Structure en domaines dans les systèmes de basse dimensionnalité

André Thiaville

Laboratoire de Physique des Solides Université Paris-Sud & CNRS, Orsay

coll. : José Miguel García, Jacques Miltat, Yoshinobu Nakatani, Carole Vouille, Gonçalo Albuquerque







Plan:

A – Rappels sur la structure en domaines

historique longueurs caractéristiques quelques types de parois

B – domaines dans les sytèmes de basse dimensionnalité

couches ultraminces nanofils nanoparticules et petits éléments

Mesures thermodynamiques

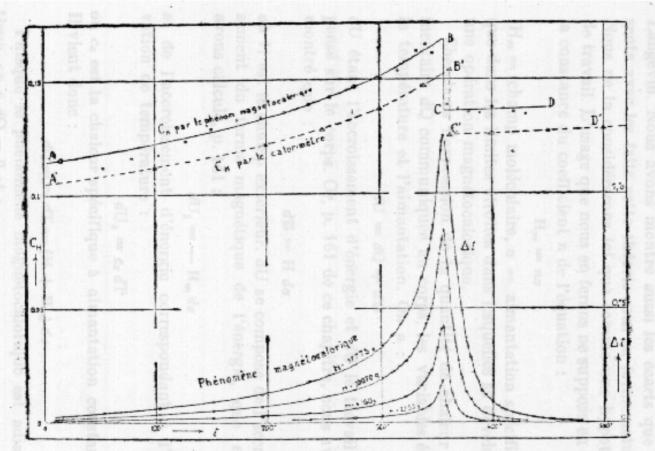


Fig. 51. — Chaleurs spécifiques et phénomène magnétocalorique, en fonction de la température.

anomalie de chaleur spécifique

phénomène magnétocalorique

P. Weiss et G. Foëx, *Le magnétisme*, (Colin 1926 et 1951)



Il existe une aimantation locale $M_s(T)$...

Un peu de thermodynamique

aimantation $M \implies$ champ moléculaire n M

$$E_{mag} = -\frac{1}{2} \mu_0 n M^2 \qquad C_{mag}^p = \frac{\partial E}{\partial T} = -\mu_0 n M \frac{\partial M}{\partial T}$$

en présence d'un champ H

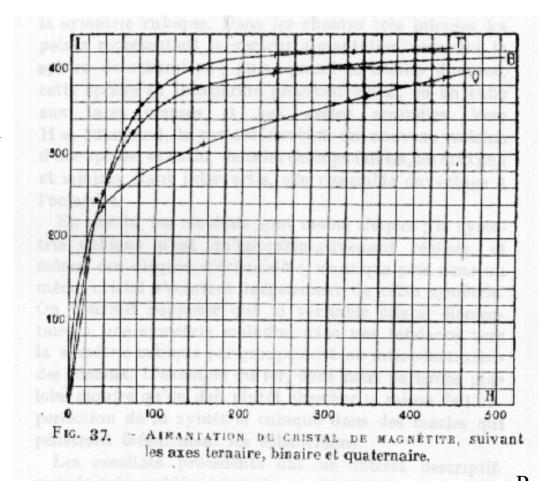
$$E_{mag} = -\frac{1}{2} \mu_0 n M^2 - \mu_0 M H$$

$$C^{p} \Delta T = \frac{\partial E}{\partial T} = -\mu_{0} (nM + H) \frac{\partial M}{\partial T}$$

$$M(T) = M_0 \sqrt{1 - T/T_c} \Rightarrow \frac{dM}{dT} = -\frac{M_0}{T_c} \frac{1}{\sqrt{1 - T/T_c}}$$

Mesures magnétiques

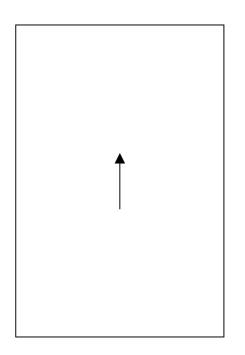
... mais pas d'aimantation sans champ

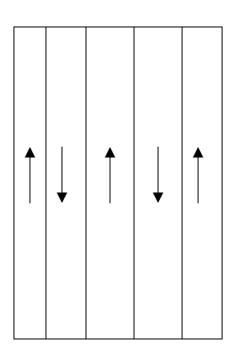


hypothèse des domaines magnétiques

P. Weiss et G. Foëx, Le magnétisme, (Colin 1926 et 1951)

Effet des domaines magnétiques





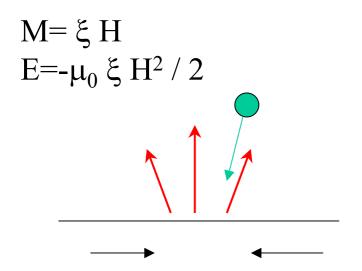


$$< M^2 > = 1$$

 $< M_x > = 0$
 $< M_y > = 1$

$$\langle M^2 \rangle = 1$$
$$\langle M_x \rangle \approx 0$$
$$\langle M_y \rangle \approx 0$$

Observation de domaines par poudre de Bitter



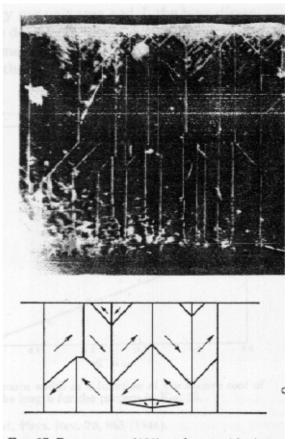


Fig. 27. Pattern on a (100) surface, and its interp

H.J. Williams, R.M. Bozorth, W. Shockley, Phys. Rev. 75, 155 (1949)

Magnétostatique de la matière

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$$
 avec $div\vec{B} = 0$ et $rot\vec{H} = \vec{j}$

$$\begin{cases} div\vec{H}_D = -div\vec{M} \\ \overrightarrow{rotH_D} = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases}
\overrightarrow{div} \overrightarrow{H_{ext}} = 0 \\
\overrightarrow{rot} \overrightarrow{H_{ext}} = \overrightarrow{j_{ext}}
\end{cases}$$

+ conditions aux limites

$$(\vec{H}_D^{ext} - \vec{H}_D^{int}) \cdot \vec{n} = \vec{M} \cdot \vec{n}$$
$$(\vec{H}_D^{ext} - \vec{H}_D^{int}) \cdot \vec{t} = 0$$

champ démagnétisant

champ appliqué

Magnétostatique de la matière : énergie démagnétisante

$$E_{D} = -\frac{1}{2} \mu_{0} \int_{V} \vec{M} \cdot \vec{H}_{D} = \frac{1}{2} \mu_{0} \int_{R^{3}} (\vec{H}_{D})^{2} \ge 0$$

preuve : introduire le potentiel scalaire

$$\vec{H}_D = -\vec{\nabla}\phi$$

$$\Delta \phi = div \vec{M} \qquad \qquad \phi = -\frac{1}{4\pi} \int_{V} \frac{div \vec{M}}{\left|\vec{r} - \vec{r}'\right|} + \frac{1}{4\pi} \int_{\partial V} \frac{\vec{M} \cdot \vec{n}}{\left|\vec{r} - \vec{r}'\right|}$$

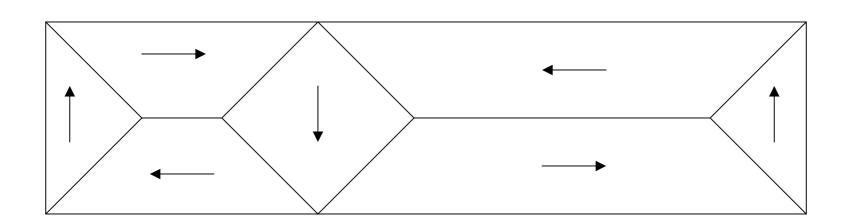
et transformer en intégrant par parties les 2 expressions en

$$\frac{1}{2}\,\mu_0\int_{\partial V}(\vec{M}\cdot\vec{n})\phi-\frac{1}{2}\,\mu_0\int_Vdiv\vec{M}\,\phi$$

Solution magnétostatique pure

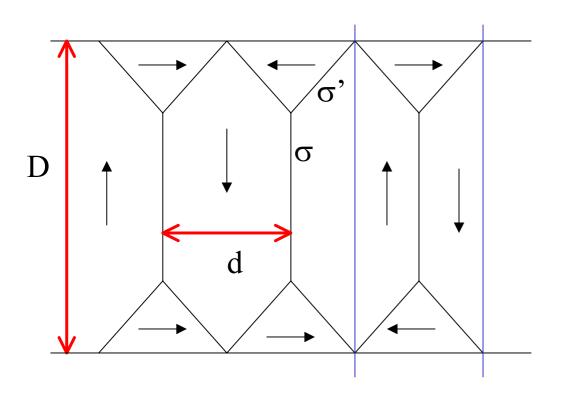
$$div\vec{M}=0$$
 et $\vec{M}\cdot\vec{n}=0$
$$\qquad \qquad \blacksquare$$

$$\vec{H}_D=\vec{0} \qquad \text{et } \mathbf{E}_{\text{magn\'etostatique}}=0 = \text{minimum}$$



Systématisation de cette approche : van den Berg (80's)
DeSimone (2000-2003)

Structure de Landau-Lifshitz



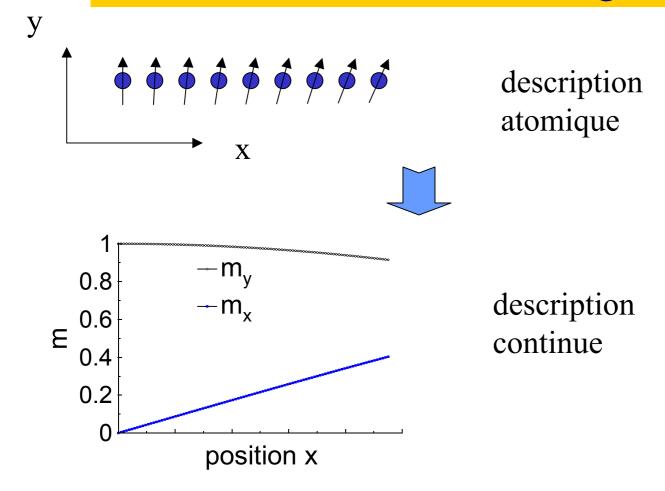
densité d'énergie

$$\frac{K\left(d/\sqrt{2}\right)^{2} + \sigma(D-d) + \sigma'\left(4d/\sqrt{2}\right)}{Dd} = \frac{dK}{2D} + \frac{\sigma}{d} + \frac{2\sqrt{2}\sigma' - \sigma}{D}$$

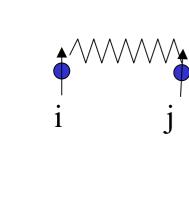
optimum:
$$d = \sqrt{\frac{2D\sigma}{K}}$$

"Magnétisme des systèmes nanoscopiques et structures hybrides" Brasov Roumanie 1-10 sept. 2003 André THIAVILLE

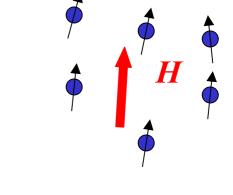
Structures magnétiques aux échelles intermédiaires : micromagnétisme

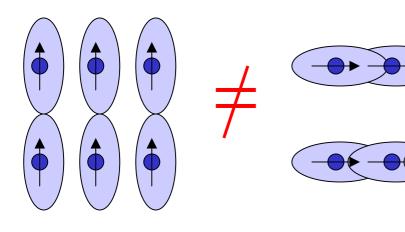


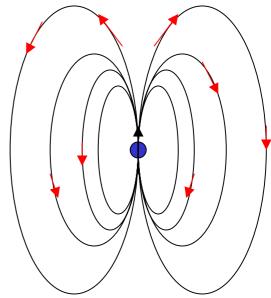
Interactions magnétiques



$$E = -JS_{i} \cdot S_{j}$$







Le micromagnétisme (W.F. Brown, 1940-1960)

$$\overrightarrow{M}=M_s(T)\overrightarrow{m}$$

$$\left| \overrightarrow{m} \right| = 1$$

 $\overrightarrow{M} = M_s(T)\overrightarrow{m}$ $|\overrightarrow{m}| = 1$ pas de fluctuations thermiques

$$E = A(\overrightarrow{\nabla m})^2 + KG(\overrightarrow{m}) - \mu_0 M_s \overrightarrow{m} \cdot \overrightarrow{H} - \frac{1}{2} \mu_0 M_s \overrightarrow{m} \cdot \overrightarrow{H}_D$$
échange anisotropie champ ext. champ démagnétisant magnétostriction

$$\vec{B} = \mu_0 \left(\vec{M_s m} + \vec{H} \right)$$

$$\overrightarrow{H} = \overrightarrow{H}_{ext} + \overrightarrow{H}_{D}$$

magnétostatique

$$\begin{cases}
div \overrightarrow{H_D} = -M_s div \overrightarrow{m} \\
\overrightarrow{rot H_D} = \overrightarrow{0}
\end{cases}$$

$$\begin{cases}
div \overrightarrow{H_{ext}} = 0 \\
\overrightarrow{rot H_{ext}} = j_{ext}
\end{cases}$$

+ conditions aux limites

Longueurs caractéristiques

$$\Delta = \sqrt{\frac{A}{K}}$$

largeur de paroi de Bloch

$$A=10^{-11} \text{ J/m}, K=10^2-10^5 \text{ J/m}^3$$

$$\Delta$$
= qq 1 à qq 100 nm

$$\Lambda = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}}$$

longueur d'échange

$$M_{s} = 10^{6} \text{ A/m}$$

$$\Lambda = qq nm$$

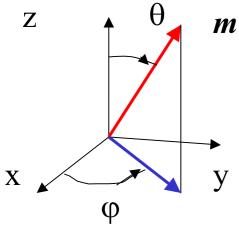
$$Q = \frac{2K}{\mu_0 M_s^2} = \left(\frac{\Lambda}{\Delta}\right)^2$$

facteur de qualité

$$Q > 1$$
 matériau dur $Q << 1$ matériau doux

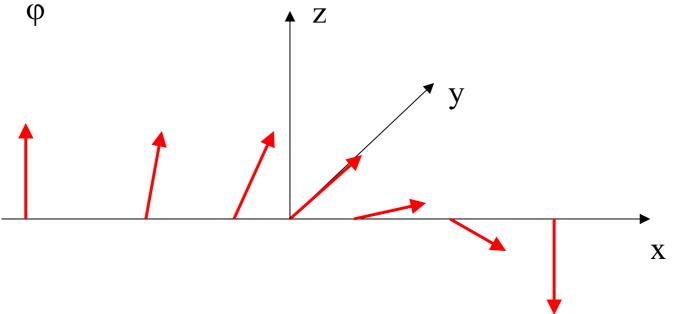
La paroi de Bloch (1932)

axe facile



$$\mathcal{E}_{an} = K(1-m_z^2) = K \sin^2\theta$$

$$\mathcal{E}_{ech} = A(dm/dx)^2 = A (d\theta/dx)^2 + A \sin^2\theta (d\phi/dx)^2$$



Champ démagnétisant à 1 dimension

$$\begin{vmatrix} \mathbf{rot} \ \mathbf{H_d} = \mathbf{0} \\ \operatorname{div} \mathbf{H_d} = - \mathbf{M_s} \operatorname{div} \mathbf{m} = -\mathbf{M_s} \operatorname{dm_x}/\operatorname{dx} \end{vmatrix}$$

Paroi de Bloch:
$$m_x = 0$$
 donc $H_d = 0$

$$\mathcal{E} = K \sin^2\theta + A (d\theta/dx)^2$$

Paroi plus générale : $H_d = (-M_s m_x + C, 0, 0)$

$$\mathcal{E} = K \sin^2\theta + A (d\theta/dx)^2 + \mu_0 M_s^2/2 \sin^2\theta \cos^2\varphi + A \sin^2\theta (d\varphi/dx)^2$$

état favorisé :
$$\varphi$$
= const. = +/- π /2 (Bloch)

$$\min \int \mathcal{E} dx, \text{ avec } \theta = \begin{vmatrix} 0 \text{ en } -\infty \\ \pi \text{ en } +\infty \end{vmatrix}$$

équations d'Euler-Lagrange

$$\partial \mathcal{E}/\partial \theta$$
- (d/dx) ($\partial \mathcal{E}/\partial (d\theta/dx)$) = 0 et idem en φ
 $2K \sin \theta \cos \theta - 2A \frac{d^2 \theta}{dx^2} = 0$

$$(d/dx) [K \sin^2\theta -A(d\theta/dx)^2] = 0$$

$$d\theta/dx = +/-\sin\theta / \Delta$$

$$\Delta = (A/K)^{1/2}$$

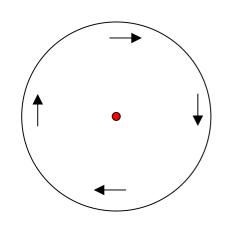
$$E_{an} = E_{ech} = 2 (A/K)^{1/2}$$

$$\sigma = 4\sqrt{AK}$$

$$\frac{d\theta}{\sin \theta} = \pm \frac{dx}{\Delta} \qquad \ln(\operatorname{tg}(\theta/2)) = \pm (x - x_0)/\Delta \qquad \cos \theta = \operatorname{th}(x/\Delta) \quad \sin \theta = \frac{1}{\operatorname{ch}(x/\Delta)}$$

"Magnétisme des systèmes nanoscopiques et structures hybrides" Brasov Roumanie 1-10 sept. 2003 André THIAVILLE

Le vortex : calcul schématique



$$\overrightarrow{m} = \begin{pmatrix} y/r \\ -x/r \\ 0 \end{pmatrix} \qquad \begin{cases} \overrightarrow{divm} = 0 \\ \overrightarrow{m} \cdot \overrightarrow{n} = 0 \end{cases}$$

Mais l'énergie d'échange diverge

$$E_{ech} = A \left(\overrightarrow{\nabla m} \right)^2 = A/r^2$$

3D

approximation

$$\vec{m} = \begin{pmatrix} \sin\theta(r) y/r \\ -\sin\theta(r) x/r \\ \cos\theta(r) \end{pmatrix} \qquad \begin{cases} divm = 0 \\ \vec{m} \cdot \vec{n} \neq 0 \end{cases}$$

$$dvm=0$$

$$\overrightarrow{m\cdot n}\neq 0$$

$$E_{ech} = A \left[\sin^2 \theta / r^2 + \left(\frac{d\theta}{dr} \right)^2 \right] -$$

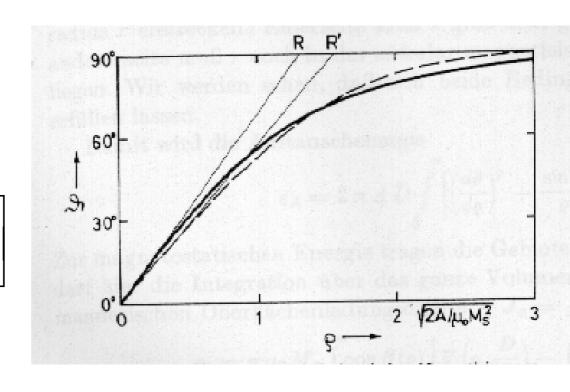
Ecole franco-roumaine

calcul 2D à épaisseur très faible

$$\vec{m} = \begin{pmatrix} -\sin\theta(r) \ y / r \\ \sin\theta(r) \ x / r \\ \cos\theta(r) \end{pmatrix}$$

$$E_{ech} = A \left[\left(\frac{d\theta}{dr} \right)^2 + \frac{\sin^2 \theta}{r^2} \right]$$

$$E_{dem} = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} \cos^2 \theta$$

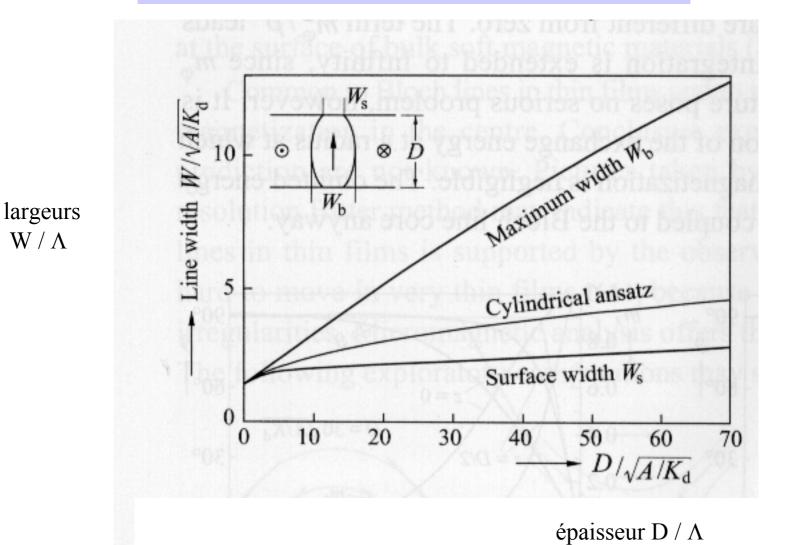


E. Feldtkeller, H. Thomas, Phys. kondens. Materie 4, 8 (1965)

$$\frac{d^2(2\theta)}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d(2\theta)}{dr} + \left(\frac{1}{\Lambda^2} - \frac{1}{r^2}\right)\sin 2\theta = 0 \qquad \Lambda = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}}$$

"Magnétisme des systèmes nanoscopiques et structures hybrides" Brasov Roumanie 1-10 sept. 2003 André THIAVILLE

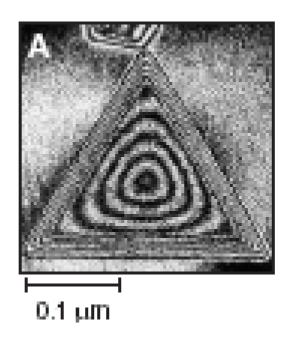
calcul variationnel



A. Hubert et R. Schäfer Magnetic Domains (Springer, 1998)

 W/Λ

Observation par holographie électronique



A. Tonomura et al., PRL 44 1430 (1980)

Paroi de Néel (1955)



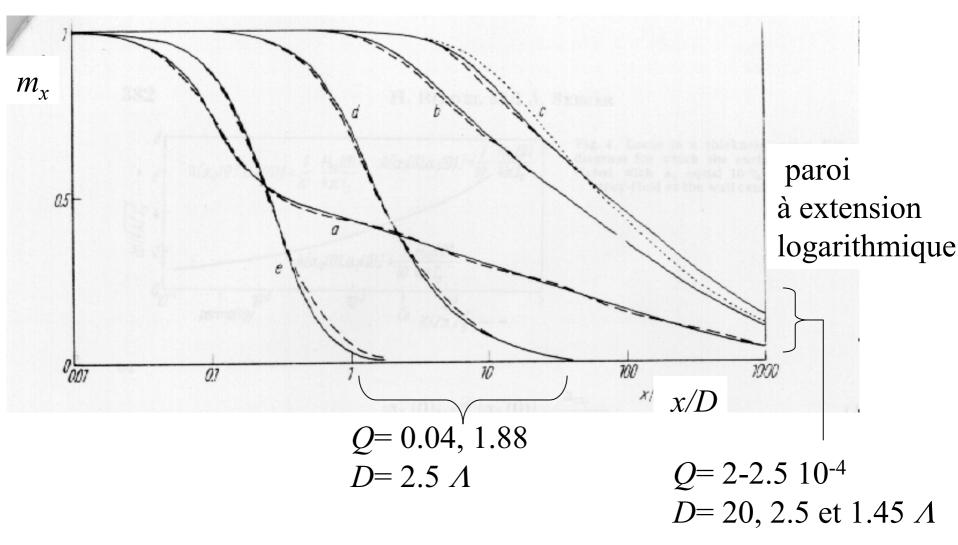
film mince sans anisotropie ou faible anisotropie dans le plan



paroi de Néel

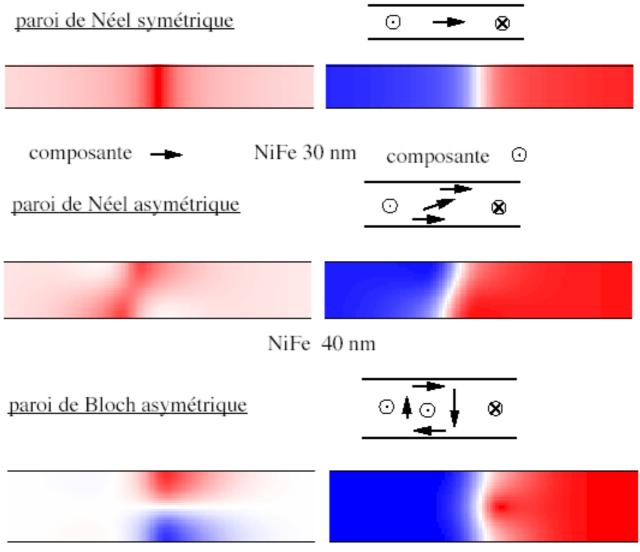


Calcul analytique approché



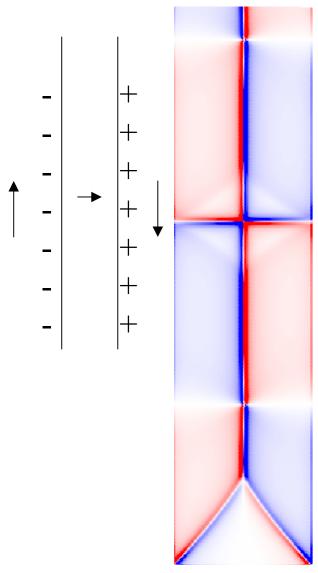
H. Riedel, A. Seeger, phys. stat. sol. 46 377 (1971)

Parois dans des films doux

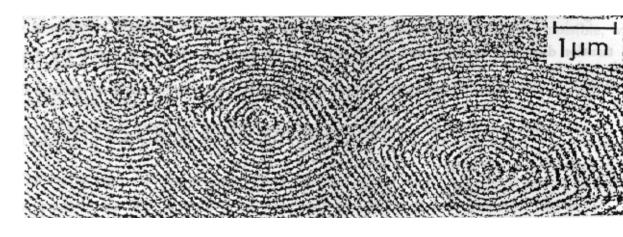


NiFe 50 nm

Instabilité 2d de la paroi de Néel : cross-tie



carte des charges magnétiques



observation par holographie électronique

A. Tonomura et al., Phys. Rev. **B25** 6799 (1982)

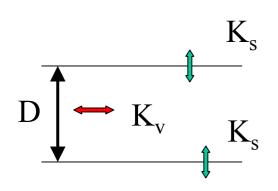
Parois dans des films durs épais

Épaisseur 30 nm, facteur de qualité Q= 1.77 boîte 60 nm de large $\Lambda = 4 \text{ nm}$ composante Bloch Néel composante Néel

[&]quot;Magnétisme des systèmes nanoscopiques et structures hybrides" Brasov Roumanie 1-10 sept. 2003 André THIAVILLE

Couches ultraminces

Nouveaux ingrédients : anisotropie de surface magnétostatique quasi- 2d



$$K_{eff} = K_v + 2 K_s/D$$



$$K_{eff} < \mu_0 M_s^2/2$$

$$K_{\rm eff} > \mu_0 M_{\rm s}^2 / 2$$

 $K_s: 10^{-3} \text{ J/m}^2$

 $D_c: 1 \text{ nm}$

épaisseur critique

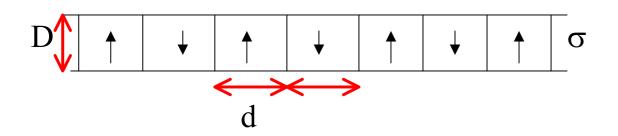
$$D_{c} = \frac{2K_{s}}{\mu_{0}M_{s}^{2}/2 - K_{v}}$$

parois de Bloch

$$\Delta = \sqrt{\frac{A}{K_v + 2K_s / D - \mu_O M_s^2 / 2}}$$

Domaines dans les couches ultraminces

calcul de Kooy et Enz (Philips Res. Repts. 15 7 (1960))



Longueur caractéristique

$$l = \frac{\sigma}{\mu_0 M_s^2}$$

Calcul magnétostatique en séries de Fourier

$$\sum_{impair} \frac{1}{n} \left(\frac{1 - (1 + 2\pi n\alpha)e^{-2\pi n\alpha}}{(2\pi n\alpha)^2} \right) = \frac{\pi}{4} \frac{l}{D}$$

$$\alpha = \frac{D}{2d}$$

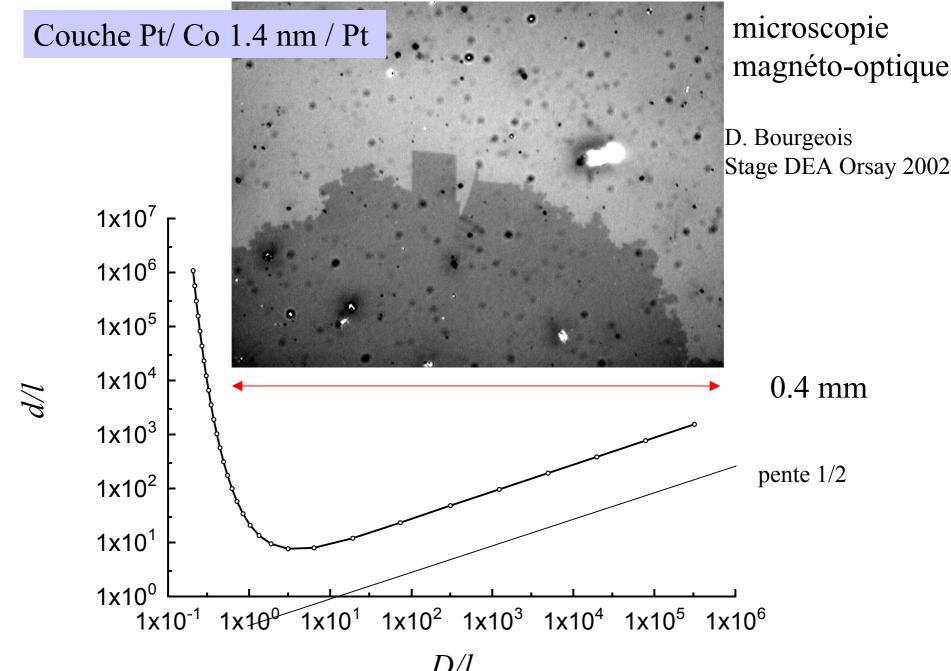
$$D >> l$$
 cas de Landau-Lifshitz-Kittel

$$d \propto \sqrt{Dl}$$

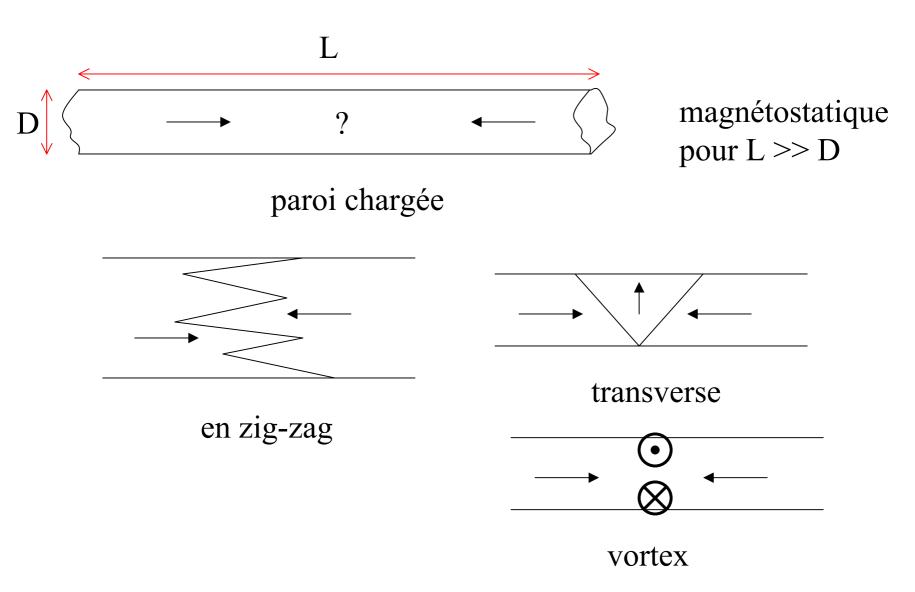
$$D << l$$
 cas ultramince

$$d \propto D \exp\left(\frac{\pi l}{D}\right)$$

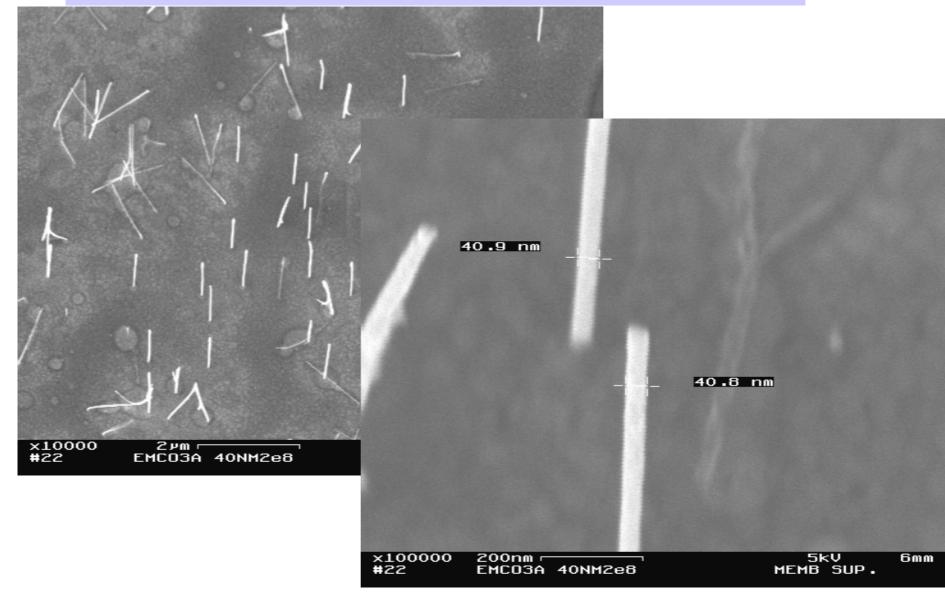
NB: pas de domaines de fermeture



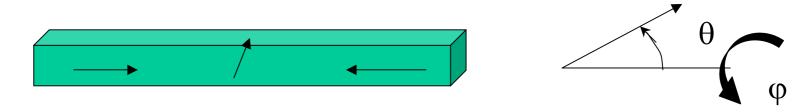
Nanofils



Nanofils de cobalt réalisés par croissance électrolytique à travers les nanopores d'une membrane (U. Louvain)



Nanofils à paroi transverse : modèle 1d



$$\mathcal{E} = A (d\theta/dx)^2 + K_0 \sin^2\theta + K \sin^2\theta \sin^2\theta$$

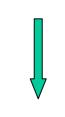
$$- \mu_0 M_s H_a \cos\theta$$
profil de type Bloch

K₀: terme cristallin + magnétostatique effectif

K : terme d'anisotropie transverse cristallin section du fil (magnétostatique)

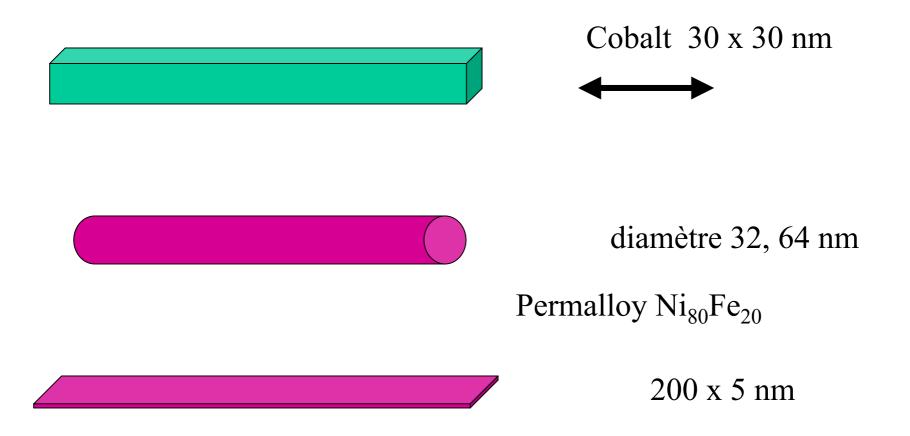
A. Thiaville, J.M. Garcia, J. Miltat, JMMM 242-245 1061 (2002)

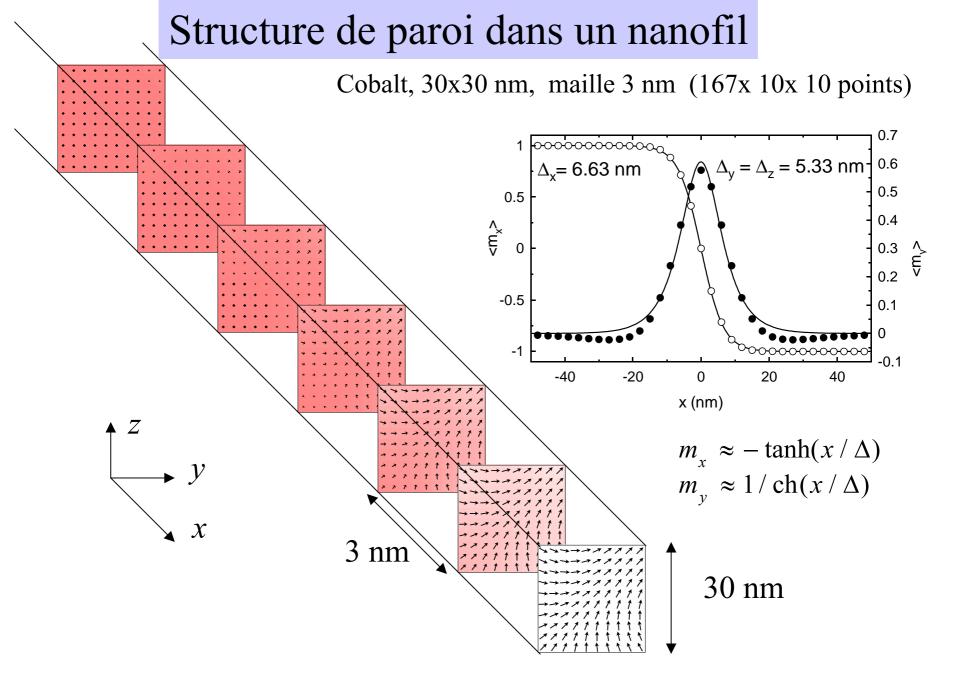
Calculs numériques



 K_0 , K et Δ effectifs

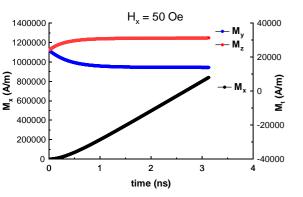
Calculs micromagnétiques numériques

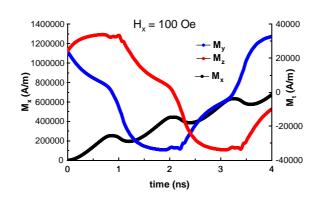


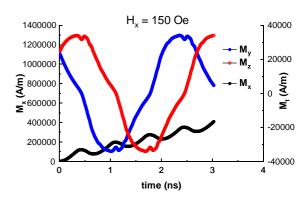


Dynamique de la paroi

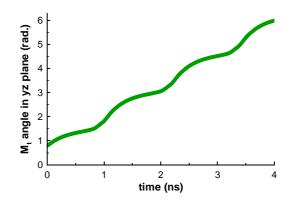
Constante d'amortissement α = 0.1





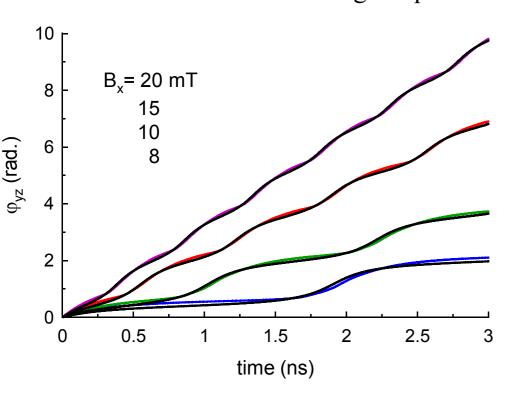


angle de l'aimantation transverse



Comparaison au modèle analytique

noir = analytique (étendu à une anisotropie transverse d'ordre 4) couleur = calcul micromagnétique



Ajustement des courbes $\varphi(t)$ $\alpha=0.1$

$$H_x = 80 \quad 100 \quad 150 \quad 200 \quad Oe$$

 $H_W = 67.5 \quad 65.4 \quad 67.4 \quad 69.0 \quad Oe$

$$H_W = 59.5$$
 Oc

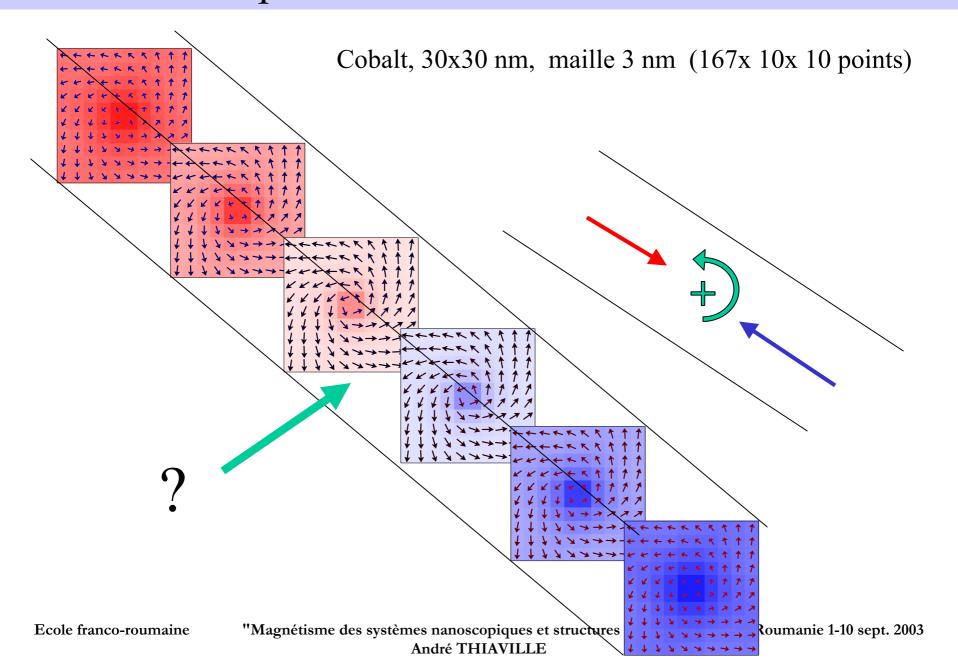
Valeur déduite de l'énergie de paroi et de Δ

A. Thiaville, J.M. Garcia, J. Miltat, JMMM **242-245** 1061 (2002)

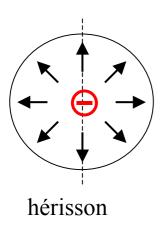
- meilleur quand $H_x >> H_w$
- -différence systématique : le modèle 1d est trop simple à 30 nm = 6Λ

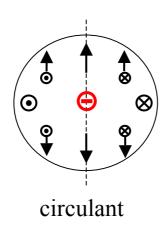
"Magnétisme des systèmes nanoscopiques et structures hybrides" Brasov Roumanie 1-10 sept. 2003 André THIAVILLE

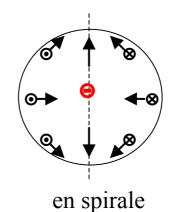
Paroi vortex à point de Bloch dans un nanofil de cobalt



Le point de Bloch







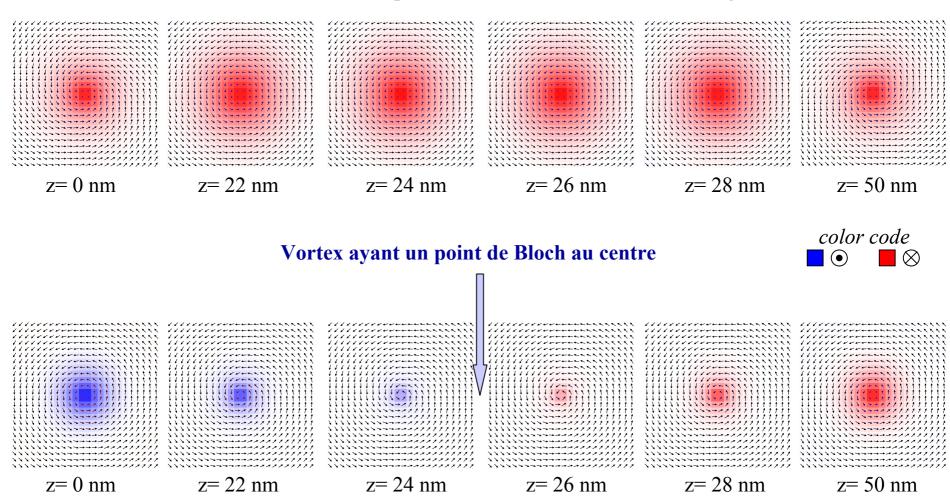
- E. Feldtkeller
- Z. angew. Phys. **19** 530 (1965)

La densité d'énergie d'échange diverge au centre, elle est minimale quand $\vec{m} = \frac{\vec{r}}{r}$ à une rotation près

$$\varepsilon_A = (2A/r^2)$$
 $E_A = 8\pi A R$ R: rayon de la structure en PB

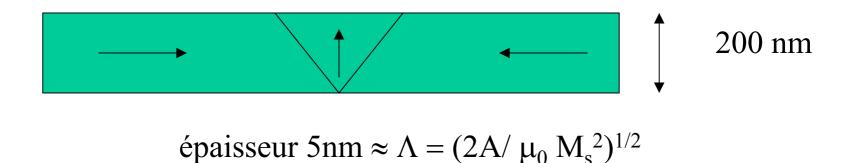
Structures calculées

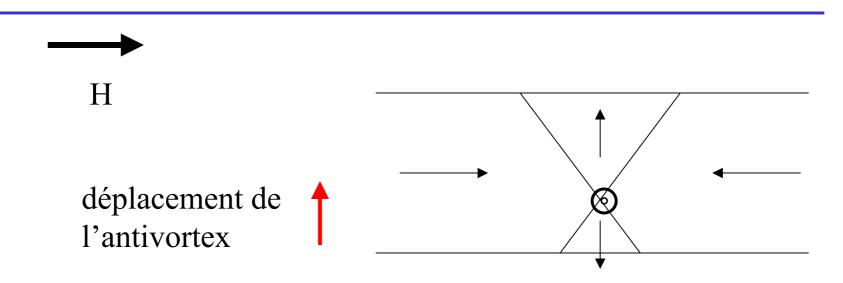
Vortex (diamètre=200 nm, épaisseur=50 nm, maille=2.5 nm; image : 60nm)



A. Thiaville et al., Phys. Rev. **B67** 094410 (2003)

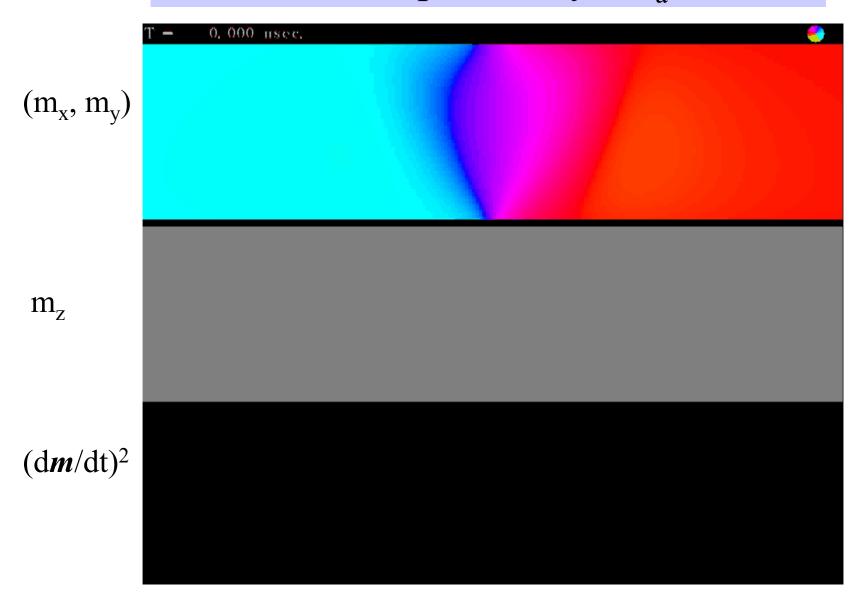
Une bande de permalloy





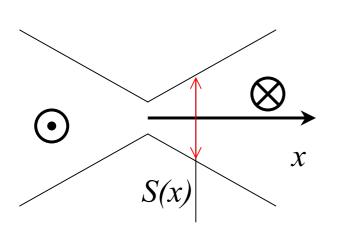
Y. Nakatani, A. Thiaville, J. Miltat, Nature Mater. 2 521 (2003)

Bande lisse de permalloy : $H_a = 20$ Oe



Paroi confinée

P. Bruno, Phys. Rev. Lett. 83 2425 (1999)



$$E = \int \left[A \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + K \sin^2 \theta \right] S(x) dx$$

$$2K\sin\theta\cos\theta S - \frac{d}{dx}\left(2A\frac{d\theta}{dx}S\right) = 0$$

$$\theta = C \int \frac{dx}{S(x)}$$

$$S = S_0 \left(1 + \left(\frac{x}{d} \right)^2 \right) \quad \Rightarrow \quad \theta = Arctg \left(\frac{x}{d} \right)$$

$$S = S_0 \left(1 + \frac{|x|}{d} \right)^2 \quad \Rightarrow \quad \theta = \frac{\pi}{2} \frac{x}{|x| + d}$$

largeur de paroi $\propto d$



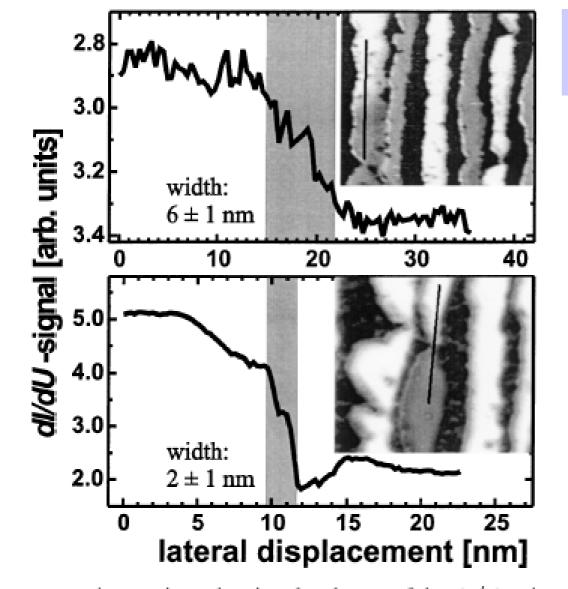
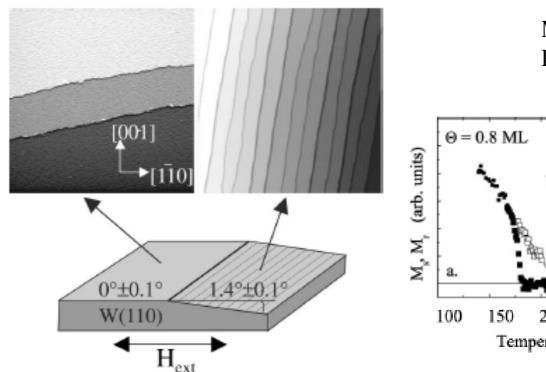


FIG. 2. Line sections showing the change of the dI/dU signal when crossing a domain wall being located in a smooth (upper panel) or constricted (lower panel) Fe DL stripe. Maps of the dI/dU signal are shown in the inset. The positions at which the line sections were drawn are marked by solid black lines.

Observation par STM polarisé

O. Pietzsch et al. Phys. Rev. Lett. **84** 5212 (2000)

Fils atomiques en bord de marches



M. Pratzer, H.J. Elmers, Phys. Rev. **B67** 094416 (2003)

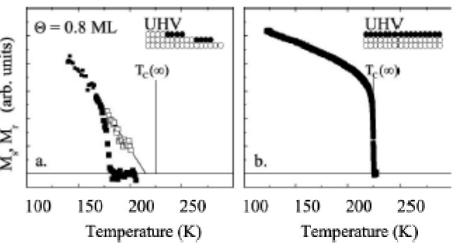


FIG. 1. Schematic drawing of the substrate crystal and STM images (200 nm×200 nm) from the flat and vicinal surface of the substrate.

axe facile très fort selon (1-10) : système Ising

Magnétisme 1d

$$\chi_0 = \frac{C}{T} \exp\left(\frac{k_{\rm B}T_A}{k_{\rm B}T}\right),$$

 $k_B T_A = domain wall$ energy

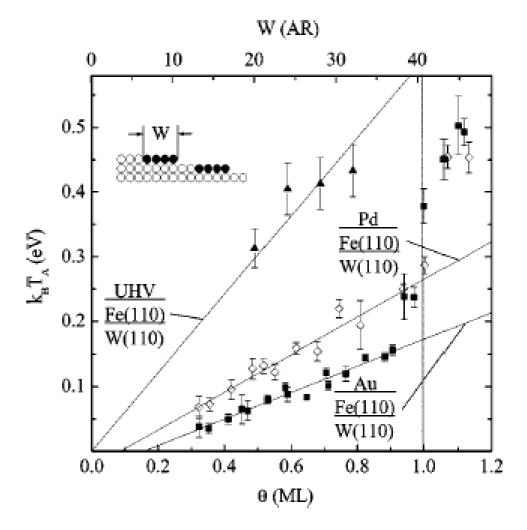
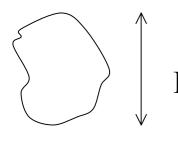
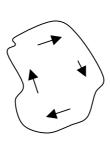
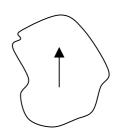


FIG. 6. Interface energy k_BT_A as determined from Arrhenius plots versus stripe width $W = \Theta W_0$, $W_0 = 41$. Data taken from wedge shaped samples Au/Fe/W(110), Pd/Fe/W(110) and from a series of homogenously prepared UHV/Fe/W(110) samples. Solid lines indicate linear fits. For UHV/Fe/W(110) stripes the axial section was set to zero.

Nanoparticules et petits éléments



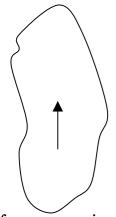




$$E_{ech} \approx A \left(\frac{\pi}{L}\right)^2, E_{dem} \approx 0$$

$$E_{ech} \approx 0, E_{dem} \approx \frac{1}{3} \frac{\mu_0 M_s^2}{2}$$

état monodomaine stable pour
$$\frac{1}{3} \frac{\mu_0 M_s^2}{2} < A \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \Leftrightarrow L < \pi \sqrt{3} \Lambda$$

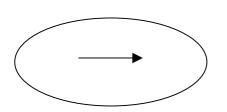


 $\uparrow \qquad \uparrow \qquad \begin{array}{c} \text{facteur} \\ \text{démagnétisant} \\ \text{N} \end{array} \qquad L < \pi \frac{\Lambda}{\sqrt{N}}$

$$L < \pi \frac{\Lambda}{\sqrt{N}}$$

Ecole franco-roumaine

Bornes de Brown



Surface du second degré

m uniforme $\implies H_{\text{dem}}$ uniforme

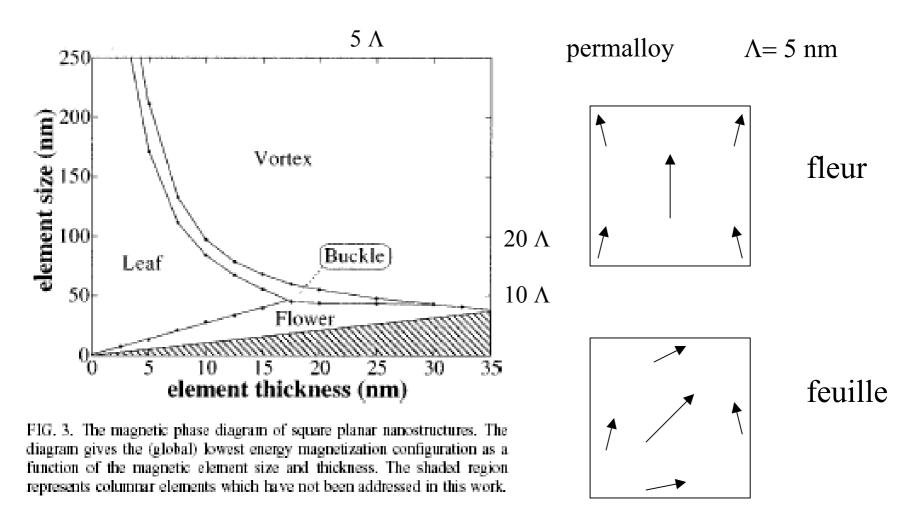
- Bornes sur l'énergie de l'état fondamental
 - ⇒ taille maxi pour un fondamental uniforme
- Linéarisation des équations du micromagnétisme pour trouver le champ de retournement et le mode de retournement



sphère : diamètre max 7.2 Λ pour la rotation uniforme

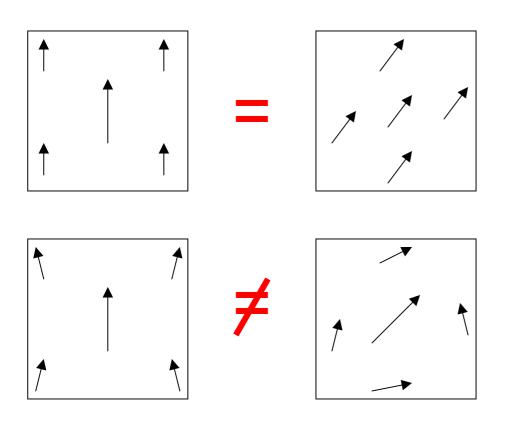
cf. A. Aharoni, *Introduction to the theory of ferromagnetism* (Oxford University Press, 1996)

Plaquette carrée



R.P. Cowburn et al. APL 72 2041 (1998)

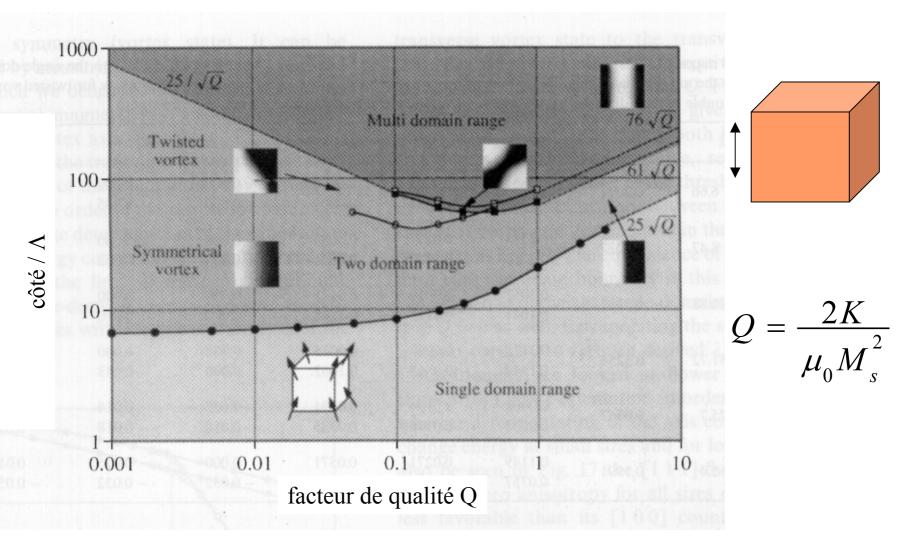
Anisotropie de configuration



permalloy: pas d'anisotropie

R.P. Cowburn et al. APL **72** 2041 (1998); Phys. Rev. B (1998)

Cube avec anisotropie



W. Rave et al. JMMM **190** 332 (1998)

Conclusion : particularités des structures en domaines en dimensions réduites

simplification de la zoologie des structures

le démagnétisant en 2d est singulier

il est alors possible d'y voir les phénomènes fondamentaux du magnétisme à l'œuvre (en particulier la précession de l'aimantation, le transport polarisé en spin)

nouvelles parois (confinée géométriquement, chargée, à point de Bloch)

jusqu'où pourra-t-on descendre avec le micromagnétisme?