SUPRACONDUCTIVITÉ NON-CONVENTIONNELLE

Yann Gallais

Université Paris Diderot

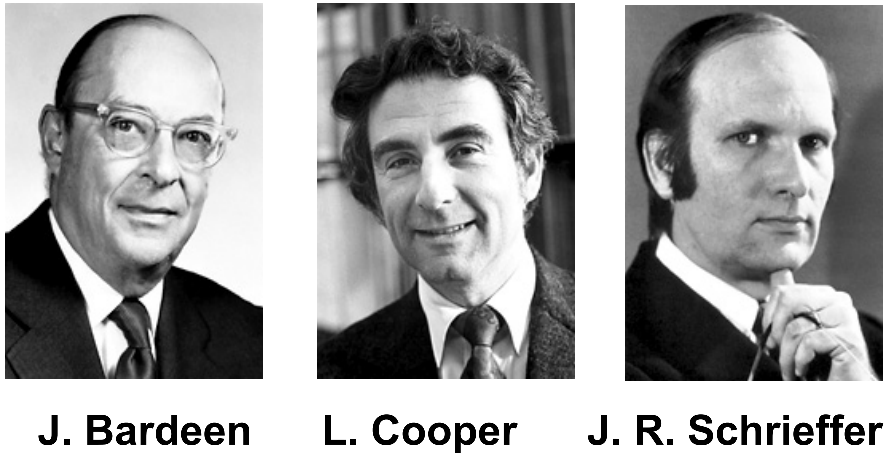
Plan

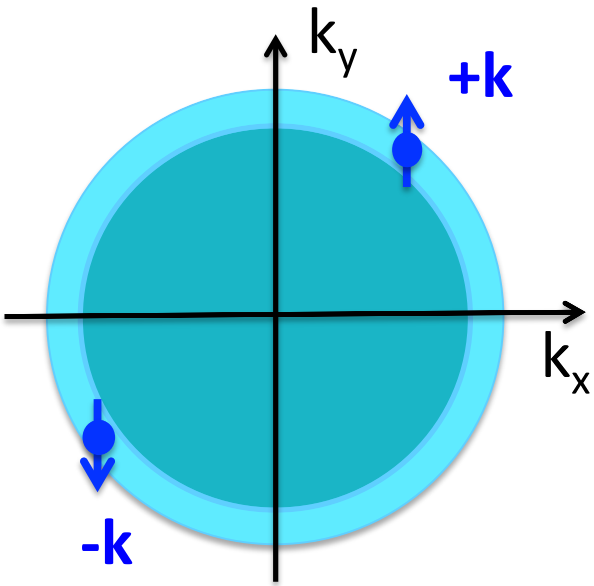
- Généralités et Symétries
- Mécanismes d’appariement électroniques
- Sondes de la supraconductivité non-conventionnelle
- Supraconductivité à proximité d’ordres électroniques

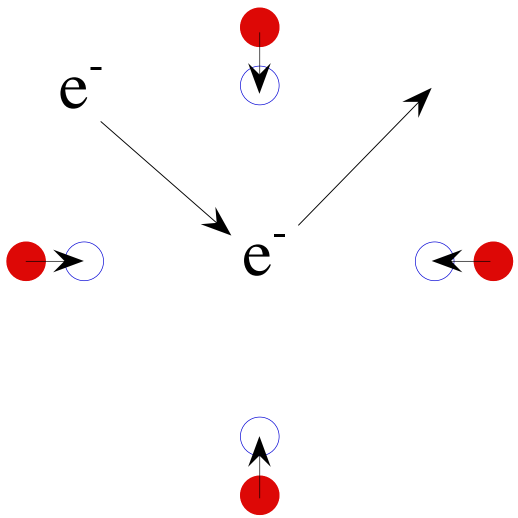
Supraconducteur conventionnel

Theorie BCS (1957)

- Liquide de Fermi: instabilité de Cooper
- Interaction attractive due au réseau: couplage électron-phonon



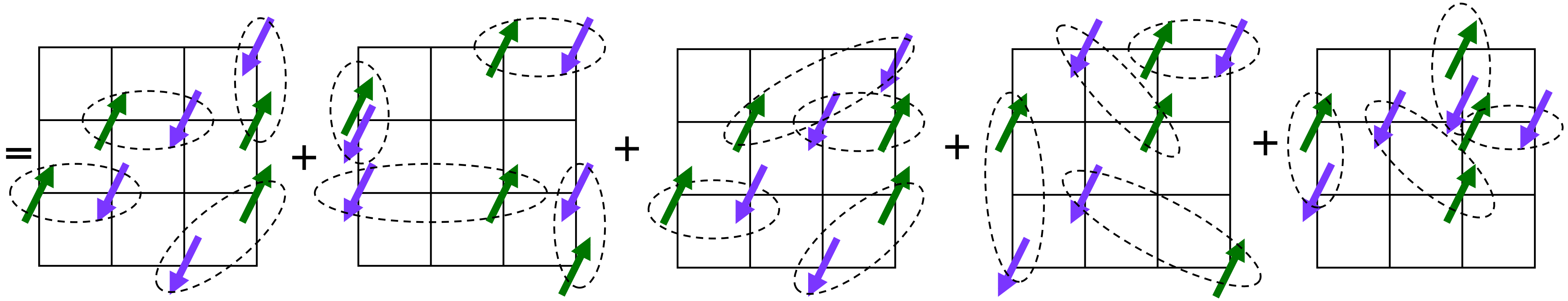




Supraconducteur conventionnel

- Cohérence macroscopique

- Fonction d'onde BCS: superposition d'états de paires

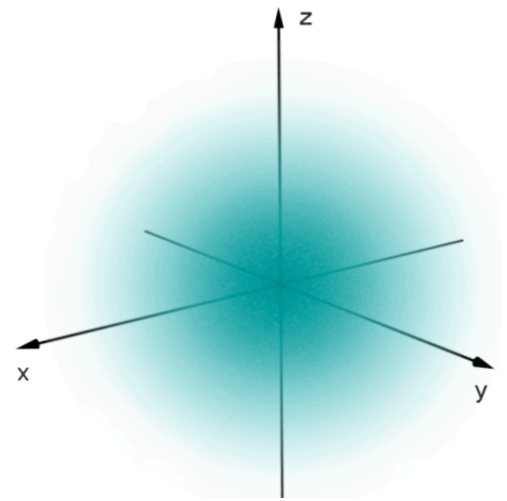


$$\Psi_{BCS} = \prod_{k} (u_k + v_k c^{+}_{k\uparrow} c^{+}_{-k\downarrow}) |0\rangle$$

- État de paires singulet

- Fonction d'onde BCS de symétrie « s »: isotrope

- Découplage des échelles d'energie des électrons et du réseau: $E_F >> \omega_D$

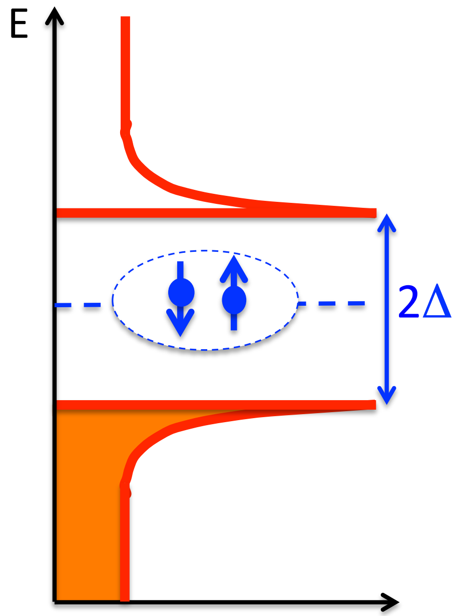


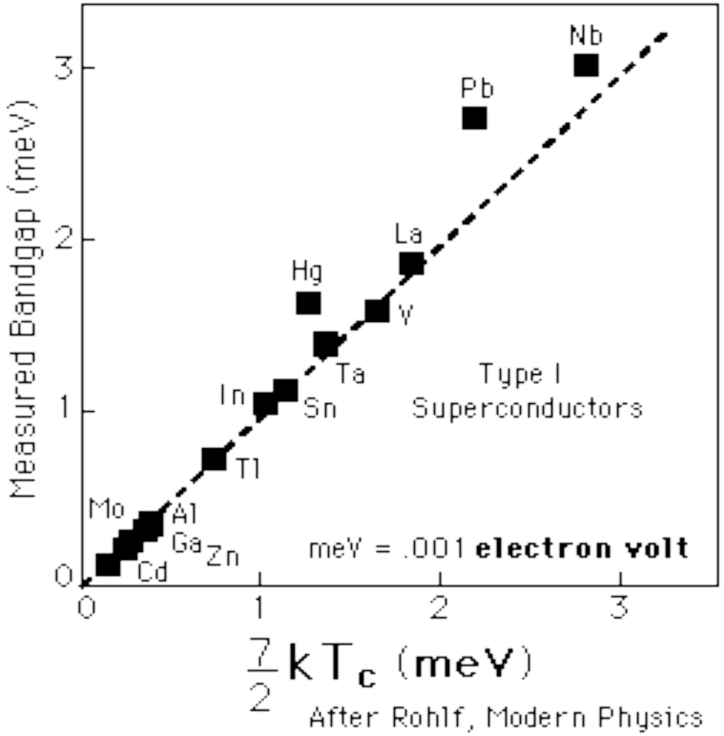
Supraconducteur conventionnel

Prédictions BCS: T_c et gap

$$k_B T_c = 1.134 \times \hbar\omega_0 \exp\left(-\tfrac{1}{\lambda}\right)$$

$$\Delta / k_B T_c = 1.764$$





$$\boxed{\Delta \Leftrightarrow \langle \varphi_{BCS} \rangle}$$

- Gap: amplitude de probabilité de formation de paires
- Paramètre d'ordre

Supraconducteur non-conventionnel

<u>Définitions</u>

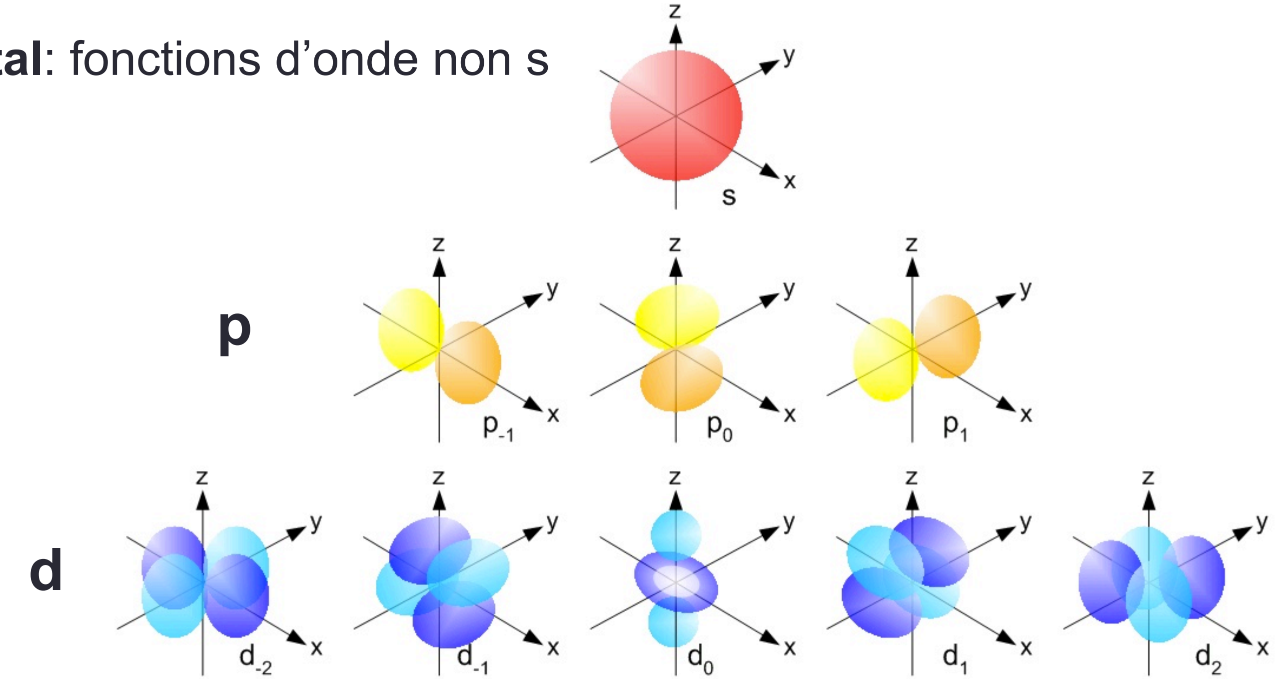
1. Supraconductivité non-médiée par l'interaction électron-réseau

2. Symétrie de la fonction d'onde non « s singulet »

Les deux critères sont souvent équivalents mais pas toujours…

Symétries

- Etat supra. conventionnel: symétrie de jauge électromagnétique U(1) est brisée
- Etat supra. non conventionnel: **une symétrie additionnelle est brisée**
  - **symétrie du cristal**: fonctions d'onde non s



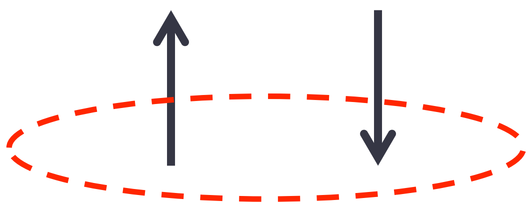
  - **symétrie d'invariance par rotation des spin**: fonction d'onde triplet
  - **symétrie d'invariance par renversement du temps**: fonction d'onde chirale

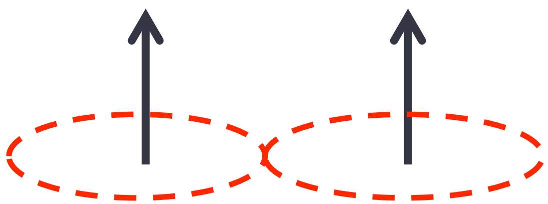
Symétries

- Contrainte: anti-symétrie de la fonction d'onde de paires (cas avec centre d'inversion, parité bon nombre quantique)

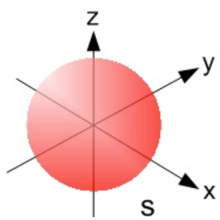
$$\psi_{BCS} = \varphi_{orb}\chi_{spin}$$

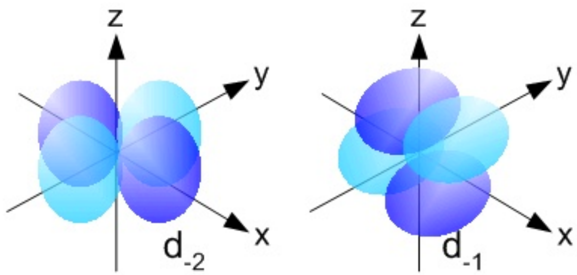
  - Partie spatiale symétrique (s, d), partie de spin anti-symétrique : **singulet**
  - Partie spatiale anti-symétrique (p), partie de spin symétrique: **triplet**



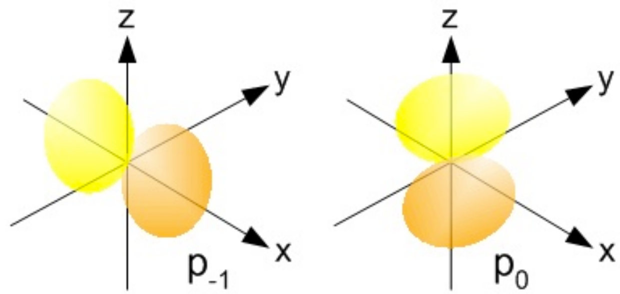


$$\varphi_k = \varphi_{-k}$$





$$\varphi_k = -\varphi_{-k}$$

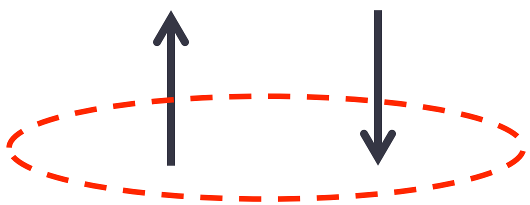


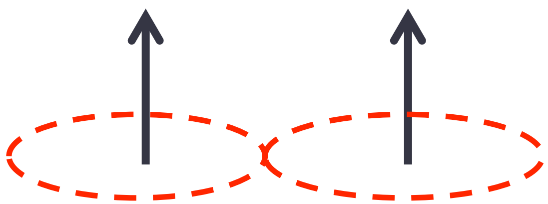
Symétries

- Contrainte: anti-symétrie de la fonction d'onde de paires (cas avec centre d'inversion, parité bon nombre quantique)

$$\psi_{BCS} = \varphi_{orb}\chi_{spin}$$

  - Partie spatiale symétrique (s, d), partie de spin anti-symétrique : **singulet**
  - Partie spatiale anti-symétrique (p), partie de spin symétrique: **triplet**





$$S = 0 \Rightarrow \chi_{S=0} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle\right)$$

1 état possible: paramètre d'ordre scalaire

$$S = 1 \Rightarrow |\uparrow\uparrow\rangle, \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle\right), |\downarrow\downarrow\rangle$$

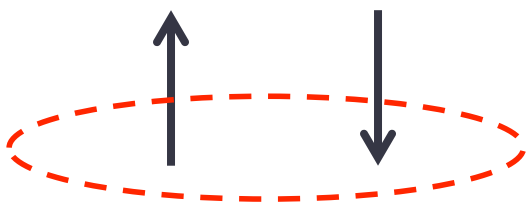
3 états possibles: paramètre d'ordre vecteur **d**

Symétries

- Contrainte: anti-symétrie de la fonction d'onde de paires (cas avec centre d'inversion, parité bon nombre quantique)

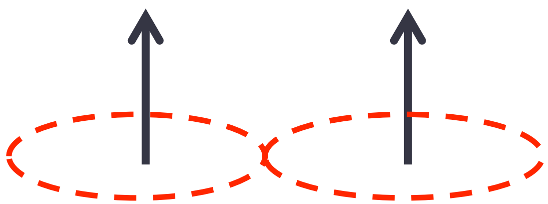
$$\psi_{BCS} = \varphi_{orb}\chi_{spin}$$

  - Partie spatiale symétrique (s, d), partie de spin anti-symétrique : **singulet**
  - Partie spatiale anti-symétrique (p), partie de spin symétrique: **triplet**



$$S = 0 \Rightarrow \chi_{S=0} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|\uparrow\downarrow\right\rangle - \left|\downarrow\uparrow\right\rangle\right)$$

1 état possible: paramètre d'ordre scalaire



$$S = 1 \Rightarrow \left|\uparrow\uparrow\right\rangle, \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|\uparrow\downarrow\right\rangle + \left|\downarrow\uparrow\right\rangle\right), \left|\downarrow\downarrow\right\rangle$$

3 états possibles: paramètre d'ordre vecteur **d**

- Cas non centro-symétrique: **mélange singulet-triplet** possible

Lien avec le gap

Hamiltonien champ moyen BCS généralisé pour inclure le cas triplet

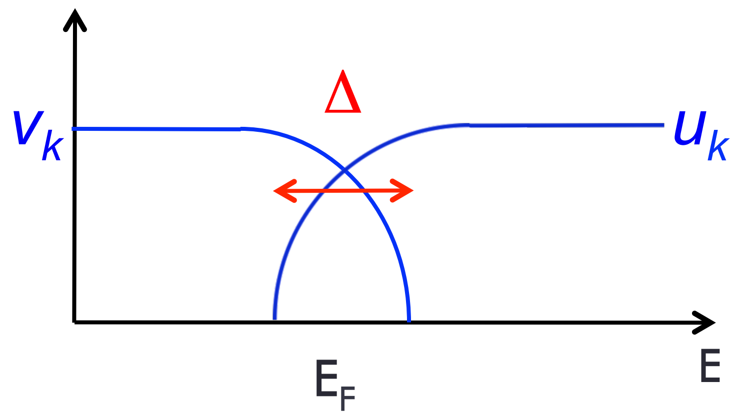
$$\mathscr{H}' = \sum_{\vec{k},s} \xi_{\vec{k}} c^{\dagger}_{\vec{k}s} c_{\vec{k}s} - \frac{1}{2} \sum_{\vec{k},s_1,s_2} \left[\Delta_{\vec{k},s_1 s_2} c^{\dagger}_{\vec{k}s_1} c^{\dagger}_{-\vec{k}s_2} + \Delta^{*}_{\vec{k},s_1 s_2} c_{\vec{k}s_1} c_{-\vec{k}s_2} \right]$$

Equation du gap BCS $\Delta(k, s_1 s_2) = -\sum_{k',s_3 s_4} V(k,k',s_1 s_2 s_3 s_4) b(k', s_3 s_4)$

$b(k, ss') = \langle c_{-ks} c_{ks'} \rangle = \varphi_k \chi_{ss'}$ Fonction d'onde d'un paire de Cooper k

$$b(k, ss') = u_k v_k = \frac{\Delta_k}{2E_k}$$

$$\Psi_{BCS}(s, s') = \prod_k (u_k + v_k c^{+}_{ks} c^{+}_{-ks'}) |0\rangle$$



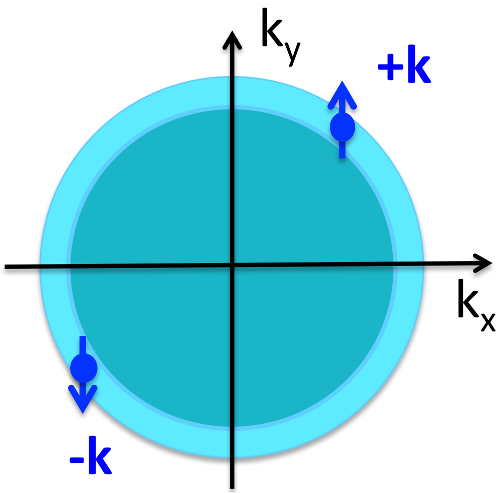
Lien avec le gap

Hamiltonien champ moyen BCS généralisé pour inclure le cas triplet

$$\mathscr{H}' = \sum_{\vec{k},s} \xi_{\vec{k}} c^{\dagger}_{\vec{k}s} c_{\vec{k}s} - \frac{1}{2} \sum_{\vec{k},s_1,s_2} \left[\Delta_{\vec{k},s_1 s_2} c^{\dagger}_{\vec{k}s_1} c^{\dagger}_{-\vec{k}s_2} + \Delta^{*}_{\vec{k},s_1 s_2} c_{\vec{k}s_1} c_{-\vec{k}s_2} \right]$$

Equation du gap BCS $\quad \Delta(k, s_1 s_2) = -\sum_{k', s_3 s_4} V(k, k', s_1 s_2 s_3 s_4) b(k', s_3 s_4)$

$b(k, ss') = \left\langle c_{-ks} c_{ks'} \right\rangle = \varphi_k \chi_{ss'}$ Fonction d'onde d'une paire de Cooper

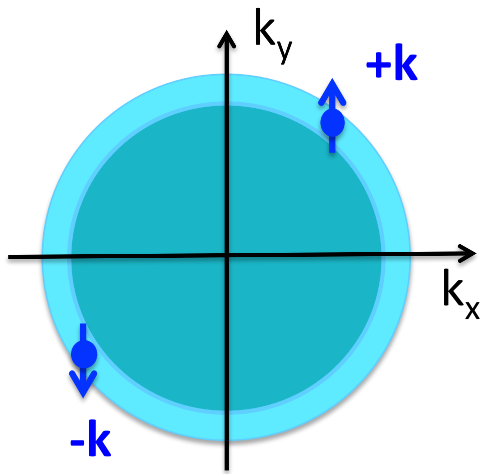


$$V_{\vec{k},\vec{k}';s_1 s_2 s_3 s_4} = \langle -\vec{k}, s_1; \vec{k}, s_2 | \widehat{V} | -\vec{k}', s_3; \vec{k}', s_4 \rangle$$

élément de matrice d'interaction de paires

Fonction d'onde et gap ont les mêmes propriétés de symétrie

Lien avec le gap



anti-symétrie: $b(k, ss') = -b(-k, s's)$

$$\Delta(k, s_1 s_2) = -\sum_{k', s_3 s_4} V(k, k', s_1 s_2 s_3 s_4) b(k', s_3 s_4)$$

$$= \sum_{k', s_3 s_4} V(k, k', s_1 s_2 s_3 s_4) b(-k', s_4 s_3)$$

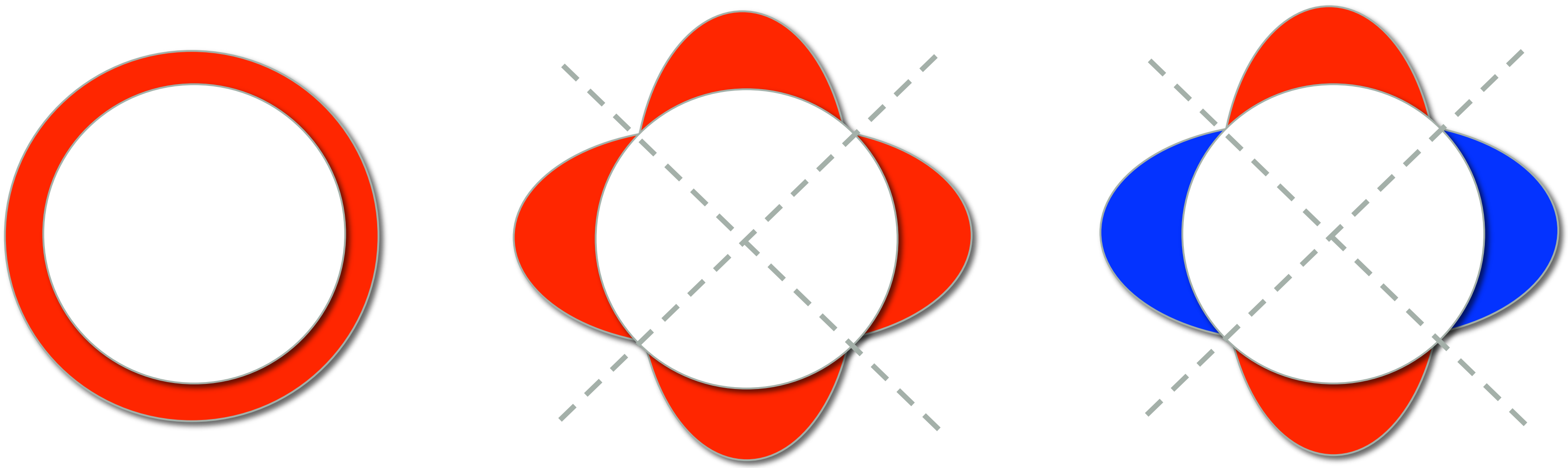
$$= \sum_{k', s_3 s_4} V(-k, -k', s_2 s_1 s_4 s_3) b(-k', s_4 s_3) = -\Delta(-k, s_2 s_1)$$

singulet $\quad b(k, ss') = b(-k, ss') \Rightarrow \Delta(k, s_1 s_2) = \Delta(-k, s_1 s_2)$

triplet $\quad b(k, ss') = -b(-k, ss') \Rightarrow \Delta(k, s_1 s_2) = -\Delta(-k, s_1 s_2)$

- Le gap nous donne des informations sur la symétrie de la fonction d'onde de paires

Anisotropie du gap: cas singulet



s isotrope

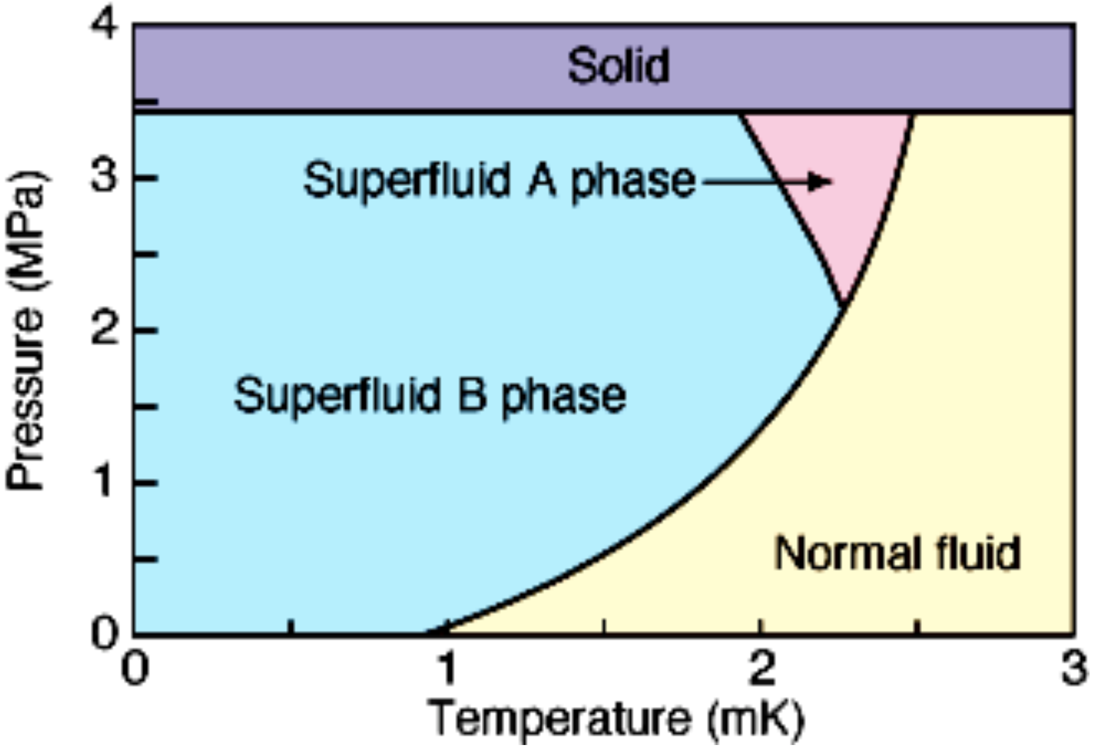
s anisotrope
avec ou sans noeuds

d: nœuds dans le gap
imposée par symétrie

- La symétrie du gap dépend du mécanisme d’appariement

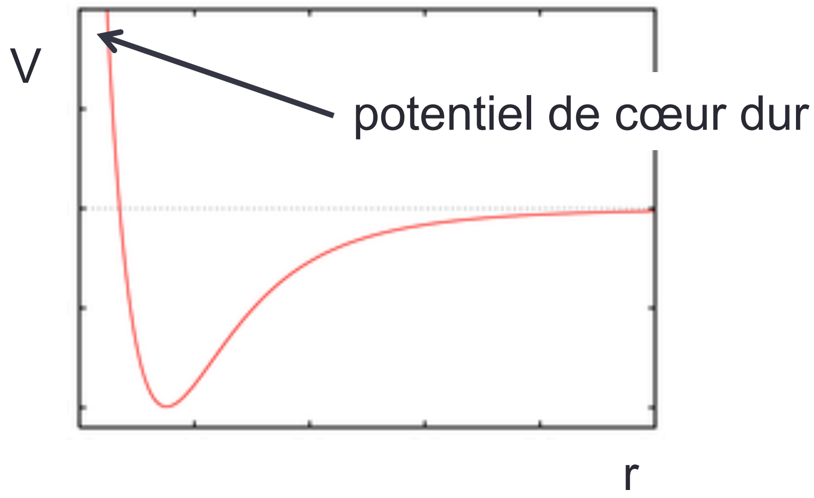
Le premier superfluide non-conventionnel

Lee, Osheroff & Richardson (1971)



- Fermions: superfluidité BCS
- Pas de réseau + neutre: origine de l'appariement ?
- 2 phases superfluides: A et B

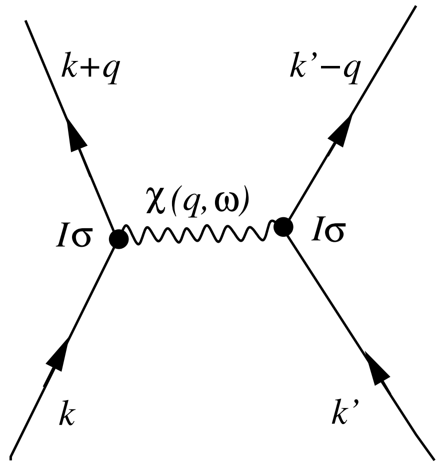
Le premier superfluide non-conventionnel



- **Interaction Van der Waals**

  potentiel interatomique

- **Interaction magnétique**: He possède un spin !



  - Interaction d'échange entre spin
  - Le spin d'He polarise son environnement créant une interaction attractive pour un autre atome He: **paires triplet**
  - Pb auto-cohérent
  - Proximité d'une instabilité magnétique (He: ferro.)

Le premier superfluide non-conventionnel

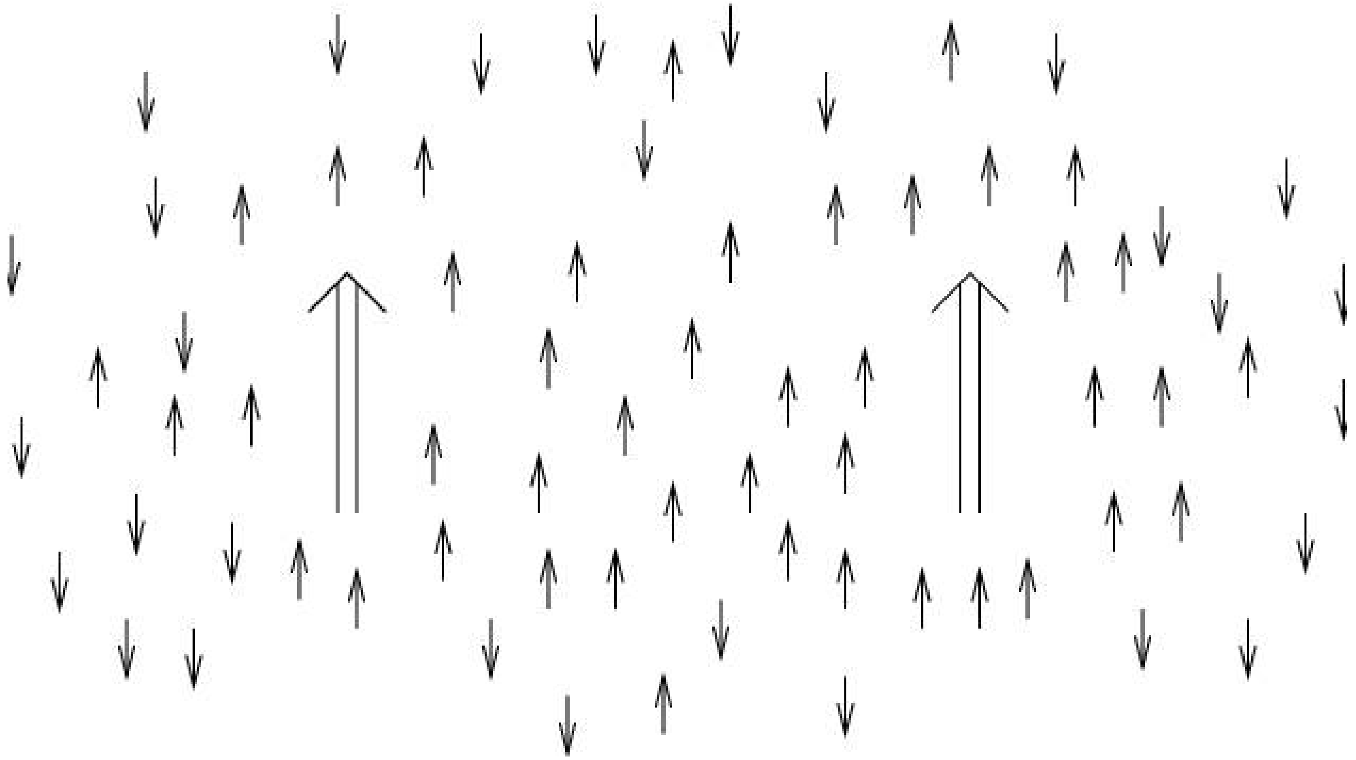
Leggett (1975) sur l'attraction effective du à l'intéraction magnétique dipolaire

Just such a phenomenon can also take place in liquid ^{3}He, the difference being that in this case the polarizable medium is not distinct from the atoms which are attracted. Consider for definiteness the case of spin polarization. A ^{3}He atom at point $\mathbf{r}$ and time t will produce a molecular field which in turn produces a spin polarization of the neighboring liquid. This polarization persists for a fair time before dying out (cf. Sec. II). If now at time t' a second ^{3}He atom comes by at point $\mathbf{r}'$, it will be either attracted or repelled (depending on its spin) by the liquid polarization. In this way a (spin-dependent) effective interaction is generated between the two ^{3}He atoms, which is additional to the interaction (4.6).

Attention à l'effet « feedback » à la transition supra.

A. J. Leggett, Rev. Mod. Phys. 47, 331 (1975)

Le premier superfluide non-conventionnel



A. J. Leggett, Rev. Mod. Phys. 47, 331 (1975)

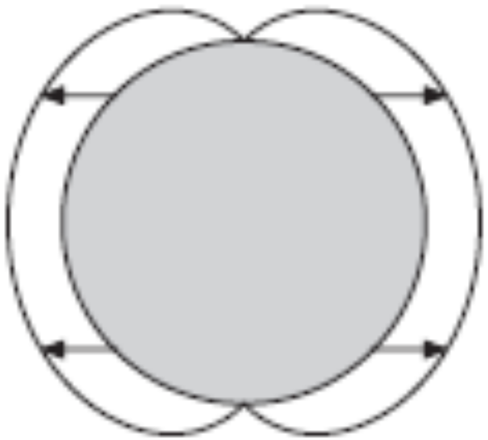
Le premier superfluide non-conventionnel

$$S = 1 \Rightarrow |\uparrow\uparrow\rangle, \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle\right), |\downarrow\downarrow\rangle$$

3 états possibles: paramètre d'ordre vecteur **d**

d$=(f_x+if_y, 0, 0)$

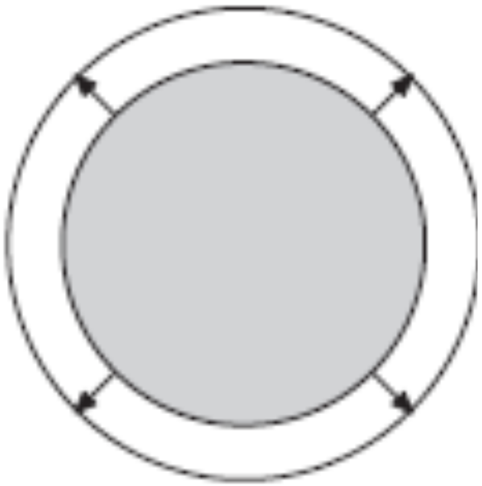
^{3}He-A



Anderson- Brinkman-Morel (ABM)

d$=(f_x, f_y, f_z)$

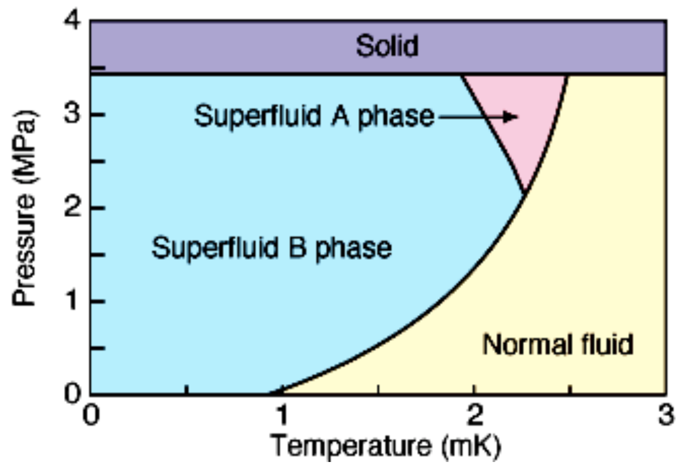
^{3}He-B



Balian – Werthamer (BW)

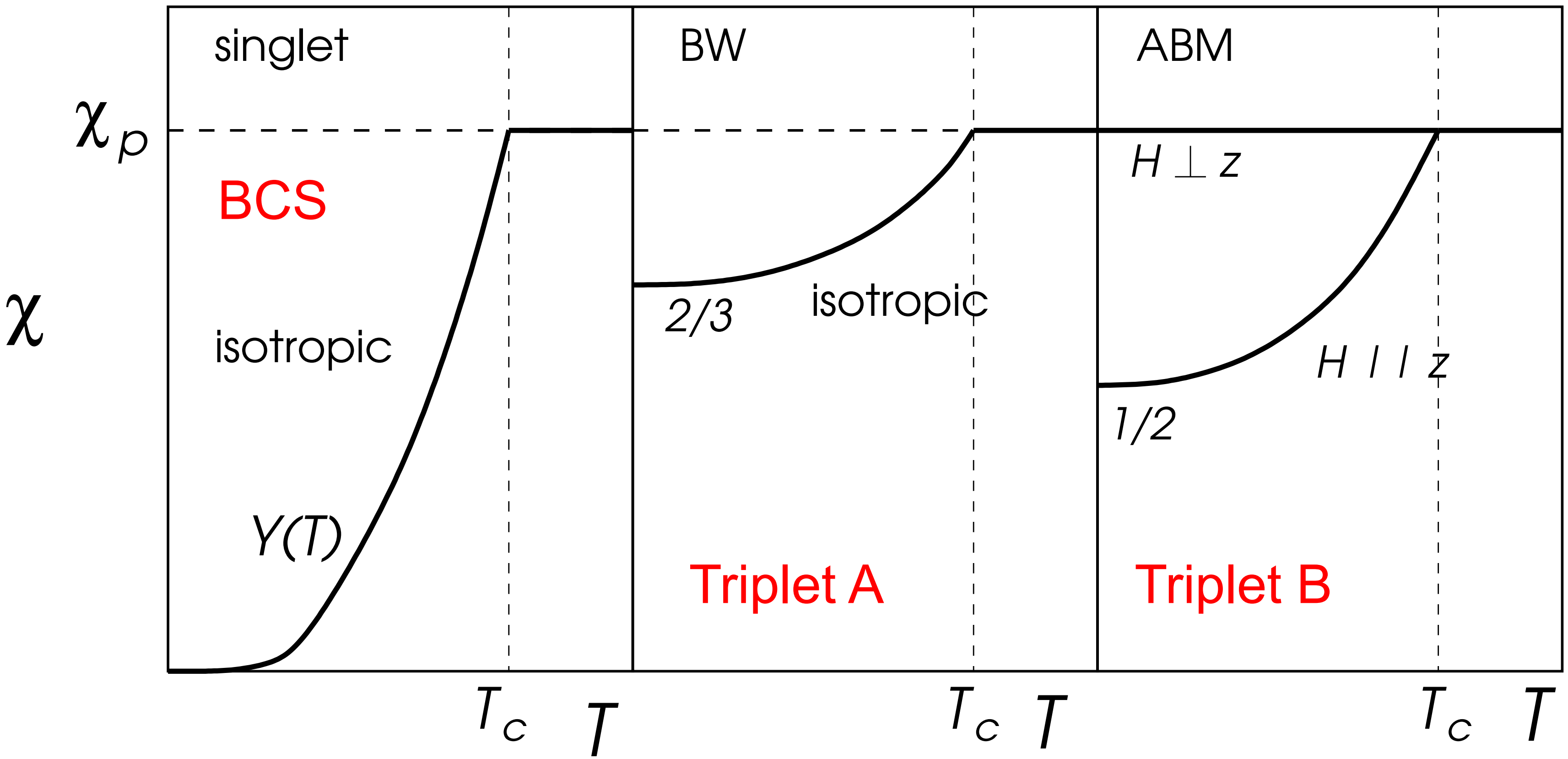
Superfluid ^{3}He

Lee, Osheroff & Richardson (1971)



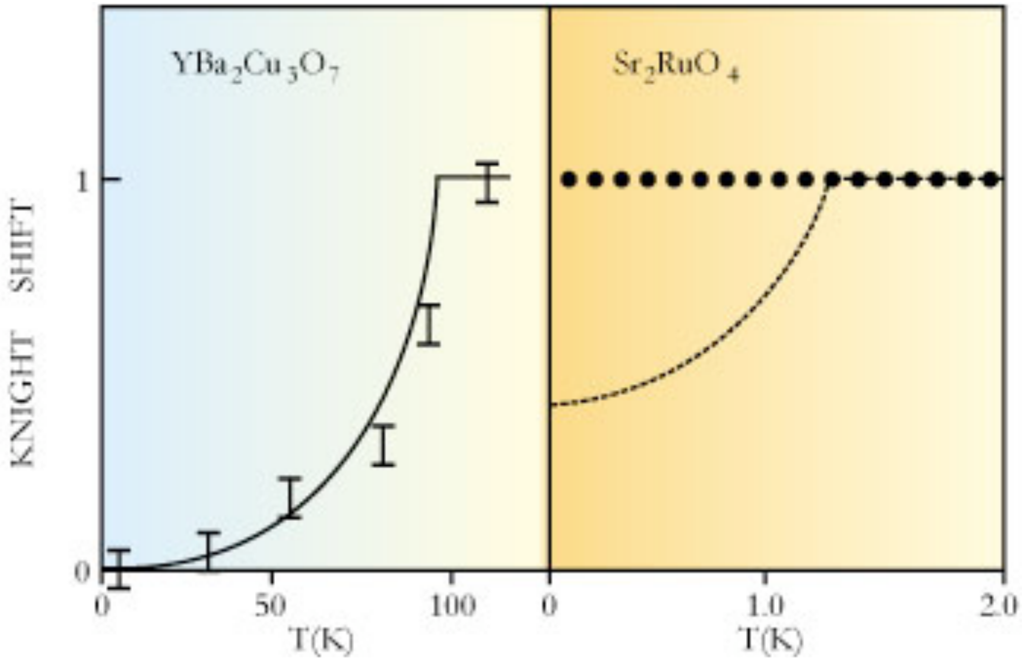
J. F. Annett, Superconductivity, Superfluids and Condensates, Oxford University Press. (2004)

Le premier superfluide non-conventionnel



- Susceptibilité de spin mesurée par RMN

Un analogue: Sr_2RuO_4

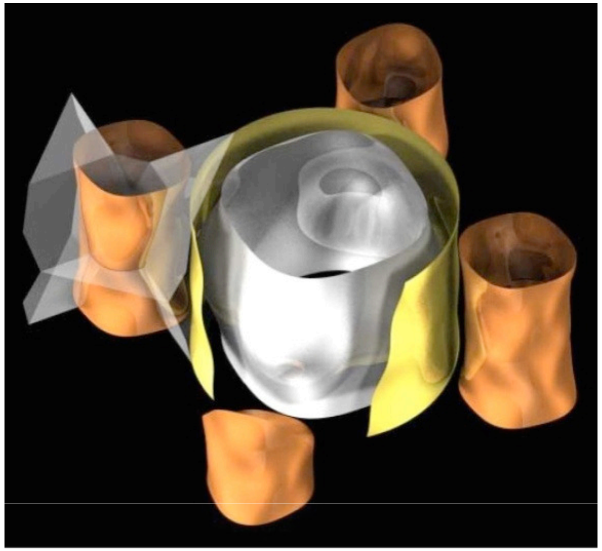


Y. Maeno et al., Physics Today 54, 42 (2001)

Knight shift → triplet pairing

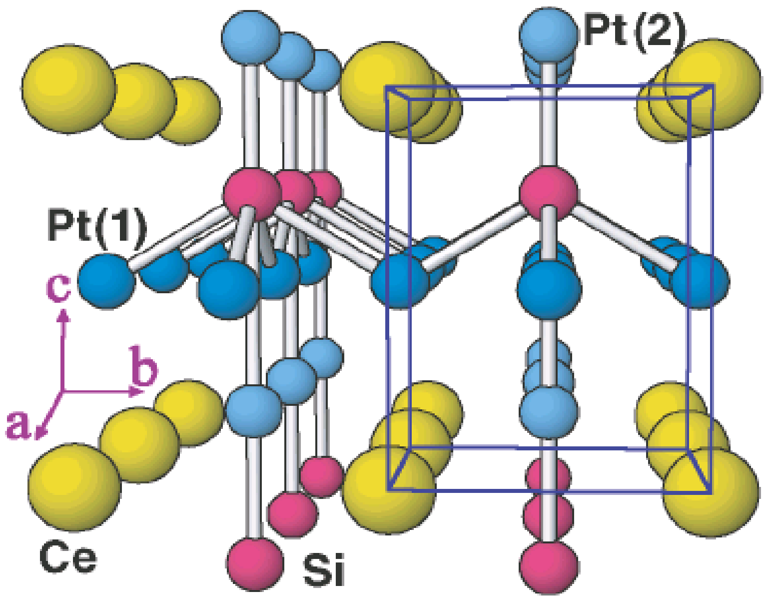
[B || ab]

Sr_2RuO_4



Fermi surface

Supraconductivité non-centrosymétrique

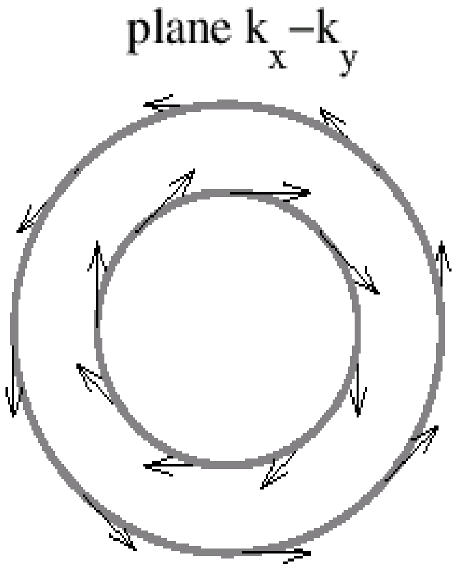


- Parité n'est plus un bon nombre quantique !

$$\varepsilon_k \neq \varepsilon_{-k}$$

- Couplage spin-orbite de Rashba: 2 surfaces de Fermi avec deux états de spin

- Mélange orbite + spin

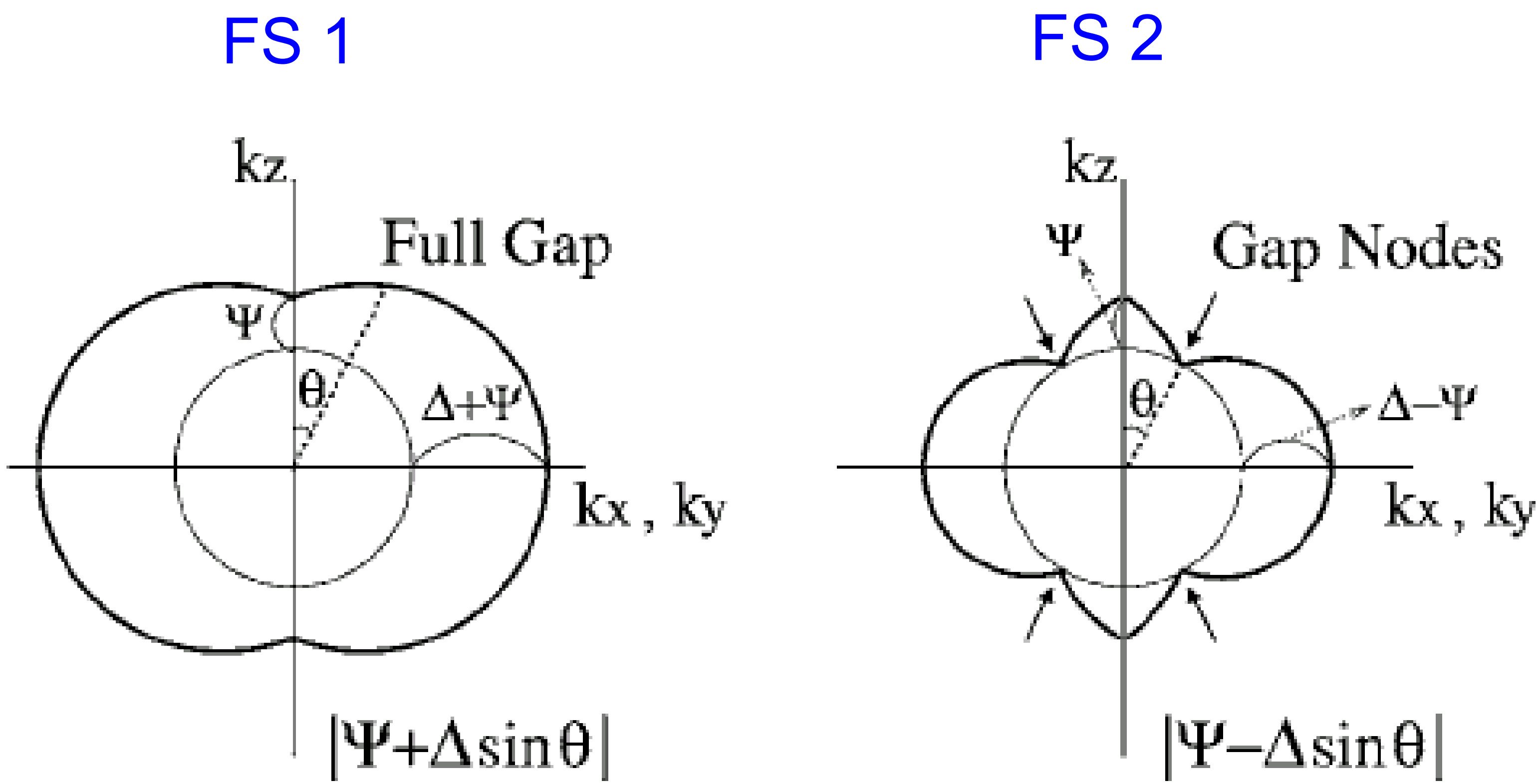


CePt3Si

Bauer et al. Phys. Rev. Lett. 92, 027003 (2004)

Supraconductivité non-centrosymétrique

CePt3Si



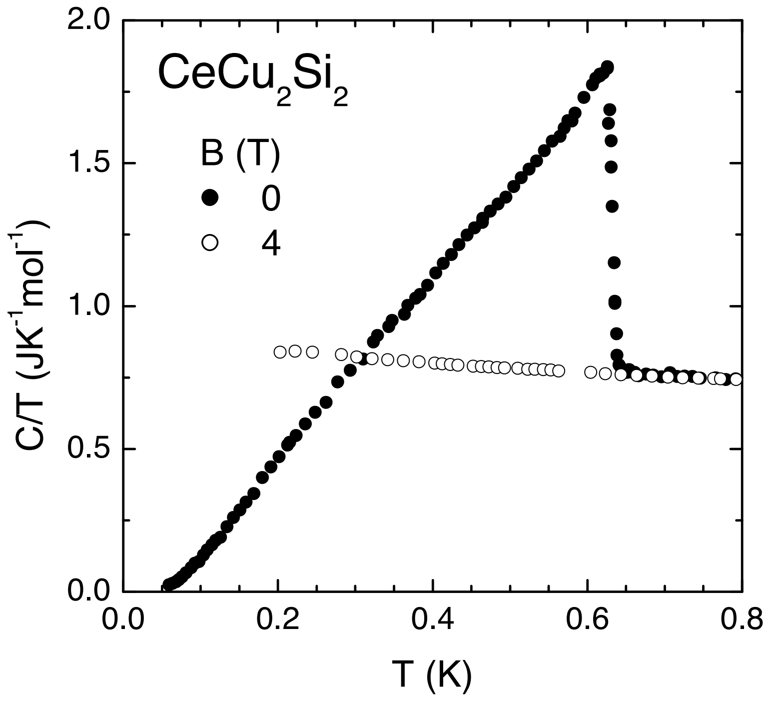
- Supra: mélange de triplet et singulet
- Modèle « s+p »

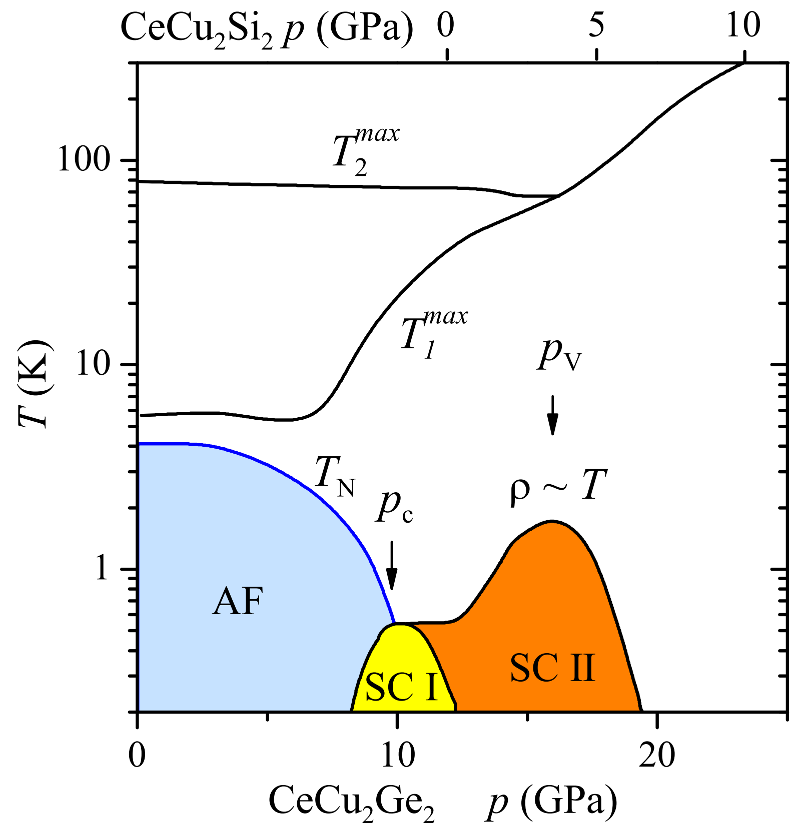
Plan

- Généralités et Symétries
- Mécanismes d’appariement électroniques
- Sondes de la supraconductivité non-conventionnelle
- Supraconductivité à proximité d’ordres électronique

Appariemment Coulombien: $CeCu_2Si_2$

1979: premier supra. non-conventionnel





F. Steglich et al. Phys. Rev. Lett. 43, 1892 (1979)

G. Knebel et al. Comptes rendus Physique 12, 542 (2011)

- Supraconductivité de fermions lourds provenant des électrons 4f de Ce
- Proximité d'une phase AF
- Caractère itinérant ou localisé des moments magnétiques

Appariemment Coulombien

- BCS: **l'effet de retard** de l'attraction électron-phonon permet d'éviter l'interaction répulsive Coulombienne de contact

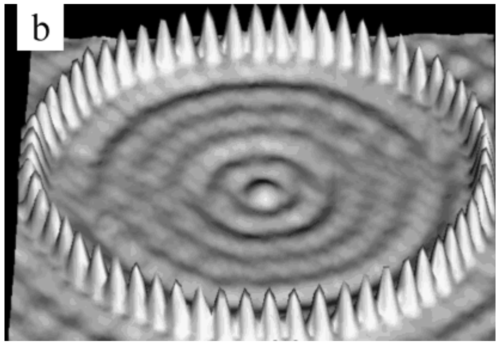
- Dans les systèmes corrélés l'effet de retard n'est pas suffisant pour éviter la répulsion Coulombienne car les électrons sont plus localisés (4f du Ce par ex.)

- Symétrie de la fonction d'onde de paire peut permettre d'éviter Coulomb de contact

1965: Kohn-Luttinger (modèle de charge pur)

- Dans un métal, la présence du niveau de Fermi entraîne une oscillation à longue portée du potentiel de Coulomb: **oscillation de Friedel**

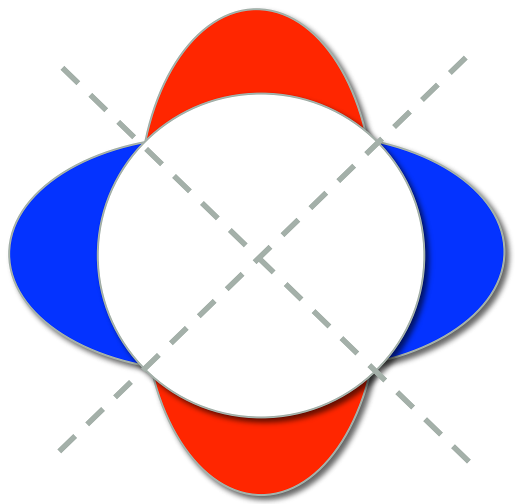
$$V(r) = \frac{\cos 2k_F r}{r^3}.$$



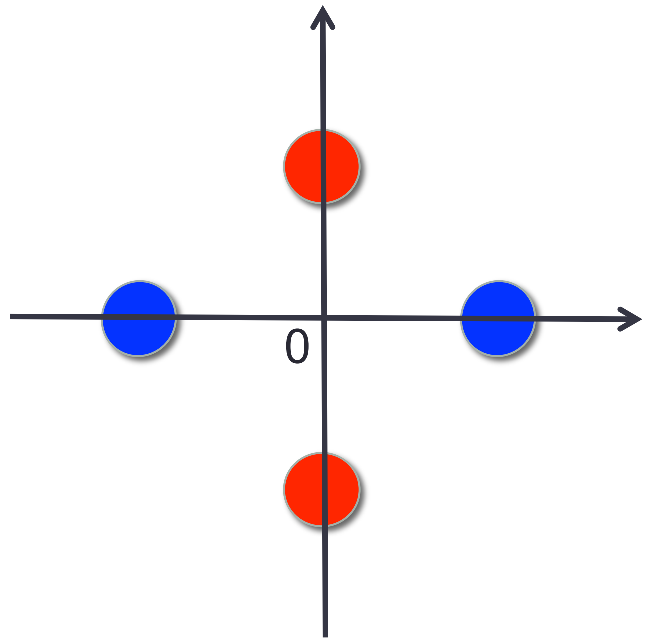
- **Pour certaines valeurs de r le potentiel devient attractif, une fonction de paire BCS non « s » peut profiter de ces zones attractives**

Exemple: d-wave

Espace réciproque



Espace réel

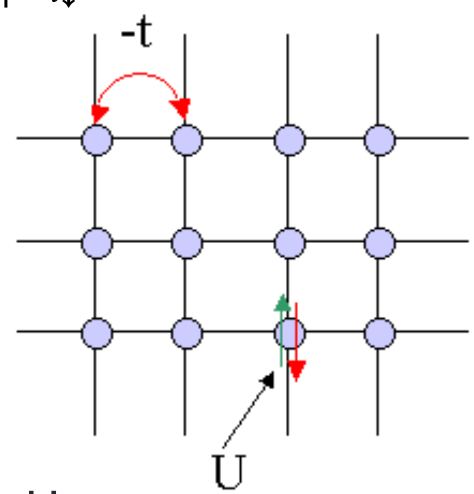


$$\Delta_k = \Delta_0 \left(\cos k_x a - \cos k_y a \right) \qquad \Delta(x,y) = \Delta_0 \left(\delta(x-a) + \delta(x+a) - \delta(y-a) - \delta(y+a) \right)$$

➢ La partie orbitale de la fonction d'onde permet de minimiser l'interaction Coulombienne de contact

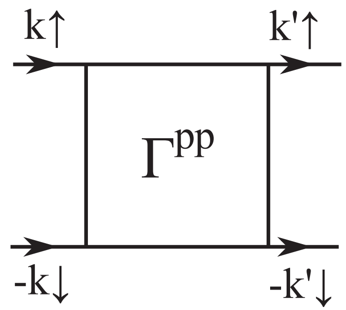
Appariemment Coulombien: Hubbard

Modèle de Hubbard $H = -\sum_{ijs} t_{ij}(d^\dagger_{is} d_{js} + d^\dagger_{js} d_{is}) + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}.$



Interaction d'appariement singulet:

Γ= potentiel V de BCS



Berk et Schireffer (1966); champ moyen « BCS » sur le terme en U (« à la Stoner », couplage faible)

$$\Gamma(k,k') = \underbrace{\frac{3}{2}U^2 \frac{\chi_0(k'-k)}{1-U\chi_0(k'-k)}}_{\text{Susceptibilté de spin}} + \underbrace{\frac{U^2}{2}\frac{\chi_0(k'-k)}{1+U\chi_0(k'-k)}}_{\text{Susceptibilté de charge}} + U.$$

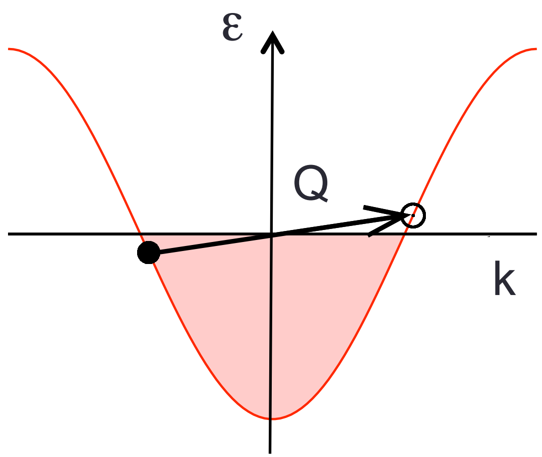
χ_0: susceptibilité électron libres

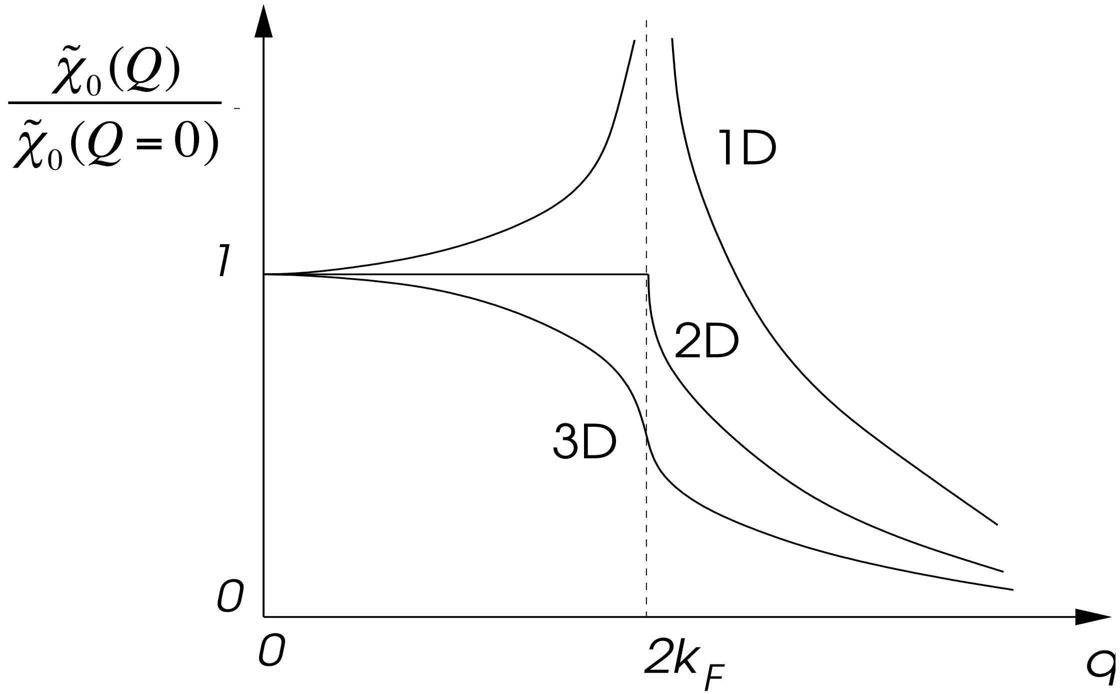
Berk and Schrieffer. Phys. Rev. Lett. 17, 433 (1966)

Appariemment et susceptibilité

susceptibilité électrons libres (Lindhard) ➡

$$\tilde{\chi}_0(Q) = \frac{\chi_0(Q)}{(g\mu_B)^2} = -\sum_k \frac{f(\varepsilon^{\uparrow}_{k+Q}) - f(\varepsilon^{\downarrow}_k)}{\varepsilon^{\uparrow}_{k+Q} - \varepsilon^{\downarrow}_k}$$

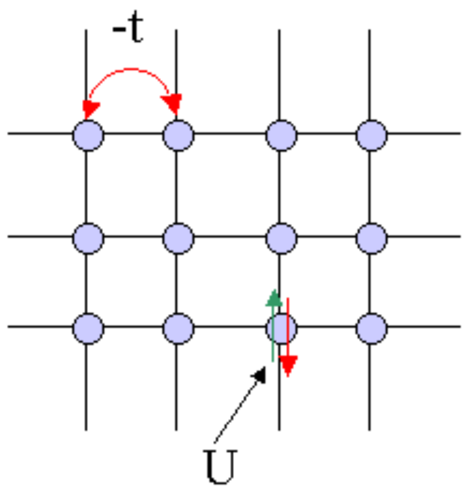


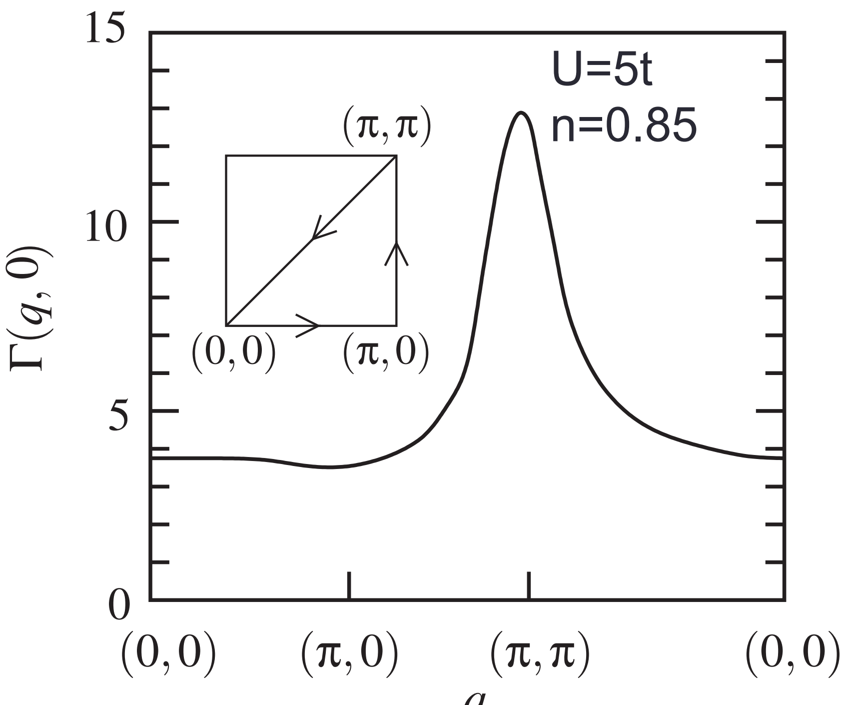


➢ Importance de la dimensionnalité / topologie de la surface de Fermi

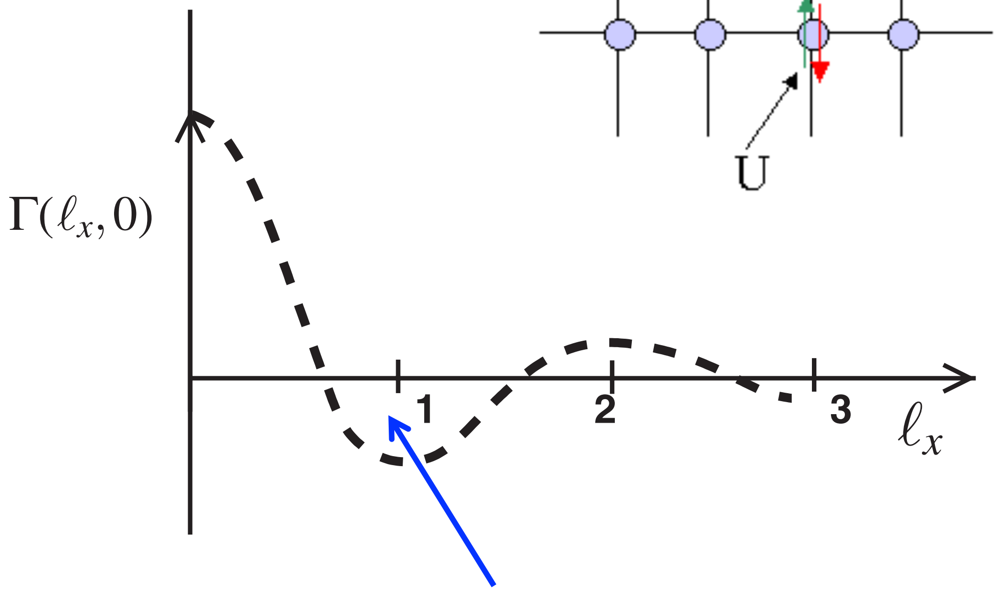
Appariemment Coulombien: Hubbard

- Modèle de Hubbard plan carré en champ moyen (RPA): susceptibilité de spin diverge en Q
- Proximité d'un ordre AF: l'interaction de paire est exaltée Q





Répulsif !



Attractif !

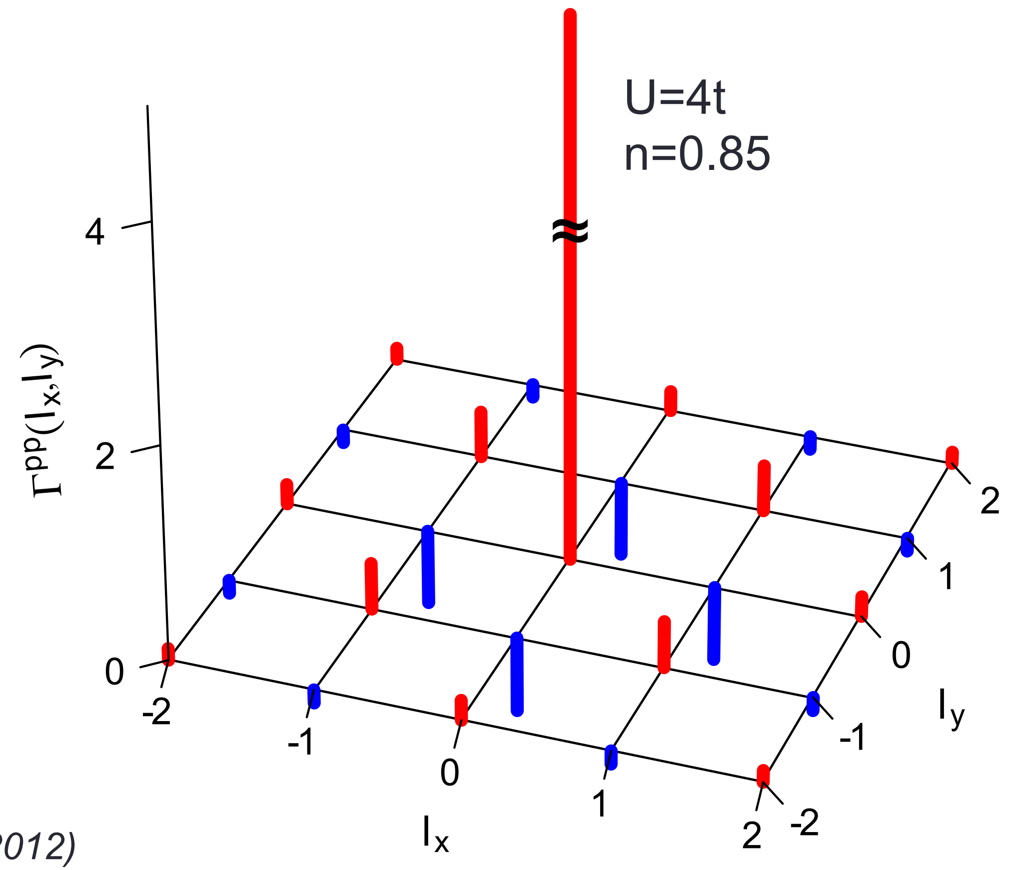
- Attraction non-locale

D. J. Scalapino, Rev. Mod. Phys. 84, 1383 (2012)

Appariemment Coulombien: Hubbard

- Modèle de Hubbard plan carré: susceptibilité de spin diverge
- L'interaction de paire diverge aussi

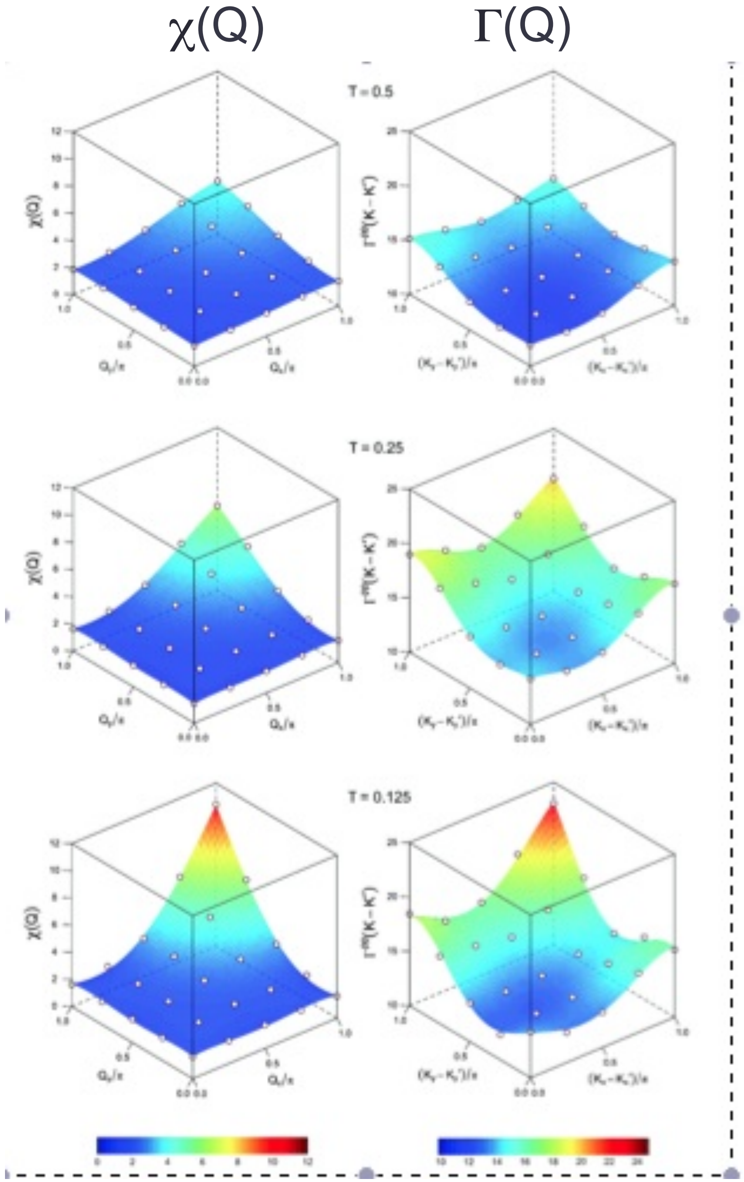
Dynamical Cluster Approximation (DCA): plans 2D



D. J. Scalapino, Rev. Mod. Phys. 84, 1383 (2012)

Appariemment et susceptibilité

Dynamical cluster Approximation
(DCA): plans 2D



- Le couplage d’appariement suit la susceptibilité de spin

- Instabilité supra quand la température diminue

D. J. Scalapino, Rev. Mod. Phys. 84, 1383 (2012)

Appariemment Coulombien

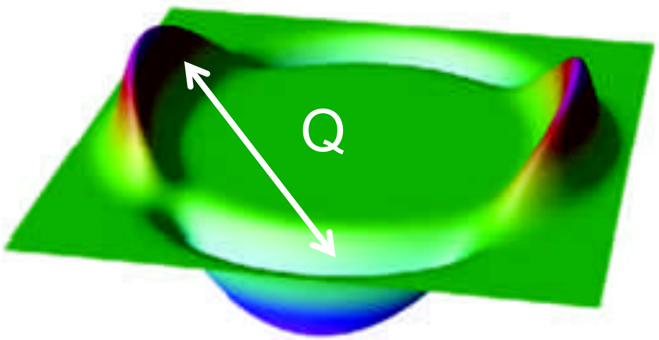
Equation du gap BCS: $$\Delta(k,s) = -\sum_{k'} \Gamma(k,k')b(k',s)$$

A T=0K: $$\Delta(k) = -\sum_{k'} \Gamma(k-k')\frac{\Delta(k')}{2E'_k}$$

- Si répulsif, $\Gamma > 0$: solution si le gap change de signe entre k et k'

- Si Γ est piqué en Q alors changement de signe entre k et k+Q

si susceptibilité piqué en Q=(π,π)

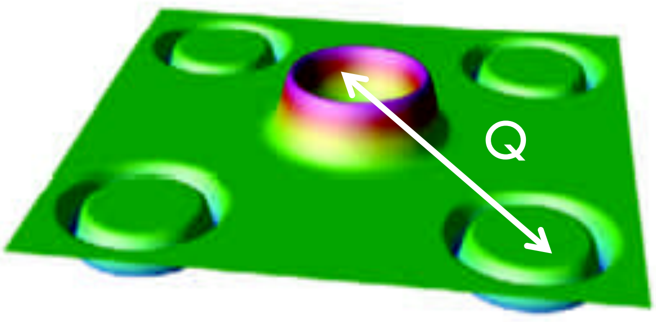


Gap d-wave

- si une seule surface de Fermi: appariement coulombien implique nœuds dans le gap
- changement de signe du gap: quasi-signature d'un appariement coulombien

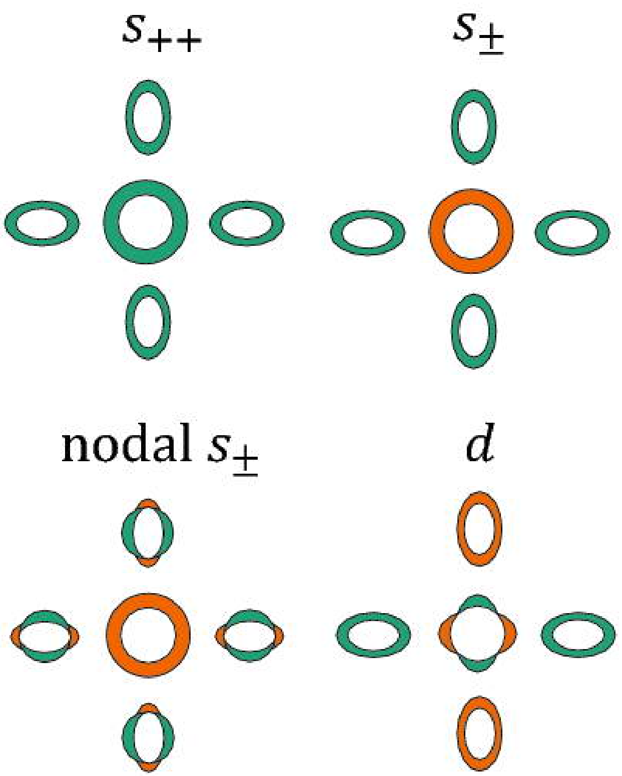
Structure du gap et surface de Fermi

- Plusieurs surfaces de Fermi
- Appariement Coulombien « s »



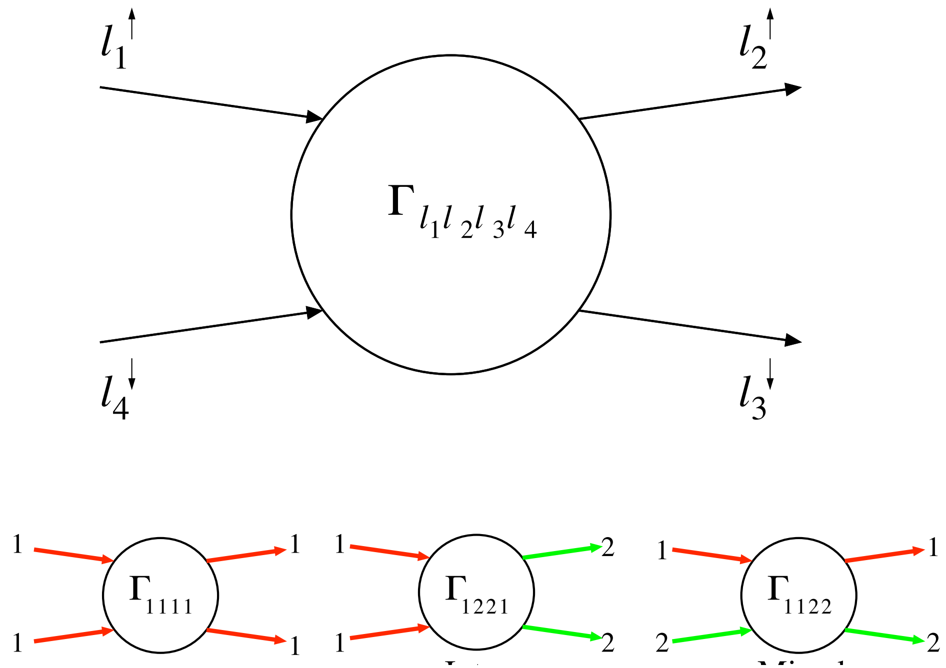
s^{+-} gap

Kuroki et al. Phys.Rev.Lett. 101, 087004 (2008)
Mazin et al. Phys. Rev. Lett. 101, 057003 (2008)



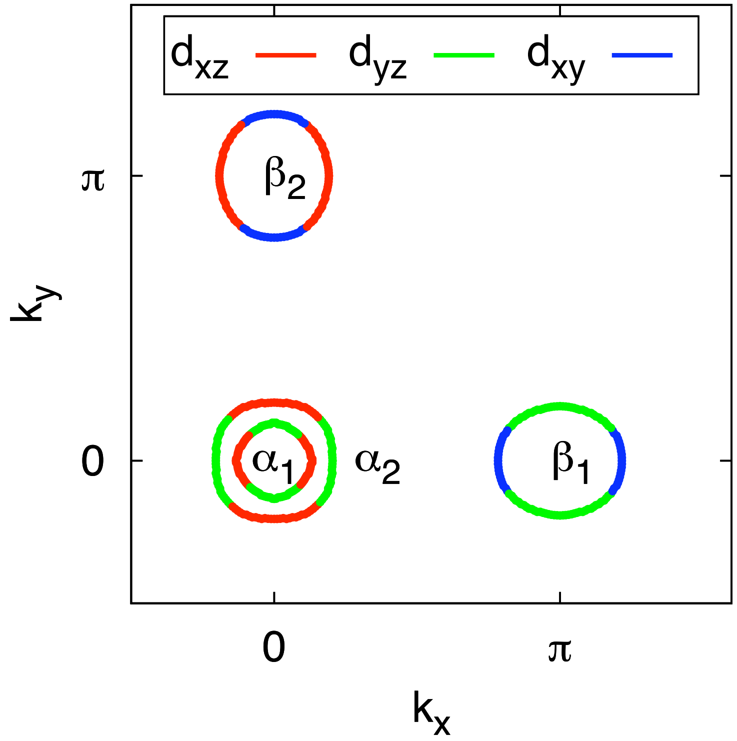
- Attention: symétrie vs structure du gap !!!!

Appariement multi-orbital



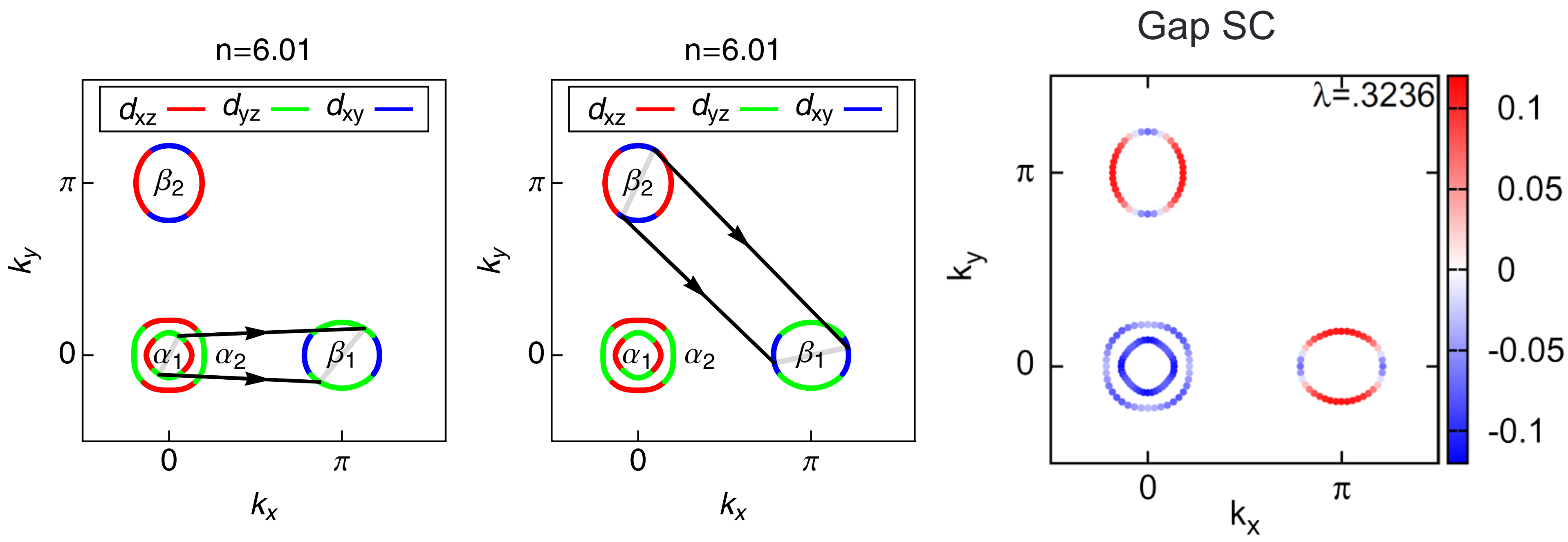
intraorbital interorbital mixte

FeAs: Surface de Fermi



- Généralement appariement intra-orbital dominant
- Anisotropie du gap due au contenu en orbital des feuillets de Fermi

Appariement multi-orbital



- ➢ Frustration des interactions d'appariement
- ➢ Complexité de la structure du gap

Plan

- Généralités et Symétries
- Mécanismes d'appariement électroniques
- Sondes de la supraconductivité non-conventionnelle
- Supraconductivité à proximité d'ordres électronique

Sondes de la supra non-conventionnelle

- Triplet ou singulet: *susceptibilité de spin sous T_c, effets de B*
- Symétrie du gap: *anisotropie et phase*
- Détecter les fluctuations: la « colle » de l'appariement: *phonons, fluctuations de spins…*

➢ Développement de nouvelles techniques depuis les années 1990 (cuprates): ARPES, jonctions tunnels, STM, spectroscopies optiques….

Sonder la symétrie du gap

Sonder le gap permet de discriminer les différents scénario d'appariements: comment le sonder ?

- Présence de noeuds: quasiparticules de basses énergie

profondeur de pénétration de London, chaleur specifique, conductivité thermique, spectroscopies optiques, RMN….

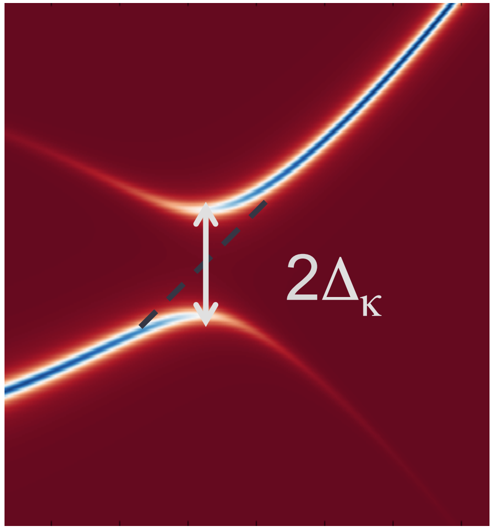
- Dépendance angulaire du gap

ARPES, Raman, chaleur specifique et conductivité thermique en fonction de la direction de B, conductivité thermique directionnelle ….

- Phase du gap

Fil conducteur: gap d des cuprates

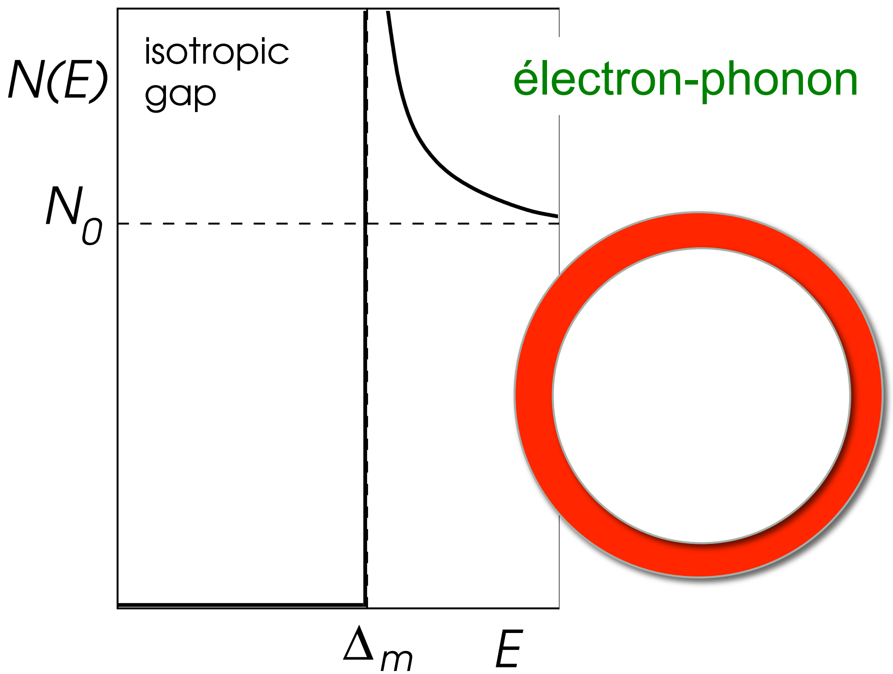
Sonder l'anisotropie du gap

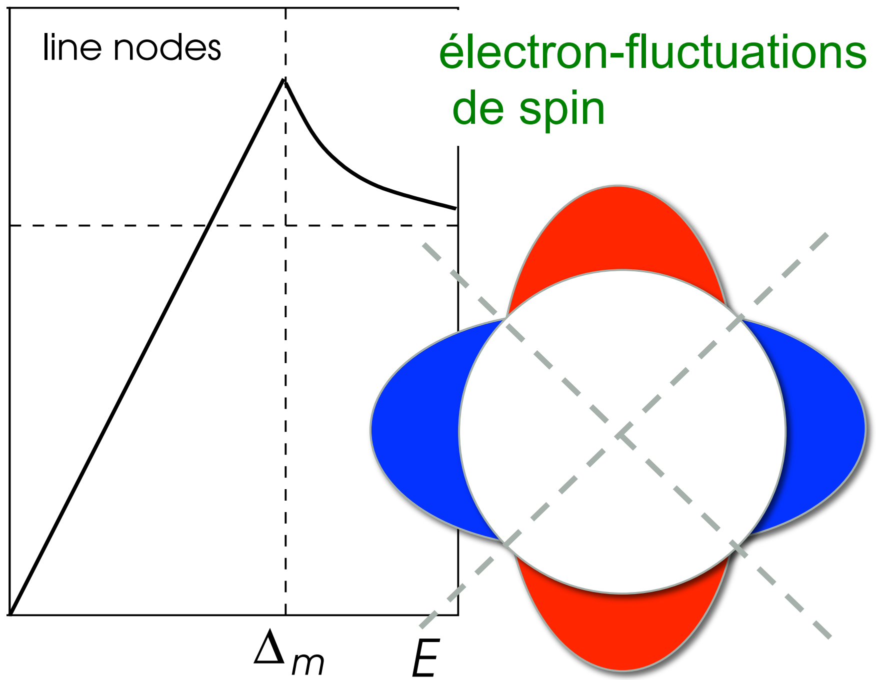


$$E_{\vec{k}} = \sqrt{\xi_{\vec{k}}^2 + |\Delta_{\vec{k}}|^2}$$

Cuprates: la « guerre » du gap (1989-1995)

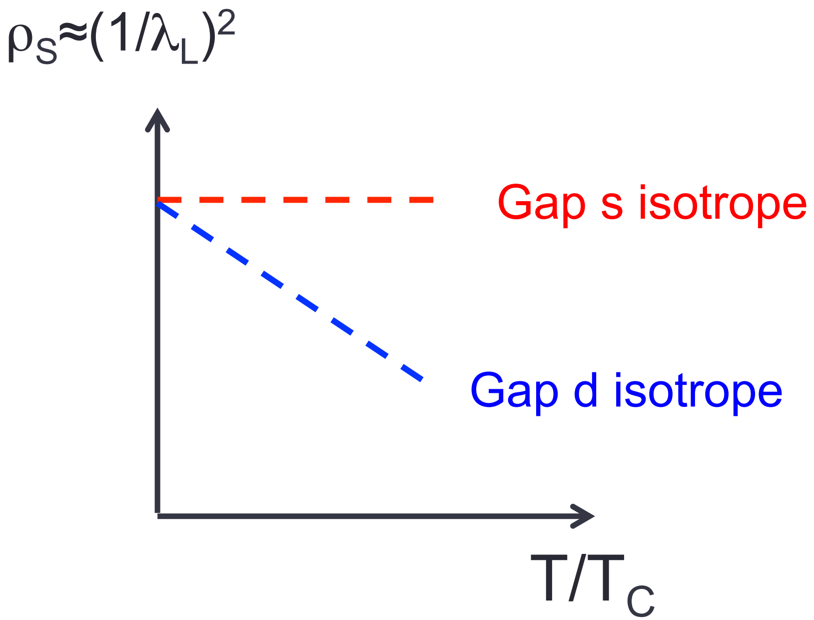
Densité d'état



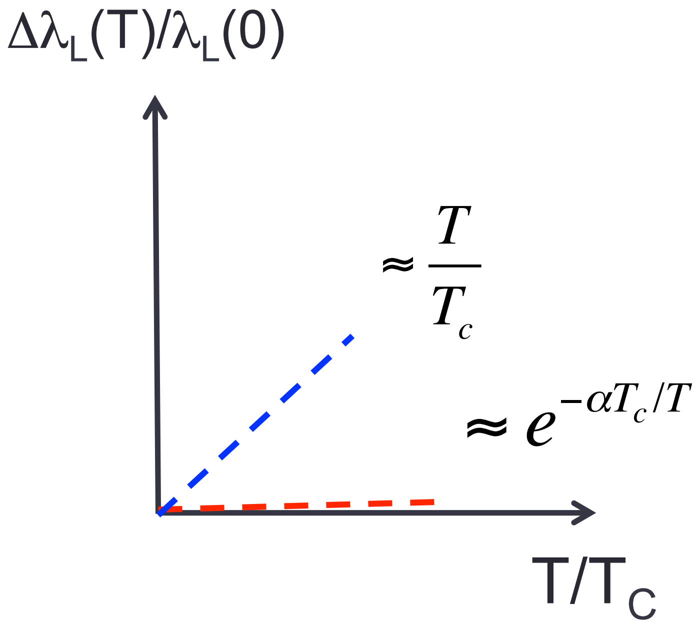


Profondeur de pénétration de London

Densité superfluide vs T

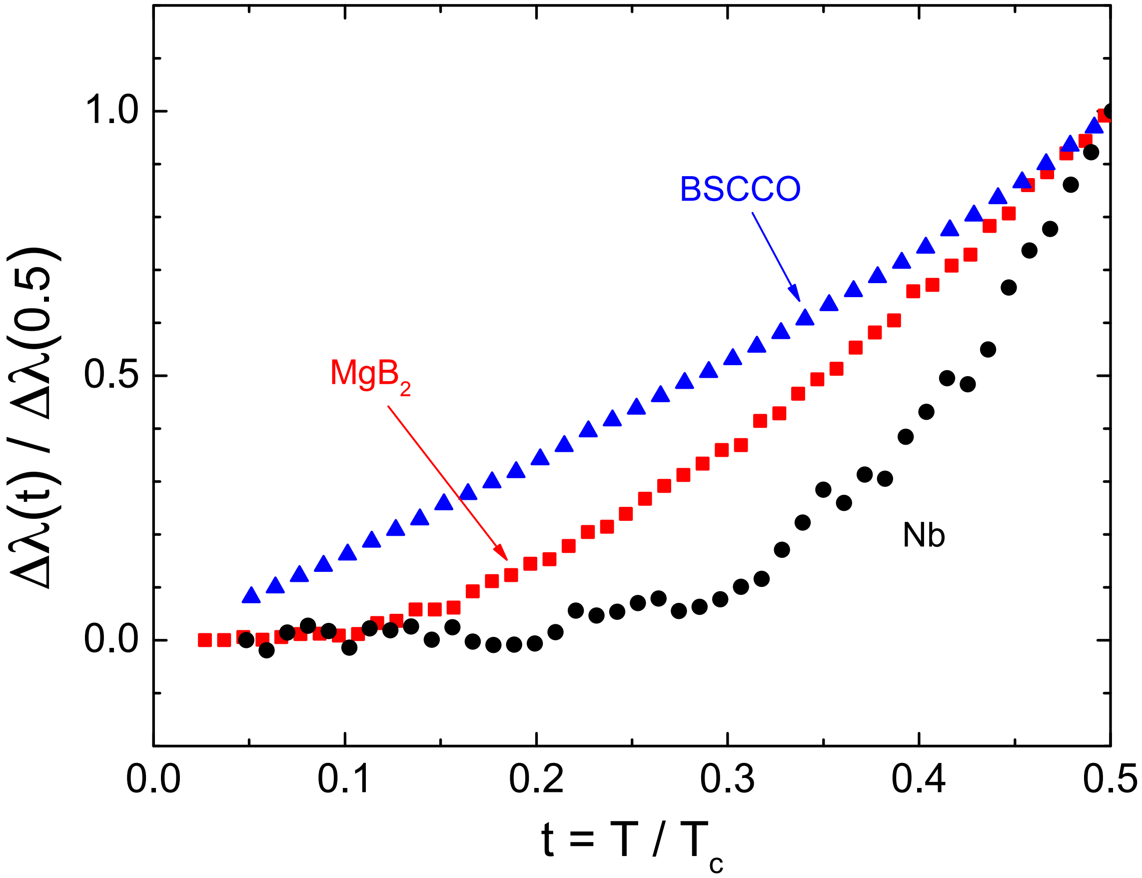


Profondeur de pénétration de London



- Quasiparticules normales thermiquement activées

Profondeur de pénétration de London



Gap d isotrope (cuprates)

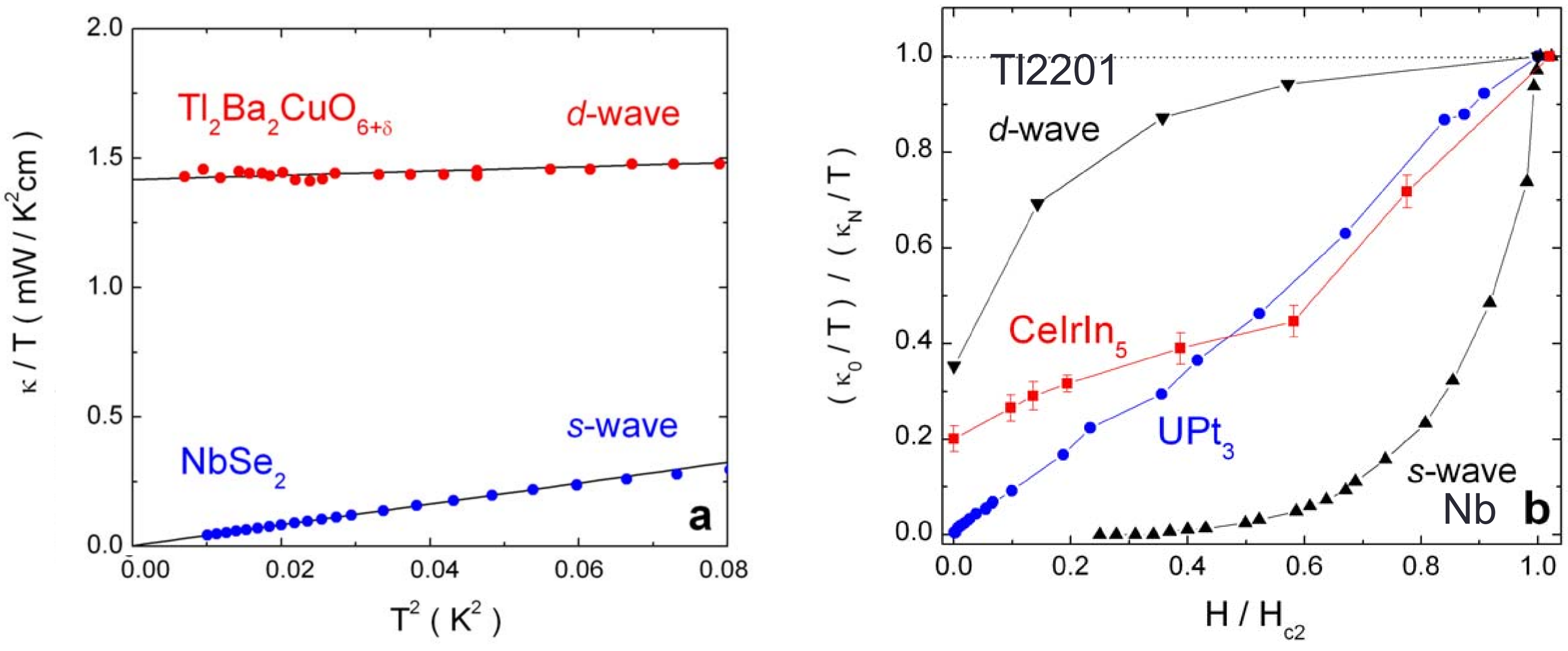
2 Gaps s isotropes (MgB_2)

Gap s isotrope (Nb)

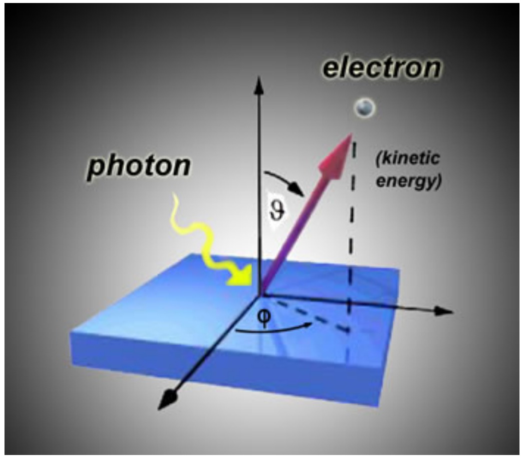
- Hardy et al. (1993): premières preuves de nœuds dans le gap des cuprates
- Attention à l'effet du désordre: lois de puissance à basse T

Conductivité thermique

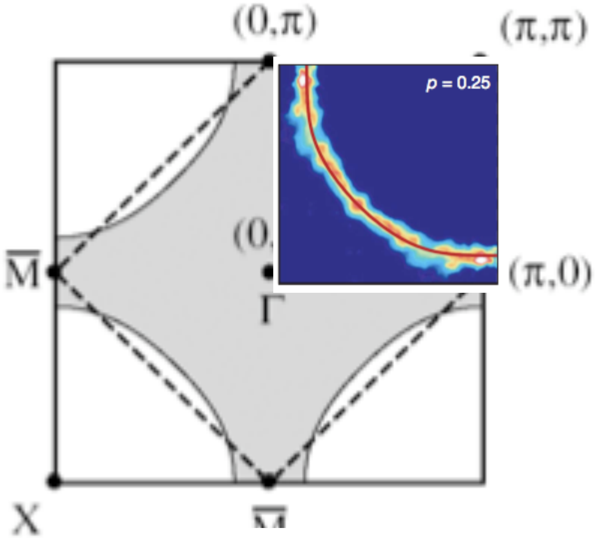
- Métal: contribution électronique linéaire
- Paires Cooper ne transportent pas de chaleur, contribution des quasiparticules non-appariées uniquement
- Comportements en température et en champs indiquent présence de nœuds ou pas



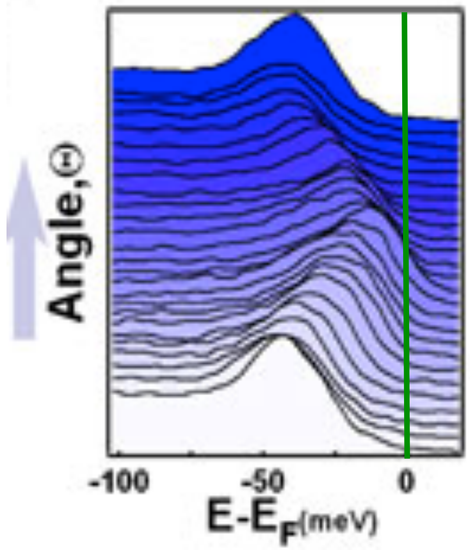
Photoémission résolue en angle



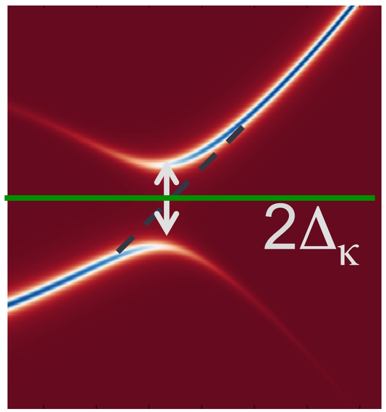
surface de Fermi des cuprates ($T>T_c$)

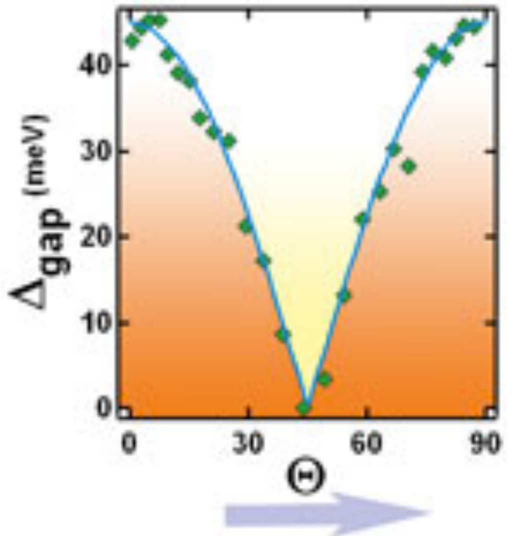


gap d dans cuprates ($T<T_C$)



$$E_{\vec{k}} = \sqrt{\xi_{\vec{k}}^2 + |\Delta_{\vec{k}}|^2}$$





Z. X. Shen et al. (1993)

$$|\Delta_k| = \Delta_0 \left|(\cos k_x a - \cos k_y a)\right|$$

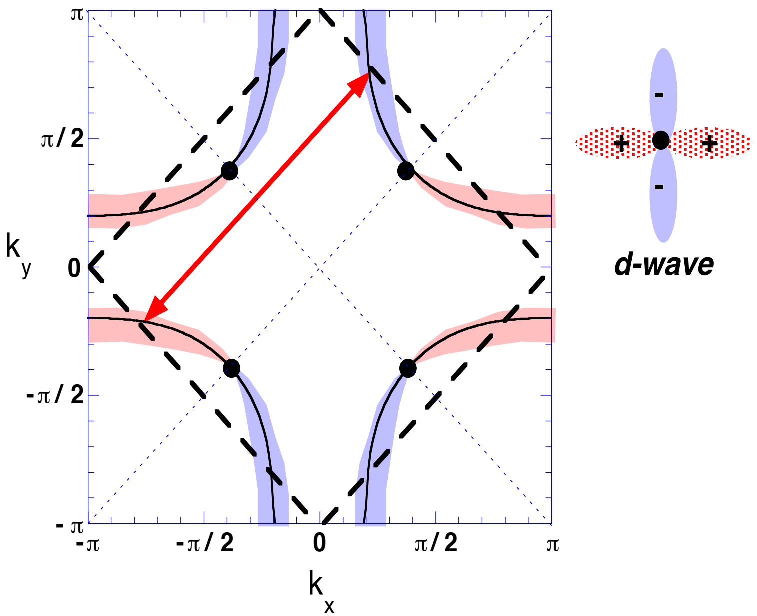
- Première mesure directe de l'anisotropie angulaire du gap
- Sensible à la surface

Sonder la phase: résonance neutron

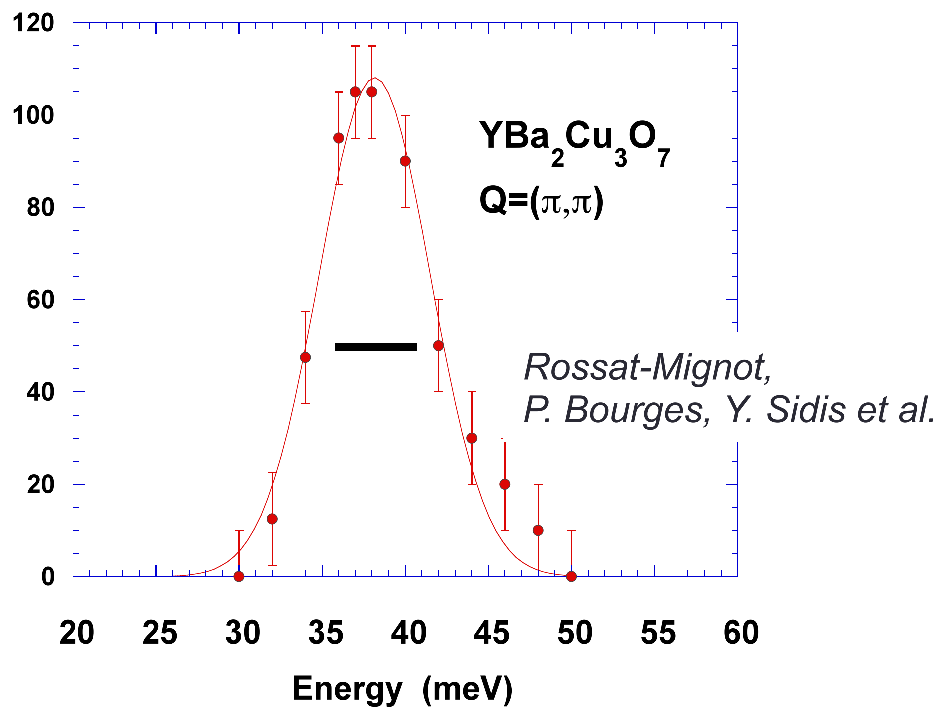
Facteur de cohérence de susceptibilité de spin à Q dans SC: $\frac{1}{2}\left(1 - \frac{\Delta(k)\Delta(k+Q)}{E(k)E(k+Q)}\right)$

Condition de résonance: $\mathrm{sgn}(\Delta(k+Q)) = -\mathrm{sgn}(\Delta(k))$

- ➢ Sensible à la phase !

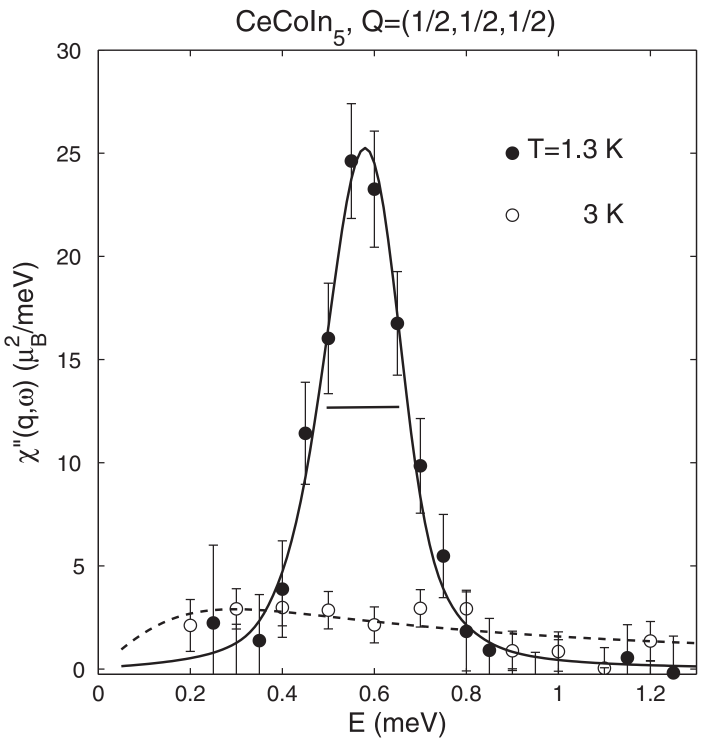


Diffusion inélastique des neutrons



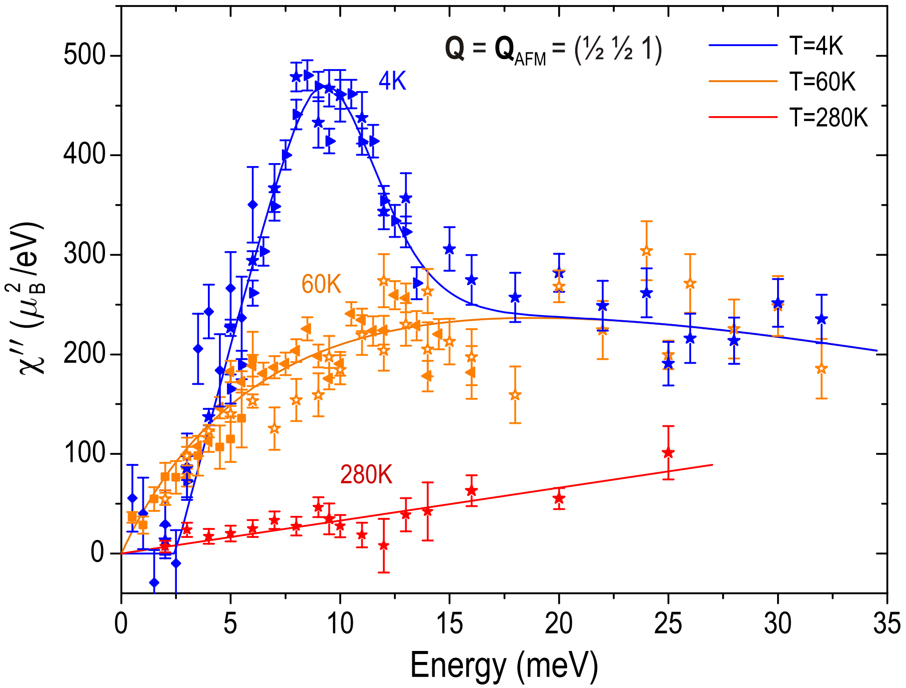
Sonder la phase: résonance neutron

Fermions lourds



Stock et al. (2008)

FeAs

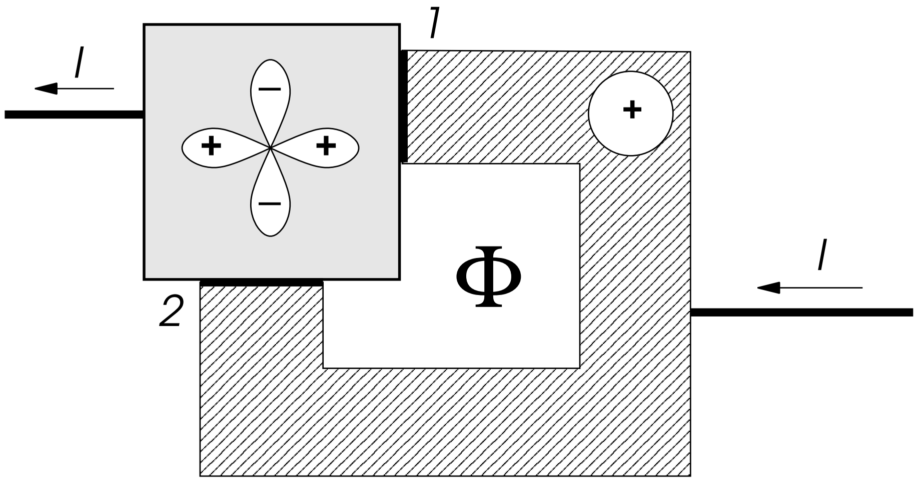


Inosov et al. (2010)

- ➢ Universalité de la résonance neutrons dans les SC proche d'une phase AF
- ➢ Indication forte d'un changement de signe du gap: supra non-conventionnelle

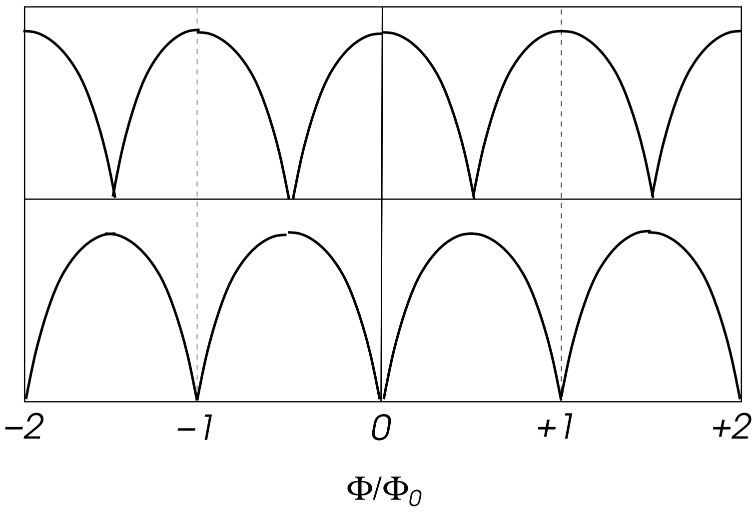
Sonder la phase: interférométrie SQUID

2 jonctions Josephson entre supra. s et d



$$I = I_1 + I_2 = I_{c1}\sin\varphi_1 + I_{c2}\sin(\varphi_2 + \alpha)$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}$$

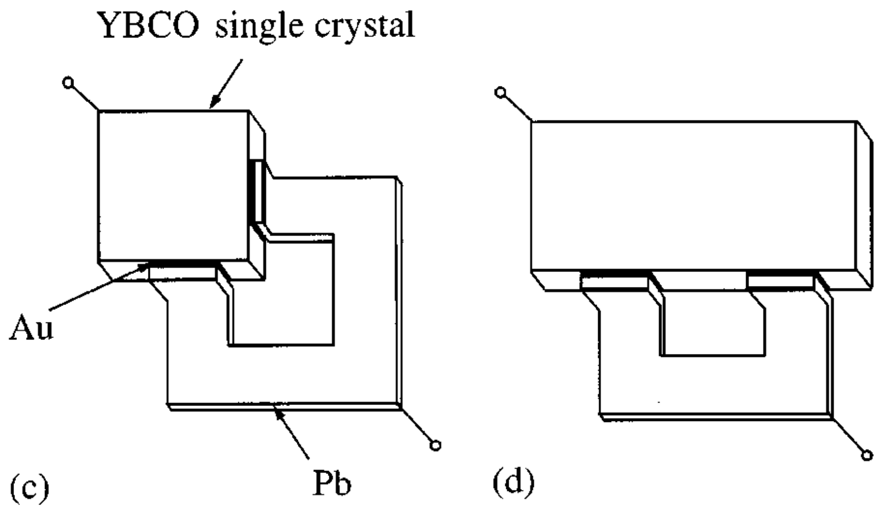


$\alpha=0$ Jonctions s-s: courant max. à $N\Phi_0$

$\alpha=\pi$ Jonctions s-d: courant max. à $(N+1/2)\Phi_0$

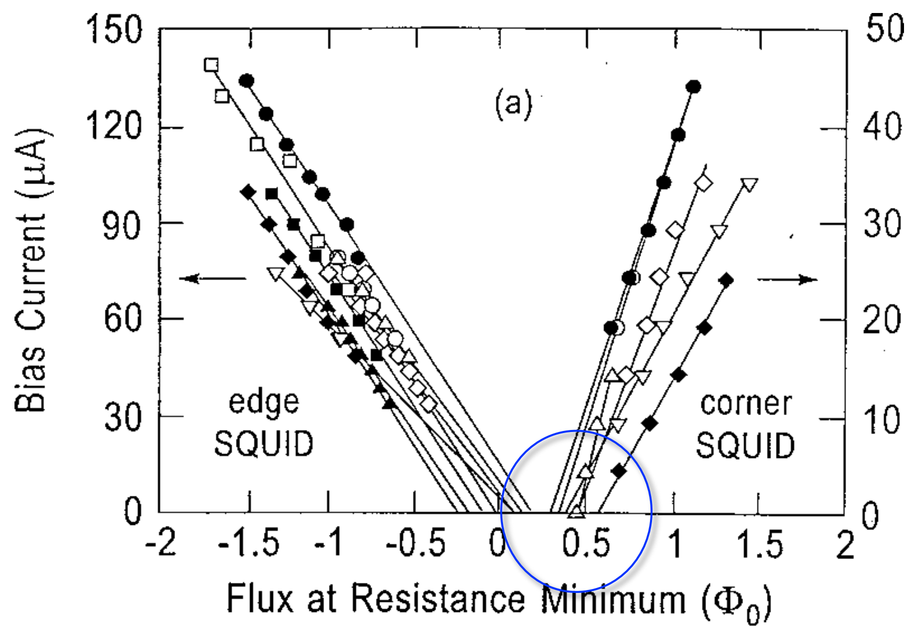
Sonder la phase: interférométrie SQUID

Wollman et al. (1993)



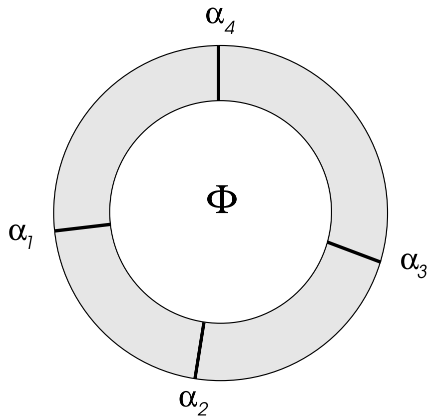
Corner SQUID

Edge SQUID



- ➢ Décalage de ½ quantum de flux en moyenne

Sonder la phase: tri-cristal

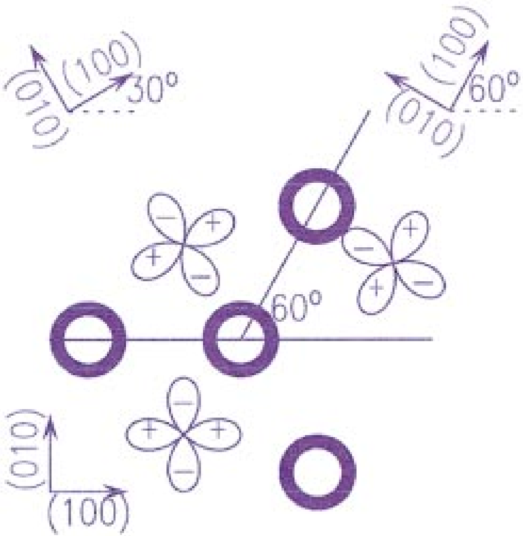


Quantification du flux dans un anneau SC

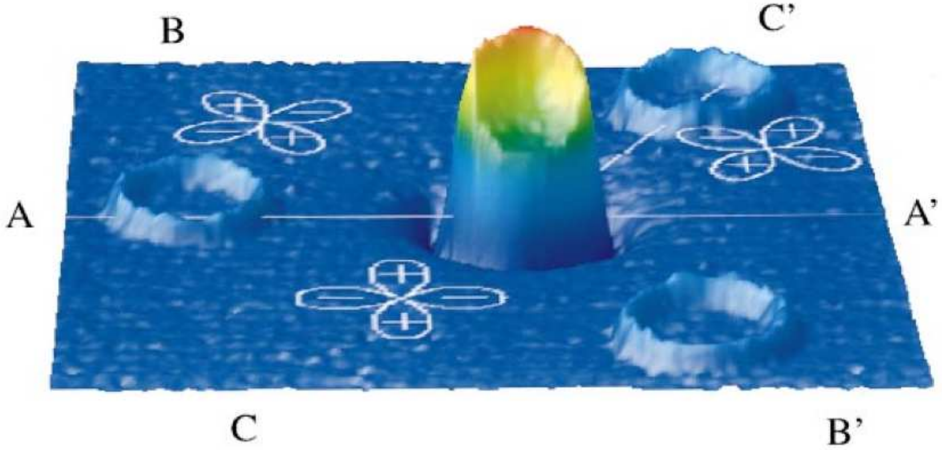
$$\Phi = \begin{cases} \Phi_0 n & \text{quantification classique} \\ \Phi_0 \left(n + \dfrac{1}{2} \right) & \text{anneau } \pi \end{cases}$$

- Anneau π: apparition d'un demi-quantum de flux spontané

- YBCO tri-cristal: Tsuei et al. (1994)

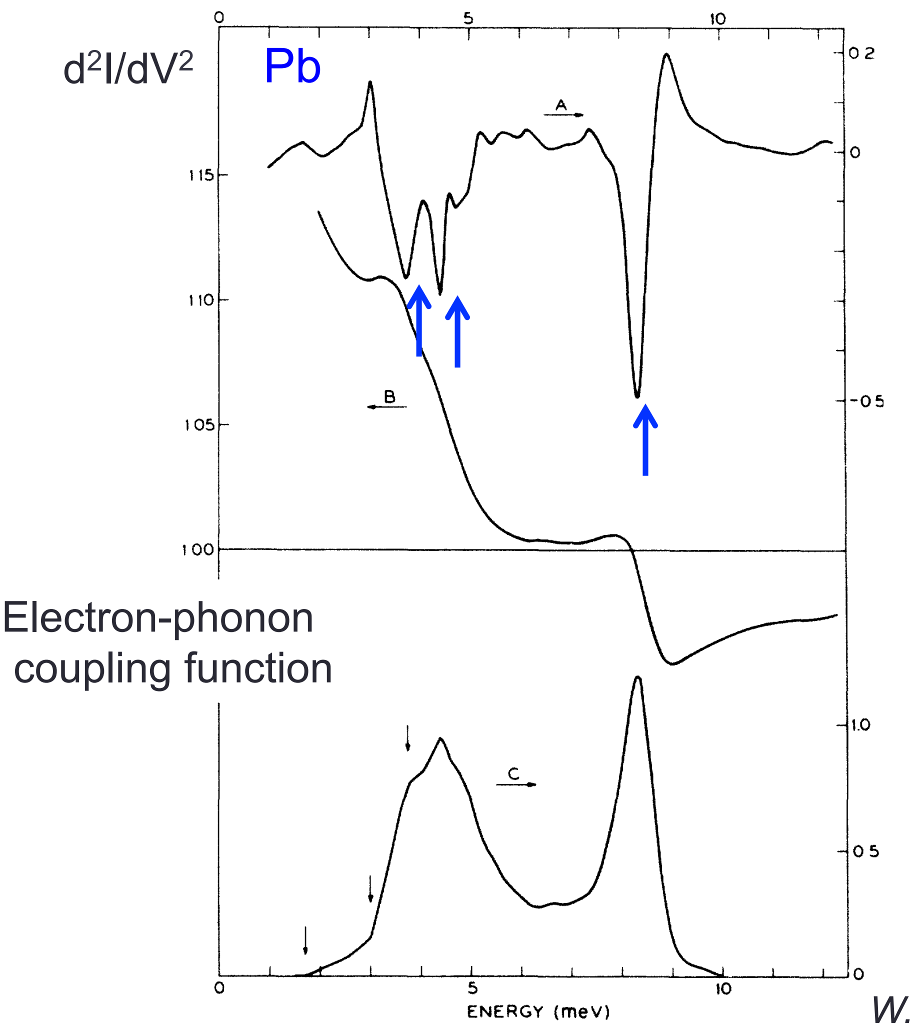


Scanning SQUID microscope

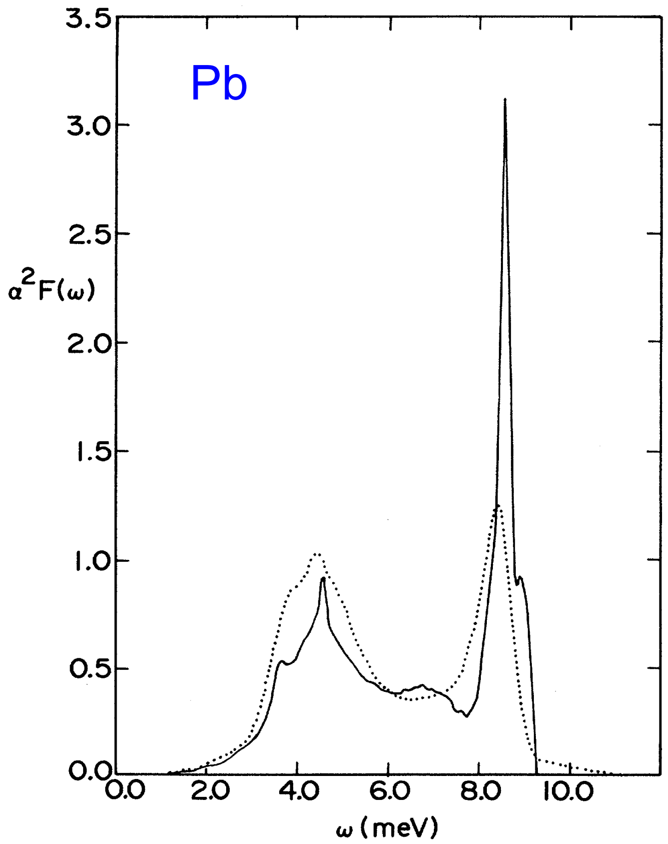


Bosons / fluctuations responsables de l'appariement

Rowell-McMillan (1964):
inversion des spectres tunnel



Comparaison avec calculs basés
sur mesures neutrons

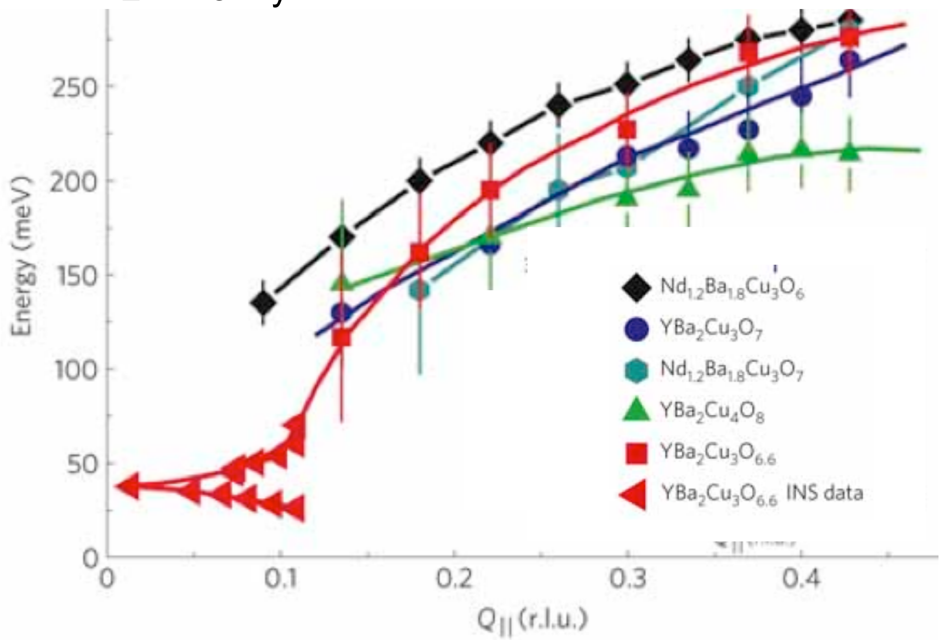


W. L. McMillan et J.M. Rowell, Phys. Rev. Lett. 14, 108 (1964)
J. Carbotte, Rev. Mod. Phys. 62, 1027 (1990)

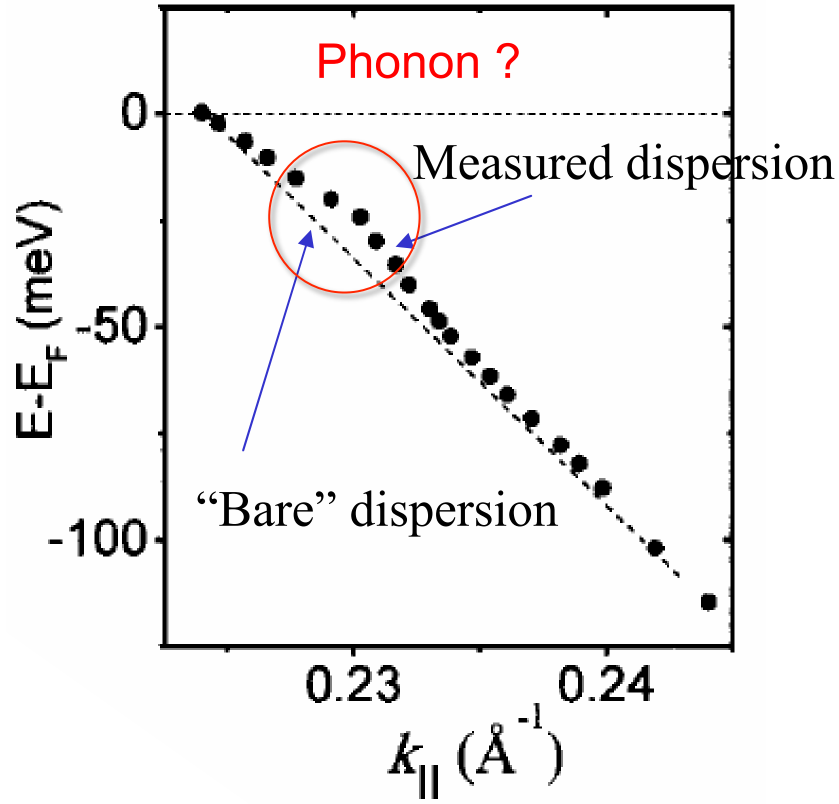
Bosons / fluctuations responsables de l’appariement

- Idem avec couplage avec les fluctuations de spin ? Le cas des cuprates
- Pb1: spectre des fluctuations de spin large en énergie (sauf résonance neutron)
- Pb2: fort effet de feedback

RBa$_2$Cu$_3$O$_y$, RIXS: (para)magnons



Le Tacon et al. (2012)



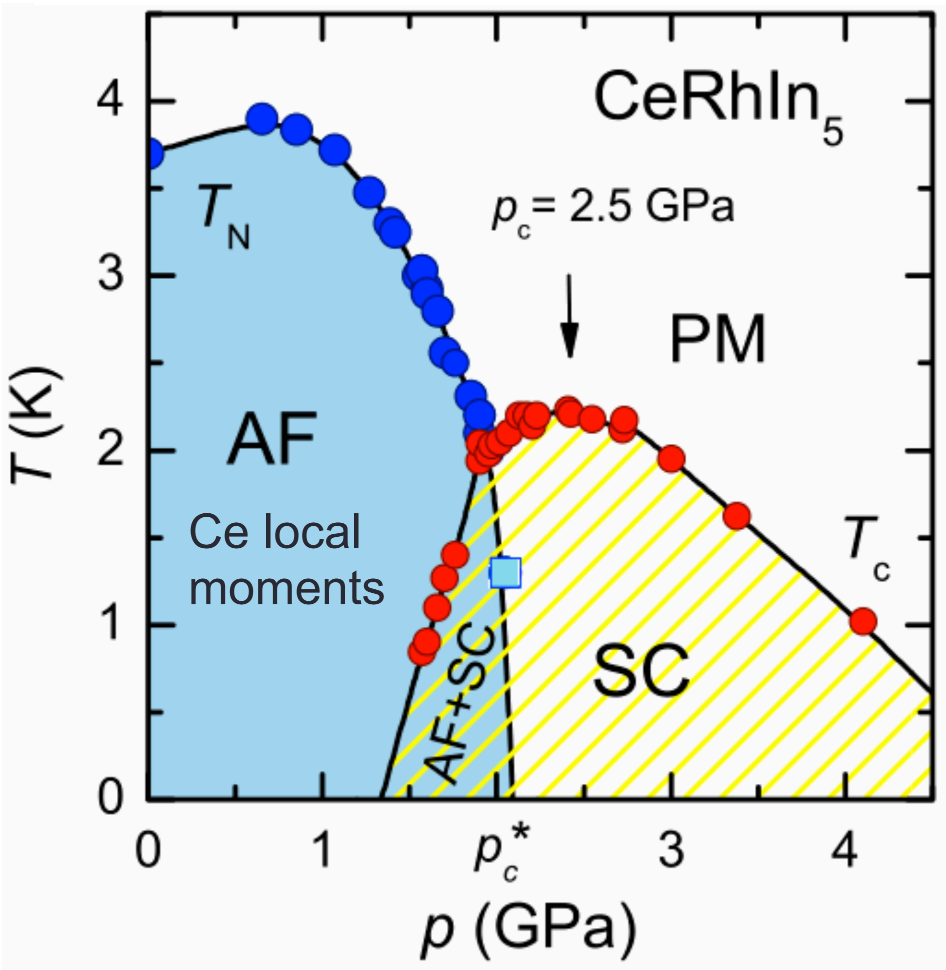
Valla et al. (2002)

Plan

- Généralités et Symétries
- Mécanismes d'appariement électroniques
- Sondes de la supraconductivité non-conventionnelle
- Supraconductivité à proximité d'ordres électroniques
  - Diagrammes de phases de la supra. non-conventionnelle
  - Cuprates
  - Supraconducteurs au Fer

Diagrammes de phases (T, p): exemples

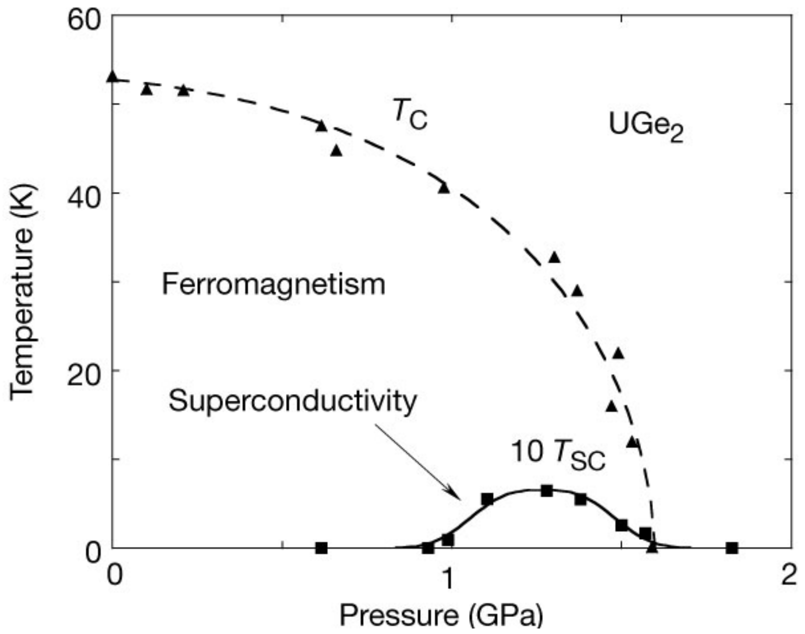
Fermions lourds

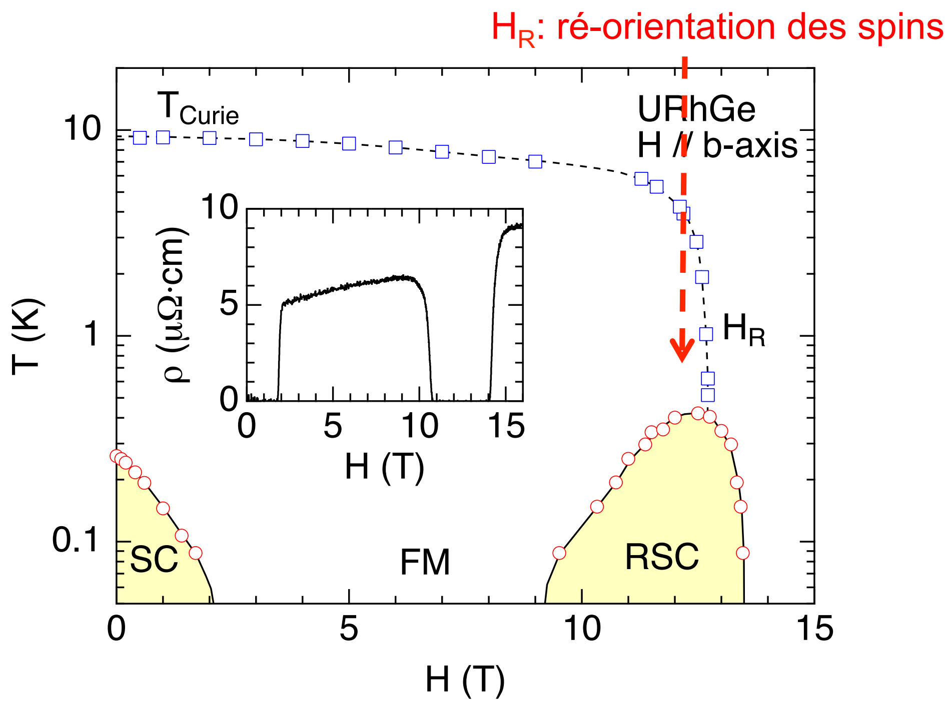


- supraconductivité apparaît proche d'une phase magnétique AF
- coexistence ou pas
- Importance des fluctuations critiques dans la supra.

Diagrammes de phases (T, p): exemples

Fermions lourds

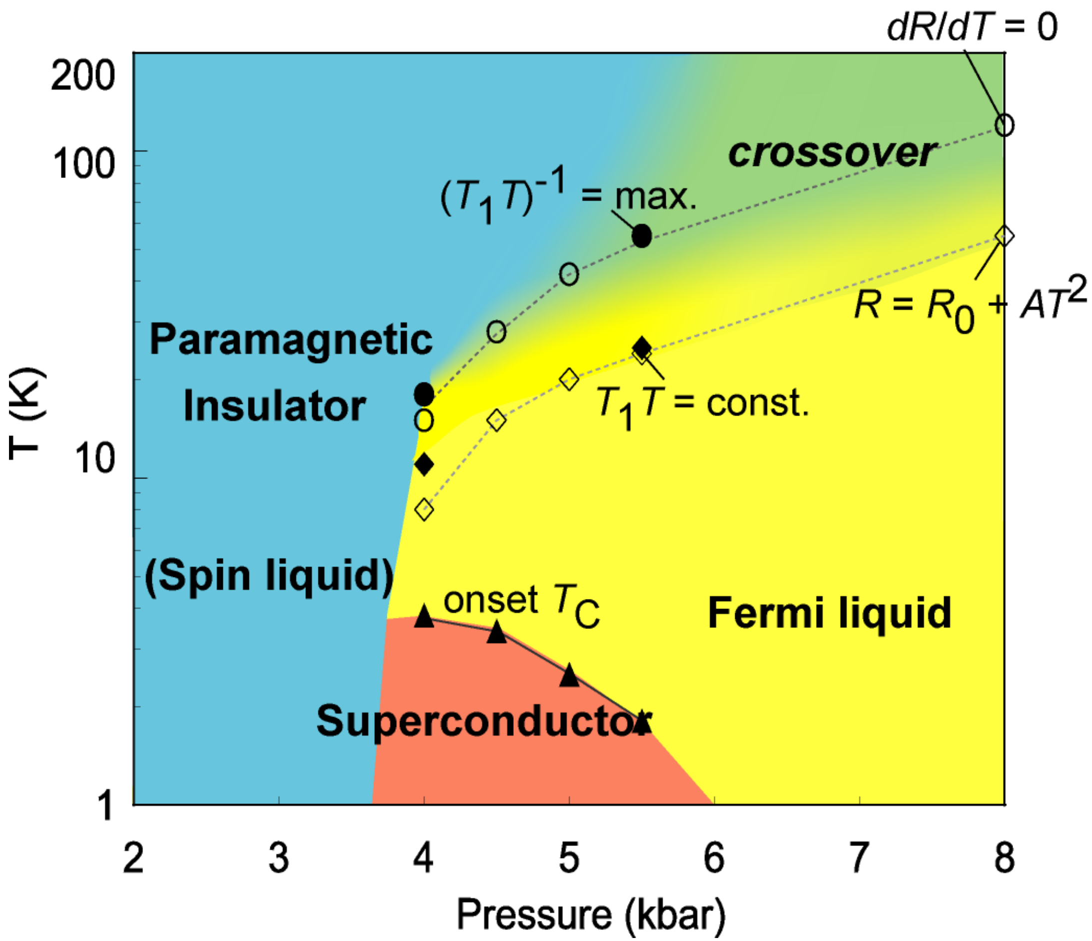




- supraconductivité apparaît proche d'une phase magnétique ferromagnétique
- Coexistence entre les ordres ?
- Importance des fluctuations critiques dans la supra.

Diagrammes de phases (T, p): exemples

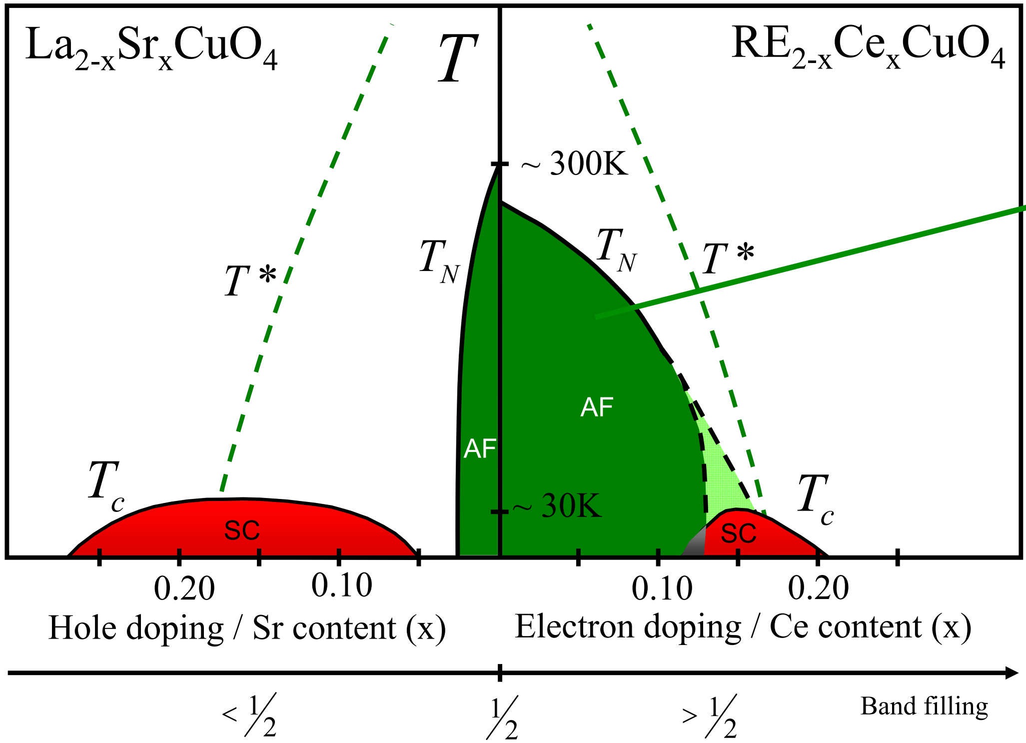
Organique 2D



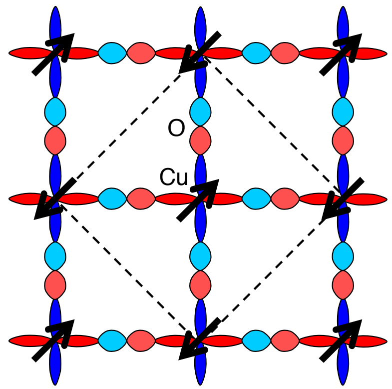
- ➢ Pas d'ordre magnétique
- ➢ Transition métal-isolant

Diagrammes de phases (T, dopage): cuprates

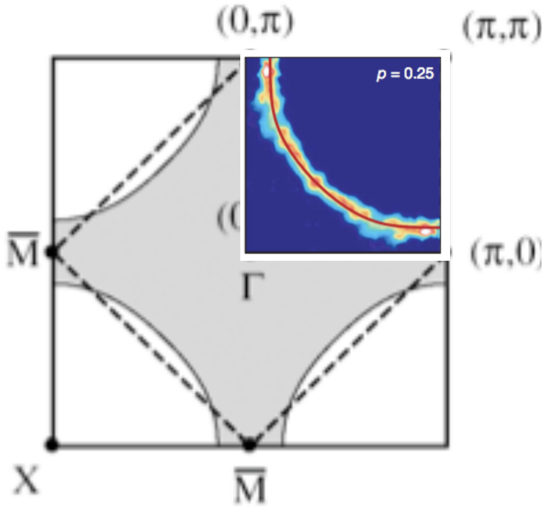
Bednorz et Muller (1986)



isolant

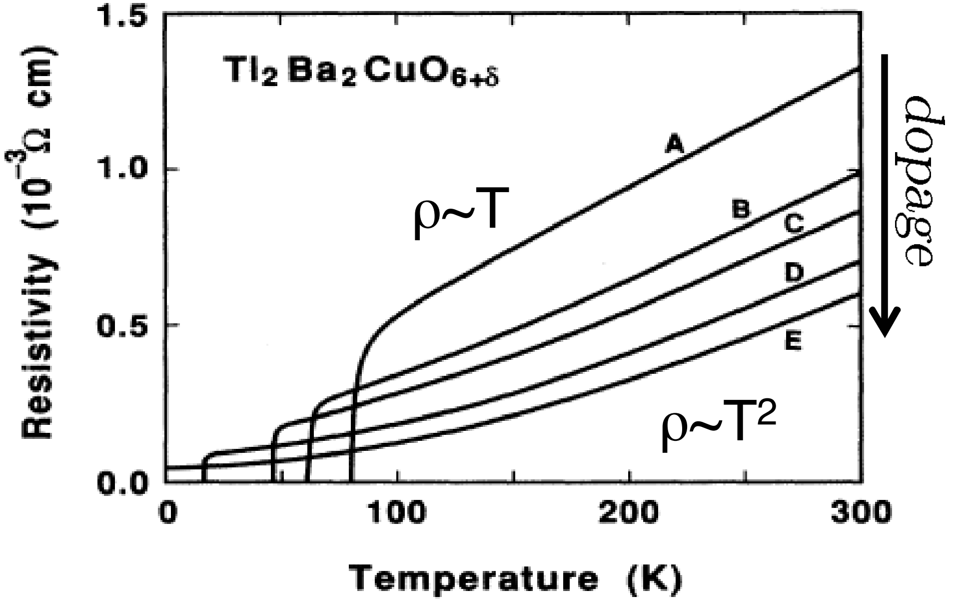


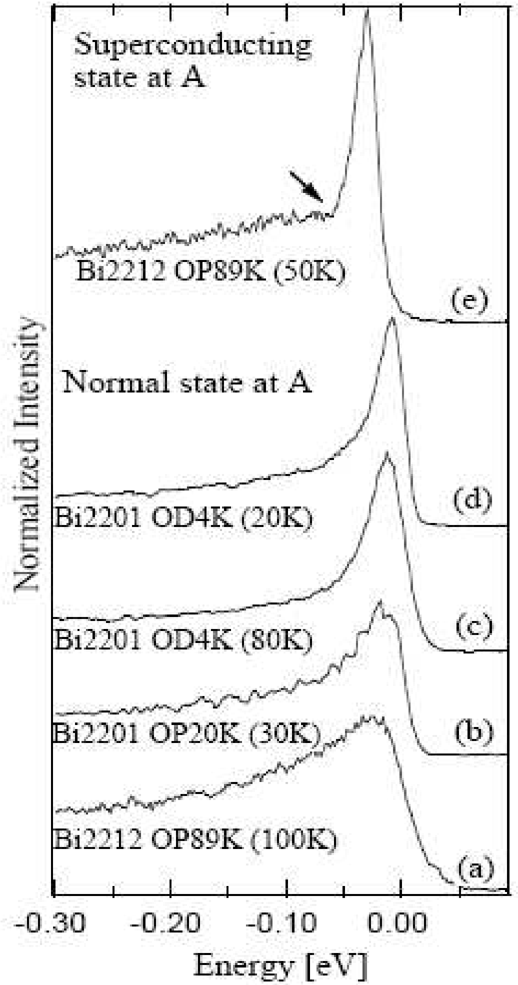
Métal
SC d



- Proximité d'un phase isolante de Mott antiferromagnétique
- SC gap d du aux fluctuations AF
- Liquide de Fermi ?
- Phase pseudogap ?

Cuprates: liquide de Fermi ?



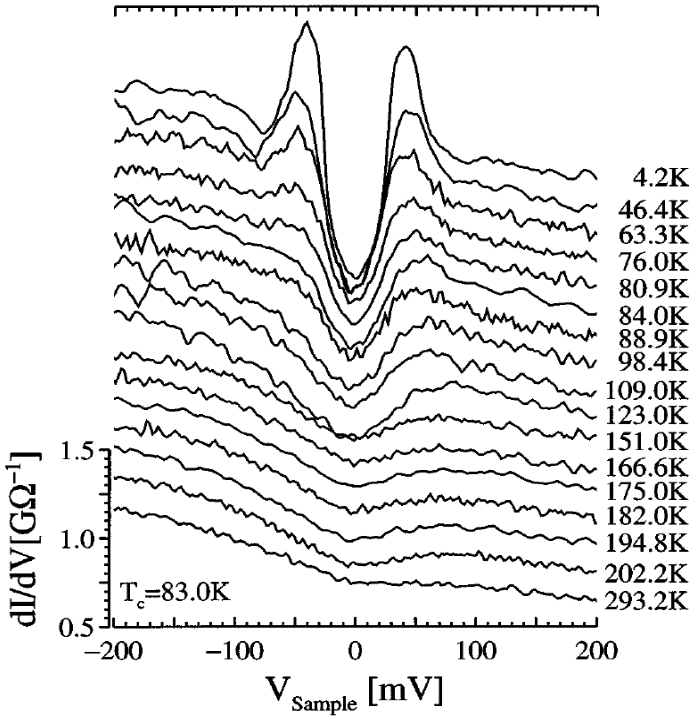


- Résistivité linéaire en T et quasiparticules mal définies

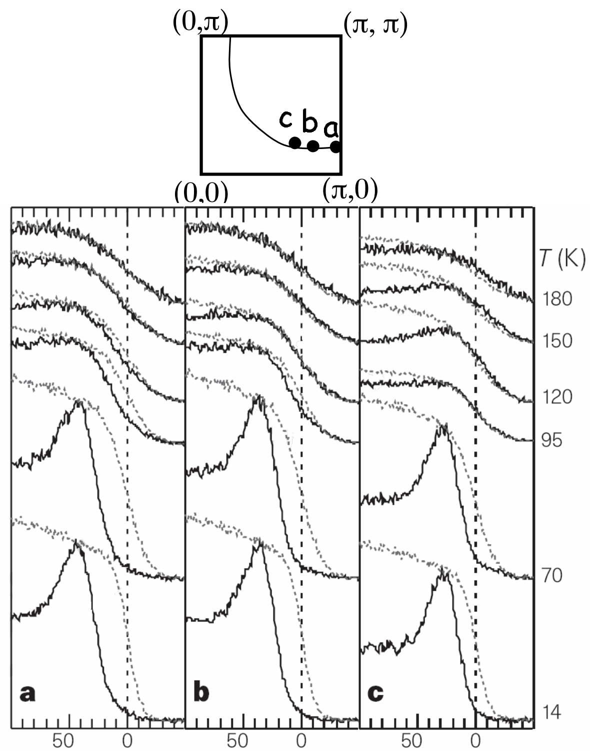
- Approche couplage faible de l'appariement supra. supposent un liquide de Fermi….

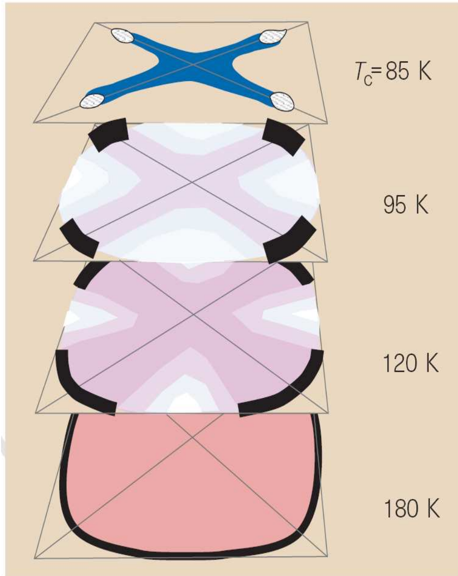
Le pseudogap

STM (Fischer et al. 1998)



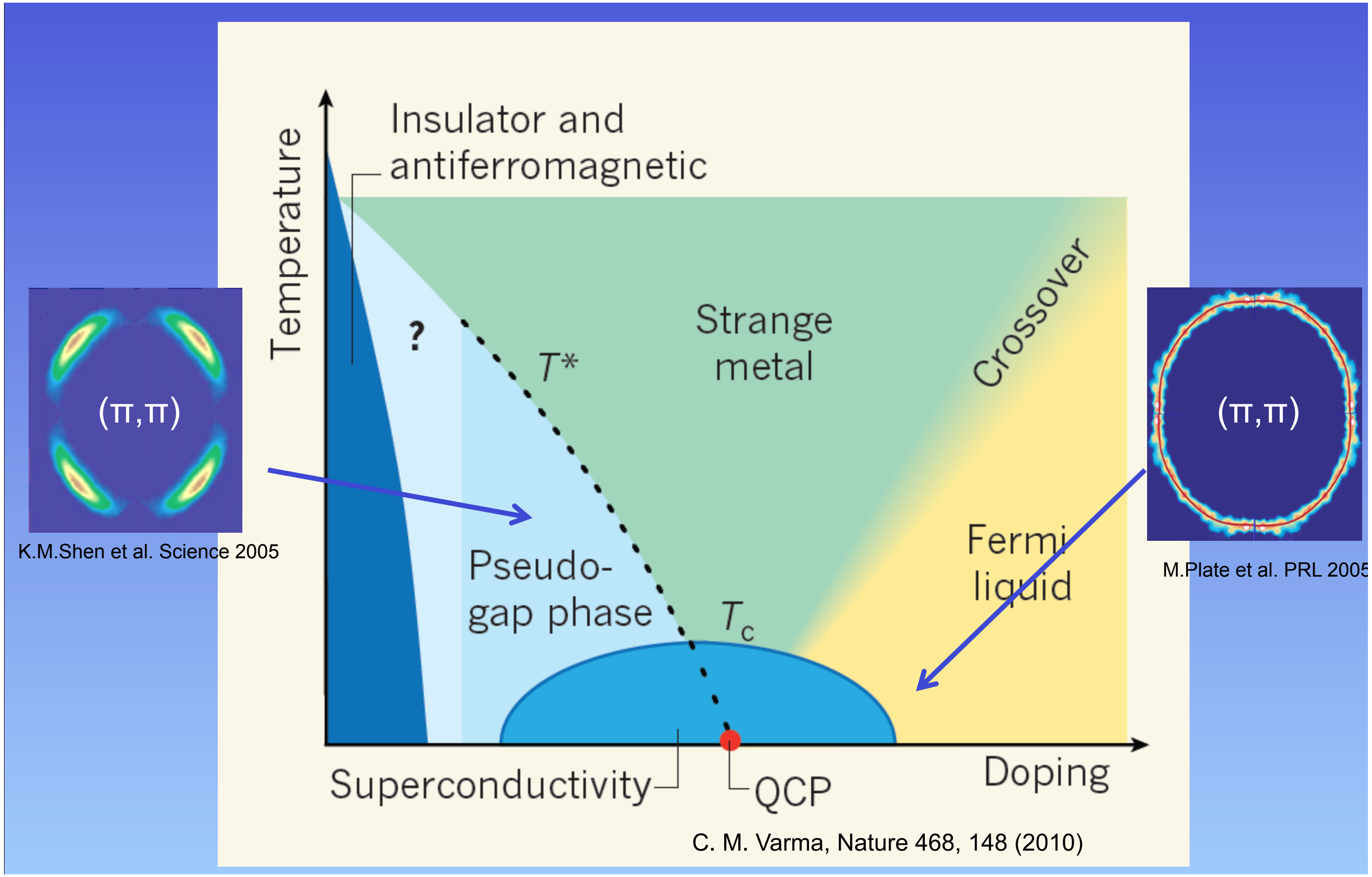
ARPES (Ding et al. 1998)



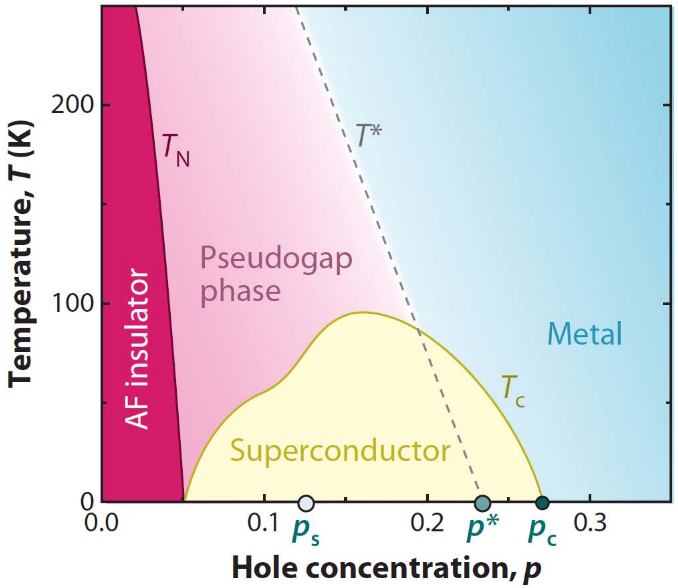


- Un gap s'ouvre au dessus de T_c
- pseudogap anisotrope « d »: précurseur SC ?

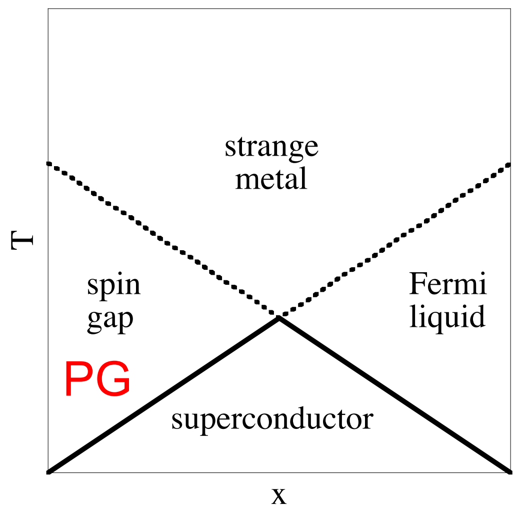
Le pseudogap



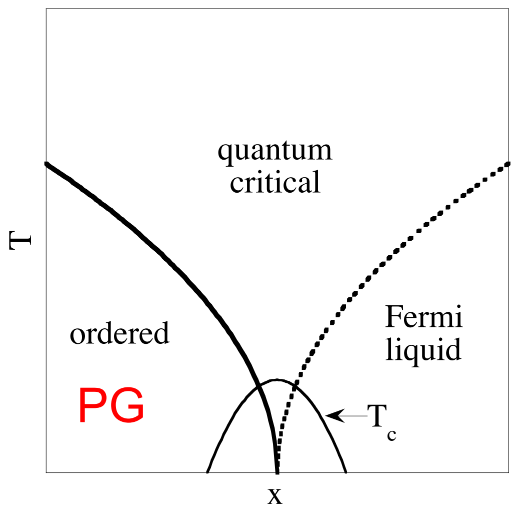
Scenario du pseudogap



Scénario 1:
Pseudogap précurseur SC

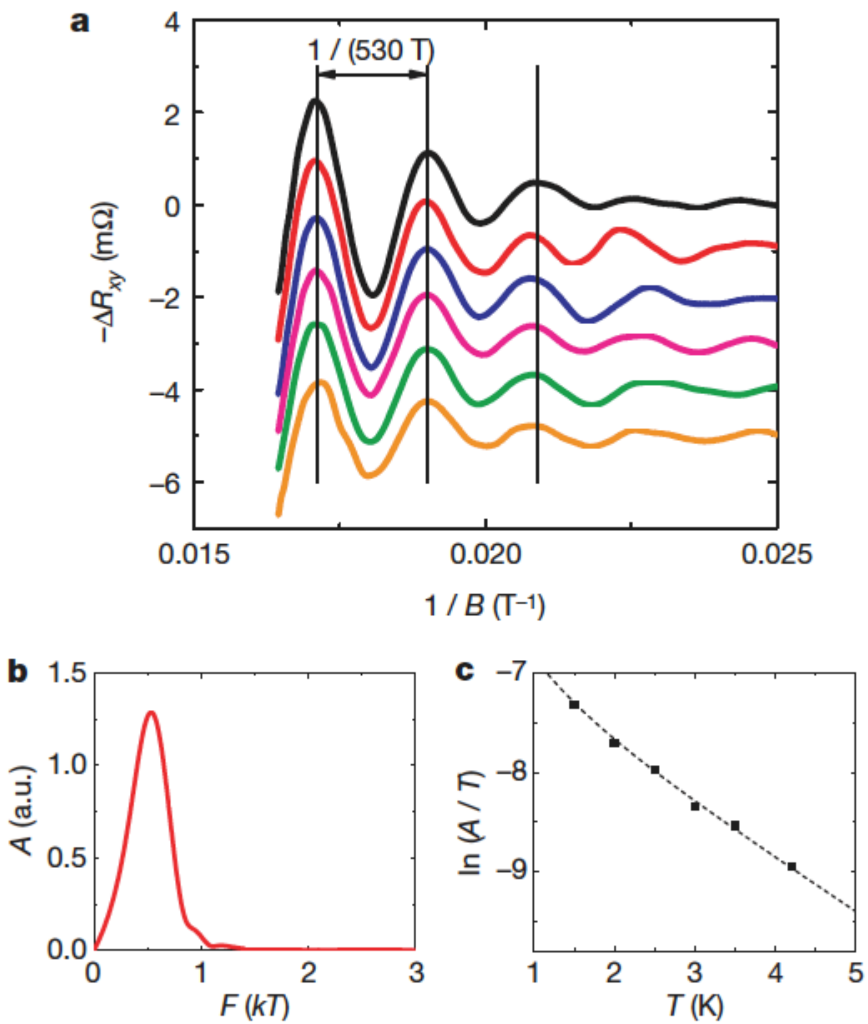


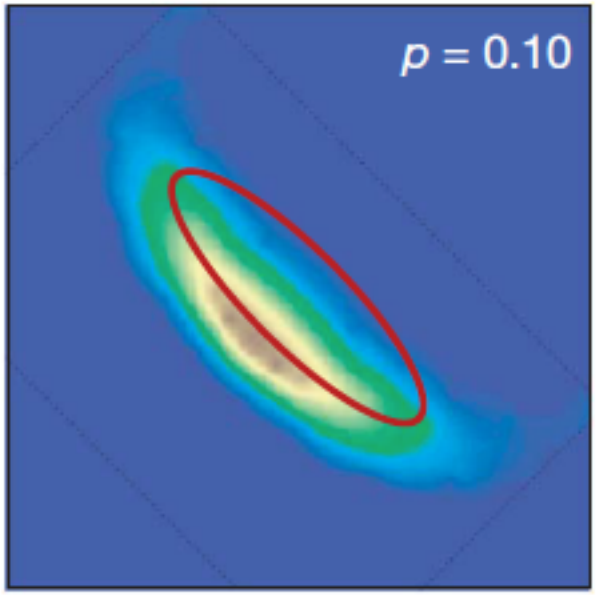
Scénario 2:
Pseudogap phase ordonnée en compétition



- ➢ L'anisotropie du PG indique un lien avec le gap SC
- ➢ Nature de la phase ordonnée ?

Un ordre caché ?





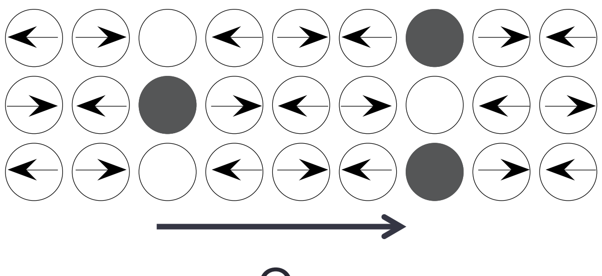
- Pseudogap: poche et et pas arc de Fermi
- Signature d'une reconstruction électronique
- Ordre à Q fini

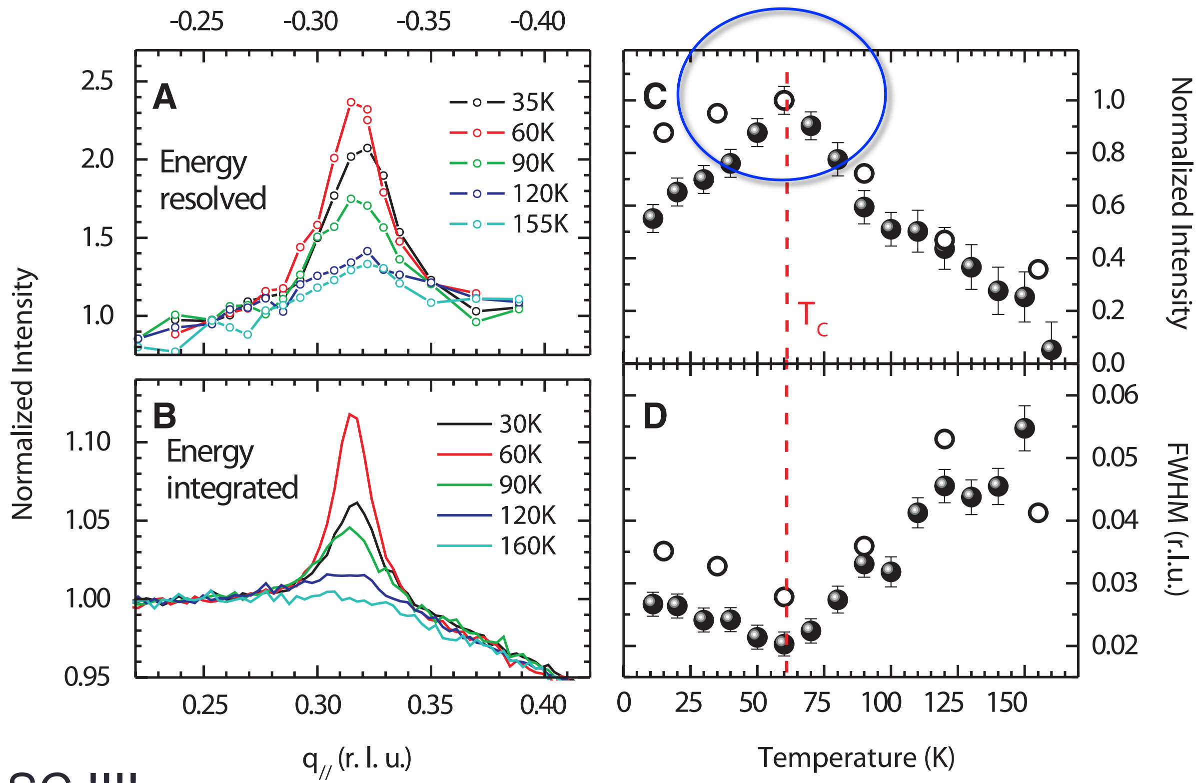
N. Doiron-Leyraud et al. Nature (2007)

Ordres de charge/spin

PG: nombreuses signatures d'ordre (statique ou pas): neutron (Bourges et al.), Kerr (Kapitulnik et al.), RMN (Julien et al.), RX (Ghiringelli et al, Chang et al…..)

« Stripes »

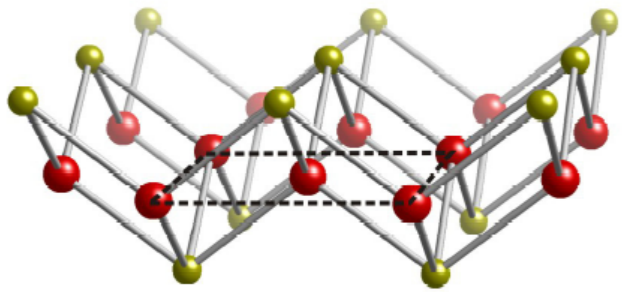




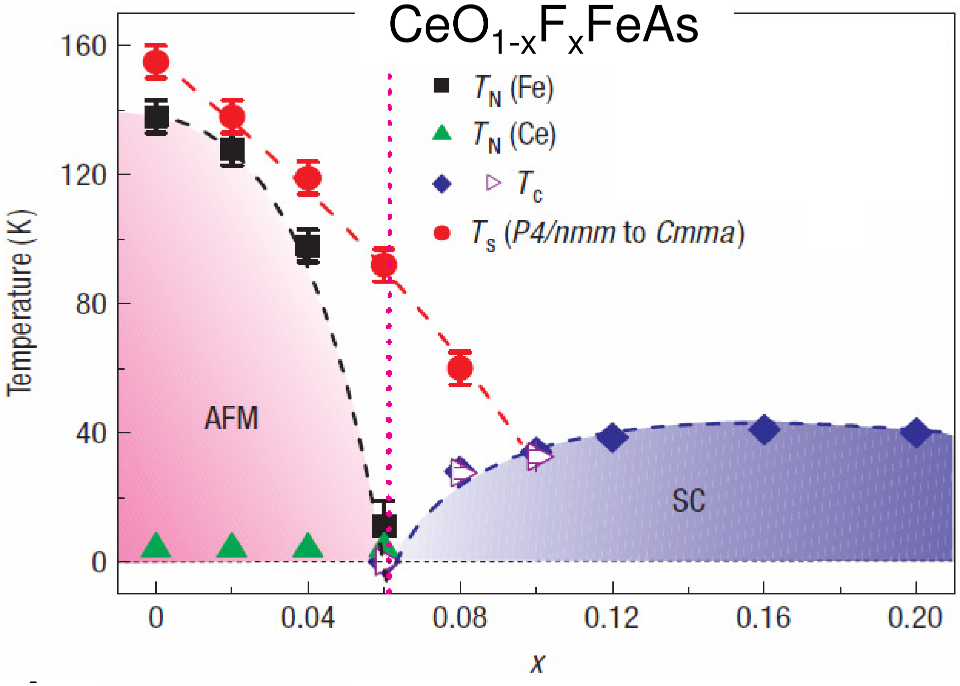
- Ordre en compétition avec SC !!!!
- Ordre fluctuant stabilisé par un champ B

Ghiringelli et al. Science (2012)

Supraconducteurs au Fer: diagrammes de Phase

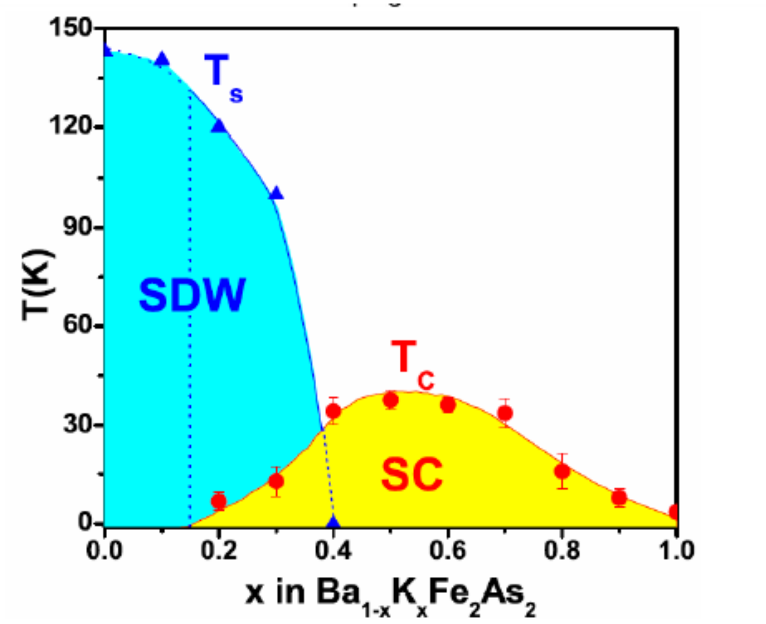


1111



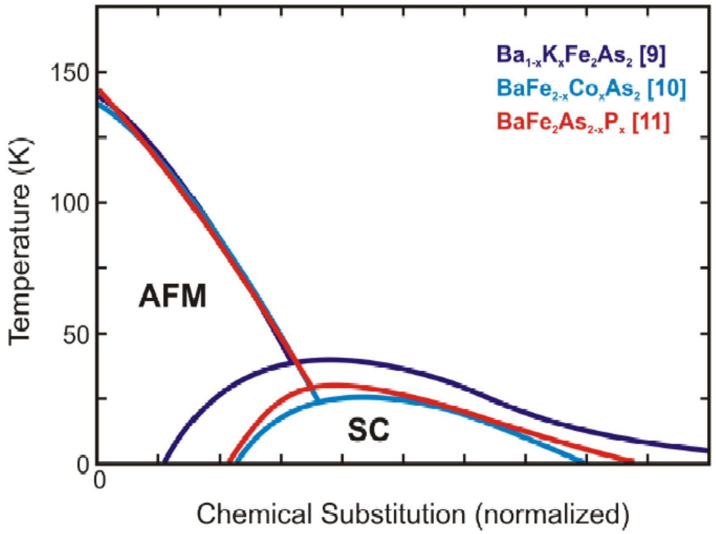
J. Zhao et al. Nature Materials 7, 953-959 (2008)

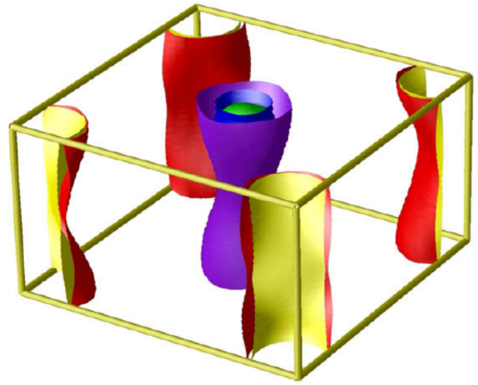
122



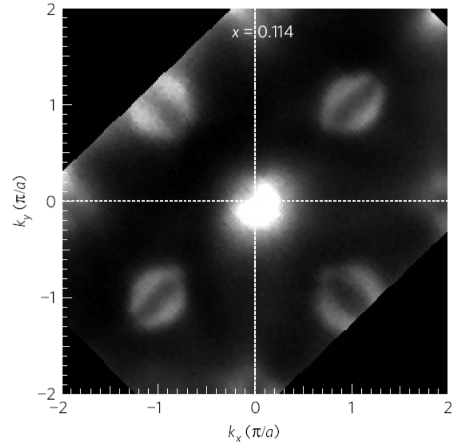
H. Chen et al. Europhys. Lett. 85, 17006 (2009)

Diagrammes de phase

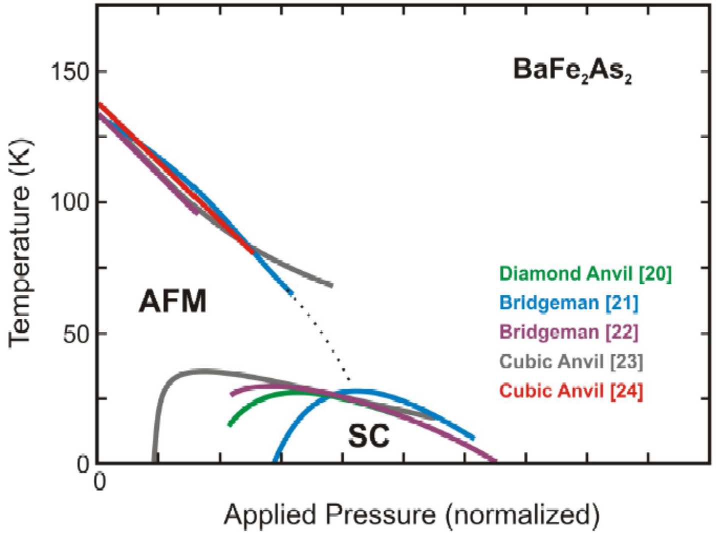


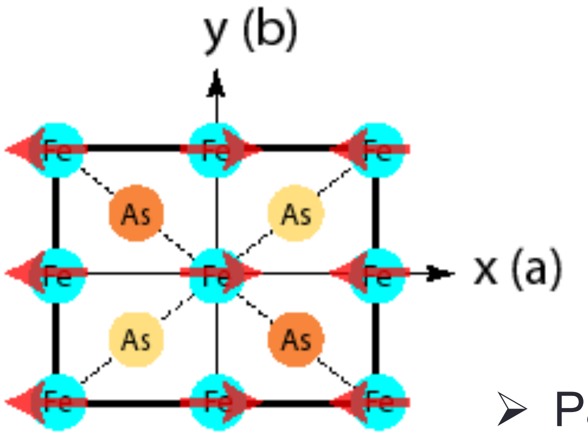


DFT calculations
Mazin, *Physica C* ***469***, *614 (2009)*



Liu et al. Nature Phys. 2010

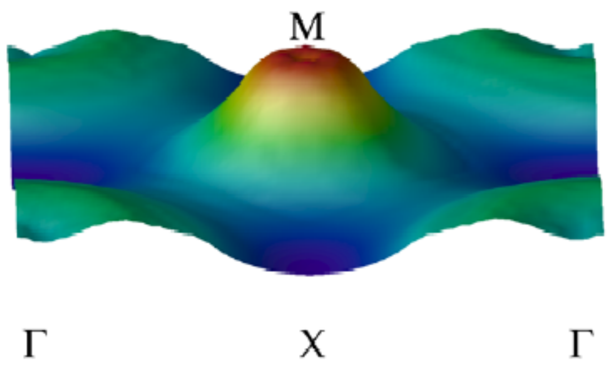




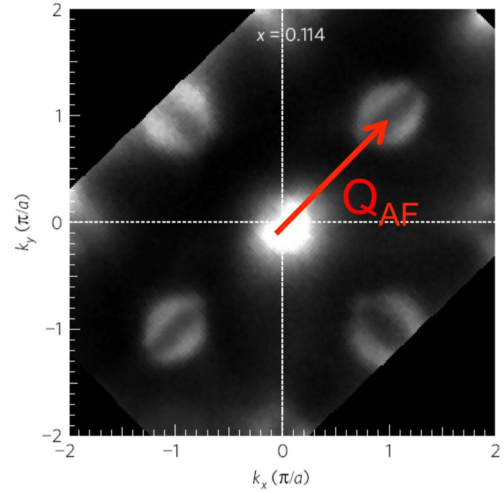
J. Paglione et R. Greene. Nature Physics 2010

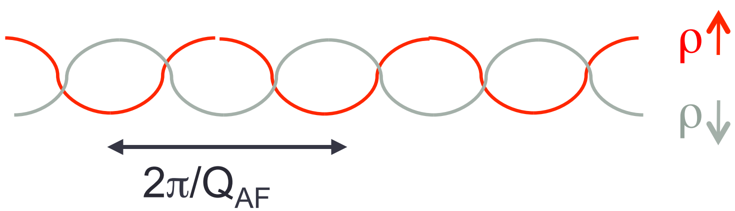
- Paramètre de contrôle ?
- multibande
- AF itinérant

Supraconductivité et magnétisme

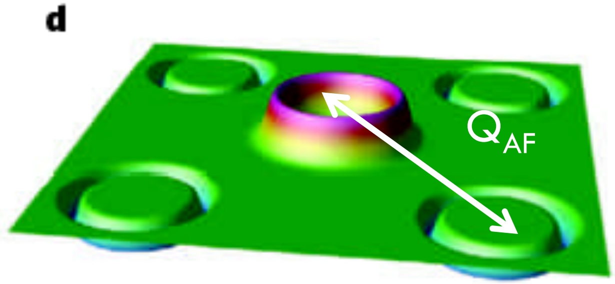


Susceptibilité de spin piquée en Q_{AF}



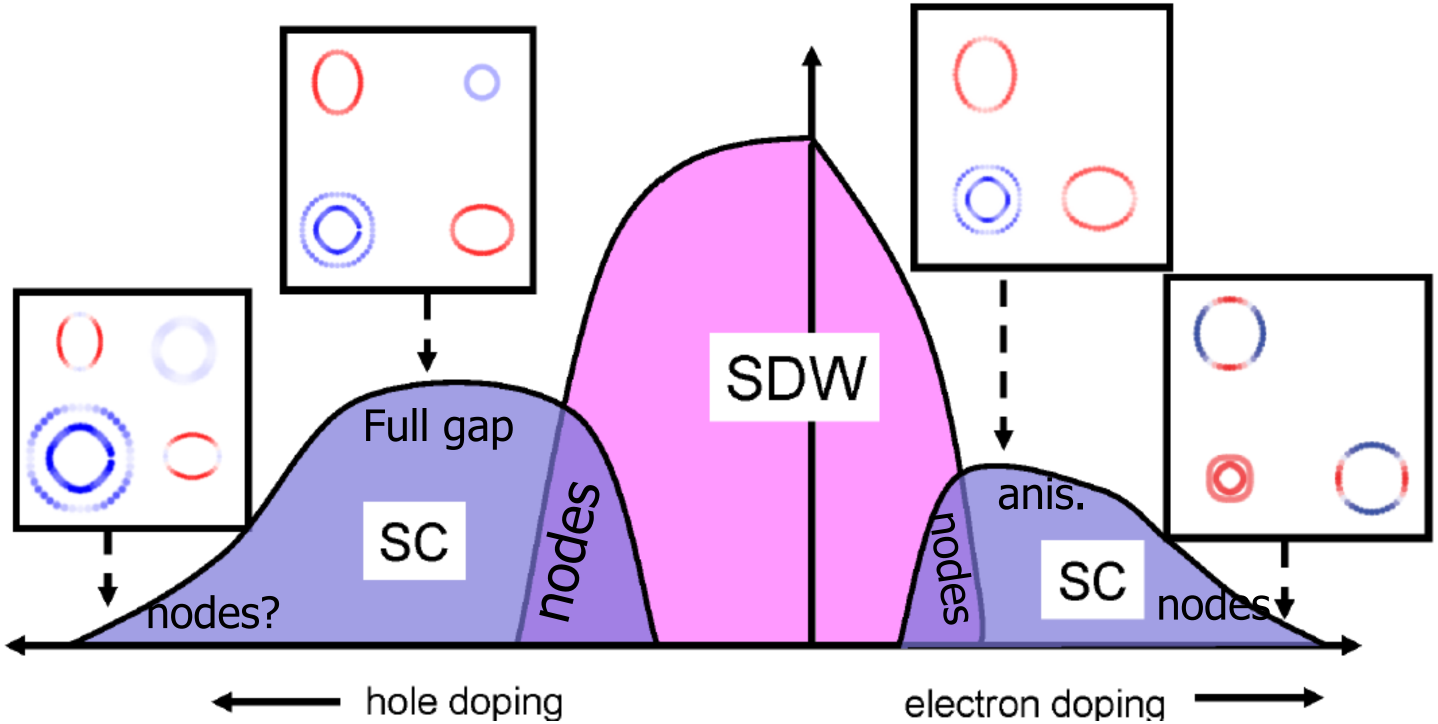


Onde de densité de spin



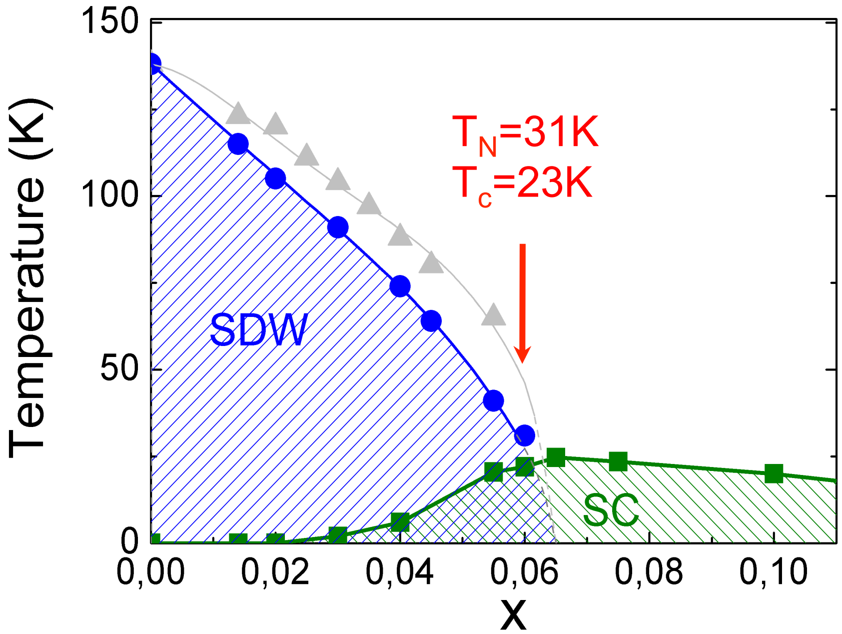
Supraconductivite s^{+-}

Topologie de la surface de Fermi et gap



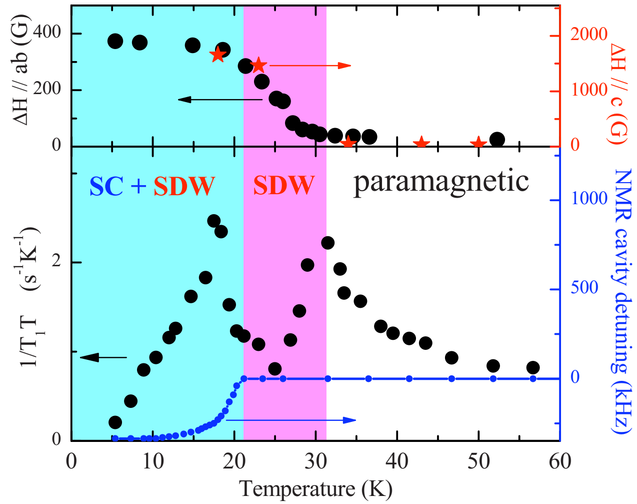
- Même intéraction (AF) mais structures de gaps très différentes !!
- Toujours symétrie s^{+-}
- Scénario différent si un des feuillets disparaît: d-wave ?

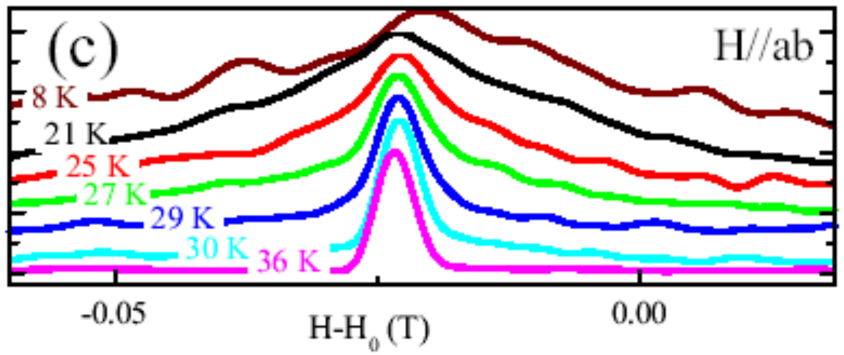
Coexistence magnétisme supra.



- ➢ Séparation de phase ?

^{75}As NMR

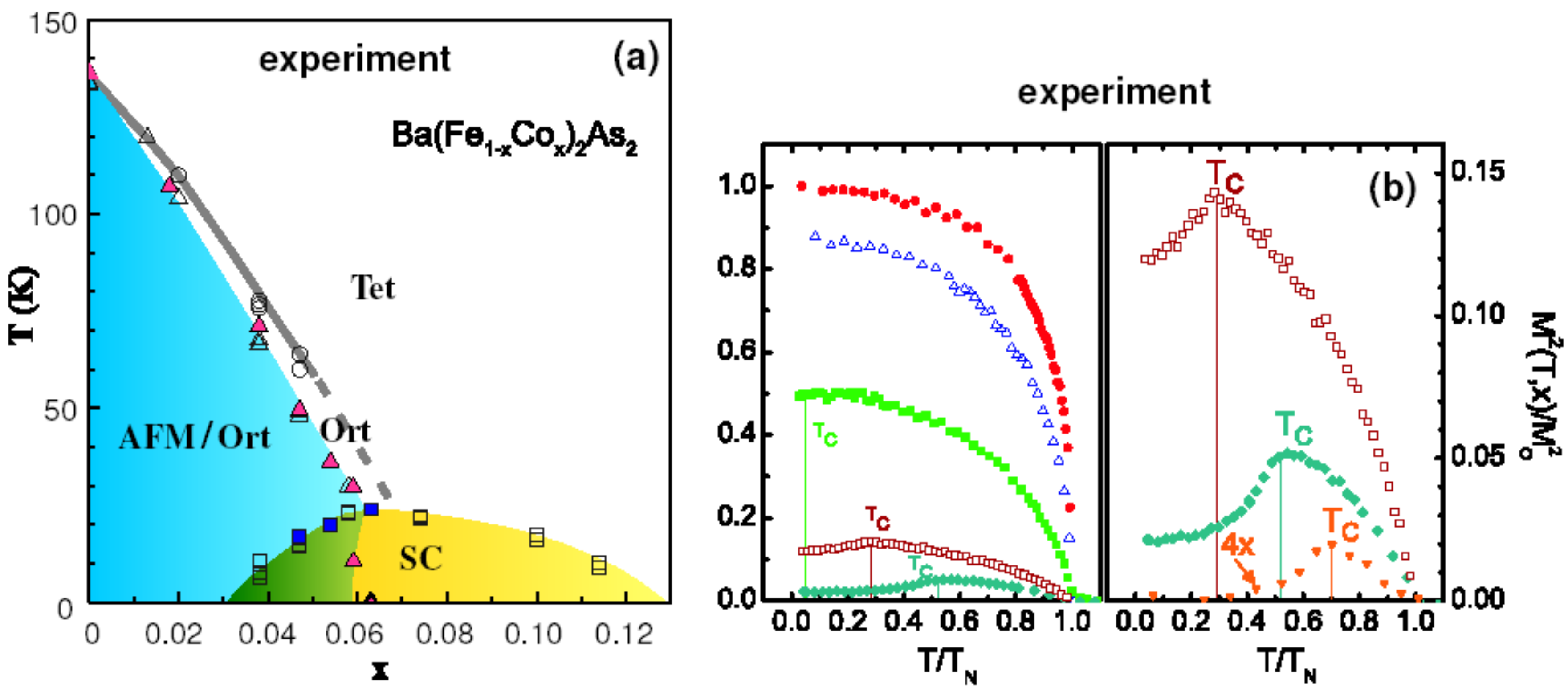




*Laplace et al. PRB **80**, 140501 (2009)*
Julien et al. EPL 87, 37001 (2009)

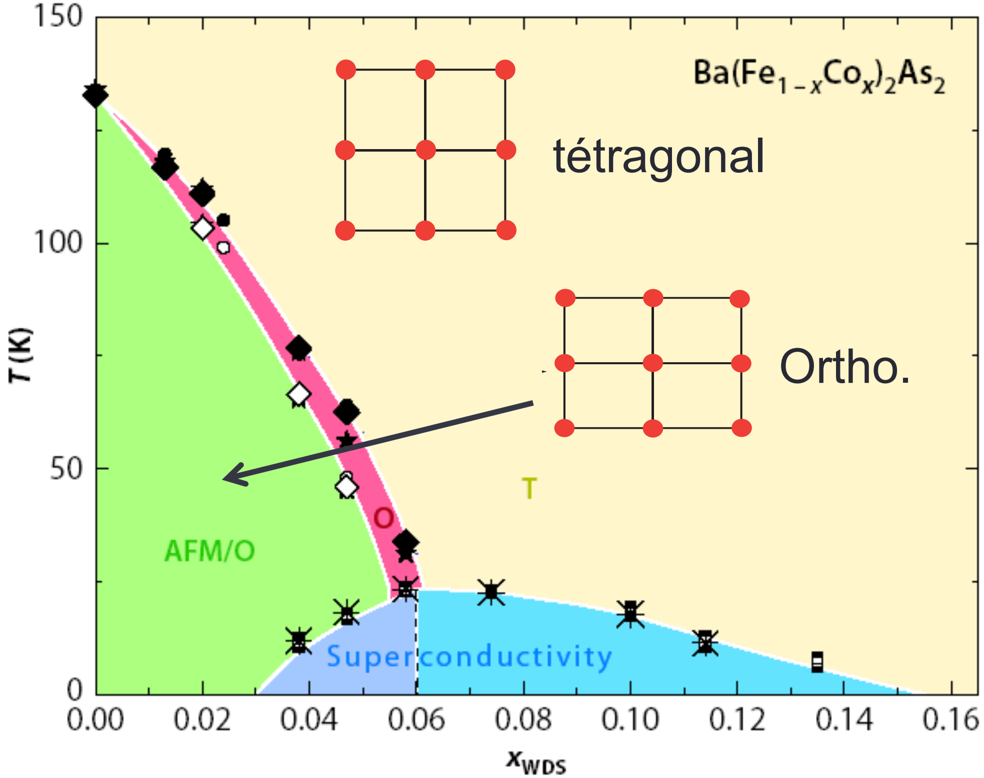
- ➢ Raie RMN: élargissement homogène
- ➢ Volume supra. 100%
- ➢ Coexistence atomique magnétisme supra

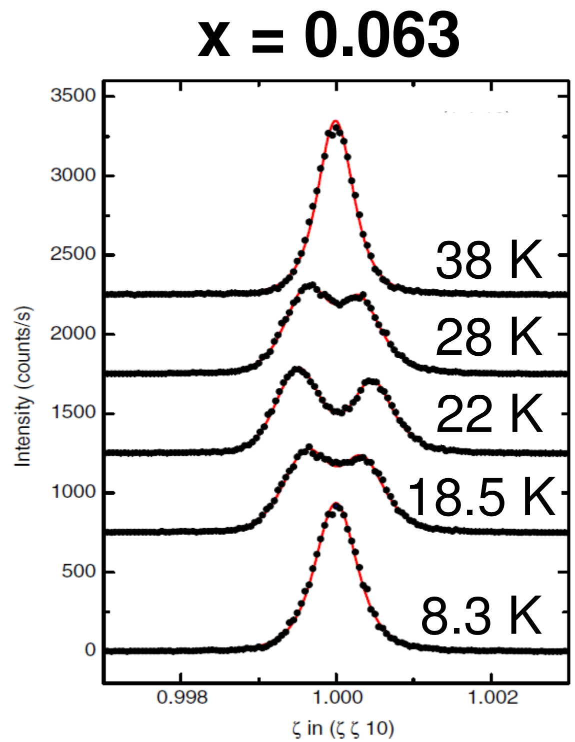
Compétition magnétisme supra.



➢ Réduction du moment magnétique sous T_c: compétition entres ordres électroniques

Dégrés de liberté structuraux / orbitaux



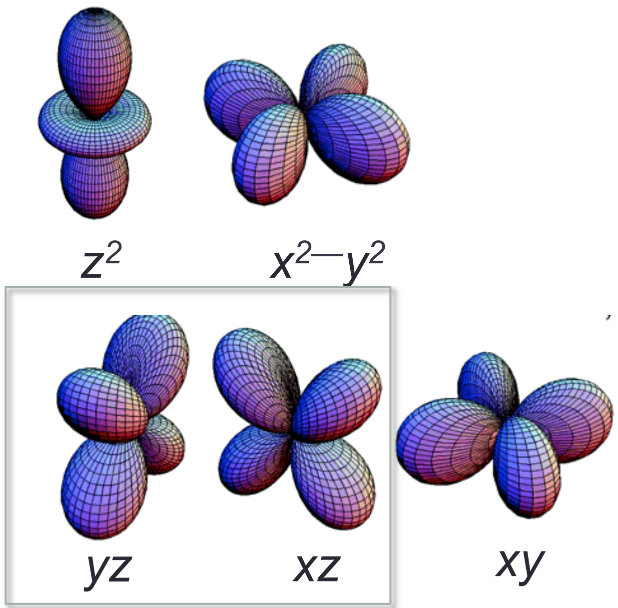


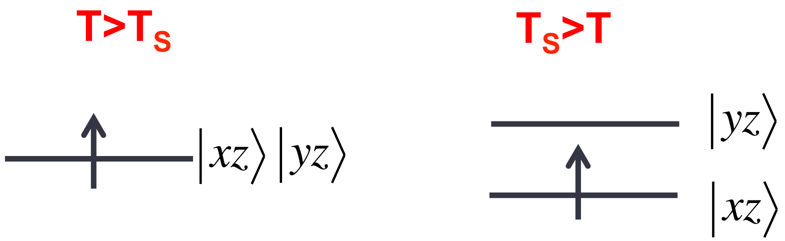
Nandi et al. (2010)

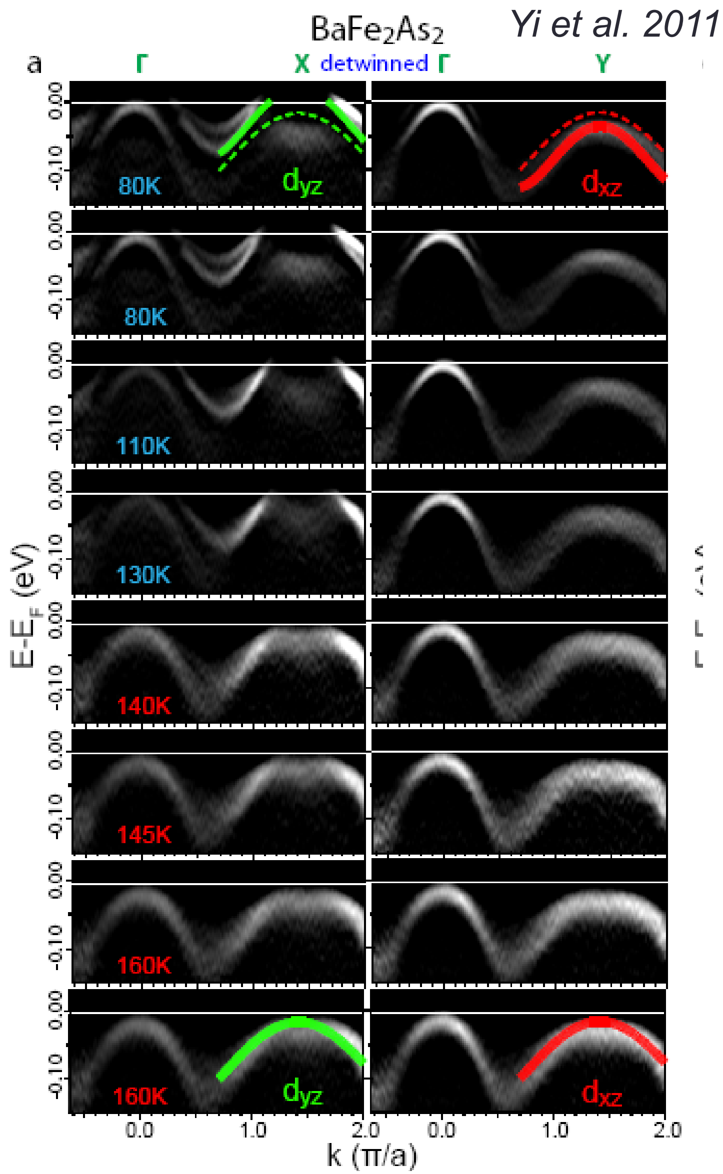
- Transition magnéto-structurale: ordre à Q≠0 + brisure de l'axe d'ordre 4
- Compétition avec SC aussi
- Role dans le mécanisme supra ?

Dégrés de liberté structuraux / orbitaux

orbitales d de Fe

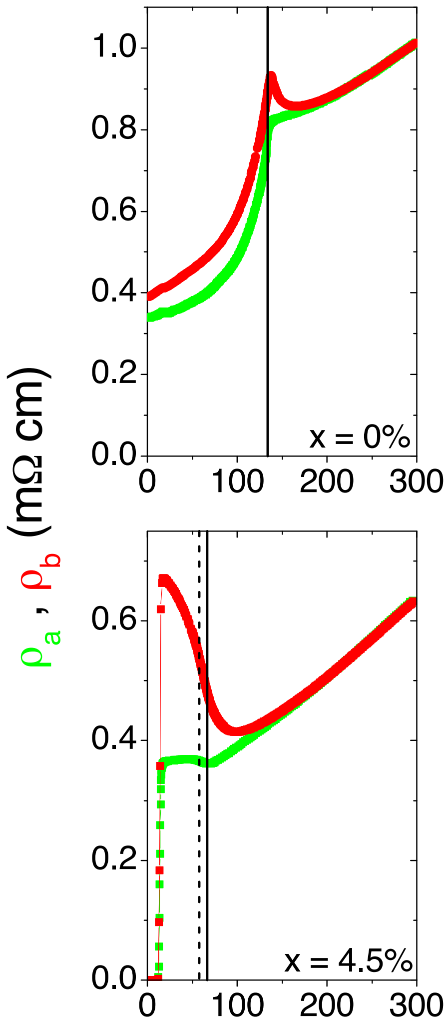


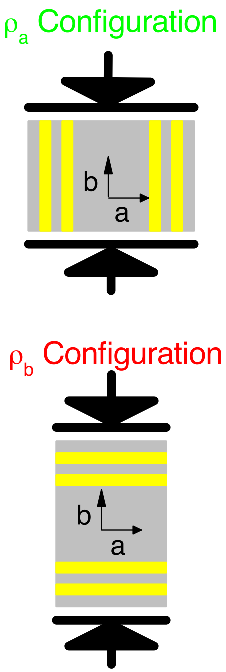


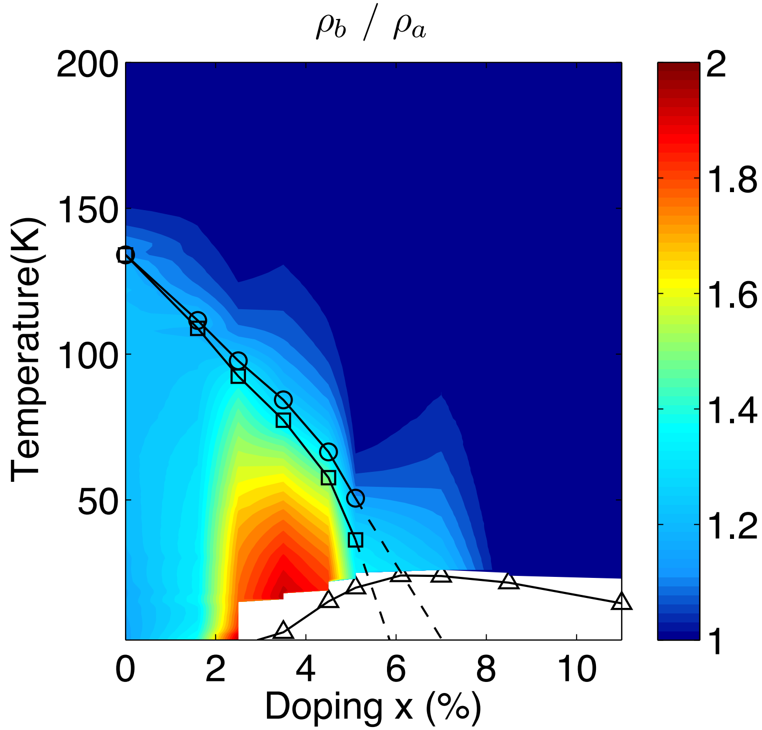


- ➢ levée de dégénérescence des orbitales xz/yz
- ➢ différence d'occupation macroscopique

Dégrés de liberté structuraux / orbitaux

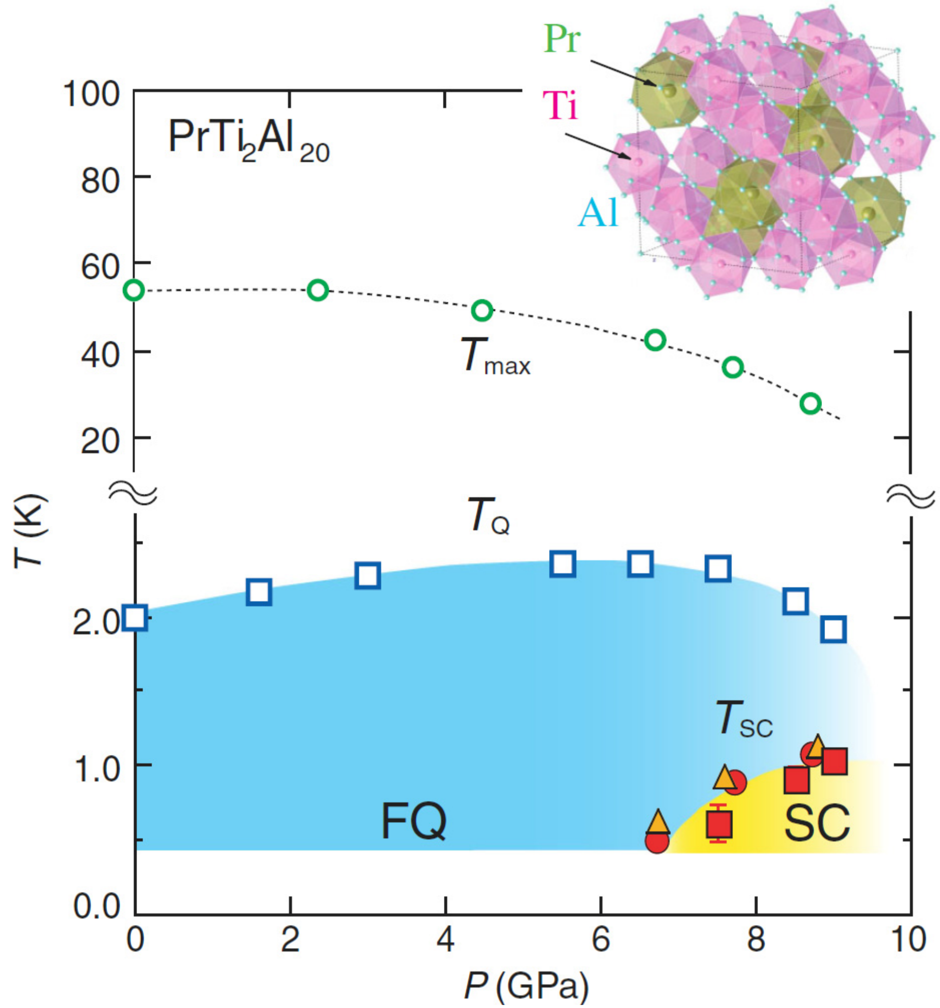






- Très forte anisotropie électronique (nématique)
- Transition structurale pilotée par les degrés de liberté électroniques (spin ou orbitale)
- Fluctuations magnétiques Q_{AF} et orbitales/nématiques Q=0

Supraconductivité non-conventionnel sans magnétisme



- ➢ Ordre de charge ferro-quadrupolaire
- ➢ Pas de degrés de liberté de spin

Matsubayashi et al. (2012)

Bibliographie

J. F. Annett, Superconductivity, Superfluids and Condensates, Oxford University Press. (2004)

A. J. Leggett, Rev. Mod. Phys. 47, 331 (1975)

D. J. Scalapino, Rev. Mod. Phys. 84, 1383 (2012)

M. R. Norman, « Unconventional Superconductivity » arXiv1302.3176 (2013)