

6 磁性の実験手法

1. マクロな物理量 (空間的に一様な応答):
磁化 (磁化率)、磁気トルク、交流磁化 (率)
2. ミクロな物理量 (空間的・時間的に変調する応答、揺らぎ)
中性子散乱、(核)磁気共鳴、メスバウアー効果
磁気モーメントの相関関数を測定する。

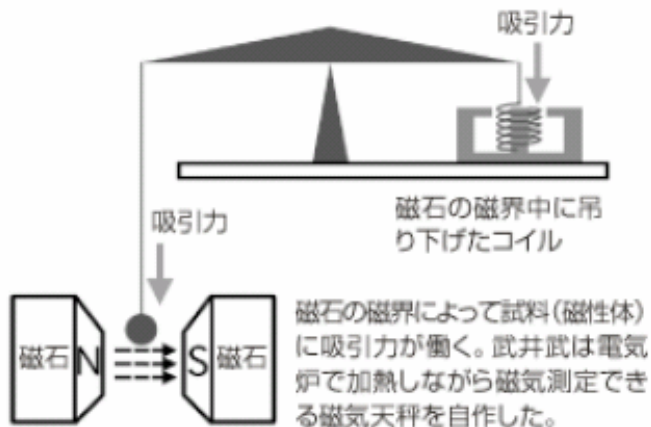
5 - 1 マクロな物理量： 磁化

1: 磁性体に働く力を検出する方法:

$\vec{M} // \vec{H}$ の場合 勾配のある磁場中で磁性体に働く力 $\vec{F} = (\vec{\nabla} H) M$

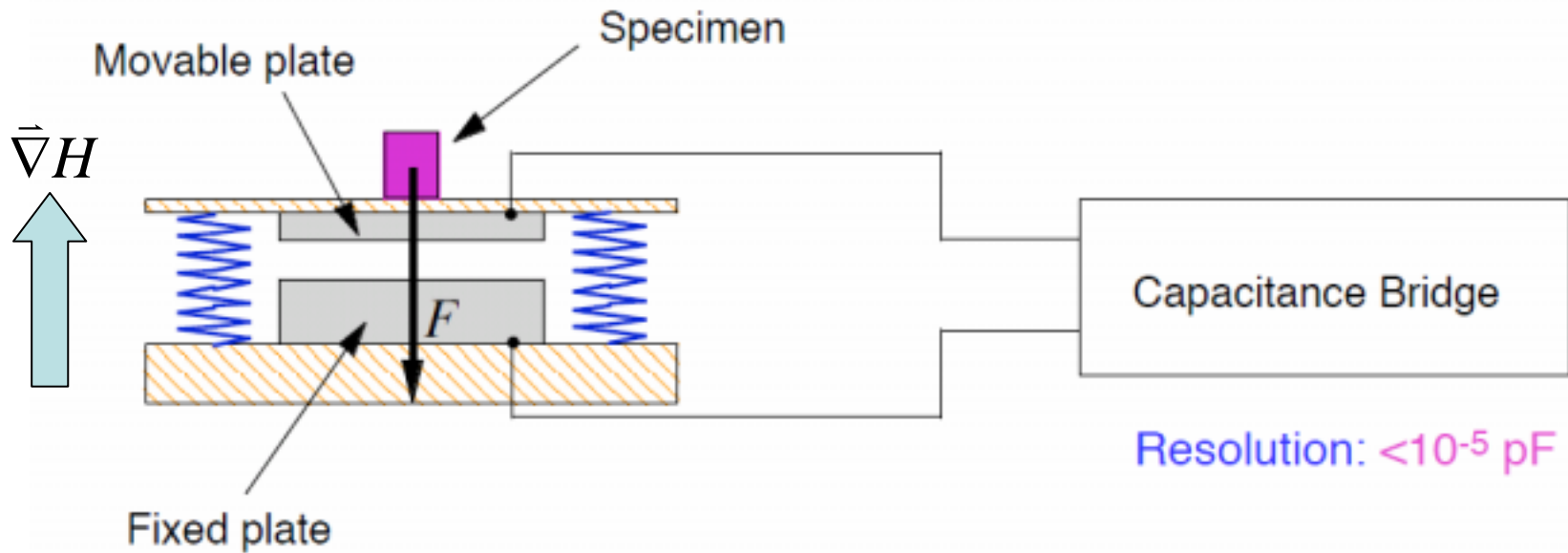
磁気天秤

〈磁気天秤 (magnetic balance) の仕組みと原理〉



試料側の吸引力と釣り合うように、コイルに電流を流す。これはVCM(ボイスコイルモータ)と同じ原理。吸引力は電流の大きさに比例する。

ファラデー法 (物性研榊原研)



2 : 磁性体をコイル中で動かして誘導起電力を測定する方法:

引き抜き法 (SQUID)

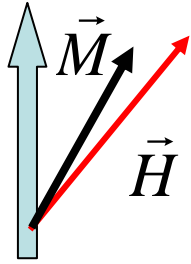
Vibrating Sample Magnetometer

磁気トルク

\vec{M} と \vec{H} が平行でない場合

磁化率が異方性を持つ場合

$$\chi = \begin{pmatrix} \chi_{//} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{\perp} \end{pmatrix}$$



$$E = \mu_0 \int_0^M \vec{H} \cdot d\vec{M} = \mu_0 \int_0^H \vec{H} \cdot \chi d\vec{H} = \frac{\mu_0 H^2}{2} (\chi_{//} \cos^2 \theta + \chi_{\perp} \sin^2 \theta)$$

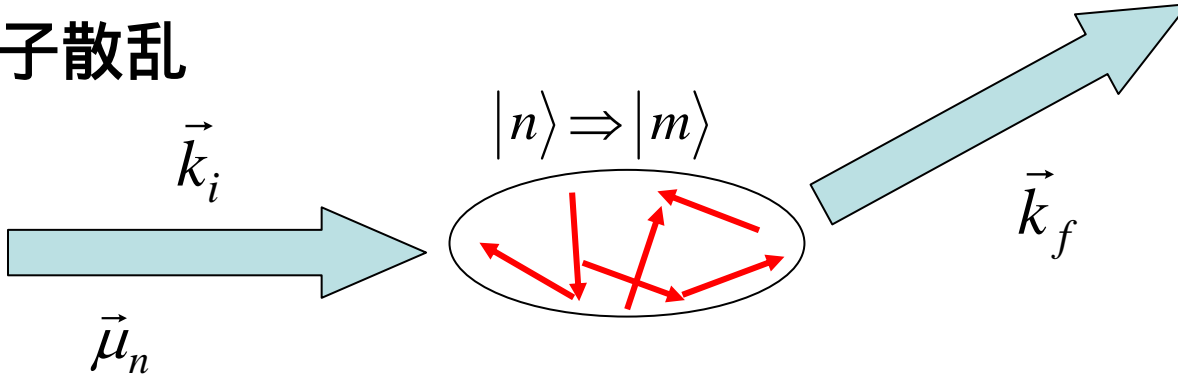
トルク $\tau = \frac{\partial E}{\partial \theta}$

$$= \mu_0 H^2 (\chi_{\perp} - \chi_{//}) \cos \theta \sin \theta$$

$$= |\vec{M} \times \vec{H}|$$

5 - 2 ミクロな物理量： スピン相関関数

中性子散乱



散乱断面積

$$\frac{d\sigma}{d\Omega d\omega} \Leftrightarrow S(q, \omega)$$

$$H_{\text{int}} = -\vec{\mu}_e \cdot \vec{H}_n \quad \vec{H}_n = \text{rot} \left(\vec{\mu}_n \times \frac{\vec{r}}{r^3} \right)$$

遷移確率

$$W_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle f | H_{\text{int}} | i \rangle \right|^2 \rho(E_f) \delta(E_i - E_f)$$

$$E_i = \frac{\hbar^2 k_i^2}{2M} + E_n \quad E_f = \frac{\hbar^2 k_f^2}{2M} + E_m$$

$$\hbar\omega = \frac{\hbar^2}{2M} (k_f^2 - k_i^2) = E_n - E_m$$

散乱断面積

$$\rho(E_f) = \frac{V}{(2\pi)^3} dk_x dk_y dk_z = \frac{V}{(2\pi)^3} k_f^2 dk_f d\Omega = \frac{V}{(2\pi)^3} \frac{M}{\hbar} k_f d\Omega d\omega$$

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = \frac{1}{v_i} \frac{W_{i \rightarrow f}}{d\Omega d\omega} = V \left(\frac{M}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \frac{k_f}{k_i} \sum_{n,m} \left| \langle m \vec{k}_f \sigma' | H_{\text{int}} | n \vec{k}_i \sigma \rangle \right|^2 \delta \left(\frac{E_n - E_m}{\hbar} - \omega \right) \frac{\exp \left(-\frac{E_n}{k_B T} \right)}{Z}$$

$$|\vec{k}_i\rangle = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp(i\vec{k}_i \cdot \vec{r}_n), \quad \langle \vec{k}_f | = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp(-i\vec{k}_f \cdot \vec{r}_n) \quad \vec{q} = \vec{k}_f - \vec{k}_i \quad \text{散乱ベクトル}$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} &= V \left(\frac{M}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \frac{k_f}{k_i} \sum_{n,m} \left| \langle m\vec{k}_f\sigma' | H_{\text{int}} | n\vec{k}_i\sigma \rangle \right|^2 \delta\left(\frac{E_n - E_m}{\hbar} - \omega \right) \frac{\exp\left(-\frac{E_n}{k_B T}\right)}{Z} \\ &= \left(\frac{M}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \frac{k_f}{k_i} \sum_{n,m} \left| \int \langle m\sigma' | \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}_n) H_{\text{int}} | n\sigma \rangle d\vec{r}_n \right|^2 \delta\left(\frac{E_n - E_m}{\hbar} - \omega \right) \frac{\exp\left(-\frac{E_n}{k_B T}\right)}{Z} \end{aligned}$$

$$\vec{r}_n = \vec{r} + \vec{r}_e \quad H_{\text{int}} = -\vec{\mu}_e \cdot \text{rot}\left(\vec{\mu}_n \times \frac{\vec{r}}{r^3} \right)$$

$$\begin{aligned} \int \langle m\sigma' | \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}_n) H_{\text{int}} | n\sigma \rangle d\vec{r}_n &= \langle m\sigma' | \sum_e \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}_e) \int \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}) \vec{\mu}_e \cdot \vec{H}_n(\vec{r}) d\vec{r} | n\sigma \rangle \\ \int \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}) \vec{\mu}_e \cdot \vec{H}_n(\vec{r}) d\vec{r} &= 4\pi \left\{ \vec{\mu}_e \cdot \vec{\mu}_n - \frac{(\vec{\mu}_n \cdot \vec{q})(\vec{\mu}_e \cdot \vec{q})}{q^2} \right\} = 4\pi \vec{\mu}_{e\perp} \cdot \vec{\mu}_n \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int \langle m\sigma' | \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}_n) H_{\text{int}} | n\sigma \rangle d\vec{r}_n &= 4\pi \langle m\sigma' | \sum_e \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}_e) \vec{\mu}_{e\perp} \cdot \vec{\mu}_n | n\sigma \rangle \\ &= 4\pi \langle m\sigma' | \vec{\mu}_n \cdot \vec{S}_\perp(\vec{q}) | n\sigma \rangle \end{aligned}$$

$\vec{\mu}_{e\perp}$ 電子磁気モーメントのqに垂直な成分

$$\delta\left(\frac{E_n - E_m}{\hbar} - \omega\right) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp(-i\omega t) \exp\left(\frac{i(E_n - E_m)t}{\hbar}\right)$$

$$\begin{aligned} \delta\left(\frac{E_n - E_m}{\hbar} - \omega\right) \int \langle m\sigma' | \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}_n) H_{\text{int}} | n\sigma \rangle d\vec{r}_n &= 4\pi \frac{1}{2\pi} \langle m\sigma' | \vec{\mu}_n \cdot \vec{S}_{\perp}(\vec{q}, t) | n\sigma \rangle \frac{\exp\left(-\frac{E_n}{k_B T}\right)}{Z} \\ \frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} &= \left(\frac{M}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{k_f}{k_i} \sum_{n,m} \left| \int \langle m\sigma' | \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}_n) H_{\text{int}} | n\sigma \rangle d\vec{r}_n \right|^2 \delta\left(\frac{E_n - E_m}{\hbar} - \omega\right) \frac{\exp\left(-\frac{E_n}{k_B T}\right)}{Z} \\ &= \left(\frac{2M}{\hbar^2}\right)^2 \frac{k_f}{k_i} \sum_{n,m} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp(-i\omega t) \langle n\sigma | \vec{\mu}_n \cdot \vec{S}_{\perp}(-\vec{q}, 0) | m\sigma' \rangle \langle m\sigma' | \vec{\mu}_n \cdot \vec{S}_{\perp}(\vec{q}, t) | n\sigma \rangle \frac{\exp\left(-\frac{E_n}{k_B T}\right)}{Z} \\ &= \left(\frac{2M}{\hbar^2}\right)^2 \frac{k_f}{k_i} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp(-i\omega t) \langle \{ \vec{\mu}_n \cdot \vec{S}_{\perp}(-\vec{q}, 0) \} \{ \vec{\mu}_n \cdot \vec{S}_{\perp}(\vec{q}, t) \} \rangle \end{aligned}$$

中性子のスピんに偏りが無ければ

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = \left(\frac{2M}{\hbar^2}\right)^2 \frac{k_f}{k_i} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp(-i\omega t) \langle \vec{S}_{\perp}(-\vec{q}, 0) \cdot \vec{S}_{\perp}(\vec{q}, t) \rangle$$

中性子散乱断面積は動的
スピン相関関数を直接観測
する。

$$\vec{S}_{\perp}(\vec{q}, t) = \underbrace{\langle \vec{S}_{\perp}(\vec{q}) \rangle}_{\text{↑}} + \underbrace{\delta \vec{S}_{\perp}(\vec{q}, t)}_{\text{↑}}$$

Bragg散乱 ($\omega = 0$)

スピン励起スペクトル