
PRÉCESSION DANS LES DOMAINES MACROSCOPIQUE ET MICROSCOPIQUES

Niveau

Commentaires du jury

- 2017 : L'étude de l'un des domaines, macroscopique ou microscopique, ne doit pas conduire au sacrifice de l'autre : un certain équilibre est attendu. Il est nécessaire d'avoir suffisamment de recul en mécanique des solides pour préciser l'origine des formules avancées.
- 2015 : Le/la candidat(e) doit être capable de trouver l'orientation et le sens des effets gyroscopiques sur des exemples simples.
- 2011-2014 : Les candidats ignorent trop souvent les principes de fonctionnement et les performances des gyroscopes modernes.
- 2009-2010 : Les hypothèses de l'approximation sont très rarement énoncées clairement et encore plus rarement vérifiées dans le traitement des applications. L'équation de précession est un concept utile.
- 2008 : Une illustration expérimentale aide à faire passer le message de cette leçon. Il faut prévoir assez de temps pour traiter le domaine microscopique. Le lien avec l'approche quantique peut être évoqué en évitant de sombrer dans le détail des calculs. Il est rappelé que le moment cinétique et le vecteur rotation ne sont a priori pas colinéaires.
- 2006 : Les équations d'évolution du moment magnétique en présence d'un champ magnétique tournant doivent être clairement établies dans le repère tournant. Les conditions de résonance et les applications de la résonance magnétique doivent être discutées.
- 2005 : Comme dans toute leçon de mécanique, les référentiels doivent être correctement définis. La notion de référentiel barycentrique, quand elle est introduite, est souvent confuse.
- 1997 : Les gyroscopes employés pour l'illustration expérimentale du sujet sont souvent sous-utilisés et ne sont pas lancés suffisamment fort pour qu'effectivement l'approximation gyroscopique soit valable

Bibliographie

- Vidéo incroyable
- Perez Mécanique

pré-requis

- TMC
- Matrice d'inertie
- Moment magnétique

Expériences

- Animation précession de Larmor : [Ce lien](#).

Table des matières

1	Précession Macroscopique : La toupie symétrique	2
---	---	---

1.1	Les angles d'Euler	2
1.2	Approximation gyroscopique	3
1.3	Application : Le gyroscope	5
1.4	Application : La précession des équinoxes	5
2	Précession microscopique	6
2.1	facteur gyromagnétique	6
2.2	Equation de précession	7
2.3	Application à la RMN	8

Introduction

1 Précession Macroscopique : La toupie symétrique

1.1 Les angles d'Euler

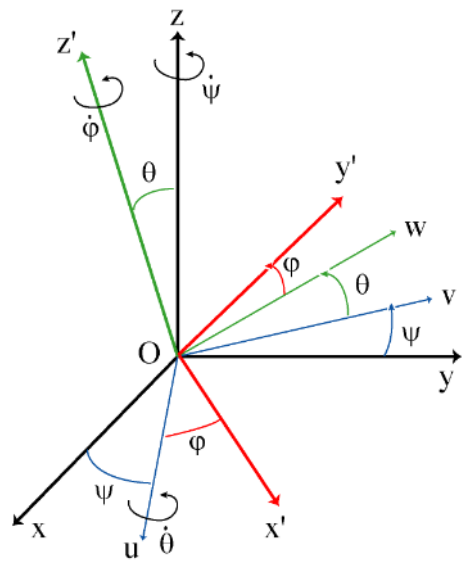


FIGURE 1 – Repère de projection pour les angles d'Euler.

Utiliser le gyroscope pour montrer les différentes angles

$$\begin{array}{ccccccc}
R_0(\text{Repère fixe}) & \xrightarrow{\quad} & R_1 & \xrightarrow{\quad} & R_2 & \xrightarrow{\quad} & R_3(\text{Lié au solide}) \\
\text{Precession } \psi & & \text{Nutation } \theta & & \text{Rotation propre } \phi & &
\end{array}$$

On a donc :

$$\vec{\Omega}_{|3/0} = \dot{\psi} \vec{e}_z + \dot{\theta} \vec{u} + \dot{\phi} \vec{e}'_z$$

On va se placer dans le repère intermédiaire R_2 (mais on repère toujours la même rotation) on a alors en utilisant : $\vec{e}_z = \cos(\theta)\vec{e}'_z + \sin(\theta)\vec{v}$

$$\vec{\Omega}_{|3/0} = \begin{pmatrix} \dot{\theta} \\ \dot{\psi} \sin(\theta) \\ \dot{\phi} + \dot{\psi} \cos(\theta) \end{pmatrix}_{(\vec{u}, \vec{v}, \vec{e}'_z)}$$

1.2 Approximation gyroscopique

L'approximation gyroscopique consiste à considérer qu'une composante du moment cinétique est très grande devant les autres.

Nous allons voir son intérêt. Avec les angles d'Euler on a

$$\vec{\Omega}|_{S/R} = \dot{\psi}\vec{e}_z + \dot{\theta}\vec{u} + \dot{\phi}\vec{e}'_z$$

Avec $(\vec{e}'_x, \vec{e}'_y, \vec{e}'_z)$ les axes principaux d'inerties associées à $(I_1, I_2 = I_1, I_3)$ on suppose la toupie symétrique.

On réalise le TMC au point de contact avec le support. Les forces qui s'appliquent sont :

- Le poids
- La Résultante du contact toupie Sol. Cette force passe par le point d'application du TMC donc pas de moment.
- Les force de friction de l'aire que l'on néglige donc pas de moment.
- Les moments au niveau de la liaison au sol que l'on néglige également : contact parfait.

Le TMC s'écrit en O fixe dans le référentiel fixe :

$$\frac{d\vec{L}_O}{dt}|_R = \vec{M}_O$$

Comme O est un point fixe on peut écrire le moment comme :

$$\vec{L}_O = [I]_O \vec{\Omega}|_{S/R}$$

Ici on a les deux équations maitresses. Avec l'approximation gyroscopique, on a pas à aller plus loin et à faire des changement de référentiel car tout se simplifie facilement. Cependant on aimerait comprendre d'où vient l'approximation gyroscopique. La suite qui mène à l'équation d'Euler est peut être facultative.

Le moment cinétique s'exprime comme un produit matriciel, il est vrai uniquement si on exprime tout dans la même base. Le truc c'est que dans la base fixe R le moment cinétique s'exprime de manière complexe. Du coup on choisit la base des axes propre de la Toupies R' de sorte que $[I]_O$ soit diagonale. Le truc c'est que c'est pas aussi évident de déterminer une expression simple du vecteur de rotation dans cette base. Donc on va simplement noter :

$$\Omega|_{S/R} = \begin{pmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \\ \omega_3 \end{pmatrix} |_{R'}$$

Il faut bien avoir en tête que là les ω sont a priori compliqués.

On a une base pour tout écrire alors il faut transposer notre équation dans cette nouvelle base R' :

$$\frac{d\vec{L}_O}{dt}|_R = \frac{d\vec{L}_O}{dt}|_{R'} + \Omega_{S/R} \times \vec{L}_O = \vec{M}_O$$

On peut le réécrire de manière matricielle toujours dans R' :

$$\begin{pmatrix} I_1\dot{\omega}_1 \\ I_2\dot{\omega}_2 \\ I_3\dot{\omega}_3 \end{pmatrix} |_{R'} + \begin{pmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \\ \omega_3 \end{pmatrix} |_{R'} \times \begin{pmatrix} I_1\omega_1 \\ I_2\omega_2 \\ I_3\omega_3 \end{pmatrix} |_{R'} = \begin{pmatrix} M_1 \\ M_2 \\ M_3 \end{pmatrix} |_{R'}$$

C'est l'équation d'Euler. Elle est vraie dans le cas général. Cependant, on ne sais pas a priori la résoudre, essentiellement parce que les ω sont compliqués. Pour nous simplifier la vie, on va faire l'approximation gyroscopique qui consiste à considérer qu'une composante du moment cinétique est très grande devant les autres.

$$\vec{L}_O = [I]_O \vec{\Omega}|_{S/R} = \begin{pmatrix} I_1\omega_1 \\ I_2\omega_2 \\ I_3\omega_3 \end{pmatrix} |_{R'} = \begin{pmatrix} I_1\dot{\theta} \\ I_2\dot{\psi}\sin(\theta) \\ I_3(\dot{\phi} + \dot{\psi}\cos(\theta)) \end{pmatrix} |_{R'} \simeq \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ I_3\dot{\phi} \end{pmatrix} |_{R'}$$

Remarque En pratique cela revient à avoir :

$$|\phi| \gg |\psi|, |\theta|$$

Quand on lance une toupie, on la fait tourner que selon un axe. Par exemple on peut la lancer de sorte qu'elle fasse 10 tr/s sur elle même (rotation propre) et 1tr/s en précession.

$$I_3 \gg I_1, I_2$$

Si on considère une toupie symétrique de hauteur H et de rayon R , cela impose en odg :

$$\frac{I_3}{I_1} \simeq \frac{mR^2}{mH^2} \gg 1$$

Ce qui correspond à une toupie assez petite ou alors avec le principal de la masse vers l'extérieur. C'est assez intuitif. Attention, ici on a un peu mélangé le moment d'inertie en O et en G (centre d'inertie) en effet, changer de point la matrice d'inertie ajoute des termes. Pour la toupie symétrique cela reste diagonal, mais c'est vraiment juste un ODG.

Comme on a simplifié le moment cinétique, on reprend nos étapes.

Le TMC s'écrit en O fixe dans le référentiel fixe :

$$\frac{d\vec{L}_O}{dt}|_R = \vec{M}_O$$

Sauf que maintenant $\vec{L}_O = L_O \vec{e}'_z$. De plus le moment du poids en O s'écrit :

$$\vec{M}_O = \vec{OM} \times m\vec{g}$$

Or $\vec{OM}$ et $\vec{L}_O$ sont maintenant colinéaires. On peut donc écrire :

$$\vec{M}_O = \frac{mgl}{L_O} \vec{L}_O \times \frac{\vec{g}}{g}$$

Donc le TMC devient :

$$\frac{d\vec{L}_O}{dt}|_R = \vec{\omega}_p \times \vec{L}_O \quad \text{Avec} \quad \vec{\omega}_p = \frac{-mgl}{L_O}$$

C'est une équation de précession. Mais ça veut dire quoi exactement ?

Propriétés de l'équation

— En faisant cette équation scalaire $\vec{L}_O$ on montre que $|\vec{L}_O| = cst$

— En faisant cette équation scalaire $\vec{e}_z$. On montre que L_z est conservé

On a donc la norme de $\vec{L}_O$ et sa projection sur l'axe verticale qui est conservé. En projetant l'équation dans le plan $\vec{e}_x, \vec{e}_y$ on se rend compte qu'il y a un mouvement de rotation. à la vitesse angulaire ω_p :

$$\vec{L}_O = \begin{pmatrix} L_x \\ L_y \\ L_z = cst \end{pmatrix} |_{R_0}$$

Donc l'équation de précession s'écrit :

$$\dot{L}_x = -\omega_p L_y \quad \text{et} \quad \dot{L}_y = \omega_p L_x \quad \text{Donc} \quad \dot{z} = i\omega_p z \quad \implies \quad z(t) = z_0 e^{i\omega_p t}$$

en posant $z = L_x + iL_y$

Vérification On vérifie à posteriori que $\omega_p = \frac{mgl}{I_3 \dot{\phi}} \gg \dot{\phi}$: Toupie conique, $h = 5$ cm, $R = 3$ cm rayon de la base, rotation à 30tr/s, $l = 3h/4$, $I_3 = 3mR/10$, $\omega_p = 7.2 \text{ rad/s}$, soit $T_p = 0.87$ grand devant $\dot{\phi} = 1/30$

La gravité, au lieu de faire tomber la toupie la fait précesser.

Ce qu'il faut retenir :

- Les équations qui donnent l'évolution d'un corps en rotation autour d'un point fixe sont compliquées.
- L'approximation gyroscopique permet de les simplifier. Cette approximation permet de caractériser les systèmes qui ont une rotation propre très rapide devant les autres. (mais l'hypothèse porte en réalité sur les différents termes du moment cinétique)
- Une fois simplifié, on trouve que le TMC nous donne une équation de précession (bien insister là dessus et sur ses propriétés)
- Vidéo animation

Montrer avec une toupie la precession pour de vrai!!

1.3 Application : Le gyroscope

Le gyroscope fonctionne pareil qu'une toupie, mais : **le centre de rotation n'est pas au sol mais au centre de masse**. Il n'y a donc pas de moment du poids. Comme il n'a pas d'autre moment quand il est libre, on a l'équation maîtresse :

$$\frac{d\vec{L}_G}{dt}|_R = \vec{0}$$

Mouvement paradoxale du gyroscope

On lance le gyroscope. C'est important de le faire tourner très vite pour être sûr de ne pas se faire embêter avec l'approximation gyroscopique.

On appuie dessus (on on pose une masse) le gyroscope se met à tourner au lieu de descendre. Ce comportement peut paraître paradoxal. Il n'en est rien.

Quand on ajoute une force, l'équation devient :

$$\frac{d\vec{L}_G}{dt}|_R = \vec{M}_G = \vec{G}\vec{M} \times m\vec{g}$$

Aussi le sens de variation du moment cinétique est orthogonale à $\vec{G}\vec{M}$ et $\vec{g}$ et orienté selon la règle de la main droite. Or dans l'approximation gyroscopique, le moment cinétique est confondu avec l'axe de rotation. Donc c'est gagné.

Ordre de grandeur : Les gyroscopes ont des vitesses de rotations propre entre 8000 et 20000 tr/min (la mesurer pour vérifier l'approx gyroscopique ?)

Couple gyroscopique : On appelle couple gyroscopique le moment qu'exerce un gyroscope sur son support lorsqu'on contraint son axe à changer d'orientation. Le TMC donne :

$$\Gamma_{g \rightarrow ext} = \vec{L}_G \times \Omega_{\Delta/R}$$

avec $\Omega_{\Delta/R}$ la rotation de l'axe du gyro dans R .

En utilisant cette propriété, on peut stabiliser les trajectoire : Gyroscope antirollis (Perez). Mais c'est plus trop de la précession. Mais montrer le Gyroscope c'est cool je pense...

1.4 Application : La précession des équinoxes

vidéo C'est une application directe de la Toupie. L'idée est la suivante, la terre tourne sur elle même telle une

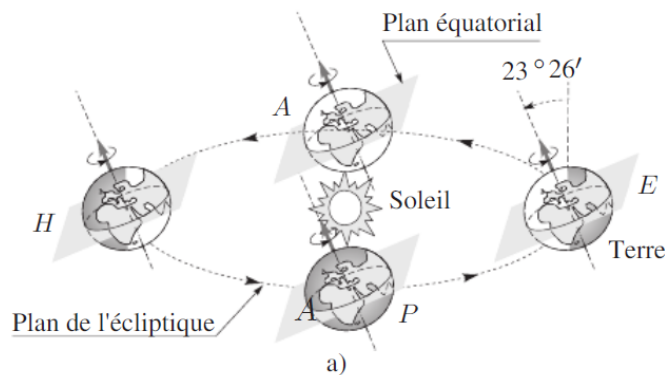


FIGURE 2 – Rotation de la Terre sans prendre en compte la precession. Perez

toupie, cependant, le plan équatorial n'est pas confondu avec le plan de l'écliptique (plan dans laquelle la terre tourne autour du Soleil).

— La terre n'est pas sphérique mais possède un bourlet équatorial du aux force d'inertie dans le ref terrestre
 $e = \frac{1}{300}$ excentricité

- Pour qu'il y ait précession il faut qu'il y ait une force comme le poids pour la toupie. Ici ce sont les forces de marées dues à la lune et au soleil qui expliquent cette force. En effet ces forces tendent à ramener le bourrelet équatorial dans le plan de l'écliptique.

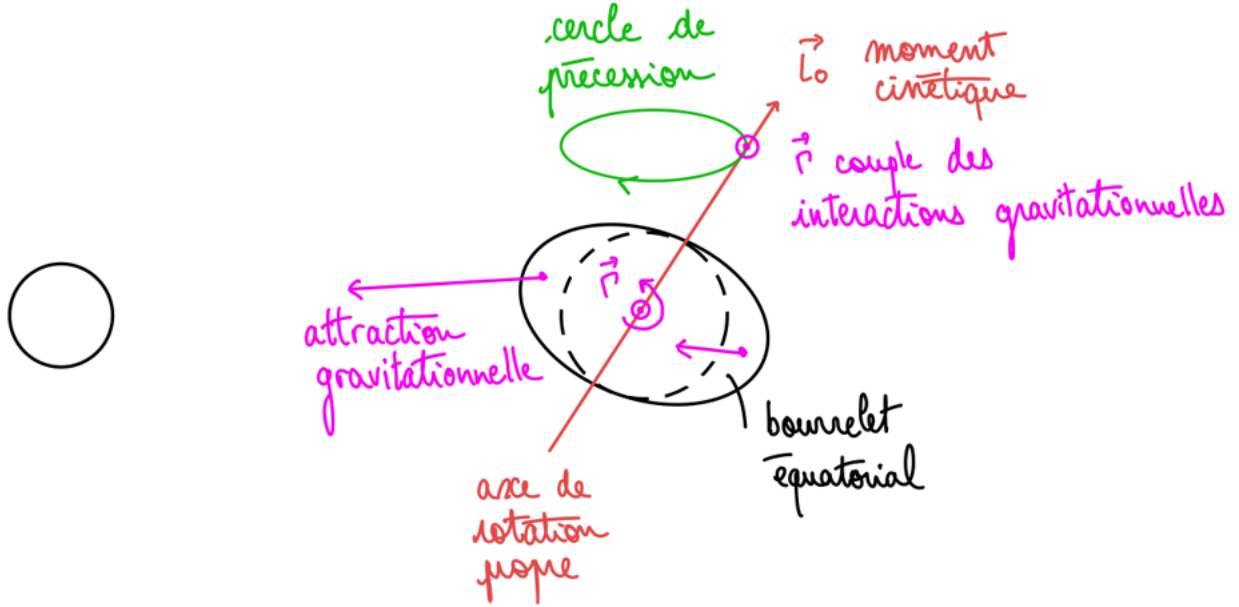


FIGURE 3 – Couple de rappel expliquant la précession des équinoxes (dessin de pascal)

On a les deux ingrédients de la précession : une rotation propre rapide et un couple de rappel. Simplement le couple étant plus complexe les équations le sont aussi...

$$\dot{\psi} = \frac{A \sin(2\theta) / \sin \theta}{I_3 \dot{\phi}} = -\frac{3}{2} G \frac{I_3 - I_1}{I_3} \left(\frac{M_S}{r_S^3} + \frac{M_L}{r_L^3} \right) \frac{\cos \theta}{\dot{\phi}}$$

FIGURE 4 – Equation détail dans le Perez

On trouve une période de 259 siècles.

L'approximation gyroscopique est bien vérifiée car les I sont tous du même ordre de grandeur mais les vitesses sont très différentes : période de 1 jour sidéral pour la rotation propre contre 259 siècles pour la précession. Il y a eu en 2000 ans un déplacement de 27.8° soit la distance angulaire qui sépare deux constellation proche : Il y a 2 000 ans, le Soleil se trouvait dans la constellation du Bélier le jour de l'équinoxe de printemps (20-21 mars), alors qu'à cette même date de l'année, il était, en 2007, dans celle des Poissons.

2 Précession microscopique

2.1 facteur gyromagnétique

On va introduire le rapport gyromagnétique sur le cas de l'électron. On considère un électron en orbite autour d'un proton.

Moment cinétique de l'électron :

L'orbite est supposée circulaire, de rayon r . L'électron a une masse m_e , une charge $-e$ et se déplace à la vitesse $\vec{v} = v\vec{e}_\theta$.

Le moment cinétique de l'électron par rapport au point O s'écrit :

$$\vec{L}_O = \vec{OP} \wedge m\vec{v} = mrv\vec{u}_z$$

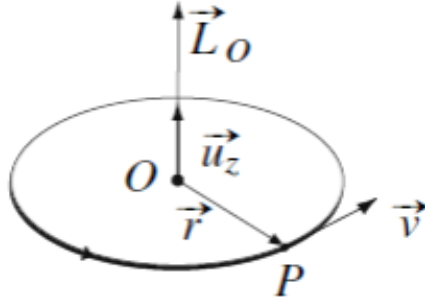


FIGURE 5 – Schéma, notations. Source : J'intègre physique MP.

Moment magnétique :

L'électron en rotation en orbite autour du noyau peut être vu comme une spire de courant circulaire parcourue par l'intensité $I = -e/T$, avec T la période de rotation de l'électron. On a $T = \frac{2\pi r}{v}$. Le moment magnétique associé est :

$$\vec{\mathcal{M}} = IS\vec{u}_z = \frac{-ev}{2\pi r} \pi r^2 \vec{u}_z = -\frac{e}{2m} \vec{L}_O$$

Rapport gyromagnétique : il y a proportionnalité entre les moments cinétique et magnétique. LA constante de proportionnalité est appelée le rapport gyromagnétique $\gamma = -\frac{e}{2m}$.

Ordres de grandeurs : on prend pour ordre de grandeur du moment cinétique atomique $\hbar$. Dans le modèle de Bohr de l'atome, on suppose que la norme du moment cinétique est quantifiée et vaut $n\hbar$. L'ordre de grandeur du moment magnétique résultant est le **magnéton de Bohr** et vaut :

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} \approx 9.3 \times 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$$

Le rapport gyromagnétique s'exprime en $\text{C} \cdot \text{kg}^{-1}$. On peut le définir pour toute particule à l'échelle atomique. On donne le plus souvent $\frac{\gamma}{2\pi}$, que l'on exprime en $\text{MHz} \cdot \text{T}^{-1}$.

— Pour l'électron : $|\gamma| = 8.79 \times 10^{10} \text{ C/kg}$.

— Pour le proton : $|\gamma| = 2.67 \times 10^8 \text{ C/kg}$.

Remarque : Pour prendre en compte tous les effets quantiques, on utilise le moment magnétique de spin des particules. Le rapport gyromagnétique doit être corrigé d'un facteur g appelé le facteur de Landé. Si $\vec{S}$ est le spin de la particule de charge q , le moment magnétique de spin vaut :

$$\vec{\mu}_S = g \times \frac{q}{2m} \vec{S}$$

Pour l'électron, $g = 2$ en théorie, très proche de la valeur expérimentale. Pour le proton, $g = 5.59$.

Limite : puissance rayonnée !

2.2 Equation de précession

On peut donc associer un moment magnétique $\vec{\mathcal{M}}$ aux particules élémentaires chargées. On peut le faire aussi pour les particules non chargées mais on va s'en passer. Certains voient l'existence du moment magnétique du neutron comme la preuve de sa sous-structure. On peut le faire pour des noyaux d'atomes à condition que la somme des spins de toutes les particules du noyau soit non nulle. La vérification expérimentale de cette propriété est l'expérience de Stern et Gerlach avec des atomes d'argent.

Lorsqu'on applique un champ magnétique uniforme $\vec{B}_0$ à une particule ayant un moment magnétique, elle subit un couple :

$$\vec{\Gamma}_O = \vec{\mathcal{M}} \wedge \vec{B}_0$$

On applique alors le théorème du moment cinétique dans le référentiel de l'atome supposé galiléen, par rapport au point O .

$$\frac{d\vec{L}_O}{dt} = \vec{\Gamma}_O \iff \frac{d\vec{\mathcal{M}}}{dt} = -\gamma \vec{B}_0 \wedge \vec{\mathcal{M}}$$

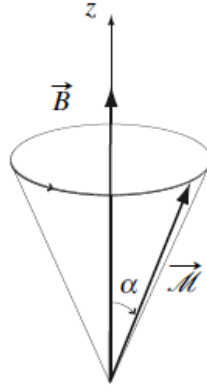


FIGURE 6 – Précession du moment magnétique autour du champ. Source : J'intègre physique MP.

	Toupie	Électron
Équation	$\left. \frac{d\vec{L}_O}{dt} \right _{\mathcal{R}} = \vec{\omega}_p \wedge \vec{L}_O$	$\left. \frac{d\vec{L}_G}{dt} \right _{\mathcal{R}} = \vec{\Omega} \wedge \vec{L}_G$
Vitesse de précession	$\vec{\omega}_p = \frac{mgl}{I_3 \dot{\varphi}} \vec{e}_z$	$\vec{\Omega} = -\gamma \vec{B}$
Origine	$\vec{g}$	$\vec{B}$
Moment appliqué	$l \vec{e}_z \wedge m \vec{g}$	$\vec{\mu} \wedge \vec{B}$

FIGURE 7 – Analogie toupie/moment magnétique.

On multiplie scalairement par $\vec{B}_0$: il vient $\vec{B}_0 \cdot \frac{d\vec{M}}{dt} = 0$, donc l'angle entre $\vec{B}_0$ et $\vec{M}$ est constant.

On montre de même que $\vec{L}_O \cdot \frac{d\vec{L}_O}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d|\vec{L}_O|^2}{dt} = 0$: la norme de $\vec{L}_O$ est constante (donc de même pour le moment magnétique).

Avec les 2 propriétés précédentes, on a aussi que la projection du moment magnétique selon $\vec{e}_z$ est constante.

L'équation du mouvement est celle d'un cercle. Le moment magnétique décrit un cône d'axe $\vec{B}_0$, à la pulsation $\omega_0 = -\gamma B_0$. Montrer l'animation ? On dit que le moment magnétique précesse autour du champ magnétique, à la pulsation de Larmor. $f_0 = \omega_0/2\pi$ est appelée fréquence de Larmor.

Dans le cas quantique, il faut apporter de nouveau une correction avec le facteur de Landé. Avec un champ de 1 tesla, on obtient :

- Pour un électron, $f_0 = 1.76 \times 10^{11}$ Hz avec la correction avec le facteur de Landé.
- Pour un proton, $f_0 = 1.49 \times 10^9$ Hz (avec Landé aussi).

D'après Coretin Pacary : "Ce phénomène s'accompagne d'une relaxation vers un état d'équilibre thermodynamique où les moments magnétiques sont principalement orientés suivant le champ. La précession n'intervient ici que durant un état transitoire. L'idée de la résonance magnétique est d'entretenir cet état."

2.3 Application à la RMN

RMN = Résonance Magnétique Nucléaire : on va s'intéresser aux noyaux atomiques. La RMN est une technique inventée séparément par les physiciens américains E. Purcell et F. Bloch en 1946.

L'idée est la suivante. On voit que si on applique un champ B_0 extérieur, alors il va y avoir précession du moment magnétique autour de B_0 à la pulsation $\omega_0 = -\gamma B_0$ en fait le B_0 que ça va ressentir vraiment le proton, dépend de son environnement dans la molécule. Donc on peut, en relevant la fréquence de précession, avoir une information sur l'environnement du proton. Cependant on est face à un problème : **La relaxation** : dues par exemple à l'agitation thermique ou à la simple présence de dipôles magnétiques identiques dans le voisinage, la précession ralentit progressivement jusqu'à devenir nulle lorsque le moment du dipôle magnétique est orienté selon la direction et le sens du champ B . Comme une toupie qui ralentit à cause des frottements.... Pour pallier ce problème, on va aller exciter les moments avec un autre champ plus petit et variable. Une fois excité en mesurant (grâce à une bobine) la fréquence de la relaxation des moments magnétiques, on a gagné !

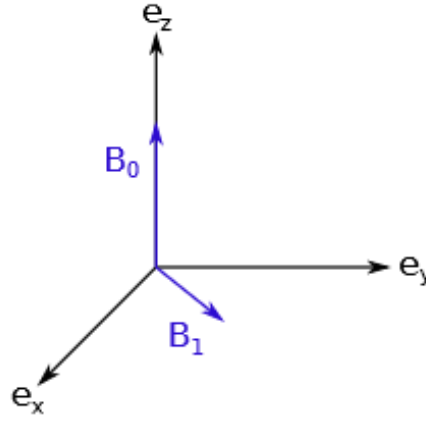


FIGURE 8 – Schéma RMN.

On applique alors un champ tournant $\vec{B}_1$ dans le plan orthogonal à $\vec{B}_0$. $\vec{B}_1$ tourne à la pulsation ω .
Théorème du moment cinétique dans le référentiel $\mathcal{R}$ du labo :

$$\left(\frac{d\vec{L}_0}{dt} \right)_{\mathcal{R}} = -(\vec{\omega}_0 + \vec{\omega}_1) \wedge \vec{L}_0$$

avec $\vec{\omega}_1 = -\gamma\vec{\omega}_1$.

TMC dans le référentiel $\mathcal{R}'$ où $\vec{B}_1$ est fixe :

$$\left(\frac{d\vec{L}_0}{dt} \right)_{\mathcal{R}'} = -(\vec{\omega}_0 + \vec{\omega}_1 - \vec{\omega}) \wedge \vec{L}_0$$

Pour parvenir à ce résultat, on écrit :

$$\left(\frac{d\vec{L}_0}{dt} \right)_{\mathcal{R}} = \left(\frac{d\vec{L}_0}{dt} \right)_{\mathcal{R}'} + \Omega_{\mathcal{R}/\mathcal{R}'} \wedge \vec{L}_0$$

Il s'ensuit :

— Si $|\vec{\omega} - \vec{\omega}_0| \gg |\vec{\omega}_1|$:

$$\left(\frac{d\vec{L}_0}{dt} \right)_{\mathcal{R}'} \approx -(\vec{\omega}_0 - \vec{\omega}) \wedge \vec{L}_0$$

L'influence de $\vec{B}_1$ est négligeable. Le moment cinétique/magnétique tourne autour de $\vec{e}_z$ à la pulsation $|\omega_0 - \omega_1|$.

— Si $|\vec{\omega} - \vec{\omega}_0| \ll |\vec{\omega}_1|$: on a donc $\omega_0 \approx \omega$. c'est la condition dite de résonnance

Dans ce cas, l'équation du mouvement s'écrit :

$$\left(\frac{d\vec{L}_0}{dt} \right)_{\mathcal{R}'} \approx -\vec{\omega}_1 \wedge \vec{L}_0$$

Cette fois-ci, le moment cinétique est dévié : il peut y avoir retournement du moment cinétique (le faire avec la main droite). C'est ce retournement que l'on mesure en RMN. Pour améliorer la sélectivité de la mesure, on se place à $\vec{B}_0$ important.

En fait, en RMN, on mesure l'aimantation de l'échantillon et on détecte la pulsation pour laquelle elle s'inverse. On applique $\vec{B}_1$ jusqu'à faire tourner $\vec{M}$ de 90 degrés. On coupe ensuite le champ $\vec{B}_1$: l'aimantation relaxe jusqu'à redevenir verticale.

ODG RMN :

$|B_0| \approx 10 \text{ T}$ donc $f_0 \approx$ qq centaines de MHz, $|B_1| \approx 0.01 \text{ T}$.

Temps de relaxation :

- relaxation de la composante du moment magnétique selon e_z : de 100 ms à qq s dans les liquides.
- relaxation de la composante transversale : solides : inférieur à 1ms, dans les liquides de 100ms à qq s.

Conclusion

La précession implique une rotation rapide dans une direction, et l'application d'un couple dans un axe perpendiculaire. C'est le cas en RMN comme pour la toupie. On a vu que l'équation était la même dans les 2 situations.

L'utilisation des gyroscope peuvent mettre en évidence la rotation de la Terre ou encore servir d'outil de navigation (Perez).