

où k est la constante de Boltzmann et T la température. A température ambiante (27°) et pour $B_0 = 1$ T, P est de l'ordre de 10^{-6} : bien que très faible, une aimantation \vec{M}_0 alignée avec \vec{B}_0 apparaît au niveau macroscopique:

$$\vec{M}_0 = N\mu P = \frac{N\mu^2 \vec{B}_0}{4kT},$$

où N est le nombre de protons.

Lorsque cet état d'équilibre est perturbé, l'aimantation \vec{M} change de direction conformément à l'équation de mouvement suivante (mécanique semi classique):

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \wedge \vec{B} \quad \text{Eq. I.1}$$

où \vec{B} est le champ magnétique total appliqué au système. D'après cette équation, si $\vec{B} = \vec{B}_0$ après la perturbation, on observe alors un mouvement de précession autour de \vec{B}_0 , à la pulsation ω_0 .

I.6.1.2. Perturbation radio-fréquence (RF)

\vec{M} porte l'information utile: son module est proportionnel à la quantité de protons de l'échantillon. Il est cependant de très faible intensité. Pour pouvoir détecter \vec{M} , on cherche à observer son mouvement de précession ce qui peut être fait à partir de l'analyse de ses composantes fréquentielles.

Afin d'obtenir un mouvement de précession de l'aimantation, on perturbe le système par un champ magnétique \vec{B}_1 radio-fréquence (« RF ») perpendiculaire à \vec{B}_0 . D'après Eq. I.1, on peut montrer qu'à la fin de l'excitation RF, on obtient un « basculement » de \vec{M} d'un angle α (dit « angle de basculement »):

$$\alpha = \gamma B_1 \tau,$$

où B_1 est l'intensité de la perturbation et τ , son temps d'application.

Les effets de cette perturbation RF peuvent être interprétés au niveau des spins:

- elle donne l'énergie suffisante à certains spins pour passer au niveau d'énergie supérieur (antiparallèle à \vec{B}_0) entraînant une diminution de M_z , la composante longitudinale de \vec{M}
- elle met en phase les spins ce qui fait apparaître une composante transversale pour l'aimantation, M_t , qui précesse à ω_0 .