



La chiralité en nanomagnétisme et électronique de spin

André Thiaville (andre.thiaville@universite-paris-saclay.fr)
Laboratoire de Physique des Solides (UMR8502 CNRS et Université Paris-Saclay)
1 rue Nicolas Appert, Bâtiment 510, 91405 Orsay Cedex

La chiralité n'est pas spontanément associée au magnétisme. Toutefois, l'étude des couches magnétiques épaisses de quelques atomes a mis en évidence une chiralité dans l'arrangement des moments magnétiques.

On décrit ici comment cette chiralité provient des interfaces et dérive d'un effet relativiste, le couplage spin-orbite entre le spin des électrons et leur mouvement. Ce couplage chiral est mis en évidence dans le déplacement des parois magnétiques, mais aussi dans le transport des électrons. Ces deux effets sont mis à profit actuellement pour de nouveaux dispositifs d'électronique de spin.

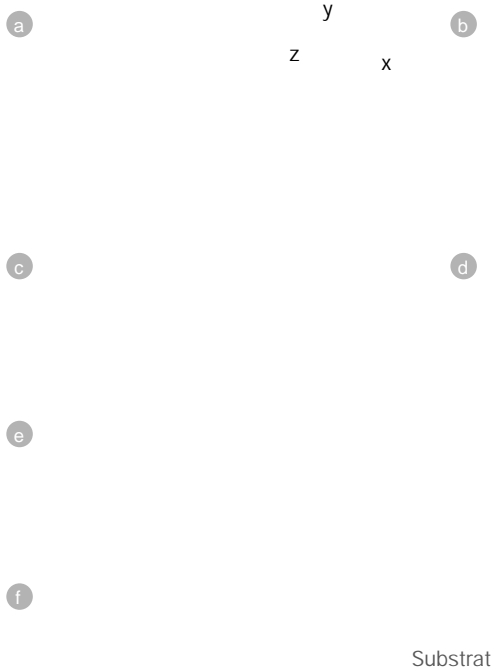
© Karin Everschor-Sitte and Matthias Stille, Wikimedia Commons

L'interaction Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) et ses symétries

dépend du vecteur R_j $R_j \cdot M \times J \cdot R \cdot M \cdot J$
 $f_3(R \cdot M \cdot M \cdot M \cdot 3R \cdot (|èJ \cdot \M
favorise des spins parallèles (les ferro-

Qè(R · 3{“ f 5 M \“M èR · 3y è|èJ J
\$ F èy | f M J f M R | Q | “ f èR · 3R èJ \ Q è (R M · 3{“ f 5 # M F f · M
R · | M J M Q è (R · 3 f Q M M “J F M(Q) è M \$ ¼ “ M J · M 3 R f G 3 3 M è M C
J f M | 3 f · è “ 3 M J 3 { “ 3 f \$ M \ J F M f f R · · R è 3 M J ú M · | 3 M F 3
· | \ - | M f M \ | y f M \ R · M J F è | | M R R Q (R · M 3 Q y J 3 { “ è R · M “ R M
f M Q \ Q R · f M Q è (R · 3{“ vecteur Les spins était autorisée⁴ #
| R · M ú M J “ 3 M \ f | - M è R f · M J M f R | B 3 · \$ M 3 M y y J M y “ 3
liquides constitués de molécules è · 3 \ R M M \$ ½ ‘ è J \ f / 3 R f G 3 3 < | \
/ 3 | è J f \$ M è y y J f M \ | J f · ex p r i m e f s u s l a s t r u c t u r e d u p r o d u i t
Mais, pour cela, il faut un terme mixte D_{ij} $S_4 S_5 M \cdot M' è - \backslash | 3 f M R \backslash R M y$
F R | (3 M / 3 | è J N (M a F 3 R s p i n è p a r a l l è l e s b y è t è p a r a l l è l e s , m a i s
y è J M R M Q è (R · 3 f Q M M J è M Q y è R f | M M f æ M M (| f # M a è
J J M { “ 3 M f · M è y y J M G N è R è R (\$ N M H \$ M R è M · \$ M R M J
' \ | Q “ J è 3 \ R M { “ è R · 3 { “ M F M “ / è Q M M 3 R · | è · 3 \ R f \$ M ú M
Q \ J “ J è 3 | M 3 R · | \ “ 3 · M y è d o n n è e n t r e l e p r o d u i t e x a c t e m e n t
R M P æ Y à M y \ “ | M 3 y J 3 { “ | M o m e n t d a n s l e s c r i s t a l l i q u e s
y | \ y | 3 · f M M M G è (R · 3 M Q f · | 3 { “ f M \ Y M J f M Q \ J “ J
Q \ Q R · f M Q è (R · 3 { “ f \$ M f 3 3 J R M f e y M “ R M è R (J M R · |
tivement aux points R_i et R_j , et repré- L'orientation et le sens de D_{ij} , le vecteur
sentés par des spins S_i et S_j , possèdent DMI transformant le produit vectoriel
“ R M R | (3 M F / è R (M e n u n e t a i r e f e m q u i d e p e n d a u s s i d e
forme du produit scalaire $J_i \cdot S_i \cdot S_j$, $R_j \cdot M_j$ déterminent dans quel plan
avec $J_i \cdot M_i \cdot J \cdot F \cdot R \cdot (|èJ \cdot M \cdot F / è R M è B M \cdot M \cdot M \cdot | M Q f “ | $ M$
>>>

Représentation du champ vectoriel de deux skyrmions
R F L S Y N G E J J R J S X N T S M F Z Y S P ^ W R M J S
M W N X J Y T S S F Z S X P ^ W R M J S U N W (F o r p . 15)



1. Parois de Bloch et de Néel, hélices et cycloïdes.

Parois magnétiques schématisées : l'axe z est perpendiculaire à la couche magnétique et définit le haut et le bas, et les flèches représentent l'orientation des moments magnétiques. Les traits en bleu délimitent la zone centrale de la paroi.

- (a) Paroi de Bloch droite, séparant un domaine aimanté vers le haut (à gauche) d'un domaine aimanté vers le bas (à droite).
- (b) Paroi de Bloch gauche.
- (c) Dans le cas où on observe le film magnétique par le haut, paroi de Néel droite.
- (d) Idem, avec des domaines d'aimantation opposée. Pour les parois de Néel, les axes x et y sont dans le plan du film.
- (e) Continuer perpétuellement la rotation dessinée en (a) forme une hélice droite d'aimantation.
- (f) Une succession c-d-c-d... crée une cycloïde d'aimantation, montrée en vue de côté. Dans cette dernière vue, avec le substrat qui est en bas, la cycloïde est droite.

>>>

- M M f \ R M f ' Q • | 3 M f • M J ...
 colinéaires et spatialement modulées ...
 ont été observées, par microscopie ...
 y à M R " • | \ R f M y \ J è | 3 f f M " 4 R Y R 5 M y \ M / M R M y J è M M " 3 R Q M M f ' Q • | 3 # M M J M
 microscopie électronique en mode ...
 a \ | R • 1/2 M 4 B Y P Y 5 \$ M { " M y J è M R 3 M M è 3 M M ú M J è M
 acceptée par tous # | \ 3 • M 4 N (# N P è < 5 # M ...
 \$ " 3 M f ' Q • | 3 f M 3 3 f • R • M y \ J M J è R 3 M N è 3 \ R f M / ...
 - M M y | Q 3 | M f ' Q • | 3 M f M 3 M M M M è J è M M f J \ R M E 4 M f Y 5 # M J è M è M \ R M • M
 / 3 | è J 3 • M M J F è | è R (Q R i M è f 3 M è \$ Q f # Q M f M - 3 f M J 3 N (# M P < 5 # M Q Q M f M \
 t R M J è M | R \ R • | M y è | M 3 n d e r J q u è e r f o r m e s t a u x p o u v a n t \ è J • M y \ f f M f " | M f M \
 J f M \ Q y \ f f M 3 R è 3 | f M p o u s s e t s o u s f o r m e d r o i t e o u y J è • 3 R M y \ J ' | 3 f • è J J 3 R f M
 • 3 { " f M ú M Q è 3 J J M " 3 { " M è " Q \$ M A f 3 M J • | " • | f M Q è Q R R • 3 M f M | f M 4 B P P 5 5 \$ M
 • M J J M | y | " • M J F è | R è M (" R R • M B | è J 3 • M R \ R è s a c c o r d d e p a r f a c i l e d e m a i l l e
 / J 3 \ : è J M f M è \ Q f M f J \ R M f l è " # R M | 3 f • è J J 3 R M 4 P Y t 5 M M

- M M f \ R M f ' Q • | 3 M f • M J ...
 sence d'interfaces, qui structurelle<
 Q R • M | 3 f R • M J è M f ' Q • | 3
 Dans ce cas, les spins tournent dans
 J M y J è R M N R 3 M y è | M J è
 l'inter face et la direction de la droite
 \ R f 3 | M 4 y è | è J J J M ú M
 N (# M P < 5 # M • • M | \ • è • 3 \
 ' J \ : 4 f M F è 3 Q è R • è • 3 \ R M 4
 \ R • | è 3 | Q R • M ú M J è M y | Q 3
 • | 3 \$ M 3 J M R F ' M è M y è f M M
 f • | " • " | M è \ Q 3 { " \$ M J è M
 Q è (R • 3 { " M y | \ - R è R • M " M
 f y 3 R < \ | 4 3 R M | # M B R M \ • 3 R
 f M ' J \ : f M | \ 3 • f M \ " M
 4 - \ 3 | M J F R è | M B M y \ " | M J
 M J " | M / 3 e o h 3 e s a t o m e s
 { " 3 M \ R f • 3 " R • M J F 3 R • | ' è
 y J \$ M J M f ' f • Q M \ è J • M
 4 \ 0 4 P P 5 5 M y \ f f M J è M / 3
 (è " / \$ M • M J f M f ' f • Q f M
 • " R (f • R M \ " M R \ | M ' | M f "
 A 0 M P P 5 5 M y \ f f R • M J è M
 | \ 3 • # M M 3 M \ R f • 3 • M "
 certain, car il est bien plus facile de
 contrôler la composition d'un empi <
 J Q R • M è \ Q 3 { " M { " M f è M
 Par contre, la DMI de cette seconde
 f ' Q • | 3 M f • M " R M • | Q M 3 R
 3 J M ' è " • M f M \ " / f M Q è
 ultramincées (quelques plans ato <
 Q 3 { " f 5 M y \ " | M { " M • • M 3
 ne soit pas dominée par les termes
 M - \ J " Q # M M J M f • M ú M R
 \ " y J f M ú M \ | • M \$ i M M f \ R •
 F " R M Q • è J M M • | è R f 3 • 3
 • 3 { " M à \$ M • J M { " M J M \
 et d'un métal lourd 5d, tel que le
 y J è • 3 R M \ " M J L 3 | 3 3 " Q \$ M ú
 f y 3 R < \ | 3 • #
 a è M y | Q 3 | M f ' Q • | 3 M Q • •
 les positions atomiques de manière
 è f f 1/2 M y | 3 f \$ M \ R M y \ " | è 3
 la DMI est réservée aux matériaux
 démentie par les premières observa<
 tions par microscopie tunnel polarisée
 en spin de structures non colinéaires
 et spatialement modulées, résultant de
 films de Fe ou Mn, épais d'un ou
 deux plans atomiques qui poussent
 de manière parfaitement collinaire
 sur des substrats monocristallins, ici
 M M è M \ R M • M
 M f M \
 M f M \
 M f M \
 M f M \
 M f M \
 M f M \
 M f M \
 M f M \
 M f M \
 M f M \
 M f M \
 M f M \



• R è R M M f M “³M è \ Q è M J f M “³ Q R M J 3 \ : è J M J f M Q Q \ 3 Q R • R M M M ‘ Q • | 3 { “ M R M Ð • \$ M J f M è J J 3 è (f \$ M Q \ R • | R • M | “ R M f \$ M R M R y e M 3 M M J D M M R e s M l e u R i n t e r f a c e s s e c o n t r a R (J 3 (è J # M • • M \$ I M M R E f f M M M “ y \ J f M M Q è (R • 3 { “ y f R M R M M M è | f M y è | \ 3 f M f \ R • M M y è f M è f f ½ M “ \ | • M y \ “ | M \ R R | M J M y \ M M f M f f R • 3 J J J \ # M R I J W N f • M ú M R \ • | M { “ M J è M / 3 | è J structures modulées, ce qui explique y è | M J F R | (3 M F / è R (< M f M y è | \ 3 M F è R I 3 J \ / M f • M J 3 | \$ M • M R { “ M M • J f M / è R • 3 J J \ R f M R o i p i q u i m a i n t i e n t l e s a i m a n t a < è “ “ R M \ J M è R f M J “ | M ‘ R è Q 3 { “ # y R è R • M y J “ f M M - 3 R (• M è R f M è s d e r a i n e s p e r p e n d i c u l a i r e s

Chiralité des parois

se rend compte de la présence de cette “ M y J è R M M J è M \ “ / # M M / è Q y M 3 R • | è • 3 \ R # M • • M \ Q Q è 3 R R 3 R M M M J è M y è | \ 3 M M J \ / M | \ 3 • M s’est produite via l’étude poussée de la J 3 R è 3 | Q R • M - | f M ½ | \ M J a l e f M “ M 3 | f e J 3 • 3 M f M y è | \ 3 f M M j J ‘ R è Q 3 { “ M f M y è | \ 3 f M Q è (“ R M • 3 M J f # M è R • 3 J J \ R M 3 Q U E p a r # A D M I i n t e r f a c i a l e s e v o i t a f M y è | \ 3 f \$ M { “ 3 M f \ R • M J f M M \ | R f f R M M • M R I M M 3 R • | M y 3 “ e f J 3 “ | f M Q è R 3 | f # M f 3 • 3 \ R M R • | M \ Q è 3 R f M Q è M R \ R • | è 3 | M J è M y è | \ 3 M • L e plus simple est la plus utilisée f \ R • M R M Ð • M J f M R ‘ è - 3 f M M M M J è M 3 Ð | R M \ R M 3 e f M y è | \ 3 M è M y J 3 { “ | M “ R M / è Q y M Q \ Q R • f M \ 3 - R • M • “ | R | M J \ M \$ M J è M y è | \ 3 M M j J M Q è f f • 3 M “ R M è R f M J M y J è R M M J è R M y | \ / M 4 - \ 3 | M J è M f | 3 y \ 3 \ R M y \ J f M M M • M “ R M “ \ “ \$ M M R \ M Q è J Q R • M ú M J è M y è | \ 3 # M - y è | \ 3 f M M J \ / M • M M y \ J J M M f z M M J M f M | 4 M (# M I e f 5 “ • Ð M \$ M J è M \$ I M M 3 R • | è 3 è J M è R f M “ Ñ (“ | f M 5 # < / è Q y M M • | è R f 3 • 3 \ R M f “ M / è M ú M M 3 Q M R • è • 3 \ R M y | y R 3 “

Toute la suite se rapportera aux / è Q y M | M y è | M • • M \ “ l a i r e i n d u i t a u l e i n d ’ u n e p a r o i u n / è R • 3 J J \ R f M “ \ | Q f M M \ “ M y f M J C y B è - M “ R M / è Q y M / è Q Q è R e R 3 M “ M Ð • 3 ‘ M è R f M J M J f M “ M • y M \ “ / M M q u i e r o i t c o n t r o l l e l ’ i n v e r s e d e l ’ é p a i s < y J è R M M J è M \ “ / M • M R \ | Q è J M ú M \ M “ J • | è Q 3 R M O M Q • è J M J \ “ | # M a è M S i y e M M è R f M J < f M y è | \ 3 \$ M Q è 3 R I 4 f 5 % M 3 | è J M J f M Ð • M F 3 R • | è M è “ f f 3 \$ t i q u e s f u l M a i n c e s R a y o n e s d o n c l e p a r o i s q u i f o n t v a r i e r l ’ a i m a n t a t i o n Q è (R • 3 { “ f M f \ R • M | \ 3 R • | f M Q | M ú M 3 è 3 J M / è Q y M • M f M | Q Q è R e R 3 M “ M / è “ • M - | f M J M è f M “ J è 3 | Q R • M è “ M y J è R M f M | \ 3 f / M f M è “ R M | M y J “ f M - 3 e s t # e n l ’ a v a n t , a l o r s q u e p o u r c e l l e s Ð • M y | 3 • M y è | M a \ “ 3 f M j y \ R M R M R a à è M M Q f “ | f M q u i c o n t r o l l e s l ’ a i m a n t a t i o n d e s \ f | - M è R f M J f M è R R f M o n e a n t q u e l e s p a r o i s d a n s u n \ Q è 3 R f M “ M è f M - | f M J M / è “ • M 3 J M f • M | 3 • M y è | M “ R M R | (3 Q y B è R 3 f R • M y è f M Q è | \ 3 { 0 N M M s l ’ a r r i e r e , c e c i d a n s l e c a s d ’ u n e Q è (R • 3 { “ M “ M ú M J F 3 R • | J è | è Q 3 R - N O 3 N 3 M - \ R • M R \$ i M M R f M y J è f 3 è J M y \ f 3 • 3 - # M 3 R f 3 \$ un axe facile qui est l’axe perpendic vite que celles dans l’empilement / è Q y M è y y J 3 { “ M è R f M J M y J è R M y “ J è 3 | M è “ M y J è R # M - R M • | Q f M y | è 3 (M f • S N O J N f M M “ J • | è c o m p e n s e n c e n i i n d u i t p a r l a D M I y è 3 f f “ | f M f M \ “ / f M a l o r s q u e t o u s l e s a u t r e s p a r a m è t r e s i n t e r f a c i a l e p o u r u n p a r o i s u r d e u x , e t d e m é t a l l o u r d s o n t d e q u e l q u e s Q è (R • 3 { “ f M f \ R • M f Q J e a l o r s f o u t p e r l ’ a u t r e m o i t i é d e s n a n o m è t r e s , e t l e s u b s t r a t p o u r l ’ e n c s e m b l e e s t d u s i l i c i u m r e c o u v e r t d ’ u n e \ “ / M M f \ R M \ 3 ‘ # >>>

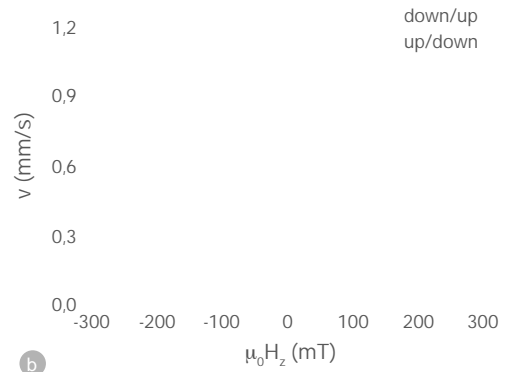
Effet d’un champ magnétique sur la dynamique des parois

a f M y è | \ 3 f M Q è (R • 3 { “ f M f \ R • M Q 3 f f M R M Q \ “ - Q R • M y è | M “ R M < / è Q y M Q è (R t i q u e p e r p e n d i c u l a i r e a u p l a n d e s \ “ / f \$ M { “ 3 M ‘ è - \ | 3 f M J F è 3 Q è R • è • 3 \ R M d ’ u n c ô t é d e l a p a r o i e t d é f a v o r i s e c e l l e M J F è “ • | M ` • # M • • M ‘ R è Q 3 { “ M f • M è f f ½ M f “ • 3 J # M ” • R \ R f M f “ 50 “ J Q R • M q u ’ e n l ’ a b s e n c e d e t o u t e i m p e r f e c t i o n , “ 3 M | (3 Q f M M y J è Q R • M 3 3 f • R • # M \$ F “ R M y è | \$ M “ R M | (3 Q M J è Q 3 R è 3 | M ú M ‘ è 3 J M / è Q y \$ M è - M “ R M “ \ | • M Q \ 3 J 3 • M 4 J M | è y y \ | • M - 3 • f f M f “ | M / è Q y 5 # M \$ F è “ • | M y è | \$ M “ R M | (3 Q M “ | “ J R • M ú M “ \ | • M / è Q y \$ M è - M “ R M ‘ è 3 J M Q \ 3 J 3 • # M a m i l l e d e Q y M d o u s M a M • | è R f 3 • 3 \ R M R • | M J f M e t # a u t r e s 3 Q f M M M e d e l a v i t e s s e d e s p a r o i s m a g n é t i q u e s s o u s l ’ e f f e t d ’ u n c h a m p m a g n é t i q u e p e r p e n d i c u l a i r e a u p l a n d e l a c o u c h e [3] . À f a i b l e c h a m p , l e s p a r o i s s o n t a n c r é e s p a r d e s d é f a u t s e t l a v i t e s s e e s t f a i b l e . A u - d e l à d e q u e l q u e s d i z a i n e s d e m T , l a v i t e s s e d e s p a r o i s a u g m e n t e r a p i d e m e n t p o u r t e n d r e v e r s u n r é g i m e l i n é a i r e (d r o i t e s e n p o i n t i l l e s) . O n o b s e r v e q u e , p o u r l ’ é c h a n t i l l o n a s y m é t r i q u e a v e c d e s p a r o i s d e N é e l e t d a n s l ’ i m p e r f e c t i o n d e s p a r o i s d e B l o c h (e n v e r t) , o n v o i t l e r é g i m e t u r b u l e n t .

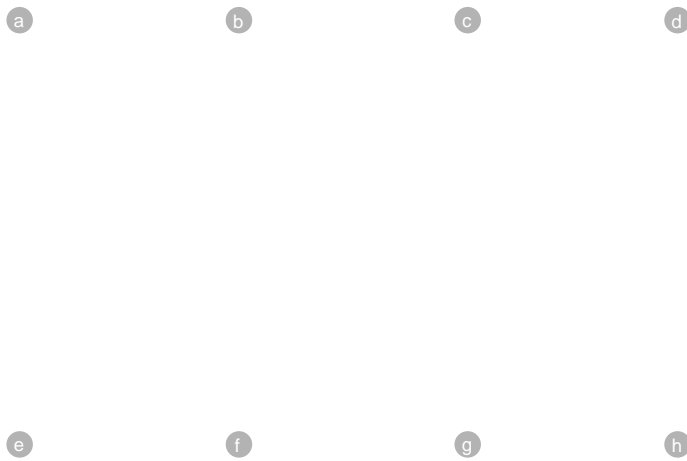


>>>

yè|\3f\$M3JM'è“ |èMèyyJ3{" |MJ M /èQyM
yJèRM èRfMJFè“•| Mf RfMy\“|Mè||3- |MúM
JèM \Qy Rfè•3\R#MtRM y “•M è3Rf3\$M RM
Q f“|èR•MJèM 'RèQ3{" M MJèMyè|\3M
y\“|M 3Đ | R•fM /èQy fM yJèRf\$M è||3
- |MúM • |Q3R |MJèM-èJ “|M •MJ Mf3(R M
M M /èQyM Đ •3'M3R “3•Myè|M JèM
\$IMM3R• |'è 3èJ M4Ñ(#Mà5#
- MRMè“•| M Đ •Mf\“fM /èQyMèyyJ3{" M
èRfMJ MyJèRM MJèM \“ / \$Mfy •è “
laire, concerne la nucléation des
\Qè3R fM Qè(R •3{" fM F\|3 R•è
•3\RM|R- |f M èRfM “RM /èR•3JJ\RM
initialement monodomaine, en appli <
{“èR•M “R M 3Qy“ Jf3\RM M /èQyM
perpendiculaire dans le sens opposé
úMJFè3QèR•è•3\RM4Ñ(#Mà5#M «RM Đ•M /3|èJM
est observé en appliquant de plus un
/èQyM yJèRN % My\“|M “R M\|3 R•è•3\RM
de l'aimantation du domaine initial,
RM'\R •3\RM “Mf RfM “M /èQyM yJèRM
la nucléation se produit sur un seul
fM \|fM MJF /èR•3JJ\RM\|3 R•M
R\|QèJ Q R•Mè“M /èQyMyJèR\$M M\|M
passant de l'autre côté si on prend
l'autre orientation de l'aimantation
“M \Qè3R M 3R3•3èJ#M •M Đ •M Jfè
yJ3{" Myè|M J M \“•M R |(•3{" M MJèM
paroi limitant le domaine nucléé,
{“3M f•M M•'y M j JM /3|èJ \$M \R M
'è-\|3f M\“M 'è-\|3f Myè|M J M /èQyM
yJèRMèyyJ3{" #



(b) Effet d'un champ magnétique plan sur la dynamique de parois dans des couches de cobalt ultraminces et asymétriques. L'échantillon est une couche de cobalt de 1 nm, en sandwich entre platine et oxyde de gadolinium (Gd₂O₃) à l'axe facile (axe z, perpendiculaire à la couche) avec le Pt en bas et le Gd₂O₃ en haut). Ce déplacement s'effectue au travers des différents défauts dans la couche, avec un fort rôle de l'activation thermique. Les images par microscopie optique en polarisation sont obtenues par soustraction entre l'image avant et celle après l'impulsion, de sorte que le gris indique l'absence de changement. Elles montrent la croissance asymétrique d'un domaine (zone grise au centre) en présence d'un champ plan vers la droite (valeur 200 mT). Les deux images correspondent aux deux orientations de l'aimantation dans le domaine qui croît, soit vers le bas (direction z à l'axe facile) ou l'autre des deux directions. (b) Le graphique donne les vitesses mesurées pour les deux parois du domaine, à gauche et à droite, en fonction de la valeur du champ plan appliqué, avec un minimum au champ induit dans la paroi par la DMI. Ce type d'expériences correspond aux mesures les plus répandues de la DMI dans les échantillons dont on parle dans cet article. Lorsqu'on applique des champs bien plus forts le long de l'axe facile (typiquement 100 mT pendant 20 ns), la vitesse des parois est plusieurs centaines de fois plus grande, mais son évolution avec le champ plan reste la même (figure reproduite de la référence [4]).



4. Nucléation chirale de domaines renversés dans un échantillon avec des bords. Images en microscopie optique des domaines nucléés par une impulsion de champ selon z opposé à l'aimantation initiale [qui est vers le haut, $z > 0$, pour (a-f), et vers le bas, $z < 0$ pour (g, h)], selon la valeur du champ plan appliqué durant cette opération. L'échantillon a été mis en forme par microlithographie, et les pointillés indiquent les bords de l'échantillon (l'échantillon se poursuit sur la droite par des pistes de différentes largeurs, car cette structure a aussi servi à injecter du courant). On voit un défaut dans la partie basse de l'échantillon, qui fournit un centre de nucléation à l'intérieur de l'échantillon. Pour le champ H_z négatif on observe que, pour un champ plan appliqué vers la droite (b-d), on a nucléation au bord gauche de l'échantillon (flèche blanche), alors que si le champ plan est appliqué vers la gauche (e, f) on a nucléation au bord droit de l'échantillon. Pour le champ H_z positif et le champ plan vers la droite (g, h), on a nucléation sur le bord droit de l'échantillon. Ceci démontre un effet chirale dans la nucléation de domaines aux bords de l'échantillon (reproduit de [5]).



a

b

c

d

5. Skyrmions magnétiques dans un échantillon en forme de disque.

é L F Z H M T G X J W [E U Y F I R V N S H W T X I H U W M T J Y T Q J H R Y N M F B X X T W U J V W N F A S T S L X T Q F V H N N X V M Z Q F M Z (J R 5 U S Y I c Z S P A W R R S S S N X V I Z J S R I J I N F R Y W N I Q X S J R U N Q J R L U 4 6 à (T S R à à 1 5 J X V F A T S X T S N S H N I L W S Y X manière rasante (16°) dans la direction de la flèche blanche. Ils révèlent essentiellement la paroi de Néel chirale du skyrmion stabilisé par DMI interfaciale, avec (a,d) un contraste gris clair – blanc – gris foncé pour la paroi du côté de la source X, et un contraste gris foncé – noir – gris clair pour la paroi du côté opposé à la source X. (b) Un faible champ perpendiculaire appliqué comprime le skyrmion à un diamètre inférieur à 100 nm. (c) En le ramenant à 0, le skyrmion reprend sa taille (reproduit de [9]).

é I W T N X H M R F Q R Y W Z H I Z Y P V W R N Z I N S W W J X U J Z G X J W [F Y T R T S J K S T N Q F T Z H U W F Q M F Z Q F M N W F Q N Y parois de Néel est bien gauche, ce qui est normal car le platine est en dessous de la couche de cobalt (fig. 1d et encadré 2). Si on reporte tous les moments magnétiques sur la sphère unité, on voit qu'elle est recouverte une fois exactement, ce qui constitue la propriété topologique du skyrmion.

Application à l'électronique de spin

3 | "J è R • M y | y R 3 "J è 3 | Q \ " F • M ú M M J 3 R V (| 3 R • f M f M | paroi, une accumulation de spins le è R f M " R M \ D • M ' \ | • M < • " 3 M J \ R (M M J F è 3 Q è R • è • 3 \ R M Q R f • S M à | W 3 G M f G | Q 3 \ R M Q è (R a è M / 3 | è J 3 • M f M y è | \ 3 J M / # M è à y 3 | è J 3 M R M f • M Ñ Q è M R è M Q è M R R 3 f (M M M • | f M pour leur déplacement via un courant " M \ " | è R • M • M y è | M J M f 3 (R J M M M - J M D R • M • \ y \ J \ (3 M R J • | 3 { " M 3 | "J è R • M è R f M à J F J M è R | 3 y J 3 R R # M R f M J è M 4 \ \ 3 | M è Q Û (P B Q M M M • M M 5 # M y è (Le courant électrique est porté par des 3 M y | \ y " J f M J f M f " J f M è M | S J M M f M è 3 J M B f M J M f G ' | J • | \ R f \$ M { " 3 M \ R • M " R Mers / à y à n t M u Q è S l ' a M è selon leur 3 è Q • | f M M { " J { " f M 3 ½ è 3 è " f f 3 M " R M f y 3 R # M M J M 3 3 f y 3 M è J 3 f # M \$ M f è M • 3 y R | 3 M R n à M Q è R è " è R l e m è M, alors que la sur les parois via le spin des électrons \ R • M è 3 R f 3 M Q \ R • | M { " \$ M y f " | M M f M è " 3 J 3 M è • 3 \ R M Q è (R • d'un courant électrique, mais toutes " J • | è Q 3 R f M M \ A \$ M J f M R è | 3 J M u à J f 3 M R è M J J f M Q 3 | \ dérivent d'une accumulation de spins è R f M " R M f R f M y \ " | M " R M f M f G ' è Q B è R f M M • ' y M J \ / \ | f M { " 3 J 3 | M 3 R " 3 • M y è M è M a t i n è | è R a n s M a u t r e dans le observés dans les composés FeSi, j \ " f M | 3 - \ R f M 3 3 M J è M y J è M M D 3 M è è R • è J | M 8 ä 9 # M a f R | S 3 S M M S R B • \$ M è 8 # \$ M M M \$ i M M J f M \ " / f M Q è (R • 3 { " f M f J R | è M Q R R M M M M Q Q M f f ß (Q \$ M è S M f M M " M M f G ' | Q 3 \ R f ú M è 3 Q è R • è • 3 \ R M y | y R 3 J " f à B | D \$ M f M f è J M M M f y 3 R j M f M R y M ' | M M J f 3 (N R f M è R • 3 J J \ R f M f " | M J F D • M I è J R M è | M N y \$ R M # M f P à # M S F è " • | f M 3 y | 3 R (t M \ R M M è M f f 3 M M \$ i M M 3 R • | è - \ 3 | M è " f f 3 M 8 ä 9 5 M f M y | Q " 3 f f M R R M è R f R I J M f J F è 3 • è \ R M | 3 f M 3 D " • M M f M f G ' | Q 3 \ R f \ " / f M è D è R • f # M > J \ R M les M a r d i s • S M f R a n t la même • y \ J \ (3 M R \ R M • | 3 - 3 è J < \$ M J f courant non polarisé en spin circulant \ " / M è D è R • M R M / è " t i b s • d d u v e M e x a c t e m e n t une fois è R f M J M Q è • | 3 è " M è { è Q M 3 f M à | • M \ " f M y è 3 f f " J f e M J 3 y D | R i • f 3 • M 4 Ñ (# M à 5 # M y J è (M f y 3 R < \ | 3 • 5 M \ R R à R f 3 M " R M M R R f M \ " M è R f M G F | Q 3 | R M 8 R è 9 # M t R M y è f M 3 f y è 3 D " f 3 \ R M y | ' | R • 3 J J M d i s p o s e a i n s i | M R i f t a n t de toute déformation continue de la structure è R f M " R M 3 | • 3 \ R M \ | • f a t i t u d e è p o u M c o n t r o l e r des empile < d'aimantation 4 / 5 M • M " R M f G ' | Q 3 \ R M \ " | è R • M • M ú M J " | M f y 3 R # R i • f S M \ R • R Q M 3 R è R • M J f M M \$ i M M 3 R f " | 3 • M " R M < Ò 3 \ \ R M ú M J F 3 R • | è M \ " / f a c i l e s (è R l e s 3 a c c u m u l a t i o n s de spin f { " \$ M F \ | 3 (3 R M • \ y \ J \ (3 { " # M 0 M \ " / M è D è R • \$ M y \ " | M R f M J " f M R \ M / f M è D è R • f # >>>

LE COUPLAGE SPIN-ORBITE ET SES CONSÉQUENCES

Encadré 1

Le spin est le moment cinétique intrinsèque de l'électron, qui n'a pas de signification classique car l'électron est ponctuel. Associé à ce moment cinétique est le moment magnétique de l'électron, via son facteur gyro-magnétique. Ce facteur est très proche du double de ce qu'on calculerait pour un noyau de courant. Il a été mesuré pour la première fois par Einstein et de Haas en 1915. Le concept du spin de l'électron a émergé petit à petit à partir des expériences. C'est l'équation de Dirac qui, en 1928, propose un cadre fondamental compte de l'ensemble de ses propriétés. Cette équation marie l'équation de Schrödinger de la mécanique quantique (1926) à la relativité restreinte (1905). Or, en relativité restreinte, une particule en mouvement à la vitesse v dans un champ électrique E uniforme et transverse au mouvement voit dans son repère propre un champ magnétique H normal aux vecteurs E et v . Ce champ interagit avec le moment magnétique de l'électron. Le champ électrique le plus fort que voit un électron est celui dû au noyau (évalué par les électrons de cœur). Comme ce champ électrique est radial, on obtient une interaction scalaire entre spin et moment cinétique de l'électron autour du noyau, d'où le nom de couplage spin-orbite. Dans le cas d'un champ électrique présent à une interface (gradient de potentiel ∇V), les électrons de surface (à l'interface) ont un moment cinétique induit par le couplage spin-orbite. Ce champ électrique est radial, on obtient une interaction scalaire entre spin et moment cinétique de l'électron autour du noyau, d'où le nom de couplage spin-orbite. Dans le cas d'un champ électrique présent à une interface (gradient de potentiel ∇V), les électrons de surface (à l'interface) ont un moment cinétique induit par le couplage spin-orbite.

En magnétisme, le couplage spin-orbite est à l'origine de nombreuses propriétés, même dans le cas des éléments de transition 3d (qui sont contenus dans un grand nombre de composés magnétiques) où il est faible par rapport à l'énergie de champ cristallin. En premier lieu, alors que l'échange est isotrope (indépendant de la direction des moments magnétiques par rapport au réseau cristallin), c'est le couplage spin-orbite qui crée l'anisotropie magnétique, la variation de l'énergie magnétique en fonction de l'orientation du moment. La DM provient aussi de ce couplage, comme annoncé par Dzyaloshinskii et montée spécifiquement par Moriya. Les calculs de structure électronique (à l'aide de codes tels que VASP, Quantum Espresso, etc.) ont permis de révéler que dans les matériaux tels que Pt ou Co , le couplage spin-orbite est très important. C'est le cas de la structure électronique de Pt et Co qui est affectée par le couplage spin-orbite. Ce mécanisme, qui repose sur la présence d'impuretés, constitue la contribution extrinsèque à l'effet Hall de spin. Mais il existe aussi une contribution intrinsèque liée à la topologie de la structure de bandes, récemment mise en évidence et qui est quantitativement importante.



- 1• M. Kleman, *Points, Lignes, Parois*, Les Éditions de Physique (1977) ; *Points, lines and walls*, Wiley (1983).
- 2• P.M. Chaikin et T.C. Lubensky *Principles of condensed matter physics*, Cambridge University Press (1995).
- 3• I.M. Miron, « Étude de l'interaction entre un courant polarisé en spin et une paroi de domaine magnétique dans des matériaux à aimantation », *Journal of Physical Chemistry Letters* 11 (2014) 1200-1204.
- 4• M. Vanatka et al., "Velocity asymmetry of Dzyaloshinskii domain walls in the creep and low regimes", *Journal of Physical Condensed Matter* 27 (2015) 326002.
- 5• S. Pizzini et al., "Chirality-induced asymmetric magnetic nucleation in Pt/Co/AIO_x ultrathin microstructures", *Physical Review Letters* 113 (2014) 047203.
- 6• F. Cadiz, A.C.H. Rowe et D. Paget, « Le spin des électrons se couple à la chiralité des parois de domaines magnétiques », *Physical Review Letters* 125 (2020) 067201.
- 7• S. Emori et al., "Current-induced dynamics of chiral ferromagnetic domain walls", *Nature Materials* 12 (2013) 611-616.
- 8• P.P.J. Haazen et al., "Domain wall depinning governed by the spin Hall effect", *Nature Materials* 12 (2013) 299-303.



LA CHIRALITÉ DES PAROIS MAGNÉTIQUES

Encadré 2

La chiralité, selon la définition historique de Lord Kelvin, a été rappelée dans l'article introduisant ce mini-dossier [11]. Appliquons cette définition tout d'abord à la paroi de Bloch (fig. 1a, b). Les extrémités des moments décrivent une hélice (fig. 1e). Cet objet, similaire à une vis, est chiral (le comportement du vecteur axial lors d'une réflexion miroir ne modifie pas cette conclusion). La paroi de Bloch est donc chirale, et on peut parler de parois de Bloch droites et gauches.

Passons à la paroi de Néel (fig. 1c, d). L'assemblage des moments avec leurs positions est contenu dans un plan. Or, un objet bidimensionnel ne peut pas être chiral. Donc une paroi de Néel n'est pas chirale. La clé réside dans l'aspect 2D de l'échantillon. Pour pouvoir parler de chiralité de parois de Néel, il faut orienter l'espace en décidant où est la couche magnétique. Appelons z cette direction, et x la normale à la paroi, dans le plan de l'échantillon donc orthogonale à z. Une paroi de Néel se décrit alors par une rotation horaire, autour d'un axe +y ou -y, des moments quand on se déplace selon la direction x. Elle se décrit donc par un trièdre (x, axe de rotation, z). Or un trièdre est bien un objet chiral, et s'il est direct on dit que la paroi de Néel est droite. Donc, à la différence de la paroi de Bloch, la paroi de Néel est chirale seulement pour des milieux bidimensionnels, sur un substrat. Dans un matériau magnétique bidimensionnel flottant dans l'air, on ne pourra pas parler de chiralité des parois de Néel. Dans un matériau infini, sans haut ni bas, non plus^(*).

Venons-en maintenant au signe de la DMI. Pour la première symétrie, positive la DMI qui favorise les parois de Bloch droites. Pour la seconde symétrie, qui est interfaciale, les choses sont simples quand il n'y a magnétique, on prend le haut orienté de la couche non magnétique vers la couche magnétique. Est alors positive la DMI interfaciale qui favorise la paroi de Néel droite. C'est ainsi que l'on peut dire de couches magnétiques, il faut juste bien préciser l'orientation choisie.

(*) Suggestion de manipulation. Prendre une feuille transparente et y dessiner avec un feutre une paroi de Néel, prolongée en cyclotide d'aimantation. Y figurer, ou pas, le substrat. Regarder ensuite ce dessin selon tous les angles et orientations, ainsi que dans un miroir. Comparer les sens observés de rotation des flèches.

“ La transformation relativiste des champs, à l'origine du couplage spin-orbite, crée une chiralité magnétique. ”

>>>

Conclusion

La présence d'une interface a des conséquences profondes, qui ont été illustrées ici dans le domaine du nanomagnétisme. Les parois de Bloch droites et gauches, ainsi que les parois de Néel droites et gauches, sont des objets chiraux. La chiralité des parois de Néel est liée à l'orientation de la couche magnétique. La DMI interfaciale favorise les parois de Néel droites. La DMI volumique favorise les parois de Bloch droites. La transformation relativiste des champs, à l'origine du couplage spin-orbite, crée une chiralité magnétique.

9• O. Boulle et al., "Room-temperature chiral magnetic skyrmions in ultrathin magnetic nanostructures", *Nature Nanotechnology* 11 (2016) 449-454.
 10• R. Winkler, *Spin-orbit coupling effects in two-dimensional electron and hole systems* (2003) Springer.
 11• G. G. L. N. et al., "Chiral magnetic skyrmions in ultrathin magnetic nanostructures", *Physique*, 73 (2022) 5-9.