

Supraconductivité en présence de forts effets paramagnétique et spin-orbite

François KONSCHELLE, Jérôme CAYSSOL et Alexandre I. BUZDIN
Condensed Matter Theory Group

Centre de Physique Moléculaire, Optique et Hertzienne - Université de Bordeaux & CNRS
F-33405 Talence Cedex, France
f.konschelle@cpmoh.u-bordeaux1.fr
<http://www.cpmoh.cnrs.fr/>

Vendredi 2 Octobre 2009

* www.u-bordeaux1.fr



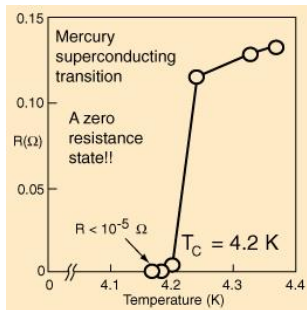
UNIVERSITÉ BORDEAUX 1 | SCIENCES TECHNOLOGIES
Les Sciences et les Technologies au service de l'Homme et de l'Environnement



Bref historique de la supraconductivité

1911 : G. Holst - H. Kammerling-Onnes.

~ 2000



KNOWN SUPERCONDUCTIVE ELEMENTS

■ BLUE = AT AMBIENT PRESSURE
■ GREEN = ONLY UNDER HIGH PRESSURE

1	IA	1	H	2	He																																
2	IIA	3	Li	4	Be	5	B	6	C	7	N	8	O	9	F	10	Ne																				
3	IIIB	11	Na	12	Mg	13	Al	14	Si	15	P	16	S	17	Cl	18	Ar																				
4	IVB	19	K	20	Ca	21	Sc	22	Ti	23	V	24	Cr	25	Mn	26	Fe	27	Co	28	Ni	29	Cu	30	Zn	31	Ga	32	Ge	33	As	34	Se	35	Br	36	Kr
5	VB	37	Rb	38	Sr	39	Y	40	Zr	41	Nb	42	Mo	43	Tc	44	Ru	45	Rh	46	Pd	47	Ag	48	Cd	49	In	50	Sn	51	Sb	52	Te	53	I	54	Xe
6	VIB	55	Cs	56	Ba	57	*La	72	Hf	73	Ta	74	W	75	Re	76	Os	77	Ir	78	Pt	79	Au	80	Hg	81	Tl	82	Pb	83	Bi	84	Po	85	At	86	Rn
7	VII	87	Fr	88	Ra	89	+Ac	104	Rf	105	Ha	106	107	108	109	110	111	112																			

SUPERCONDUCTORS.ORG

* Lanthanide Series

58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71
Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu

+ Actinide Series

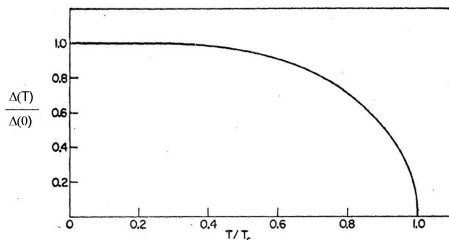
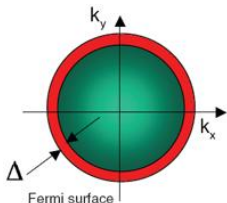
90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103
Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr

Théorie de Bardeen, Cooper et Schrieffer (BCS)

- Pb. à 2 électrons (1956) : Instabilité de Cooper \Rightarrow états liés d'électrons (**paire de Cooper**)
- Pb. à N corps (1957) : Bardeen, Cooper et Schrieffer
 - fonction d'onde macroscopique BCS :

$$|\Psi\rangle_{\text{fond.}} = \prod_{\mathbf{k}} \left(u_{\mathbf{k}} + v_{\mathbf{k}} e^{i\varphi} \hat{a}_{\mathbf{k}\uparrow}^+ \hat{a}_{-\mathbf{k}\downarrow}^+ \right) |\text{vide}\rangle$$

- gap d'excitation / paramètre d'ordre $\Delta = |\Delta| e^{i\varphi}$

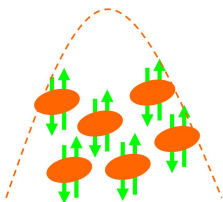


Paaires de Cooper :

Les électrons s'apparient pour former des **paaires de Cooper**. Dans les supraconducteurs singulet (s -wave), seuls s'apparient des **électrons de spins et d'impulsions opposés** $|\mathbf{k} \uparrow; -\mathbf{k} \downarrow\rangle$. □

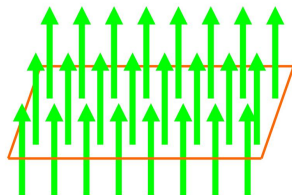
Supraconductivité

- Paramètre d'ordre complexe : $\Delta = |\Delta| e^{i\varphi}$
- Rigidité de phase
- Niveau microscopique : paire de Cooper \Rightarrow **spins opposés**



Magnétisme

- Paramètre d'ordre réel : \mathbf{M}
- Rigidité d'orientation
- Niveau microscopique : interaction d'échange \Rightarrow **spins alignés**

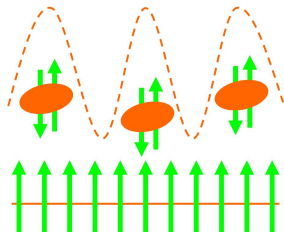


Interaction entre états supraconducteur et magnétique :

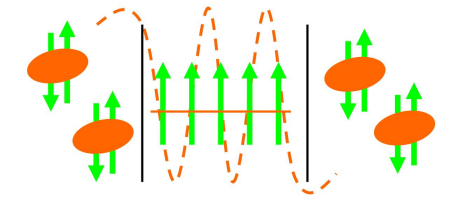
Si le condensat supraconducteur est constitué d'électrons de spins opposés alors que l'état ferromagnétique est constitué d'électrons de spins alignés dans la même direction, comment concilier ces deux états ?



Coexistence en volume

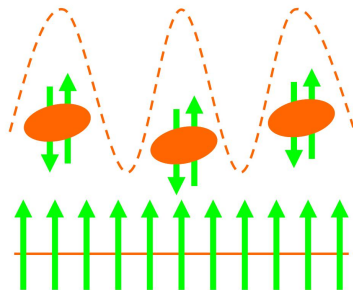


Effet de proximité S/F/S



- 1 **Coexistence en volume** : Oscillations du condensat supraconducteur : phase inhomogène de Fulde, Ferrell, Larkin et Ovchinnikov (FFLO)
- 2 **Effets de proximité** : Oscillations des corrélations supraconductrices dans les jonctions supraconducteur / métal ferromagnétique / supraconducteur (S/F/S)
- 3 **Couplage entre dynamiques magnétique et supraconductrice** : Compétition entre rigidité de phase et aimantation dans des jonctions supraconducteur / métal ferromagnétique bidimensionnel / supraconducteur (S/F_{SO}/S)

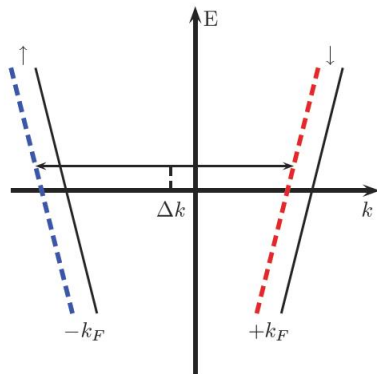
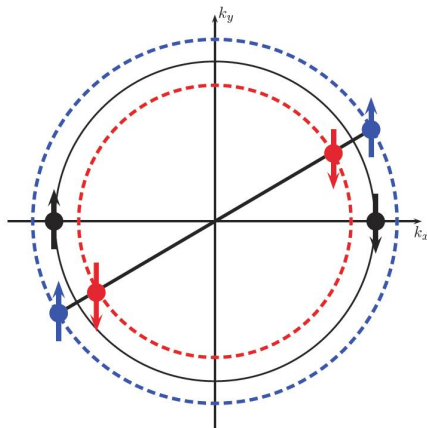
Coexistence en volume



Fluctuations à proximité de la phase FFLO

Oscillations du paramètre d'ordre

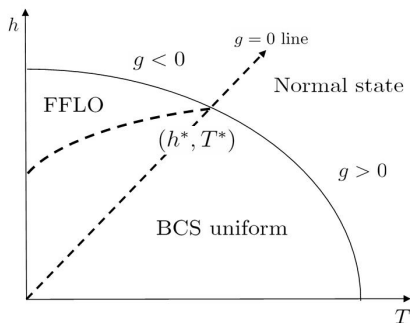
$$|\mathbf{k}_F, \downarrow; -\mathbf{k}_F, \uparrow\rangle \xrightarrow{\text{décalage Zeeman}} |\mathbf{k}_F - \Delta\mathbf{k}/2, \downarrow; -\mathbf{k}_F - \Delta\mathbf{k}/2, \uparrow\rangle$$



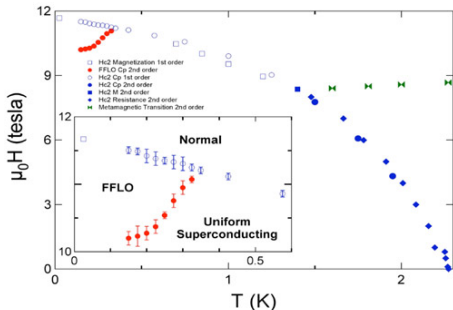
Oscillation de tout le condensat BCS
La phase supraconductrice modulée est-elle stable ?

Phase modulée de Fulde, Ferrell, Larkin et Ovchinnikov (FFLO)

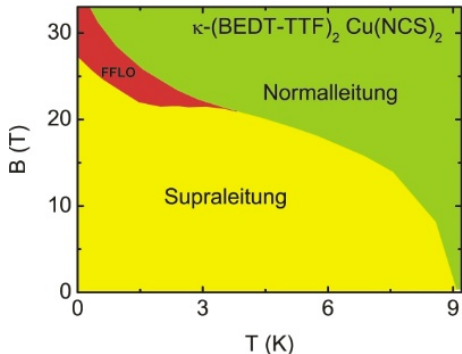
- Phase modulée favorable à **basse température** et **fort champ d'échange** [F. & F., PR (1964) and L. & O., JETP (1965)]
- **Point tricritique** (T^* , h^*) entre états BCS, FFLO et normal
- En général : **diagramme de phase très compliqué**, dépend du champ orbital (vortex d'Abrikosov), des impuretés, de la dimensionnalité, de l'anisotropie, de la forme de la modulation (*FFLO lattice*), ...



CeCoIn₅
[Bianchi *et al.* PRL 2003]



κ -(BEDT-TTF)₂Cu(NCS)₂
[Lortz *et al.* PRL 2006]



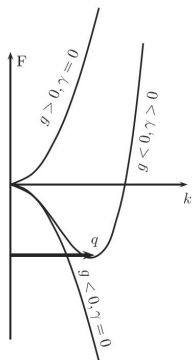
Comment certifier la présence de cette phase inhomogène ?

Étude des fluctuations dans la partie normale, à proximité du point tricritique...

- Fonctionnelle de Ginzburg-Landau - phase BCS : $g > 0$

$$F_{GL} = \int d\mathbf{r} \left[a (T - \tilde{T}_c) |\Psi|^2 + g |\nabla\Psi|^2 + \underbrace{\beta_1 |\Psi|^4 + \beta_2 |\Psi|^6}_{\text{termes non gaussiens}} \right]$$

- Point tricritique : $h/T \geq h^*/T^* \Rightarrow g \leq 0$
- Stabilisation de la modulation par $\gamma |\nabla^2\Psi|^2$



Fonctionnelle de Ginzburg-Landau modifiée :

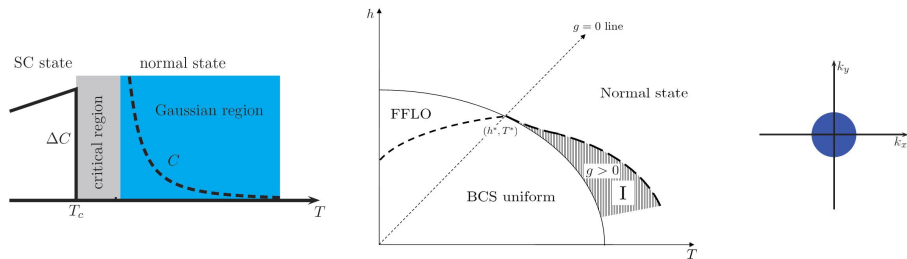
La fonctionnelle de Ginzburg-Landau modifiée

$$F = \int d\mathbf{r} \left[a (T - \tilde{T}_c) |\Psi|^2 + g |\nabla\Psi|^2 + \gamma |\nabla^2\Psi|^2 \right]$$

favorise la modulation du condensat $q = -g/2\gamma$ et $T_c = \tilde{T}_c + g^2/4\gamma a$, même à l'ordre gaussien □

En quoi cette nouvelle fonctionnelle affecte les propriétés de fluctuations ?

Fluctuations gaussiennes à proximité d'une phase BCS



- $\gamma = 0$ dans $F \Rightarrow$ régime BCS (rappel) :

$$C_{\text{BCS}} \sim (T - \tilde{T}_c)^{\frac{d-4}{2}} ; \sigma_{\text{BCS}} \sim (T - \tilde{T}_c)^{\frac{d-4}{2}}$$

puisque équilibre $\Leftrightarrow q = 0$.

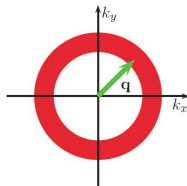
- Les modes de fluctuation principaux apparaissent à proximité de l'origine de l'espace réciproque (1^{ère} zone de Brillouin)

Fluctuations gaussiennes à proximité de la phase FFLO : cas isotrope

- $g < 0$ et $\gamma > 0$:

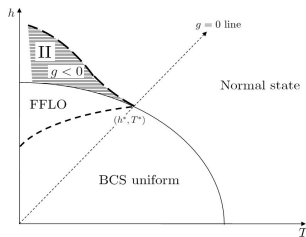
$$F = \sum_{\mathbf{k}} \left[\tau + \gamma (k^2 - q^2)^2 \right] |\Psi_{\mathbf{k}}|^2$$

- État d'équilibre : $k = q \Rightarrow$ large volume dans l'espace des phases
- Comportement uni-dimensionnel, **indépendant de la dimension**



$$C_{\text{iso}} \sim (|g|/2\gamma)^{\frac{d-2}{2}} (T - T_c)^{-3/2}$$

$$\sigma_{\text{iso}} \sim (|g|/2\gamma)^{\frac{d}{2}} (T - T_c)^{-3/2}$$



Signature de la transition vers une phase FFLO :

Dans les systèmes isotropes, les fluctuations peuvent servir de révélateur à la transition vers une phase FFLO

Les systèmes supraconducteurs sont anisotropes...

Fluctuations gaussiennes à proximité de la phase FFLO : cas anisotrope

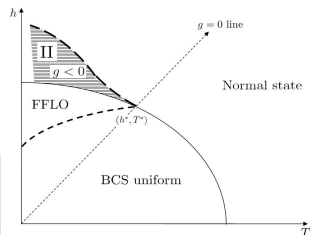
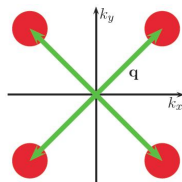
- Terme γ intrinsèquement anisotrope :

$$F = \sum_{\mathbf{k}} \left[\alpha + g_i k_i^2 + \gamma_{ij} k_i^2 k_j^2 \right] |\Psi_{\mathbf{k}}|^2$$

- États d'équilibres discrets : $k_i = q_i \Rightarrow$ même volume que dans le cas BCS
- Comportements identiques à la proximité d'une phase BCS et FFLO

$$C_{\text{ani}} \sim N_{\alpha} (T - T_c) \frac{d-4}{2}$$

$$\sigma_{\text{ani}} \sim N_{\alpha} (T - T_c) \frac{d-4}{2}$$



Signature de la transition vers une phase FFLO :

Dans les systèmes anisotropes, on retrouve les exposants gaussiens du régime BCS



Y'a t'il d'autres signatures de l'état FFLO, même anisotrope ?

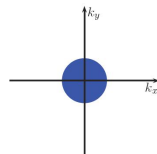
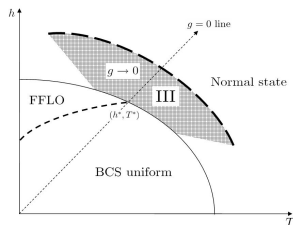
- Proche du point tricritique, la rigidité du condensat $g \rightarrow 0$:

$$F = \sum_{\mathbf{k}} \left[\alpha + \gamma_{ij} k_i^2 k_j^2 \right] |\Psi_{\mathbf{k}}|^2$$

- Fluctuations indépendantes de l'anisotropie

$$C^* \sim (T - T^*)^{\frac{d-8}{4}}$$

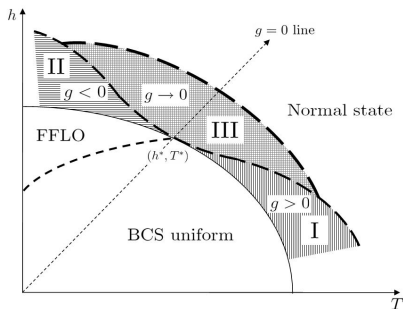
$$\sigma^* \sim (T - T^*)^{\frac{d-6}{4}}$$



Régime tricritique et crossovers :

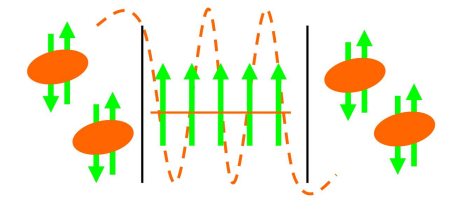
La disparition de la rigidité du condensat, caractéristique des phases modulées, induit un nouveau régime de fluctuation et plusieurs crossovers, signatures des phases modulées FFLO. □

- **Trois régimes**, dont deux nouveaux :
 - **FFLO**, syst. isotropes \Rightarrow fluctuations plus fortes (unidimensionnelles). **FFLO**, syst. anisotropes \Rightarrow mêmes exposants que BCS
 - **Tricritique** \Rightarrow comportements fluctuationnels caractéristiques
- Plusieurs **crossovers** entre ces trois régimes



- Rapports d'anisotropie de la conductivité caractéristiques de la phase modulée (\rightarrow manuscrit)
- **Aimantation oscille** dans les cas 2D et 3D. Cas 2D : **oscillation entre réponse dia- et para-magnétique**. Cas 3D : oscillation autour d'une réponse diamagnétique importante (\rightarrow manuscrit)
- Paramètre de Ginzburg-Levanyuk extrêmement petit (\rightarrow manuscrit)

Effet de proximité



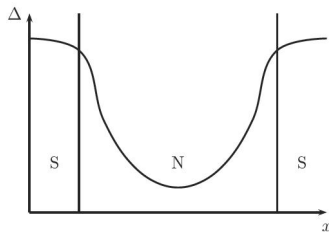
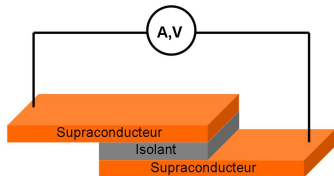
Jonctions S/F/S

Qu'est ce que l'effet Josephson ?

- ① Séparation, par un isolant, d'un condensat supraconducteur en deux parties
- ② Effet tunnel : inter-pénétration des condensats BCS \Rightarrow effet quantique macroscopique $[\varphi, N] = i\hbar$:

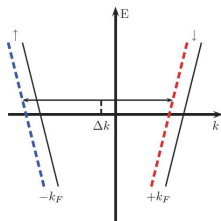
$$I_J(\varphi) = \sum_n I_1^{(n)} \sin n\varphi + I_2^{(n)} \cos n\varphi$$

mais symétrie temporelle : $I_J(\varphi) = -I_J(-\varphi) \Rightarrow I_2^{(n)} = 0$

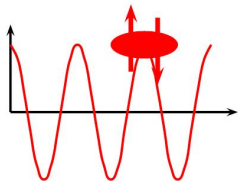


Remplacer la partie isolante (neutre), par une partie conductrice et cohérente de phase (champ d'échange) pour obtenir une jonction φ_0 ?

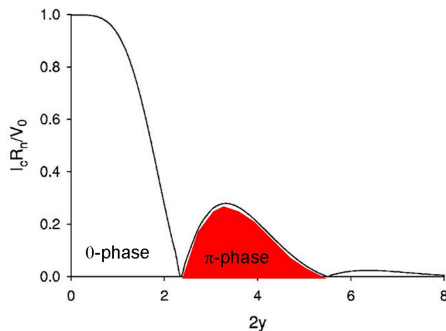
Jonction S/F/S et phase π



Le décalage Zeeman...



... induit une modulation (FFLO)...

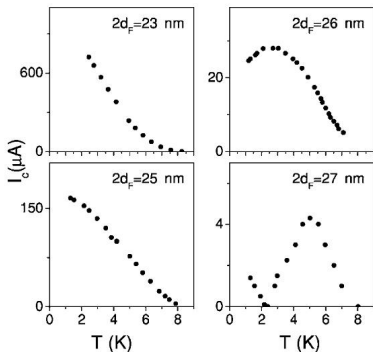


...et des comportements non-monotones ! (e.g. oscillations de $I_c(L)$ [Buzdin, RMP 2005]).

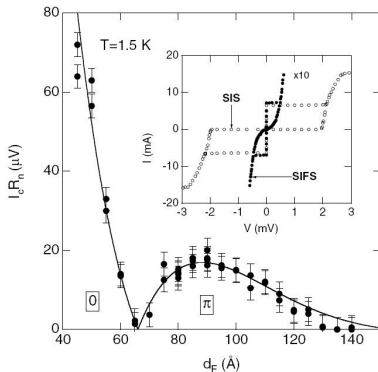
$$I_c < 0 \Leftrightarrow \text{phase } \pi$$

Manifestations de la phase Pi dans les systèmes S/F/S

Jonctions S/F/S diffusives sous faibles champs d'échanges



$I_c(T)$ [Ryazanov *et al.*, PRL 2001].



$I_c(L)$ [Kontos *et al.* PRL 2002]

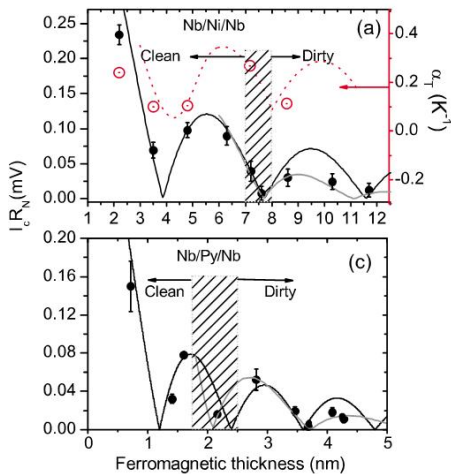
Phase π :

Annulation du courant critique = décalage de phase de π entre les deux condensats, *i.e.*

$$\Delta_{\text{left}} \sim -\Delta_{\text{right}}$$



Jonctions S/F/S balistiques sous forts champs d'échanges

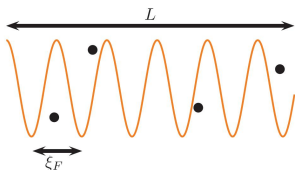


[Robinson *et al.* PRL 2006 & PRB 2007]

Trois régimes de longueurs dans les systèmes S/F/S

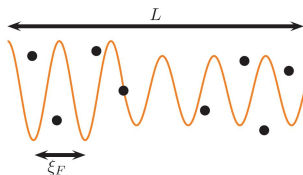
- Systèmes S/F/S, longueur de cohérence $\xi = \xi_f + i\xi_F$
 - $\xi_f = \hbar v_F / 2\pi k_B T \gtrsim L$
 - $\xi_F = \hbar v_F / h$
- Avec $\ell_e = v_F \tau$ le l.p.m. et L la longueur de la jonction, il reste trois régimes :

1. $\xi_F \ll L \ll \ell_e$



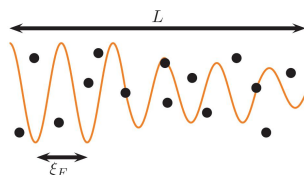
ballistique ($\ell_e \gg L$) et faible /
fort champ d'échange ($\tau h \gg \hbar$)
Cas ballistique

2. $\xi_F \ll \ell_e \ll L$

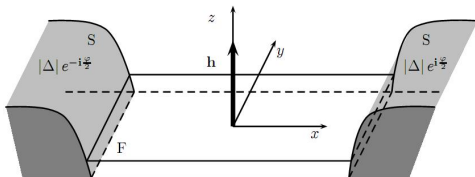


diffusif ($\ell_e \ll L$) **MAIS**
ballistique ($\ell_e \gg \xi_F$) et fort
champ d'échange ($\tau h \gg \hbar$)
Cas modérément désordonné

3. $\ell_e \ll \xi_F \ll L$



diffusif ($\ell_e \ll L$) et faible
champ d'échange ($\tau h \ll \hbar$)
Cas diffusif



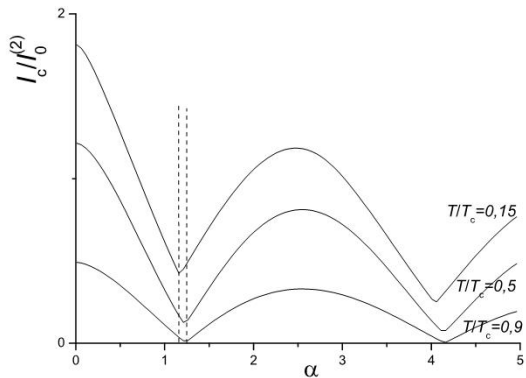
- Relation courant-phase 1D, ou cas monocanal ($\alpha = 2L/\xi_F$ et $I_0^{(d)} = e\nu_0^{(d)}\pi v_F\Delta_0$) :

$$\frac{I(\varphi, \alpha)}{I_0^{(1)}} = \sum_{\sigma=\pm 1} \tanh\left(\frac{\Delta}{2T} \cos \frac{\varphi + \sigma\alpha}{2}\right) \sin \frac{\varphi + \sigma\alpha}{2}$$

+ superposition géométrique 2D et 3D

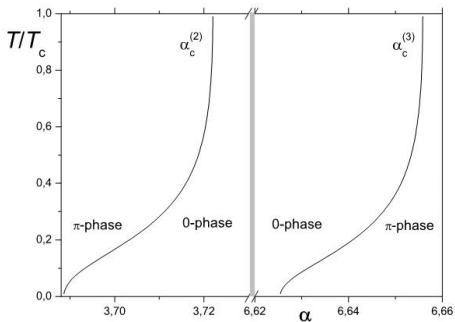
- $\Delta/2T \rightarrow 0 \Rightarrow$ **beaucoup d'harmoniques**

Quelles sont les conséquences de ces harmoniques ?

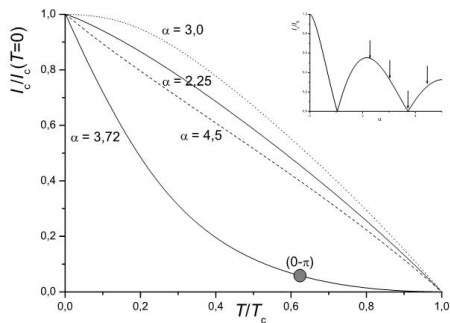


Pas d'annulation du courant critique à la transition ($0 - \pi$)

Conséquences de l'anharmonicité de la relation courant-phase



Une transition ($0 - \pi$) en température existe pour les systèmes 2D et 3D...



...mais $I_c(T)$ reste monotone à cette transition !

$$I_J(\varphi) = \sum_n I_1^{(n)} \sin n\varphi + I_2^{(n)} \cos n\varphi$$

Renversement temporel et jonction Josephson à phase ajustable :

La contribution $\cos m\varphi$ ne peut être incluse que dans le cas d'une **brisure de la symétrie temporelle** $\Rightarrow I_J(\varphi) \propto I_c \sin(\varphi - \varphi_0)$ □

Applications possibles :

- Décalage de phase pour l'information / la cohérence quantique
- La phase φ_0 peut être ajustable à l'aide de paramètre extérieur
- Il peut exister une compétition statique et/ou dynamique entre φ et φ_0

MAIS : **Comment faire une jonction φ_0 ?**

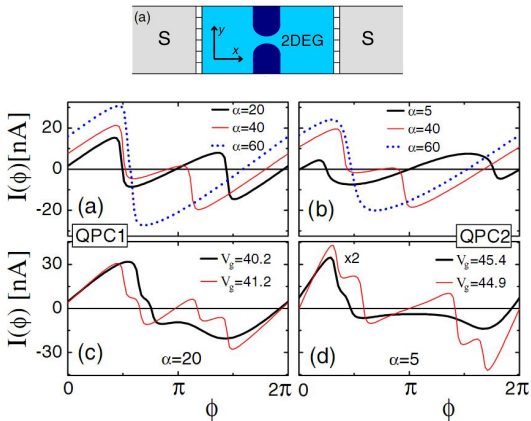
Études antérieures :

- Jonction S/N/S : pas de jonction φ_0
- Jonction S/F/S : $\varphi_0 = 0$ ou π , même dans le cas des forts champs d'échanges (\rightarrow manuscrit)

Il faut rajouter un autre effet magnétique pour obtenir des jonctions φ_0 .

Effet de proximité et effet spin-orbite

Un gaz électronique bidimensionnel présente un effet spin-orbite (Rashba) dû à l'absence de centre d'inversion...



...et une relation courant-phase $I \propto I_c \sin(\varphi - \varphi_0)$ avec un vrai décalage φ_0 lorsque **champ d'échange et effet spin-orbite coexistent*** [Reynoso *et al.*, PRL 2008].

D'où provient ce décalage de phase ?

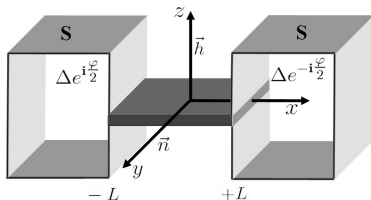
*Voir également [Tanaka *et al.* PRL (2009)] où un mode de Majorana traversant un pont F supporté par un isolant topologique induit une phase φ_0

Couplage direct entre phase et aimantation

- Supraconductivité en volume : fonctionnelle de Ginzburg-Landau pour supraconducteur + champ d'échange + effet spin-orbite [Mineev *et al.*, JETP 1994 & Samokhin, PRB 2005] :

$$F = \int d\mathbf{r} \left[\alpha |\Psi|^2 + g |\nabla\Psi|^2 + \beta |\Psi|^4 + \mathbf{n} \cdot [\mathbf{h} \times (\Psi^* \nabla\Psi - \Psi \nabla\Psi^*)] \right]$$

- Effet de proximité : modèle quasiclassique 1D près de T_c [Buzdin, PRL 2008] :



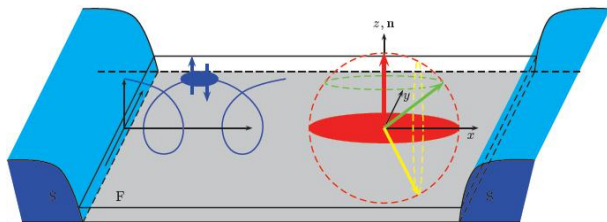
$$I = I_0 \sin \left(\varphi - \frac{v_{so}}{v_F} \frac{4hL}{\hbar v_F} \right) \cos \frac{4hL}{\hbar v_F}$$

Couplage direct entre phase et aimantation :

Supraconducteur + champ d'échange + effet spin-orbite $\Rightarrow \varphi_0 \sim \mathbf{n} \cdot (\mathbf{h} \times \nabla\Psi)$: **couplage intrinsèque**. Relation courant-phase (effet de proximité) $I = I_c \sin(\varphi - \varphi_0)$. □

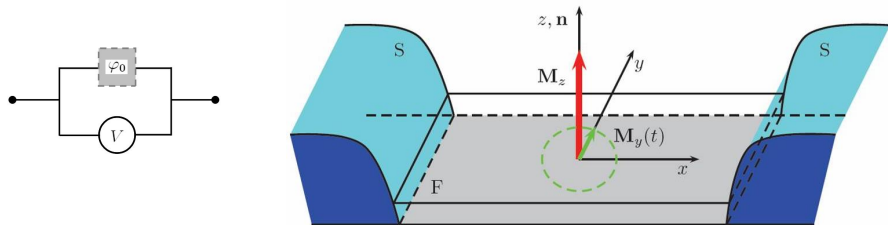
Quelles sont les conséquences d'un tel couplage intrinsèque ?

Compétition de proximité



Couplage aimantation \leftrightarrow phase supraconductrice

- Tension imposée à une jonction Josephson S/F+SO/S



$$I = I_c \sin(\omega_J t - r M_y(t)) ; r = \frac{4hL}{\hbar v_F} \frac{v_{SO}}{v_F} \text{ et } \omega_J = \frac{2eV}{\hbar}$$

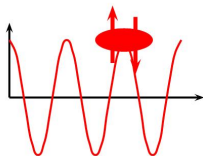
- Candidats ferromagnétiques possibles : MnSi, FeGe

Énergie magnétique vs. énergie supraconductrice :

Toutes les valeurs entre $E_J/E_M \ll 1$ et $E_J/E_M \gg 1$ sont possibles.

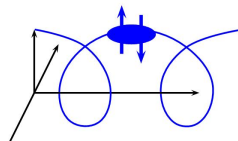


Vue schématique des résultats

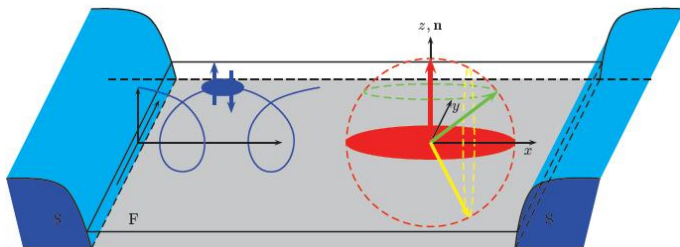


Oscillations paramagnétiques...

+



...et hélicité spin-orbite...



...rendent possible une **manipulation complète de l'aimantation** (précession et renversement) !!!

- Équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) [Gilbert, IEEE 2004] :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_0} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right)$$

- **Champ magnétique effectif déduit de l'énergie Josephson :**

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta E}{\mathcal{V} \delta \mathbf{M}} = \frac{K}{M_0} \left[\Gamma \sin \left(\omega_J t - r \frac{M_y}{M_0} \right) \hat{\mathbf{y}} + \frac{M_z}{M_0} \hat{\mathbf{z}} \right]$$

- Équations de la dynamique d'aimantation d'une jonction φ_0 :

$$\begin{cases} \dot{m}_x = m_z(\tau) m_y(\tau) - \Gamma m_z(\tau) \sin(\omega\tau - r m_y) \\ \dot{m}_y = -m_z(\tau) m_x(\tau) \\ \dot{m}_z = \Gamma m_x(\tau) \sin(\omega\tau - r m_y) \end{cases}$$

avec $r = (4hL/\hbar v_F) (v_{\text{so}}/v_F)$ ($r \ll 1$ dans la suite), $m_i = M_i/M_0$, $\tau = \omega_F t$, $\omega_F = \gamma K/M_0^2$, $\omega = \omega_J/\omega_F$ et Γ : couplage entre énergies magnétique ($\sim K\mathcal{V}$) et supraconductrice ($\sim E_J$) :

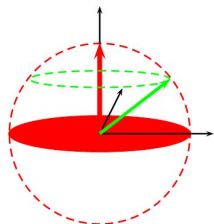
$$\Gamma = \frac{E_J}{K\mathcal{V}} \frac{4hL}{\hbar v_F} \frac{v_{\text{so}}}{v_F} \sim \frac{E_J}{E_M} \frac{L}{\xi_F} \frac{v_{\text{so}}}{v_F}$$

$\Gamma \ll 1$: faible couplage, $\Gamma \gg 1$: fort couplage

- Dynamique magnétique, (α : amortissement de Gilbert) :

$$m_y(t) = \frac{\omega_+ - \omega_-}{r} \sin \omega_J t + \frac{\alpha_- - \alpha_+}{r} \cos \omega_J t,$$

$$\omega_{\pm} = \frac{\Gamma r}{2} \frac{\omega \pm 1}{(\omega \pm 1)^2 + \alpha^2} \quad \text{et} \quad \alpha_{\pm} = \frac{\Gamma r}{2} \frac{\alpha}{(\omega \pm 1)^2 + \alpha^2},$$



- Modification de la relation courant-phase

$$I(t) \approx I_c \sin \omega_J t + I_c \frac{\omega_+ - \omega_-}{2} \sin 2\omega_J t + I_c \frac{\alpha_- - \alpha_+}{2} \cos 2\omega_J t + \frac{\alpha \Gamma r}{4} \left(\frac{1}{(\omega - 1)^2 + \alpha^2} - \frac{1}{(\omega + 1)^2 + \alpha^2} \right)$$

Faible couplage ($\Gamma \ll 1$) :

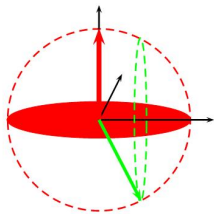
Mouvements de précession de l'aimantation. **Résonance** lorsque $\omega_J = \omega_F$. Le couplage intrinsèque entre phase et aimantation génère alors plusieurs **harmoniques d'ordre élevé**. L'amortissement crée des **harmoniques hors-phase** et un **courant dissipatif** dans la relation courant-phase. □

Cas d'un fort couplage : retournement de l'aimantation

Dynamique magnétique, sans amortissement

$$\begin{cases} \dot{m}_x = \Gamma m_z(\tau) \sin(\omega_J t - r m_y) \\ \dot{m}_y = 0 \\ \dot{m}_z = \Gamma m_x(\tau) \sin(\omega_J t - r m_y) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} m_x(t) = \sin\left[\frac{\Gamma}{\omega}(1 - \cos \omega_J t)\right] \\ m_y(t) = 0 \\ m_z(t) = \cos\left[\frac{\Gamma}{\omega}(1 - \cos \omega_J t)\right] \end{cases}$$

alors que la relation courant-phase reste $I(t) \approx I_c \sin \omega_J t$.

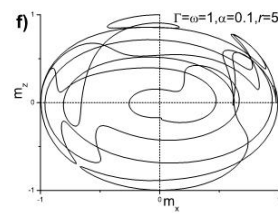
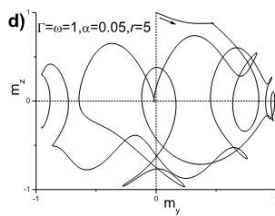
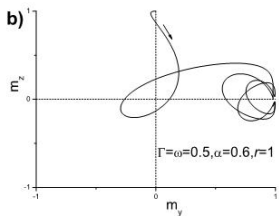
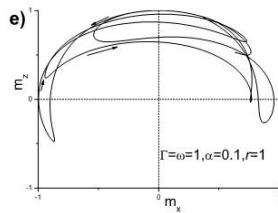
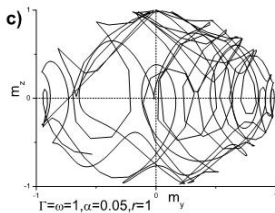
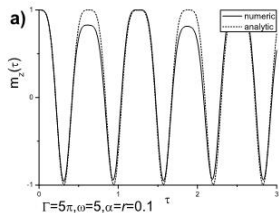


Fort couplage ($\Gamma \gg 1$) :

Un **renversement total** de l'aimantation est prédit lorsque $\Gamma/\omega > \pi/2$ avec

$$\frac{\Gamma}{\omega} = \frac{E_J}{K\mathcal{V}} \frac{4hL}{\hbar v_F} \frac{v_{s0}}{v_F} \frac{\omega_F}{\omega_J}$$

et ne dépend pas d'effet de résonance ! Pour $\Gamma/\omega < \pi/2$, mouvement de type pendule. □



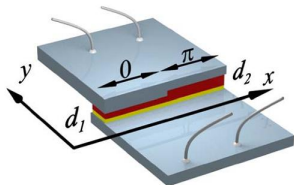
$$\Gamma \sim \frac{E_J}{E_M} \frac{L}{\xi_F} \frac{v_{so}}{v_F}; \quad r \sim \frac{L}{\xi_F} \frac{v_{so}}{v_F}; \quad \omega = \frac{\omega_J}{\omega_F}; \quad \alpha : \text{amortissement}$$

Conclusions :

- Courant S/F/S balistique à longue portée $\sim (n\alpha)^{(1-d)/2}$ (\rightarrow manuscrit)
- Transition $(0 - \pi)$ induite par la température
- Pas d'annulation de $I_c(L)$ ou $I_c(T)$ dans le cas balistique à la transition $(0 - \pi)$
- Pas de jonction φ_0 (\rightarrow manuscrit)

Perspectives :

- Transition balistique \leftrightarrow modérément désordonnée : transition entre loi de puissance et décroissance exponentielle des harmoniques
- Le cas d'un très fort champ d'échange (*half-metal* en particulier)
- Géométrie plus subtile des systèmes S/F/S (ex. d'une jonction $0 + \pi$).



[Pfeiffer *et al.* PRB 2008]

Conclusions :

- Champ d'échange + effet spin-orbite \Rightarrow brisure de la symétrie temporelle, et relation courant-phase

$$I \sim I_c \sin(\varphi - \mathbf{n} \cdot (\mathbf{h} \times \nabla \Psi))$$

- Jonction avec courant imposé (*current-biased junction*) : moment constant sur l'aimantation (\rightarrow manuscrit)
- Compétition entre les dynamiques Josephson et magnétique, en fonction du ratio $\Gamma \sim E_J/E_M$
 - $\Gamma \ll 1$: précession et résonance magnétique
 - $\Gamma \gg 1$: renversement de l'aimantation
 - $\Gamma \approx 1$: superposition d'un mouvement de précession et de renversement
- Précession et renversement générés par l'application d'une tension constante !

Perspectives :

- $\Gamma \sim v_{so}$, manipulable par tension de grille (*gate voltage*) \Rightarrow modifications du spectre de Andreev
- Amortissement magnétique \Rightarrow des sauts de Shapiro exotiques, des termes dissipatifs, ...
- Rôle de la géométrie de la jonction (discussion sur QPC)
- Étude du couplage ferro / supra dans la limite quantique / classique

Merci pour votre attention.

- Les membres du jury : H. Bouchiat, D. Feinberg, P. Tamarat et V. Mineev (et M. Houzet)
- Équipe matière condensée : A. Buzdin, J. Cayssol, F. Pistolési, X. Montiel, D. Gusakova, D. Denisov, A. Melnikov, A. Samokhvalov, M. Houzet, S. Maekawa, H. Shimahara, M. Guigou, S. Burdin, sous oublier J.-P. Ader, C. Meyer, M. Daumens, M. Fauré, et bien évidemment F. Leroy, B. Bergeret et A. Mauvilain
- Au CPMOH en particulier : J. Léandri, Y. Louyer, P. Langot, J.-C. Delagnes, Y. Leroyer, A. Würger, D. Förster, S. Villain-Guillot, T. Bickel, J. Morthomas, M. Thiébaud, Y. Amarouchène, J.-F. Boudet, H. Kellay, A. Maali, B. Lounis
 - La CPMOH football team : S. Berciaud (USA), N. François (AUS), D. Dulin (P), M. Roche (USA), J. Burgin (ICMCB), F. Seychelles (P), L. Biadala, J. Shaver, B. Issenman (CEA), M. Bellec, H. Michel (USA), G. Pernot, S. Vidal, E. Puyoo, A. Royon, G. Calbris, J. Buchoux, les voisins du Kasino Arena, les piétons / ramasseur de balles, les anciens d'avant que quand j'étais là...
 - Les Cafanotes : C. Grauby-Heywang, S. Santos, P. Batat, D. Blaudez, J.-M. Turlet, S. Grauby, J. Degert, H. Ruf
 - Les étudio-séminaristes : Y. Louyer, M. Bellec, M. Roche, J. Morthomas, G. Pernot,
 - Les services technico-administrato-affectif : L. Quémard, J. & L. Geneste, S. Bosio, A. Commarmond, I. Guillaume, S. Bessus, C. Cabeza, R. Perrier, H. Akkrach, J. Plantard, W. Benharbonne, S. Cassagnère, P. Maire
 - Les membres du C.U. pour leur patience !

Et tout le CPMOH en général !

- BIANCHI, A., MOVSHOVICH, R., CAPAN, C., PAGLIUSO, P.G. and SARRAO, J.L. *Possible Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov superconductin state in CeCoIn₅*. Phys. Rev. Lett. **91** 187004 (2003).
- BUZDIN, A.I. *Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures*. Rev. Mod. Phys. **77** 935-976 (2005).
- BUZDIN, A.I. and KACHKACHI, H. *Generalized Ginzburg-Landau theory for non-uniform FFLO superconductors*. Phys. Lett. A **225** 341-348 (1997).
- CASALBUONI, R. and NARDULLI, G.. *Inhomogeneous superconductivity in condensed matter and QCD*. Rev. Mod. Phys. **76** 263-320 (2004)
- FULDE, P. and FERRELL, R.A.. *Superconductivity in a strong spin-exchange field*. Phys. Rev. **135** A550-A563 (1964).
- KONSCHELLE, F., CAYSSOL, J. and BUZDIN, A.I. *Anomalous fluctuation regimes at FFLO transition*. Europhys. Lett. **79** 67001 (2007). *Oscillation of magnetization and conductivity in anisotropic Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov superconductors*. Phys. Rev. B **80** 224526 (2009).
- LARKIN, A.I. and OVCHINNIKOV, Yu.N.. *Inhomogeneous state of superconductors*. Sov. Phys. JETP **20**,762-769 (1965).
- LORTZ, R., WANG, Y., DEMUER, A., BÖTTGER, P.H.M., BERGK, B., ZWICKNAGL, G., NAKAZAWA, Y. and WOSNITZA, J. *Calorimetric evidence for a Fule-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov superconducting state in the lyered organic superconductor κ -(BEDT-TTF)₂Cu(NCS)₂*. Phys. Rev. Lett. **99** 187002 (2007).

- BERGERET, F.S., VOLKOV, A.F. and EFETOV, K.B., *Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures*. Rev. Mod. Phys. **77** 1321 (2005).
- BUZDIN, A.I., *Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures*. Rev. Mod. Phys. **77** 935 (2005).
- KONTOS, T., APRILI, M., LESUEUR, J., GENËT, F., STEPHANIDIS, B. and BOURSIER, R., *Josephson Junction through a Thin Ferromagnetic Layer: Negative Coupling*. Phys. Rev. Lett. **89** 137007 (2002).
- PFEIFFER, J; *et al.*, *Static and dynamic properties of 0 , π and $0 - \pi$ ferromagnetic Josephson tunnel junctions*. Phys. Rev. B **77** 214506 (2008).
- RYAZANOV, V.V., OBOZNOV, V.A., RUSANOV, A.Yu., VERETENNIKOV, A.V., GOLUBOV, A.A. and AARTS, J., *Coupling of two superconductors through a ferromagnet: Evidence for a π -junction*. Phys. Rev. Lett. **86** 2427 (2001).
- RYAZANOV, V.V., OBOZNOV, V.A., PROKOF'EV, A.S. and DUBONOS, S.V., *Proximity effect and spontaneous vortex phase in planar SF structures*. JETP Lett. **77** 39 (2003).

- BERGERET, F.S., VOLKOV, A.F. and EFETOV, K.B., *Scattering by magnetic and spin-orbit impurities and the Josephson current in superconductor-ferromagnet-superconductor junctions*. Phys. Rev. B **75** 184510 (2007).
- KEIZER, R.S. et al., *A spin triplet supercurrent through the half-metallic ferromagnet CrO₂*. Nature **439** 825 (2006).
- KONSCHELLE, F., CAYSSOL, J. and BUZDIN, A.I., *Nonsinusoidal current-phase relation in strongly ferromagnetic and moderately disordered SFS junctions*. Phys. Rev. B, **78** 134505 (2008).
- ROBINSON, J. W. A. et al., *Critical Current Oscillations in Strong Ferromagnetic π Junctions*. Phys. Rev. Lett. **97** 177003 (2006). *Zero to π transition in superconductor-ferromagnet-superconductor junctions*. Phys. Rev. B **76** 094522 (2007).

- BUZDIN, A.I., *Direct coupling between magnetism and superconducting current in the Josephson φ_0 junction*. Phys. Rev. Lett., **101** 107005 (2008).
- GILBERT, Thomas L., *A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials*. IEEE Trans. magn., **40** 3443–3449 (2004).
- KONSCHELLE, F. and BUZDIN, A.I., *Magnetic moment manipulation by a Josephson current*. Phys. Rev. Lett., **102** 017001 (2009).
- MINEEV, V.P. and SAMOKHIN, K. V., *Helical phases in superconductors*. JETP, **78** 401 (1994).
- REYNOSO, A.A., USAJ, G., BALSEIRO, C.A., and FEINBERG, D., AVIGNON, M. *Anomalous Josephson Current in Junctions with Spin-Polarizing Quantum Point Contacts*. Phys. Rev. Lett., **101** 107001 (2008).
- SAMOKHIN, K. V., *Magnetic properties of superconductors with strong spin-orbit coupling*. Phys. Rev. B, **70** 104521 (2004).
- TANAKA, Y., YOKOYAMA, T. and NAGAOSA, N. *Manipulation of the Majorana fermion, Andreev reflection, and Josephson current on topological insulators*. Phys. rev. Lett. **103**, 107002 (2009).