

Retournement de l'aimantation des nanoaimants

Edgar Bonet

28 octobre 1999

Théorie du retournement uniforme

- Théorie quasi-statique
 - Aimantation uniforme ?
 - Retournement uniforme
 - Modèle de Stoner-Wohlfarth
 - Anisotropie arbitraire
 - Bifurcations
- Théorie dynamique
 - Modèle de Néel-Brown
 - Reformulation de Kurkijärvi

Théorie quasi-statique

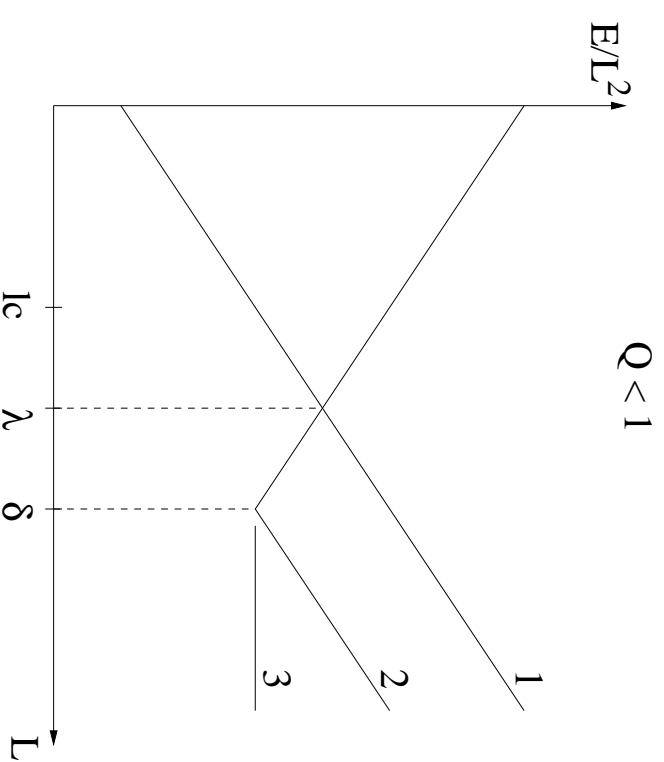
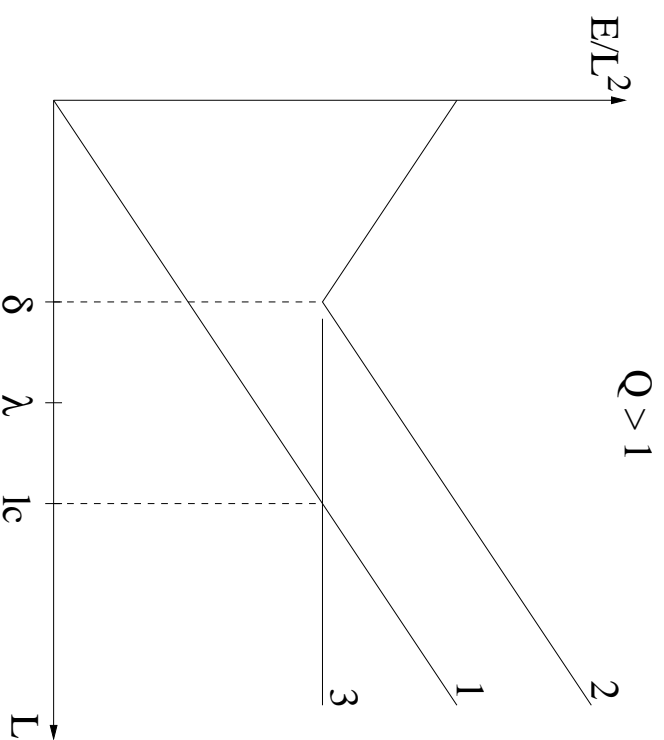
- monocristal
- particule isolée
- limite $T \rightarrow 0$
- non quantique

↔ système dans un **minimum de potentiel**

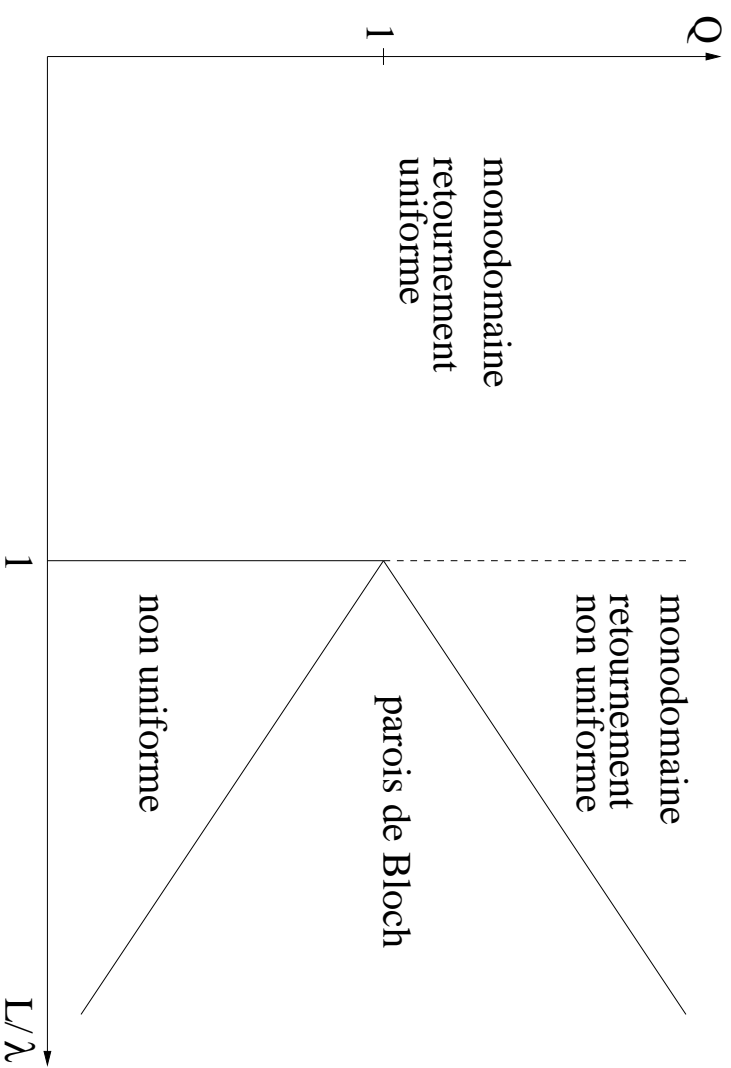
Variations lentes du champ appliqué ↔ évolution **quasi-statique**.

Aimantation uniforme ?

- aimantation uniforme $E_1 \sim \mu_0 M_s^2 L^3$
- aimantation non homogène $E_2 \sim JL + KL^3$
- paroi de domaine $E_3 \sim \sqrt{JK} L^2$ pour $L > \delta = \sqrt{J/K}$



Aimantation uniforme ?



$$Q = \frac{K}{\mu_0 M_s^2} = \left(\frac{\lambda}{\delta}\right)^2 = \left(\frac{l_c}{\lambda}\right)^2 .$$

Retournement uniforme

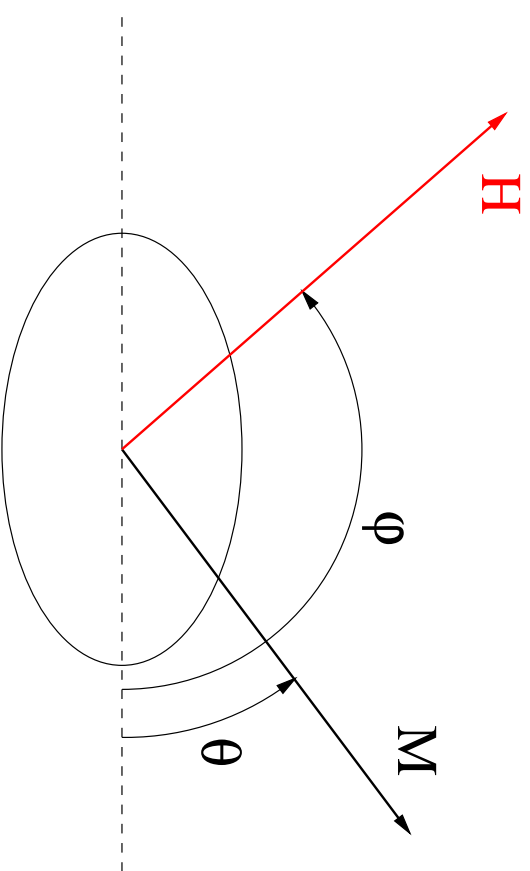
Minimisation de

$$V(\mathbf{r}) = V_0(\mathbf{r}) - \mu_0 v \mathbf{H} \cdot \mathbf{M}$$

ou encore

$$V = V_0 - \mathbf{r} \cdot \mathbf{h}$$

où $\mathbf{h} = \mu_0 v M_s \mathbf{H}$



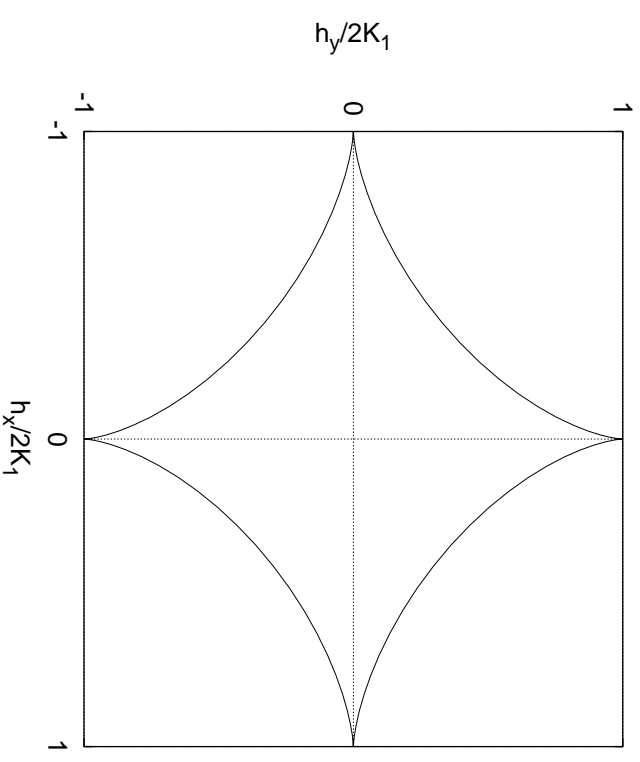
Modèle de Stoner-Wohlfarth

Potentiel :

$$\begin{aligned} V &= K_1 \sin^2 \theta - \mathbf{r} \cdot \mathbf{h} \\ &= K_1 \sin^2 \theta - h \cos(\theta - \varphi) \end{aligned}$$

Champs de retournement :

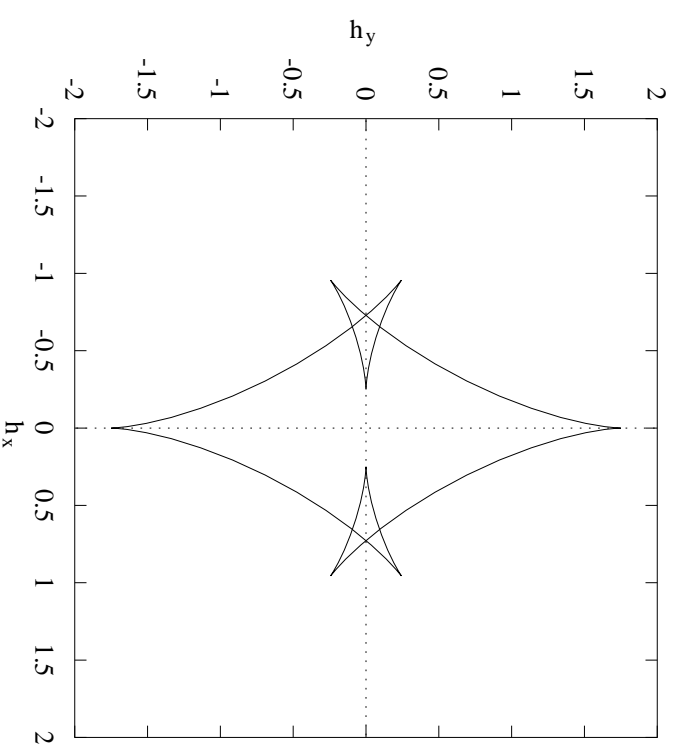
$$\frac{h}{2K_1} = \frac{1}{(\sin^{2/3} \varphi + \cos^{2/3} \varphi)^{3/2}}$$



Anisotropie arbitraire

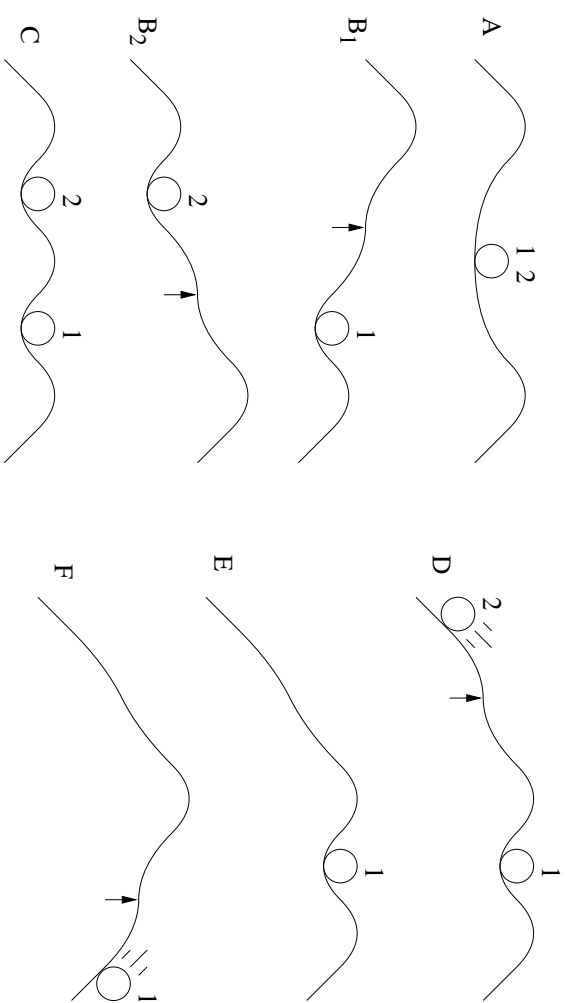
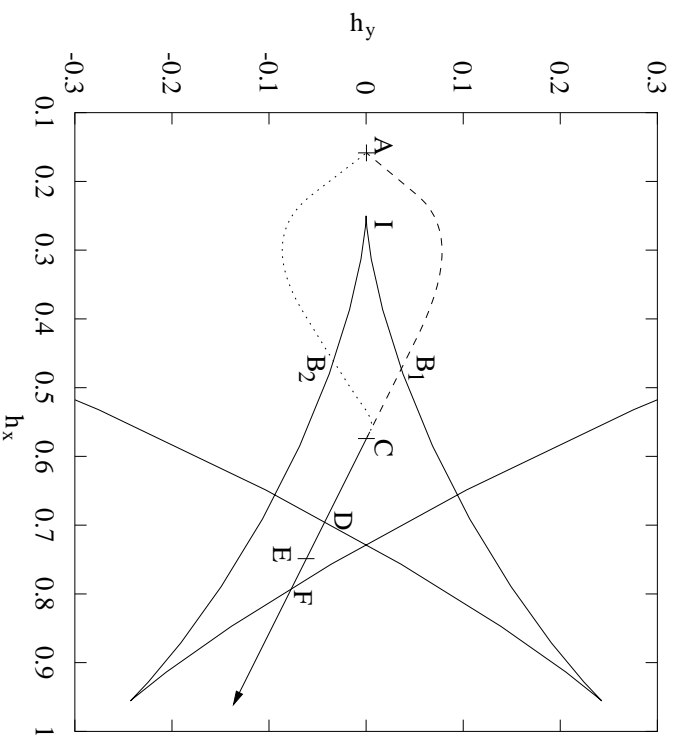
Par exemple

$$V_0 = -\cos^2 \theta - \frac{3}{4} \cos^4 \theta.$$



↪ **plusieurs** champs de retournement pour une direction donnée.

Bifurcations

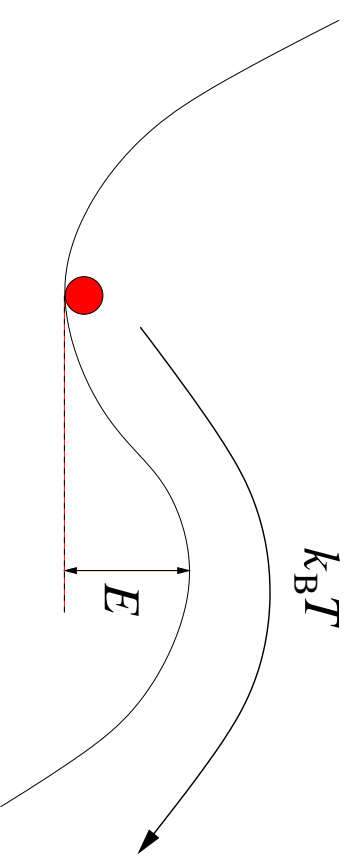


Le champ de retournement dépend du chemin suivi !

Théorie dynamique

$T \neq 0$

- barrière d'énergie de quelques $k_B T$ franchissable
- retournement stochastique



Modèle de Néel-Brown

Probabilité de non retournement

$$P(t) = e^{-t/\tau}.$$

τ suit une loi d'Arrhénius

$$\tau = \tau_0 e^{E/k_B T}$$

τ_0 dépend des détails de la dynamique.

Modèle de Néel-Brown

Dynamique donnée par l'équation de Gilbert

$$\dot{\mathbf{r}} = \frac{\mu_0 \gamma}{1 + \alpha^2} \mathbf{r} \times \mathbf{H}_{ef} + \frac{\alpha \mu_0 \gamma}{1 + \alpha^2} (\mathbf{r} \times \mathbf{H}_{ef}) \times \mathbf{r},$$

Amortissement moyen et fort :

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{\gamma}{4\pi\nu M_s} \frac{\alpha}{1 + \alpha^2} \frac{\sqrt{c_1^{(1)} c_2^{(1)}}}{\sqrt{-c_1^{(0)} c_2^{(0)}}} \times \left(-c_1^{(0)} - c_2^{(0)} + \sqrt{\left(c_2^{(0)} - c_1^{(0)} \right)^2 - 4\alpha^{-2} c_1^{(0)} c_2^{(0)}} \right).$$

Amortissement faible :

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{\alpha \gamma}{2\pi\nu M_s k_B T} \frac{E}{\sqrt{c_1^{(1)} c_2^{(1)}}},$$

où $c_q^{(j)}$ sont les courbures du potentiel.

Reformulation de Kurkijärvi

Champ balayé à vitesse $v = -\frac{d(\delta H)}{dt}$.

La hauteur de barrière varie comme

$$E = E_0(\delta H)^{3/2}.$$

Probabilité de retournement maximale quand

$$\frac{d^2 P}{dt^2} = \frac{P}{\tau^2} \left(1 + \frac{d\tau}{dt} \right) = 0,$$

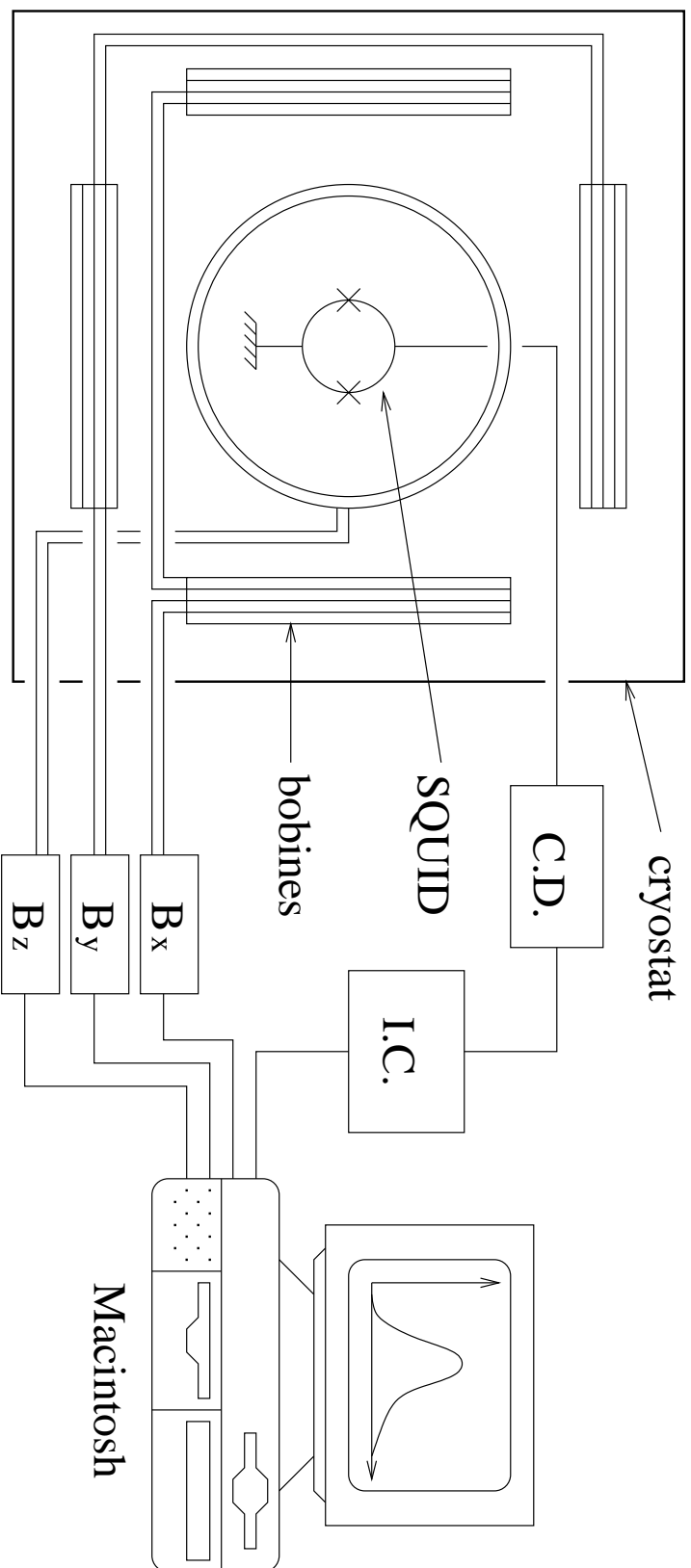
soit pour le champ

$$(\delta H)^{3/2} = \frac{k_B T}{E_0} \ln \frac{2k_B T}{3E_0 \sqrt{\delta H} v \tau_0}.$$

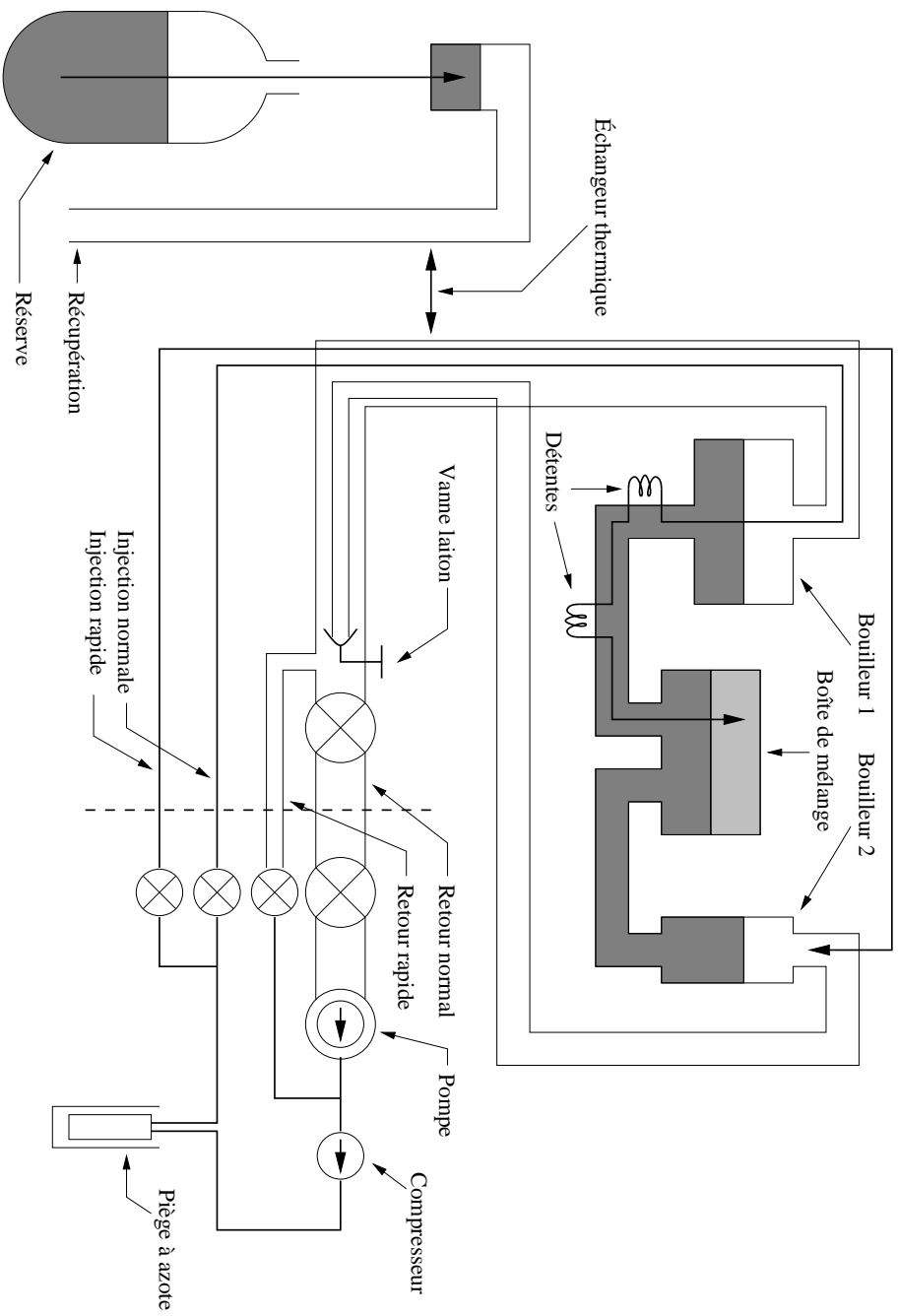
Techniques expérimentales

- Schéma général de l'expérience
- Chaîne de mesure
- Micro-SQUID
 - Caractéristique du SQUID
- Commande du champ
- Cycle d'hystérésis
- Mode froid
- Mode aveugle

Schéma général de l'expérience



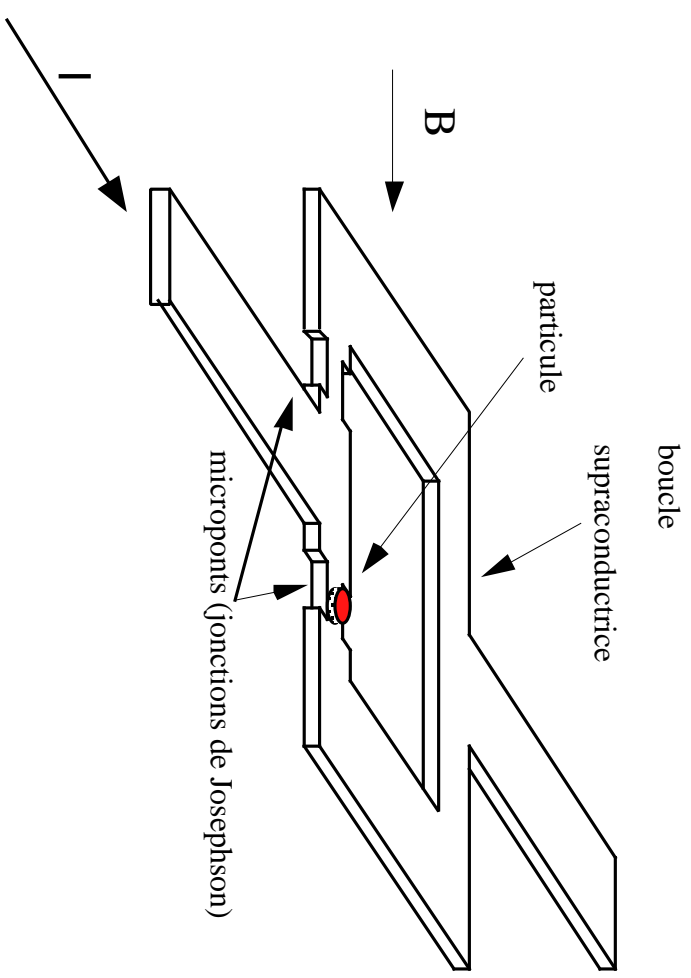
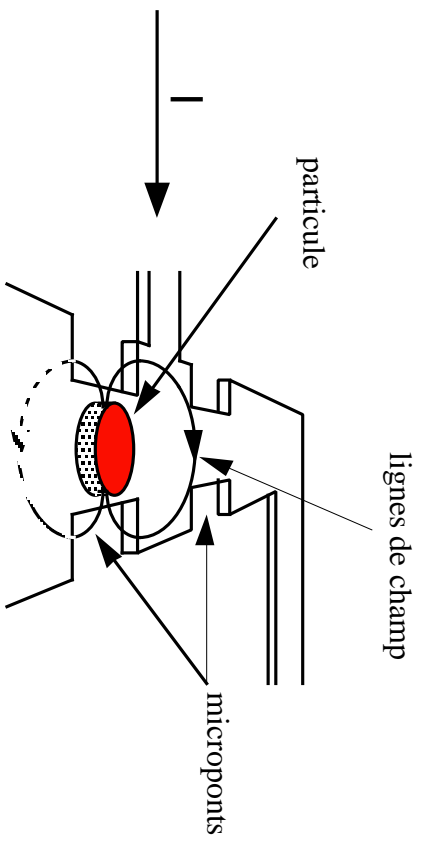
Cryogénie



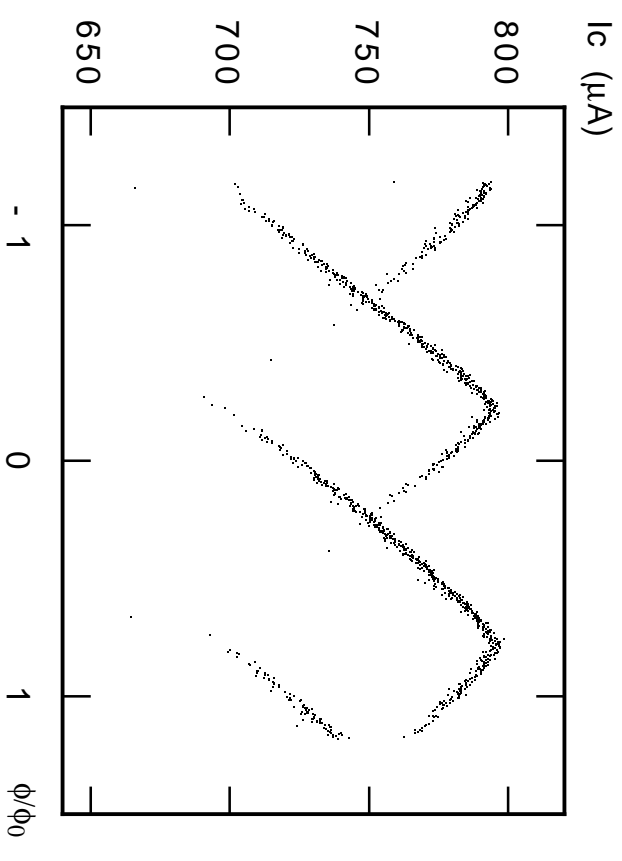
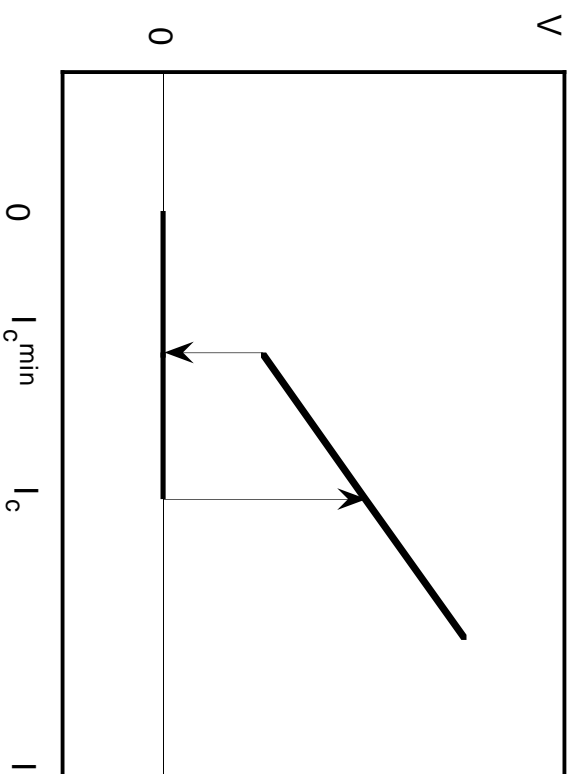
Chaîne de mesure

- micro-SQUID
- circuit de détection (analogique)
- interface de contrôle (numérique)
- carte d'acquisition
- logiciel

Micro-SQUID

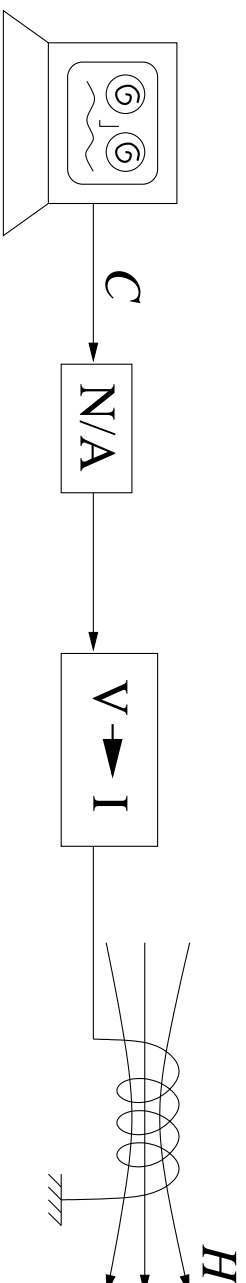


Caractéristique du SQUID



Commande du champ

Système de commande



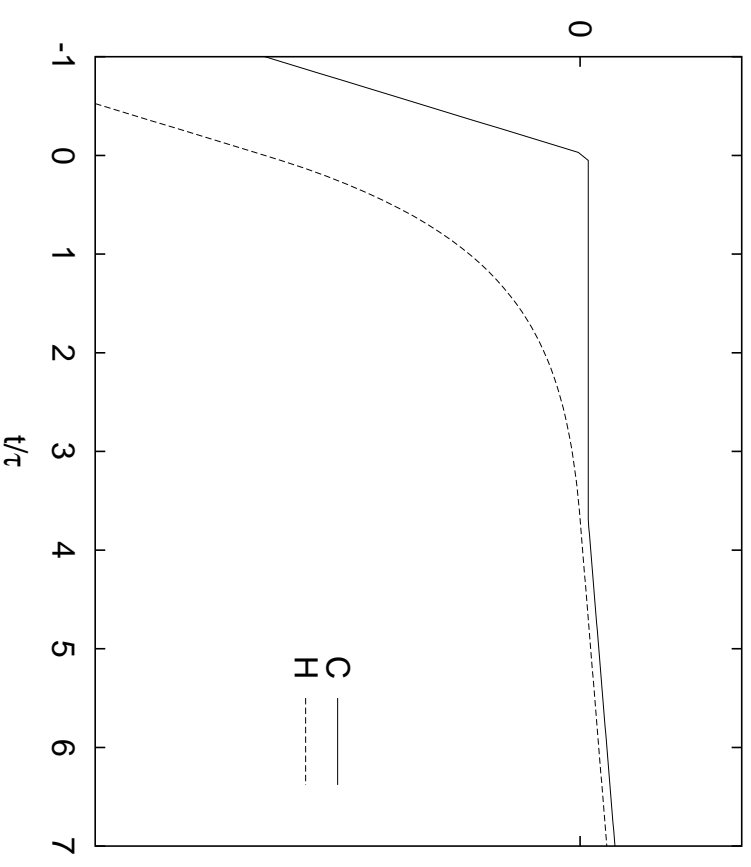
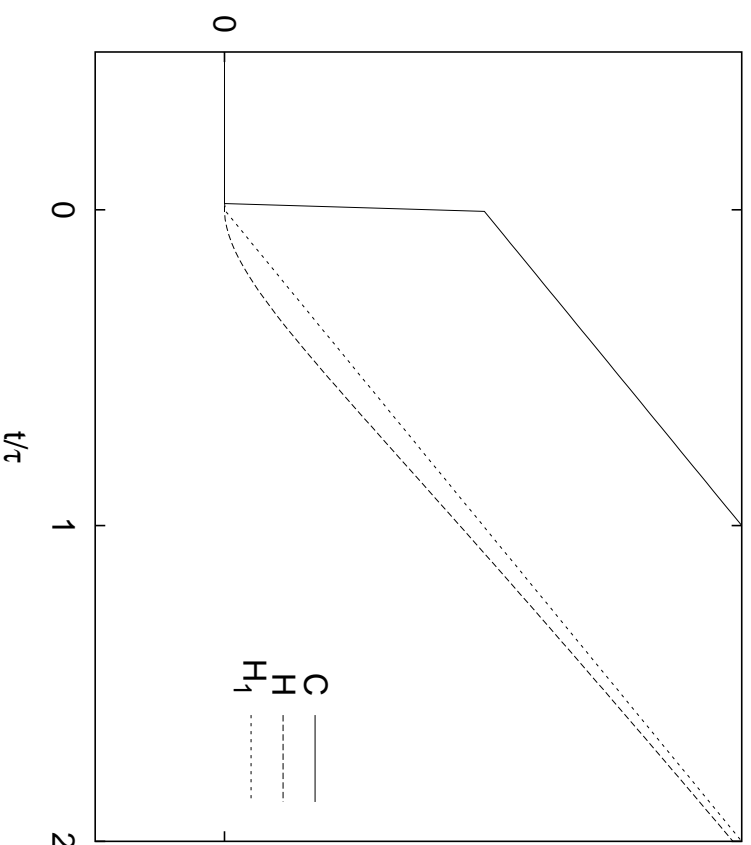
Avec **retard** du champ H sur la consigne C :

$$C = H + \tau \frac{d}{dt} \left(H + \tau' \frac{dH}{dt} \right),$$

où $\tau \approx 10 \text{ ms}$ et $\tau' \ll \tau$.

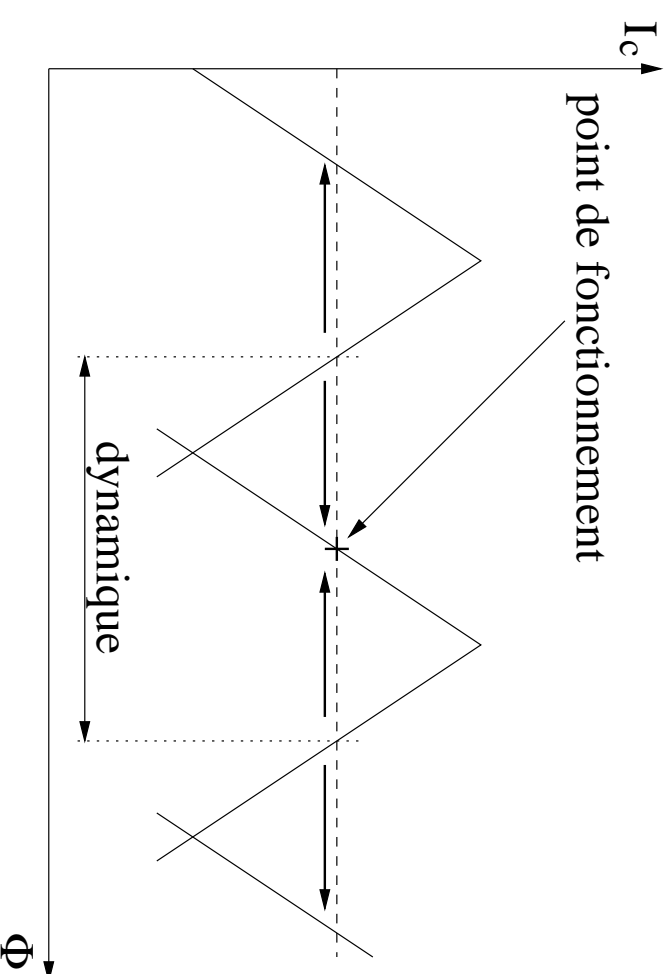
Commande du champ

Il faut tenir compte du temps de réponse pour élaborer la consigne C .



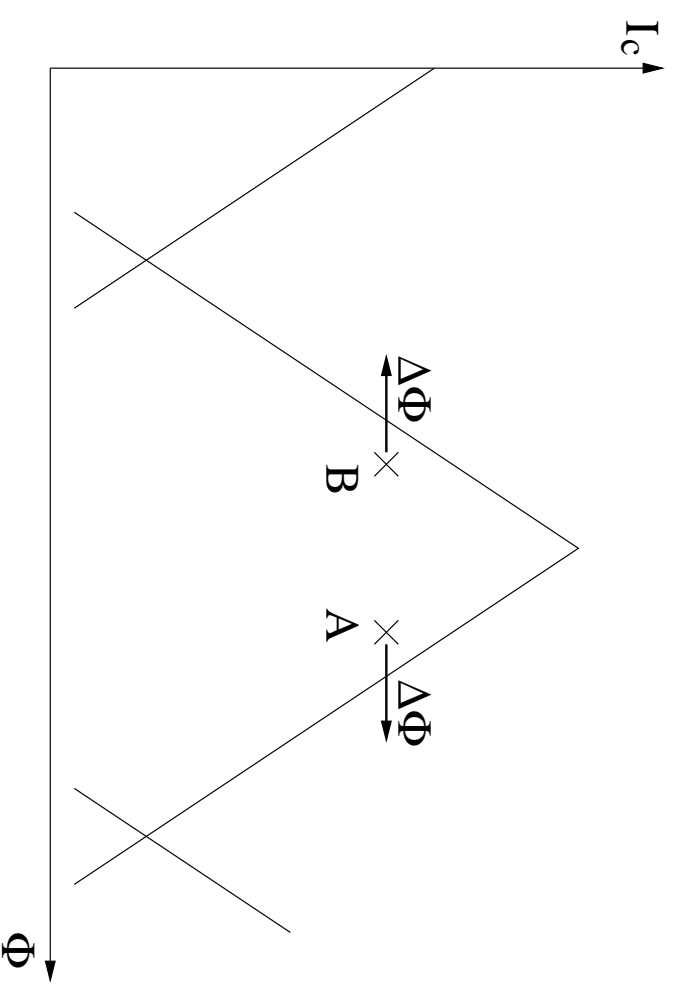
Cycle d'hystérésis

- choix d'un point de fonctionnement dans la caractéristique du SQUID
- rétroaction pour compenser le flux dû à la particule
- ↔ le flux de rétroaction donne le signal magnétique



Mode froid

SQUID polarisé à I constant.
Retournement de l'aimantation
 \rightsquigarrow transition du SQUID.

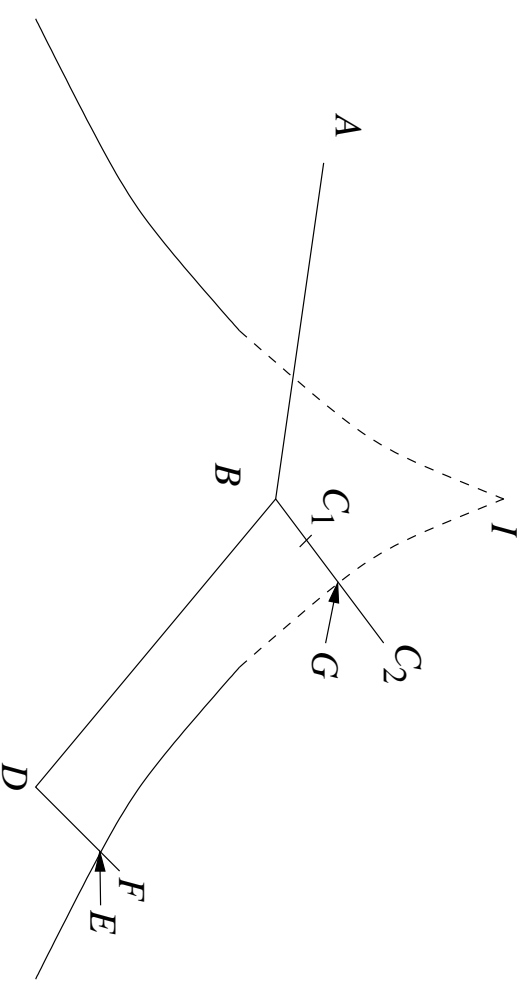


Mode aveugle

A : saturer l'aimantation

C_i : éventuellement la retourner

E : tester avec le SQUID



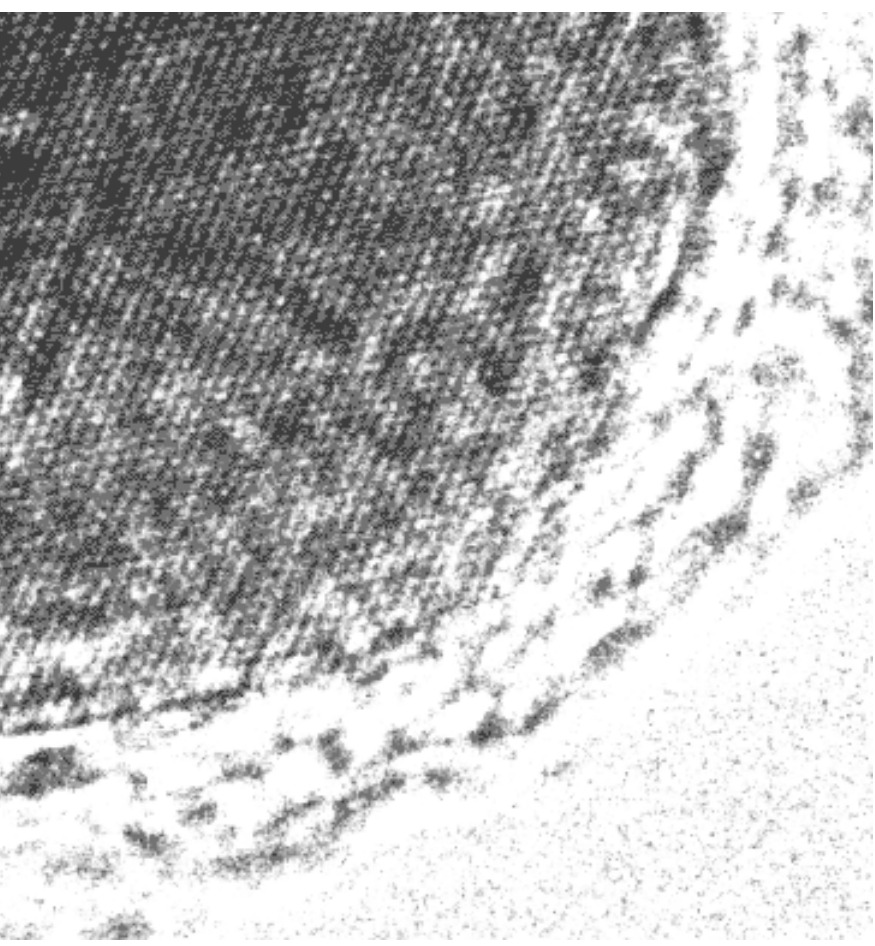
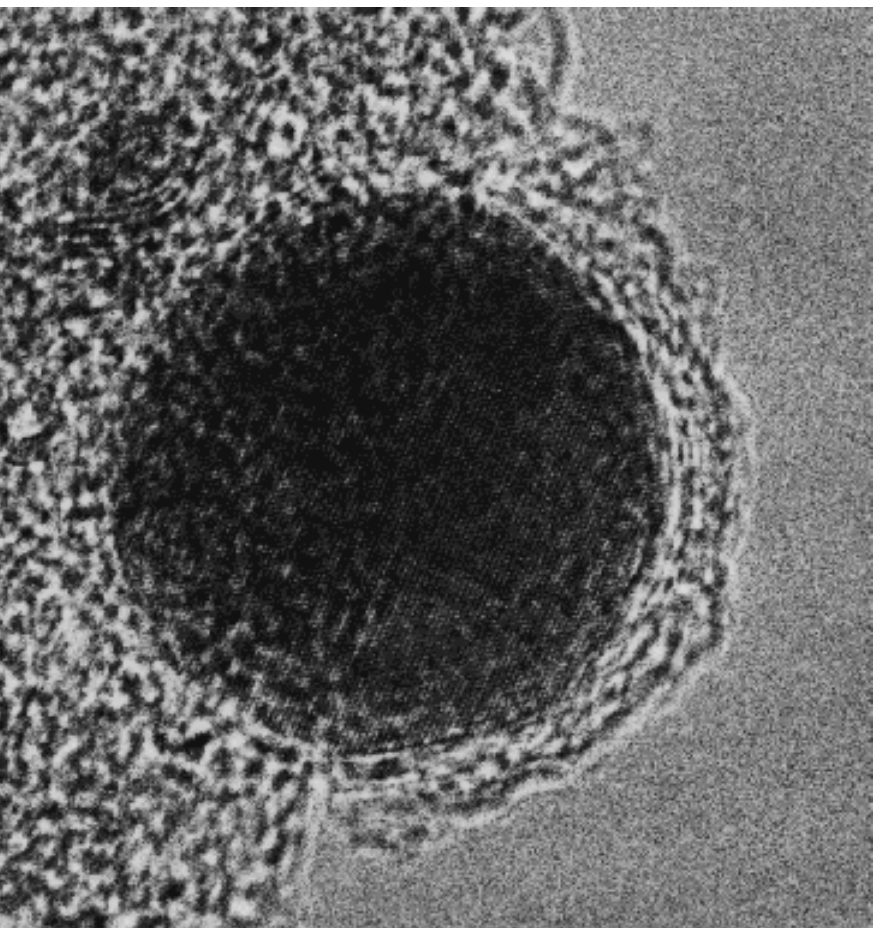
↪ utilisable en **trois dimensions**.

Résultats

- Particules
- Dépôt sur le SQUID
- Cycle d'hystérésis
- Courbe critique
- Particule de fer-cuivre
- Cobalt en 3D
- Ferrite de Baryum
- Mesures dynamiques
- Discussion

Particules

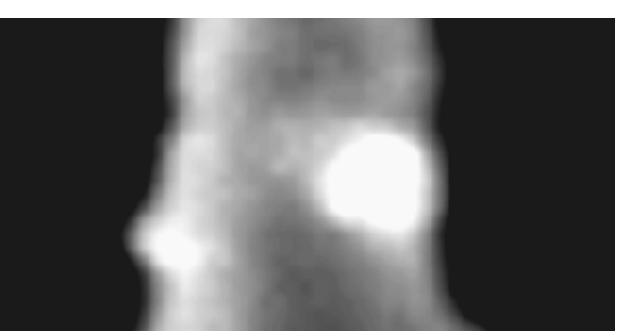
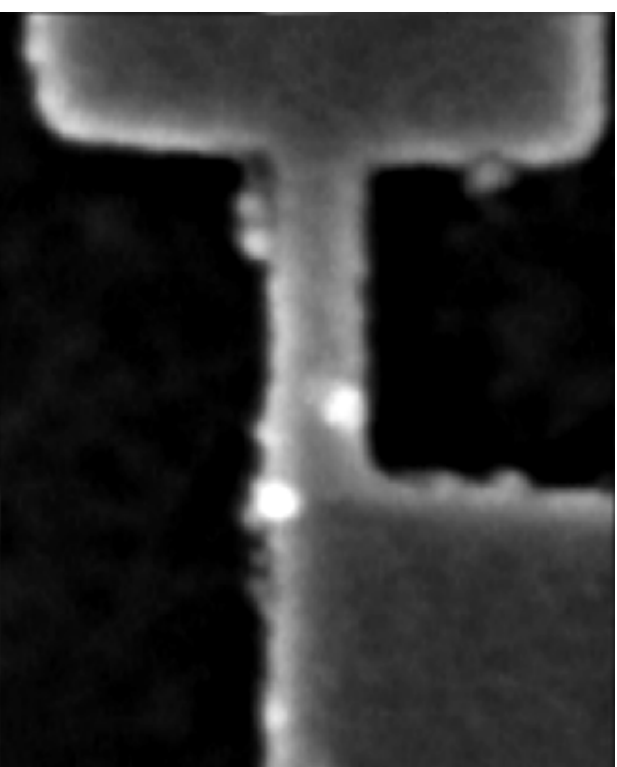
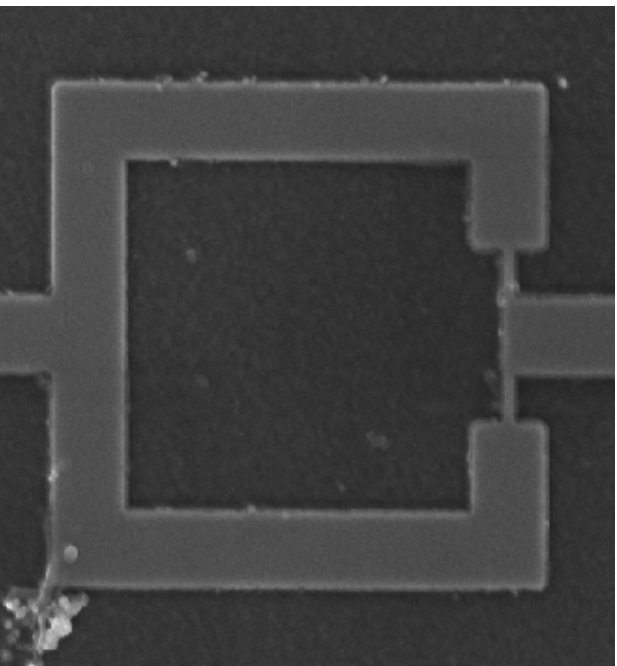
Ex : particule de Co enrobée de C.



Dépôt sur le SQUID

Dépôt aléatoire

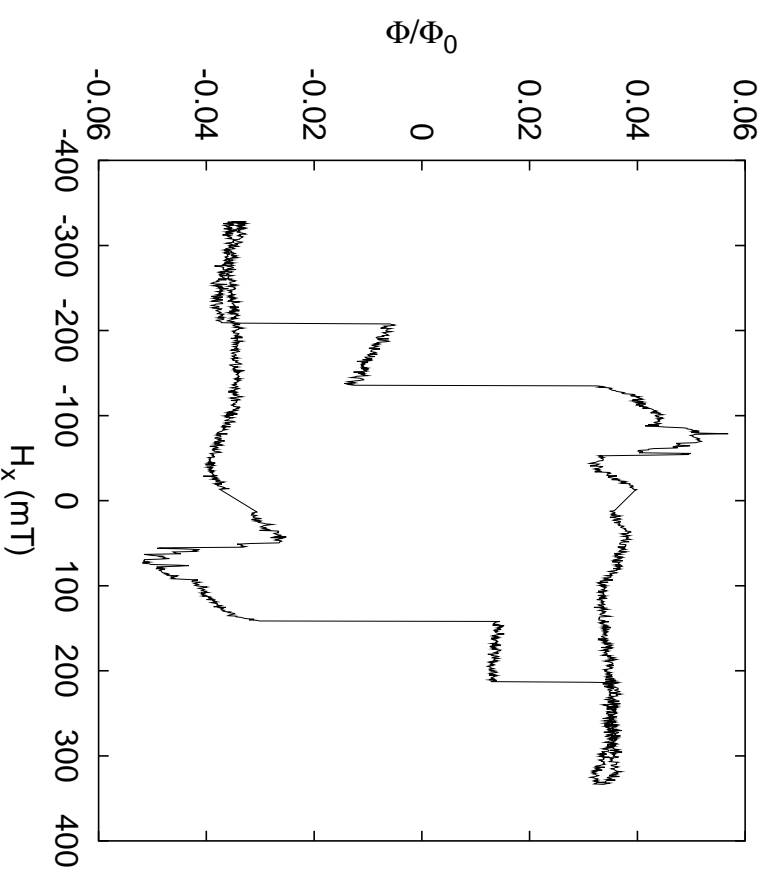
↪ seules les particules sur le micro-pont sont détectées.



Cycle d'hystérésis

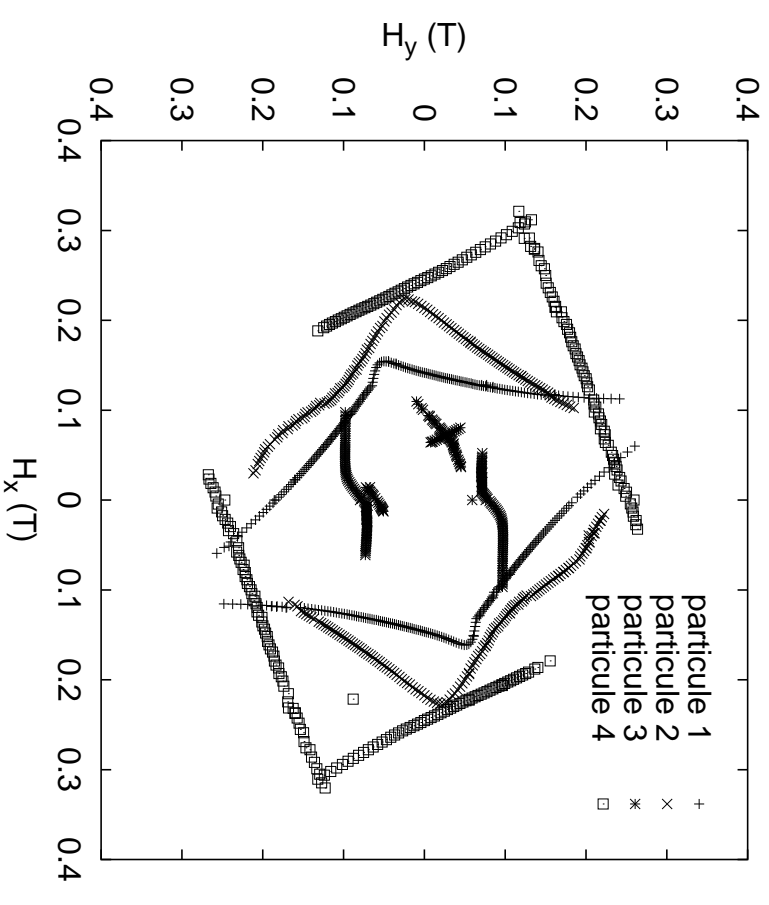
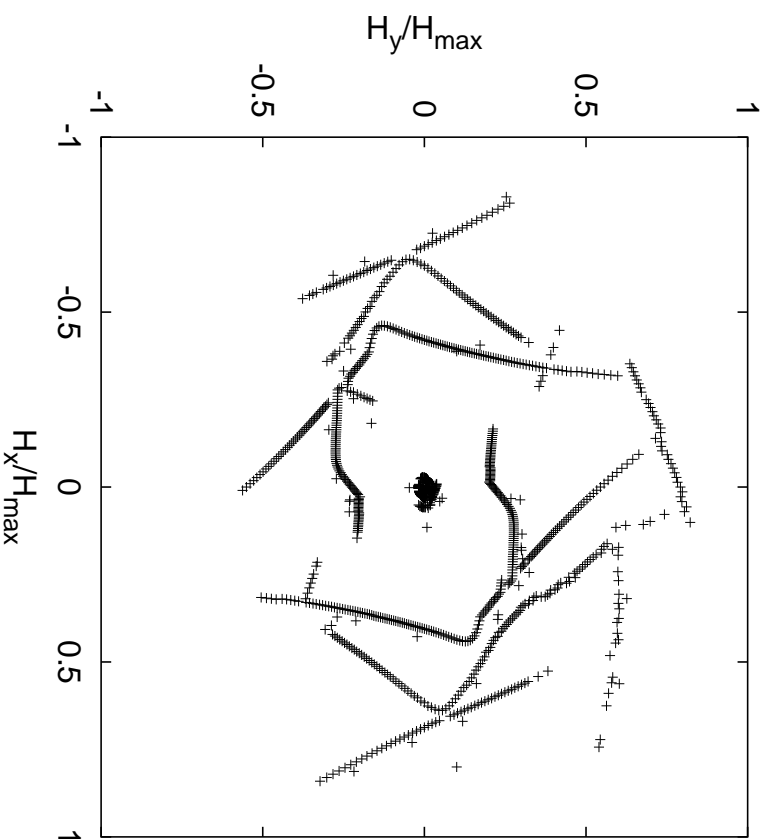
Deux sauts d'aimantation

↪ deux particules mesurées



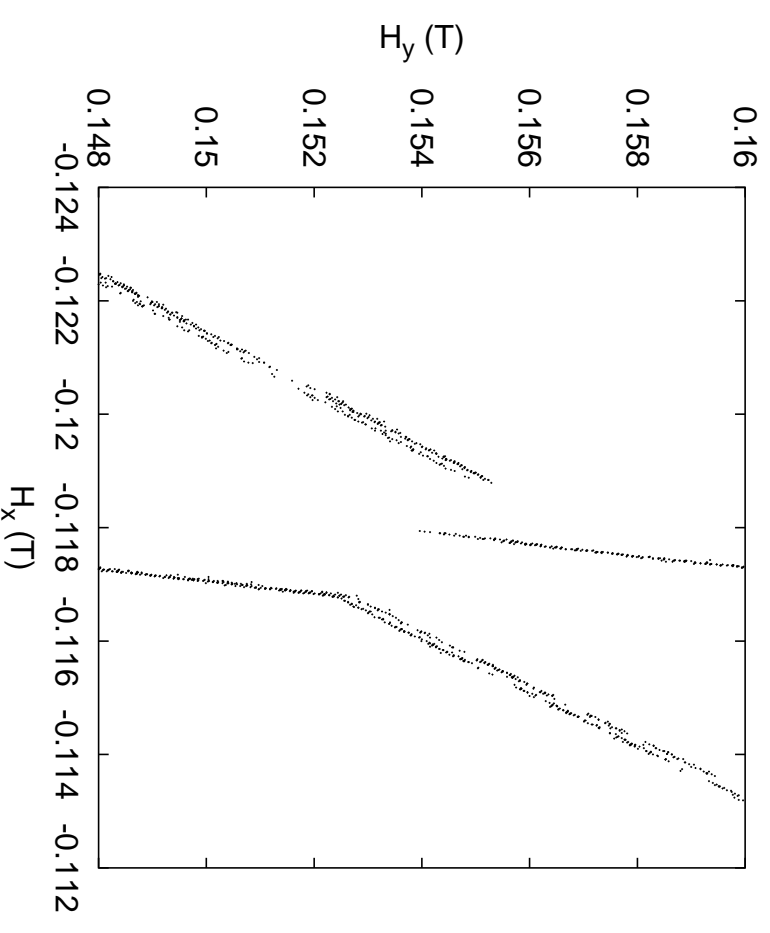
Courbe critique

- Plusieurs particules mesurées simultanément en mode froid
- nécessité de trier les points

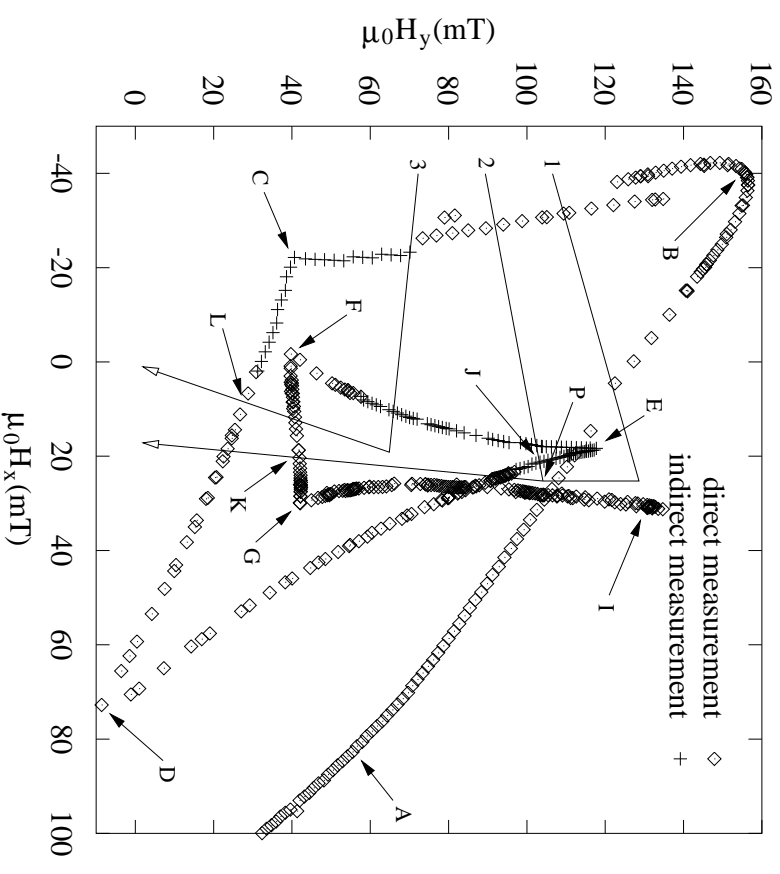
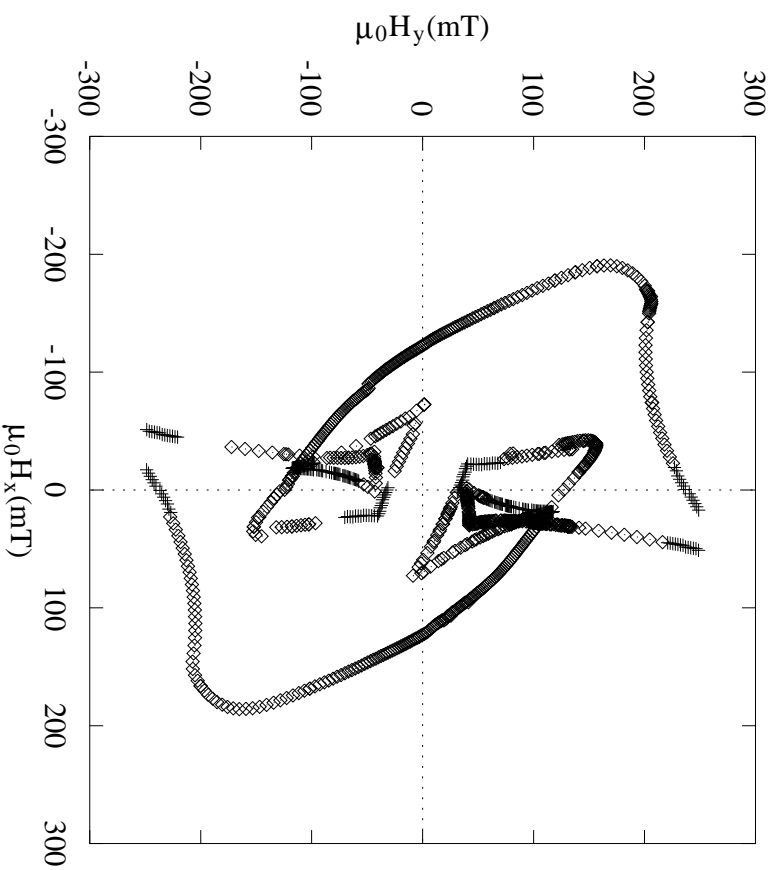


Intersection d'astroïdes

Le champ de retournement de chaque particule dépend de l'état de l'autre
↔ estimation de l'interaction entre particules



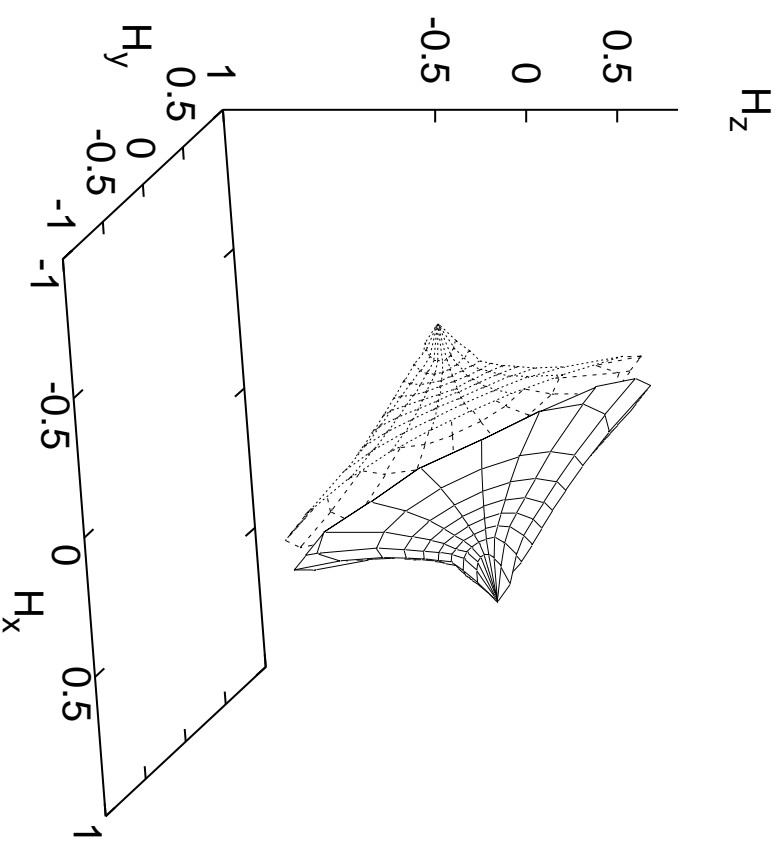
Particule de fer-cuivre



↪ Nécessité de **choisir les chemins du champ** pour mesurer toute la courbe.

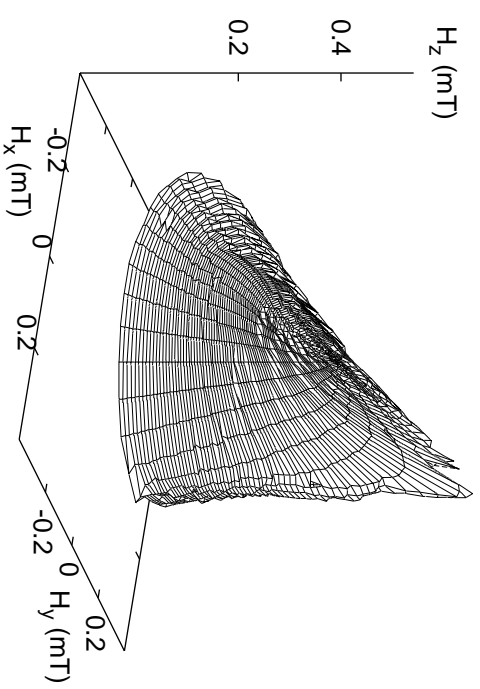
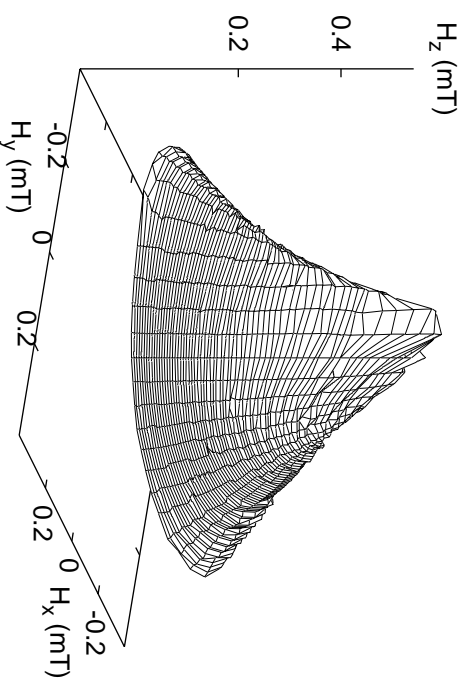
Cobalt en 3D

Particule du siècle :



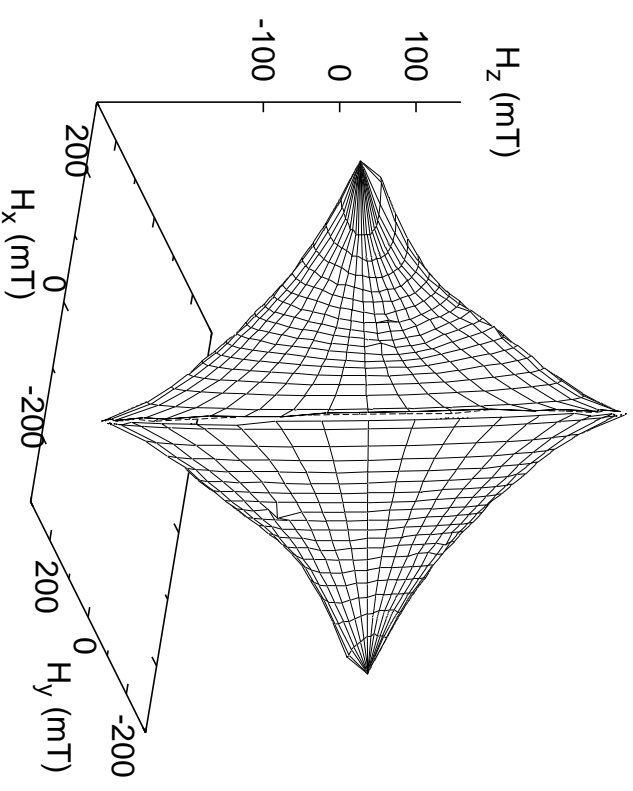
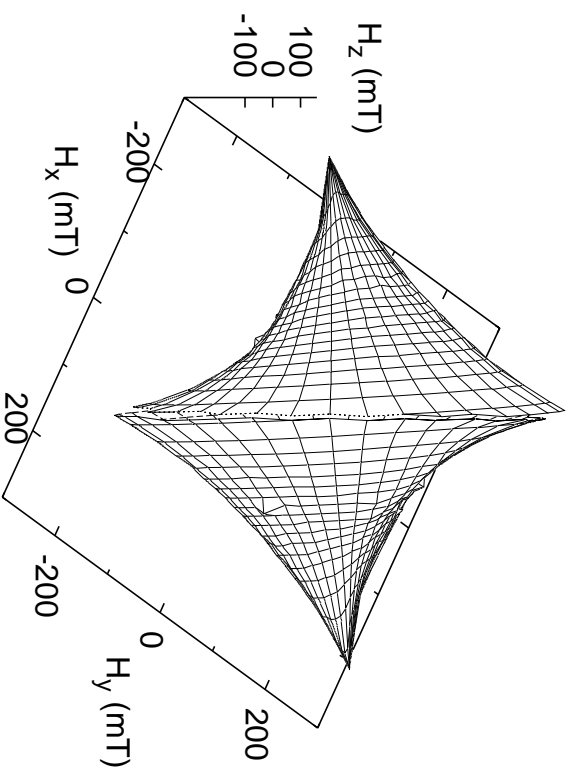
Cobalt en 3D

Taillefer :



Ferrite de Baryum

$\text{BaFe}_{12-2x}\text{Co}_x\text{Ti}_x\text{O}_{19}$ avec $x = 0,8$

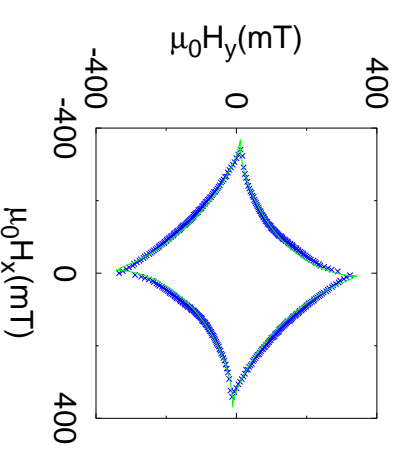
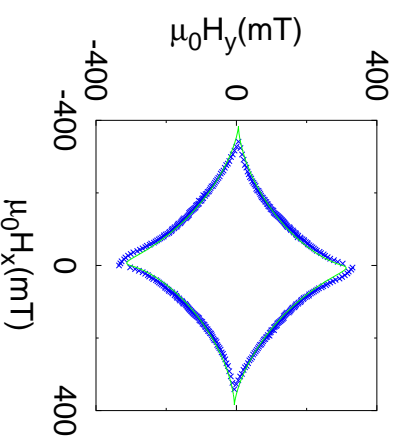
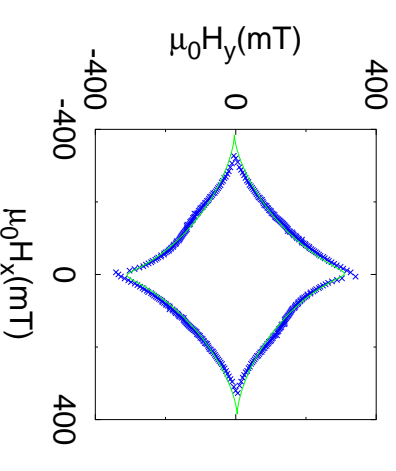
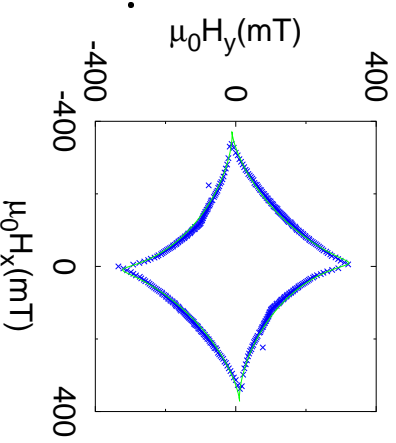


Ferrite de Baryum

Anisotropie ajustée :

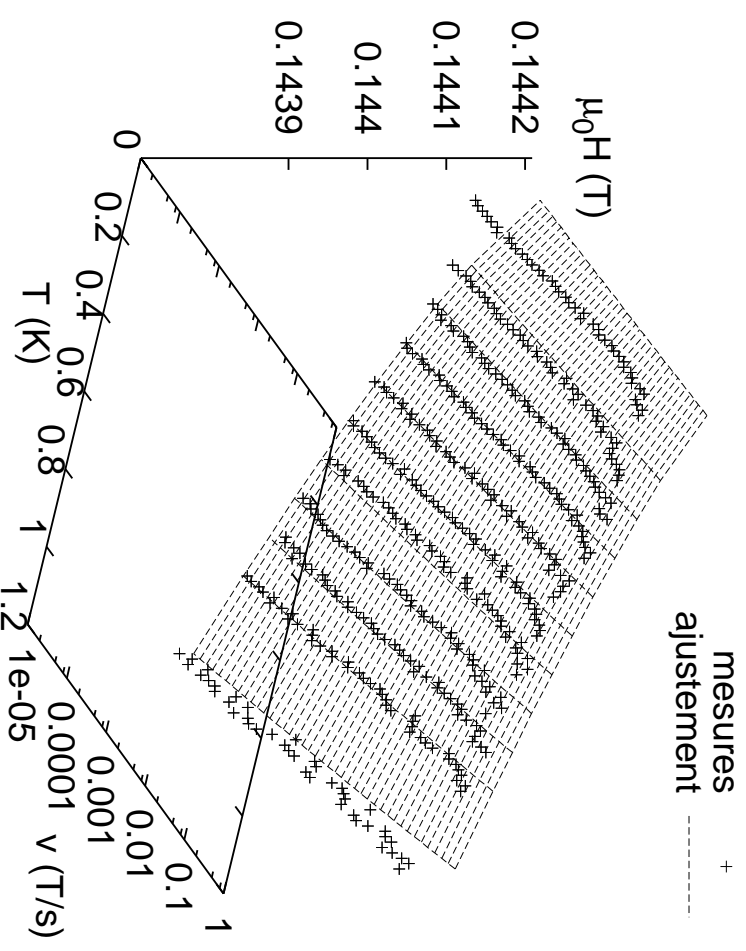
$$\frac{2V_0(\mathbf{r})}{vM_s} = -Ar_z^2 + Br_y^2 + C(r_{x'}^2 + r_{y'}^2)^2 + D(r_{x'}^2 + r_{y'}^2)^3.$$

constante	valeur (mT)
A	347,2
B	3,5
C	29,5
D	-7,0



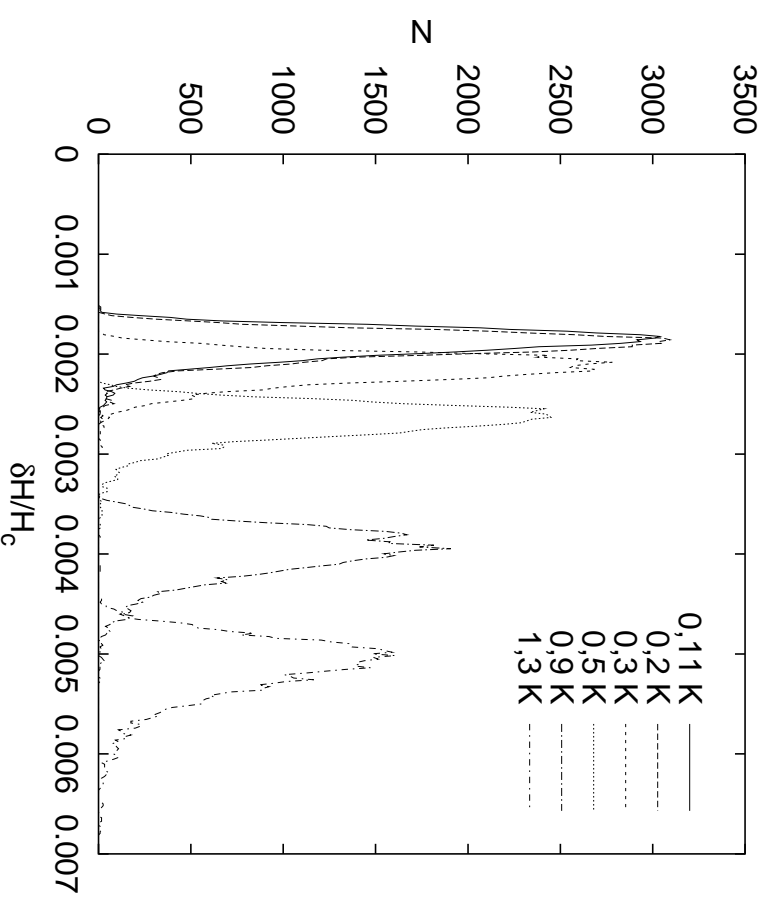
Mesures dynamiques

- Rampe de champ
- V et T variables
- ↪ ajustement de E_0 et τ_0



Mesures dynamiques

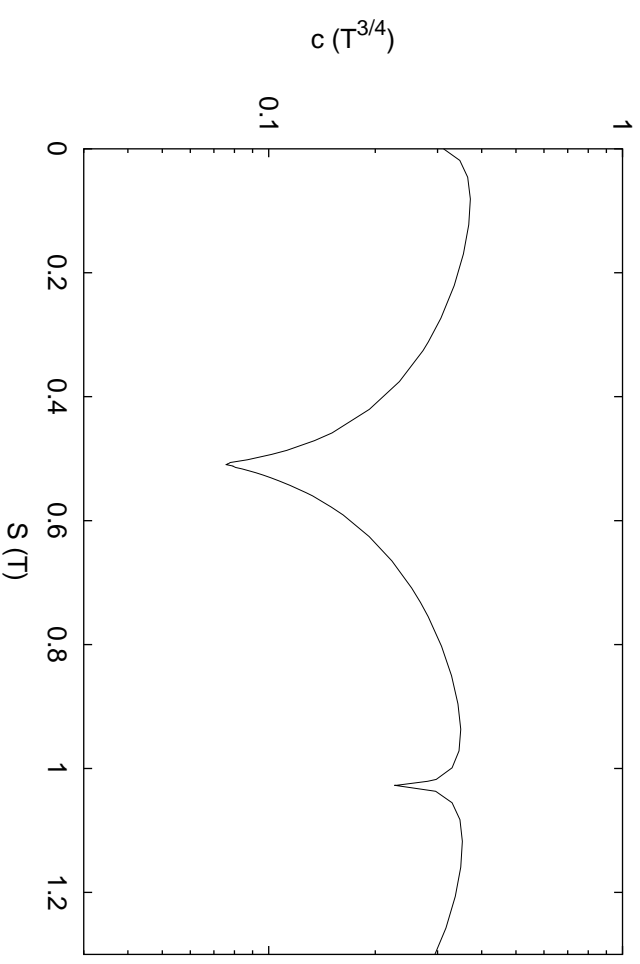
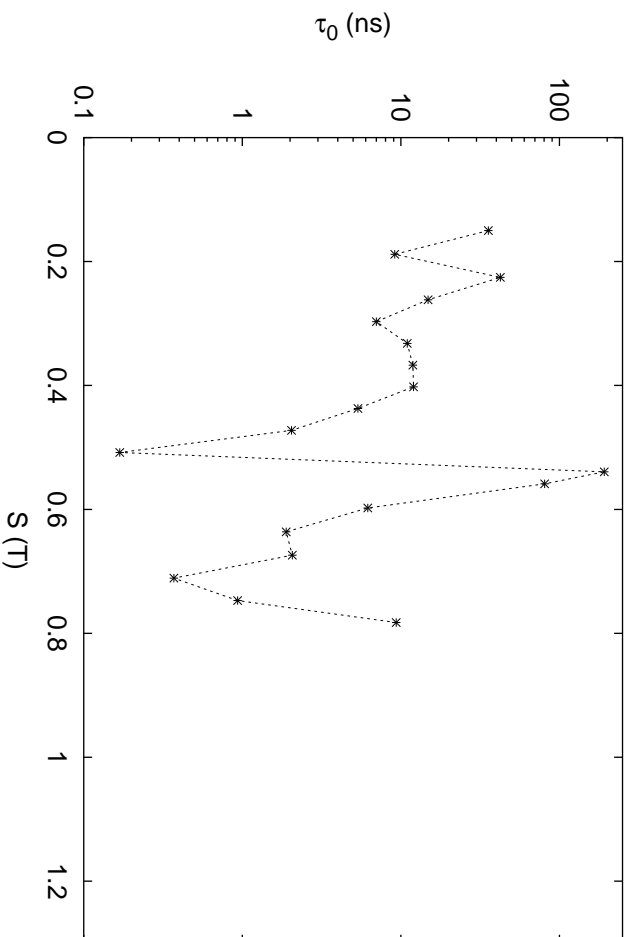
Forte variation de l'histogramme en fonction de T



Le long de l'astroïde

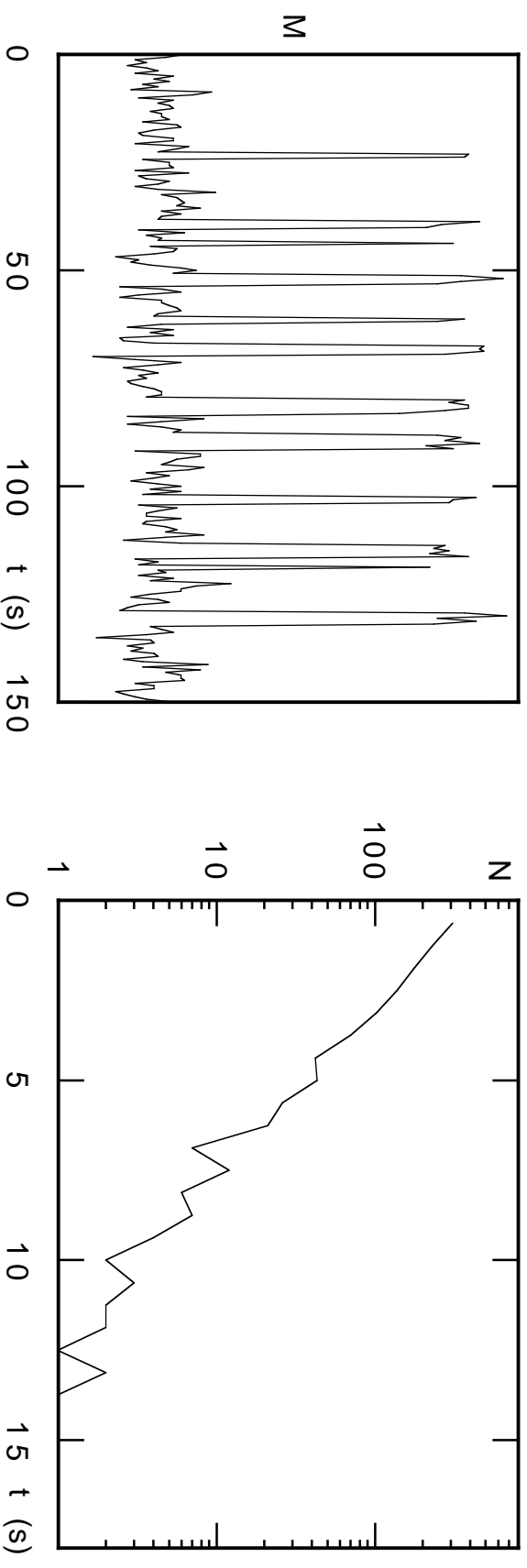
Les courbures $c_i^{(j)}$ dépendent du point de la surface critique

↪ τ_0 aussi.



Bruit télégraphique

Près d'un point supercritique
transitions **spontanées** entre les deux sous-puits



Discussion

- Interactions avec le milieu
 - ▷ courant dans le SQUID → décalage des astéroïdes
 - ▷ anisotropie de surface → surtout à l'ordre deux ?
- Hypothèse de l'aimantation uniforme
 - ▷ jamais complètement uniforme
 - ▷ probablement inutile pour que la théorie s'applique
- Spins nucléaires et dissipation
 - ▷ fluctuations rapides traitées par Fokker-Planck
 - ▷ fluctuations lentes → barrière effective

Conclusion

- Retournelement uniforme : modèle riche et bien adapté
 - ▷ prédictions surprenantes vérifiées
- Néel-Brown et Kurkijärvi : bonne description de l'activation thermique
 - ▷ écarts seulement à très basse température
- Technique du micro-SQUID : souple et puissante
 - ▷ très petits systèmes et en **3D**.
- Le futur : encore plus petit!
 - ▷ agrégats de ≈ 3 nm **dans** le micro-pont

Carte d'acquisition

18 bits en entrée, 9 en sortie, débit → 1 MHz

