

Le mode de Higgs de l'onde de nutation dans la dynamique de spin en les ferroaimants

I. Makhfudz*, E. Olive*, and S. Nicolis**

*GREMAN Univ. Tours

**Inst. Denis Poisson Univ. Tours

GDR MEETICC 2020

Chédigny, 27-30 janvier 2020

- Remerciements:
- Collaborateurs:



Enrick Olive



Stam Nicolis

(GREMAN, Tours) (Institut Denis Poisson, Tours)

- Discussion: Prof. Jean-Claude Soret
- Financement: Univ. de Tours, GREMAN

Dynamique de spin (ultra) rapide

- Démagnétisation rapide en nickel par impulsion optique
- E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, Phys. Rev. Lett. 76, 4250 (1996)
- Limite de vitesse
- I. Tudosa, et al. Nature 428, 831 (2004)

Plan

- Dynamique de spin et de magnétisation
- Équation Landau-Lifshitz-Gilbert
- Effet inertiel et nutation pour un seul spin

Plan

- Inertie et nutation: réseau de spins en interaction
- Référence: I. Makhfudz, E. Olive, et S. Nicolis: 1910.11897 (2019)

- Landau-Lifshitz Equation

$$\frac{dM}{dt} = \gamma M \times H_{\text{eff}} - \lambda M \times (M \times H_{\text{eff}})$$

L. Landau and E. Lifshitz, Phys. Z. Sowjetunion 8, 153

- Landau-Lifshitz-Gilbert Equation

$$\frac{dM}{dt} = \gamma M \times (H_{eff} - \eta \frac{dM}{dt})$$

T. L. Gilbert, IEEE Trans. Mag. 40, 3443 (2004)

- Inertial Landau-Lifshitz-Gilbert Equation

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times \left[\mathbf{H}_{\text{eff}} - \eta \left(\frac{d\mathbf{M}}{dt} + \tau \frac{d^2 \mathbf{M}}{dt^2} \right) \right]$$

Références:

Théorique: M.-C. Ciornei, J. M. Rubi, and J.-E. Wegrowe, Phys. Rev. B 83, 020410(R) (2011)*; J.-E. Wegrowe and C. Ciornei, Am. J. Phys. 80, 607 (2012*); M. Fähnle, D. Steiauf, and C. Illg, Phys. Rev. B 84, 172403 (2011)**; R. Mondal, M. Berritta, A. K. Nandy, and P. M. Oppeneer, Phys. Rev. B 96, 024425 (2017)***.

Expérimental: ****K. Neeraj et al., arXiv:1910.11284 (2019).

- Terme d'inertie et nutation
- Champ H statique → précession
- Terme d'inertie → nutation

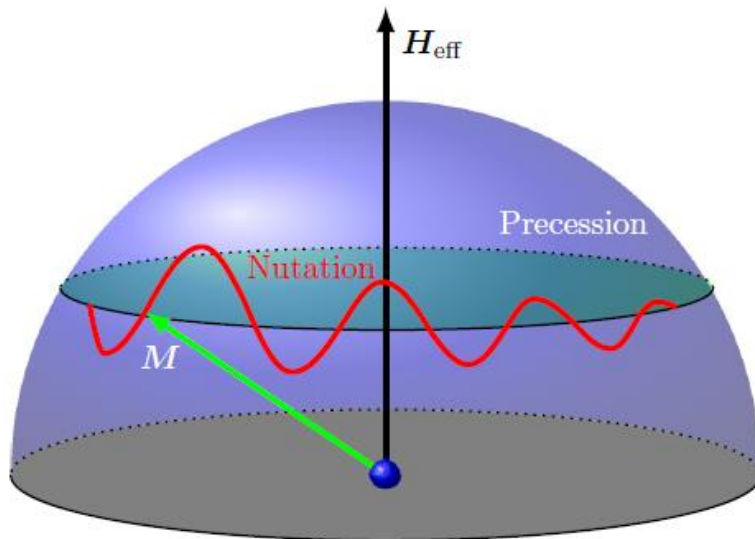
$$M_{\perp} = \sqrt{M_x^2 + M_y^2}$$

fixé

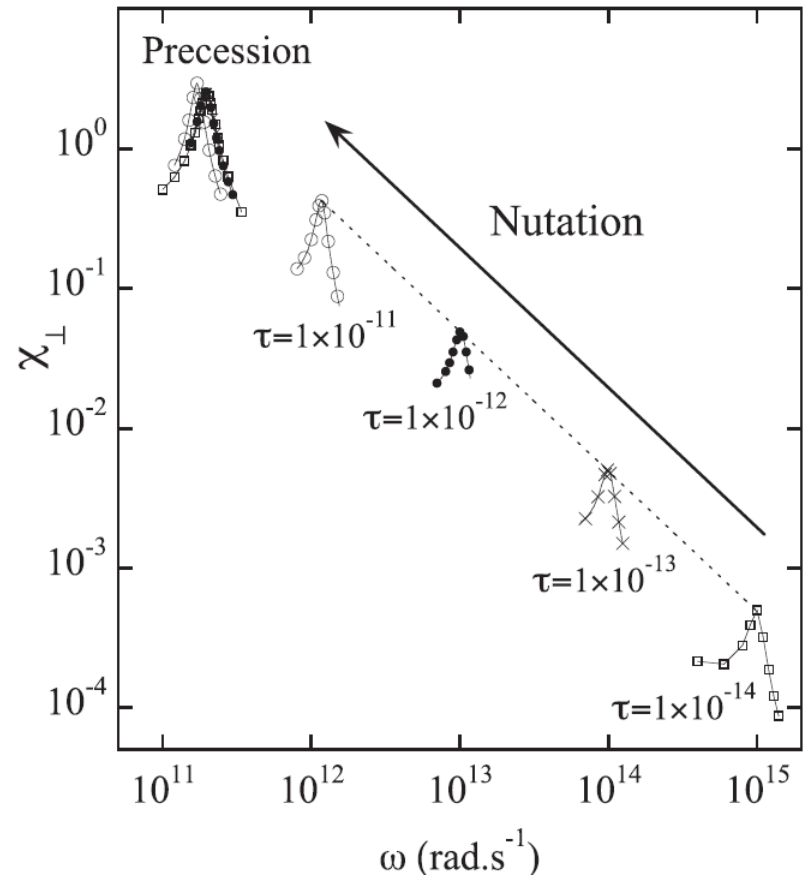
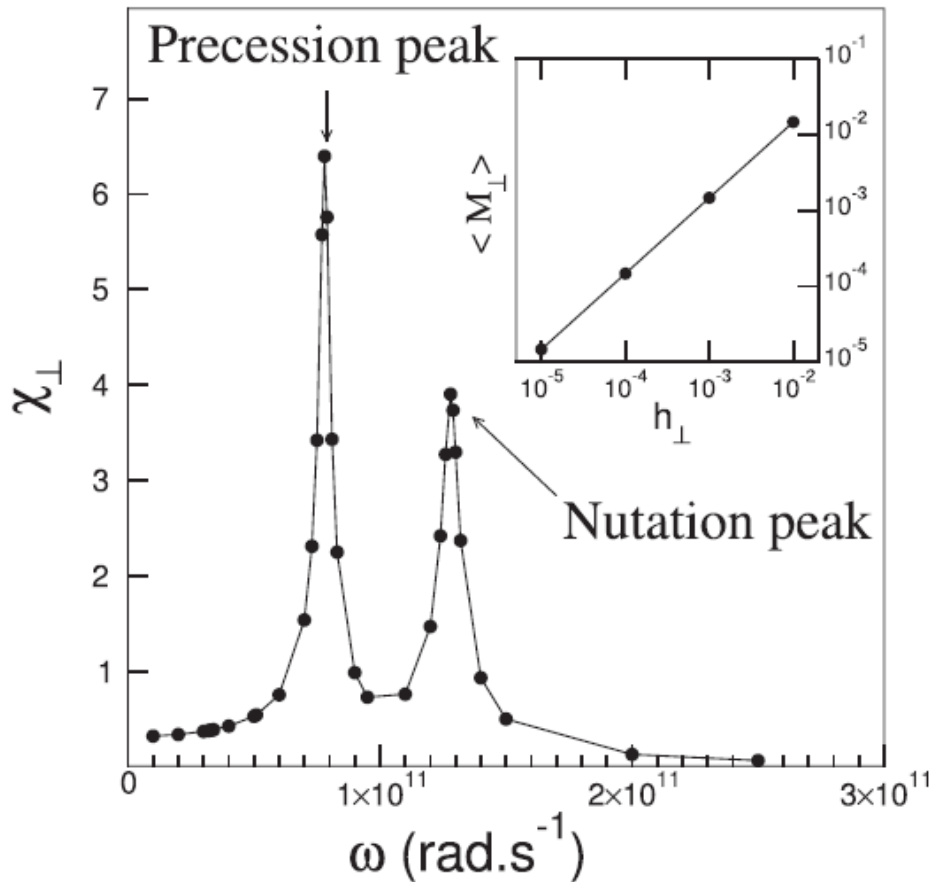
change

toujours fixé

$$|M| = \sqrt{M_{\perp}^2 + M_z^2} = M_s$$



R. Mondal, M. Berritta, A. K. Nandy, and P. M. Oppeneer, Phys. Rev. B **96**, 024425 (2017)

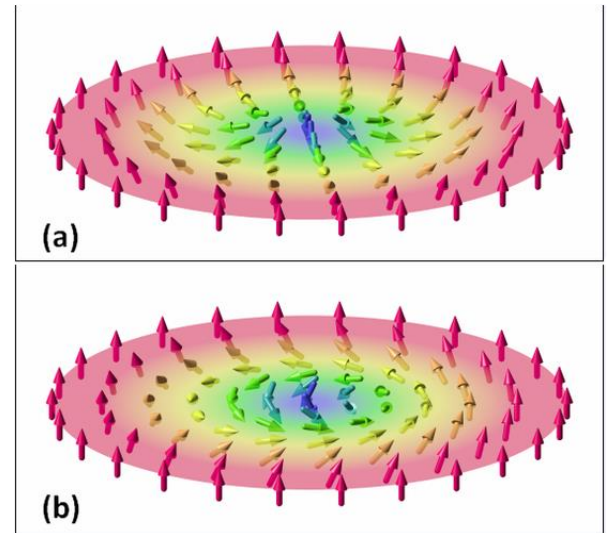


- Références: E. Olive, Y. Lansac, and J.-E. Wegrowe, Appl. Phys. Lett. 100, 192407 (2012); E. Olive, Y. Lansac, M. Meyer, M. Hayoun, and J.-E. Wegrowe, J. Appl. Phys. 117, 213904 (2015).

- Inertie topologique vs inertie dynamique

Skyrmion

$$n = \frac{1}{4\pi} \int \mathbf{M} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial y} \right) dx dy$$



I. Makhfudz, B. Krüger, and O. Tchernyshyov
 Phys. Rev. Lett. **109**, 217201 (2012)

- Description de la dynamique des spins en interaction:

$$\tilde{F} = \int \left(f_0(M) + U_{\text{non-u}} - \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} - \frac{H^2}{8\pi} \right) dV$$

$$U_{\text{non-u}} = \frac{1}{2} J_{ij} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_j}$$

- ILLG pour une chaîne de spin ferromagnétique de Heisenberg

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times \left[\mathbf{H}_{\text{eff}} - \eta \left(\frac{d\mathbf{M}}{dt} + \tau \frac{d^2\mathbf{M}}{dt^2} \right) \right] \quad \mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + J_{ij} \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial x_i \partial x_j}$$

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times \left[\mathbf{H} - \eta \left(\frac{d\mathbf{M}}{dt} + \tau \left(\frac{d^2\mathbf{M}}{dt^2} - v_{\text{iner}}^2 \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial x^2} \right) \right) \right] \quad (5)$$

$$v_{\text{iner}}^2 = \frac{J}{\eta\tau} \quad (6)$$

Référence: I. Makhfudz, E. Olive, and S. Nicolis
1910.11897 (2019)

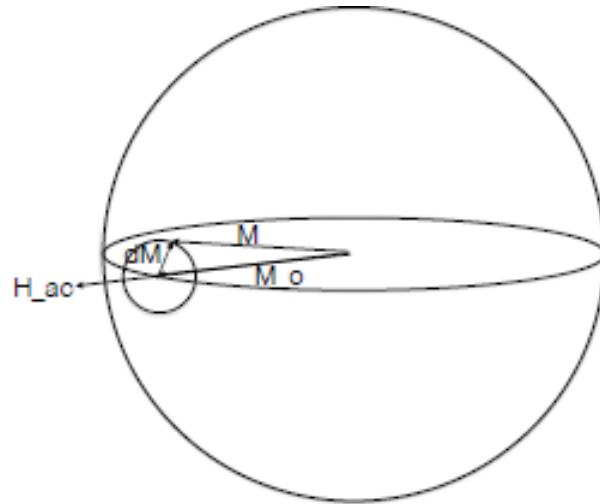
- Équation ILLG linéarisée

$$\mathbf{M}(x, t) = \mathbf{M}_0 + \widetilde{\mathbf{M}}(x, t)$$

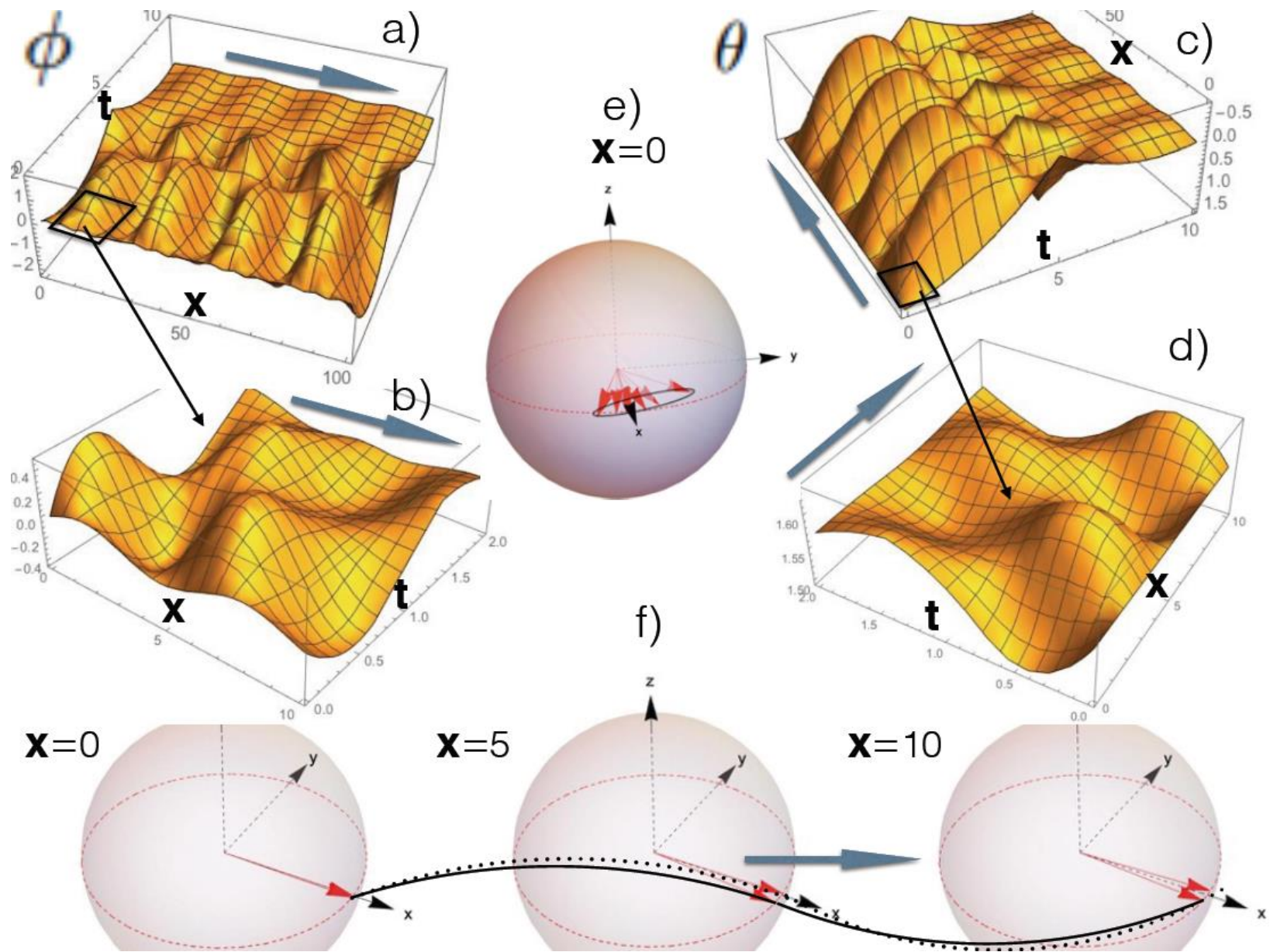
$$D_g \widetilde{\mathbf{M}} = \gamma \left[\mathbf{M}_0 \times \widetilde{\mathbf{H}} - \eta \mathbf{M}_0 \times (D_g + \tau' D_{s=+} D_{s=-}) \widetilde{\mathbf{M}} - \widetilde{\mathbf{H}} \times \widetilde{\mathbf{M}} \right]$$

$$D_v = \partial_{t'} - v \partial_{x'} \quad (\text{with } v = \pm \tilde{v}_g, \tilde{v}_{s=\pm})$$

$$D_c^2 \psi = \left(\frac{\partial}{\partial t} - c \frac{\partial}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial x} \right) \psi = 0$$



- Champ magnétique statique nul
- ➔ pas de précession
- Champ magnétique alternatif en plan équatorial
- ➔ nutation générée



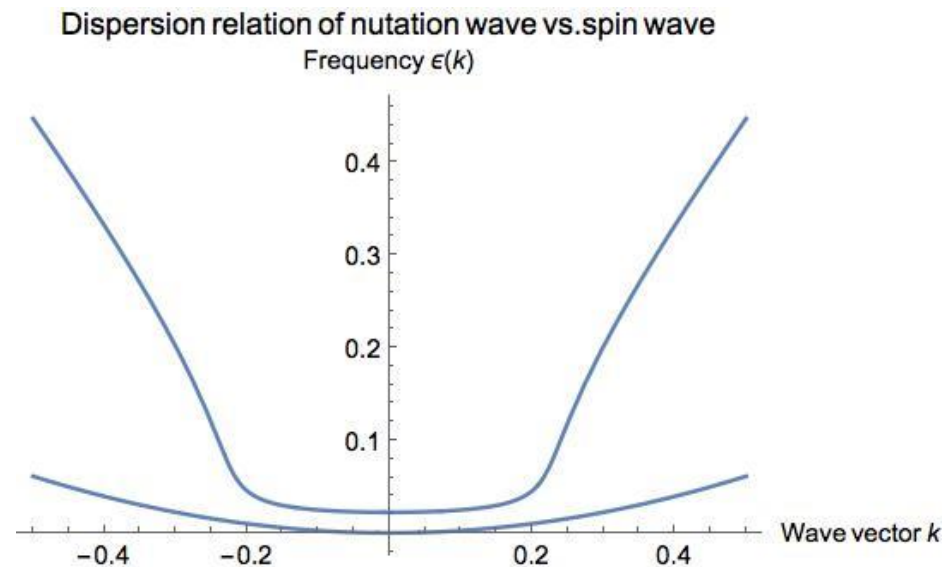
- Relation de dispersion

$$\epsilon_{\text{nw}}(k) = \sqrt{v_{\text{iner}}'^2 k^2 + m'^2}$$

$$v_{\text{iner}}'^2 = v_{\text{iner}}^2 \left(1 - \frac{\omega_n^2}{4m^4\tau^2}\right), m'^2 = m^2 \left(1 + \frac{\omega_n^2}{4m^4\tau^2}\right)$$

$$m^2 = \omega_n^2 - \frac{1}{4\tau^2} > 0$$

- Onde de nutation vs Onde de spin
- Massif non-massif
- relativiste non-relativiste



Référence : I. Makhfudz, E. Olive, and S. Nicolis
1910.11897 (2019)

- Vitesse et fréquence caractéristiques de l'onde
- Matériels réels ferromagnétiques 1d

$\text{CuCl}_2 - \text{TMSO}$, $\text{C}_4\text{H}_8\text{SO}(\text{TMSO})$ $\text{C}_2\text{H}_6\text{SO}(\text{DMSO})$ and $(\text{C}_6\text{H}_{11}\text{NH}_3)\text{CuCl}_3$
 $J_{\text{exch}}/k_B = 39\text{K}$ and 45K $a \simeq 2\text{\AA}$ $J = J_{\text{exch}}/(M_s^2 a)$, $\gamma = 1.75 \times 10^{11}$
 sA/kg , $\tau = 10^{-14}\text{s}$, $M_s = 10^6 \text{ A/m}$ $\alpha = \gamma\eta M_s = 0.1$

- A $k = \pi/a$ nous avons $\epsilon_{\text{nw}}(k = \pi/a) \simeq 6.3 \times 10^{15} \text{ Hz}$

- Onde de nutation Onde de spin

$$v_{\text{iner}} = \sqrt{\gamma J M_s / (\tau \alpha)} \simeq 22 \times 10^3 \text{ m/s}$$

$$v_{\text{sw}} = \partial \bar{\omega}_{\text{sw}}(\vec{k}) / \partial k|_{k=\pi/a} \simeq 3.5 \times 10^3 \text{ m/s}$$

- Stabilité de l'onde de nutation contre l'amortissement
- Taux de décroissance

$$\Gamma_d = \frac{\alpha J \gamma M_s k^2}{4}$$

- Temps de décroissance

$$\tau_d = \frac{1}{\Gamma_d} = \frac{4}{\alpha J \gamma M_s k^2}$$

- Numériquement,

$$\tau_d \gg \tau$$

Exemple illustratif: $\tau_d = 33.5 \cdot 10^{-14} \text{ s}, \tau = 10^{-14} \text{ s}$

Mécanisme de Higgs pour l'onde de nutation

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^2 + |D_\mu\Phi|^2 - V(\Phi)$$

F. Englert et R. Brout, PRL (1964)

P. Higgs, PRL (1964)

- Champ scalaire effectif

$$\Phi = M_z + iM_\perp = M_s e^{i\chi}$$

- Champ de jauge émergent

$$A_\mu = -\frac{1}{e}\partial_\mu\chi \quad \Phi \rightarrow e^{i\xi}\Phi, A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\xi$$

$$M_\perp = \sqrt{M_x^2 + M_y^2}, \chi = \tan^{-1} \frac{M_\perp}{M_z}$$

$$\xi = \tan^{-1} \frac{M'_\perp M_z - M_\perp M'_z}{M_z M'_z + M_\perp M'_\perp}$$

- Potentiel ϕ^4

$$V(\Phi) = -\mu^2|\Phi|^2 + \frac{\lambda}{2}|\Phi|^4$$

• Brisure de symétrie: $|\Phi_0| = |\langle \Phi \rangle| = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$

• Fluctuations:

$$\Phi(x) = \Phi_0 + \frac{1}{\sqrt{2}}(\Phi_1(x) - i\Phi_2(x))$$

• Sous-espace de paramètre où $|M|$ fixé:

$$\Phi_2(x) = \sqrt{2}M_s \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\Phi_1^2(x)}{2M_s^2}} \right)$$

$$|\Phi(x)|^2 = M_s^2$$

Référence : I. Makhfudz, E. Olive, and S. Nicolis
1910.11897 (2019)

- Potentiel effectif: $V(\Phi_1, \Phi_2) = -\frac{\mu^4}{2\lambda} + \mu^2\Phi_2^2 + \mathcal{O}(\Phi_1^3, \Phi_2^3)$
- $\Phi_2 \equiv M_\perp = \sqrt{M_x^2 + M_y^2}$ gagne une masse $m_2^2 = 2\mu^2$
 Φ_2 à la nutation (mode de Higgs)
- Φ_1 reste sans masse: l'onde de spin (mode Goldstone)

- Champ de jauge $A_\mu = -(\partial_t \chi, \partial_x \chi)/e$
- Lagrangian $\delta \mathcal{L} = \frac{1}{2} m_A^2 A_\mu^2$
- Masse $m_A^2 = 2e^2 \frac{\mu^2}{\lambda}$
- Fluctuations de phase = boson de vecteur de jauge

- Conclusions
- Nutation et l'onde de nutation dans la dynamique de spin ultra-rapide
- L'origine: terme d'inertie
- Un spectre de particules massives relativiste
- Une vitesse et une fréquence supérieures
- Realisation de mécanisme de Higgs