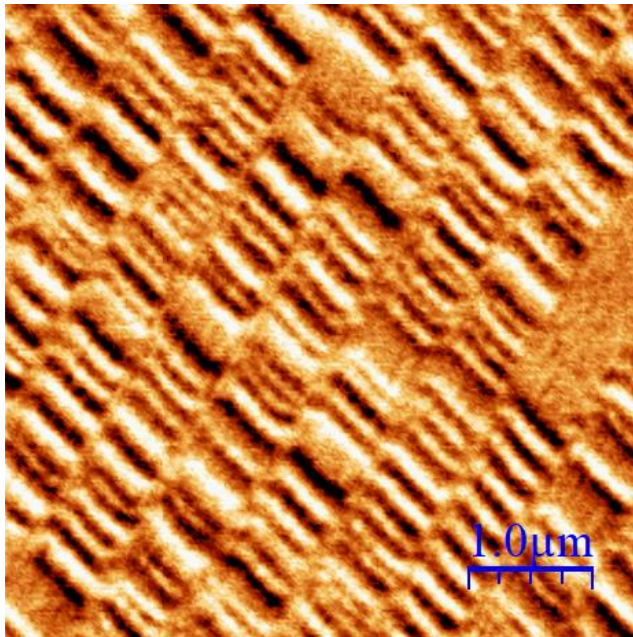


Dynamique de parois de domaines magnétiques chirales en présence de défauts

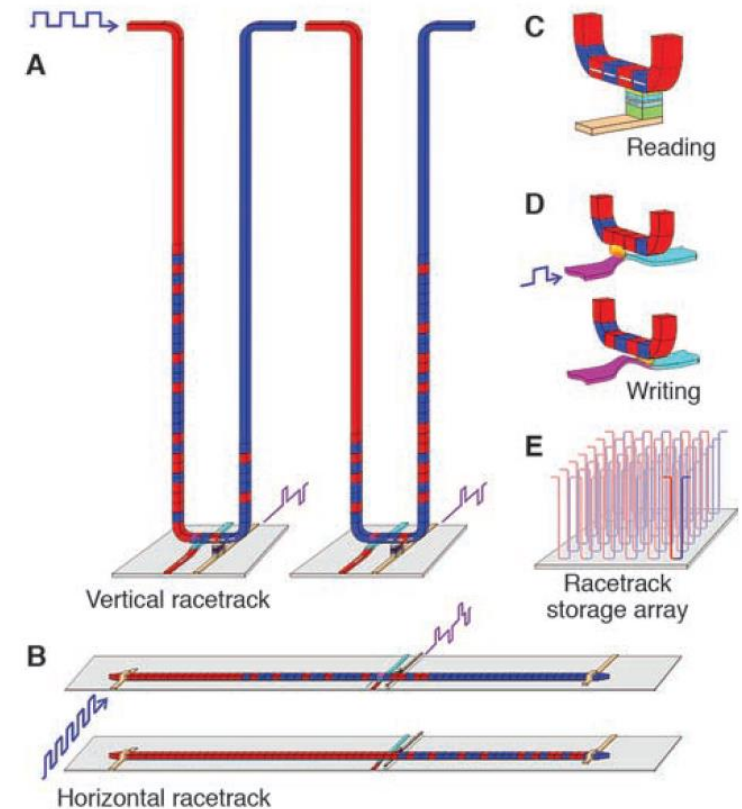
Pierre GÉHANNE

Sous la direction de André Thiaville, Vincent Jeudy & Stanislas Rohart

08/07/2021



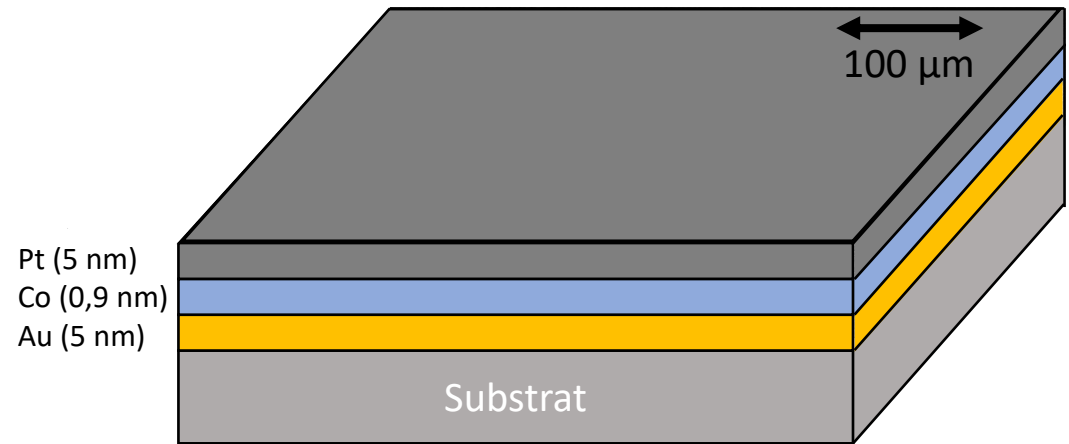
Vue d'un disque dur au microscope à force magnétique (crédit : S. Rohart)



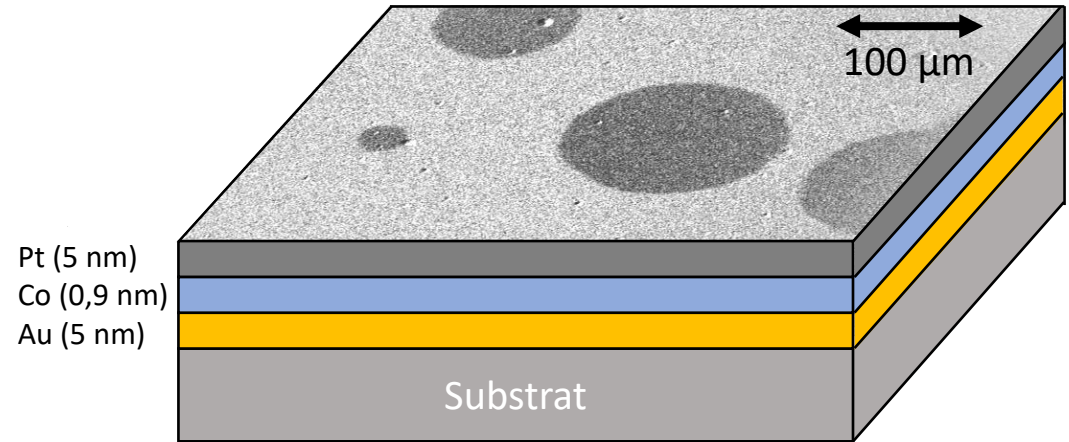
Parkin *et al.*, Science
320, 190 (2008)

Concept de mémoire magnétique à pistes, le déplacement des domaines est assuré par un courant de spin.

Surface d'un film magnétique à anisotropie perpendiculaire vue au microscope Kerr

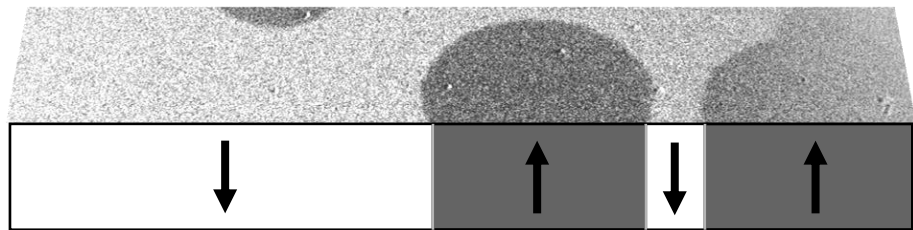
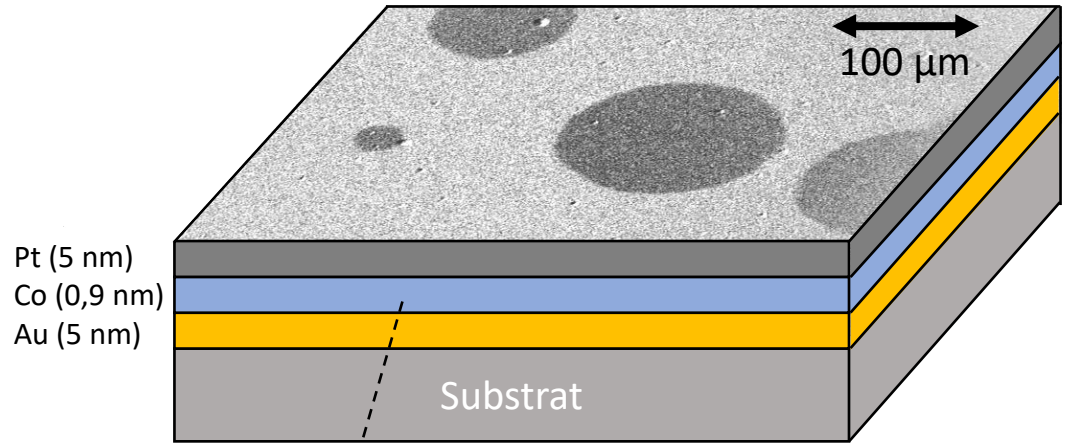


Surface d'un film magnétique à anisotropie perpendiculaire vue au microscope Kerr

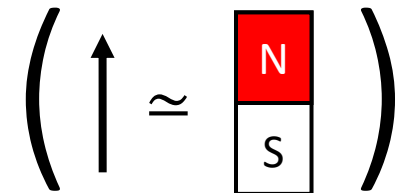


Domaines et parois

Surface d'un film magnétique à anisotropie perpendiculaire vue au microscope Kerr

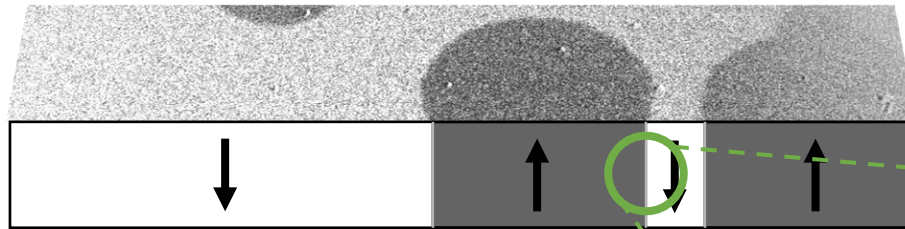
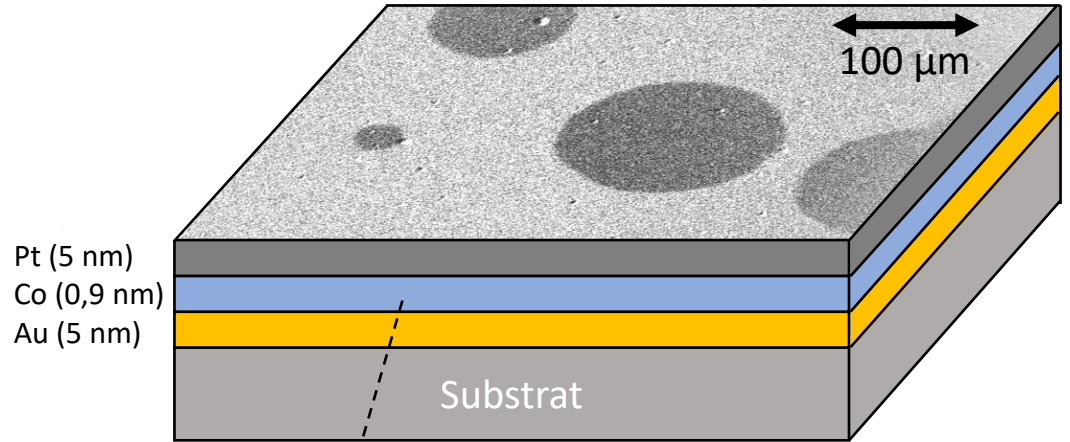


Domaines magnétiques



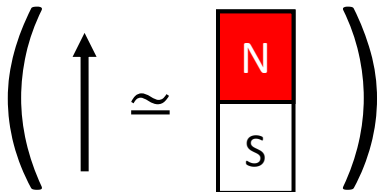
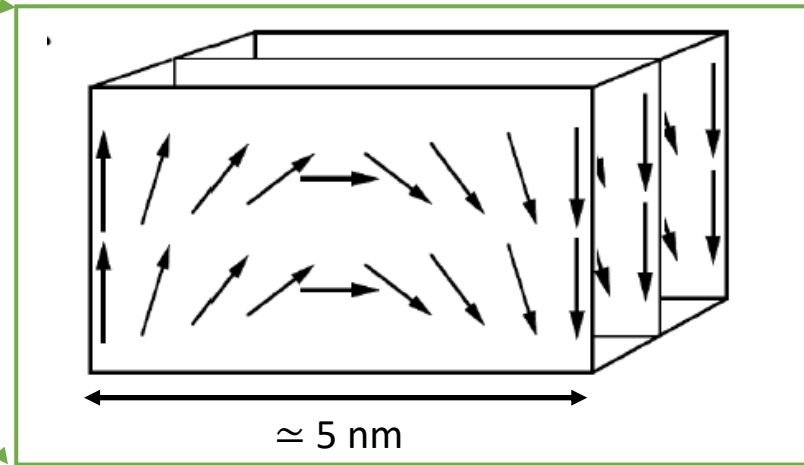
Domaines et parois

Surface d'un film magnétique à anisotropie perpendiculaire vue au microscope Kerr



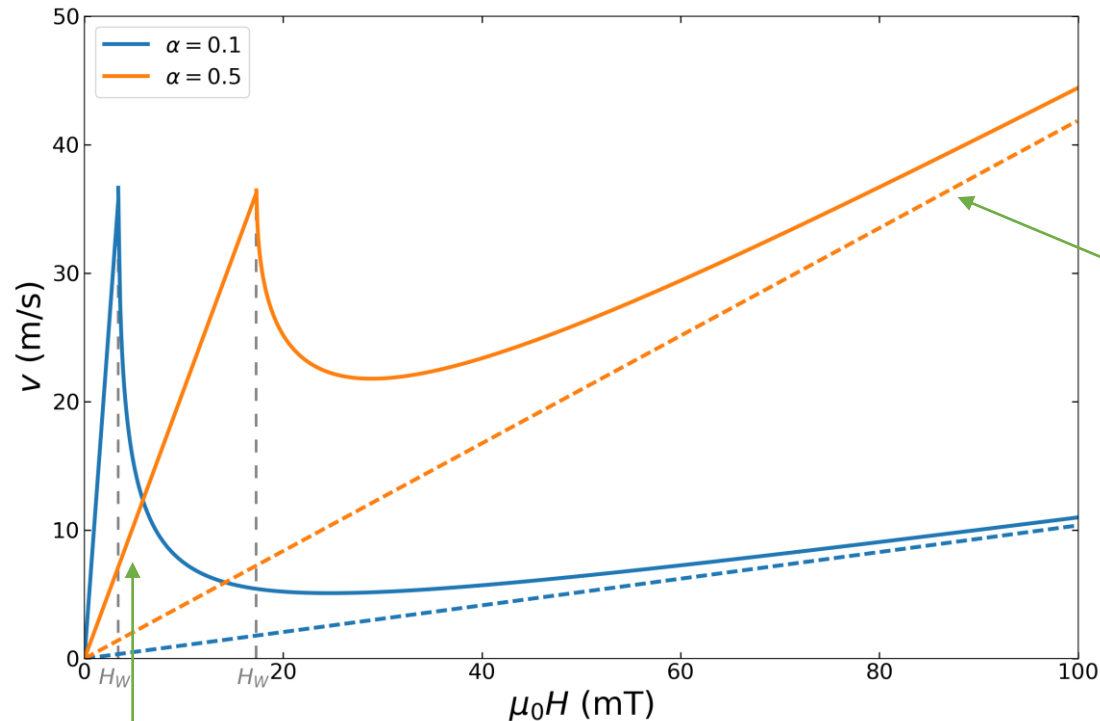
Domaines magnétiques

Paroi de domaine



Dynamique en milieu parfait :

Conséquence de la dynamique locale des moments magnétiques sur le déplacement d'une paroi de domaine.

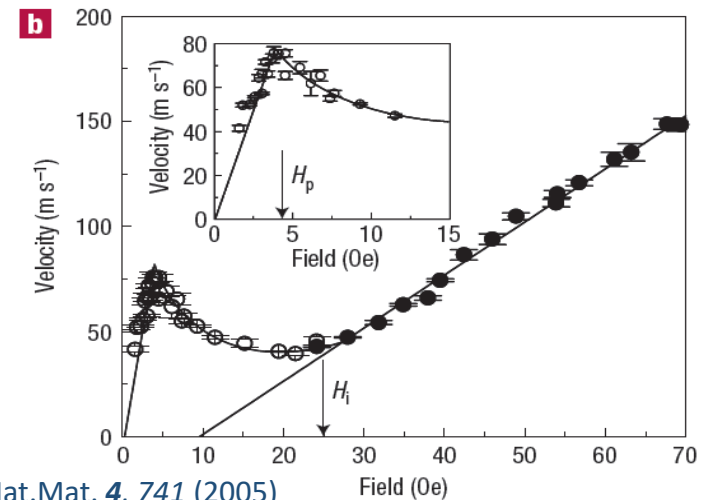


$$v = \frac{\gamma_0 \Delta_T \alpha}{1 + \alpha^2} H_z$$

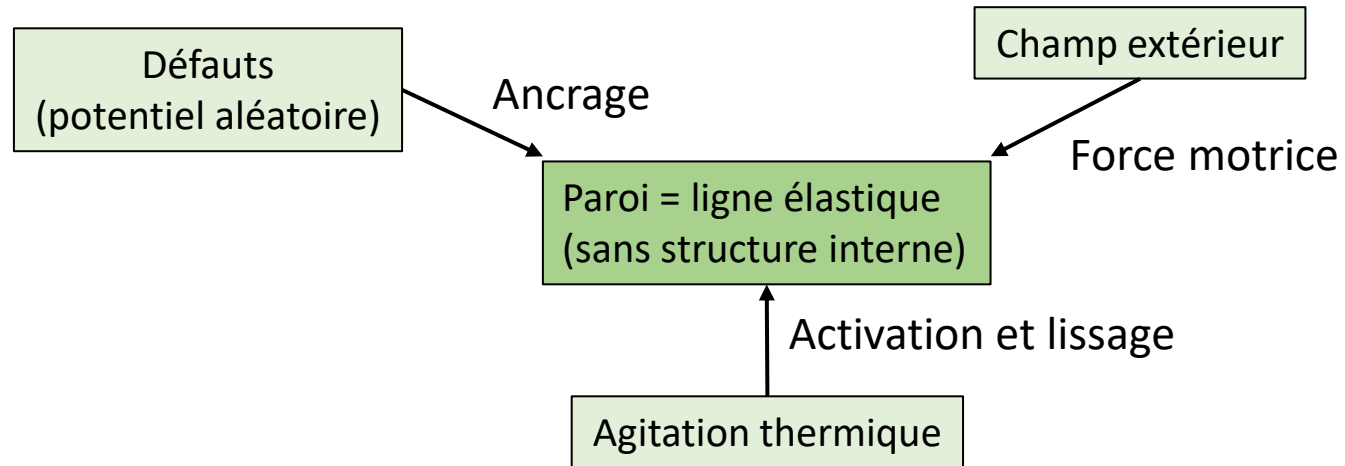
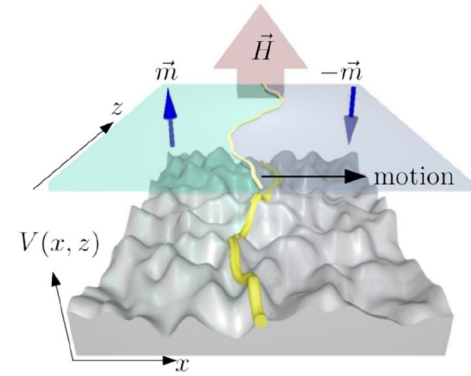
$$v = \frac{\gamma_0 \Delta_T}{\alpha} H_z$$

$\gamma_0 = \mu_0 \gamma$: facteur gyromagnétique
 Δ_T : largeur de la paroi
 α : coeff. d'amortissement de Gilbert

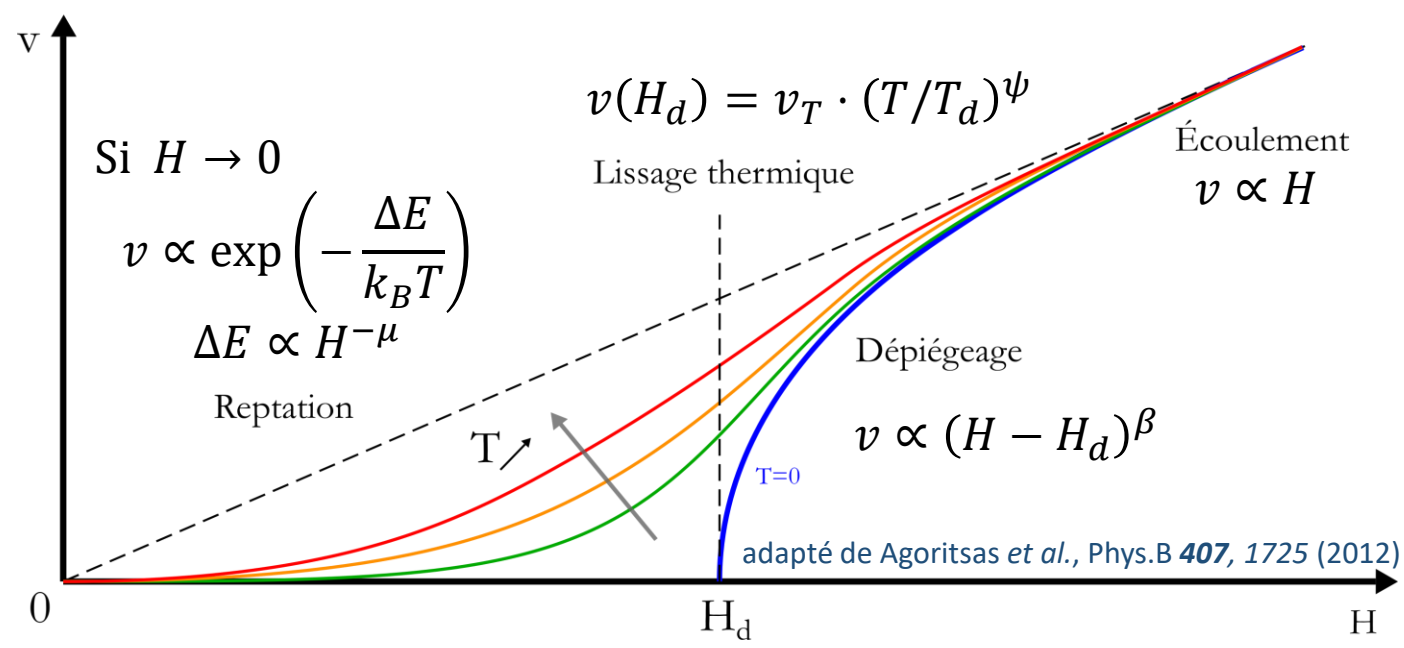
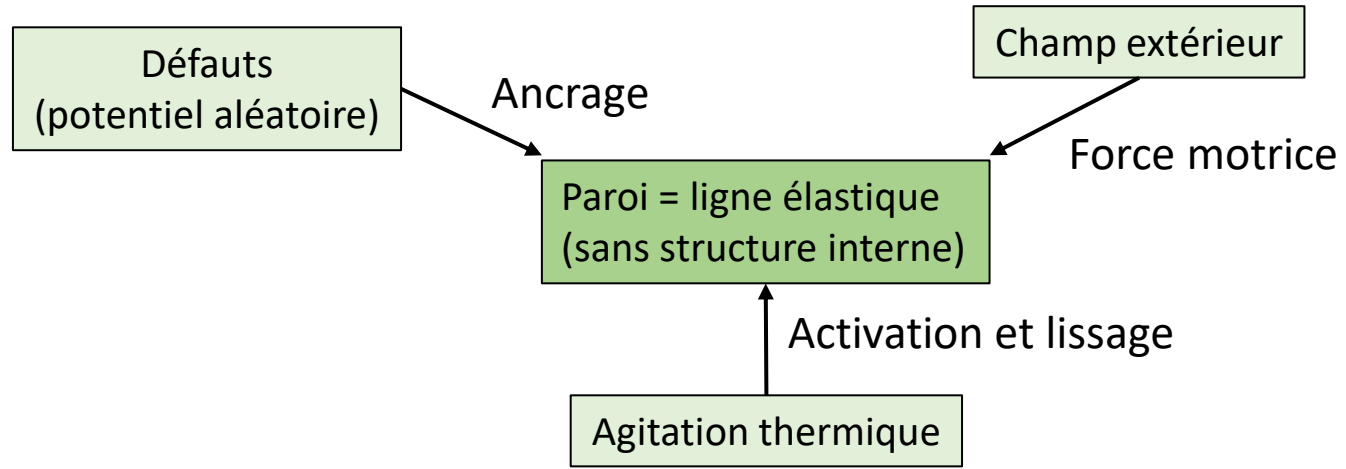
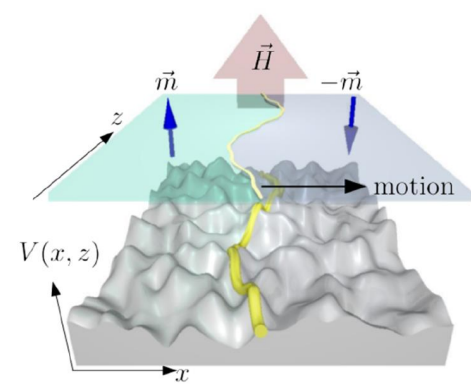
Observée dans de rares cas expérimentaux :



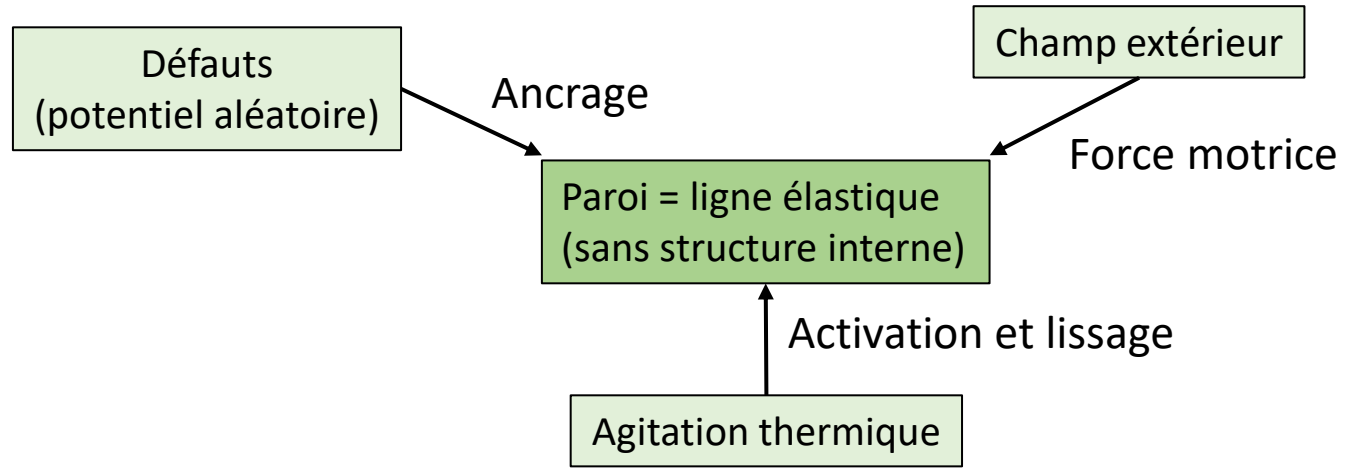
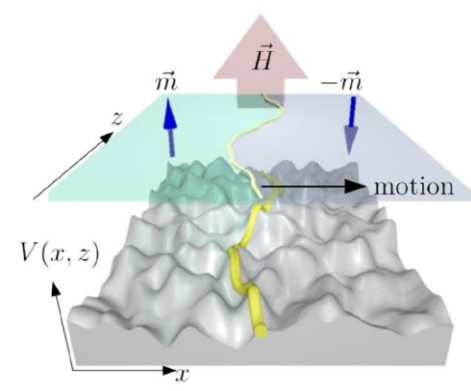
Dynamique en milieu désordonné :



Dynamique en milieu désordonné :



Dynamique en milieu désordonné :



Exposants universels identiques pour toutes les parois de domaines :

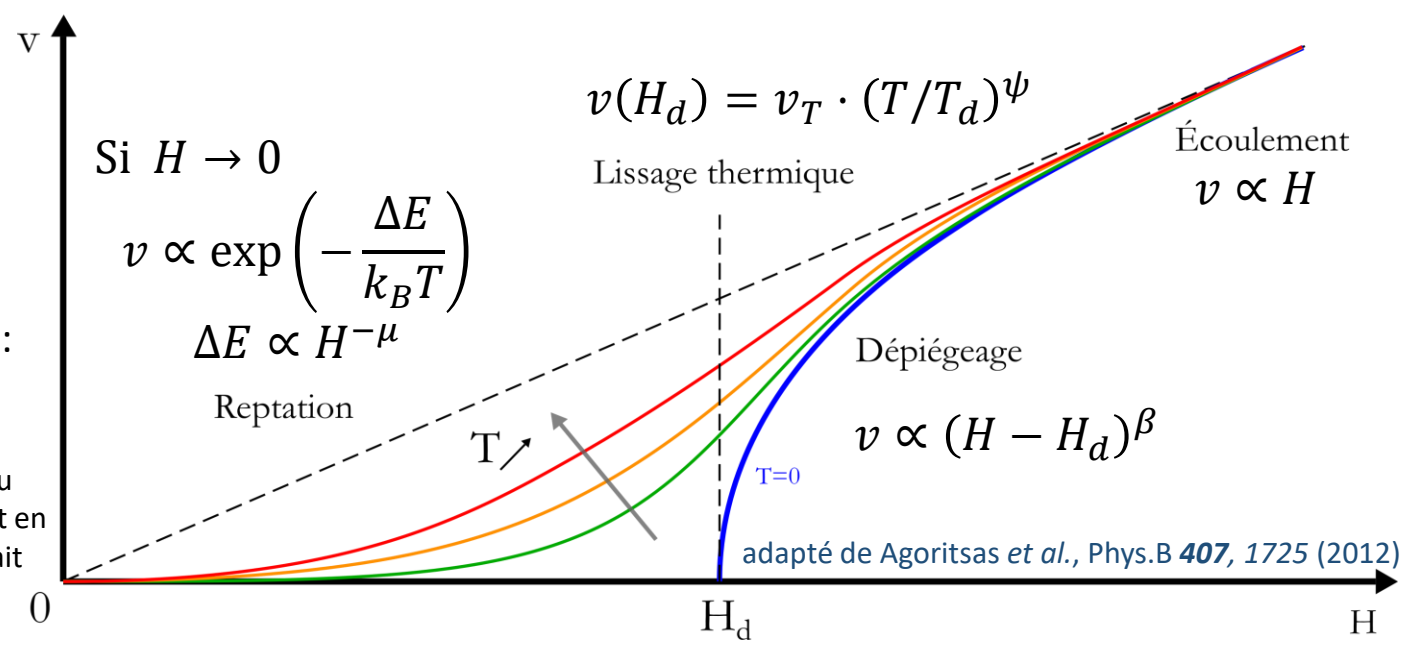
$\mu = 1/4,$
 $\beta = 0,25,$
 $\psi = 0,15.$

Paramètres d'ajustement dépendant de l'échantillon :

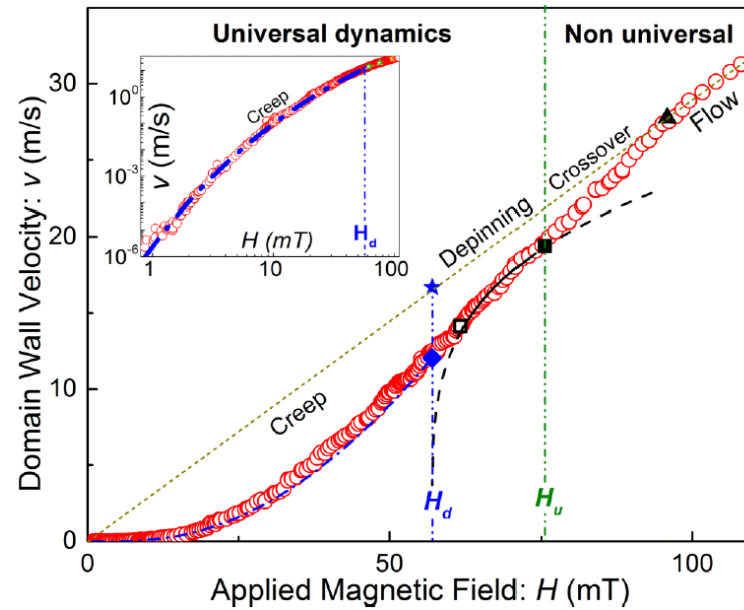
H_d T_d

Compétition entre élasticité, température et désordre

v_T
 Signature du mouvement en milieu parfait



Description empirique :



Pt/Co/Pt à température ambiante
 Jeudy *et al.*, PRB **98**, 054406 (2018)

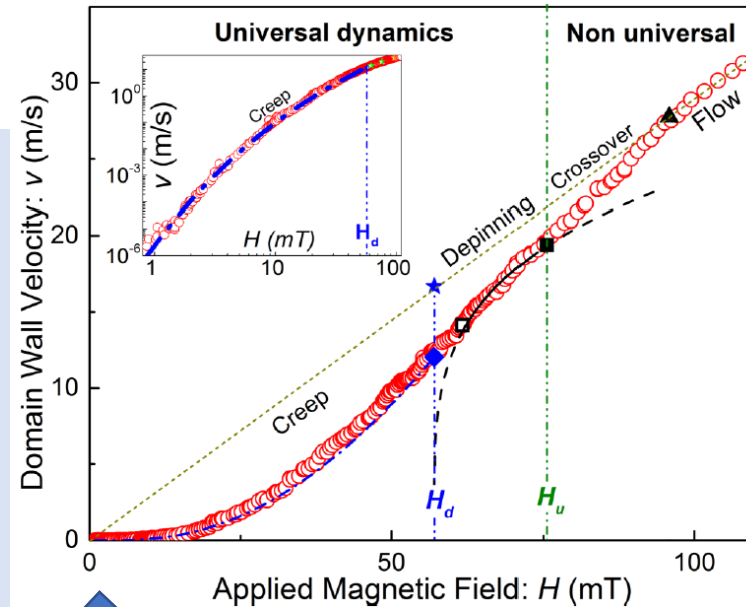
Description empirique :

Régime de reptation

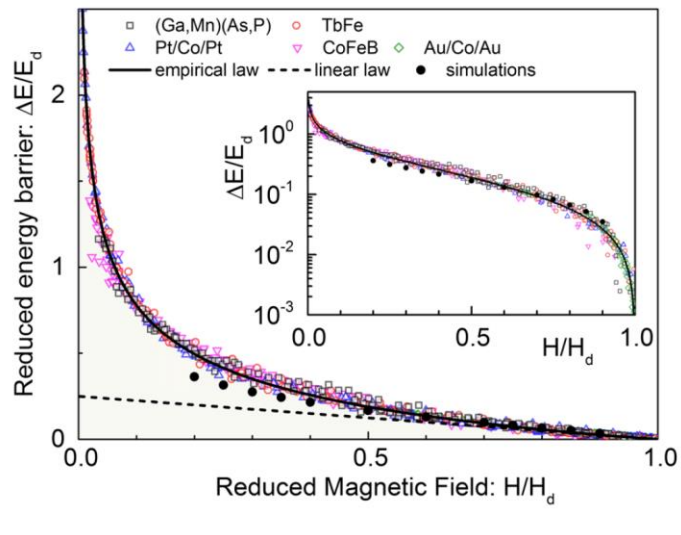
$$v = v(H_d) \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right)$$

$$\Delta E = k_B T_d \left[\left(\frac{H}{H_d}\right)^{-1/4} - 1 \right]$$

$$E_d = k_B T_d$$

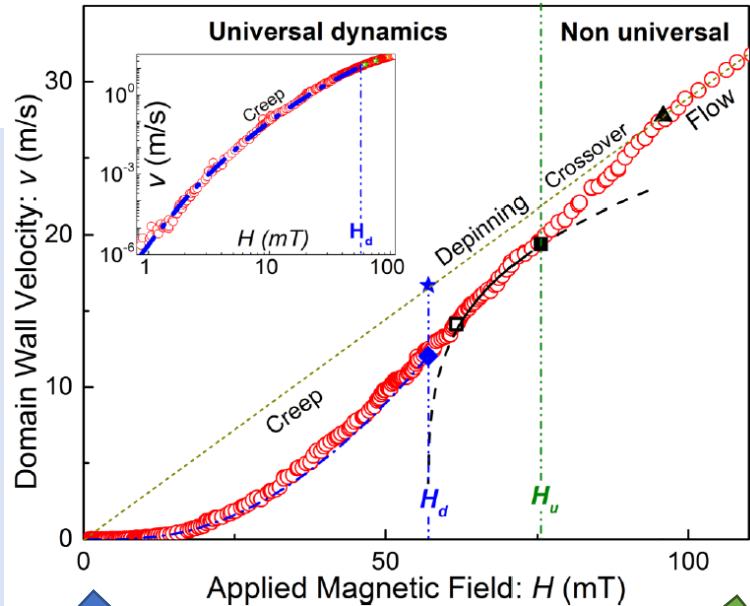


Pt/Co/Pt à température ambiante
 Jeudy *et al.*, PRB **98**, 054406 (2018)



Jeudy *et al.*, PRL **117**, 057201 (2016)

Description empirique :



Pt/Co/Pt à température ambiante
 Jeudy *et al.*, PRB **98**, 054406 (2018)

Régime de reptation

$$v = v(H_d) \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right)$$

$$\Delta E = k_B T_d \left[\left(\frac{H}{H_d}\right)^{-1/4} - 1 \right]$$

Régime de dépiégeage

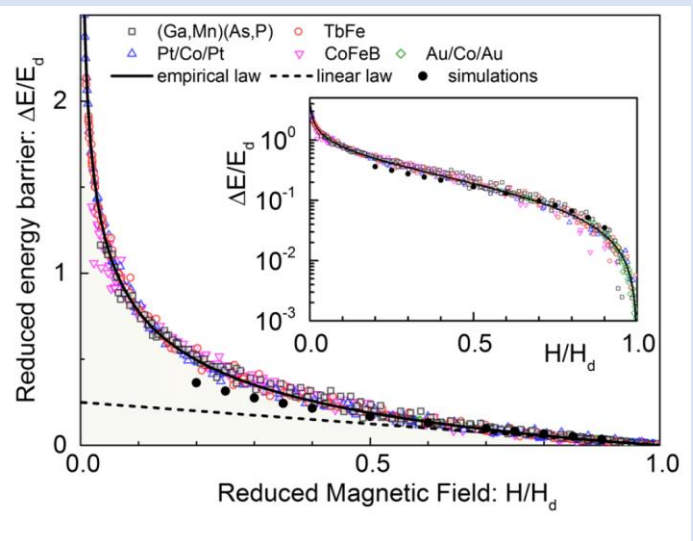
$$x = \left(\frac{T}{T_d}\right)^{-0,15} \left(\frac{H - H_d}{H_d}\right)^{0,25}$$

$$y = \frac{v}{v(H_d)}$$

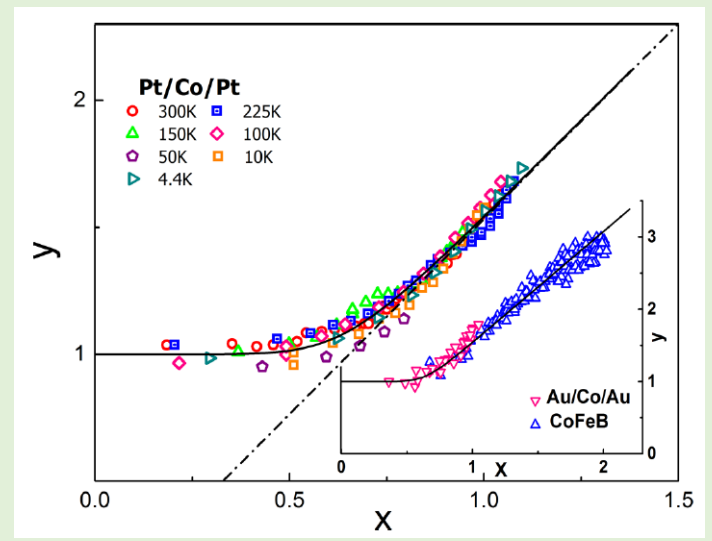
$$y = \left[1 + \left(\frac{x}{x_0}\right)^n \right]^{1/n}$$

$n = 8,7, x_0 = 0,64$

$$E_d = k_B T_d$$



Jeudy *et al.*, PRL **117**, 057201 (2016)



Diaz Pardo *et al.*, PRB **95**, 184434 (2017)

Dynamiques de paroi en fonction du champ appliqué

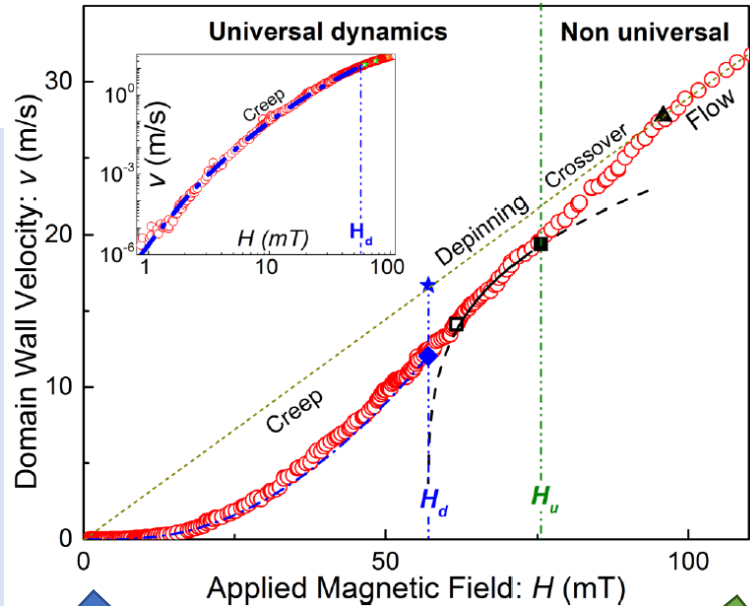
Description empirique :

Régime de reptation

$$v = v(H_d) \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right)$$

$$\Delta E = k_B T_d \left[\left(\frac{H}{H_d}\right)^{-1/4} - 1 \right]$$

$$E_d = k_B T_d$$



Pt/Co/Pt à température ambiante
 Jeudy *et al.*, PRB **98**, 054406 (2018)

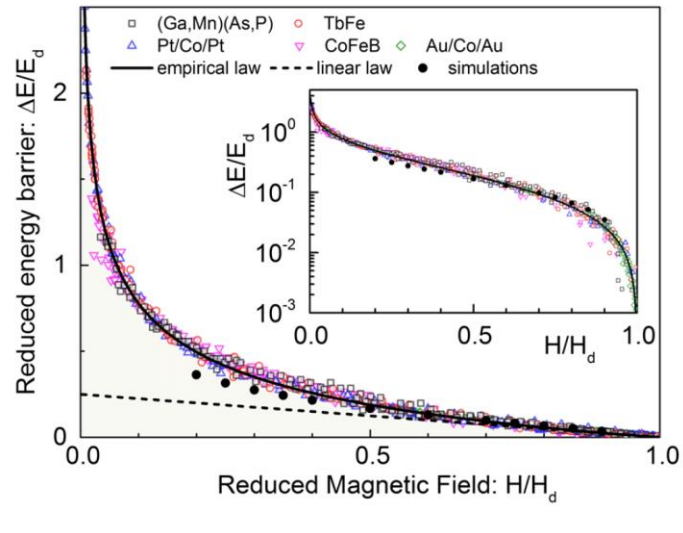
Régime de dépiégeage

$$x = \left(\frac{T}{T_d}\right)^{-0,15} \left(\frac{H - H_d}{H_d}\right)^{0,25}$$

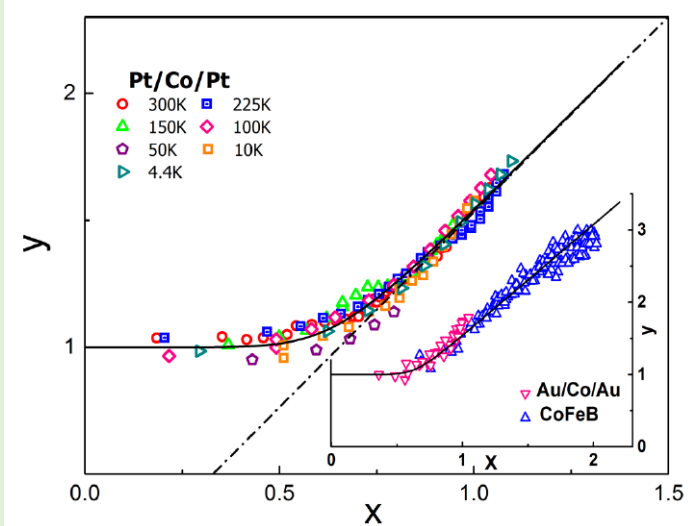
$$y = \frac{v}{v(H_d)}$$

$$y = \left[1 + \left(\frac{x}{x_0}\right)^n \right]^{1/n}$$

$n = 8,7, x_0 = 0,64$



Fonctions universelles
 +
 paramètres dépendant du
 matériau uniquement :
 $H_d, T_d, v(H_d)$

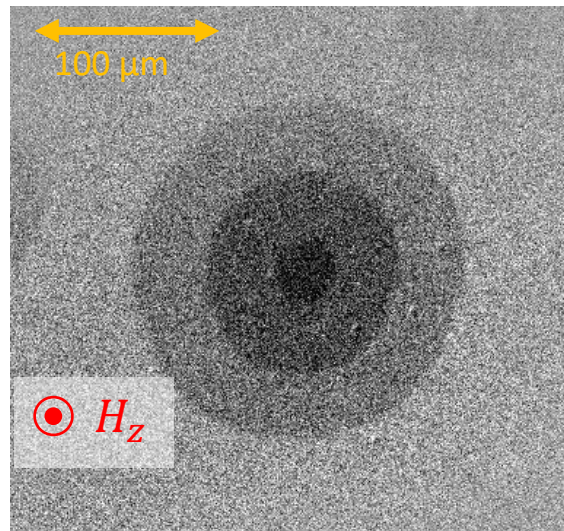
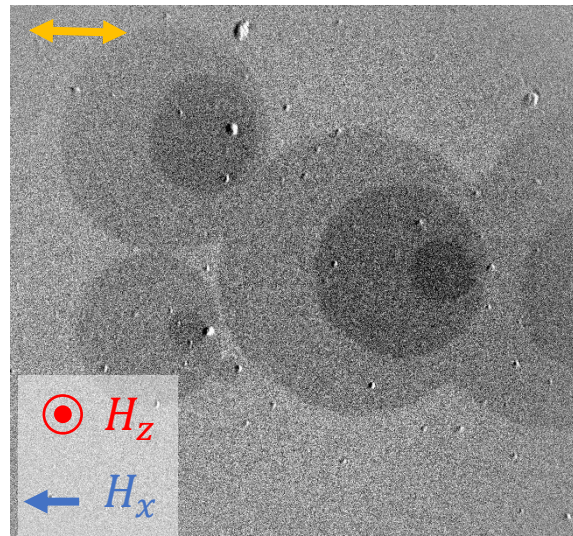


Jeudy *et al.*, PRL **117**, 057201 (2016)

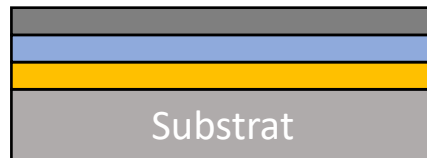
Diaz Pardo *et al.*, PRB **95**, 184434 (2017)

Dynamique asymétrique de parois de domaines

Superpositions d'images successives de domaines magnétiques

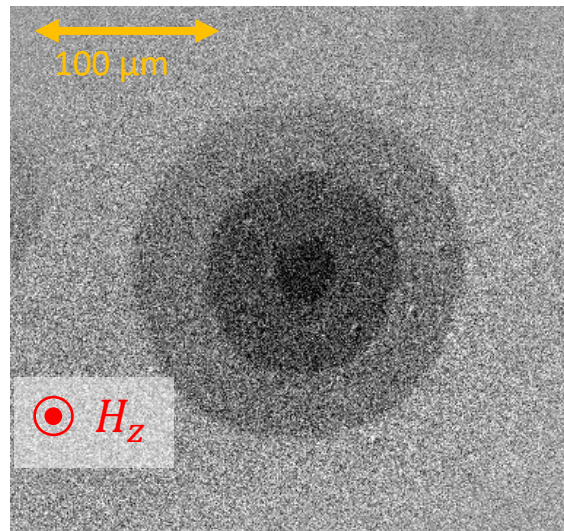
 $\Delta t = 1 \mu\text{s}$
 $H_z = 30 \text{ mT}$
 $H_x = 0 \text{ mT}$
 $\Delta t = 1 \mu\text{s}$
 $H_z = 30 \text{ mT}$
 $H_x = 48 \text{ mT}$

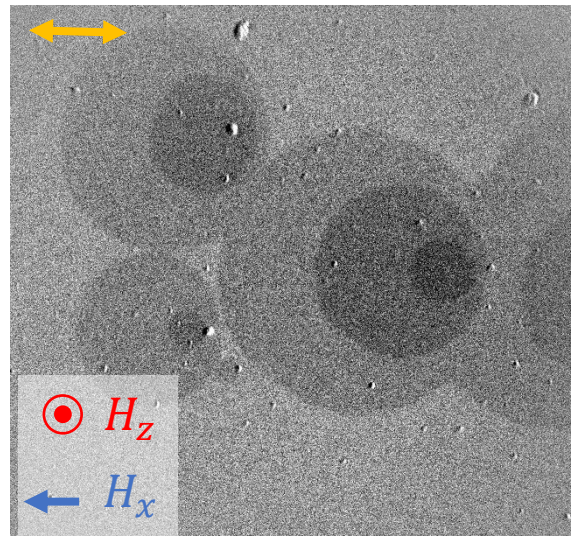
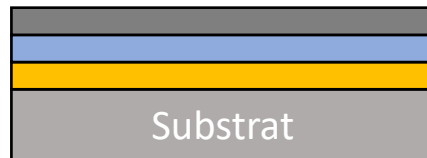
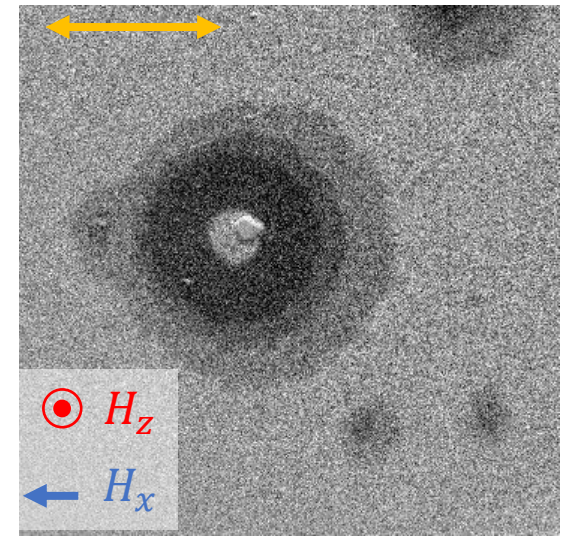
Pt (5 nm)
 Co (0,9 nm)
 Au (5 nm)

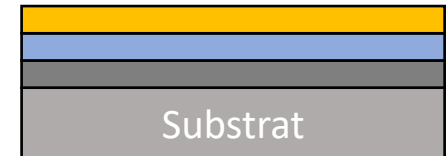


Dynamique asymétrique de parois de domaines

Superpositions d'images successives de domaines magnétiques

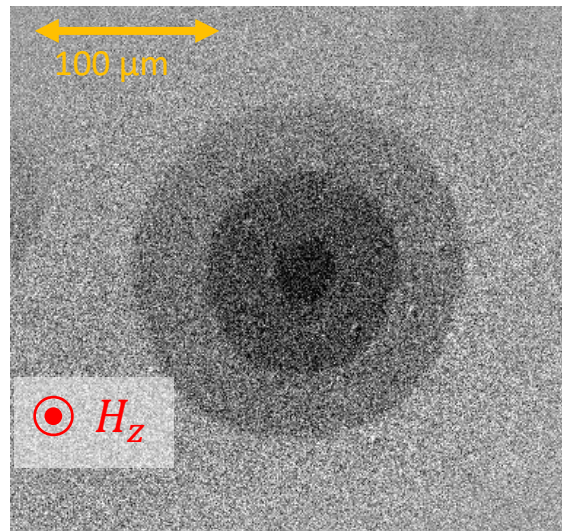
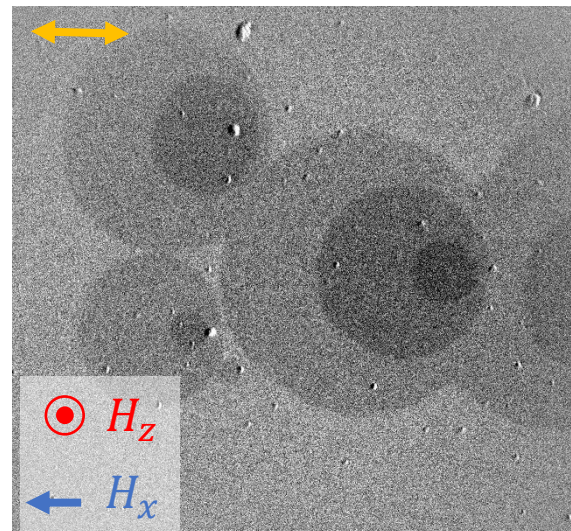
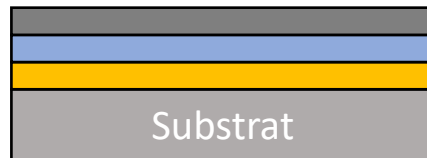
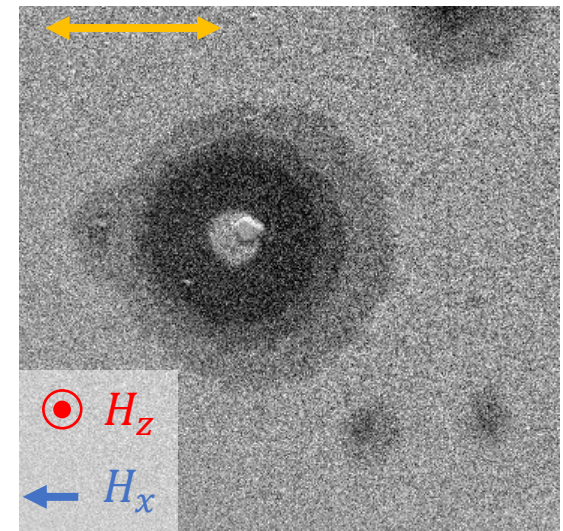
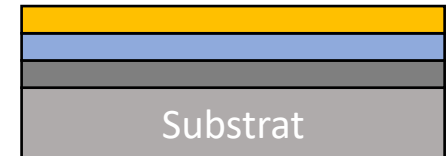
 $\Delta t = 1 \mu\text{s}$
 $H_z = 30 \text{ mT}$
 $H_x = 0 \text{ mT}$

 Pt (5 nm)
 Co (0,9 nm)
 Au (5 nm)
 $\Delta t = 1 \mu\text{s}$
 $H_z = 30 \text{ mT}$
 $H_x = 48 \text{ mT}$
 $\Delta t = 10 \text{ ms}$
 $H_z = 30 \text{ mT}$
 $H_x = 48 \text{ mT}$

 Au
 Co
 Pt


Dynamique asymétrique de parois de domaines

Superpositions d'images successives de domaines magnétiques

 $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ $H_z = 30 \text{ mT}$
 $H_x = 0 \text{ mT}$ Pt (5 nm)
Co (0,9 nm)
Au (5 nm) $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ $H_z = 30 \text{ mT}$
 $H_x = 48 \text{ mT}$  $\Delta t = 10 \text{ ms}$ $H_z = 30 \text{ mT}$
 $H_x = 48 \text{ mT}$ Au
Co
PtCroissance asymétrique des domaines magnétiques \Rightarrow structure chirale des parois de domaines

Interaction Dzyaloshinskii-Moriya :

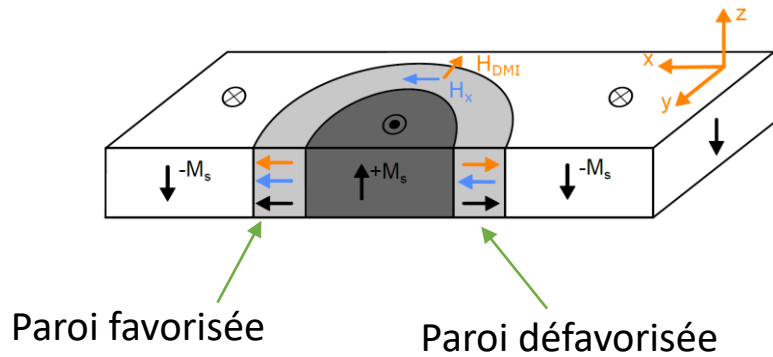
$$\mathcal{H}_{\text{DMI}} = \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{d}_{ij} \cdot (\vec{S}_i \wedge \vec{S}_j)$$

DMI d'interface de normale z entre deux matériaux A et B :

$$e_{\text{DMI}} = D_{A-B} \left[\left(m_x \frac{\partial m_z}{\partial x} - m_z \frac{\partial m_x}{\partial x} \right) + \left(m_y \frac{\partial m_z}{\partial y} - m_z \frac{\partial m_y}{\partial y} \right) \right]$$

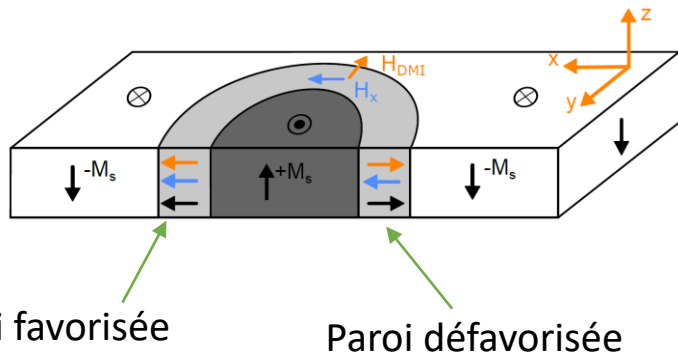
Interaction Dzyaloshinskii-Moriya interfaciale :

- Apparaît dans des matériaux sans symétrie d'inversion
- Favorise les structures d'aimantation chirales
- Champ équivalent de DMI : $\vec{H}_{DMI} \propto D\vec{n}$ normal à la paroi



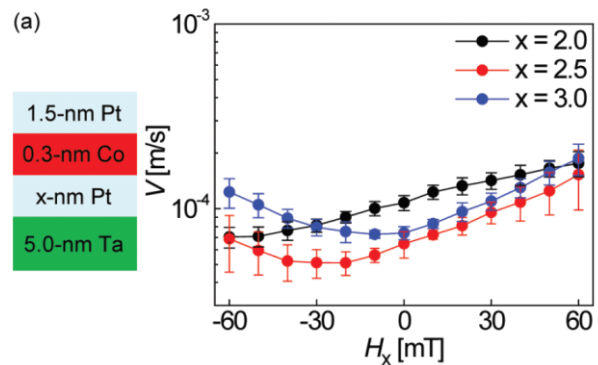
Interaction Dzyaloshinskii-Moriya interfaciale :

- Apparaît dans des matériaux sans symétrie d'inversion
- Favorise les structures d'aimantation chirales
- Champ équivalent de DMI : $\vec{H}_{\text{DMI}} \propto D\vec{n}$ normal à la paroi



Paroi favorisée

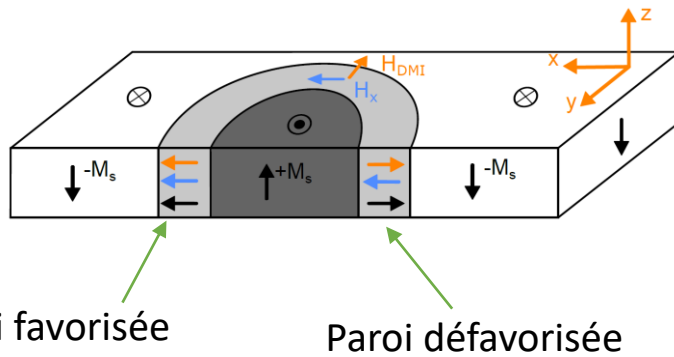
Paroi défavorisée

Je *et al.* PRB **88**, 214401 (2013)Vitesse minimale en $H_x + H_{\text{DMI}} = 0$

Mesure de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya (DMI)

Interaction Dzyaloshinskii-Moriya interfaciale :

- Apparaît dans des matériaux sans symétrie d'inversion
- Favorise les structures d'aimantation chirales
- Champ équivalent de DMI : $\vec{H}_{DMI} \propto D\vec{n}$ normal à la paroi

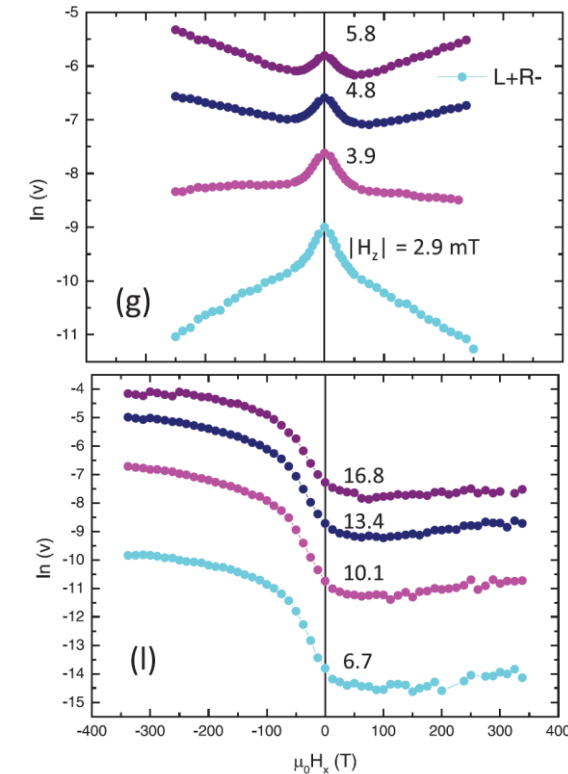


Paroi favorisée

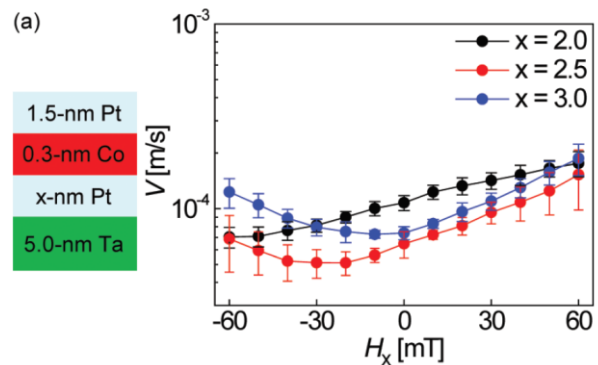
Paroi défavorisée

Lavrijsen *et al.*,
PRB **91**, 104414
(2015)

Pt(4)/Co(0,6)/Pt(4)

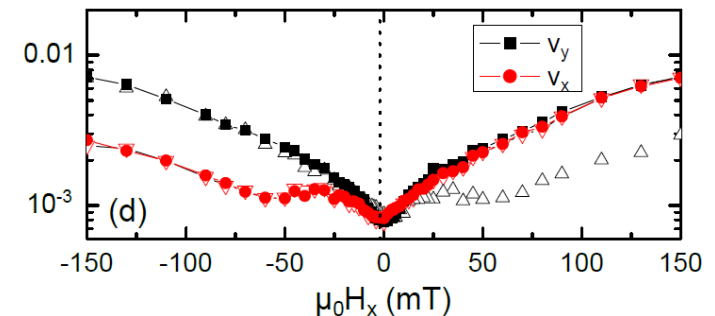


Je *et al.* PRB **88**, 214401 (2013)



Vitesse minimale en $H_x + H_{DMI} = 0$

Souaille, PhD 2016SACL391 (2016)



Hf(1)/CoFeB(1)/MgO(2)

Quel est le profil d'aimantation d'une paroi chirale ?

Géhanne *et al.* JMMM **530**, 197916 (2021)

Les cadres théoriques connus de la dynamique de parois sont-ils valables pour des parois chirales ?

Quelle est l'influence de la chiralité sur l'interaction entre la paroi et le désordre du matériau ?

Géhanne *et al.* PRR **2**, 043134 (2020)

- I. Statique de parois en milieu parfait
 1. État de l'art : énergétique des parois chirales
 2. Modèle du petit cercle pour le calcul du profil de paroi

- II. Étude expérimentale de la dynamique de paroi en présence de défauts.
 1. Méthodes expérimentales
 2. Résultats expérimentaux. Réussites et limites des modèles.

- III. Analyse de l'interaction de piégeage.
 1. Paramètres microscopiques de piégeage
 2. Analyse expérimentale des paramètres de piégeage

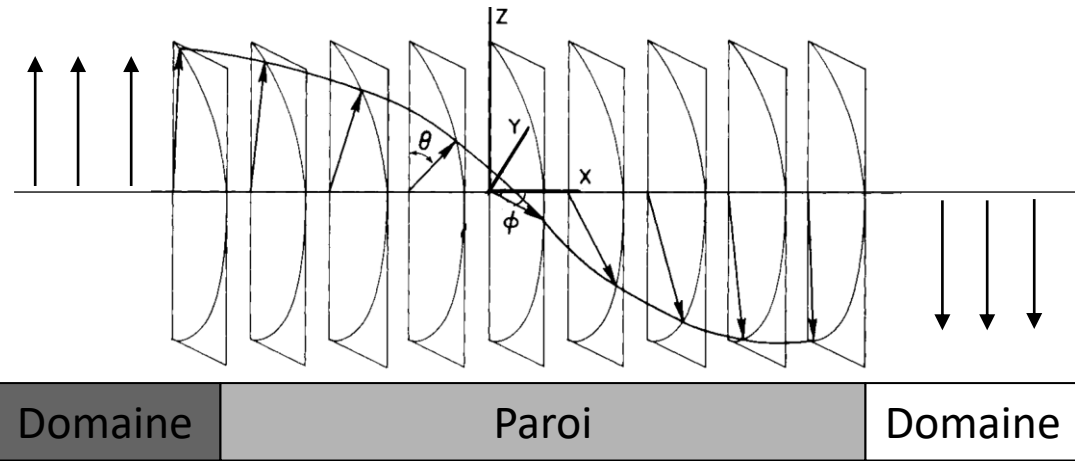
Quel est le profil d'aimantation d'une paroi chirale ?

- I. Statique de parois en milieu parfait
 1. État de l'art : énergétique des parois chirales
 2. Modèle du petit cercle pour le calcul du profil de paroi

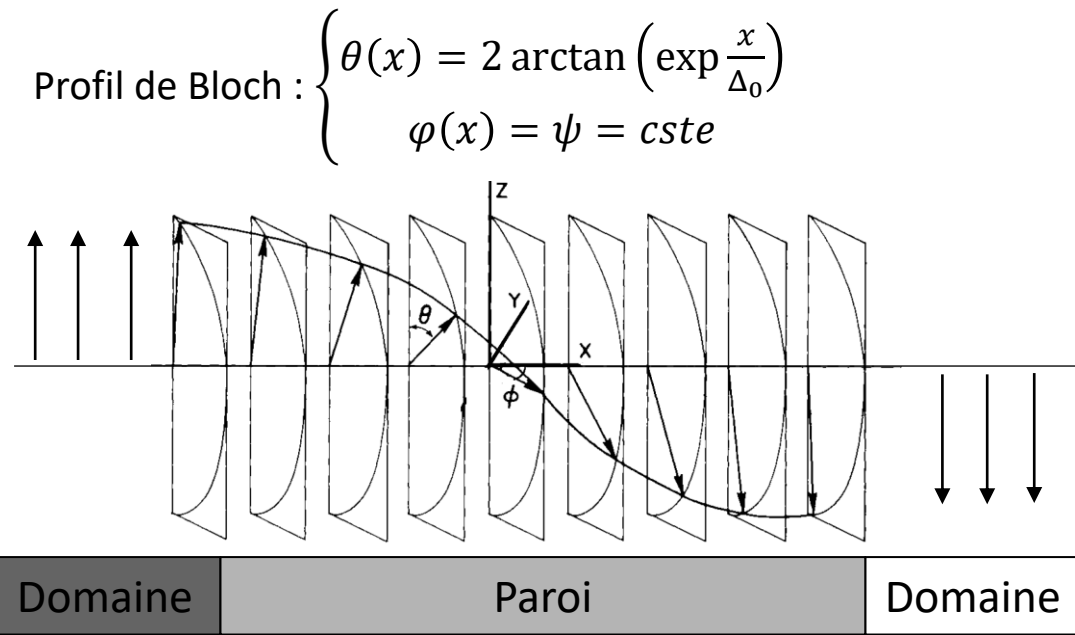
- II. Étude expérimentale de la dynamique de paroi en présence de défauts.
 1. Méthodes expérimentales
 2. Résultats expérimentaux.

- III. Analyse de l'interaction de piégeage.
 1. Paramètres microscopiques de piégeage
 2. Analyse expérimentale des paramètres de piégeage

Parois de domaines

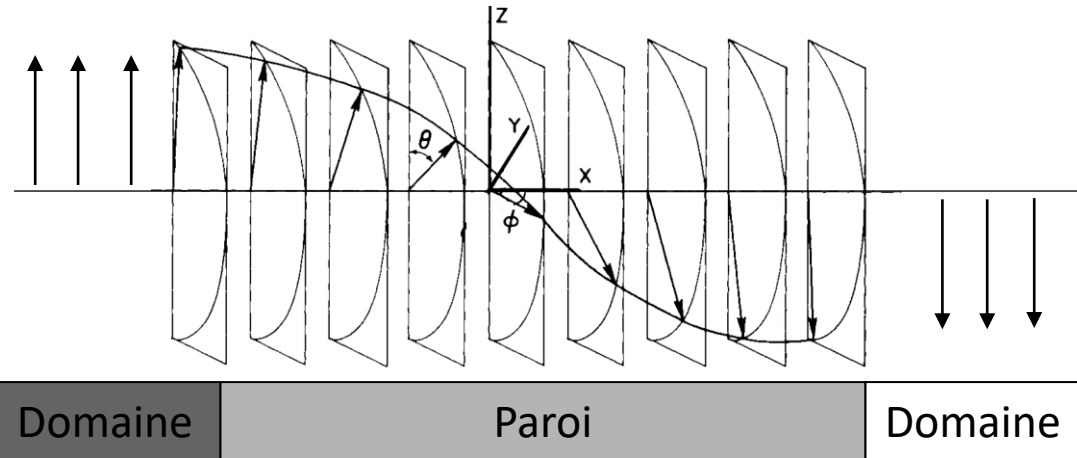


Parois de domaines



Parois de domaines

Profil de Bloch :
$$\begin{cases} \theta(x) = 2 \arctan \left(\exp \frac{x}{\Delta_0} \right) \\ \varphi(x) = \psi = cste \end{cases}$$



$\sigma \simeq 10 \text{ mJ/m}^2$: énergie surfacique

$\Delta \simeq 5 \text{ nm}$: paramètre de largeur

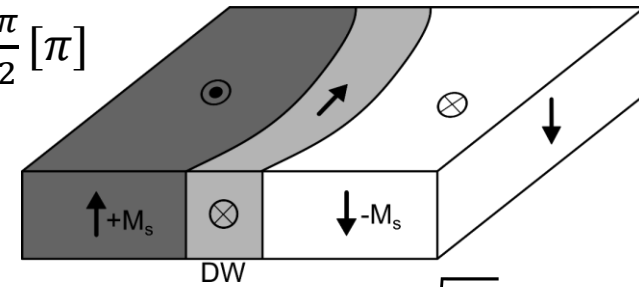
A : raideur d'échange

K_0 : anisotropie effective du matériau

$\kappa = K/K_0$: anisotropie Bloch/Néel

Paroi de Bloch

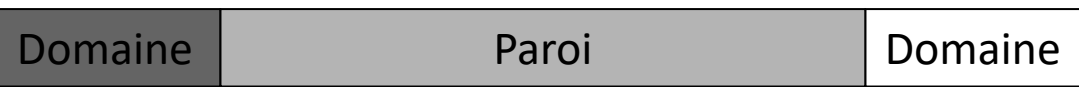
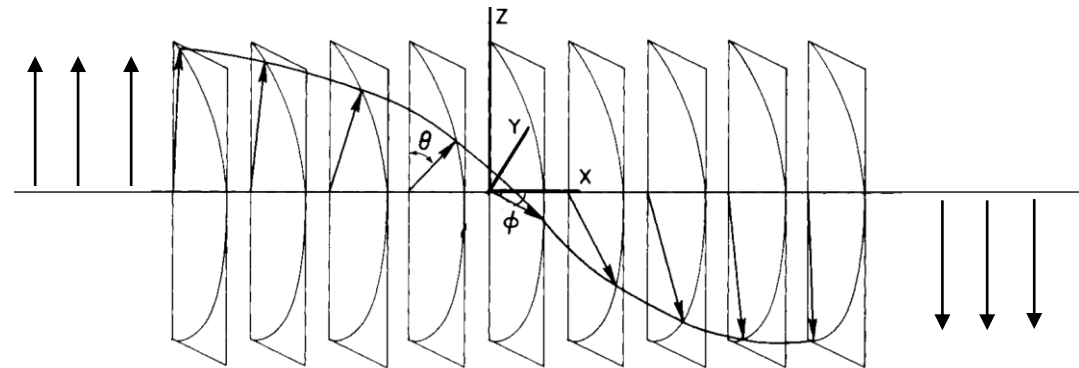
$$\psi = \frac{\pi}{2} [\pi]$$



$$\sigma_0 = 4\sqrt{AK_0} \quad \Delta_0 = \sqrt{\frac{A}{K_0}}$$

Parois de domaines

Profil de Bloch :
$$\begin{cases} \theta(x) = 2 \arctan \left(\exp \frac{x}{\Delta_0} \right) \\ \varphi(x) = \psi = cste \end{cases}$$



$\sigma \simeq 10 \text{ mJ/m}^2$: énergie surfacique

$\Delta \simeq 5 \text{ nm}$: paramètre de largeur

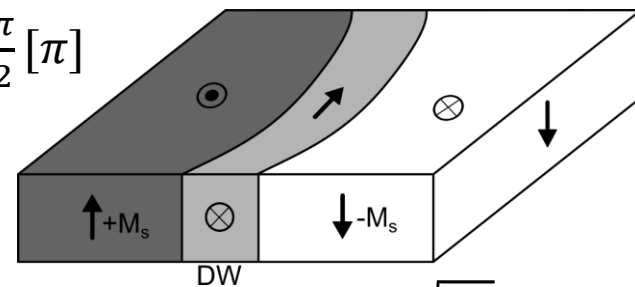
A : raideur d'échange

K_0 : anisotropie effective du matériau

$\kappa = K/K_0$: anisotropie Bloch/Néel

Paroi de Bloch

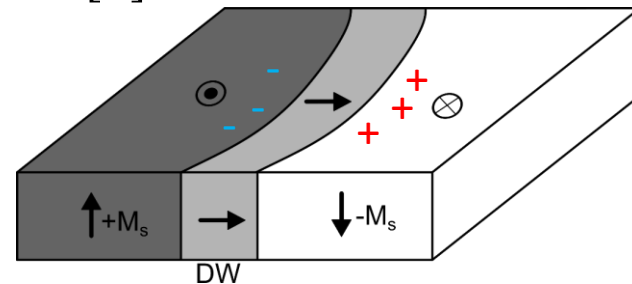
$$\psi = \frac{\pi}{2} [\pi]$$



$$\sigma_0 = 4\sqrt{AK_0} \quad \Delta_0 = \sqrt{\frac{A}{K_0}}$$

Paroi de Néel

$$\psi = 0 [\pi]$$



$$\sigma(\psi) = \sigma_0 \sqrt{1 + \kappa \cos^2 \psi},$$

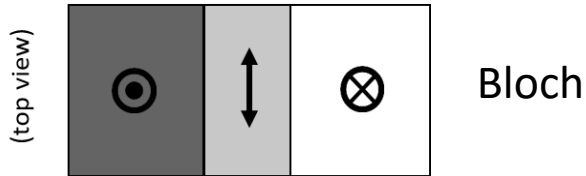
$$\Delta(\psi) = \frac{\Delta_0}{\sqrt{1 + \kappa \cos^2 \psi}}$$

Influence de DMI et du champ planaire

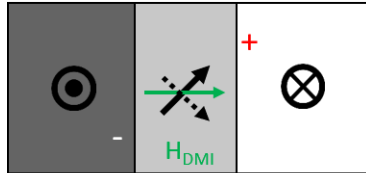
Champ équivalent de DMI :

$$\vec{H}_{DMI} = \frac{D}{\mu_0 M_S \Delta_0} \vec{n}$$

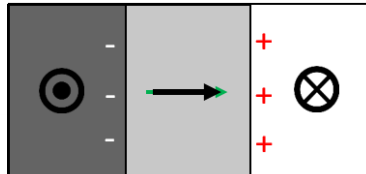
$$H_K = \frac{2K}{\mu_0 M_S} \gg H_{DMI}$$



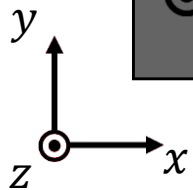
$$H_K \simeq H_{DMI}$$



$$H_K \ll H_{DMI}$$

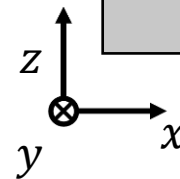
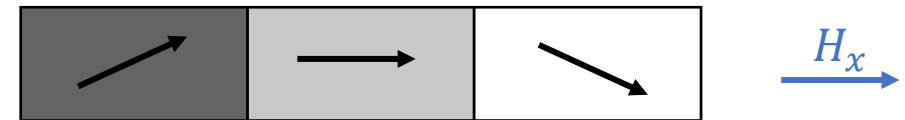
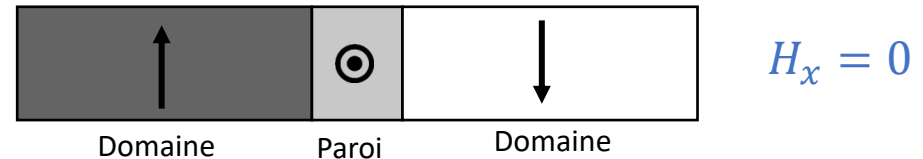


Néel



Modifie l'angle de l'aimantation dans la paroi.

Champ planaire H_x :



H_{K_0} : champ d'anisotropie effective

Modifie l'angle de l'aimantation dans la paroi et l'orientation de l'aimantation dans les domaines.

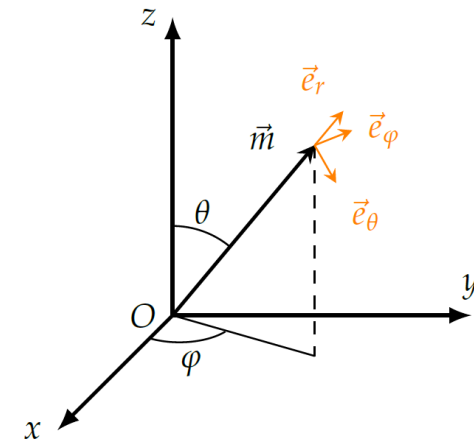
Modèle contraint des parois chirales

Première modélisation des parois chirales : « modèle contraint » :

- Largeur fixée ($\Delta = \Delta_0$)
- Aimantation dans les domaines fixée → Valable pour $H_x \ll H_{K_0}$

On a approximativement :

$$\sigma(\varphi) \simeq \sigma_0 + \Delta_0 \mu_0 M_S [H_K \cos^2 \varphi - \pi(H_{DMI} + H_x) \cos \varphi]$$



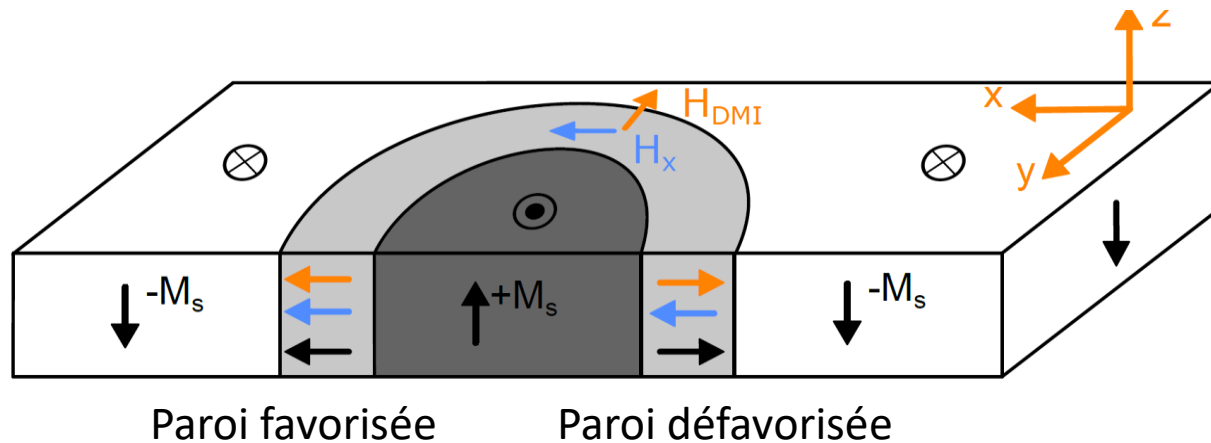
Modèle contraint des parois chirales

Première modélisation des parois chirales : « modèle contraint » :

- Largeur fixée ($\Delta = \Delta_0$)
- Aimantation dans les domaines fixée \rightarrow Valable pour $H_x \ll H_{K_0}$

On a approximativement :

$$\sigma(\varphi) \simeq \sigma_0 + \Delta_0 \mu_0 M_S [H_K \cos^2 \varphi - \pi(H_{DMI} + H_x) \cos \varphi]$$



H_{DMI} est toujours normal à la paroi \Rightarrow l'énergie de paroi dépend de l'angle.

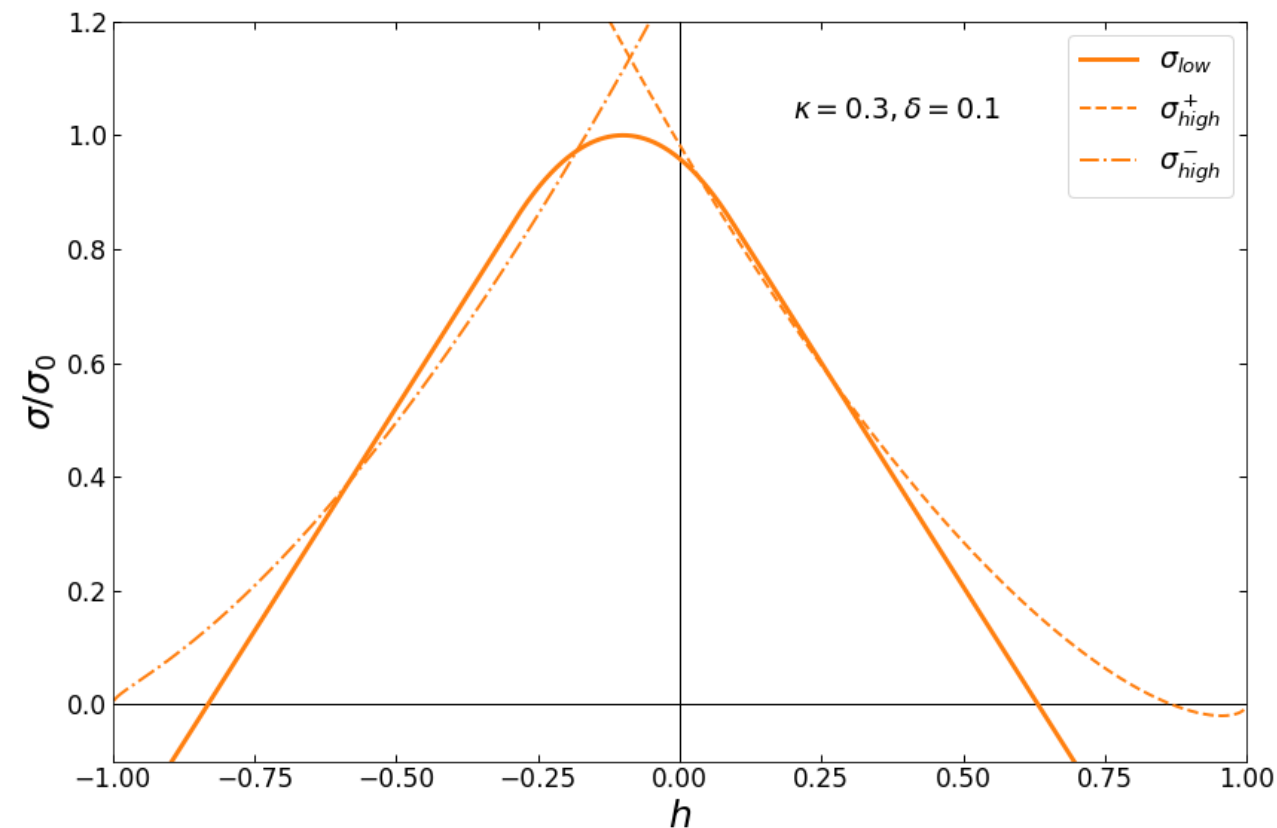
Deuxième cas limite : « champ intense » H_x

- Parois de Néel
- Inclinaison de l'aimantation dans les domaines

Pizzini et al. PRL **113**, 047203 (2014)

$$\sigma_{high}^{\pm} = \sigma_0 \left[\sqrt{(1 + K/K_0)(1 - h^2)} \mp (h\sqrt{1 + K/K_0} + \delta) \arccos(\pm h) \right]$$

Énergie surfacique en fonction du champ planaire $h = H_x/H_{K_0}$:



σ_{low} : Limite des faibles champs (modèle contraint)

σ_{high} : Limite des champs intenses :

σ_{high}^+ Paroi de Néel droite



σ_{high}^- Paroi de Néel gauche



Quel est le profil d'aimantation d'une paroi chirale ?

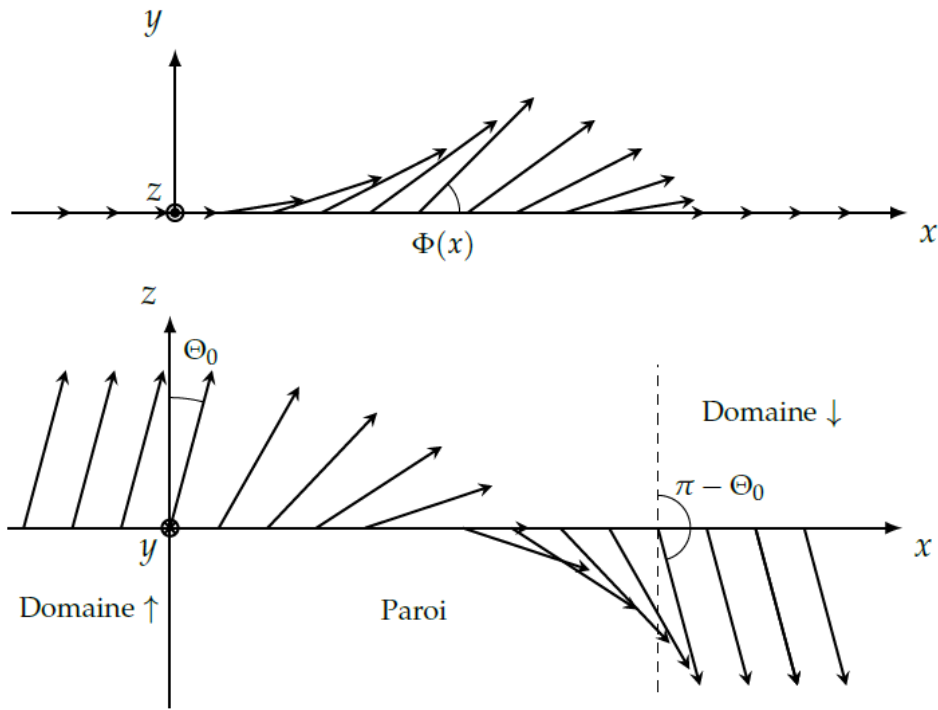
- I. Statique de parois en milieu parfait
 1. État de l'art : énergétique des parois chirales
 2. Modèle du petit cercle pour le calcul du profil de paroi

- II. Étude expérimentale de la dynamique de paroi en présence de défauts.
 1. Méthodes expérimentales
 2. Résultats expérimentaux.

- III. Analyse de l'interaction de piégeage.
 1. Paramètres microscopiques de piégeage
 2. Analyse expérimentale des paramètres de piégeage

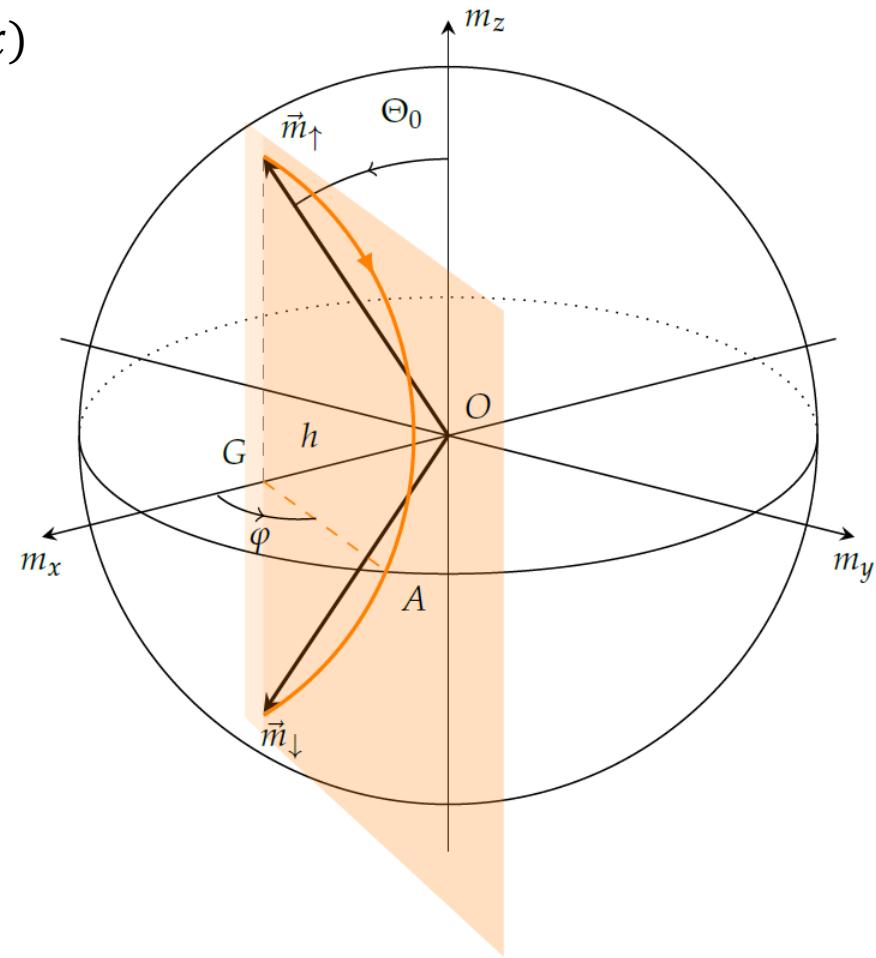
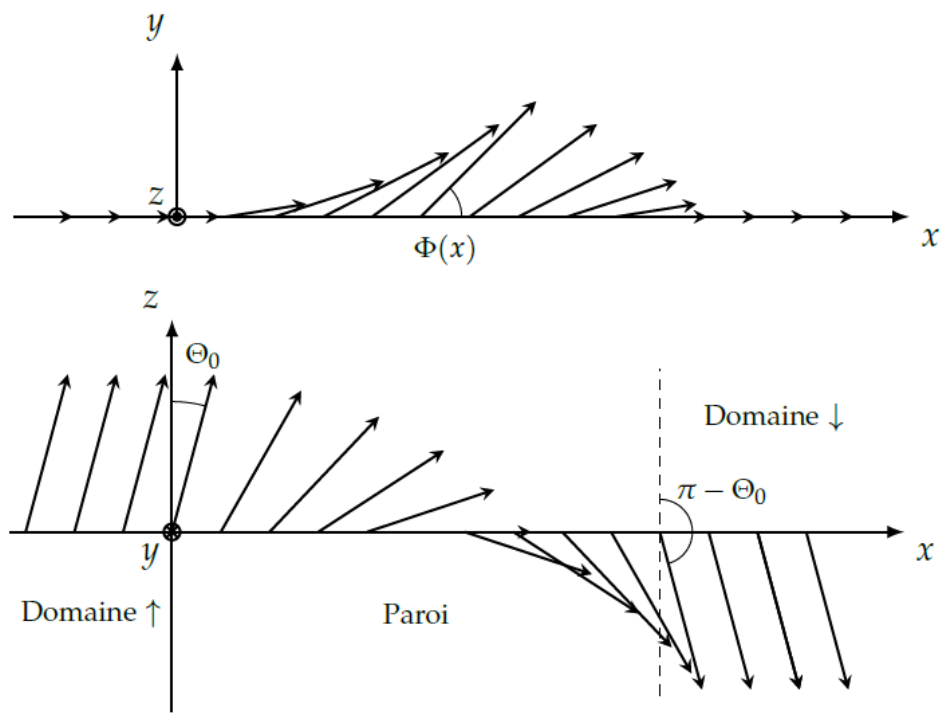
Ansatz du petit cercle

Le champ H_x fixe l'aimantation dans les domaines.
 Le profil de paroi est à deux variables : $\Theta(x)$ et $\Phi(x)$



Ansatz du petit cercle

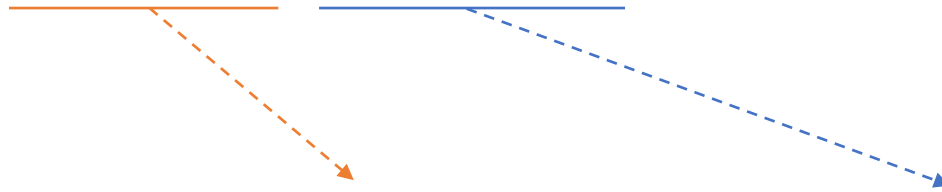
Le champ H_x fixe l'aimantation dans les domaines.
 Le profil de paroi est à deux variables : $\Theta(x)$ et $\Phi(x)$



Hypothèse proposée par **Hubert** (1974) : la trajectoire de l'extrémité du vecteur aimantation sur la sphère unité est contenue dans un plan.
 On se ramène à une seule variable φ , l'angle de coupe à déterminer en fonction de D, H_x, K .

Modèle contraint

$$\frac{\sigma(\psi)}{\sigma_0} \simeq 1 + \frac{\kappa}{2} \cos^2 \psi - \frac{\pi}{2} (\delta + h) \cos \psi$$



Paramètres réduits :

$$\delta = \frac{H_{DMI}}{H_{K_0}} ; \kappa = \frac{H_K}{H_{K_0}} ; h = \frac{H_x}{H_{K_0}}$$

Modèle contraint

$$\frac{\sigma(\psi)}{\sigma_0} \simeq 1 + \frac{\kappa}{2} \cos^2 \psi - \frac{\pi}{2} (\delta + h) \cos \psi$$

Paramètres réduits :

$$\delta = \frac{H_{DMI}}{H_{K_0}} ; \kappa = \frac{H_K}{H_{K_0}} ; h = \frac{H_x}{H_{K_0}}$$

 $r(h, \varphi)$: rayon du petit cercle $\theta_0(h, \varphi)$: inclinaison dans les domaines

Modèle du petit cercle :

$$\frac{\sigma_{\pm}}{\sigma_0} = r^2 \sqrt{1 + \kappa \cos^2 \varphi} \left[\cos \theta_0 \mp \left(\frac{\pi}{2} \mp \theta_0 \right) \sin \theta_0 \right] - \delta r \left[h \sin^2 \varphi \cos \theta_0 \pm \left(\frac{\pi}{2} \mp \theta_0 \right) r \cos \varphi \right]$$

Modèle contraint

$$\frac{\sigma(\psi)}{\sigma_0} \simeq 1 + \frac{\kappa}{2} \cos^2 \psi - \frac{\pi}{2} (\delta + h) \cos \psi$$

Paramètres réduits :

$$\delta = \frac{H_{\text{DMI}}}{H_{K_0}} ; \kappa = \frac{H_K}{H_{K_0}} ; h = \frac{H_x}{H_{K_0}}$$

$r(h, \varphi)$: rayon du petit cercle

$\theta_0(h, \varphi)$: inclinaison dans les domaines

Modèle du petit cercle :

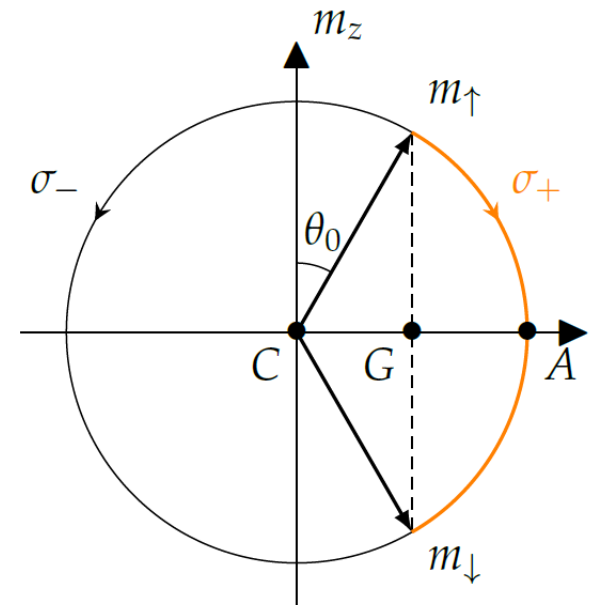
$$\frac{\sigma_{\pm}}{\sigma_0} = r^2 \sqrt{1 + \kappa \cos^2 \varphi} \left[\cos \theta_0 \mp \left(\frac{\pi}{2} \mp \theta_0 \right) \sin \theta_0 \right] - \delta r \left[h \sin^2 \varphi \cos \theta_0 \pm \left(\frac{\pi}{2} \mp \theta_0 \right) r \cos \varphi \right]$$

Terme d'anisotropie Bloch/Néel

Terme de DMI

$$\sigma_+ : \text{chemin } \frac{\partial \theta}{\partial X} > 0$$

$$\sigma_- : \text{chemin } \frac{\partial \theta}{\partial X} < 0$$

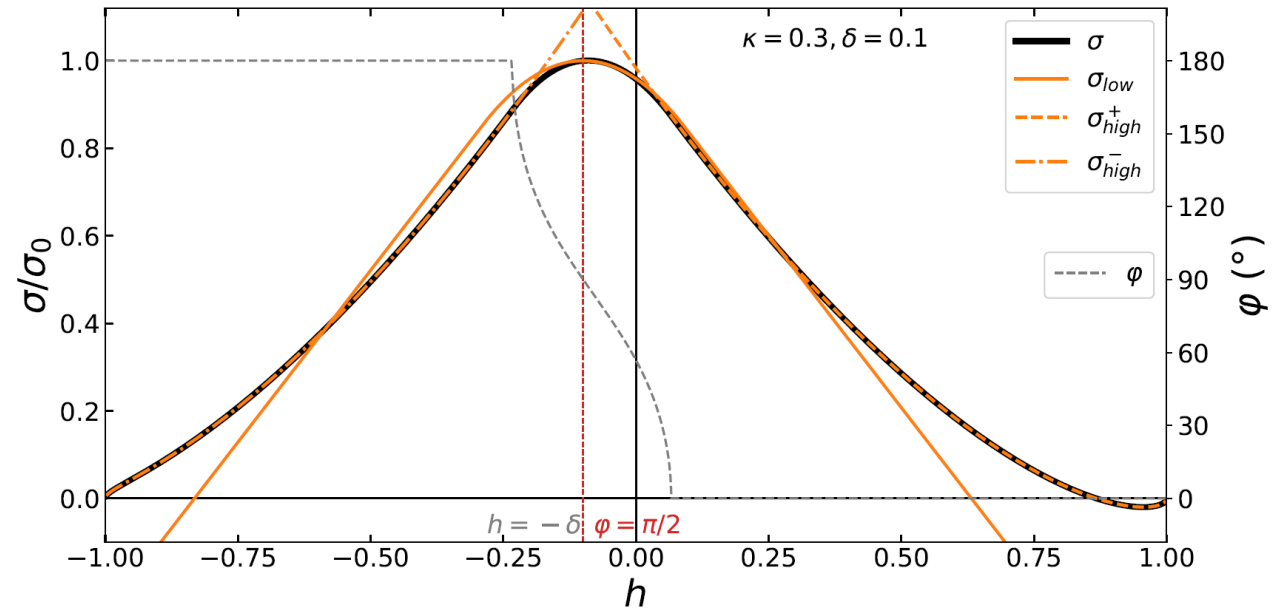


La suite du calcul est numérique :

Il faut minimiser $\sigma_{\pm}(\varphi)$ par rapport à l'angle φ du petit cercle

Énergie d'une paroi chirale

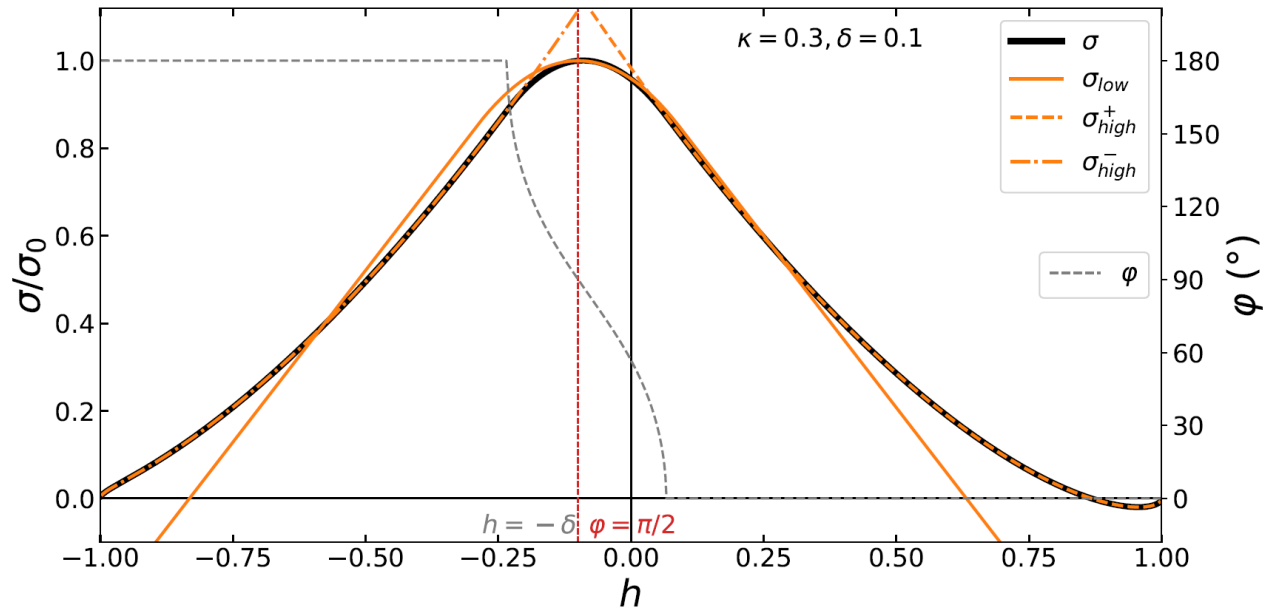
- Modèle du petit cercle (noir)
- Modèle contraint, $h \ll 1$ (orange)
- Modèle $h \rightarrow 1$ (orange pointillé)



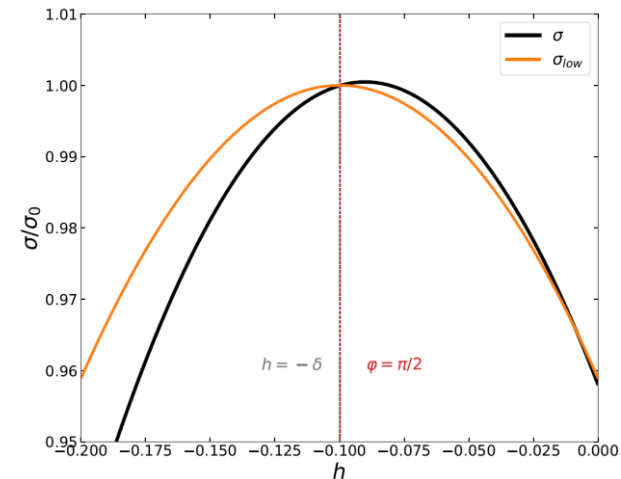
Énergie d'une paroi chirale

- Modèle du petit cercle (noir)
- Modèle contraint, $h \ll 1$ (orange)
- Modèle $h \rightarrow 1$ (orange pointillé)

- Très bon accord du petit cercle avec le modèle à champ intense.
- Différences notables avec le modèle contraint à champ faible.



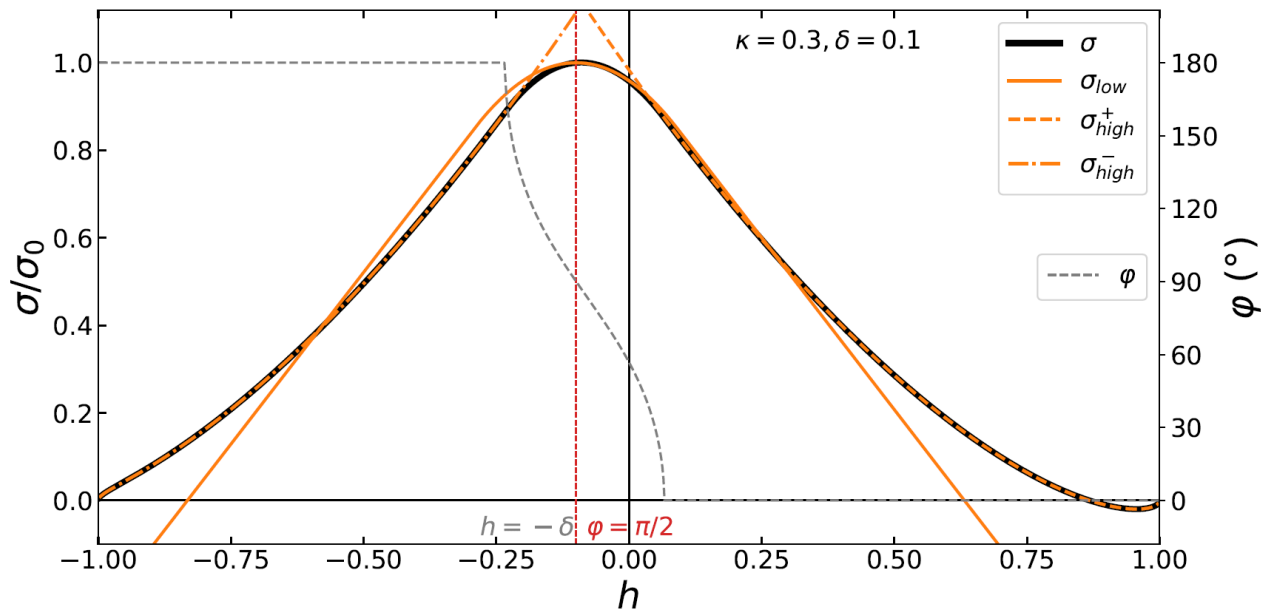
Détail : énergie selon le modèle du petit cercle et le modèle contraint



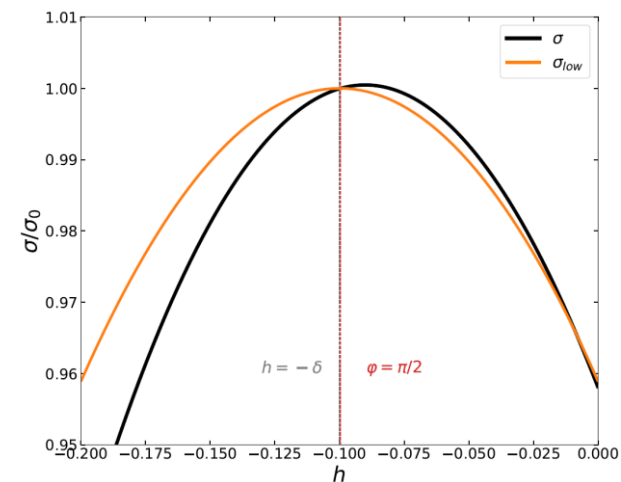
Énergie d'une paroi chirale

- Modèle du petit cercle (noir)
- Modèle contraint, $h \ll 1$ (orange)
- Modèle $h \rightarrow 1$ (orange pointillé)

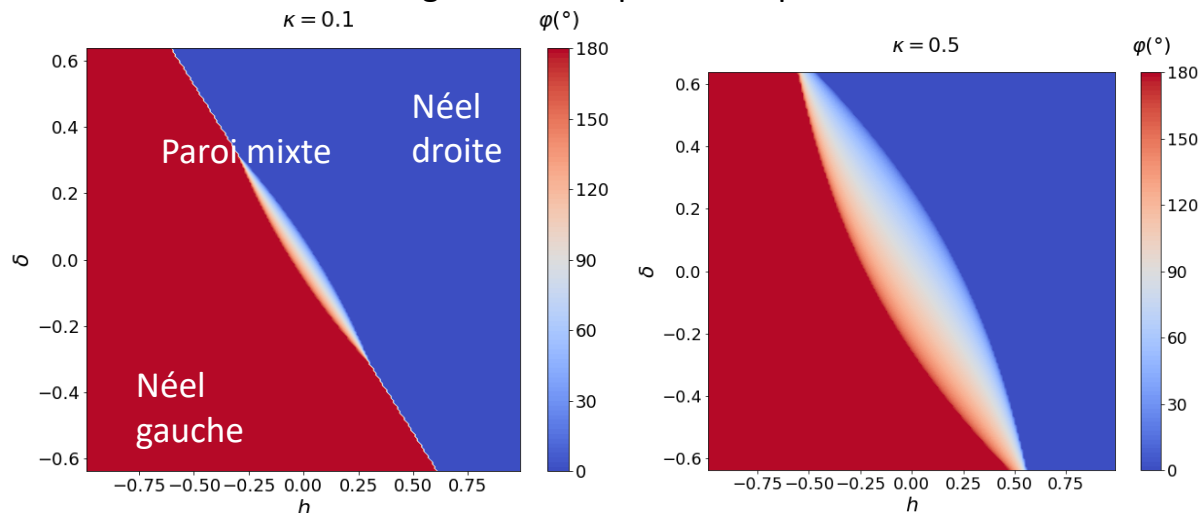
- Très bon accord du petit cercle avec le modèle à champ intense.
- Différences notables avec le modèle contraint à champ faible.



Détail : énergie selon le modèle du petit cercle et le modèle contraint

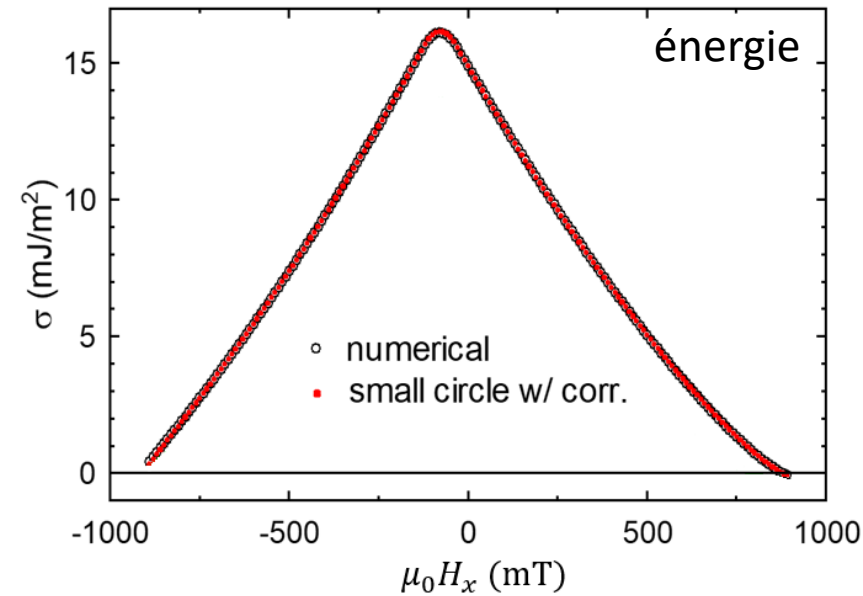


Diagrammes de phase des parois



Calcul numérique avec le code MuMax3,
Paramètres d'un échantillon réel : Au/Co(0,9)/Pt

Énergie surfacique :
Très bon accord avec le modèle du petit cercle
(avec une correction sur l'anisotropie effective K_0)



Calcul numérique avec le code MuMax3,
Paramètres d'un échantillon réel : Au/Co(0,9)/Pt

Énergie surfacique :

Très bon accord avec le modèle du petit cercle
(avec une correction sur l'anisotropie effective K_0)

Largeur de Thiele

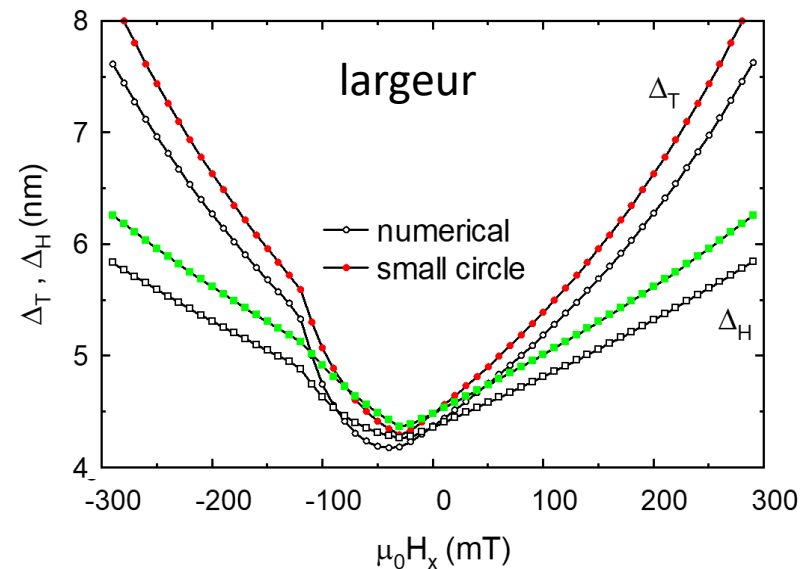
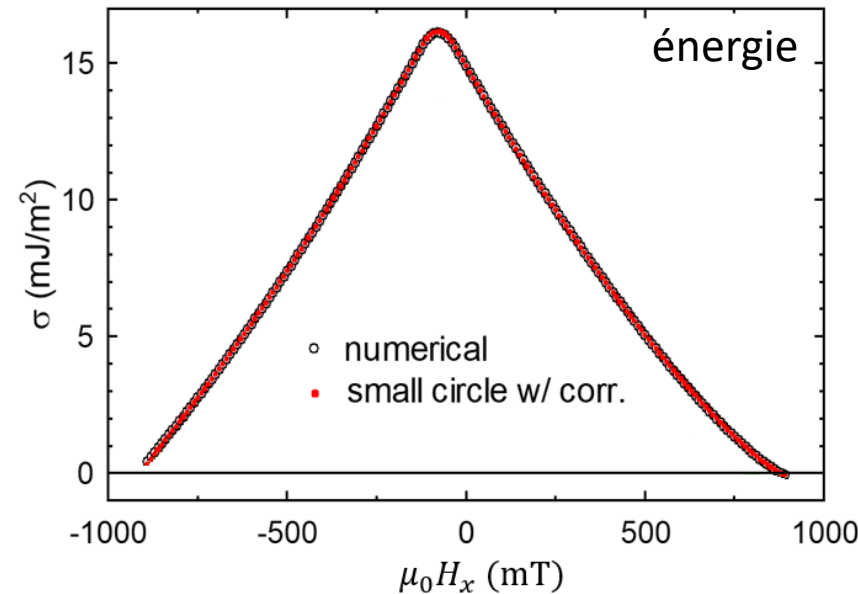
$$\frac{2}{\Delta_T} = \int \left(\frac{d\vec{m}}{dx} \right)^2 dx$$

Largeur de Hubert

$$\frac{1}{\Delta_H} \sim \left| \frac{\partial m_z}{\partial x} \right|_{x=0}$$

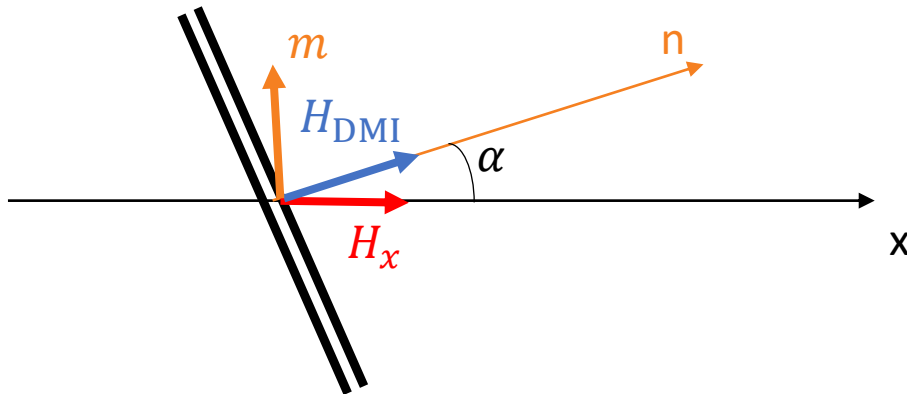
Le modèle du petit cercle surévalue les largeurs de paroi, mais reproduit la tendance.

- Variations significatives de largeur -> échec du modèle contraint.



Le modèle du petit cercle :

- ✓ Permet d'obtenir une valeur précise de σ et Δ en fonction de tous les paramètres : D, K, H_x
- ✓ Met en évidence des approximations injustifiées utilisées dans la littérature
- Est généralisable au cas d'un angle quelconque et permet donc de calculer la tension de paroi.



Publication associée : P. Géhanne, A. Thiaville, S. Rohart, V. Jeudy, « *Chiral magnetic domain walls under transverse fields : a semi-analytical model* » (2021), Journal of Magnetism and Magnetic Materials

Les cadres théoriques connus de la dynamique de parois sont-ils valables pour des parois chirales ?

- I. Statique de parois en milieu parfait
 1. État de l'art : énergétique des parois chirales
 2. Modèle du petit cercle pour le calcul du profil de paroi
- II. Étude expérimentale de la dynamique de paroi en présence de défauts.
 1. Méthodes expérimentales
 2. Résultats expérimentaux.
- III. Analyse de l'interaction de piégeage.
 1. Paramètres microscopique de piégeage
 2. Analyse expérimentale des paramètres de piégeage

Fabrication par évaporation :

Substrat	3,0 nm	5,0 nm	0,9 nm	5,0 nm	
Si	Ta	Pt	Co	Pt	$D = 0$
Si	Ta	Pt	Co	Au	$D < 0$
Si	Ta	Au	Co	Pt	$D > 0$

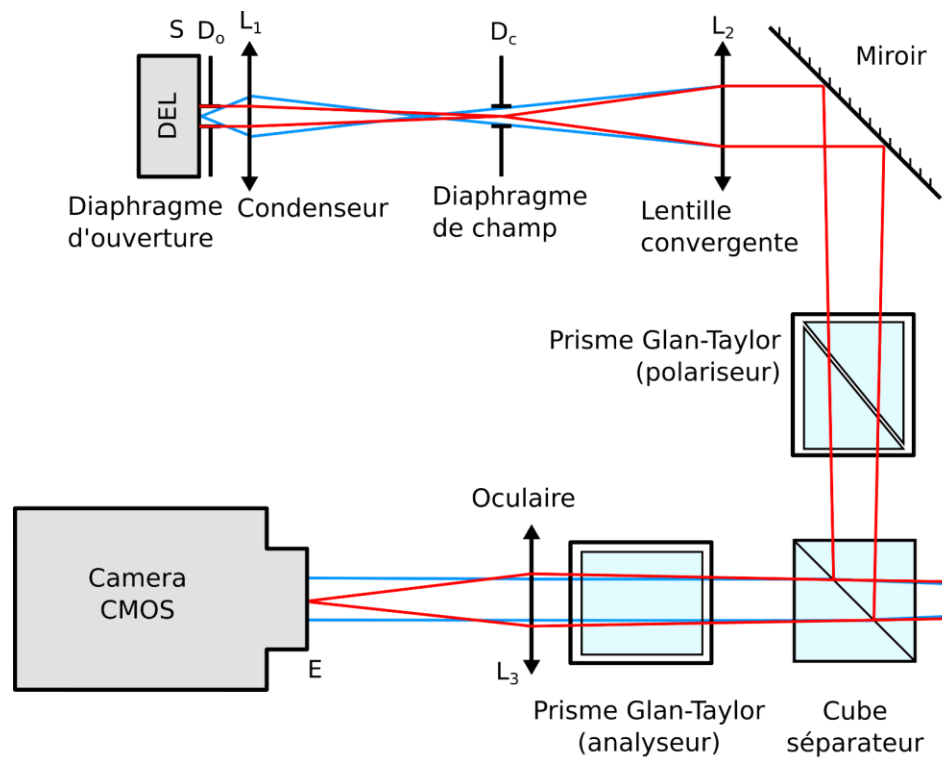
$$|D_{\text{Pt/Co}}| > |D_{\text{Au/Co}}|$$

Films ultraminces à anisotropie perpendiculaire.

Caractérisation :

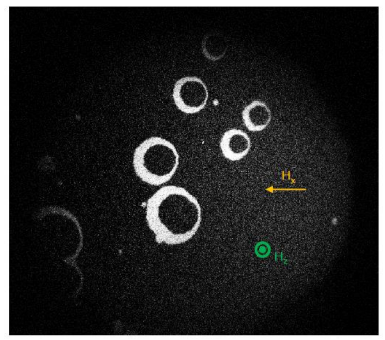
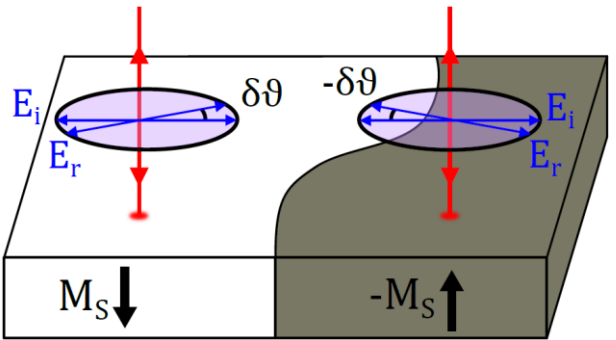
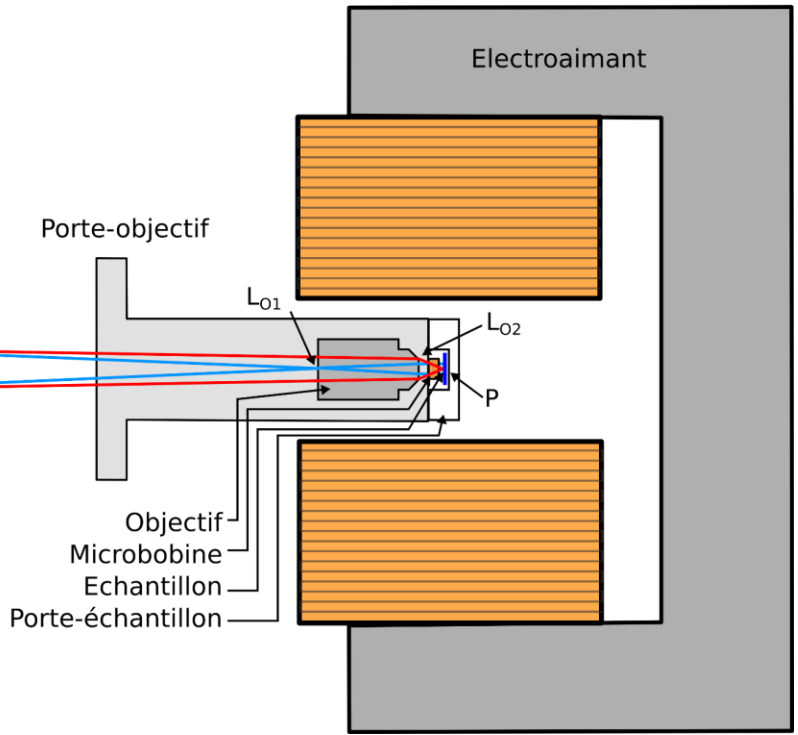
- Magnétométrie Kerr et VSM-SQUID
 - ✓ Cycles d'hystérésis carrés
 - ✓ Mesure de M_S
- Anisométrie Kerr
 - ✓ Mesure de K_0

Microscopie à effet Kerr

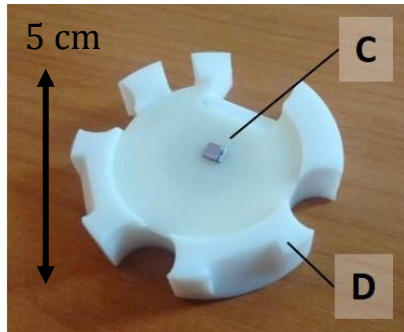
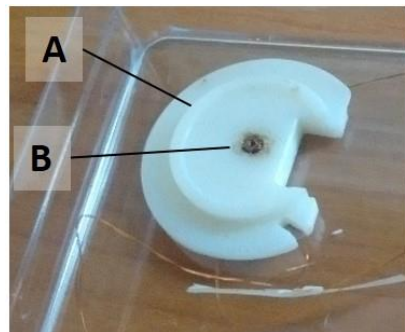
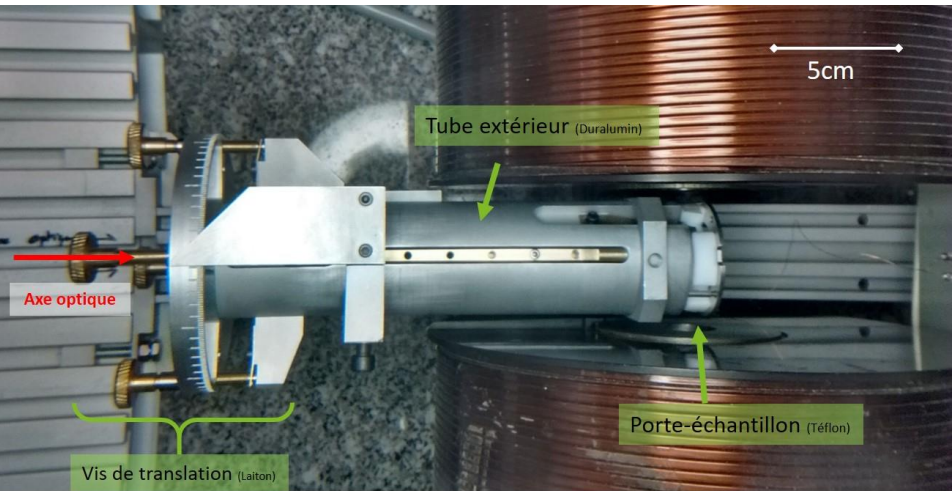
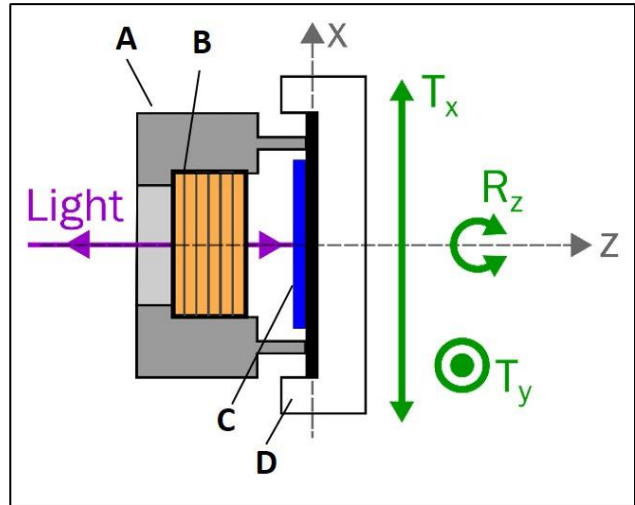
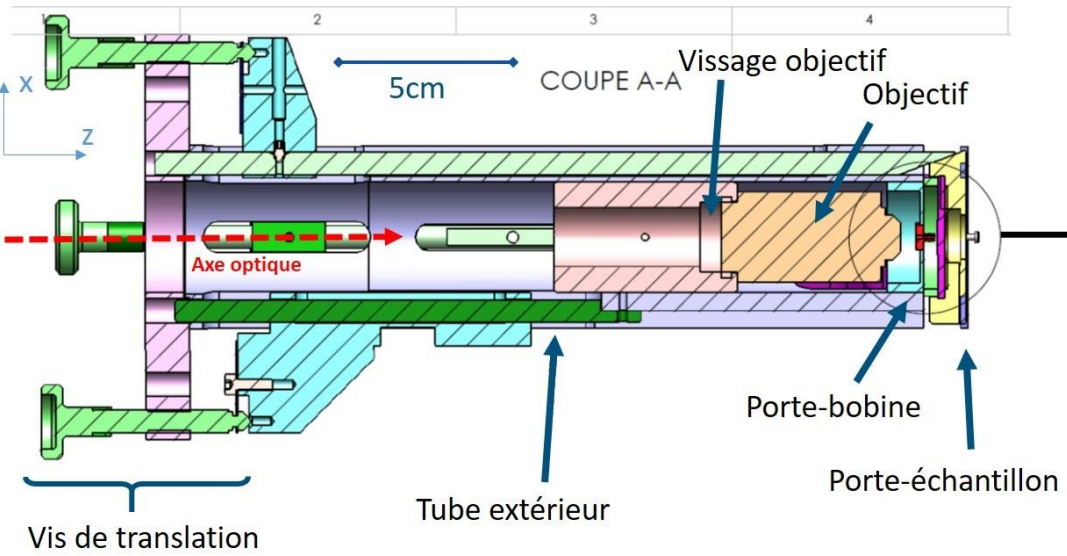


Microscope Kerr

tracé des rayons :
 - du plan image (red)
 - du plan d'illumination (blue)



II. Étude expérimentale de la dynamique en présence de défauts. Génération de champs magnétiques



A : Porte bobine
B : Microbobine

C : échantillon
D : Porte échantillon

Génération de champs magnétiques

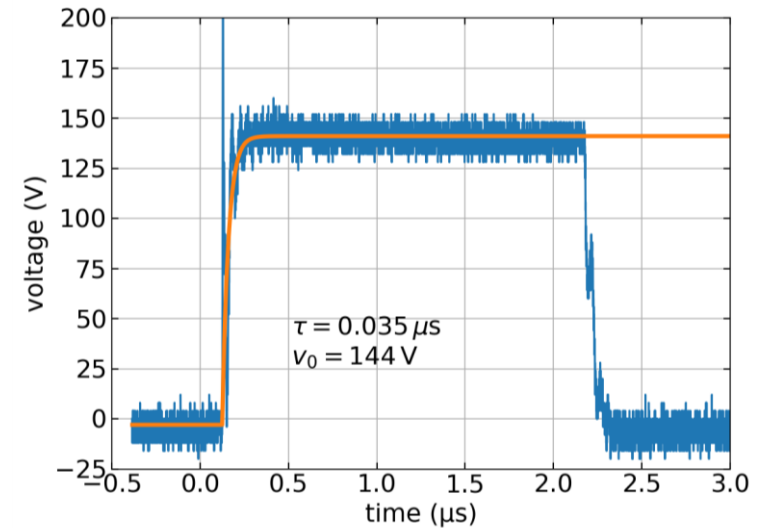
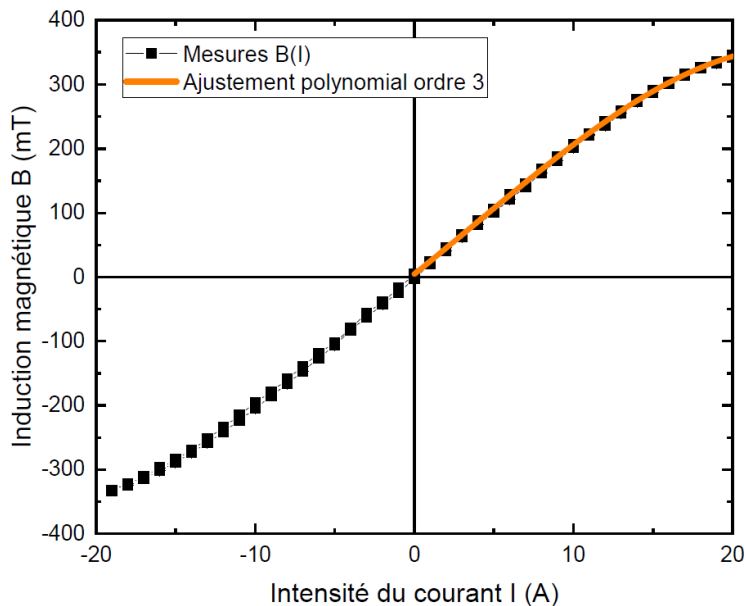
Champ planaire H_z généré par une « microbobine »
Stationnaire et uniforme à l'échelle de la zone
d'intérêt sur l'échantillon

Caractéristiques typiques :

Entre 40 et 80 tours de fil de 0,1 mm

$R = 1 \Omega$

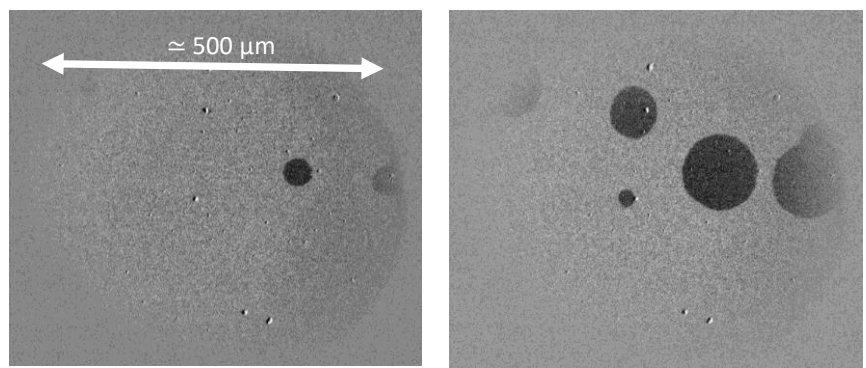
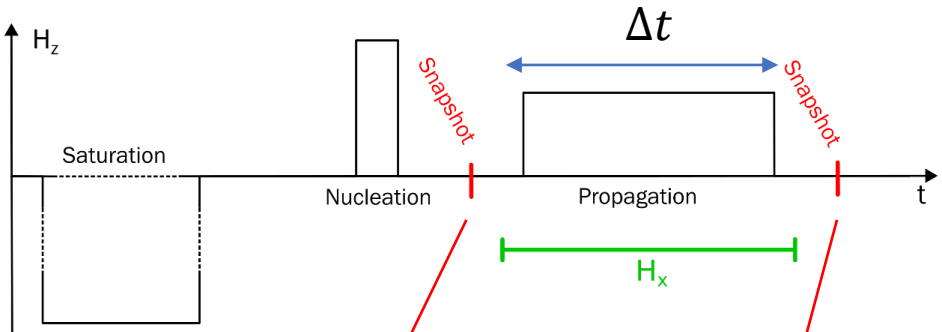
Diamètre intérieur 500 μm



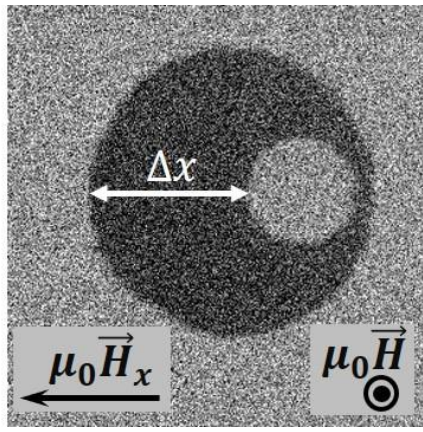
Durée minimale du pulse Δt :
2 μs pour 80 tours
0,5 μs pour 40 tours

Champ planaire $H_x \in [-300; 300]$ mT généré par
un électroaimant
Stationnaire et uniforme à l'échelle de l'échantillon

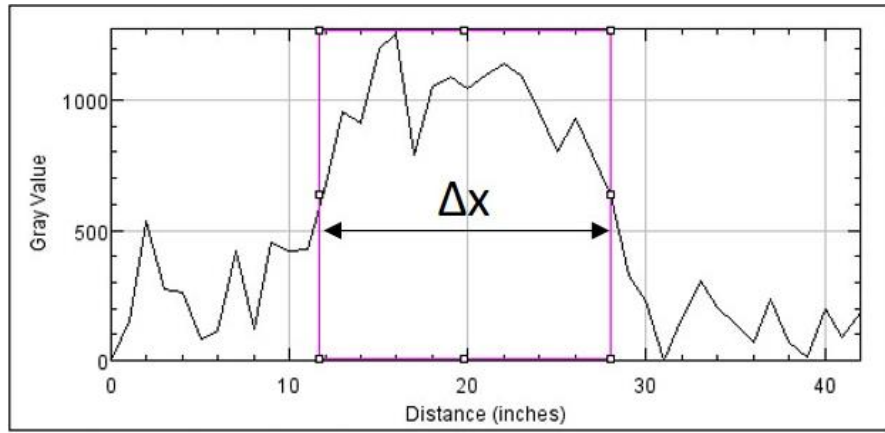
Protocole de mesures de vitesse



différence



Calcul des niveaux de gris



vitesse $v = \frac{\text{Distance parcourue}}{\text{Durée du pulse de champ}}$

$$v = \frac{\Delta x}{\Delta t}$$

Les cadres théoriques connus de la dynamique de parois sont-ils valables pour des parois chirales ?

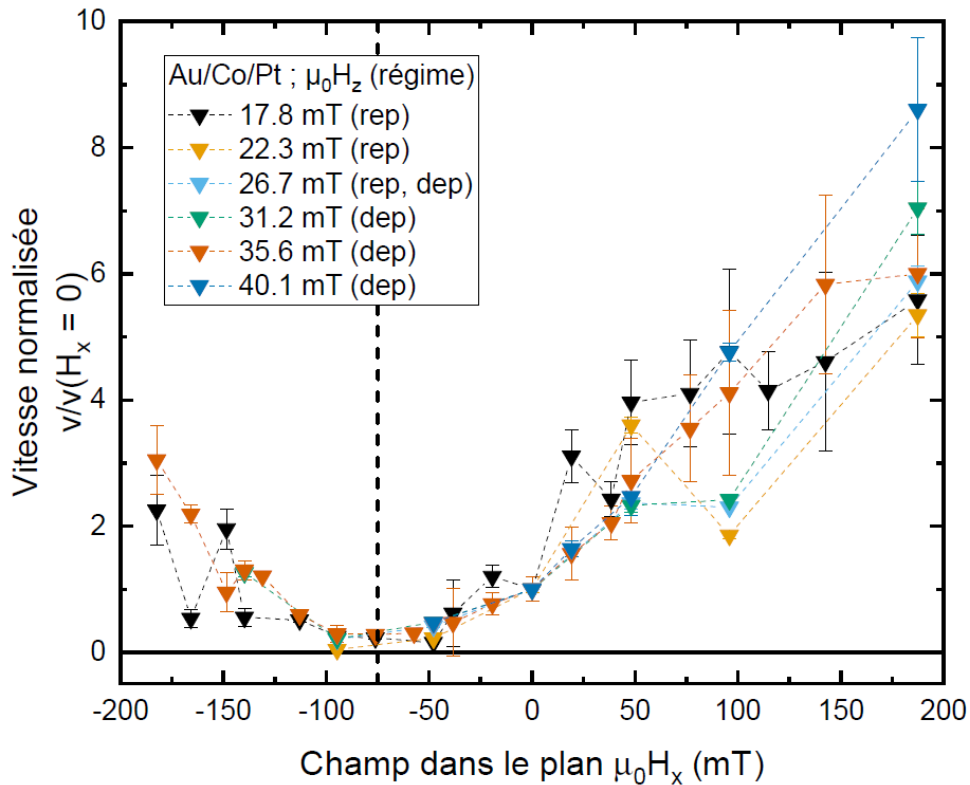
- I. Statique de parois en milieu parfait
 1. État de l'art : énergétique des parois chirales
 2. Modèle du petit cercle pour le calcul du profil de paroi

- II. Étude expérimentale de la dynamique de paroi en présence de défauts.
 1. Méthodes expérimentales
 2. Résultats expérimentaux.

- III. Analyse de l'interaction de piégeage.
 1. Paramètres microscopique de piégeage
 2. Analyse expérimentale des paramètres de piégeage

Courbes de vitesse $v(H_x)$

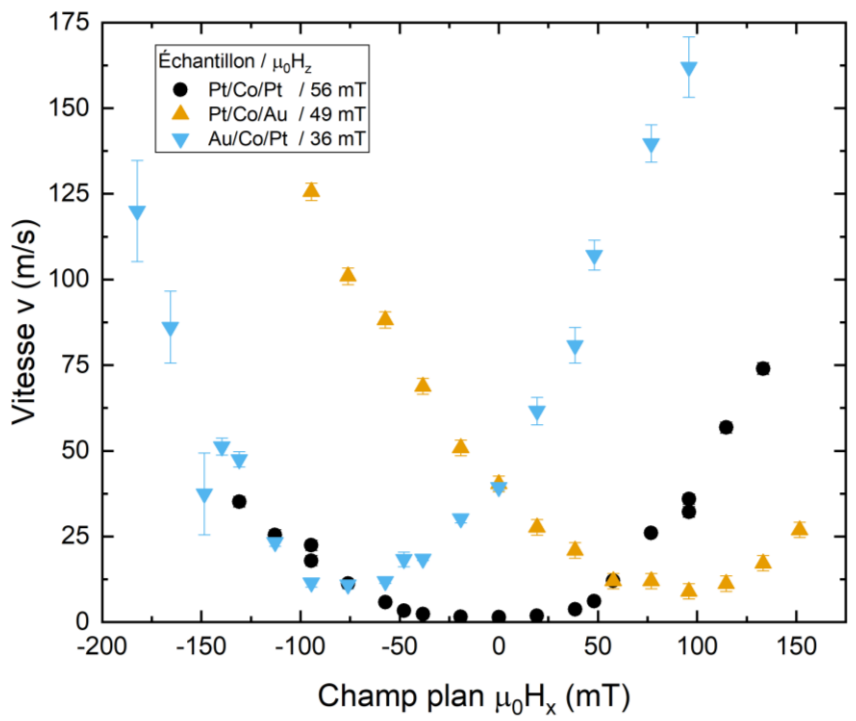
$v(H_x)/v_0$ pour différents champs H_z , Au/Co/Pt



Interprétation complexe en raison du changement de régime de vitesse.

Minimum de vitesse en $\mu_0 H_x \approx -75$ mT quelque soit la valeur de H_z .

$v(H_x)$ pour différents échantillons



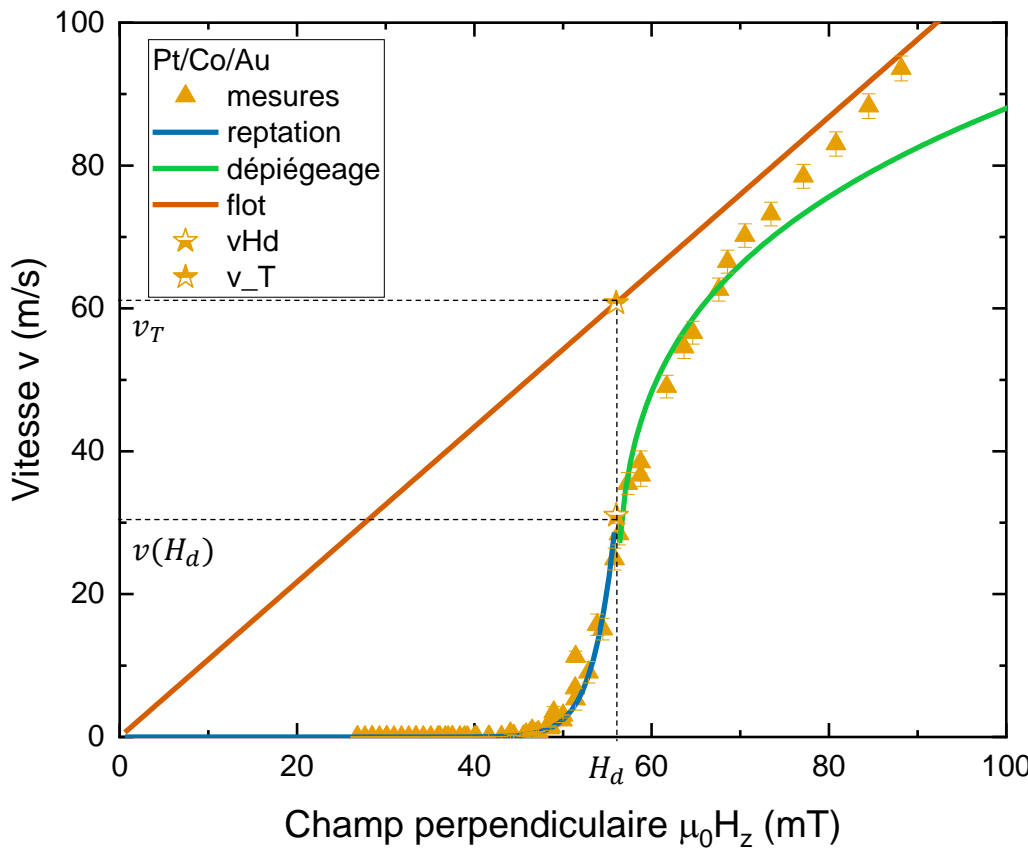
Évaluation de DMI au minimum de vitesse :

$$D \approx -\mu_0 M_S \Delta_0 H_{x,min}$$

Pt/Co/Pt	$D = 0,0 \pm 0,1 \text{ mJ} \cdot \text{m}^{-2}$
Pt/Co/Au	$D = -0,83 \pm 0,08 \text{ mJ} \cdot \text{m}^{-2}$
Au/Co/Pt	$D = +0,57 \pm 0,08 \text{ mJ} \cdot \text{m}^{-2}$

Protocole d'ajustement des courbes $v(H_z)$ expérimentales

Ajustement de la caractéristique $v(H_z)$ expérimentale de Pt/Co(9Å)/Au à $H_x = 0$



Régimes de vitesse * :

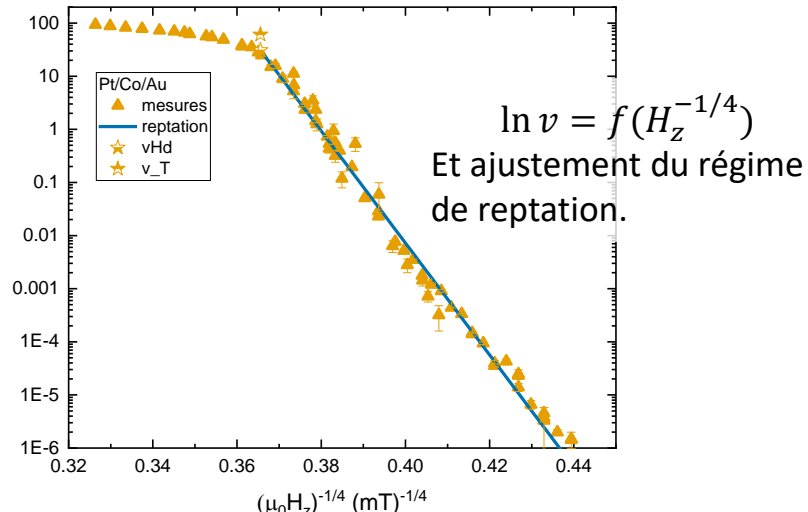
- **Reptation** pour $H_z \leq H_d$

$$v = v(H_d) \exp \left[-\frac{T_d}{T} \left[\left(\frac{H_z}{H_d} \right)^{-1/4} - 1 \right] \right]$$

with $v(H_d) = v_T \left(\frac{T}{T_d} \right)^{0.15}$
- **Dépiégeage** pour $H_z \geq H_d$

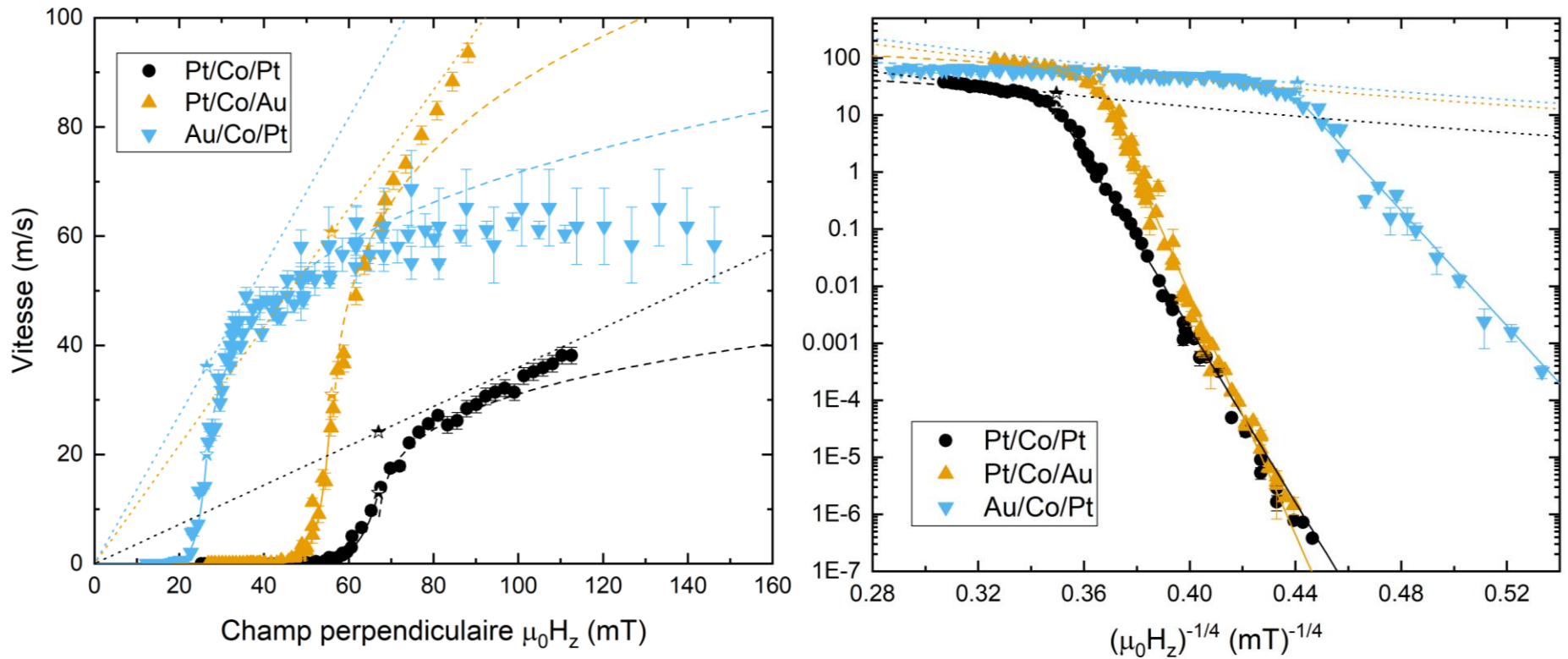
$$v = \frac{v_T}{x_0} \left(\frac{H_z - H_d}{H_d} \right)^{1/4}$$
- **Écoulement** pour $H_z \gg H_d$

$$v = m H_z$$



* Jeudy *et al.*, PRL **117**, 057201 (2016)
 Díaz Pardo *et al.*, Phys. Rev. B **95**, 184434 (2017)

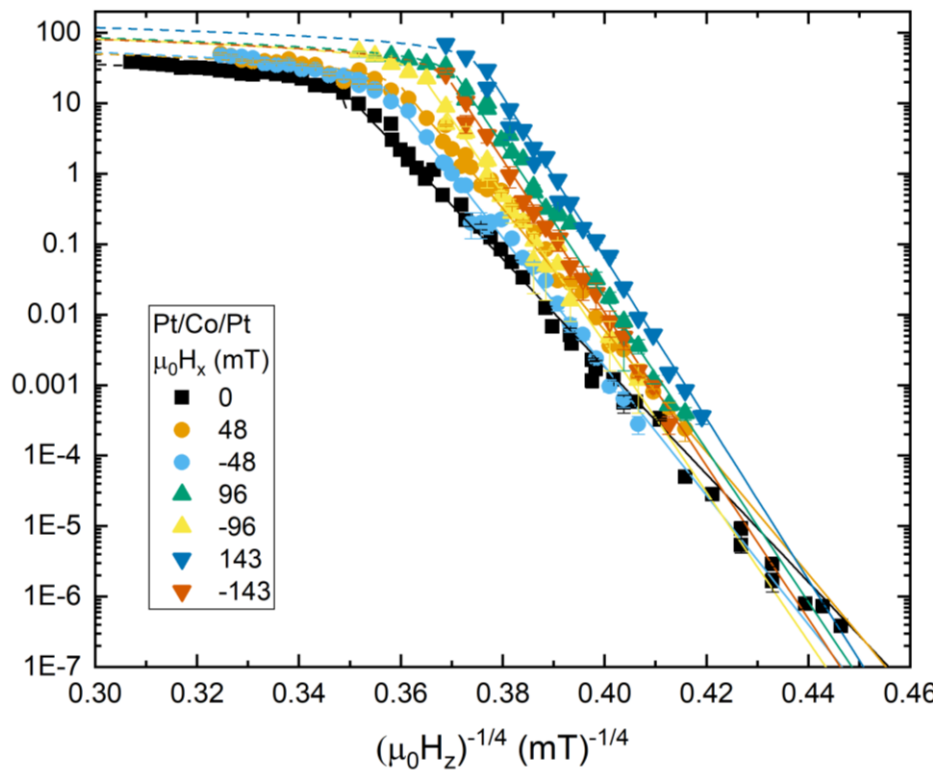
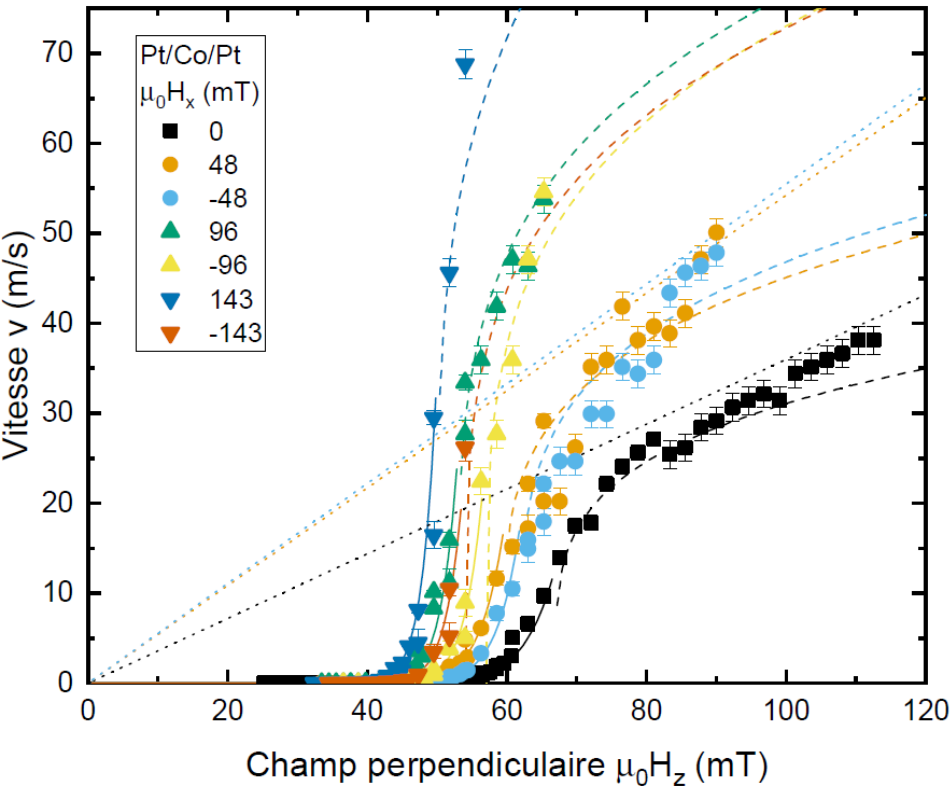
Courbes de vitesse $v(Hz)$



Vitesse de parois en fonction du champ perpendiculaire $v(H_z)$ pour $H_x = 0$.

- Courbes caractéristiques d'une dynamique en présence de défauts. Trois régimes de vitesse visibles dans chaque cas.
- Allure similaire mais paramètre de contrôle de différents.

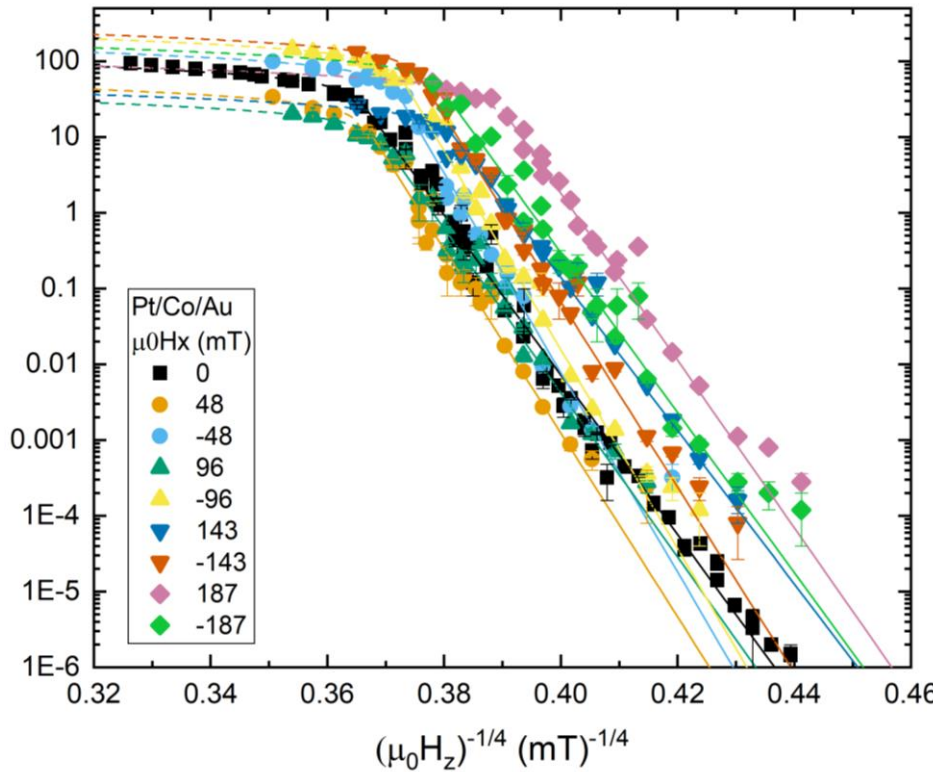
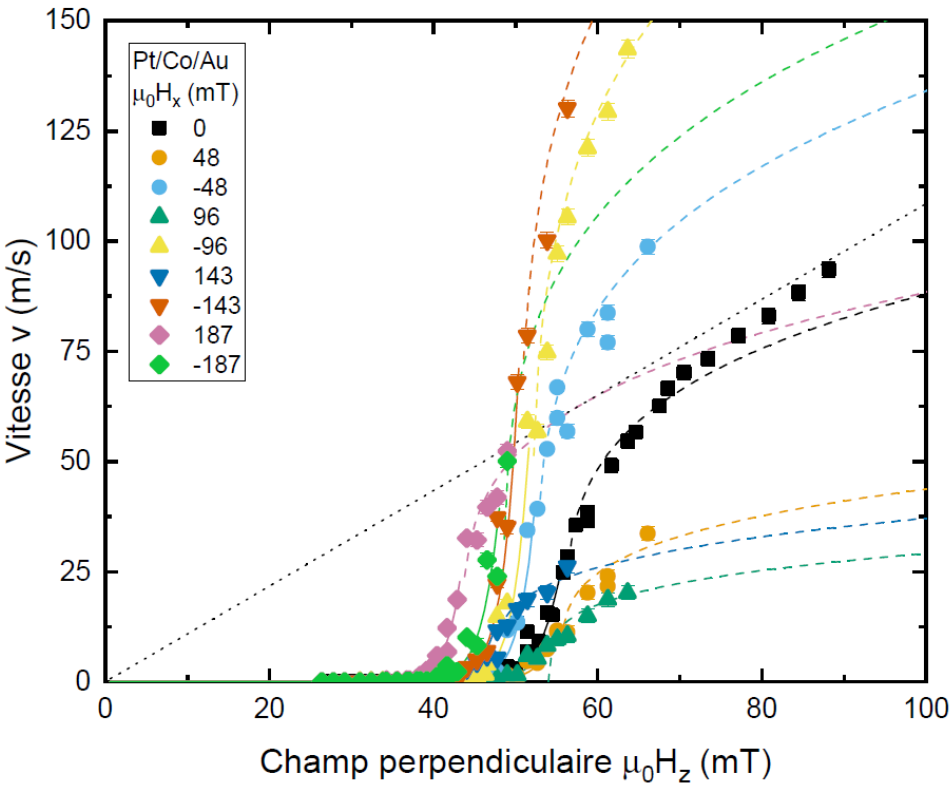
Courbes de vitesse $v(Hz)$ pour différents champs planaires H_x 31



Lorsque $H_x \neq 0$, la vitesse augmente pour H_z fixé par plusieurs mécanismes :

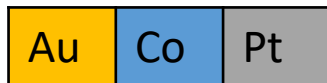
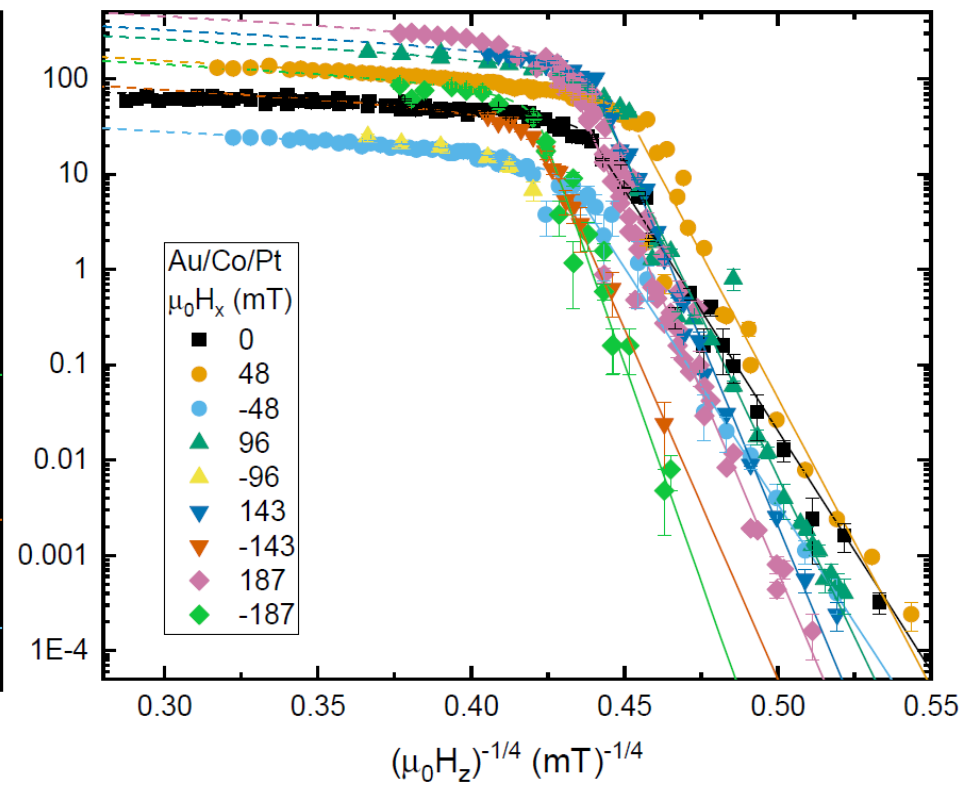
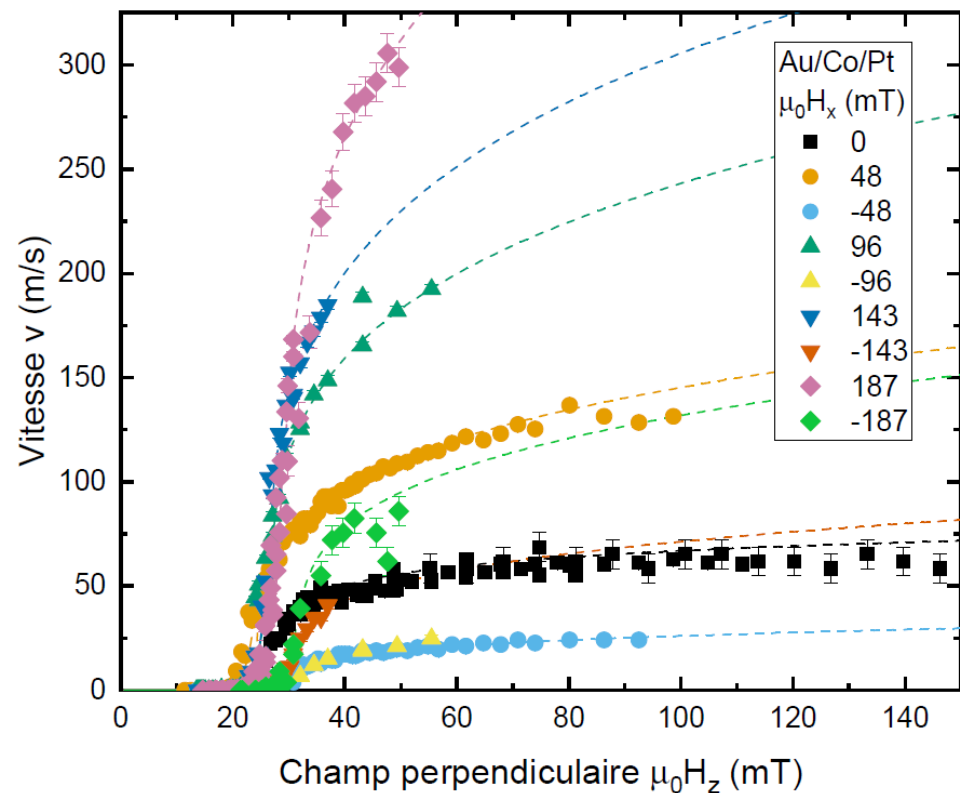
- Augmentation de la pente du régime de reptation
- Diminution du champ de dépiégeage
- Augmentation de la mobilité en régime d'écoulement.

Courbes de vitesse $v(Hz)$ pour différents champs planaires H_x 32



- Les vitesses minimales sont atteintes pour $H_x > 0$
- Pente du régime de reptation \approx constante
 - Variation du champ de dépiégeage et de la mobilité

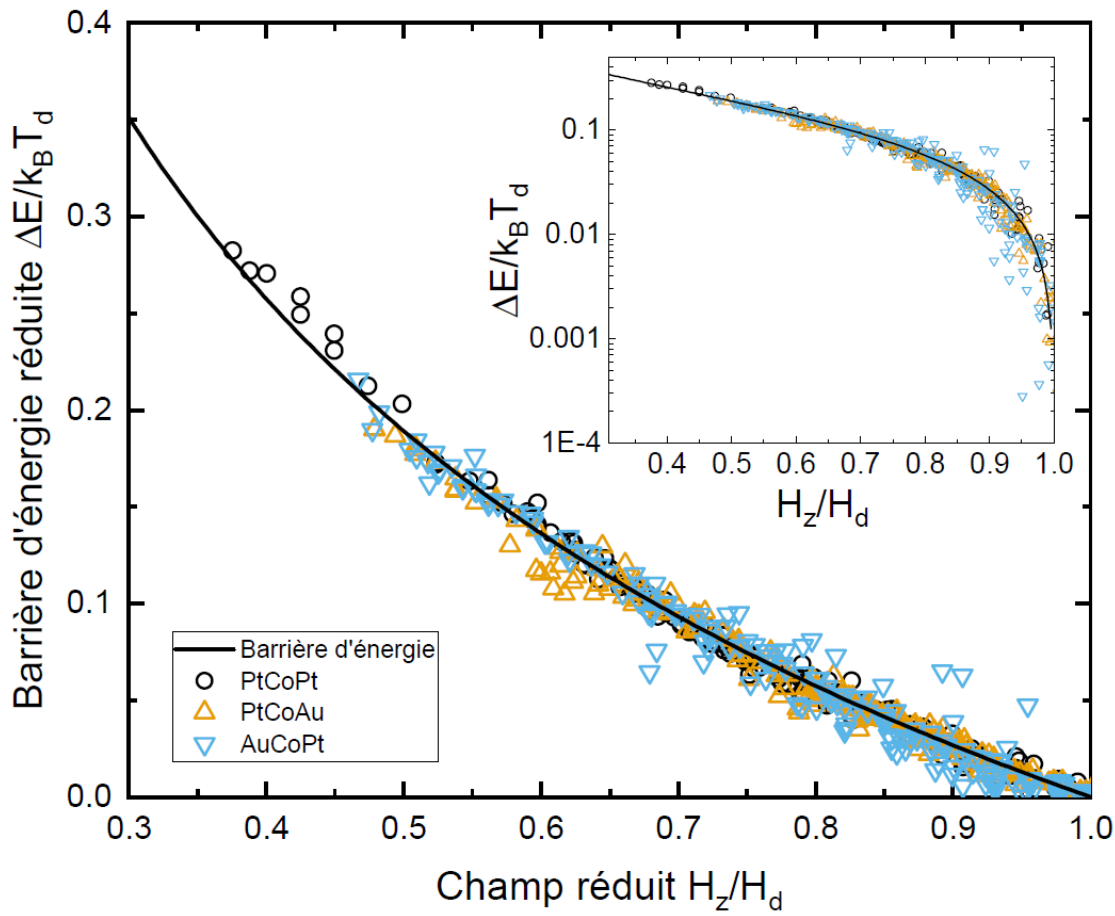
Courbes de vitesse $v(Hz)$ pour différents champs planaires H_x 33



Les vitesses minimales sont atteintes pour $H_x < 0$

- $v \neq mH$ en régime d'écoulement.

Validité des ajustements



Barrière d'énergie réduite :

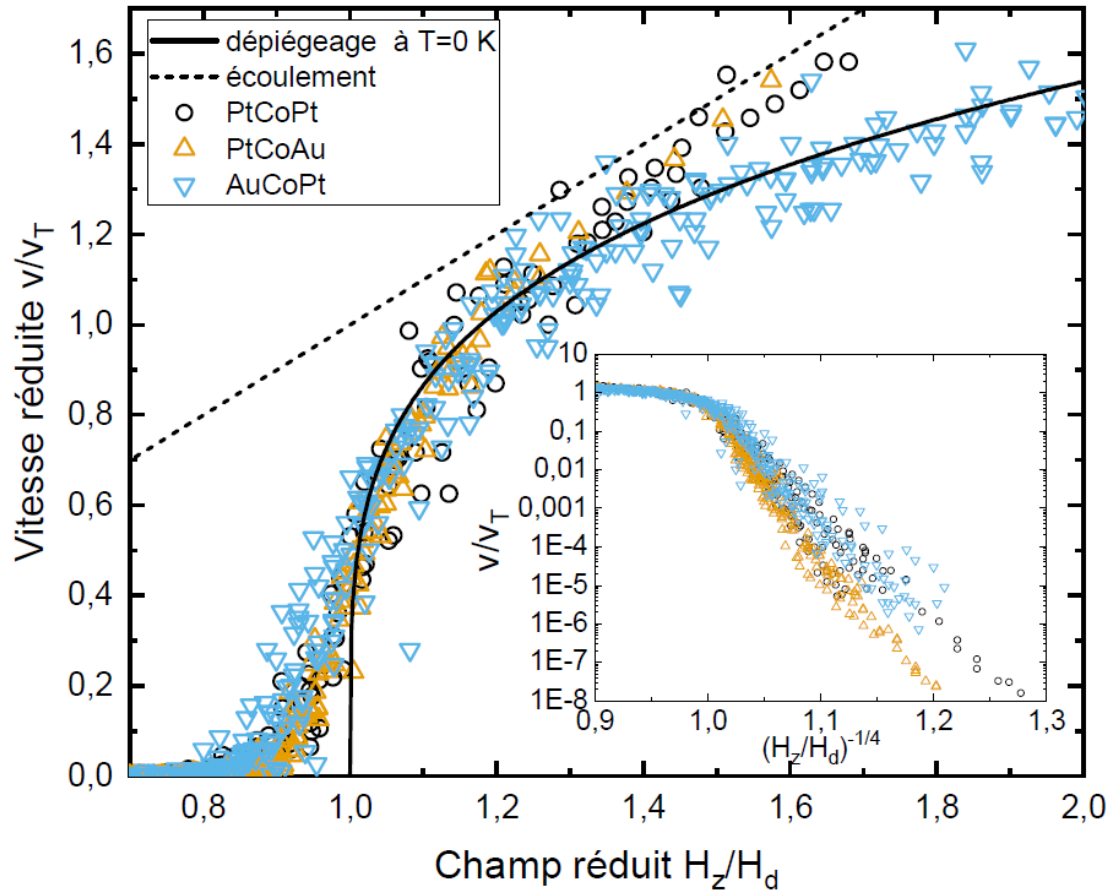
$$\frac{\Delta E}{k_B T_d} = \frac{T}{T_d} \ln \left[\frac{v(H_d)}{v(H_z)} \right]$$

Tracée en fonction du champ réduit.

(superposition des 25 courbes de vitesse)

L'ajustement par le régime de reptation empirique est cohérent pour l'ensemble des données

Validité des ajustements



Vitesse réduite v/v_d

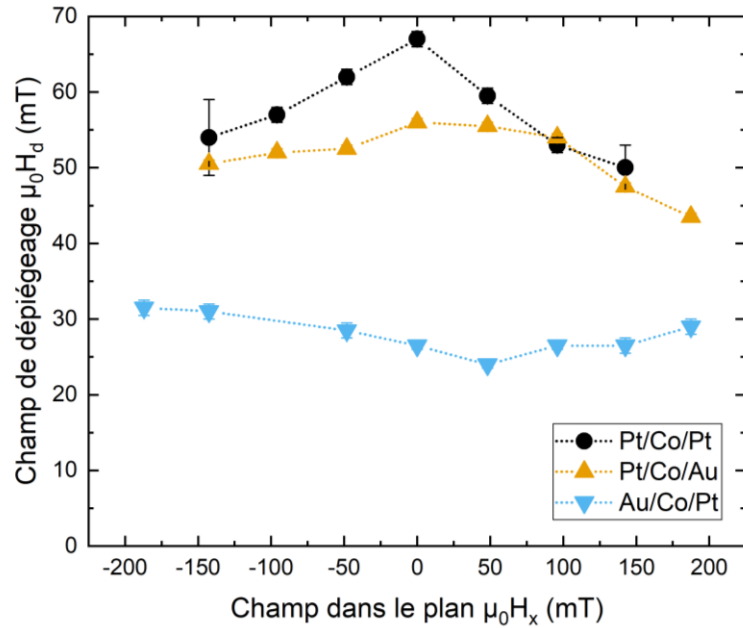
La modélisation par le dépiégeage à température nulle est valable sur une plage de champ variable selon les échantillons.

$\frac{H_z}{H_d} \in [1; 1,3]$ pour Pt/Co/Pt et Pt/Co/Au
 $\frac{H_z}{H_d} \in [1; 3]$ pour Au/Co/Pt

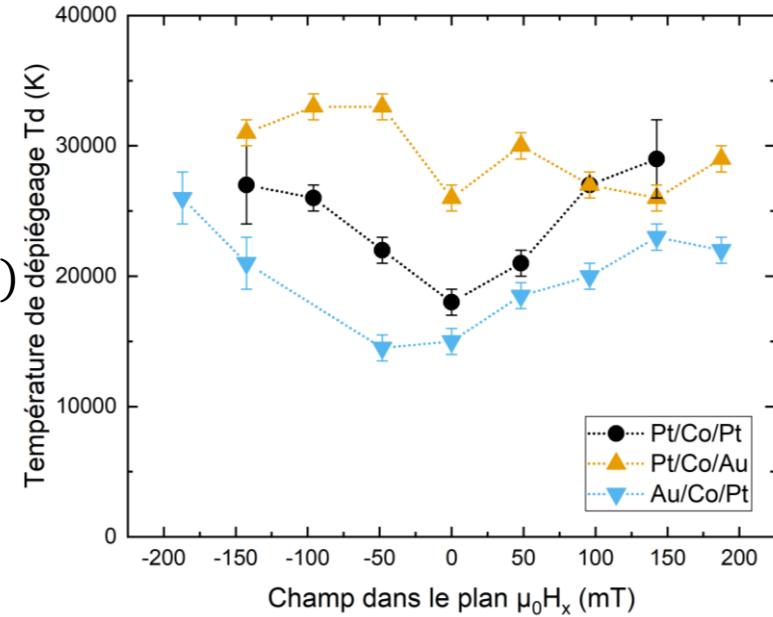
L'ajustement par le régime de dépiégeage à température nulle est cohérent pour l'ensemble des données

Paramètres macroscopiques de piégeage

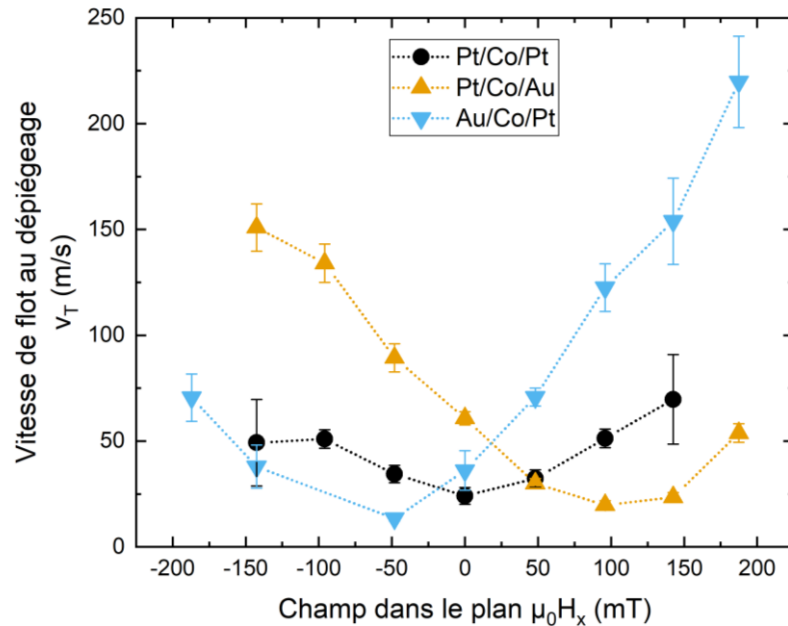
$H_d(H_x)$



$T_d(H_x)$



$v_T(H_x)$



Conclusion et perspectives

- ✓ La dynamique en fonction de H_x est cohérente avec les signes attendus. On peut mesurer la valeur de la constante de Dzyaloshinskii-Moriya D .
- ✓ L'analyse en termes de régimes de reptation et dépiégeage est utilisable même en présence de champ planaire.
- ✓ On peut résumer les effets sur la dynamique en présence de défauts à la variation des paramètres macroscopiques de piégeage H_d, T_d, v_T .

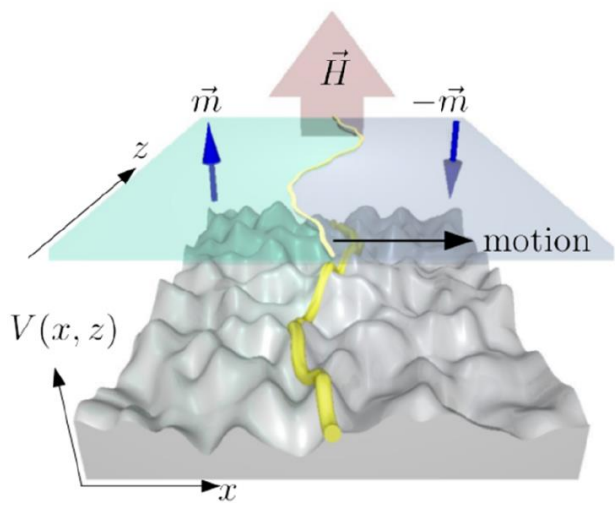
Quelle est l'influence de la chiralité sur l'interaction entre la paroi et le désordre du matériau ?

- I. Statique de parois en milieu parfait
 1. État de l'art : énergétique des parois chirales
 2. Modèle du petit cercle pour le calcul du profil de paroi

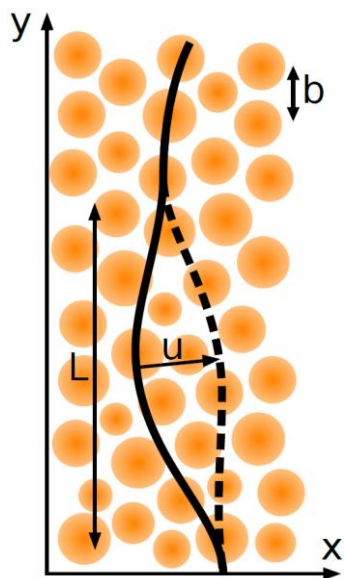
- II. Étude expérimentale de la dynamique de paroi en présence de défauts.
 1. Méthodes expérimentales
 2. Dynamique de parois : description théorique
 3. Résultats expérimentaux. Réussites et limites des modèles.

- III. Analyse de l'interaction de piégeage.
 1. Paramètres microscopique de piégeage
 2. Analyse expérimentale des paramètres de piégeage

Énergétique de parois en milieu désordonné



Jeudy *et al.*, PRL **117**, 057201 (2016)



Paroi de domaine = ligne élastique dans un potentiel aléatoire.
 Énergie élastique :

$$\Delta F_{el} \sim \sigma t \frac{u^2}{L}$$

t : épaisseur du matériau

• Énergie de piégeage :

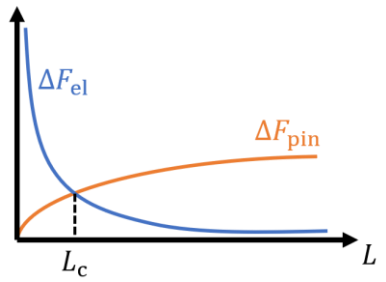
$$\Delta F_{pin} \sim \xi \sqrt{f_{pin}^2 n \xi L}$$

f_{pin} : force moyenne des centres de piégeage sur la paroi ;
 ξ : longueur de corrélation du désordre ;
 $n = 1/b^2$ densité de centres de piégeage

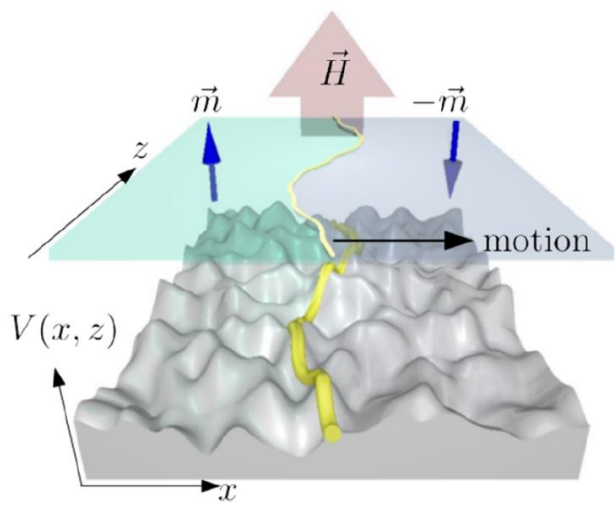
Lemerle *et al.*, PRL **80**, 849-852 (1998) : f_{pin} et $\xi \approx 1/\sqrt{n}$ sont des constantes décrivant le potentiel de défauts.

• Énergie Zeeman :

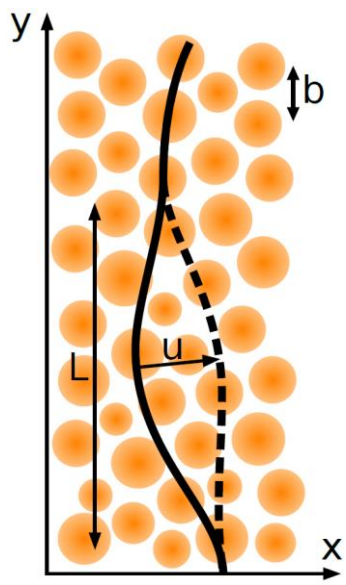
$$\Delta F_Z \sim -2\mu_0 M_S H_z t L u$$



Énergétique de parois en milieu désordonné



Jeudy et al., PRL 117, 057201 (2016)

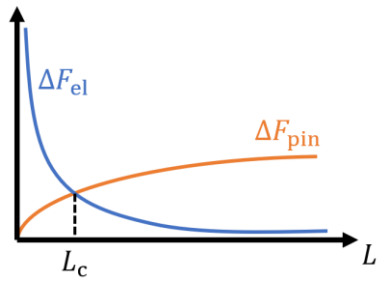


Paroi de domaine = ligne élastique dans un potentiel aléatoire.

Énergie élastique :

$$\Delta F_{el} \sim \sigma t \frac{u^2}{L}$$

t : épaisseur du matériau



• Énergie de piégeage :

$$\Delta F_{pin} \sim \xi \sqrt{f_{pin}^2 n \xi L}$$

f_{pin} : force moyenne des centres de piégeage sur la paroi ;

ξ : longueur de corrélation du désordre ;

$n = 1/b^2$ densité de centres de piégeage

Lemerle et al., PRL 80, 849-852 (1998) : f_{pin} et $\xi \simeq 1/\sqrt{n}$ sont des constantes décrivant le potentiel de défauts.

• Énergie Zeeman :

$$\Delta F_Z \sim -2\mu_0 M_S H_z t L u$$

Forme de la paroi à l'équilibre :

$$\Delta F_{el}(u = \xi) = \Delta F_{pin}$$

$$\sigma t \frac{\xi^2}{L} \sim \xi \sqrt{f_{pin}^2 n \xi L}$$

Donne la longueur de Larkin

$$L = L_c \sim \left(\frac{\xi}{n}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot \left(\frac{\sigma t}{f_{pin}}\right)^{\frac{2}{3}}$$

Longueur minimale d'un segment de paroi pouvant se déformer pour s'adapter au potentiel de piégeage.

Paramètres microscopique de piégeage

Paramètres micromagnétiques :
 $\sigma(H_x), \Delta(H_x)$
 Calculés par le modèle du petit cercle

Paramètres macroscopiques de piégeage :
 H_d, T_d, v_T
 Mesurés par ajustement des courbes expérimentales

Caractéristiques des échantillons :
 M_s, K_0, t
 Mesurées par magnétométrie ou pendant la fabrication

Hypothèses :

- Taille d'un évènement de déplacement de paroi au champ de dépiégeage : $u = \xi, L = L_c$.
- $k_B T_d \approx \Delta F_{pin}(\xi, L_c) \approx f_{pin} \sqrt{n \xi L_c \xi} \approx \Delta F_{el} \approx \Delta F_Z$
 toutes les énergies sont comparables à l'échelle de Larkin

Agoritsas et al., PRE 87, 042406 (2013)

Caractéristiques microscopique de l'interaction paroi/désordre

Longueur de corrélation du désordre

$$\xi \sim \left[\frac{E_d^2}{\sigma t^2 E_Z} \right]^{\frac{1}{3}}$$

Longueur de Larkin

$$L_c \sim \left[\frac{\sigma E_d}{t E_Z^2} \right]^{\frac{1}{3}}$$

Force de piégeage

$$f_{pin} \sim \frac{1}{\xi \sqrt{n}} \sqrt{E_d E_Z t}$$

- $E_d = k_B T_d$ barrière d'énergie au dépiégeage (en J)
- $E_Z = 2\mu_0 M_s H_d$ gain d'énergie par retournement de l'aimantation (en $J \cdot m^{-3}$)

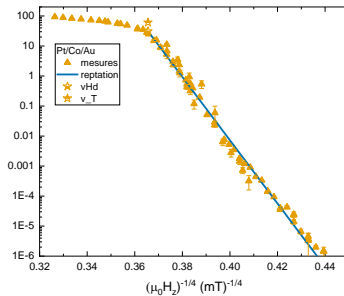
Quelle est l'influence de la chiralité sur l'interaction entre la paroi et le désordre du matériau ?

- I. Statique de parois en milieu parfait
 1. État de l'art : énergétique des parois chirales
 2. Modèle du petit cercle pour le calcul du profil de paroi

- II. Étude expérimentale de la dynamique de paroi en présence de défauts.
 1. Méthodes expérimentales
 2. Dynamique de parois : description théorique
 3. Résultats expérimentaux. Réussites et limites des modèles.

- III. Analyse de l'interaction de piégeage.
 1. Paramètres microscopique de piégeage
 2. Analyse expérimentale des paramètres de piégeage

Analyse de la pente du régime de reptation



Vitesse de reptation en échelle logarithmique à $T = cste$:

$$\ln v = a H_z^{-\frac{1}{4}} + b$$

→ hypothèse de [Je et al. PRB 88, 214401 \(2013\)](#) :

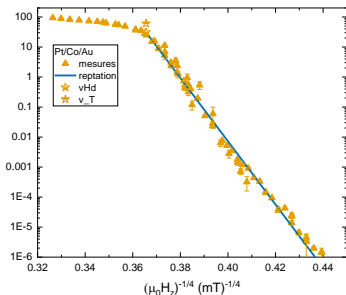
$$a \propto \sigma^{1/4}$$

→ calcul complet avec $k_B T_d \sim \Delta F_{pin}(\xi, L_c) \sim \Delta F_{el} \sim \Delta F_Z$:

$$a \propto k_B T_d H_d^{\frac{1}{4}} \sim \sigma^{1/4} f_{pin} \left(\frac{\xi^7 n^2}{2\mu_0 M_S} \right)^{1/4}$$

Si ξ et f_{pin} sont des constantes, la pente du régime de reptation ne varie qu'avec $\sigma^{1/4}$.

Analyse de la pente du régime de reptation



Vitesse de reptation en échelle logarithmique à $T = cste$:

$$\ln v = a H_z^{-\frac{1}{4}} + b$$

→ hypothèse de **Je et al. PRB 88, 214401 (2013)** :

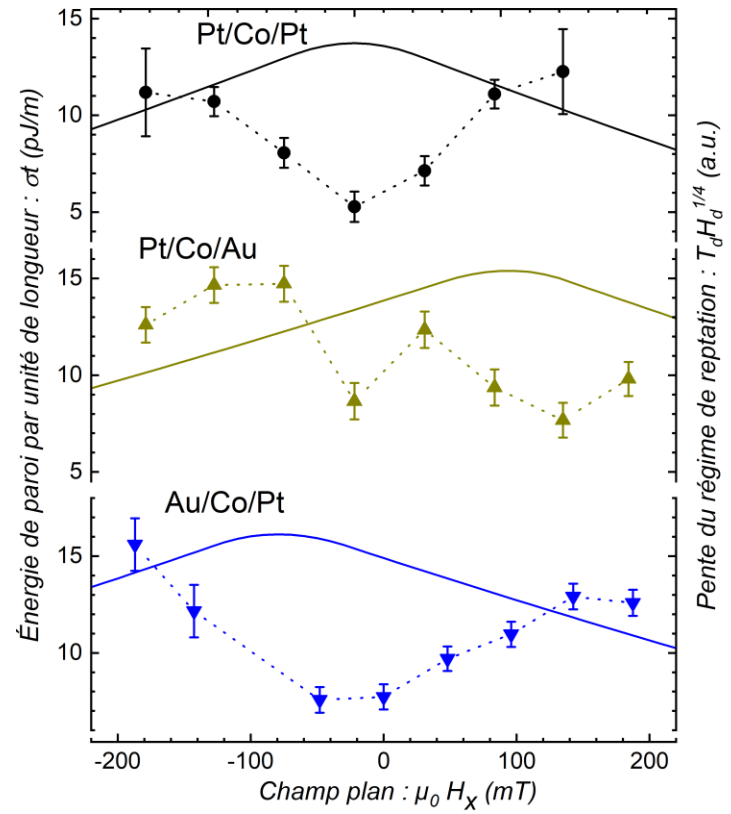
$$a \propto \sigma^{1/4}$$

→ calcul complet avec $k_B T_d \sim \Delta F_{pin}(\xi, L_c) \sim \Delta F_{el} \sim \Delta F_Z$:

$$a \propto k_B T_d H_d^{\frac{1}{4}} \sim \sigma^{1/4} f_{pin} \left(\frac{\xi^7 n^2}{2\mu_0 M_S} \right)^{1/4}$$

Si ξ et f_{pin} sont des constantes, la pente du régime de reptation ne varie qu'avec $\sigma^{1/4}$.

- Tendance inverse de celle observée par Je et al.
- L'interaction de piégeage semble affectée par le champ planaire H_x

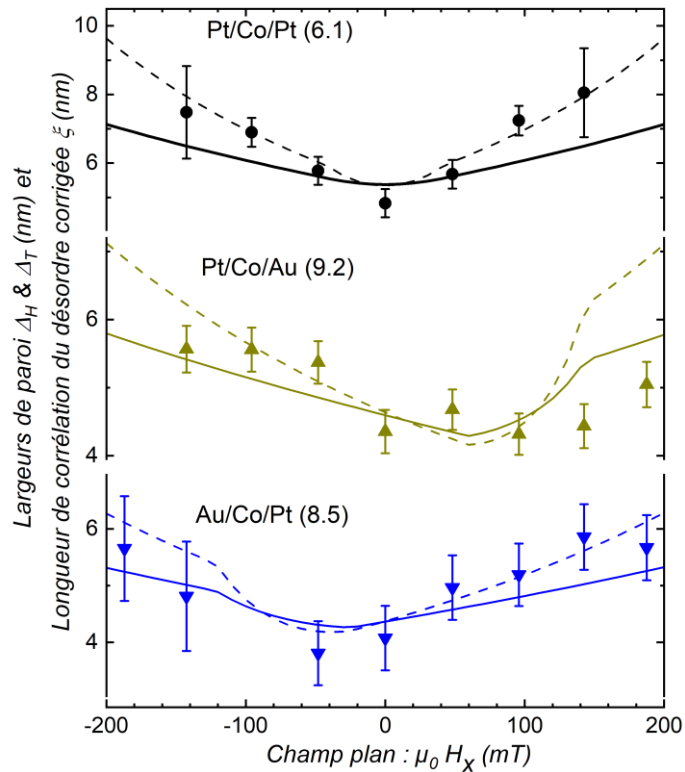


Lignes : $\sigma t(H_x)$ calculé à l'aide du modèle du petit cercle

Points : $T_d H_d^{\frac{1}{4}}(H_x)$ mesuré

III. Analyse de l'interaction de piégeage.

Longueur de corrélation du désordre



Lignes : $\Delta_T(H_x)$ et $\Delta_H(H_x)$ calculée à l'aide du modèle du petit cercle

Points : $\xi(H_x)$ calculé avec (*)

$$\xi \sim \left[\frac{(k_B T_d)^2}{\sigma t^2 (2\mu_0 M_S H_d)} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (*)$$

ξ est fortement corrélée avec la largeur de paroi (Δ_T ou Δ_H)

- Depuis Lemerle *et al.*, PRL **80**, 849-852 (1998), on suppose $\xi = 1/\sqrt{n}$.

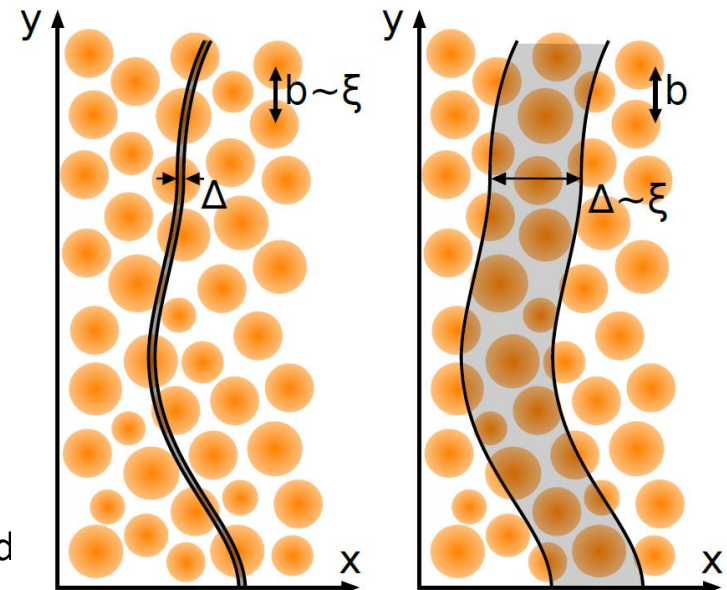
n : densité de centres piégeage.

$b = 1/\sqrt{n}$ distance entre centres.

ξ : longueur de corrélation du désordre

- Natterman *et al.*, PRB **42** 8577-8586 (1990) :

$$\xi \sim \max(\Delta, b)$$



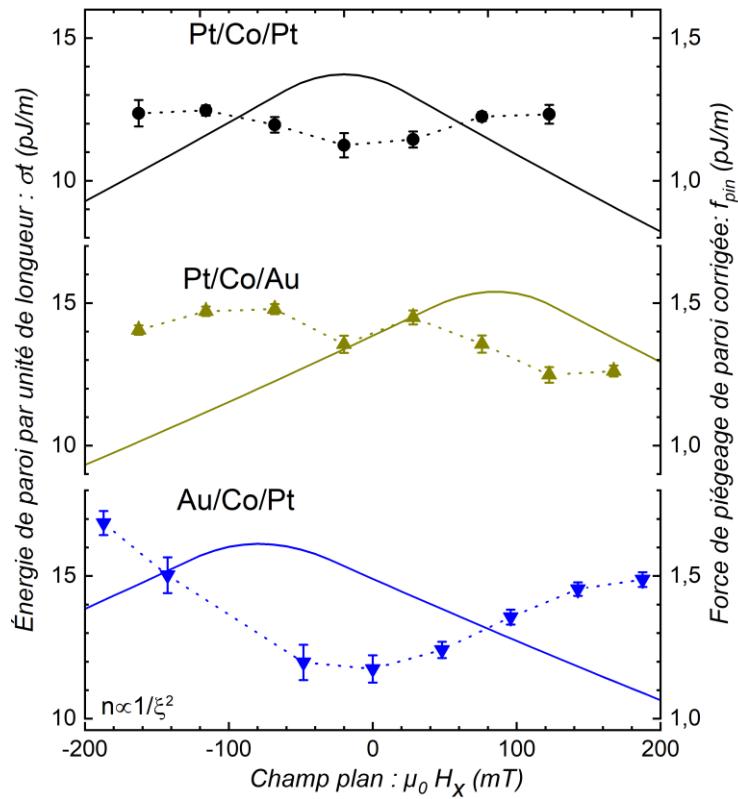
Dans le cas $\Delta > b$, ξ est proportionnel à $\Delta(H_x)$.

L'interaction de piégeage dépend du profil de paroi. Elle dépend en particulier de H_x et D

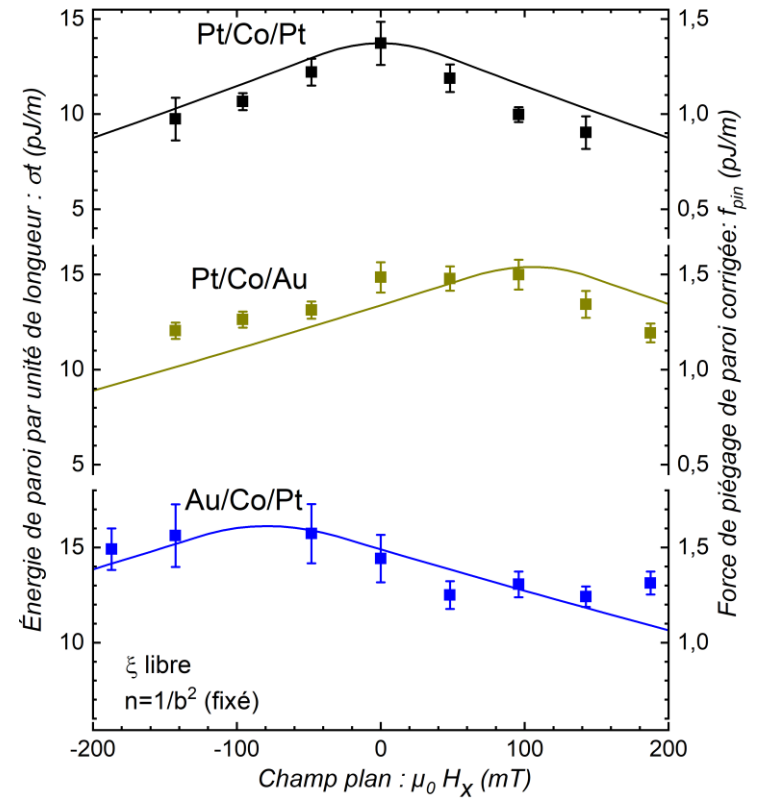
III. Analyse de l'interaction de piégeage. Force de l'interaction de piégeage

Comparaison de f_{pin} et σ dans deux cas : $f_{pin} \sim \frac{1}{\xi\sqrt{n}} \sqrt{(k_B T_d)(2\mu_0 M_S H_d t)}$

Avec $\xi = b = 1/\sqrt{n}$



Avec $\xi \neq b = 1/\sqrt{n}$



Suggère $f_{pin} \sim \sigma$

III. Analyse de l'interaction de piégeage. Conclusion et perspectives

- ✓ L'interaction de piégeage – entre la paroi de domaine et le désordre de l'échantillon – dépend du profil de la paroi, lui-même fortement affecté par le champ planaire et DMI.
- Ceci interroge quand aux mécanismes de piégeage eux-mêmes.
- L'application d'un champ planaire pour modifier le profil de paroi peut devenir un moyen de sonder les mécanismes de piégeage.

Conclusion et perspectives

- ✓ Le modèle du petit cercle est une bonne approximation du profil d'une paroi de Dzyaloshinskii et permet un calcul rapide, extensible à un angle quelconque avec le champ appliqué.
 - Travail continué après la fin de la thèse pour calculer la raideur de paroi γ
- ✓ Explorer la dynamique de paroi pour sous des champs planaires plus élevés que dans le reste de la littérature nous a permis de montrer les limites des modèles jusqu'alors utilisés pour la mesure de l'interaction DM interfaciale.
 - Il serait intéressant de compléter les mesures en régime d'écoulement, en particulier pour Au/Co/Pt afin d'y étudier l'influence de DMI. Ceci nécessitera un changement d'échantillon ou de technologie.
- ✓ Il est possible d'analyser les caractéristiques $v(H_z)$ de parois chirales à l'aide de la théorie des systèmes élastiques désordonnés, à condition de considérer que les paramètres de piégeage sont sensible au profil de paroi.
 - Ceci permet d'envisager de nouveaux moyen d'étude du piégeage des parois
 - Il serait intéressant de reprendre ces études en fonction de la température, cette dernière influant également sur la portée et la force de l'interaction de piégeage.

Remerciements

Ce travail de thèse n'aura pas été possible sans :

- L'ensemble du personnel du LPS ; et en particulier :
 - Stéphane Cabaret (conception du microscope) et le service mécanique (fabrication)
 - Le service Electronique & Instrumentation pour la conception et la fabrication des porte-échantillons
 - Raphaël Weil pour la conception et la fabrication des prototypes d'échantillons et les irradiations FIB-Hélium
- Les membres de l'équipe de IDMAG qui ont participé par leurs discussions, ainsi que leur aide technique, matérielle ou morale :
 - Alexandra Mougin, João Sampaio, Rebeca Díaz-Pardo, Aleš Hrabec, Eloi Haltz, Lucas Albornoz, Sachin Krishnia, Sougata Mallik, Léo Berges.
- L'université Pavol-Jozef-Safarik de Košice (Slovaquie) pour les mesures VSM-SQUID

Paramètres des échantillons

Paramètre	Symbole	Unité	Pt/Co/Pt	Pt/Co/Au	Au/Co/Pt
-----------	---------	-------	----------	----------	----------

Paramètres de l'échantillon

Raideur de l'échange	A	pJ.m^{-1}	16	16	16
Aimantation à saturation	M_S	MA.m^{-1}	$1,621 \pm 0,037$	$1,646 \pm 0,013$	$1,614 \pm 0,015$
Épaisseur (cobalt)	t	Å	9	9	9
Anisotropie effective	K_0	kJ.m^{-3}	470 ± 13	635 ± 25	726 ± 81
DMI d'interface	D	mJ.m^{-2}	$0,000 \pm 0,095$	$-0,828 \pm 0,083$	$0,568 \pm 0,076$
DMI d'interface corrigé	D^*	mJ.m^{-2}	$0,00 \pm 0,10$	$-0,871 \pm 0,087$	$0,595 \pm 0,079$
DMI d'interface méthode 2	D^\dagger	mJ.m^{-2}	0	-1,17	0,930

Paramètres micromagnétiques

Paramètre de largeur de paroi	Δ_0	nm	$5,834 \pm 0,083$	$5,020 \pm 0,010$	$4,69 \pm 0,26$
Énergie de la paroi de Bloch	σ_0	mJ.m^{-2}	$10,97 \pm 0,16$	$12,75 \pm 0,25$	$13,63 \pm 0,76$
Facteur démagnétisant Bloch/Néel	N_x		$3,40 \times 10^{-2}$	$3,96 \times 10^{-2}$	$4,23 \times 10^{-2}$
Anisotropie Bloch/Néel	K	kJ.m^{-3}	56,2	97,6	69,2
DMI critique Bloch/Néel	D_c	mJ.m^{-2}	0,417	0,432	0,414
DMI critique cycloïde	D_{c_0}	mJ.m^{-2}	3,49	4,06	4,34

Champs équivalents

Champ d'anisotropie effective	$\mu_0 H_{K_0}$	T	$0,58 \pm 0,01$	$0,77 \pm 0,03$	$0,90 \pm 0,10$
Champ d'anisotropie Bloch/Néel	$\mu_0 H_K$	mT	69,3	82,0	85,8
Champ au minimum de vitesse	$\mu_0 H_{x,\min}$	mT	0 ± 10	100 ± 10	-75 ± 10
Champ équivalent de DMI — $D^{(a)}$	$\mu_0 H_{\text{DMI}}$	mT	0 ± 10	-100 ± 10	75 ± 10
Champ équivalent de DMI — $D^{(b)}$	$\mu_0 H_{\text{DMI}}$	mT	0 ± 11	-105 ± 11	79 ± 11
Champ équivalent de DMI — $D^{(c)}$	$\mu_0 H_{\text{DMI}}$	mT	0 ± 10	-141 ± 15	123 ± 17

II. Étude expérimentale de la dynamique en présence de défauts.

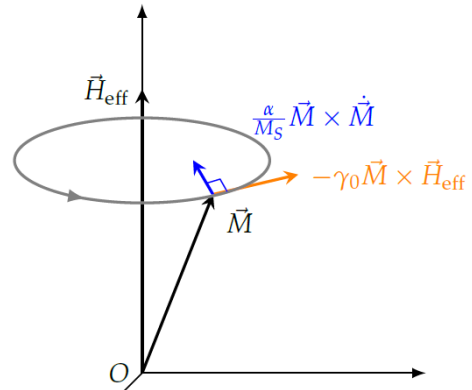
Dynamique de parois en milieu parfait

Équation de Landau-Lifschitz-Gilbert :

$$\dot{\vec{M}} = -\gamma_0 \vec{M} \wedge \vec{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_S} \vec{M} \wedge \dot{\vec{M}}$$

En appliquant au profil de Bloch, on obtient les équations de Slonczewski :

$$\begin{cases} \frac{1}{\Delta_0} \dot{q} - \alpha \dot{\psi} = \frac{\gamma_0}{2\mu_0 M_S} \frac{1}{\Delta_0} \frac{\partial \Sigma}{\partial \psi} \\ \frac{\alpha}{\Delta_0} \dot{q} + \dot{\psi} = -\frac{\gamma_0}{2\mu_0 M_S} \frac{\partial \Sigma}{\partial q} \end{cases}$$



Avec q la position du centre de la paroi $\psi(t)$ l'angle dans la paroi (indépendant de x), et $\Sigma = \int e \, dx$ l'intégrale de la densité d'énergie le long de la direction du mouvement.

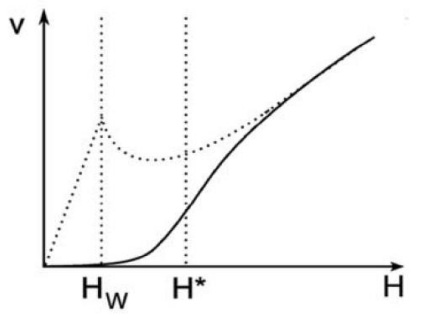
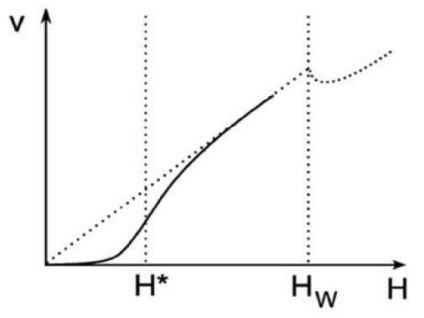
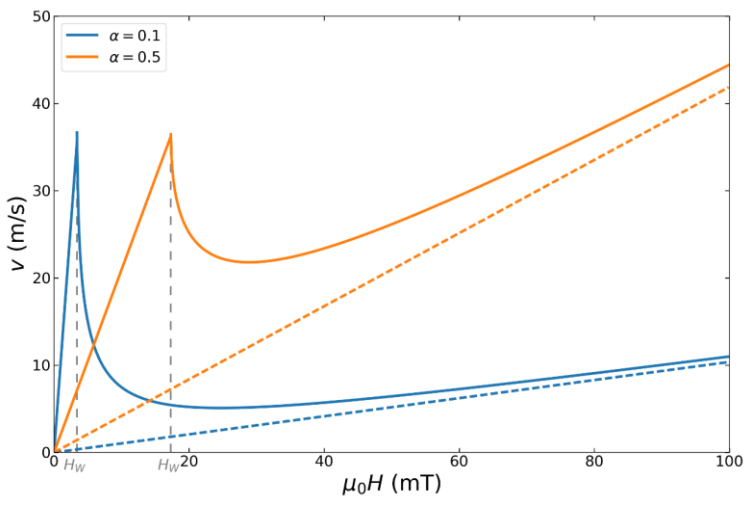
Deux régimes de vitesse limites :

Régime stationnaire : $H_z < H_W$
(champ de Walker)

$$\begin{cases} v = \dot{q} = \frac{\gamma_0 \Delta_T}{\alpha} H_z \\ \sin 2\psi = \frac{H_z}{H_W} \end{cases}$$

Régime précessionnel asymptotique : $H_z \gg H_W$

$$\begin{cases} \lim_{H_z \gg H_W} \langle \dot{q} \rangle = \frac{\gamma_0 \Delta_T \alpha}{1 + \alpha^2} H_z \\ \psi(t) \end{cases}$$



II. Étude expérimentale de la dynamique en présence de défauts.

Description empirique de la dynamique de parois

Les expressions théoriques des régimes de vitesse peuvent être complétées **empiriquement** en utilisant en seulement 3 paramètres : H_d, T_d et v_T .

Reptation :

$$v(H_z, T) = v(H_d, T) \exp\left(-\frac{\Delta E(H_z)}{k_B T}\right)$$

$$\Delta E(H_z) = k_B T_d \left[\left(\frac{H_z}{H_d}\right)^{-1/4} - 1 \right]$$

Dépiégeage à basse température :

$$v(H, T \ll T_d) = \frac{v_T}{0,64} \left(\frac{H_z - H_d}{H_d}\right)^{0,25}$$

$$v(H_d, T) = v_T \left(\frac{T}{T_d}\right)^{0,15}$$

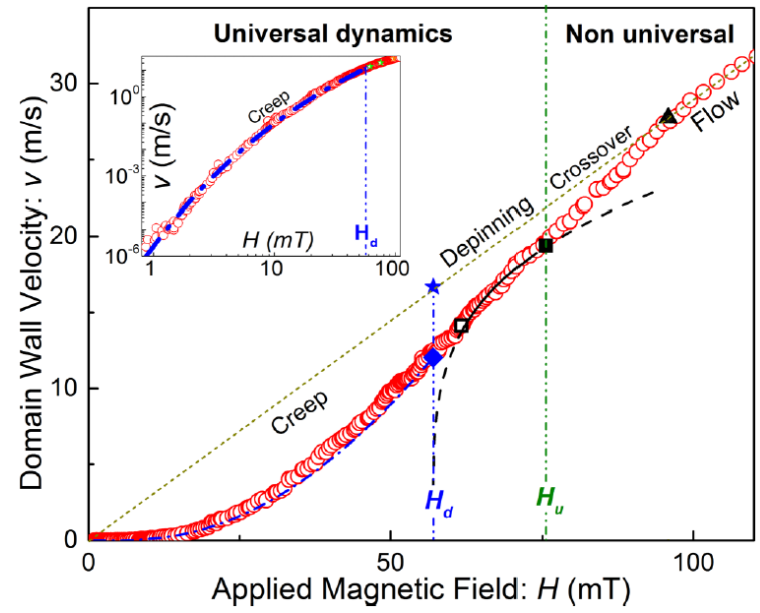
Écoulement

$$v = mH$$

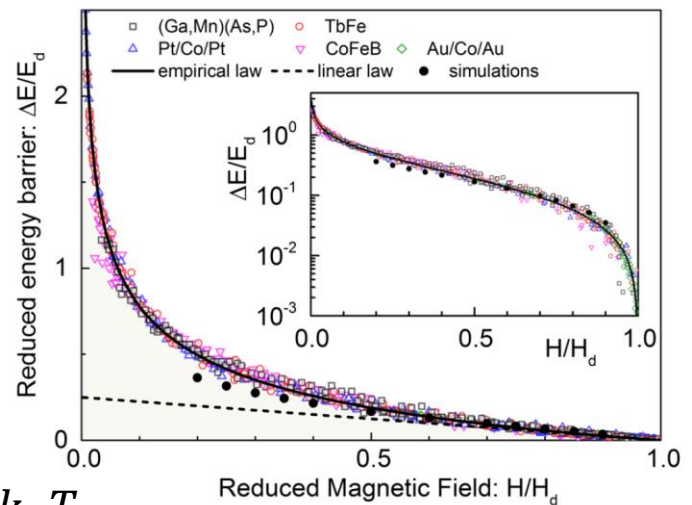
m dépendant du régime de vitesse en milieu parfait.

Les deux premiers régimes sont *universels* -> fait intervenir des exposants critiques/des fonctions universelles et des paramètres qui dépendent du matériau. On parvient à séparer le comportement universel de la partie dépendante du matériau (H_d, T_d, v_T)

Ne dépendent que des dimensions et des hypothèses sur le désordre.



Jeudy *et al.*, PRB **98**, 054406 (2018)



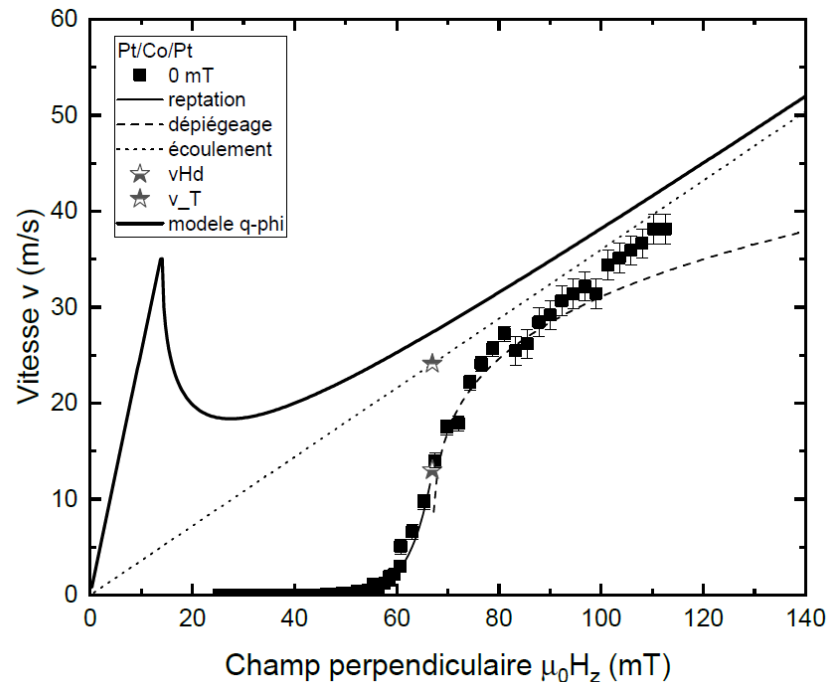
$$E_d = k_B T_d$$

II. Étude expérimentale de la dynamique en présence de défauts.

Analyse du régime d'écoulement

Pour relier le régime d'écoulement aux courbes théoriques données par les équations de Slonczewski, le coefficient d'amortissement de Gilbert α est le paramètre à ajuster.

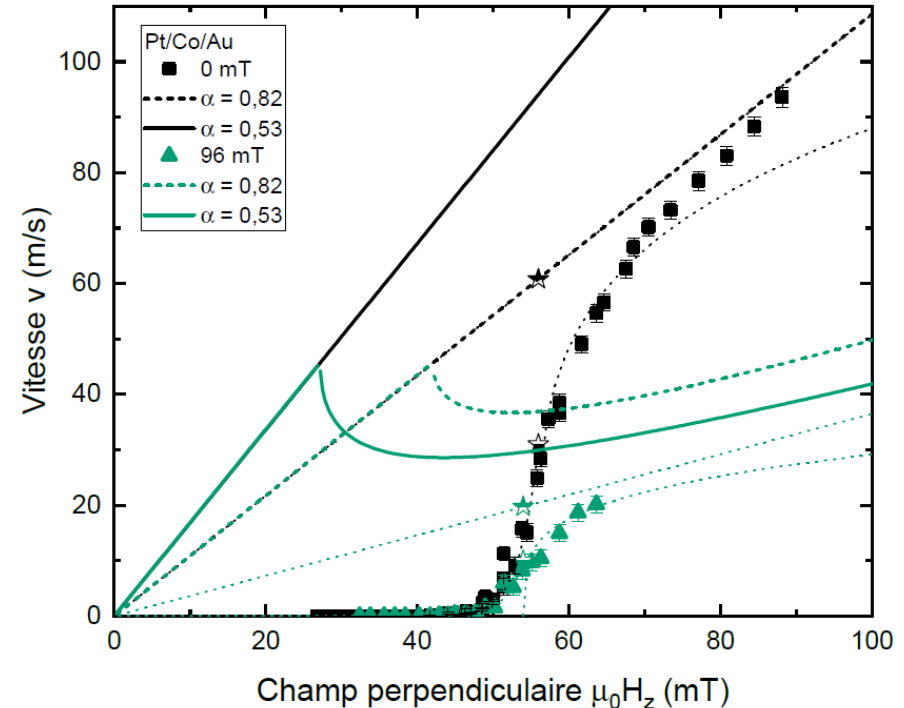
Ceci n'est possible que si l'asymptote est visible sur les données expérimentales



Pt/Co/Pt : $\alpha = 0,406$

Assez plausible

$$H_W = 14 \text{ mT}$$



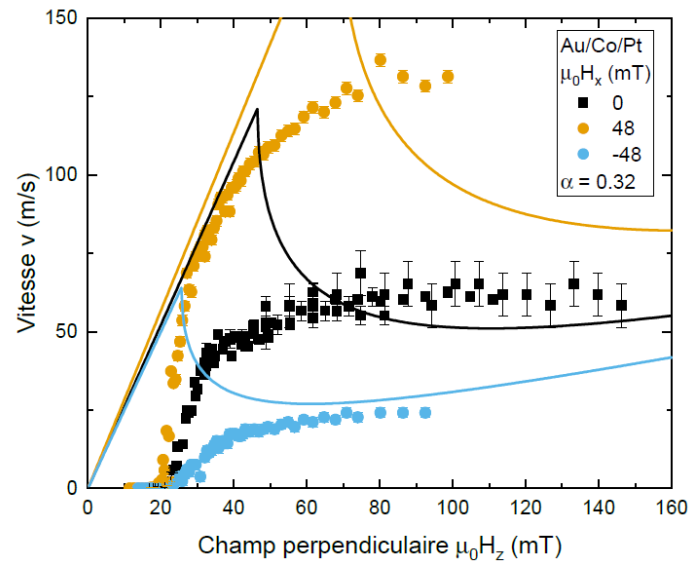
Pt/Co/Au : deux possibilités.

- Soit le régime de vitesse est stationnaire pour $H_x = 0$, et $\alpha = 0,82 \rightarrow H_W = 149 \text{ mT}$
- Soit le régime de vitesse est précessionnel pour $H_x = 96 \text{ mT}$ et $\alpha = 0,53$

Possibilité d'un **changement de régime**

II. Étude expérimentale de la dynamique en présence de défauts.

Analyse du régime d'écoulement



Au/Co/Pt : $\alpha = 0,53$

La description théorique semble inadaptée

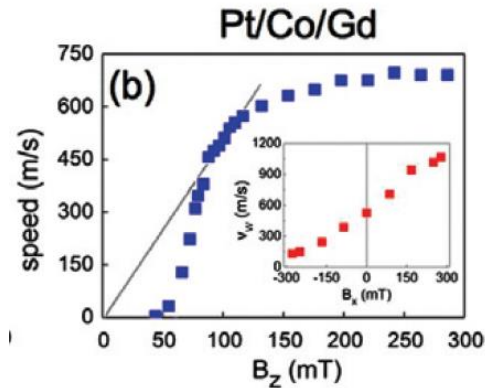
Pham *et al.*, EPL **113**, 67001 (2016)

Plateau de vitesse typique des parois de Dzyaloshinskii

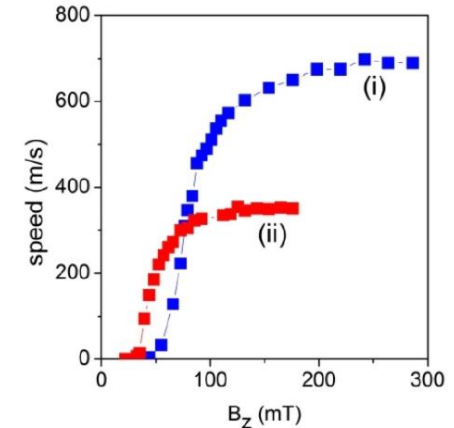
$$v_W = \frac{\gamma_0 \Delta}{\alpha} H_W \simeq \frac{\pi}{2} \gamma \frac{D}{M_S}$$

$$\text{Soit : } D = \frac{2M_S}{\pi\gamma} v_W$$

Formes déjà observées par ailleurs :



Pham *et al.*, EPL **113**, 67001 (2016)



Krizakova *et al.*, PRB **100**, 214401 (2019)

Pour Au/Co/Pt à $H_x = 0$:

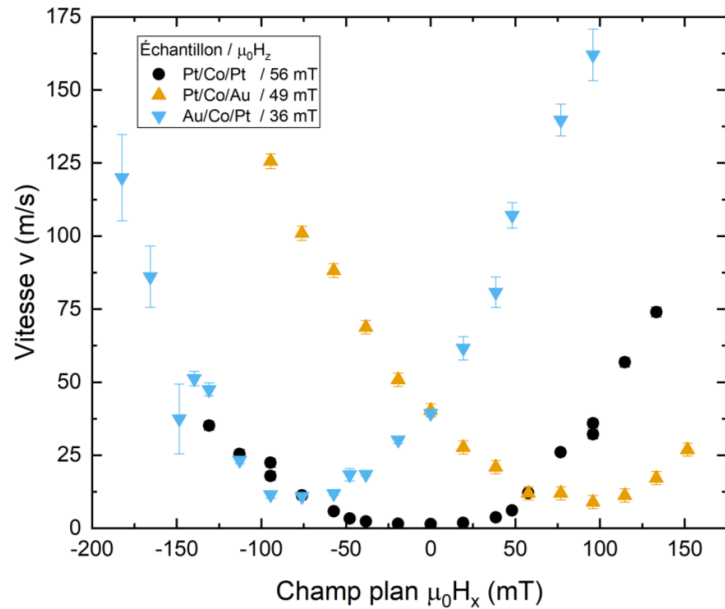
$$v_W \simeq 63 \pm 5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$\text{Soit : } D = 0,34 \pm 0,03 \text{ mJ} \cdot \text{m}^{-2}$$

Incompatible avec les valeurs mesurées (facteur 2).

Mais $H_K = 86 \text{ mT}$ est comparable à $H_{DMI} = 75 \text{ mT}$

Mesures alternatives de DMI



Méthode du modèle contraint :

$$H_{DMI} = -H_{x,min} \text{ et } \Delta = \Delta_0 \rightarrow D^{(a)}$$

Méthode du modèle contraint corrigée :

$$H_{DMI} = -H_{x,min} \sqrt{1 + \kappa} \text{ et } \Delta = \Delta_0 \rightarrow D^{(b)}$$

Méthode du minimum de largeur de paroi : on trouve D tel que l'abscisse du minimum de $\Delta_T(H_x)$ calculé par le petit cercle coïncide avec celle de $v(H_x)$ $\rightarrow D^c$

Échantillon		Pt/Co/Pt	Pt/Co/Au	Au/Co/Pt
$\mu_0 H_{x,min}$	(mT)	0	100 ± 10	-75 ± 10
$D^{(a)}$	(mJ.m ⁻²)	0	$-0,83 \pm 0,08$	$0,57 \pm 0,08$
$\mu_0 H_{DMI}$	(mT)	0	100 ± 10	-75 ± 10
$D^{(b)}$	(mJ.m ⁻²)	0	$-0,87 \pm 0,09$	$0,60 \pm 0,08$
$\mu_0 H_{DMI}$	(mT)	0	-105 ± 11	79 ± 11
$D^{(c)}$	(mJ.m ⁻²)	0	$-1,17 \pm 0,12$	$0,93 \pm 0,12$
$\mu_0 H_{DMI}$	(mT)	0	-141 ± 15	123 ± 17

III. Analyse de l'interaction de piégeage.

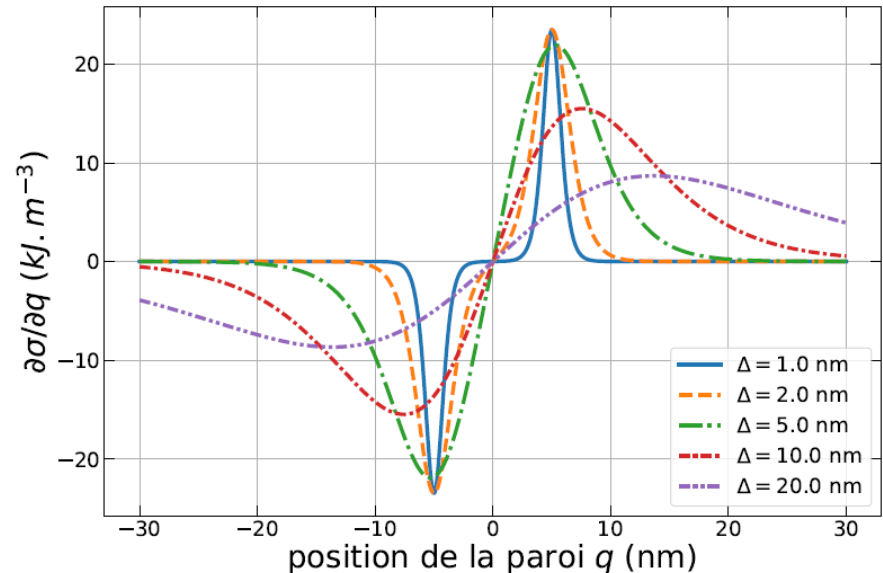
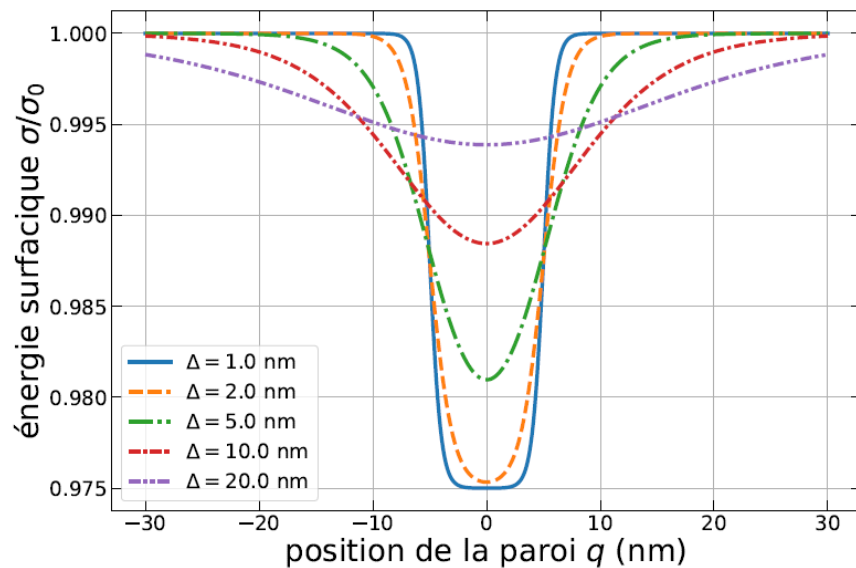
Lien entre profil de paroi et force de piégeage

/!\ Modèle qualitatif ne prenant pas en compte les prédictions de la théorie élastique.

Inspiré de [Soucaille \(PhD 2016\)](#)

Variation d'énergie d'une paroi suivant un profil de Bloch dans un puits de potentiel carré centré en 0

$$\Delta\sigma(q) = -\Delta\delta K_0 \left[\tanh\left(\frac{b/2+q}{\Delta}\right) + \tanh\left(\frac{b/2-q}{\Delta}\right) \right]$$



$$f_{pin} \approx \max\left(\frac{d\sigma}{dq}\right)$$

Diminue lorsque la largeur de paroi Δ augmente, donc lorsque l'énergie moyenne de la paroi (ici σ_0) augmente