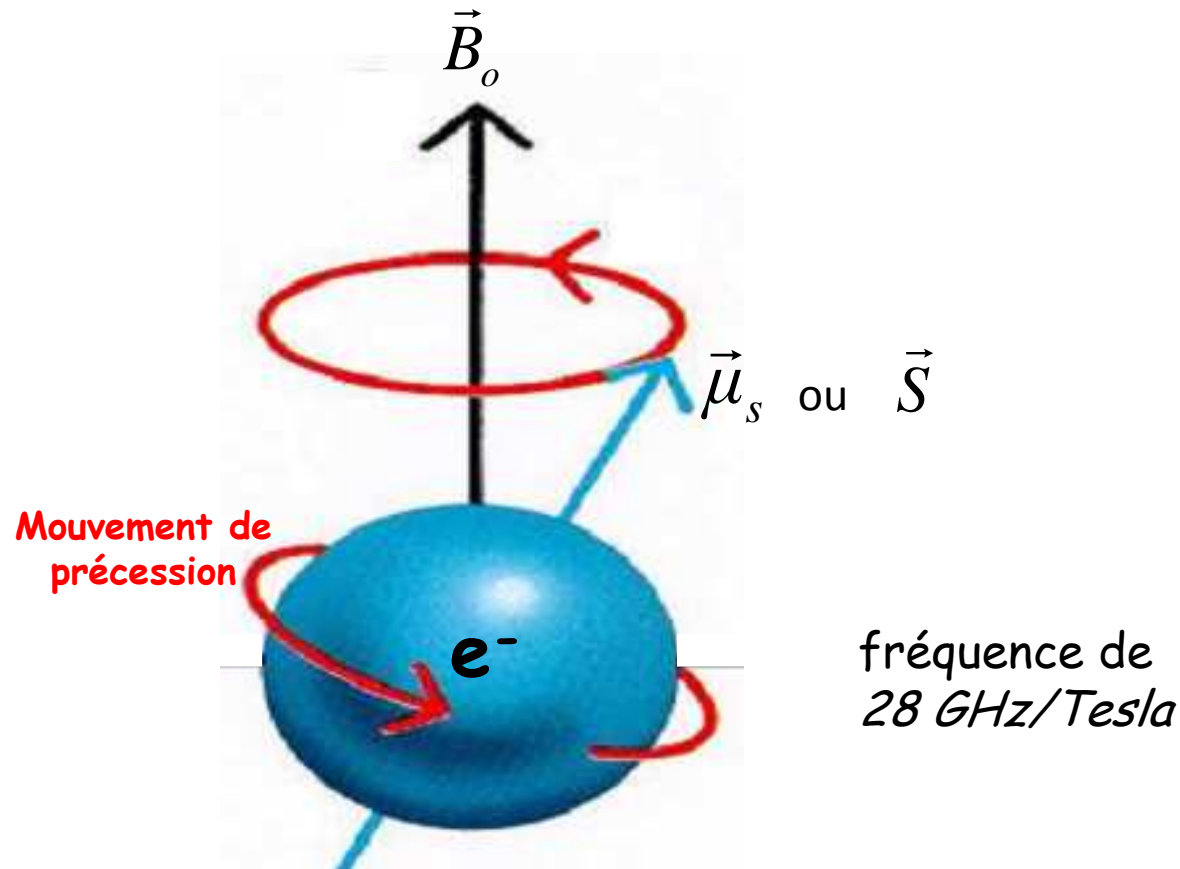
$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = \mu \cdot B \cdot \cos(\theta)$$

or $\mu_z = \mu \cdot \cos(\theta)$

donc $E = -\mu_z \cdot B = -\vec{\mu}_z \cdot \vec{B}$

...et l'interaction vectorielle dipôle μ - champ B

Le produit vectoriel engendre (et explique) la **précession** du dipôle dans le champ magnétique



Magnétisme intrinsèque du proton

Une des sources du Magnétisme Nucléaire

p^+ (noyau ^1H), 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^+ (^1H) 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° , 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° (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}C , 6 p^+ et 6 n° ,

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

Résultante globale nulle, $S = 0$

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

^{13}C , 6 p^+ et 7 n° ,

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

mais reste 1 n° célibataire (\uparrow), donne son spin au noyau entier

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

^{23}Na , 11 p^+ et 12 n° ,

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

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	^1H	^2H	^{12}C	^{13}C	^{16}O	^{17}O	^{19}F	^{23}Na	^{31}P	^{43}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

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

En outre, ^1H 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 $s = \frac{1}{2}$)

Vision quantique : le spin

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

Spin, propriété quantique des particules (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 ^1H , ^{13}C , ^{19}F , ^{31}P
- $S = 1$ pour ^2H , ^{14}N

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

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

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

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

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

Le magnétisme moléculaire

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

Mais, dans un B intense (IRM), un matériau se polarise, même à θ° 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)

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 $10^3/4\pi \text{ A.m}^{-1}$

χ_m , nombre sans dimension, est la susceptibilité magnétique du matériau

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

μ est la perméabilité magnétique dans le matériau, μ_o est celle dans le vide

Susceptibilité magnétique

Si μ_0 est la perméabilité magnétique dans le vide, μ 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 $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$:

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

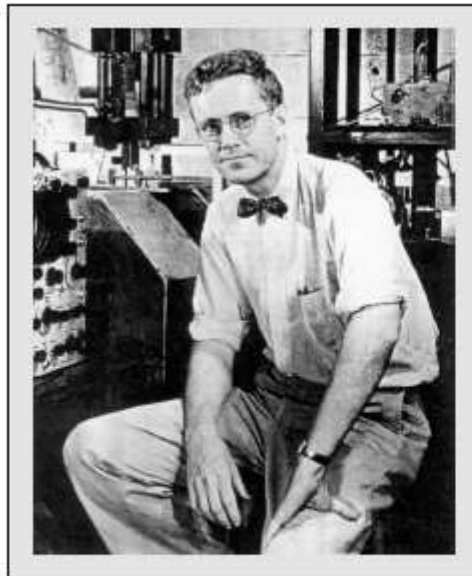
χ_m est la **susceptibilité magnétique du matériau** et $\mu = \mu_0(1 + \chi_m)$

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

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



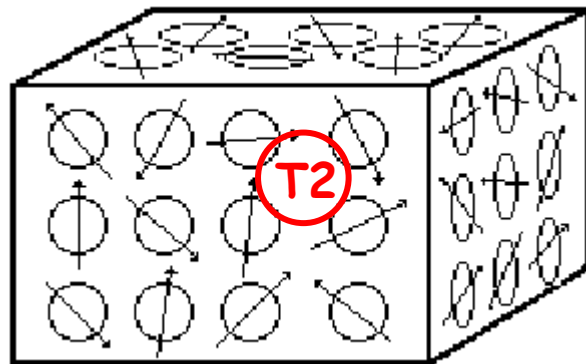
Felix BLOCH
Université de Stanford - USA

SS en absence de champ magnétique B_0

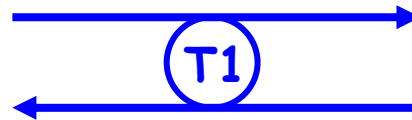
RMN impossible, même si $S \neq 0$

1- Système de Spins et réseau

Equilibre thermique et temps de relaxation



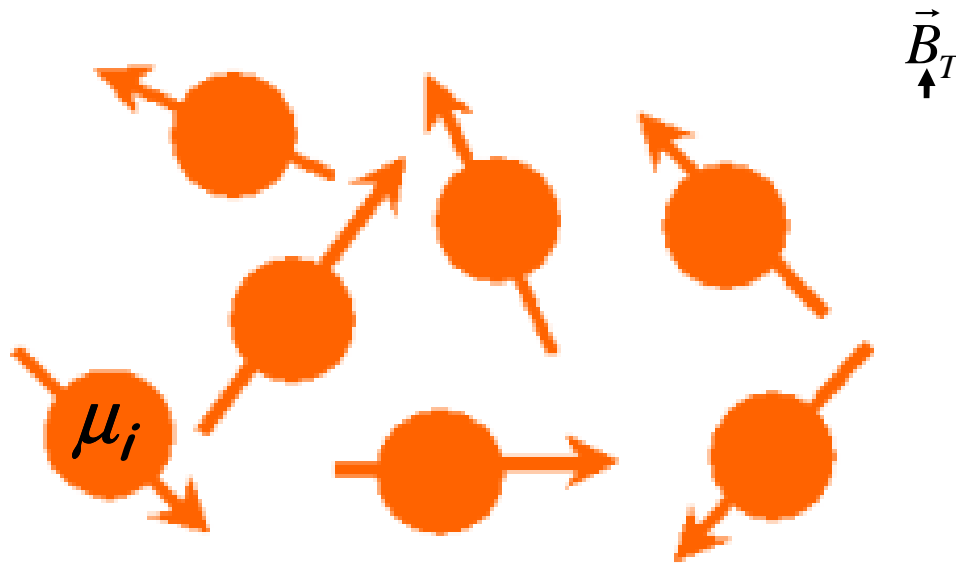
Voxel ou Système de Spins
Subit l'expérience de RMN
via les spins observés



Réseau, (spins de tout) le reste
de l'Univers, à θ° constante

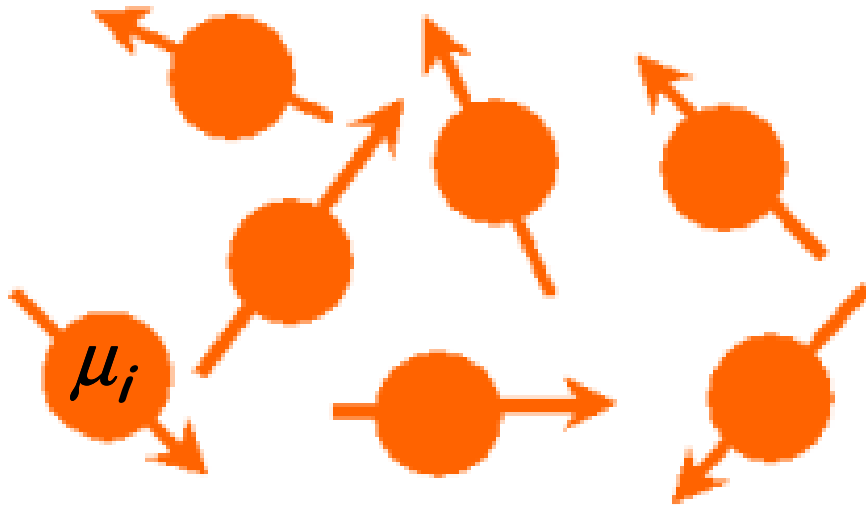
2- Le champ magnétique terrestre

Il est trop peu intense pour contrecarrer les orientations aléatoires des spins dus aux effets thermiques ambiants (310 K) et aucun voxel de notre organisme n'y est aimanté !



2- Le champ magnétique terrestre

Il est trop peu intense pour contrecarrer les orientations aléatoires des spins dus aux effets thermiques ambiants (310 K) et aucun voxel de notre organisme n'y est aimanté !



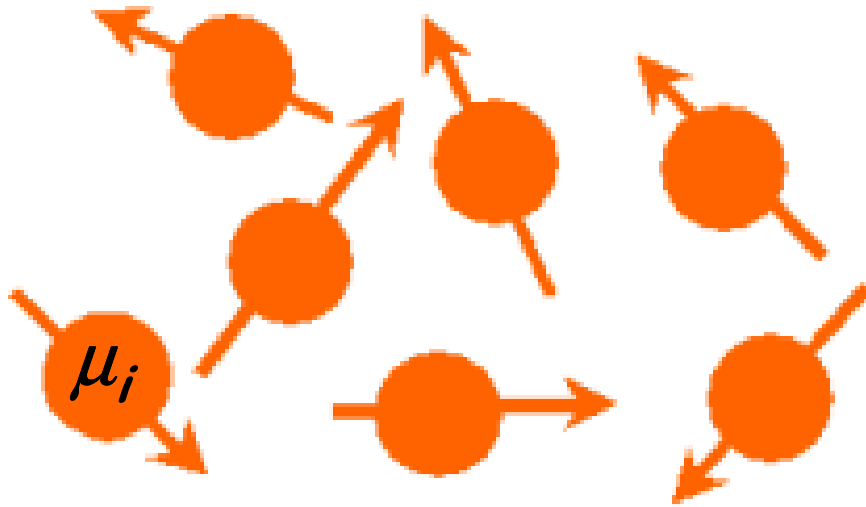
$$\vec{B}_T$$

B_{Terre} très faible $\approx 50 \mu\text{T}$

$$E_B = \gamma \cdot \hbar \cdot B_{\text{Terre}} \approx 14 \cdot 10^{-31} \text{ UI}$$

2- Le champ magnétique terrestre

Il est trop peu intense pour contrecarrer les orientations aléatoires des spins dus aux effets thermiques ambiants (310 K) et aucun voxel de notre organisme n'y est aimanté !



$$\vec{B}_T \quad B_{\text{Terre}} \text{ très faible } \approx 50 \mu\text{T}$$

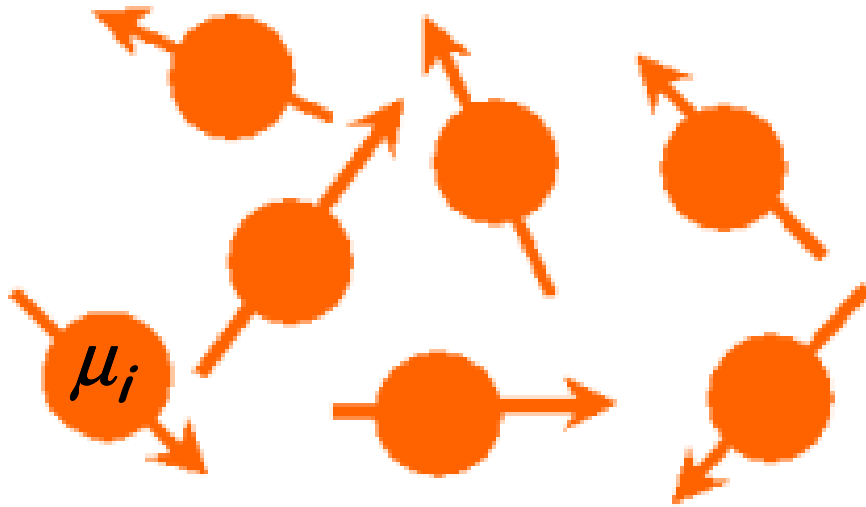
$$E_B = \gamma \cdot \hbar \cdot B_{\text{Terre}} \approx 14 \cdot 10^{-31} \text{ UI}$$

$$E_T = k \cdot T_{\text{corps}} \approx 4 \cdot 10^{-21} \text{ UI}$$

Les mouvements browniens (thermiques) sont si énergiques, à température ambiante, qu'ils ôtent aux spins toute velléité de se maintenir orientés dans B_{Terre}

2- Le champ magnétique terrestre

Il est trop peu intense pour contrecarrer les orientations aléatoires des spins dus aux effets thermiques ambiants (310 K) et aucun voxel de notre organisme n'y est aimanté !



$$B_{\text{Terre}} \text{ très faible } \approx 50 \mu\text{T}$$

$$E_B = \gamma \cdot \hbar \cdot B_{\text{Terre}} \approx 14 \cdot 10^{-31} \text{ UI}$$

$$E_T = k \cdot T_{\text{corps}} \approx 4 \cdot 10^{-21} \text{ UI}$$

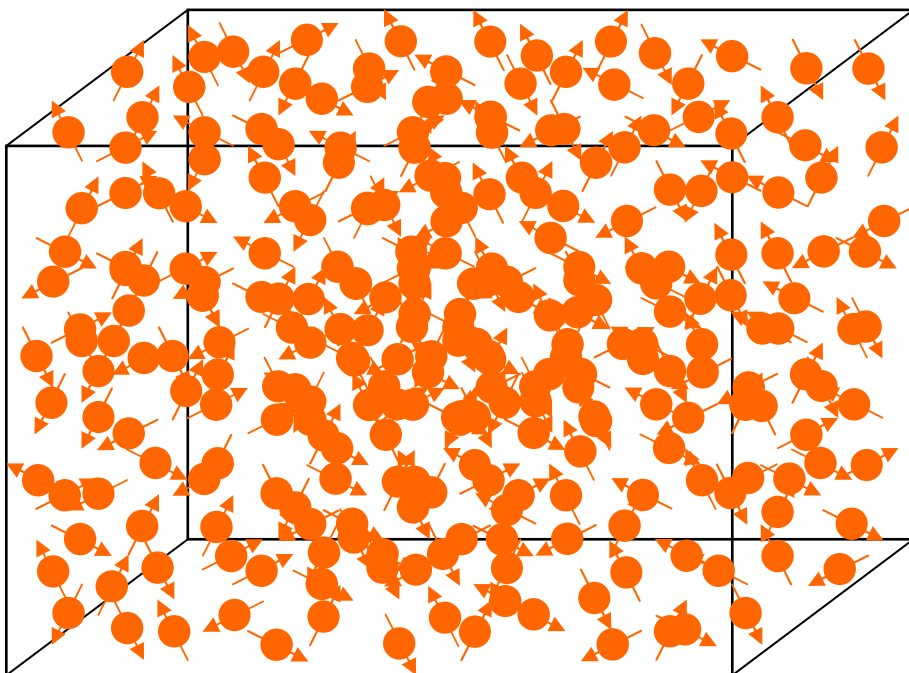
Les mouvements browniens (thermiques) sont si énergiques, à température ambiante, qu'ils ôtent aux spins toute velléité de se maintenir orientés dans B_{Terre}

$$\vec{B}_o \not\neq \Rightarrow \text{pas d'aimantation macroscopique observable : } \vec{M}_o = \sum_i \vec{\mu}_i = \vec{0}$$

3- Système de spins en l'absence de champ

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

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

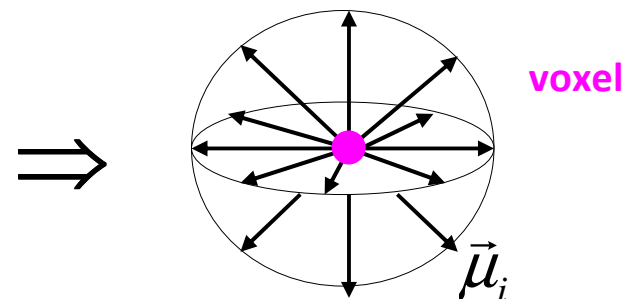


Vision microscopique d'un point voxel en IRM

$$E = -\vec{M}_o \cdot \vec{B}_o = 0$$

Dégénérescence énergétique

Répartition aléatoire des spins



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

Vision macroscopique du même voxel ()

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

Description du champ magnétique B_0 utilisé en RMN (et IRM)

Application d'un champ magnétique B_0

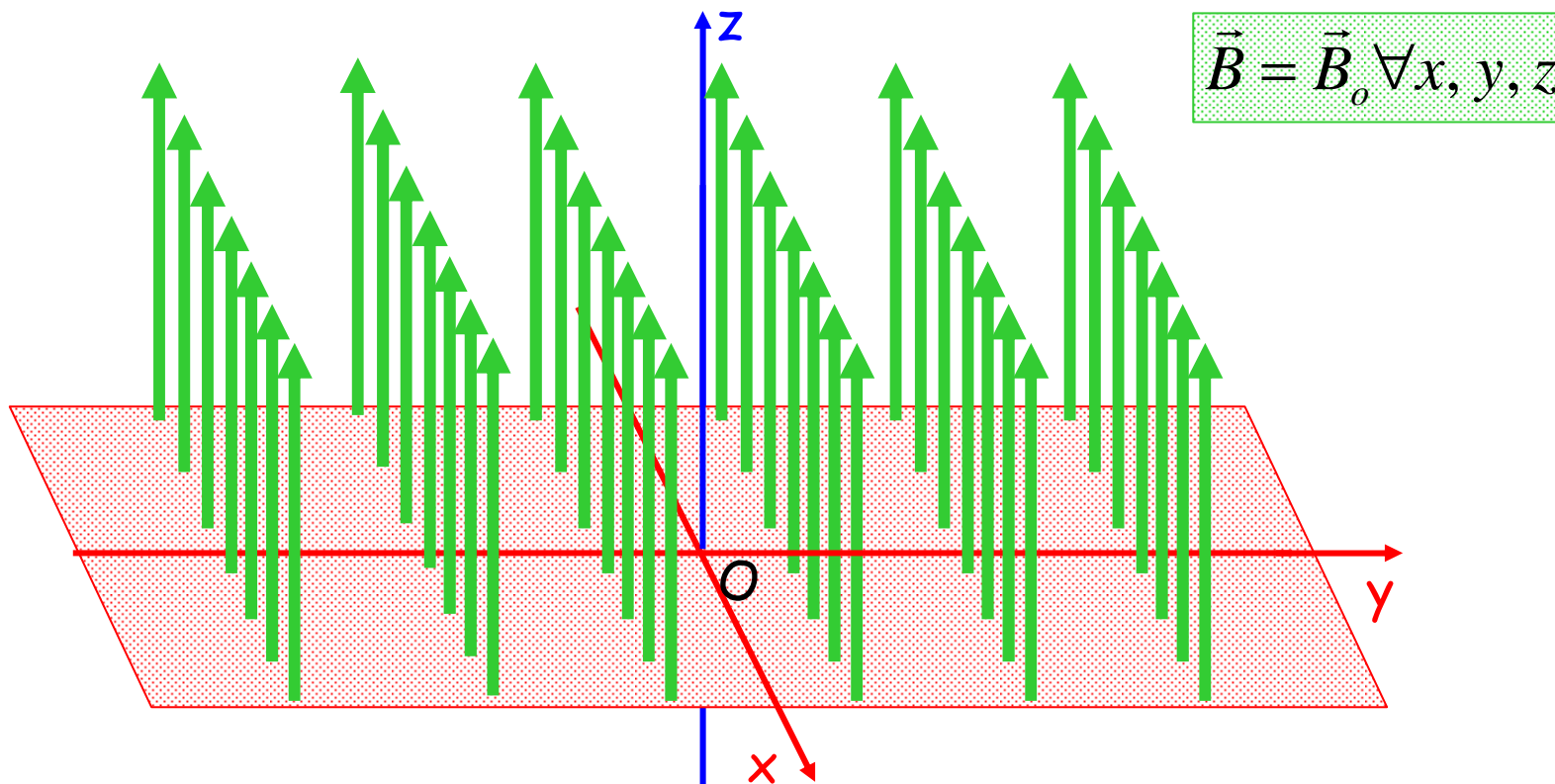
Un champ idéal est constant dans l'espace

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

$B_0 \exists$ dans l'Univers Transverse



SS en présence de champ magnétique B_0

**RMN possible car la condition nécessaire
 $S \neq 0$ devient suffisante avec B_0**

En présence du champ magnétique B_0

Remarques préliminaires

B_0 impose une direction de quantification //

L'énergie $\vec{\mu}_i \cdot \vec{B}_0$ est alors suffisante pour contrer les effets de la θ° (kT, loi de Boltzmann), génératrice de mouvements browniens et donc d'orientations aléatoires de ces spins...

Compétition entre champ appliqué et température

à la température du corps humain, les champs appliqués en IRM clinique sont 10 000 à 60 000 fois $> B_0$ terrestre

B_0 impose $m \in [-S, +S](1)$, nombre quantique magnétique, qui quantifie le module de la projection des spins sur B_0 , selon :

$$|\vec{\mu}_z| = |\vec{\mu}| \cdot \cos \theta_0 = \gamma \cdot \hbar \cdot m$$

... ce qui permet $2S+1$ orientations possibles

En présence du champ magnétique B_0 Effets énergétiques liés au produit scalaire

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

A l'échelle microscopique, on observe :

- 1- Orientation des spins dans B_0 , autant que de possibilités quantiques, à un rythme T_1 dépendant (aspect énergétique, longitudinal)
- 2- Levée de dégénérescence énergétique (effet Zeeman nucléaire), faisant apparaître \neq niveaux énergétiques
- 3- Répartition thermique des spins sur les niveaux apparus, obéissant, à l'équilibre, à la loi de Boltzmann

Conséquences macroscopiques :

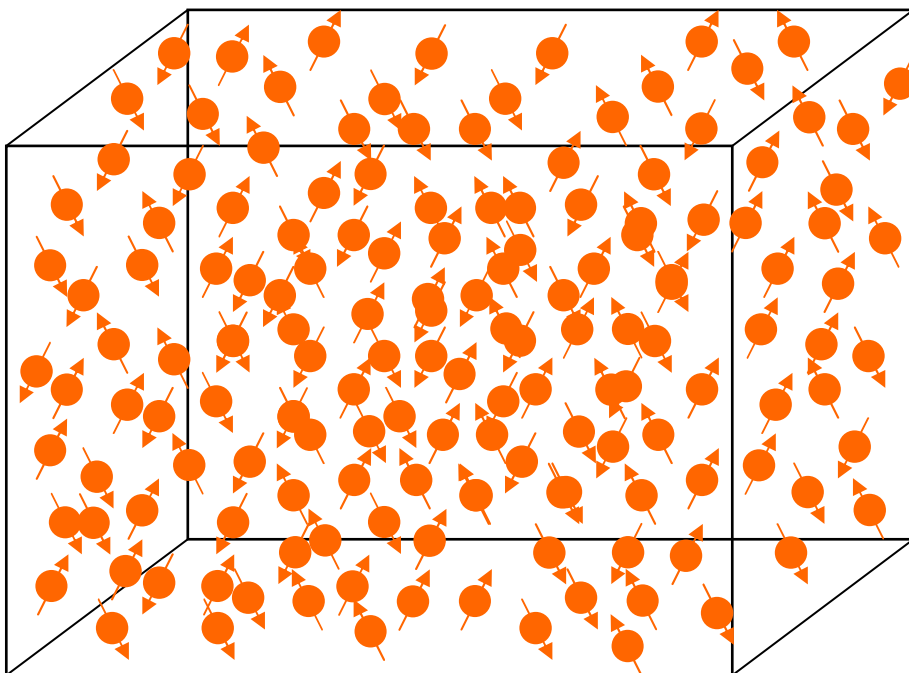
Apparition, au rythme T_1 , d'une aimantation macroscopique (donc observable), longitudinale et alignée, à l'équilibre, sur le champ B_0 imposé, et qui précesse sur elle même

Systeme de spins en presence de champ

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

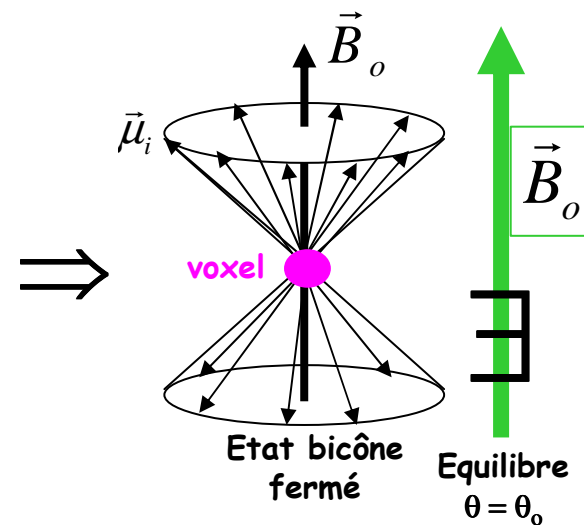
$$\vec{B}_o \exists$$

⇒ aimantation macroscopique observable



Vision microscopique d'un point voxel en IRM

Répartition organisée des spins



En présence de champ magnétique
les spins 1/2 sont répartis sur un bicône
Vision macroscopique du même voxel (●)

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

Nombre quantique magnétique dans B_0 Génération d'un bicône pour $S = \frac{1}{2}$ (^1H)

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

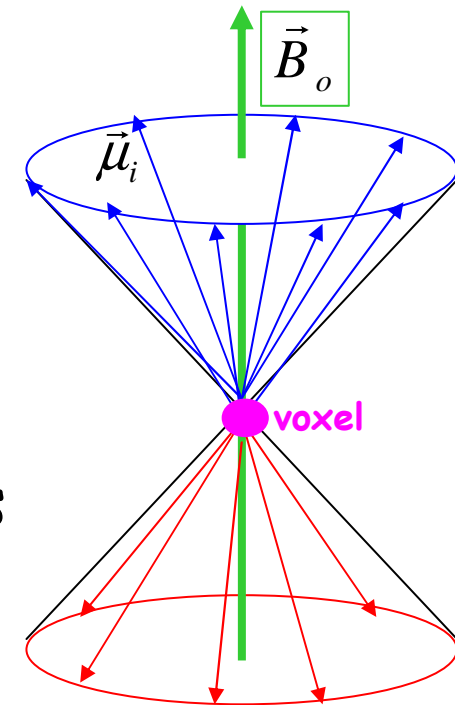
^1H , $S = 1/2 \Rightarrow m = \pm \frac{1}{2}$, 2 états possibles.

En fait les spins de même valeur de m sont répartis aléatoirement sur le demi cône correspondant, avec le voxel pour sommet ($\theta_m = \theta_{m,0}$ à l'équilibre).

$m = +1/2$, spins orientés "up", pseudo // à B_0 , répartis sur demi-cône >

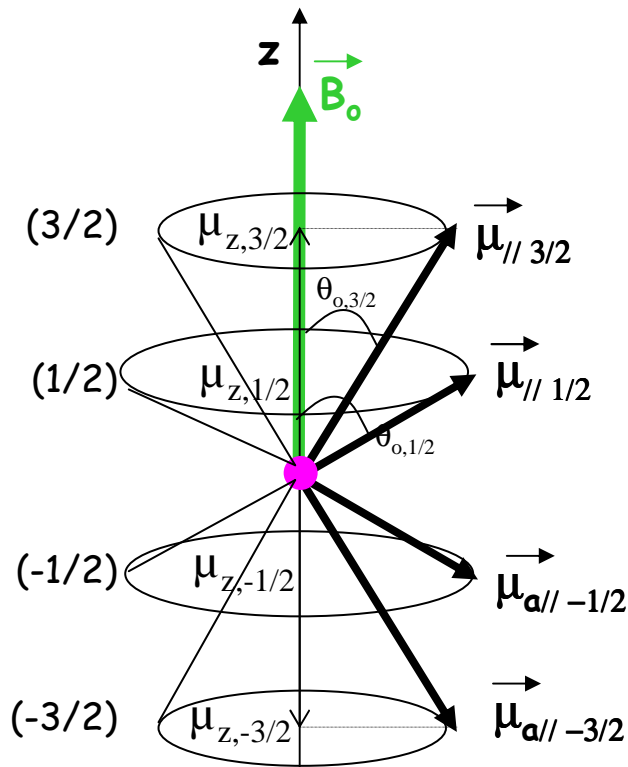
$m = -1/2$, spins orientés "down", pseudo anti// à B_0 , répartis sur demi-cône <

Dans les 2 cas, $\theta_m \geq \theta_{m,0}$, **jamais nul** : les spins ne s'alignent jamais sur B_0 , car l'énergie est quantifiée par m .



Orientation par interaction énergétique (2s+1) valeurs de m dans B₀

Pour le ²³Na, S = 3/2 ⇒ 4 états possibles (m = ± 3/2 et m = ± 1/2). Le module des projections μ_z détermine les ≠ θ_{o,m} à l'équilibre



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

$$s = 3/2$$

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

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

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

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

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

Les spins s'orientent mais ne s'alignent jamais sur B₀

Dynamique d'orientation des spins

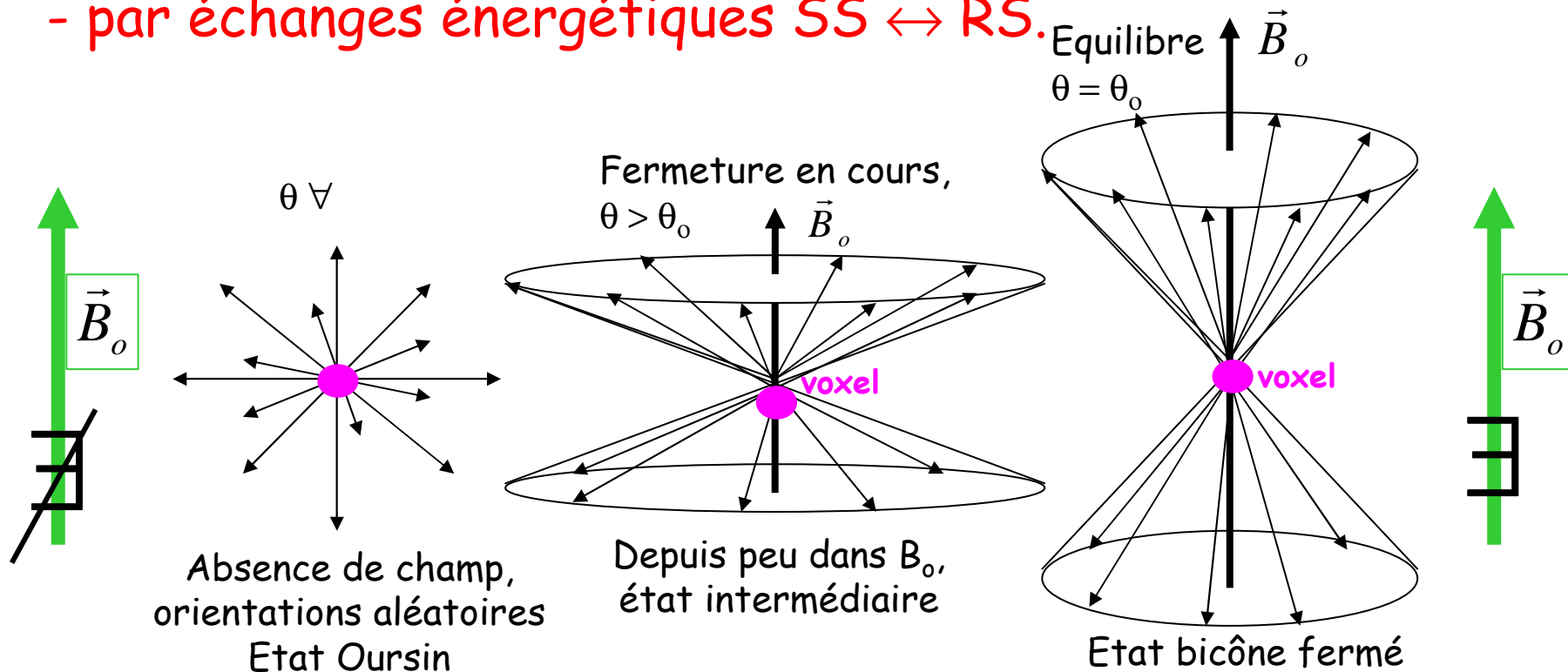
Fermeture du bicône dans B_0

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

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 $SS \leftrightarrow RS$.

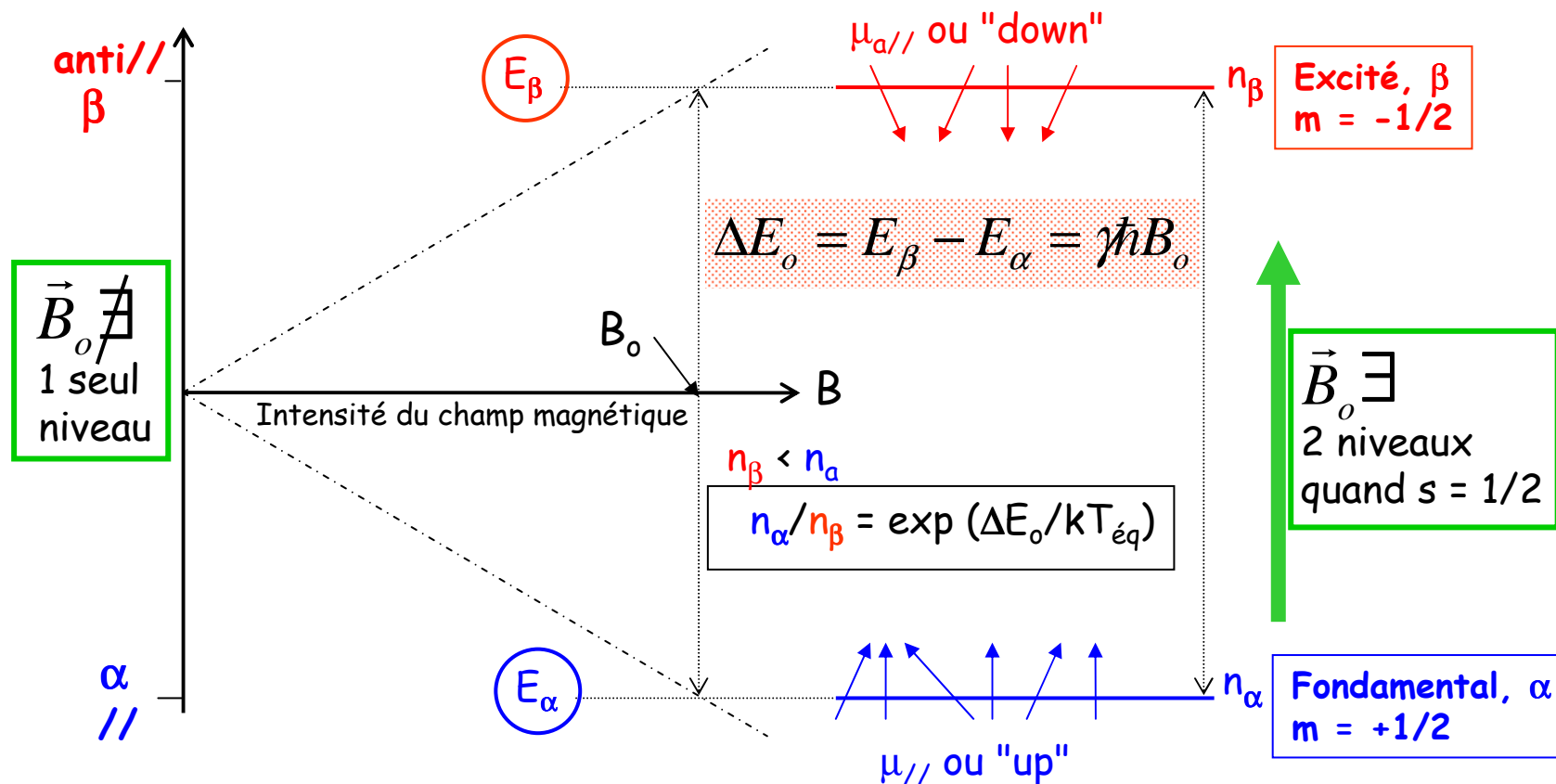


Énergie magnétique des spins dans B_0 Levée de dégénérescence énergétique

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

Spins $S = 1/2$, par ex. ^1H en IRM,

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



Populations de spins des \neq niveaux Compétition Magnétisme / Chaleur



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

$$\frac{n_\alpha}{n_\beta} = \exp\left(-\frac{E_\alpha - E_\beta}{kT_{\text{éq}}}\right)$$

k : constante de Boltzmann, T : θ° absolue (Kelvin) du SS.

$\Delta n_{\text{éq}} / N_T \approx 10^{-5}$ pour ^1H 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 !**

SS en présence du champ magnétique B_0 .

**Conséquence macroscopique :
génération d'une aimantation induite "utilisable" en
RMN**

En présence du champ magnétique B_0 Conséquence macroscopique : aimantation induite

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

$$\vec{M}_T(t) = \sum_i \vec{\mu}_{Ti} = \vec{0} \quad \text{et} \quad \vec{M}_L(t) = (n_\alpha - n_\beta)_t \cdot \vec{\mu}_z$$

La résultante globale, macroscopique, est longitudinale (M_L), alignée sur B_0 et de même sens, et ce \forall le temps t .

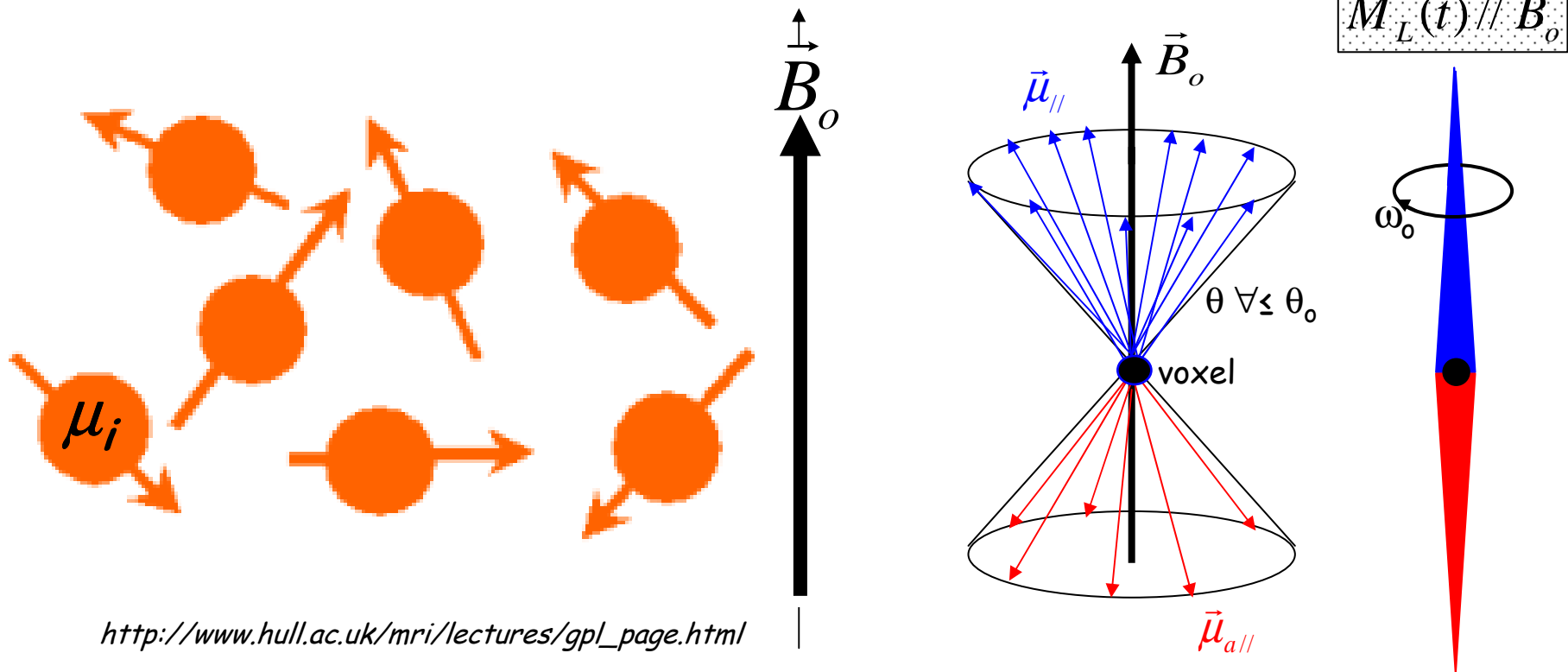
$M_L(t)$ pousse le long de B_0 et tend à l'équilibre, vers sa valeur limite (maximale) car elle croît quand le bicône se (re)ferme, au même rythme T_1 auquel s'orientent les spins, depuis l'état "oursin" vers l'état "bicône θ_0 " :

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

Conséquence macroscopique

Ainsi, l'orientation des spins dans un champ intense induit, dans chaque voxel, une aimantation macroscopique mesurable M_L

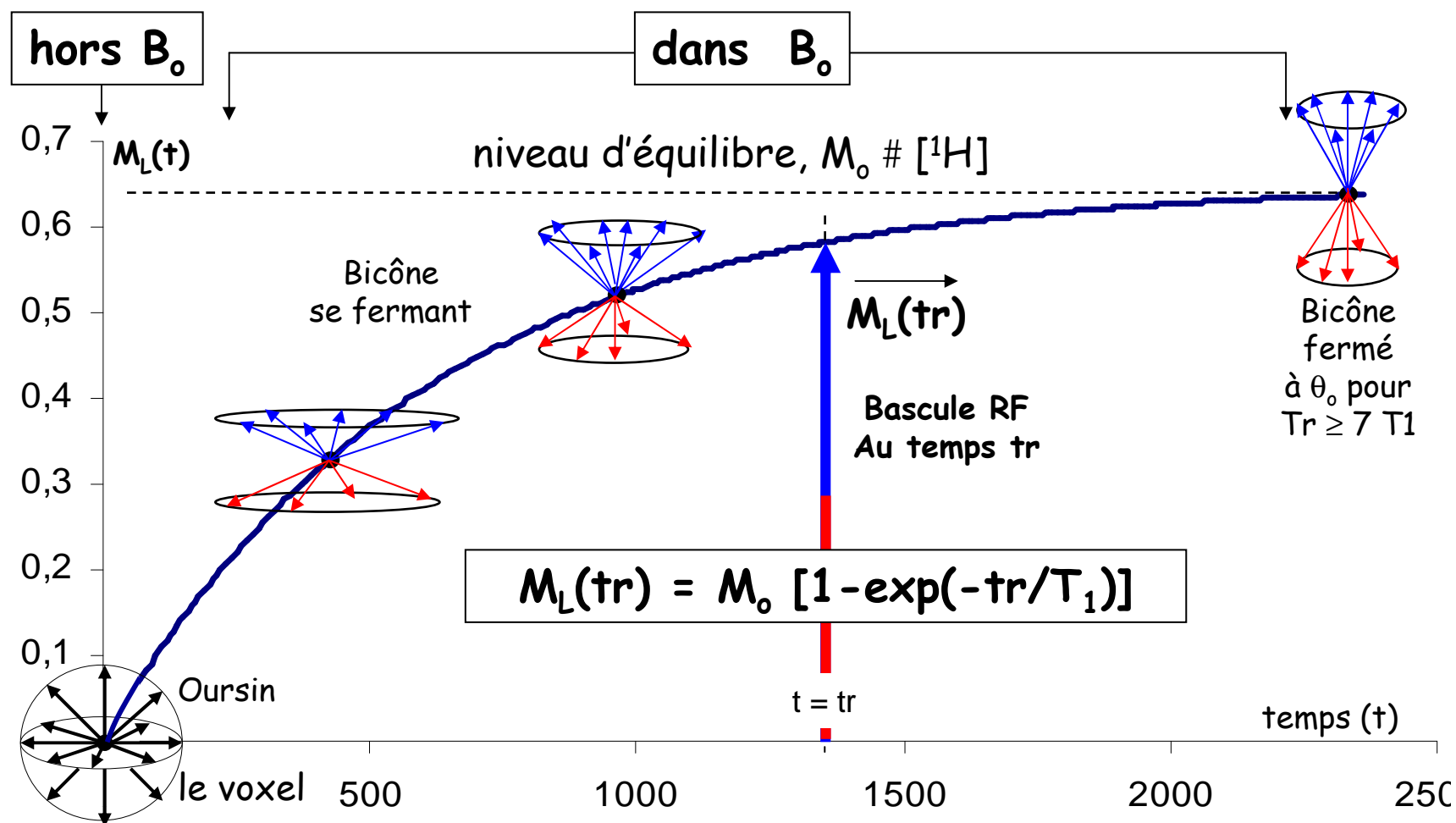
$$E_{1T} = \gamma \cdot \hbar \approx 3 \cdot 10^{-26} \text{ UI et } E_T = k \cdot T_{\text{corps}} \approx 4 \cdot 10^{-21} \text{ UI}$$



Une "boussole gyroskopique", $M_L(t)$, est induite par B_0 .
Son module est proportionnel à la densité locale en ^1H

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 $M_L(t)$**



Aimantation induite à l'équilibre, \mathbf{M}_o

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

La valeur de \mathbf{M}_o par volume de voxel est issue de l'équation d'équilibre de Boltzmann

$$\frac{\vec{M}_o}{V} = \frac{(n_\alpha - n_\beta)_{\text{éq}}}{V} \vec{\mu}_z = \frac{N_T}{V} \left[\frac{\gamma^2 \hbar^2}{4k} \right] \frac{\vec{B}_o}{T_{\text{éq}}}$$

Or $\vec{J} = \frac{\vec{M}_o}{V} = \chi_m^N \cdot \vec{H}_o$ et $\vec{B}_o = \mu_o \vec{H}_o \Rightarrow \chi_m^{\text{Tissu}} = \frac{\vec{M}_o^{\text{Tissu}}}{V \vec{H}_o} = \frac{N_T}{V} \left[\frac{\gamma^2 \hbar^2}{4k} \mu_o \right] \frac{1}{T_{\text{éq}}}$

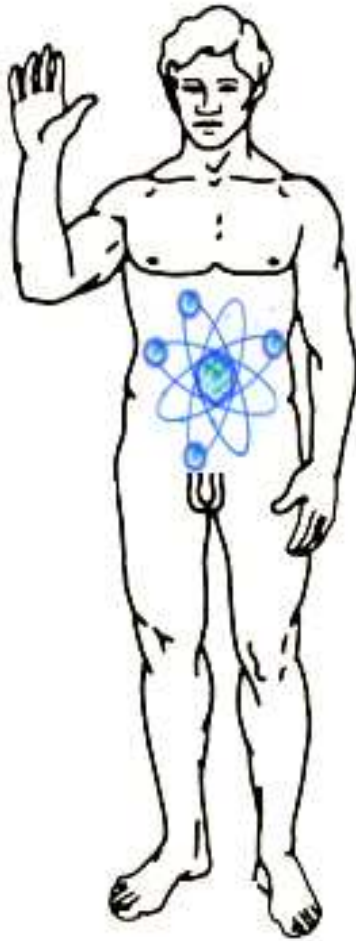
A l'équilibre, l'aimantation induite / volume de voxel est :

- proportionnelle à la densité de spins dans le voxel, N_T/V
- proportionnelle à B_o (course aux hauts champs)
- inversement proportionnelle à la θ° (interne) de l'échantillon

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

Ainsi l'IRM, qui cartographie, via leur magnétisme, la répartition des noyaux ^1H dans un organisme vivant...

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



M_0 { Quelques % de métabolites
60 à 70 % d'eau (H_2O)
Le reste de lipides ($-\text{CH}_2$)_n

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	≥ 100 % (lipides)	Très blanc

Signal d'IRM vu sous la composante tissulaire "richesse en ^1H "

SS en présence de champ magnétique B_0

**Effets mécaniques liés au produit vectoriel de B_0
avec les μ_i**

Précession de LARMOR

En présence du champ magnétique B_0
Effet mécanique lié au seul produit vectoriel

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

Contemporain des effets énergétiques

A l'échelle microscopique, il s'agit :

de la précession (Larmor) de tout spin autour de B_0 , à une fréquence caractéristique, propre au système (résonance)

Conséquences macroscopiques :

L'aimantation macroscopique induite, somme de tous les spins, précesse aussi autour de B_0 , donc sur elle même, à la même fréquence, celle de résonance du système : c'est une véritable "**boussole gyroscopique**", lui conférant des propriétés particulières si on la désaligne (excitation RMN)

En présence du champ magnétique B_0 Interaction Vectorielle et conséquences

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

Le produit vectoriel des spins avec B_0 génère un **couple mécanique de torsion**

$$\vec{\Gamma}_i = \vec{\mu}_i \wedge \vec{B}_0$$

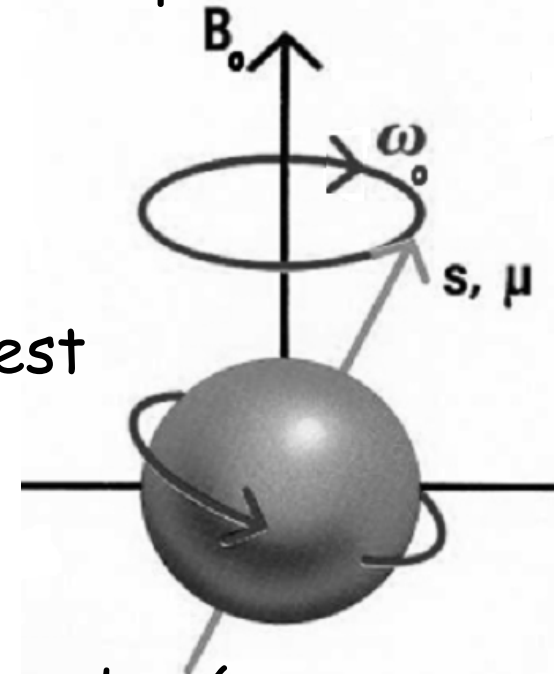
Vecteur \perp aux deux autres, il entraîne tous les spins dans une rotation autour de B_0 , sur la surface des bicônes et **dans le sens indirect** :

précession de Larmor.

La vitesse de cette **précession rétrograde** est donnée par l'équation de Larmor :

$$\tilde{\omega}_0 = 2\pi \cdot \nu_0 = -\gamma \cdot B_0$$

ω_0 est la pulsation de Larmor, ν_0 la fréquence de résonance



En présence du champ magnétique B_0 Mouvement de précession et équations de Bloch

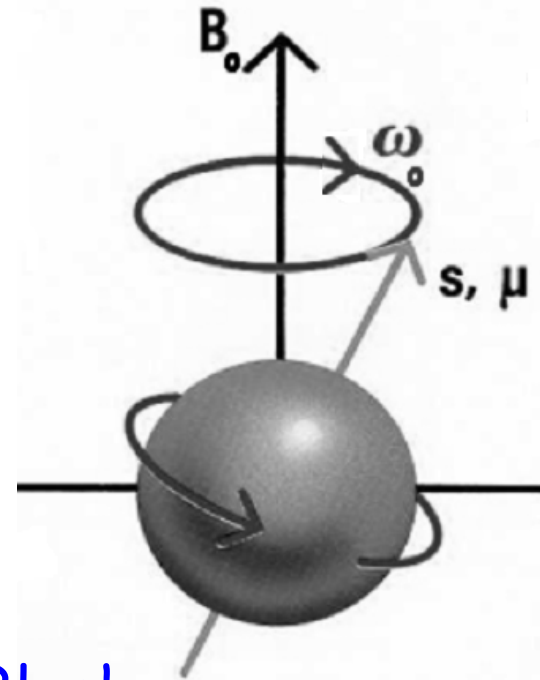
$$\vec{\mu} \wedge \vec{B}_0$$

La mécanique classique montre que

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

Ainsi,

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



...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

En présence du champ magnétique B_0 Mouvement de précession

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

Le mouvement de précession est obligatoire pour tous les spins (vecteurs aimantation) dès que B_0 existe.

Il s'effectue à la fréquence de résonance ν_0 , même pendant la repousse de M_L (orientation des spins). La vitesse angulaire $\omega_0 = \gamma B_0$ ne dépend que de la nature du noyau (par son γ) et de l'intensité du champ appliqué, B_0 .

Si le champ disparaît (même apparemment, par ex. en cas d'excitation RF à la résonance), la précession "disparaît" (au moins en apparence).

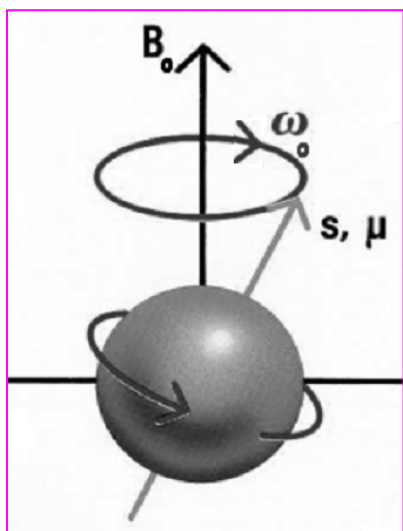
Corollaire

Si un spin apparaît fixe, c'est qu'il ne voit pas B_0 .

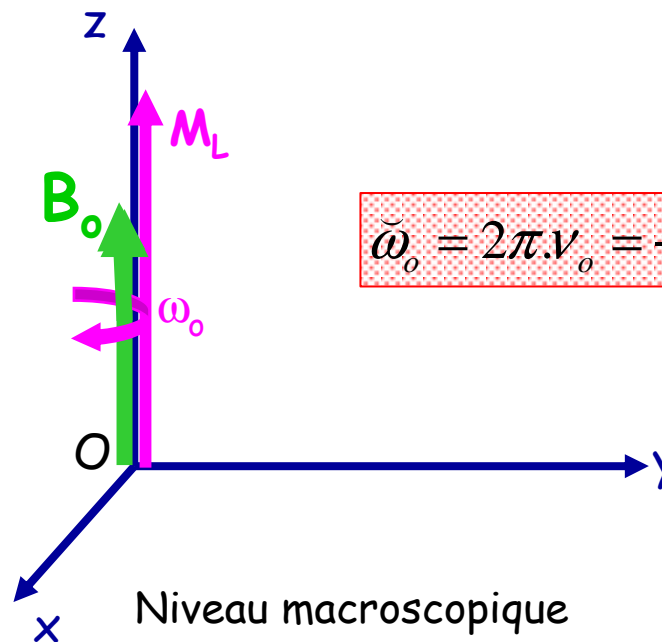
En présence du champ magnétique B_0 Mouvement de précession

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

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



Niveau microscopique



$$\tilde{\omega}_0 = 2\pi \cdot \nu_0 = -\gamma \cdot B_0$$

Niveau macroscopique

L'aimantation macroscopique est une boussole gyroscopique

Double signification de la résonance ... au travers de la relation de Larmor

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

1- La fréquence ν_0 de précession des noyaux est d'abord déterminée par la valeur de leur γ :

par exemple 42 MHz en IRM du ^1H à 1 Tesla,
ou 26 MHz en SRM du ^{31}P à 1,5 Tesla
ou encore 42 MHz en SRM du ^{13}C à 4 Tesla.

2- La fréquence ν_{eff} de précession des noyaux est aussi déterminée par la valeur B_{eff} du champ effectivement observé par eux... B_{eff} dépendant lui-même :
de ΔB technologiques ou imposés (IRM)
ou d'écrans électroniques, différents selon la chimie (SRM)

SS en présence de champ magnétique B_0

Etat (d'équilibre) dans B_0 , avant toute excitation

EN RESUMÉ

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 γ) : $\omega_0 = \gamma \cdot B_0$
(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

Excitation du SS par un photon à la résonance

Expérience de RMN

1- 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 niveaux énergétiques (demi-cônes) déséquilibre en effet le SS, diminue M_L et fait apparaître une M_T mesurable car orthogonale à B_0 .

C'est le photon qui est le lien entre l'aspect énergétique (spectroscopique) et l'aspect géométrique lié à M (boussole gyroskopique)

2- L'expérience de RMN, vision énergétique

Energie des photons et résonance

La bascule de l'aimantation induite M_L est provoquée par l'absorption de photons "excitateurs".

Or, en RMN, l'énergie du photon exciteur doit obéir exactement à la relation d'Einstein : $h\nu = \Delta E_o$

Le photon doit ainsi pulser à la fréquence propre du SS pour en influencer les spins : c'est la résonance, et

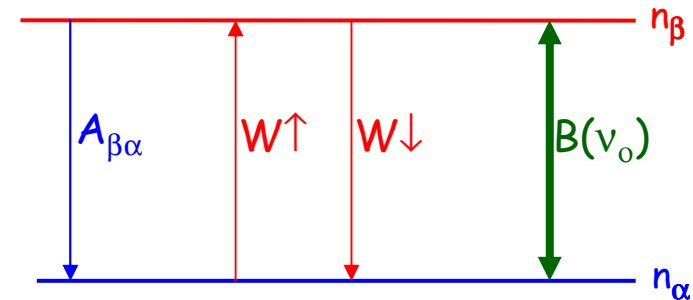
$$h\nu_o = \Delta E_o \Rightarrow h\nu_o = \gamma \frac{h}{2\pi} B_o \Rightarrow 2\pi \cdot \nu_o = \gamma \cdot B_o$$

On retrouve cet accord avec **la relation de Larmor ...**
... ce qui constitue la condition de résonance en RMN.

2- L'expérience de RMN, vision énergétique

Transitions énergétiques induites

Les probabilités $B(\nu_0)$ de pompage de spins (flip ou transitions $\alpha \rightarrow \beta$) et de retours stimulés (flop ou transitions $\beta \rightarrow \alpha$) sont égales



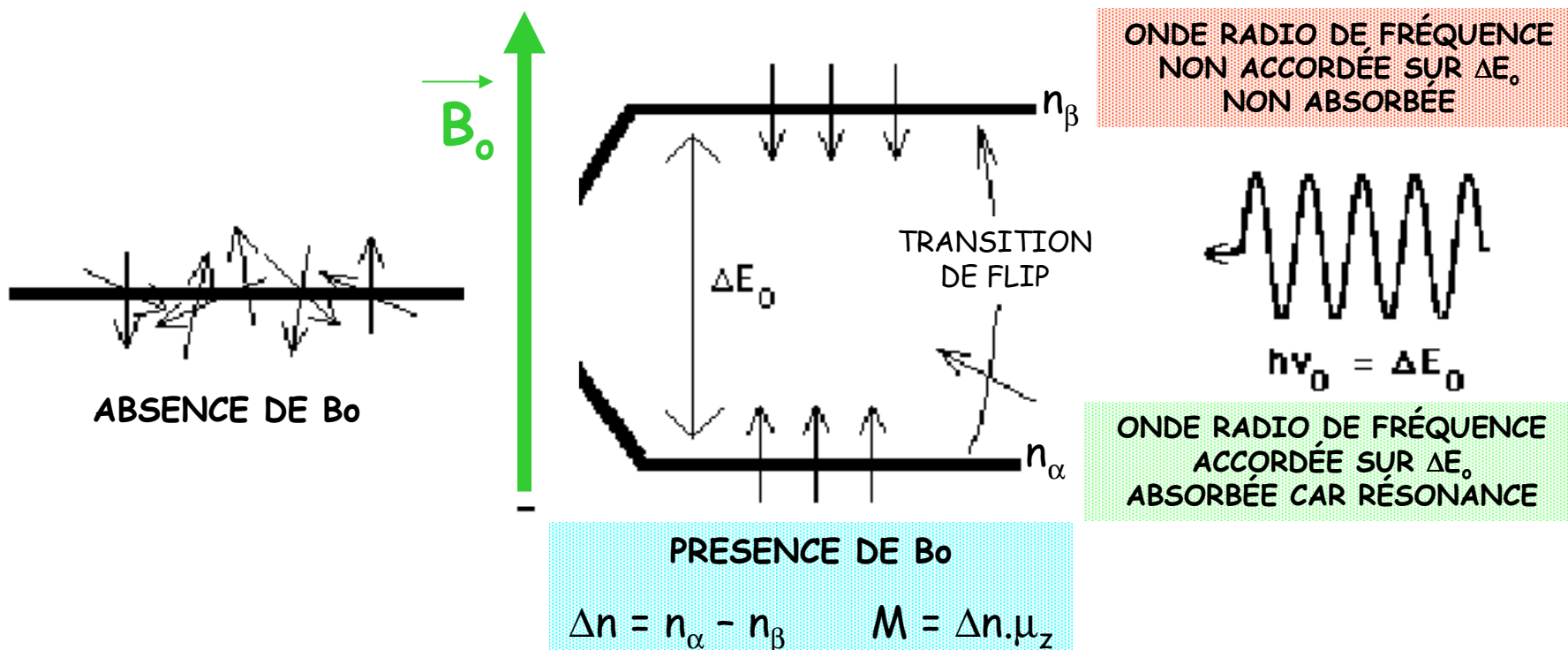
En pratique, pour un SS non encore excité et proche de l'équilibre, $n_\alpha > n_\beta$ et les photons RF "pompe" plus de spins vers β (Flip) qu'ils n'en font retourner à l'état fondamental α (Flop). C'est ce qui se passe au cours de l'expérience de RMN, pendant l'excitation du SS par le B_1 résonant de la RF (photon dont $\nu = \nu_0$).

La probabilité de retour par fluorescence, $A_{\beta\alpha}$, est nulle dans le cas de la RMN, remplacée par la relaxation magnétique.

2- L'expérience de RMN, vision énergétique

Absorption de photons à la résonance

Toute excitation RF, en dépeuplant α , tend à diminuer l'écart de population, Δn et avec, l'amplitude de M_L . Cela revient à basculer M_L "loin" de B_0 .



2- L'expérience de RMN, vision énergétique

Absorption de photons à saturation et Spin Lock ($T_{1\rho}$)

Les transitions radiatives ne dépendent que des seules B et l'on a alors

$$\frac{dn_\alpha}{dt} = -\frac{dn_\beta}{dt} = -B.n_\alpha + B.n_\beta \text{ ce qui, avec } \frac{d(n_\alpha - n_\beta)}{dt} = \frac{dn_\alpha}{dt} - \frac{dn_\beta}{dt} \text{ conduit à}$$

$$(n_\alpha - n_\beta) = (n_\alpha - n_\beta)_{\text{éq}} e^{-2B.t} = (n_\alpha - n_\beta)_{\text{éq}} e^{-t/T_{\text{sat}}} \text{ ou son équivalent :}$$

$$M_L(t) = M_o e^{-t/T_{\text{sat}}}$$

Pour atteindre la saturation il faut émettre B_1 en continu (expérience de **Spin Lock**) et finalement $M_L(\infty) = 0$: l'aimantation n'a pas disparue mais se retrouve (basculée) en transverse, alignée sur B_1 , précessant avec lui à ω_0 autour de B_0 , et de (nouveau) module $M_{oT} \propto N_T \frac{B_1}{T_{SS}} \ll M_o$ car $B_1 \ll B_0$

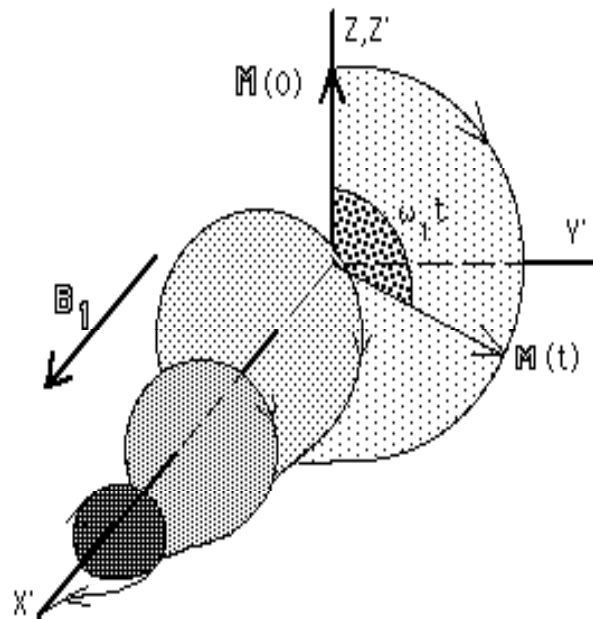
En outre, pendant que $M_L(t)$ disparaît au rythme $T_{1\text{sat}}$, la M_T qui apparaît le long de B_1 pousse au même rythme selon

$$M_T(t) = M_{oT} [1 - \exp(-\frac{t}{T_{\text{sat}}})] = M_{oT} [1 - \exp(-\frac{t}{T_{1\rho}})]$$

2- L'expérience de RMN, vision énergétique

Situation de Spin Lock (B_1 continu à résonance)

$T_{1\rho}$ caractérise la croissance le long de B_1 , donc dans le repère tournant d'une aimantation transverse. Elle précesse donc autour de B_0 à la résonance. En général $T_{1\rho} \leq T_1$



On observe bien, sur le schéma ci-dessus que, dans le repère tournant, $T_{1\rho}$ a la même signification en transverse \perp^{ment} à B_1 (pseudo T2) qu'en longitudinal sur B_1 (pseudo T1)

3- L'expérience de RMN, vision thermodynamique

Exciter les spins revient à les chauffer

Le bilan du pompage de spins est de diminuer la population de spins du niveau α au profit de celle du niveau β

Ainsi
$$\frac{n_\alpha}{n_\beta} = \exp\left(\frac{\gamma\hbar B_o}{kT_s}\right) < \left(\frac{n_\alpha}{n_\beta}\right)_{\text{éq}} = \exp\left(\frac{\gamma\hbar B_o}{kT_{\text{éq}}}\right)$$

ce qui implique $T_s > T_{\text{éq}}$

Le SS est chauffé par l'absorption des photons de RF.

Corollaire :

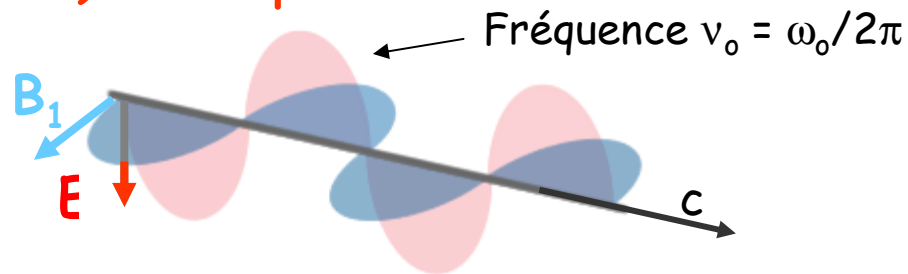
à saturation (B1 continu, Spin Lock) T_s tend vers l'infini...
 mais attention, toute aimantation transverse ne signifie pas
 une T_s infinie, pas plus qu'une inversion de M_L ne correspond
 à une T_s négative !

4- L'expérience de RMN, vision géométrique

Photon absorbé = fraction B_1 à la résonance du champ RF

Si l'énergie du photon excitateur correspondant à la résonance ($h\nu = \Delta E_0$) permet de retrouver la relation de Larmor ($\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \gamma B_0$), c'est qu'il doit exister un lien, caché dans le photon, entre ce saut énergétique et la précession (géométrique) des spins...

Voici un photon



C'est justement la fraction B_1 du photon qui, de par sa pulsation à ω_0 , porte ce lien caché en lui... En RMN en effet, le photon excitateur, en plus d'être à la résonance, doit être polarisé "sigma" pour être efficace : $B_1 \perp B_0$ donc transverse

4- L'expérience de RMN, vision géométrique

B_1 à la résonance = B_1 sinusoïdal à ω_0

Ainsi, dans le photon $h\nu$ où les champs E_1 et B_1 "pulsent" à la fréquence ν du photon...

...seule la composante magnétique B_1 est à même d'influencer les spins si elle est à la résonance et :

$$|\vec{B}_1| = B_1^0 \cos(2\pi\nu_0 t + \varphi) = B_1^0 \cos(\omega_0 t + \varphi)$$

Equivalait à ce que le champ B_1 tourne \perp^{ment} à B_0 , dans le même sens que les spins et à la même vitesse, ω_0 , afin d'être en phase avec eux et s'accorder à leur précession (le "fameux" lien caché).

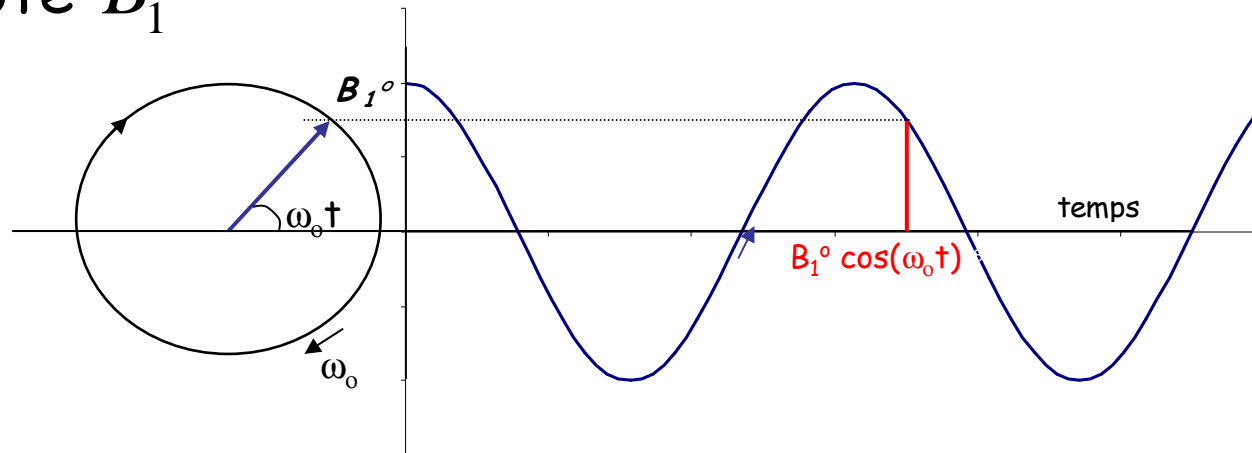
En pratique, l'intensité de B_1 est beaucoup plus petite que celle de B_0 .

4- L'expérience de RMN, vision géométrique

1^{er} artifice : B_1 sinusoïdal = B_1 tournant

$$|\vec{B}_1| = B_1^0 \cos(2\pi\nu_o t) = B_1^0 \cos(\omega_o t)$$

noté $\vec{B}_1^{v_o}$



Etat après un peu plus d'un tour

Polarisation sigma :

- B_1 doit être orthogonal à B_0 (B_1 est transverse)
- En pratique, $|B_1| \ll |B_0|$
- Pour influencer les spins μ_i , B_1 doit tourner dans le même sens (rétrograde) qu'eux

4- L'expérience de RMN, vision géométrique

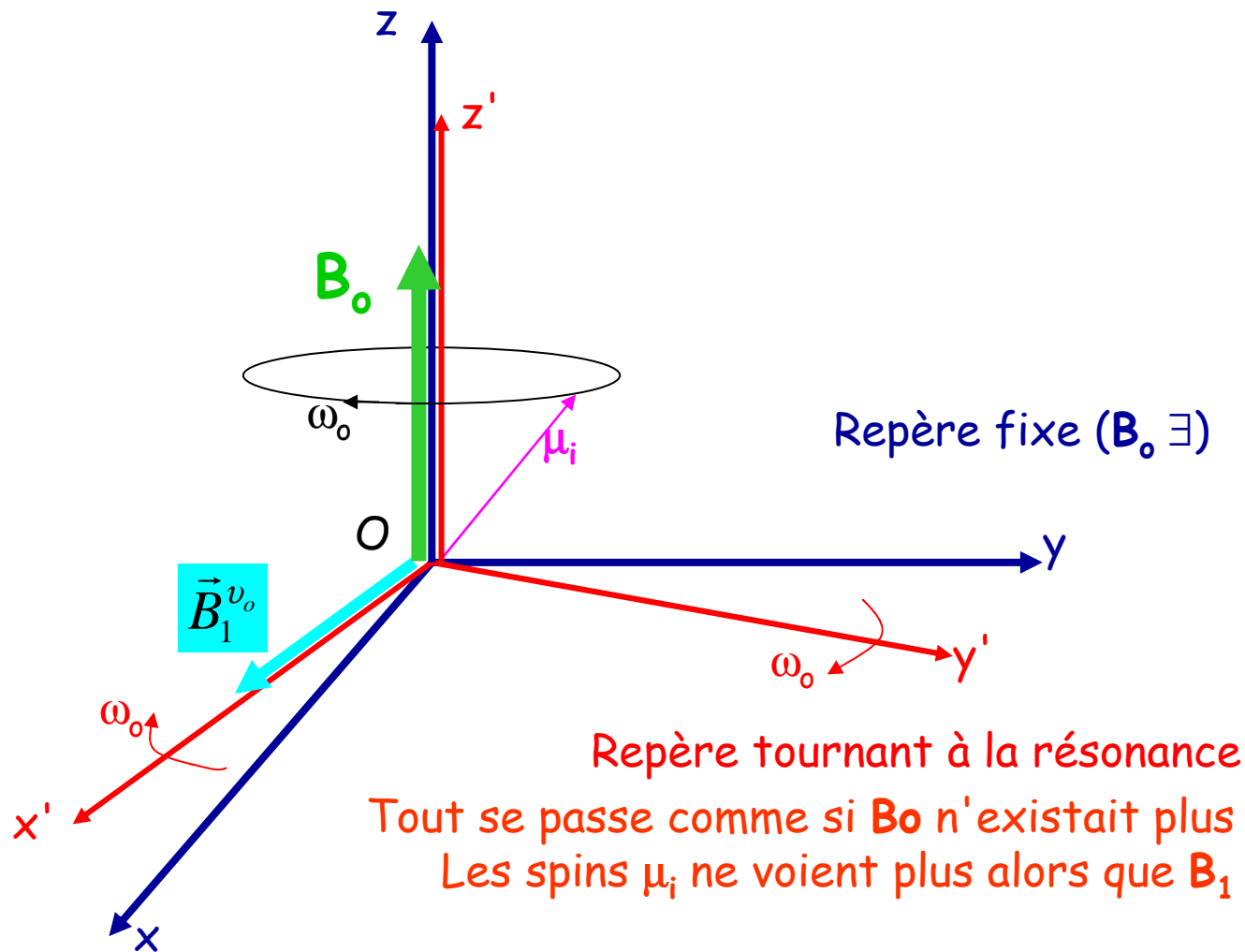
B_1 tournant génère un repère tournant à la même vitesse

Le trièdre orthonormé (Oxyz) dont l'axe Oz porte B_0 est fixé au laboratoire. Dans ce repère fixe, les spins précessent autour de B_0 à la vitesse angulaire ω_0 (précession de Larmor) : la présence de B_0 impose à toute aimantation, alignée ou non sur lui, de lui précesser autour à $\omega_0 = \gamma \cdot B_0$

On imagine un repère tournant qui n'existe que pendant l'application du champ B_1 et entraîné par lui dans sa rotation transverse à la résonance (ω_0), dans le même sens que les spins.

Dans ce repère, tous les spins apparaîtront immobiles par rapport à B_0 , comme si B_0 n'existait plus.

4- L'expérience de RMN, vision géométrique 2ème artifice, repère tournant à la résonance



2ème artifice

Remarque : repère tournant hors résonance

Rotation du repère à $-\omega$ (rétrograde) $\sim \mathbf{B}$:

$$\vec{B} = -\frac{\omega}{\gamma} \vec{k}$$

\mathbf{k} est le vecteur unitaire sur l'axe des z

D'où le champ effectif sur Oz dans repère tournant :

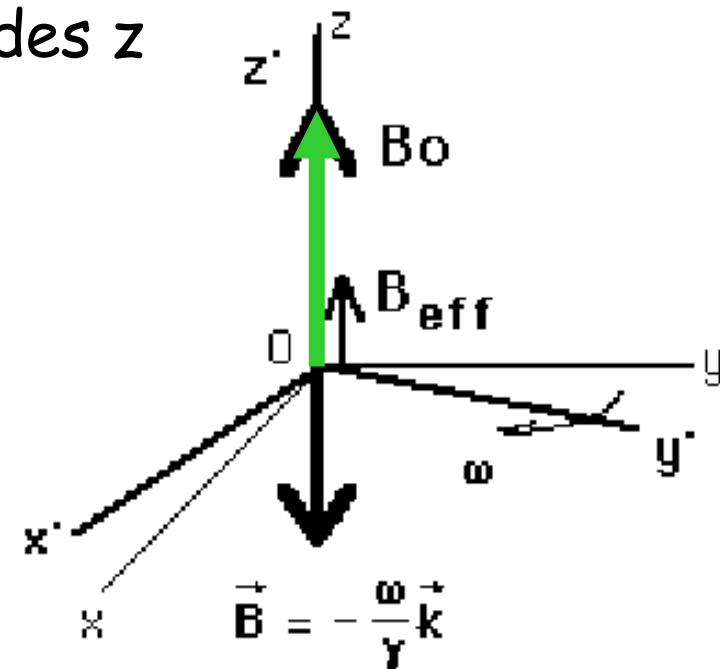
$$\vec{B}_{eff} = \vec{B}_o - \frac{\omega}{\gamma} \vec{k}$$

ce qui revient à écrire :

$$\vec{B}_{eff} = \frac{\omega_o - \omega}{\gamma} \vec{k}$$

On retrouve bien :

$$\omega = \omega_o \Leftrightarrow \vec{B}_{eff} = \vec{0}$$

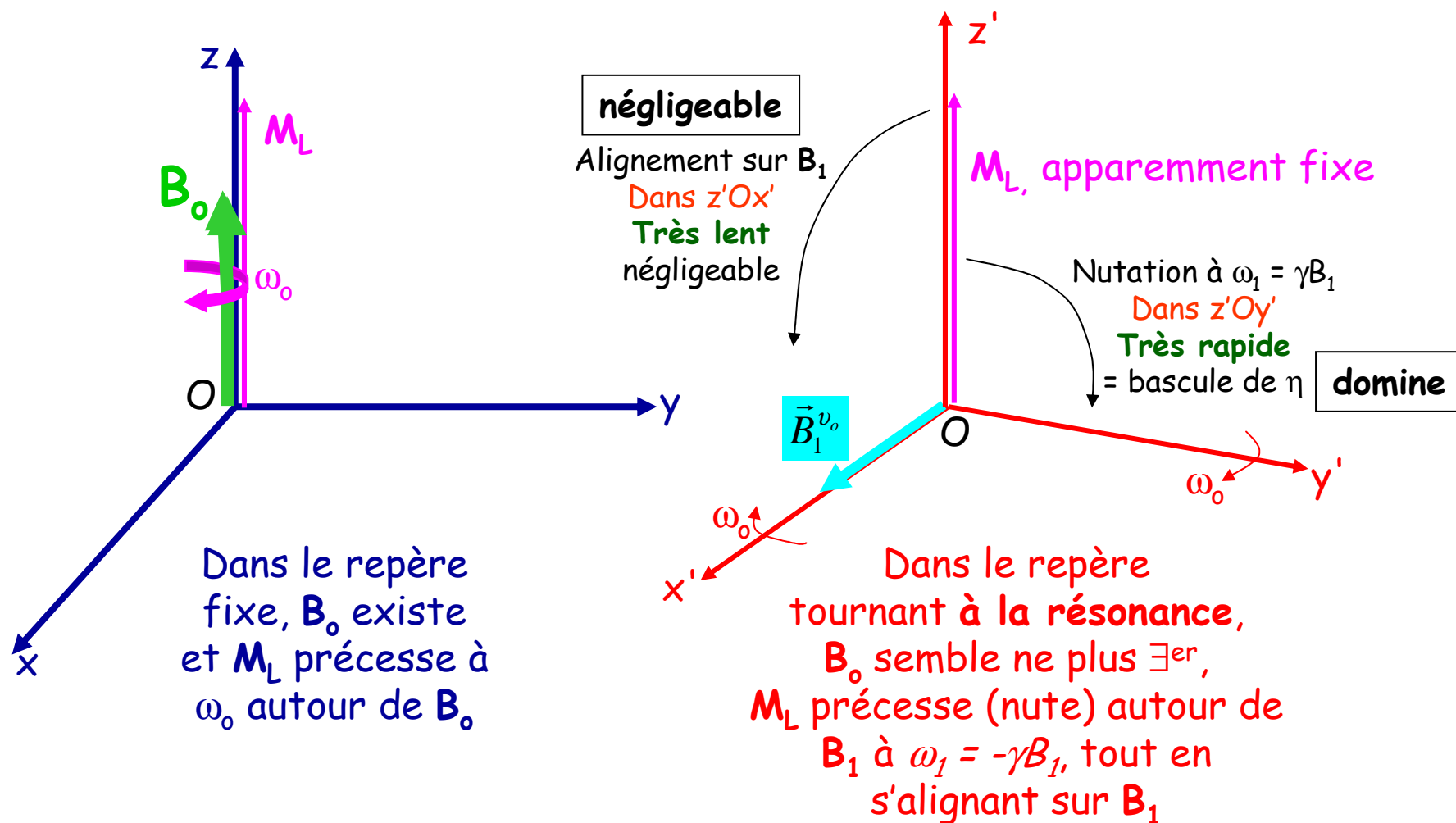


Oxyz, repère fixe
Ox'y'z', repère tournant

5- Retour sur l'expérience de RMN

Double effet d'une RF dans le repère tournant à ω_0

Nutation très rapide autour de B_1 , alignement très lent sur B_1



5- Retour sur l'expérience de RMN

Nutation et alignement de l'aimantation induite

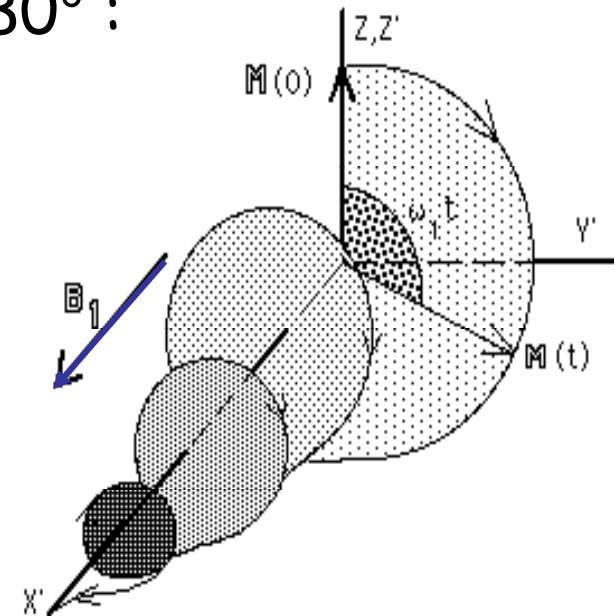
La **nutration** s'effectue dans $(z'Oy')$, avec B_1 pour axe de rotation, à la vitesse angulaire ω_1 , en même temps que M_L tend à s'aligner sur B_1 .

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 τ 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 $\eta < 90^\circ$, $M_T = M_L \cdot \sin \eta$

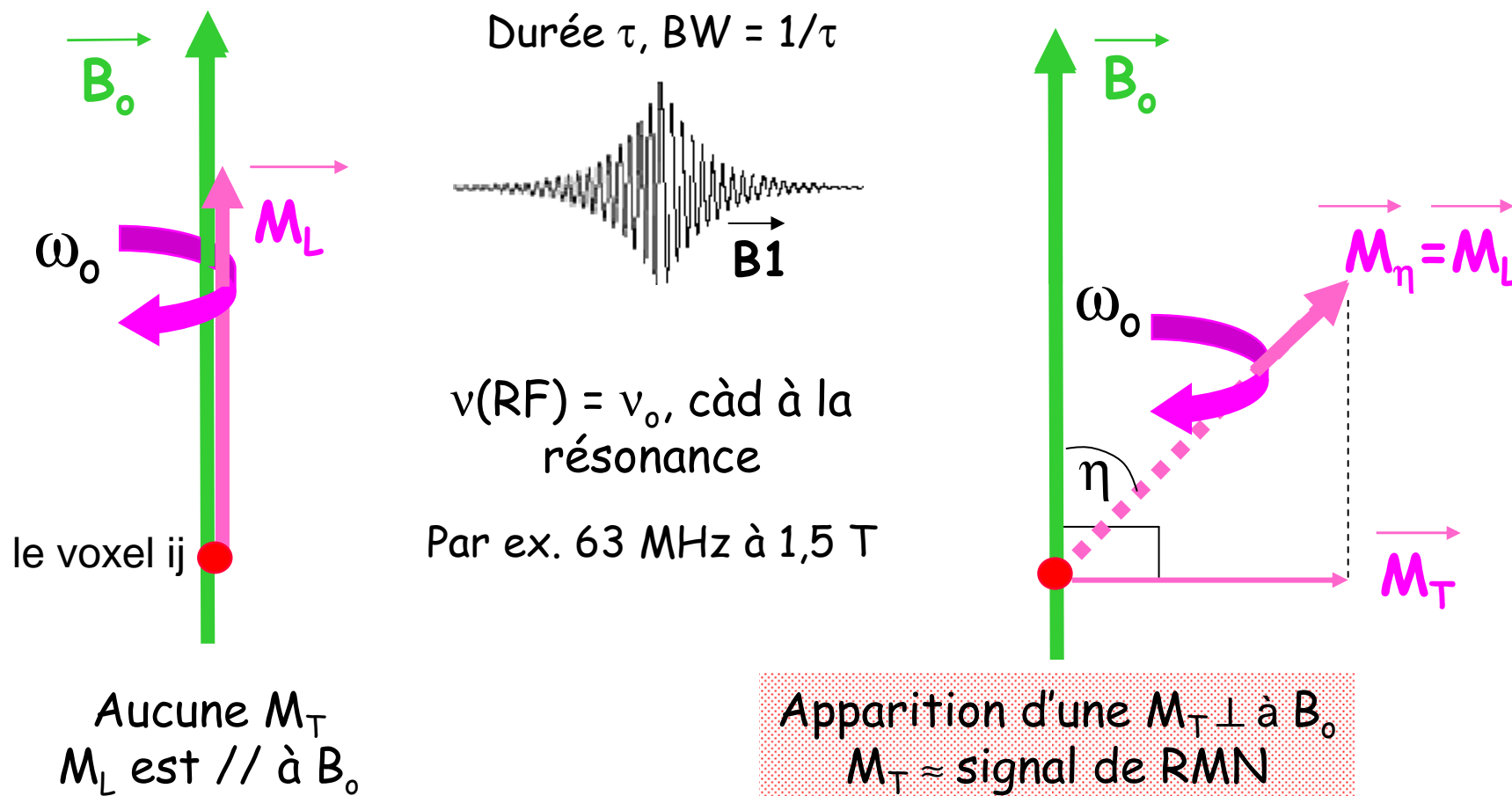
$$M_T = M_L \cdot \sin \eta = M_o \cdot [1 - \exp(-tr/T_1)] \cdot \sin \eta$$



5- Retour sur l'expérience de RMN

L'excitation RF revient à une bascule

M_L est désalignée (basculée de η) par les photons RF à la résonance (de fréquence ν_0)



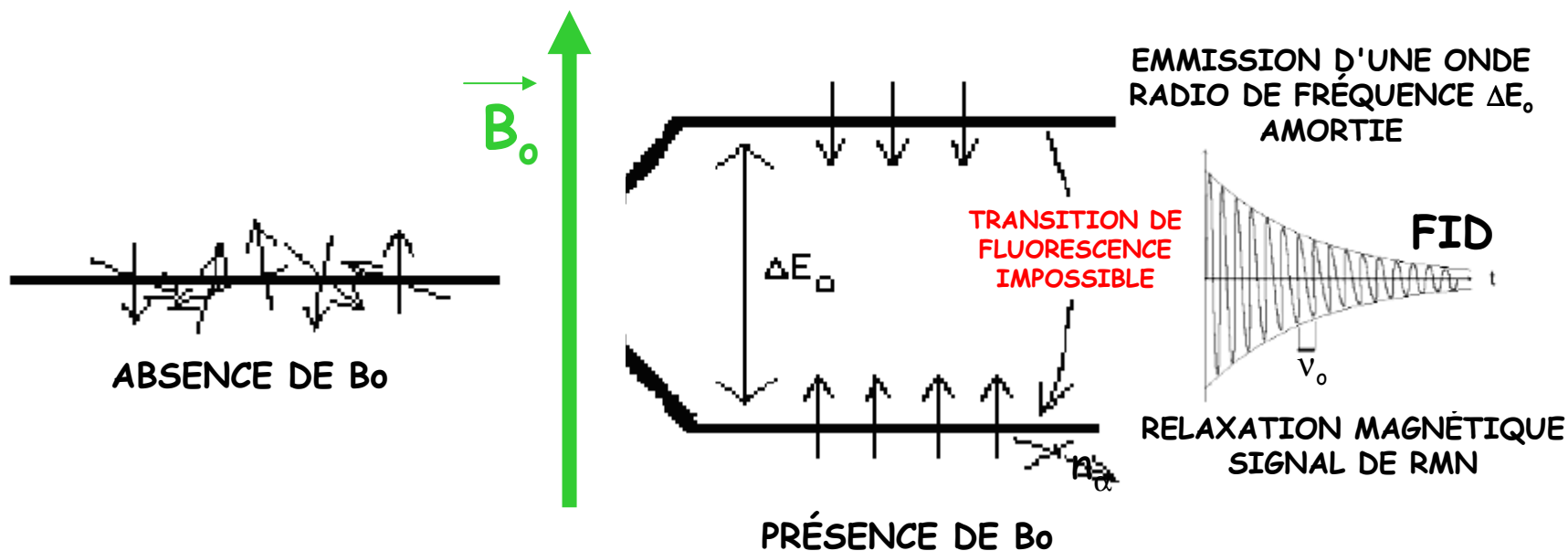
Arrêt de l'excitation RF

Retour à l'équilibre par relaxation magnétique et
signal de RMN

1- Arrêt de l'excitation, vision énergétique

Nécessité de relaxation magnétique

Pendant son retour à l'équilibre, le SS émet un signal RF amorti appelé FID (Free Induction decay)



Seules possibilités : relaxations magnétiques (croisées)

1 - Arrêt de l'excitation, vision énergétique

Le SS retourne à l'équilibre par relaxations T1 & T2

Des transitions spontanées censées permettre le retour des spins excités sur le niveau α du SS ("flop"), et donnant des photons de "fluorescence RF", ont en effet une probabilité quasi nulle : elle ne vaut que $\sim 10^{-25} \text{ sec}^{-1}$ à 30 MHz (7500 Gauss ou 0,75 Tesla pour le ^1H).

Ce processus n'intervient donc absolument pas en RMN, où aucun retour spontané à l'équilibre par "fluorescence RF" n'est possible.

Le retour à l'équilibre ne peut donc se faire que par des mécanismes de relaxation magnétique (T_1 et T_2 dépendants)

1 - Arrêt de l'excitation, vision énergétique

Désexcitation par relaxation croisée

Retour radiatif spontané (fluorescence) impossible en RF (probabilité \approx nulle).

Retour à l'équilibre par "relaxation magnétique croisée", selon 2 modes que nous considèrerons indépendants :

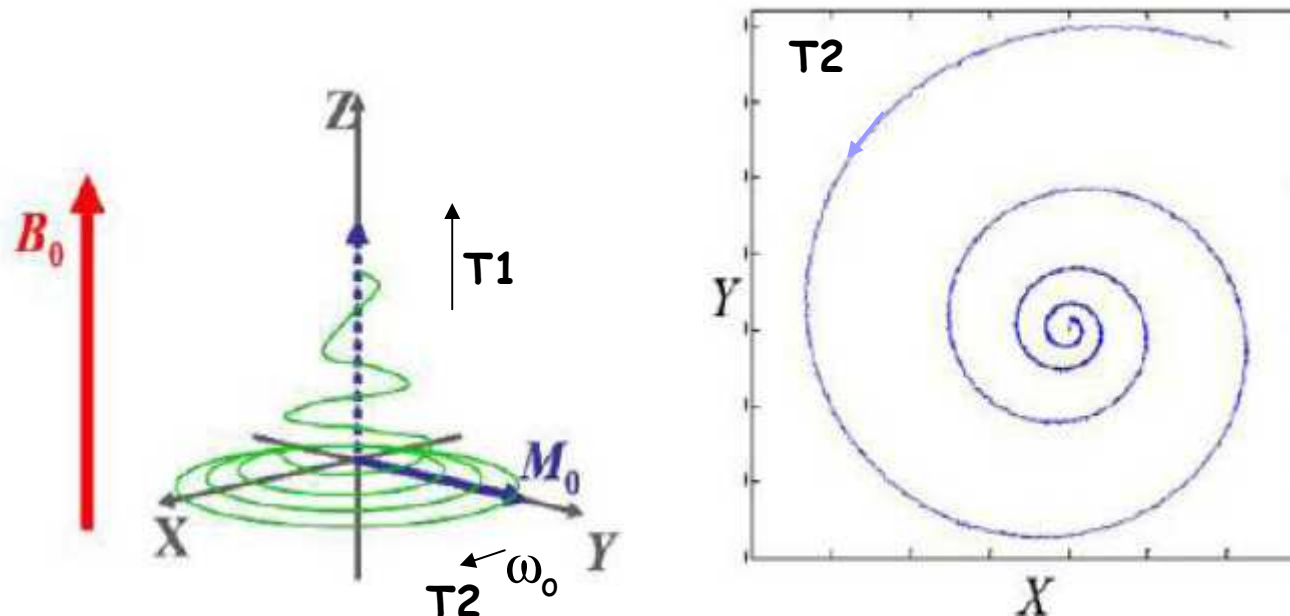
- repousse vers M_0 , le long de B_0 et au rythme T_1 , de la fraction de M_L perdue pendant la bascule ;
- disparition de toute M_T , à un rythme T_2 . Les effets sont perçus comme ceux d'une émission RF donnant le signal de RMN (FID), oscillation à la résonance amortie en T_2 .

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

2- Temps de relaxations magnétiques

Cas des tissus biologiques où $T_1 \approx 10 \times T_2$

Dans tissus biologiques, $T_1 \approx 10T_2$, la repousse de M_L et la disparition de M_T se font en apparence sans relation : éventail qui s'ouvre (en transverse) plus vite que ne se referme le parapluie (en longitudinal).



2- Temps de relaxations magnétiques

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 θ° au sein même du réseau) :

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

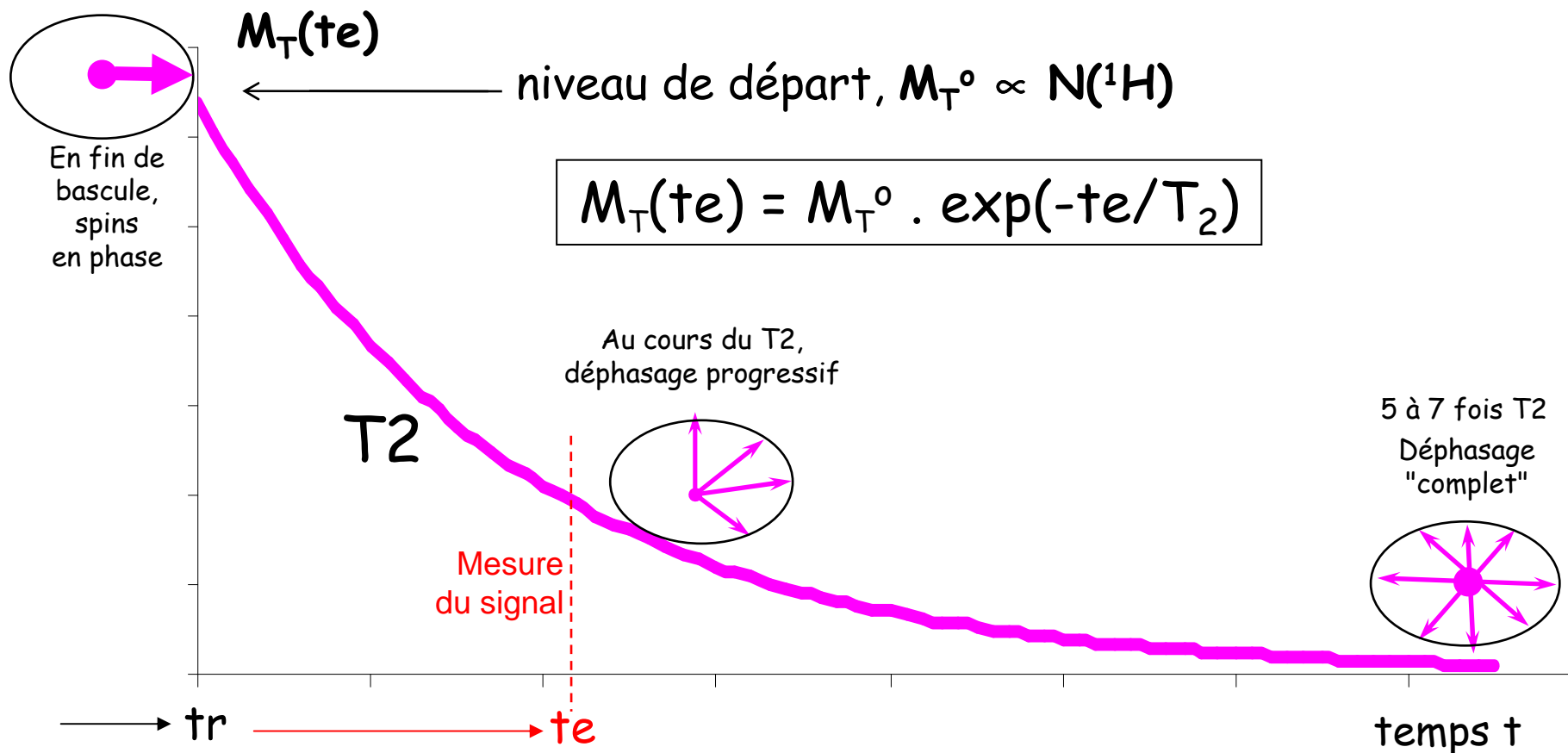
M_T disparaît de façon exponentielle décroissante, à son propre rythme T_2 , temps de relaxation "transversal" ou "spin-spin", ne mettant en jeu que des processus entropiques (les spins se déphasent en échangeant de l'énergie qu'entre eux, sans échange de θ° avec le réseau) :

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

2- Temps de relaxations magnétiques

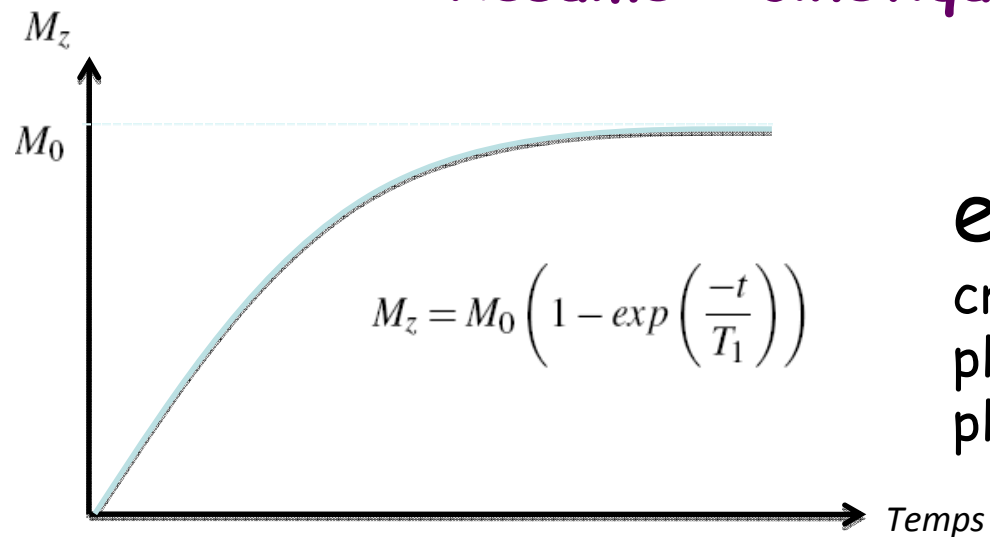
Le Temps de Relaxation T2

T₂ rythme la disparition du signal, c'ad de toute composante transverse, M_T, par déphasage des spins



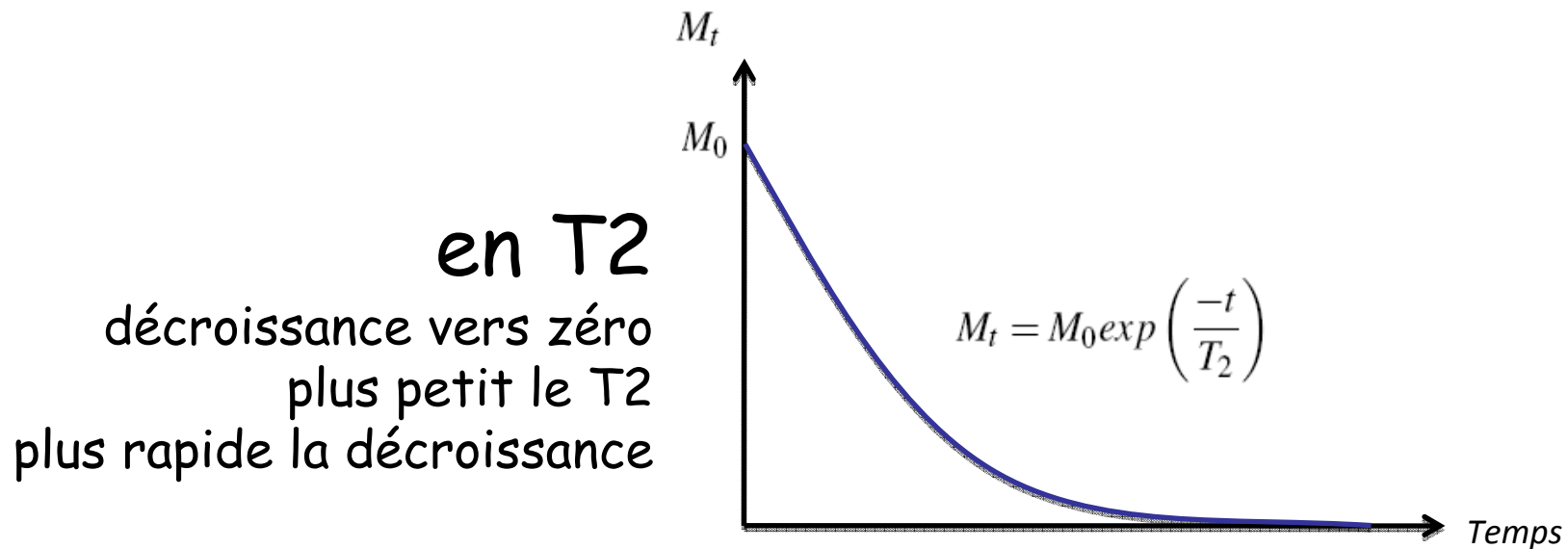
2- Temps de relaxations magnétiques

Résumé : cinétiques en T1 & T2



en T1

croissance saturante vers M_0
plus petit le T1
plus rapide la croissance



en T2

décroissance vers zéro
plus petit le T2
plus rapide la décroissance

2- Temps de relaxations magnétiques

Propriétés de T1 & T2

T1

Temps de relaxation Spin-Réseau

Croissance saturante de M_L vers M_0

Phénomène longitudinal et énergétique

Plus petit le T_1 , plus rapide la croissance

T2

Temps de relaxation Spin-Spin

Décroissance de M_T vers zéro

Phénomène transversal et entropique

Plus petit le T_2 , plus rapide la décroissance

4- Arrêt de l'excitation, Bilan

Bilan de la bascule de η via une RF (B1) de durée τ

Avant la RF, pendant la croissance de l'aimantation

$$M_L(tr) = M_0 \cdot [1 - \exp(-tr/T1)]$$

$$M_T(tr) = 0$$

En fin d'excitation du SS par la RF (bascule de η)

$$M_L(tr+\tau) = M_L(tr) \cdot \cos\eta$$

$$M_T(tr+\tau) = M_T^\circ = M_L(tr) \cdot \sin\eta$$

Retour à l'équilibre en fin de bascule RF

M_L repousse (à nouveau) vers M_0 au rythme T1

M_T , qui doit disparaître, tend vers zéro au rythme T2

$$M_T(tr+\tau+te) = M_T(tr+\tau) \cdot \exp(-te/T2)$$

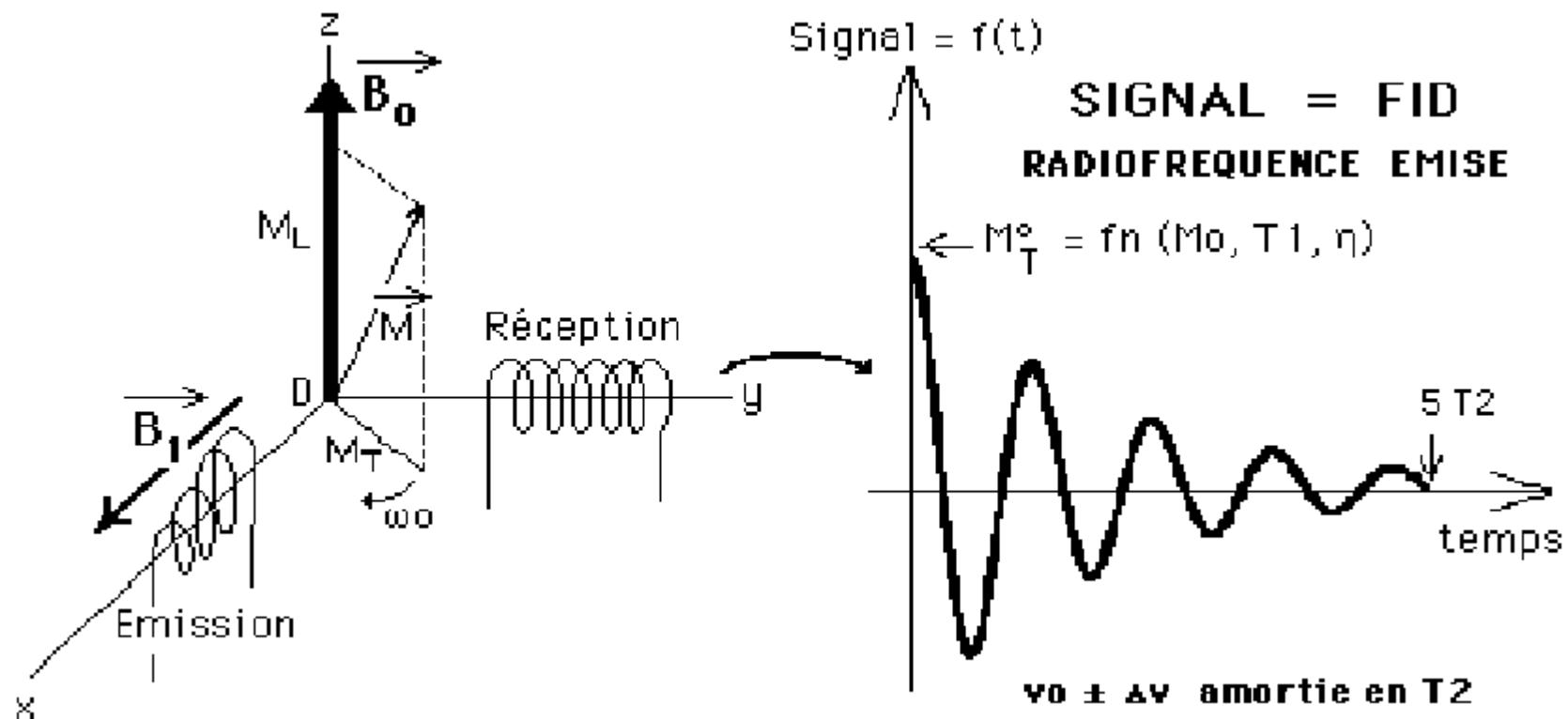
Le signal de RMN est formé de $M_T(te)$ qui précesse à ω_0

Recueil du signal
et
séquences RMN

1- Recueil du signal et séquences RMN

Aimantation transverse en fin de bascule et FID

Antenne RF détecte disparition à ν_0 de M_T au cours de sa précession autour de B_0



FID : Free Induction Decay, Signal de Précession Libre

1 - Recueil du signal et séquences RMN

Notion de séquence (de) RMN

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 :

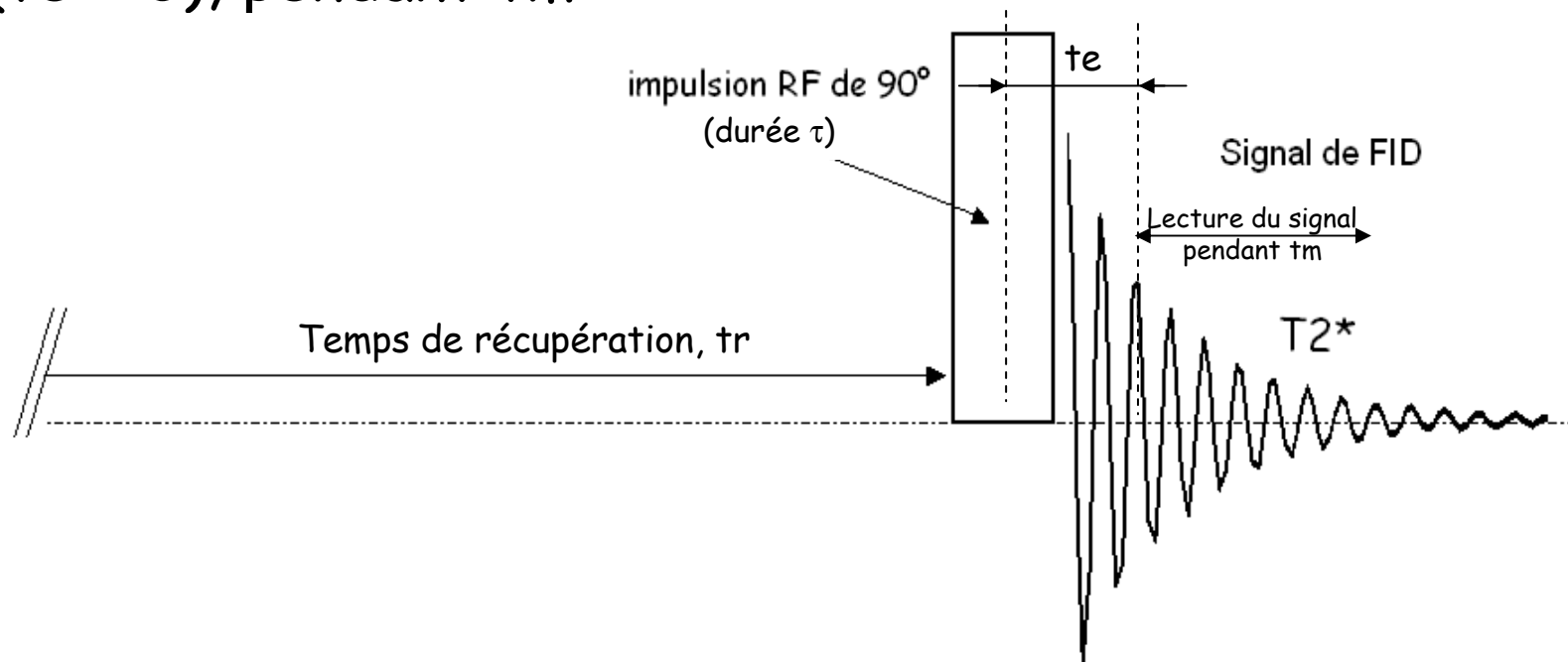
- Induire \mathbf{M}_L le long de \mathbf{B}_0 (rythme T_1)
- Bascule de \mathbf{M}_L par une RF (\mathbf{B}_1) à la résonance, génère \mathbf{M}_T
- Recueil du signal pendant la disparition de \mathbf{M}_T (rythme T_2)

1- Recueil du signal et séquences RMN

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



3- 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 ω_0) de durée τ . 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 le FID ou l'écho dont le contenu global est donné par :

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

3- Expression du signal dans une séquence type

Contenu simplifié et caractères

Si l'on tient compte du caractère oscillatoire résonant du signal de RMN, acquis pendant t_m

$$\text{Signal} = M_T^o(\eta).e^{-te/T_2}.cos(2\pi\nu_o tm+\varphi)$$

avec

$$M_T^o(\eta) = k.N(^1H).(1-e^{-tr/T_1}).sin\eta$$

M_o , via $N(^1H)$, T_1 et T_2 sont dits paramètres intrinsèques...
Propres à chaque tissu, ils évoluent selon les pathologies

t_e , t_r et η sont dits paramètres extrinsèques, contrôlables
par le médecin pour ajuster les contrastes en IRM

4- Des paramètres intrinsèques...

Dépendances physio-pathologiques de M_0 , T_1 & T_2

La densité de protons, $N(^1\text{H})$ ou M_0 , liée au degré d'hydratation et/ou de lipidation des tissus, fournit des contrastes de type tomodensitométrique.

Les temps de relaxation T_1 et T_2 modulent le signal de base donné par M_0 . Leur valeur dans les tissus est liée à la dynamique locale de l'eau mais elle dépend aussi de paramètres physique tels la température du milieu, la présence d'éventuelles sources de relaxation, d'origine paramagnétique par exemple (électrons célibataires de produits de contraste endo- ou exogènes), de la nature du tissu, du cycle cellulaire, ... Elle évolue en outre avec la pathologie, conférant à l'IRM sa grande valeur diagnostique potentielle.

4- Des paramètres intrinsèques... Dépendances physico-chimiques de T1 & T2

La valeur des T_1 et T_2 (tissulaires par ex.) dépend ainsi, entre autres facteurs, de la viscosité du milieu.

C'est ainsi que l'os cortical (solide) est invisible en IRM : son signal pousse très lentement (T_1 très grand), vers une densité de ^1H très faible (très peu d'eau dans l'os !), et disparaît trop vite (T_2 très petit)...

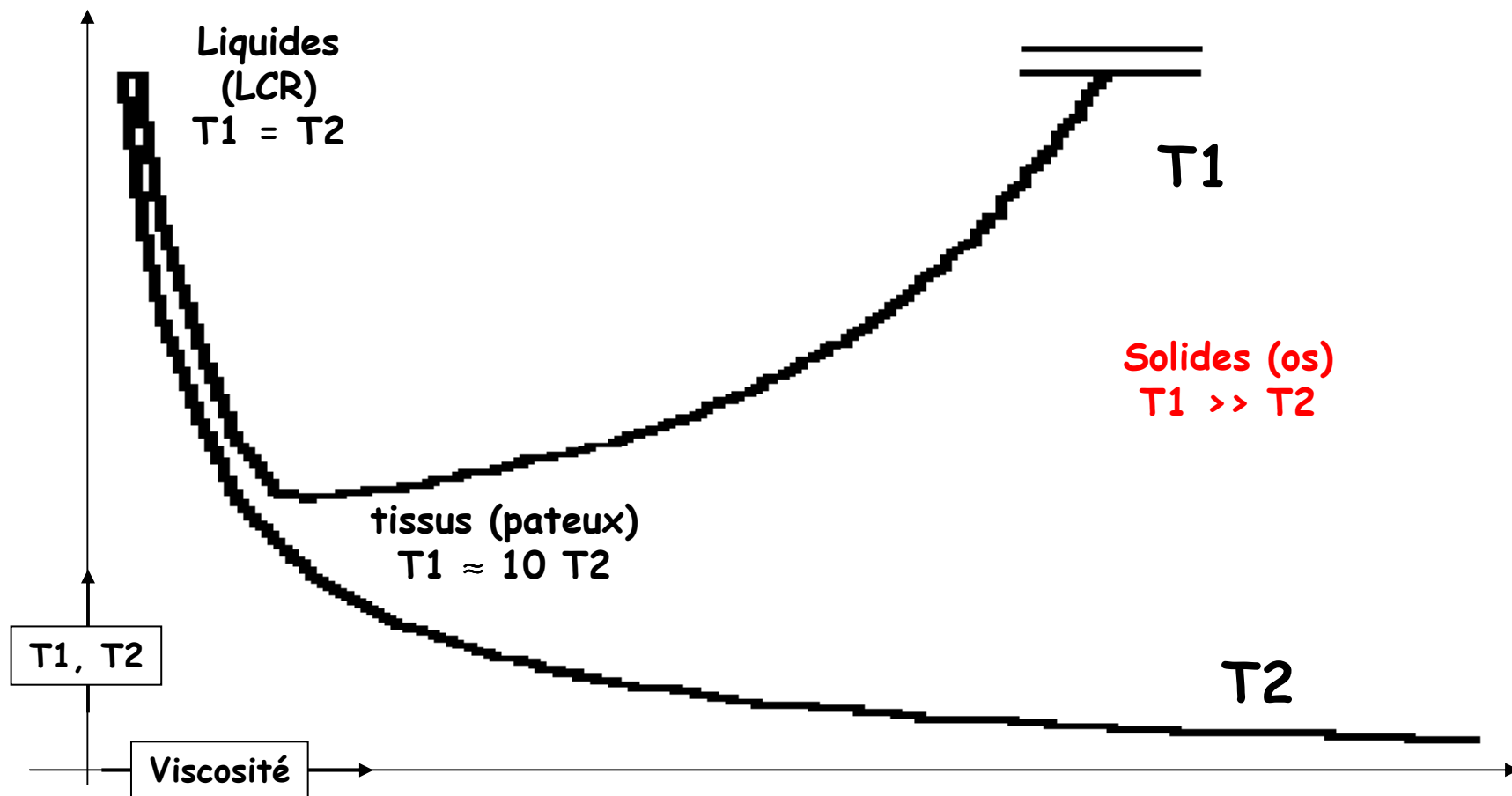
4- Des paramètres intrinsèques...

Variations de T1 & T2 avec la viscosité

T1 = T2 pour les fluides et (certains) liquides

T1 ~10 fois T2 pour tissus biologiques (pâteux)

T1 >> T2 pour les solides



EXEMPLES D'APPLICATION EN IMAGERIE ET SPECTROSCOPIE

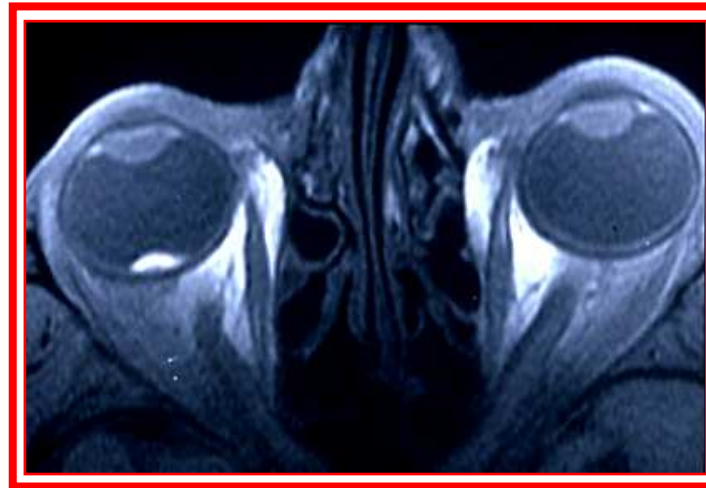
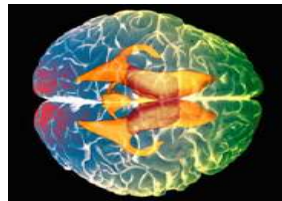
IRM ET SRM

1- Quelques applications en IRM

Imagerie par Résonance Magnétique

Issue des travaux de DAMADIAN en 1971, qui montrent des différences entre tissus sains et cancéreux

ex. : mélanome malin



L'IRM repose en pratique sur des techniques **d'imagerie en coupes par tomographie numérique** (Lauterbur, ...)

1- Quelques applications en IRM

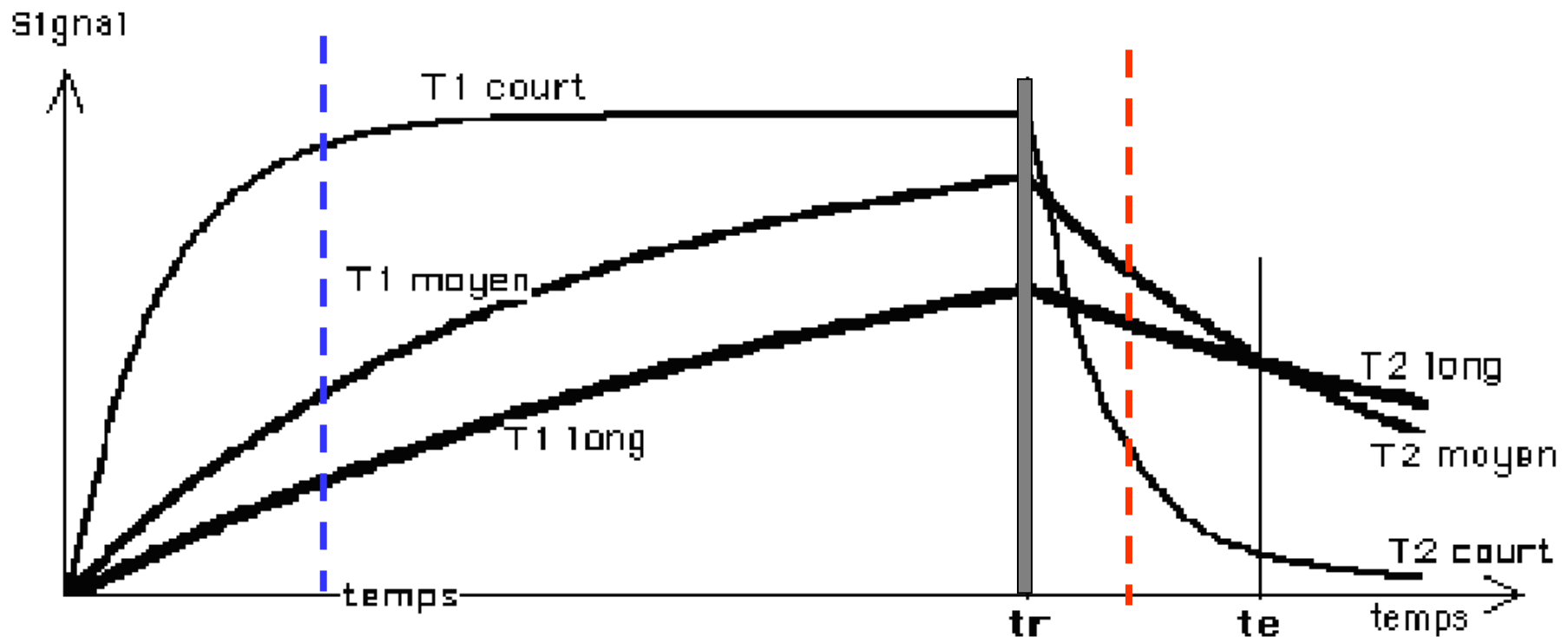
Paramètres extrinsèques et contrastes observables

Pondération T_1 pour $tr \approx T_1$ et te infime :

T_1 moyen en hypersignal % T_1 long

Pondération T_2 pour $tr \gg T_1$ (pas vrai ici) et te de l'ordre des T_2 :

T_2 court apparaît en hyposignal % T_2 long et moyen



1 - Quelques applications en IRM

Pondérations tissulaires

Pondération (en) M_0

- Pour $tr \geq 7.T1$ et te infime
- Les images ont un contraste pauvre, en densité de spins
- Forte densité en hypersignal % faible densité

Pondération (en) T_1 (et M_0)

Pour $tr \approx T_1$ et te infime

Attention, M_0 obligatoirement présent mais sous-entendu
 T_1 moyen en hypersignal % T_1 long

Pondération (en) T_2 (et M_0)

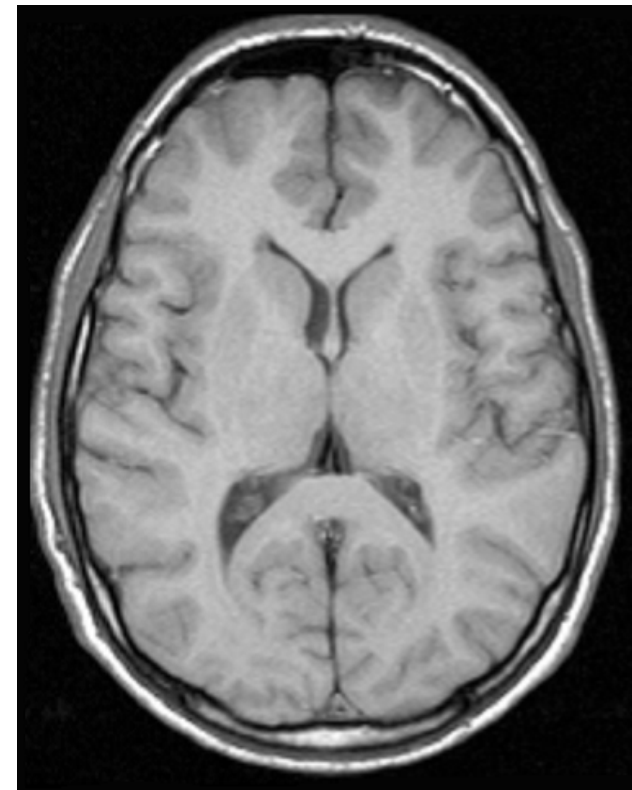
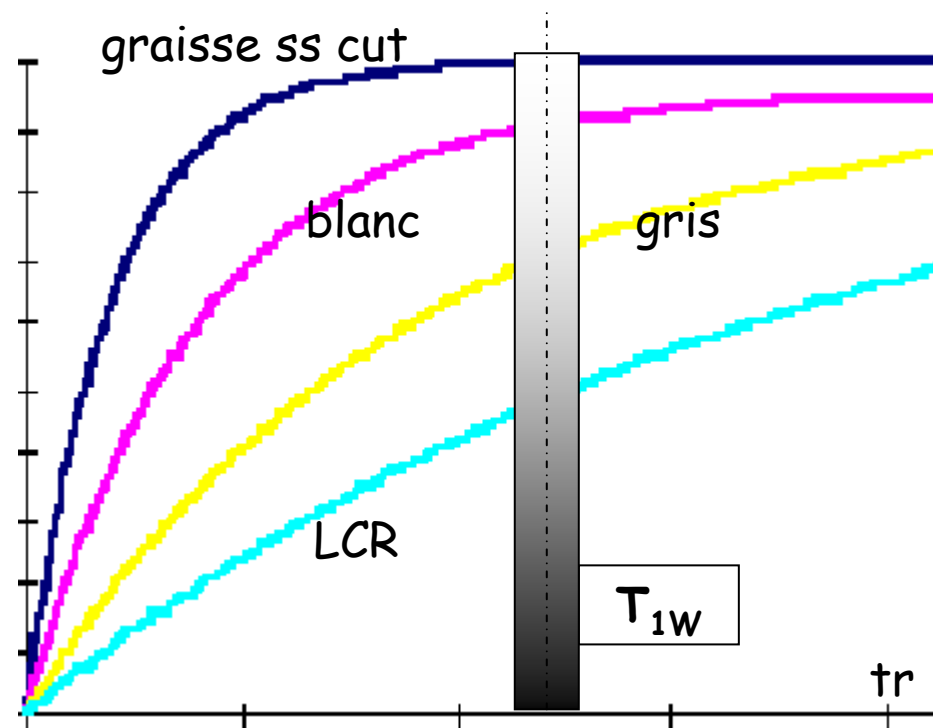
pour $tr \geq 7.T_1$ et te de l'ordre des T_2

Attention, M_0 obligatoirement présent mais sous-entendu
 T_2 court apparaît en hyposignal % T_2 long et moyen

1- Quelques applications en IRM

IRM pondérée T1 en SE

On bascule de 90° après $tr \approx T1$

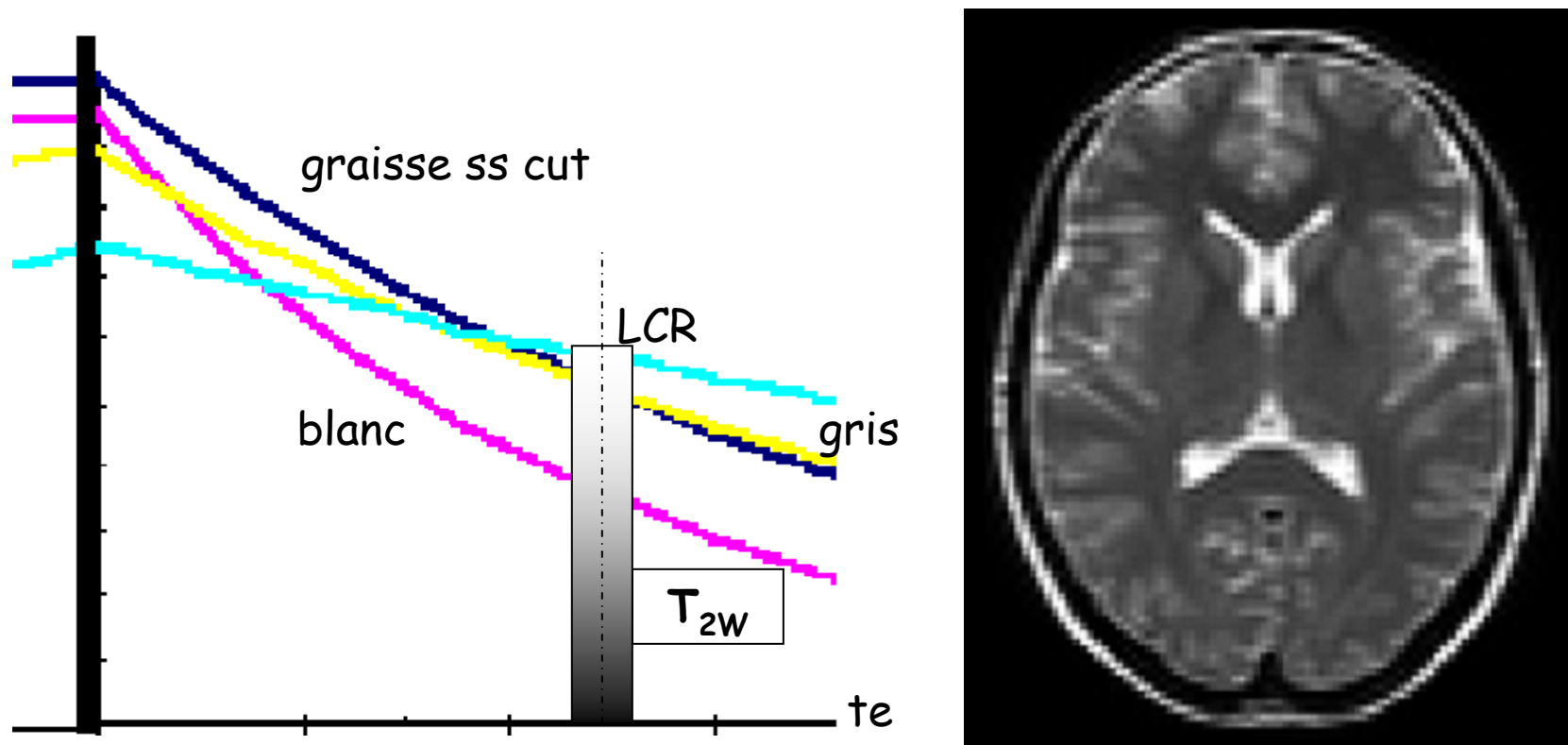


Os cortical noir (solide), LCR noir, Matière Grise grise, Matière Blanche blanche, Graisse ss cut très blanche

1- Quelques applications en IRM

IRM pondérée T2 en SE

On bascule de 90° après $tr \gg T1$
et on mesure avec $te \approx T2$

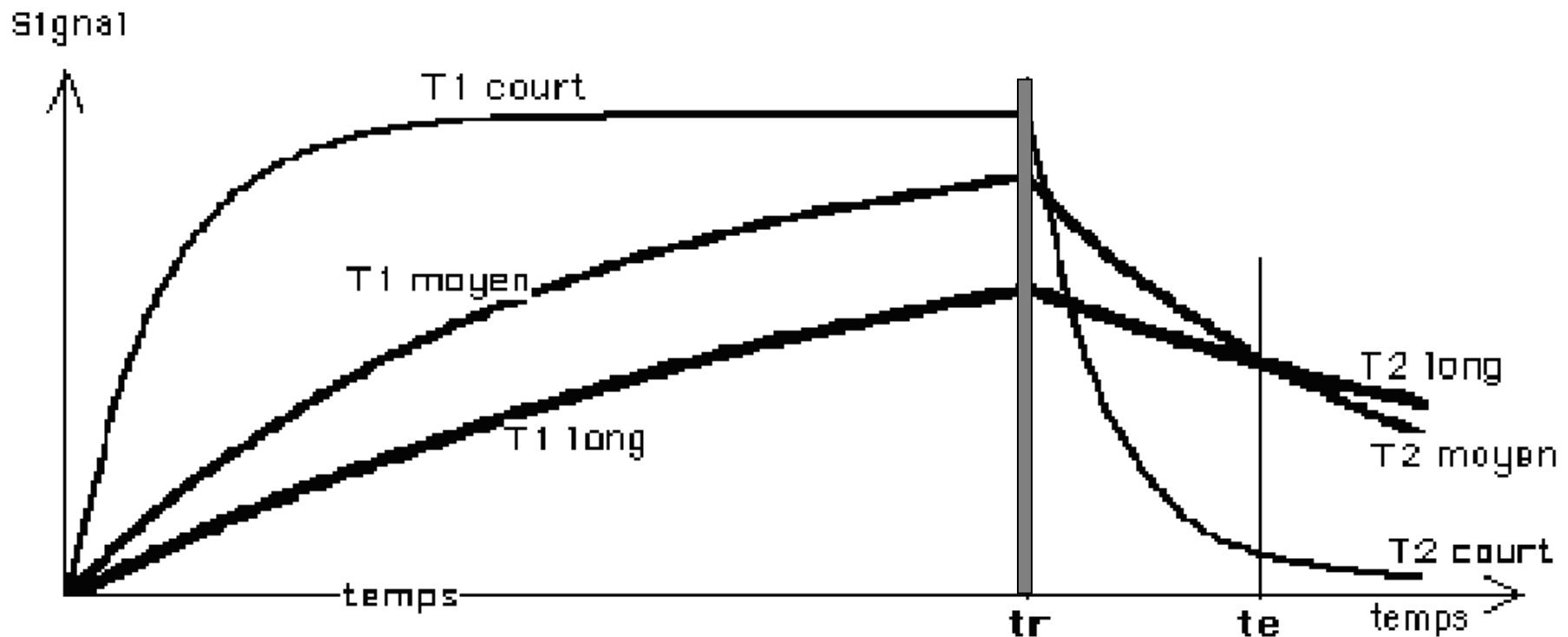


Contrastes « inversés » : os cortical noir (solide), LCR blanc, Matière Grise gris très clair, Matière Blanche gris foncé, Graisse ss cut gris très clair

1- Quelques applications en IRM

Pièges de contraste par croisement des courbes

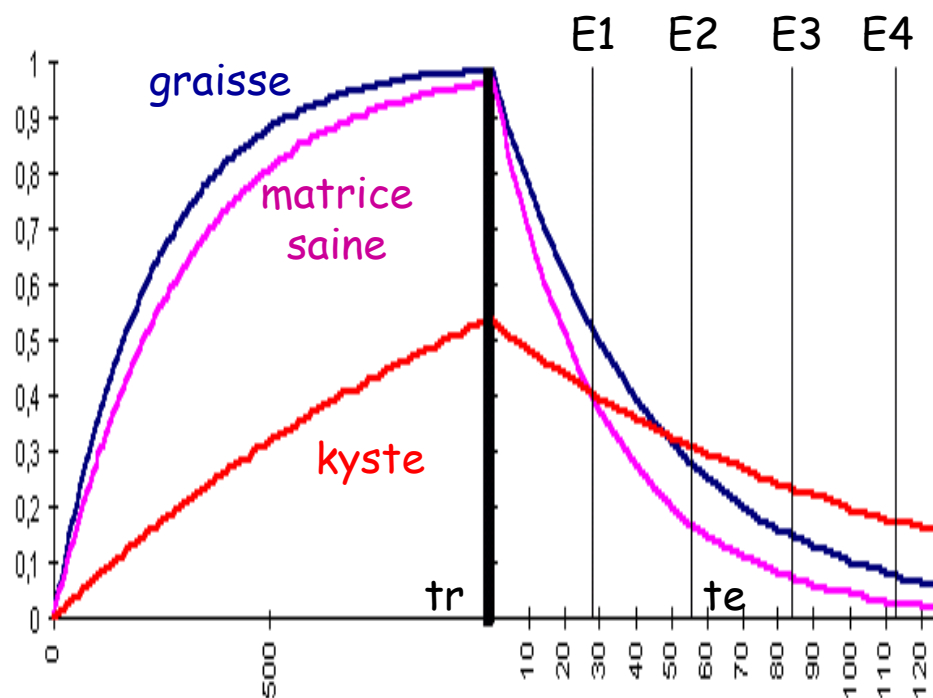
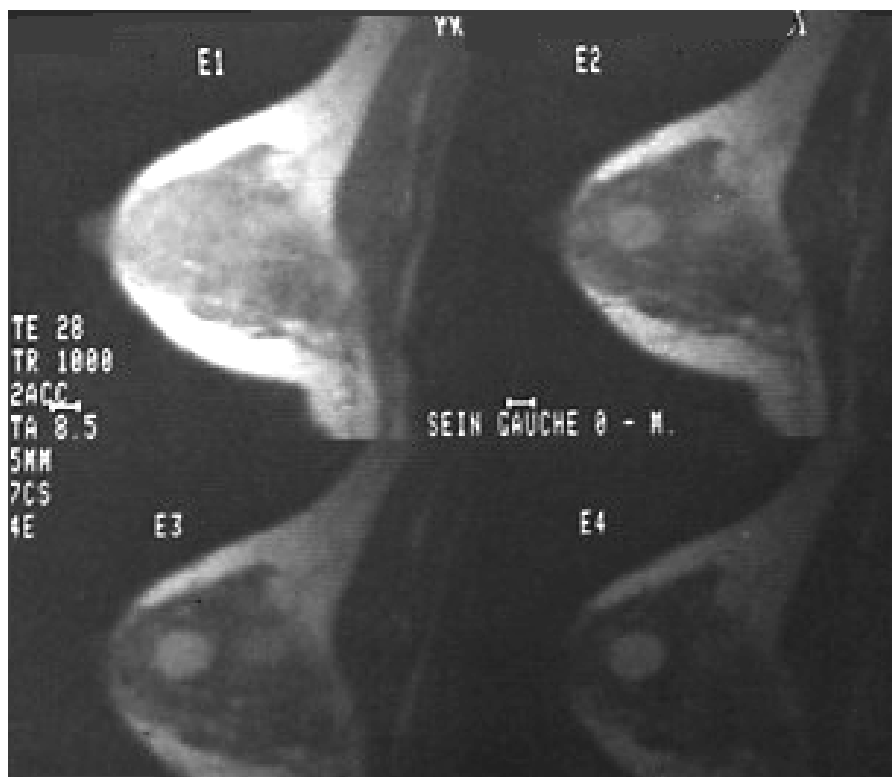
Certains choix de paramètres extrinsèques peuvent conduire à des ambiguïtés : ici le choix du t_e est non approprié à la séparation *in fine* des tissus à temps de relaxation long et moyen.



1- Quelques applications en IRM

Croisement des courbes et isosignal dans le sein

Exemple de kystes séreux du sein en T2 :
la pathologie n'apparaît pas sur la 1^{ère} image (E1 pour écho 1)



2- Quelques applications en SRM

La spectroscopie de RMN ou SRM

La SRM rend accessible à l'expérimentation :

- 1- L'identification de composés chimiques, depuis l'analyse des structures moléculaires primaires par séparation des différents groupements chimiques résonants à celle des conformations spatiales 3D et des mouvements moléculaires
- 2- L'étude des interactions chimiques, depuis les taux de réactions (cinétiques, échanges, ...) jusqu'aux mécanismes influençant (régulant) ces taux

L'intérêt de la SRM en biologie :

Il est essentiellement lié à son caractère *non invasif et non destructif*, rendant accessible l'étude *in situ* de certains *métabolismes* d'organismes vivants, intacts (voies et flux métaboliques, mécanismes de leur régulation physio-pathologique ...) et le suivi dans le temps (l'organisme reste vivant)

2- Quelques applications en SRM

Remarques de chimie structurale

Groupement chimique

Ensemble d'atomes impliqués dans une même série de liaisons et possédant des propriétés identiques.

Il en est ainsi des groupements suivants : $-CH_3$, $-CH_2-$, $-OH$, $=CH-$, $-COOH$, $-COO-$

Equivalence chimique

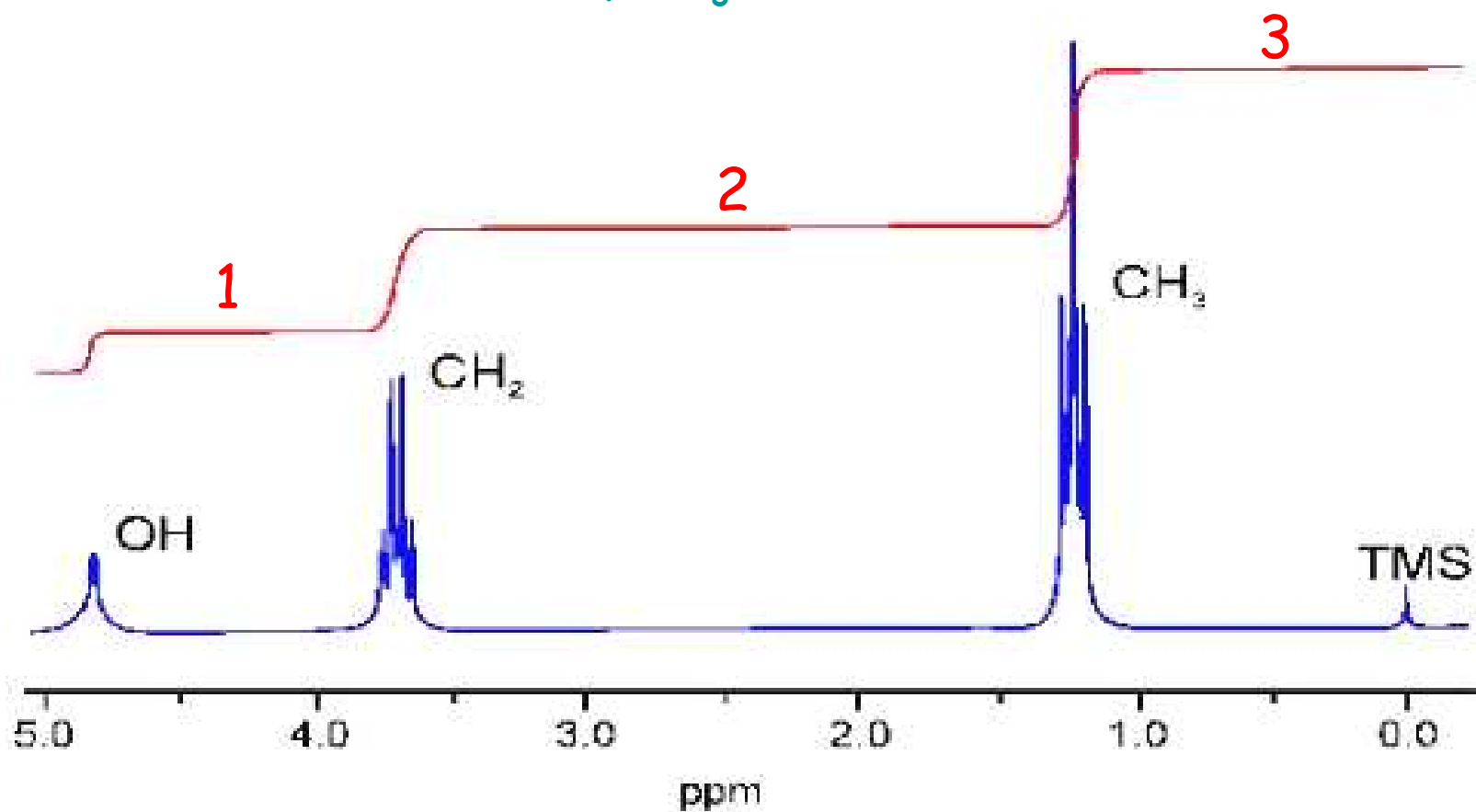
Se dit pour des atomes dont la substitution de l'un par l'autre ne change ni la structure ni les propriétés physico-chimiques du groupement qui les contient. Par ex., les 3 H d'un groupement $-CH_3$ sont équivalents, car parfaitement interchangeables, de même pour les 2 H du $-CH_2$.

En SRM, les noyaux équivalents ont exactement la même fréquence de résonance, et on ne peut les distinguer. Ainsi, dans des conditions quantitatives adéquates, un spectre de SRM en 1H de l'éthanol donnera un pic de $-CH_3$ 1,5 fois plus élevé que celui de $-CH_2$ et 3 fois plus que celui de $-OH$...

2- Quelques applications en SRM

Spectre ^1H de l'éthanol

ETHANOL, $\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-OH}$



2- Quelques applications en SRM

Effet d'écran électronique

Un noyau subit plusieurs effets d'écran de la part :

- 1- du nuage électronique caractéristique du groupement impliquant le noyau (diamagnétisme),
- 2- des éventuels électrons célibataires impliqués (paramagnétisme)
- 3- des courants de cycles aromatiques, ou d'éventuels groupements dipolaires

Ces écrans sont d'intensité variable selon le groupement "i" concerné et correspondent à des micro-champs locaux ΔB_i actifs sur quelques Å seulement. Le champ effectivement vu par les noyaux de ce groupement sera donc différent d'un groupement à l'autre :

$$\vec{B}_{eff,i} = \vec{B}_o \pm \Delta \vec{B}_i \quad \Rightarrow \quad \tilde{\omega}_{eff,i} = 2\pi\nu_{eff,i} = \gamma \vec{B}_{eff,i}$$

Le spectre de RMN est formé de tous les $\omega_{eff,i}$ observables qui, sous cette forme, dépendent directement de l'intensité B_o du champ statique imposé, rendant difficiles les comparaisons entre \neq appareils à \neq champs, d'où La notion de déplacement chimique.

2- Quelques applications en SRM

Le déplacement chimique

On définit le déplacement chimique δ_i du groupement « i » par :

$$\delta_i = \frac{B_{eff,i} - B_{eff,réf}}{B_o} 10^6$$

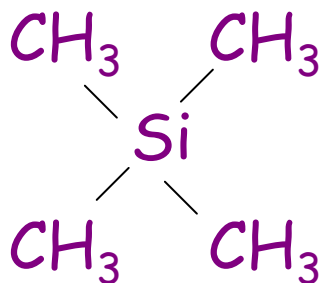
Nombre pur, sans dimension, il s'exprime en ppm (parties par millions) car les ΔB correspondants sont minimales (quelques dizaines de ppm au plus), ce qui explique le 10^6 .

Ramener δ à l'intensité B_o permet de s'affranchir du module du champ statique imposé et de rendre les δ_i comparables d'une machine à l'autre (quel que soit le module du \vec{B}_o utilisé).

2- Quelques applications en SRM

Substance de référence

On conçoit intuitivement que l'effet d'écran soit maximum pour une structure parfaitement symétrique où la densité électronique au niveau des noyaux observés est maximale, c'ad non "déplacée" de ces noyaux.



C'est effectivement le cas pour le "tétra-méthyl-silane, [CH₃]₄-Si", substance pour laquelle la valeur du champ effectivement observé par les noyaux H et C est la plus éloignée de B_0 , c'ad pour laquelle ΔB est maximal. Pour toutes les autres substances (ou au moins leur grande majorité), les ΔB_i seront moindres.

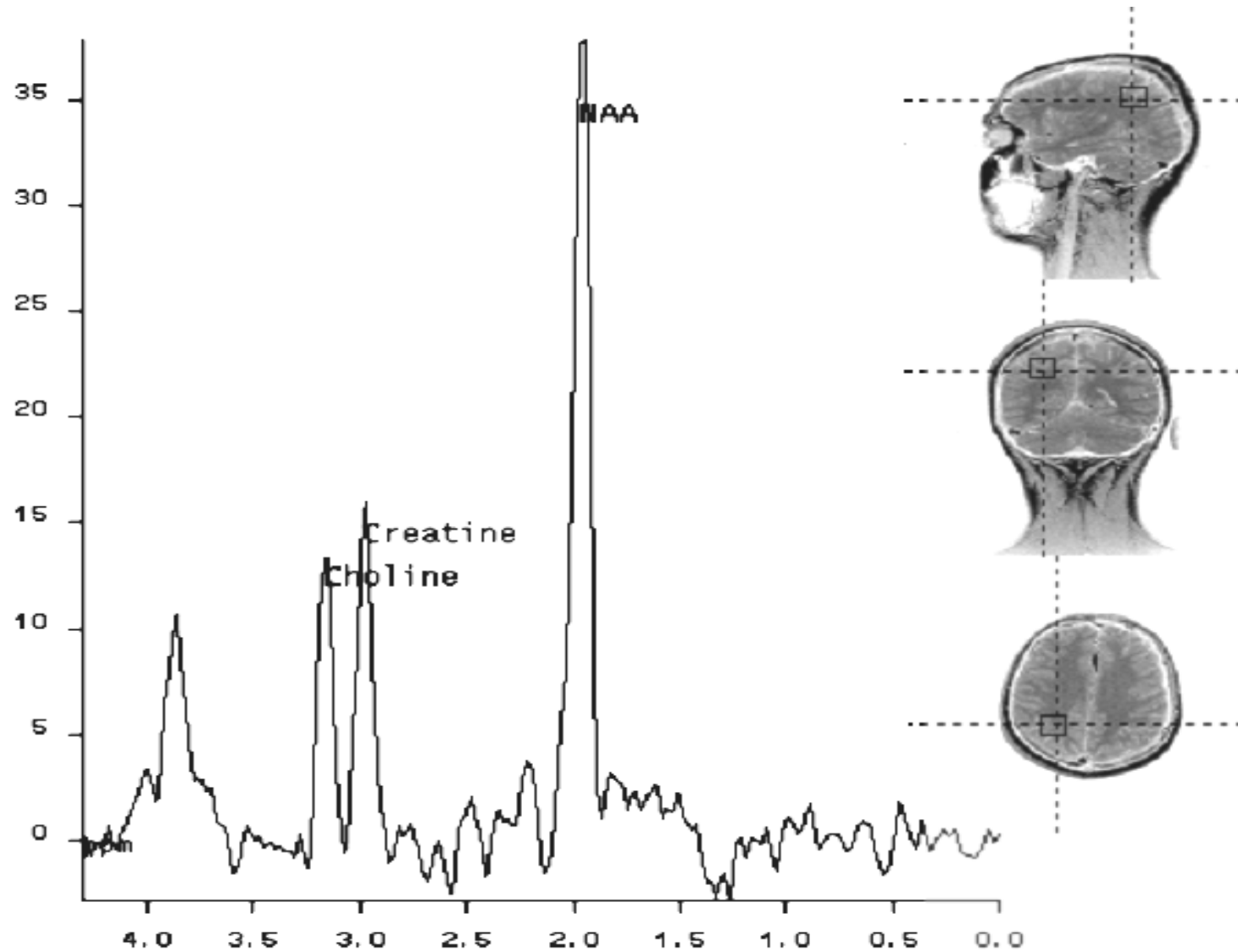
2- Quelques applications en SRM

Noyaux les plus utilisés en SRM biologique in-vivo

Noyau	Spin	Fréquence de Résonance (MHz)	Abondance naturelle	Sensibilité relative	étendue δ (ppm)
^1H	1/2	63,60	99,9 %	100,0 %	10
^{19}F	1/3	59,80	100,0 %	84,0 %	300
^{31}P	1/4	25,70	100,0 %	6,6 %	30
^{13}C	1/5	16,00	1,1 %	1,6 %	200

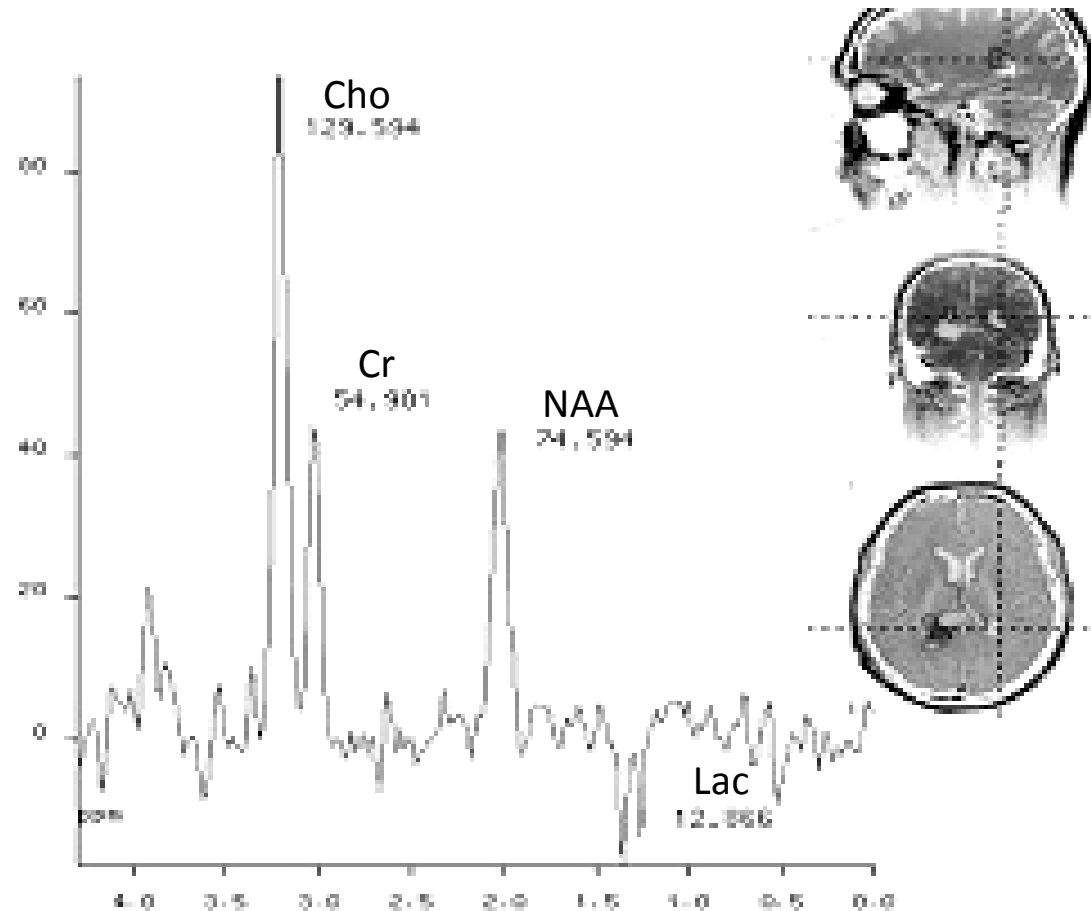
2- Quelques applications en SRM

Spectre type d'un cerveau normal



2- Quelques applications en SRM

Spectre type d'un cerveau malade



Cho	Choline	catabolisme membranaire
Cr	Crétine	niveau de respiration cellulaire (métabolisme aérobie)
NAA	N-Acétyl-aspartate	viabilité neuronale
Lac	Lactates	présence d'une ischémie (métabolisme anaérobie)

The END ... and that was NMR !
Merci de votre patience et de votre écoute ...