

Matériaux supraconducteurs

Structures et propriétés physico-chimiques

Philippe Mangin
Rémi Kahn

The logo for 'edp sciences' features the lowercase letters 'edp' in a stylized, interconnected font, followed by the word 'sciences' in a clean, sans-serif typeface.

17, avenue du Hoggar
Parc d'Activité de Courtabœuf - BP 112
91944 Les Ulis Cedex A - France

Grenoble Sciences

Les ouvrages labellisés dans la collection Grenoble Sciences correspondent à :

- des projets clairement définis sans contrainte de mode ou de programme,
- des qualités scientifiques et pédagogiques certifiées par le mode de sélection (chaque projet est sélectionné avec l'aide de référés anonymes. Puis, afin d'optimiser l'ouvrage, les auteurs interagissent – en moyenne pendant un an – avec les membres d'un comité de lecture dont les noms figurent en début d'ouvrage),
- une qualité de réalisation assurée par le centre technique d'UGA Éditions.

Directeur scientifique de Grenoble Sciences

Jean Bornarel, Professeur émérite à l'Université Grenoble Alpes

Contacts

<https://www.uga-editions.com/>
uga-editions@univ-grenoble-alpes.fr

Livres et sites web compagnons

<https://www.uga-editions.com/menu-principal/autour-de-nos-livres/>

Le label Grenoble Sciences est attribué à des livres papier (en langue française et en langue anglaise) mais également à des ouvrages utilisant d'autres supports. Dans ce contexte, situons le concept de **pap-ebook**. Celui-ci se compose de deux éléments :

- un **livre papier** qui demeure l'objet central,
- un **site web compagnon** qui propose :
 - des éléments permettant de combler les lacunes du lecteur qui ne posséderait pas les prérequis nécessaires à une utilisation optimale de l'ouvrage,
 - des exercices pour s'entraîner,
 - des compléments pour approfondir un thème, trouver des liens sur internet, etc.

Le livre du **pap-ebook** est autosuffisant et certains lecteurs n'utiliseront pas le site web compagnon. D'autres l'utiliseront et ce, chacun à sa manière.

ISBN 978-2-7598-2136-5

© EDP Sciences 2017

Matériaux supraconducteurs

Cet ouvrage est un des titres du secteur Sciences de la matière de la Collection Grenoble Sciences d'EDP Sciences, qui regroupe des projets originaux et de qualité. Cette collection est dirigée par Jean Bornarel, Professeur émérite à l'Université Grenoble Alpes.

Comité de lecture de l'ouvrage

- **Julien Bobroff**, Professeur à l'Univ. Paris-Sud, Lab. de physique des solides – Orsay
- **Claude Bourbonnais**, Professeur titulaire à l'Univ. de Sherbrooke, dép. de physique – Canada
- **Daniel Bourgault**, Directeur de recherche au CNRS, Inst. Néel – Grenoble
- **Hervé Courtois**, Professeur à l'Université Grenoble Alpes, Inst. Néel – Grenoble
- **Jean-Luc Duchateau**, Conseiller scientifique au CEA, Inst. de Recherche sur la Fusion par confinement magnétique – Cadarache
- **Pascal Febvre**, Professeur à l'Univ. de Savoie, Inst. de Microélectronique Électromagnétisme et Photonique – Le Bourget du Lac
- **Claire Hérold**, Directeur de recherche au CNRS, Inst. J. Lamour – Vandoeuvre-lès-Nancy
- **Thierry Klein**, Professeur à l'Univ. Grenoble Alpes, Inst. Néel – Grenoble
- **Jean-Pierre Michel**, Professeur émérite à l'École des Mines de Nancy
- **Alessandro Monfardini**, Chargé de recherche au CNRS, Inst. Néel – Grenoble
- **Lucio Rossi**, Professeur à l'Univ. de Milan, chef du projet *High Luminosity LHC* au CERN – Suisse
- **Pierre Rodière**, Chargé de recherche au CNRS, Inst. Néel – Grenoble
- **André Sulpice**, Directeur de recherche au CNRS, Inst. Néel – Grenoble
- **Jean-Louis Tholence**, Directeur de recherche émérite au CNRS, Lab. National des Champs Magnétiques Intenses – Grenoble
- **Pierre Vadrine**, Ingénieur au CEA, Inst. de recherche sur les lois fondamentales de l'Univers – Saclay
- **Georges Waysand**, Directeur de recherche au CNRS, Lab. souterrain à bas bruit – Rustrel.

Cet ouvrage a été suivi par Laura Capolo, Gwenn Cognard & Anne-Laure Passavant pour la partie scientifique et la réalisation pratique (avec la participation de Patrick Dessenne et Anne-Claire Lecomte pour les figures et photographies). L'illustration de couverture est l'œuvre d'Alice Giraud d'après : fig. 1.6 – fig. 3.3a – fig. 3.12 – fig. 3.22a – fig. 4.3a – fig. 4.15 [© S. Leroux, IPCMS, Univ. de Strasbourg] – fig. 5.4a [modifiée d'après X. Chen et P. Dai, 2014] – fig. 5.19 [modifiée d'après C. Dong *et al.*, 2011].

Ouvrages labellisés sur des thèmes proches (chez le même éditeur)

Supraconductivité – Introduction (P. Mangin & R. Kahn) • *Applications magnétoélectriques des supraconducteurs* (P. Mangin & R. Kahn) • *Applications des supraconducteurs en couches minces – SQUIDS, Détecteurs, Électroniques* (P. Mangin & R. Kahn) • *Physique des diélectriques* (D. Gignoux & J.-C. Peuzin) • *Magnétisme – Fondements et Matériaux et applications* (sous la direction d'E. du Trémolet de Lacheisserie)

et d'autres titres sur le site internet : <https://www.uga-editions.com/>

- en 2010 un nouveau groupe de supraconducteurs organiques fait son apparition : les acènes, constitués de cycles benzéniques⁸. La température critique record a été portée à 33 K en 2012 et les acènes restent d'une actualité brûlante ;
- et une nouvelle onde de choc se produit en 2015, avec la mise en évidence de la supraconductivité dans le composé H₃S qui, lorsqu'il est soumis à une pression supérieure à 200 GPa, présente une température critique⁹ supérieure à 200 K.
- ... et il est fort à parier que l'histoire n'en restera pas là !

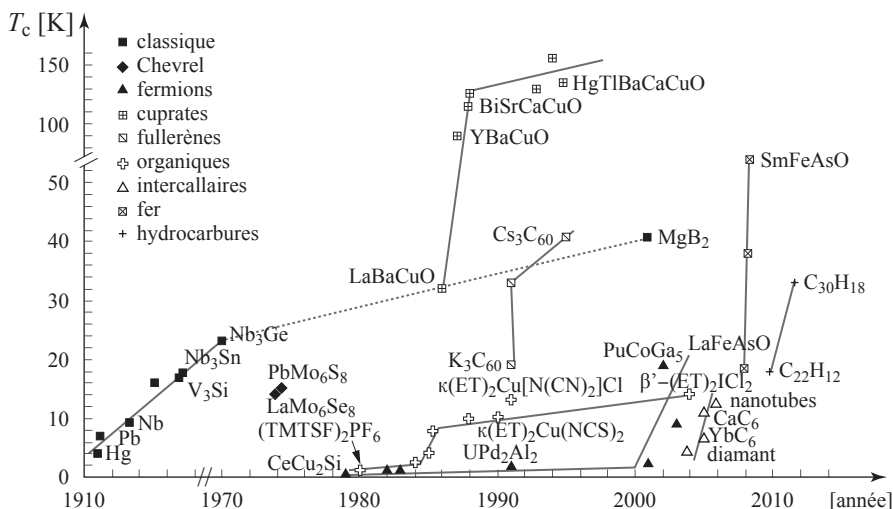


Figure 1.1 – Évolution dans le temps des températures critiques les plus élevées dans chacune des grandes classes de supraconducteurs

La températures d'ébullition de l'hélium et de l'azote liquide sont à la pression atmosphérique respectivement de 4,2 K et 77,4 K.

1.2 – Longueurs caractéristiques

Le comportement magnétique des supraconducteurs est lié à deux longueurs caractéristiques : la longueur de cohérence ξ d'une part et la longueur de pénétration du champ magnétique λ d'autre part. Selon leur valeur relative, exprimée par le paramètre de Ginzburg-Landau κ :

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} \quad (1.1)$$

les supraconducteurs sont de type I ou de type II.

⁸ R. Mitsuhashi *et al.* (2010) *Nature* **464**, 7.

⁹ A.P. Drozdov *et al.* (2015) *Nature* **525**, 73.

1.3.3 – Vortex d'Abrikosov

▷ Description d'un vortex

Dans un matériau isotrope, le vortex, appelé vortex d'Abrikosov, est un objet physique de forme cylindrique s'étalant autour d'un axe central (axe du vortex) et réunissant une dépression de densité d'électrons supraconducteurs, un *îlot* de champ magnétique et un courant tourbillonnaire qui donne à cet ensemble son nom de *vortex* :

- la densité d'électrons supraconducteurs croît depuis zéro sur l'axe du vortex, pour atteindre la valeur limite $n_{s\infty}$ au-delà d'une distance de l'ordre de quelques ξ . Le *tube* de rayon ξ , pauvre en électrons supraconducteurs, est appelé cœur du vortex (fig. 1.5b) ;

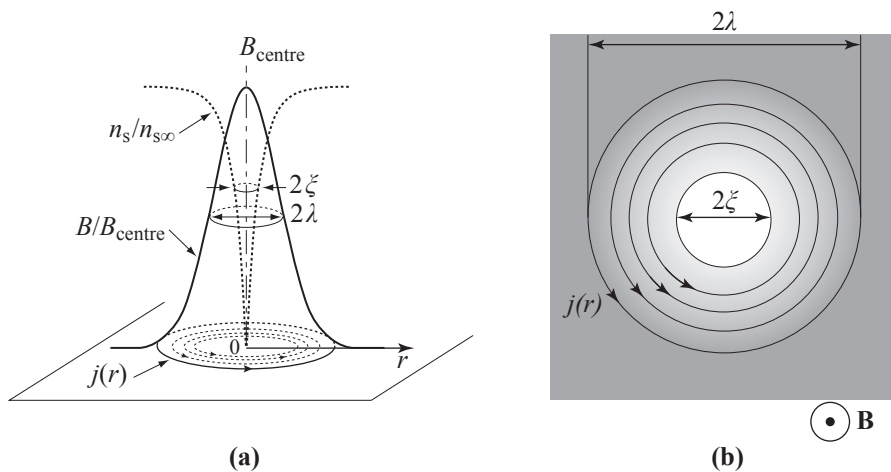


Figure 1.5 – Vortex d'Abrikosov dans un supraconducteur de type II

(a) Dans un vortex isolé, la densité d'électrons supraconducteurs croît de 0 sur son axe pour atteindre la saturation $n_{s\infty}$ au-delà de quelques ξ (longueur de cohérence). Le champ magnétique \mathbf{B} auquel sont associés les courants tourbillonnaires de London se présente sous la forme d'une courbe en cloche dont l'extension est de quelques longueurs de pénétration λ . Le flux magnétique porté par chaque vortex vaut un quantum de flux (fluxon) $\phi_0 = 2,068 \times 10^{-15}$ Wb.

(b) Vue schématisée du dessus d'un vortex faisant apparaître un cœur de rayon ξ et les courants tourbillonnaires $j(r)$. Cette représentation, souvent utile, ne doit pas faire oublier qu'il n'y a pas de frontière nette entre les deux zones : il reste des courants tourbillonnaires pour $r < \xi$ et un défaut d'électron supraconducteur pour $r > \xi$.

- le champ magnétique décroît d'une valeur B_{centre} sur l'axe pour tendre vers 0 sur une distance de l'ordre de quelques λ (fig. 1.5a). Pour des raisons de cohérence

À de très rares exceptions près²¹, les alliages et composés supraconducteurs sont de type II avec, pour certains, un champ critique supérieur H_{c2} particulièrement élevé. La variation du champ magnétique $B_{c2} = \mu_0 H_{c2}$ avec la température est montrée sur la figure 2.3 pour quelques alliages et composés de référence.

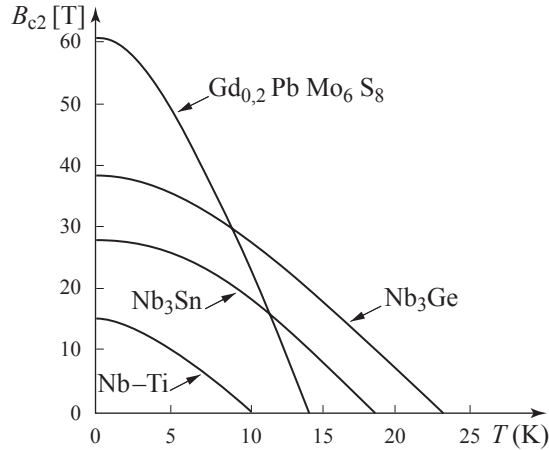


Figure 2.3 – Diagramme représentant le champ magnétique critique B_{c2} en fonction de la température dans quelques alliages et composés de référence²² ($B_{c2} = \mu_0 H_{c2}$) [exposé de W. Scandale, CERN (Rome 2006)]

2.2.2 – Alliages métalliques

▷ Caractères généraux

Les alliages – ce terme sera réservé aux solutions solides et aux mélanges sans ordre chimique prononcé – constituent une très vaste famille dans laquelle des métaux sont associés dans des proportions variables. Les matériaux les plus performants sont le plus souvent des alliages contenant des métaux de transition de début de série, zone riche en éléments simples supraconducteurs.

L'expérience montre que dans les alliages d'éléments de début de série de transition, la température critique suit la corrélation à *double bosse*, déjà observée sur les corps purs (fig. 2.4), entre T_c et le nombre moyen N_v d'électrons de valence¹² : elle est maximale lorsque N_v est proche de 4,75 ou de 6,75 et minimale autour de 5,75 (fig. 2.4). Paradoxalement, ce comportement *double bosse* fait fi des structures cristallines puisque le passage, de l'intérieur de la zone $N_v \approx (5-7)$ où la structure est cubique centrée, à l'extérieur où la structure devient hexagonale compacte, n'affecte pas la continuité de la variation de T_c avec le nombre N_v d'électrons de valence.

²¹ E. Svanidze et E. Morosan (2012) *Phys. Rev. B* **85**, 174514.

²² O. Fischer (1978) *Appl. Phys.* **16**, 1.

très variés¹¹. À titre d'exemple des composés de structure NaCl et des phases de Laves, sont présentées dans ce paragraphe. Les composés de structure A15 et MgB₂, d'importance majeure pour les applications, sont traités séparément.

▷ Composés de type NaCl (B1)

Dans les composés de type NaCl, 2 éléments A et B sont disposés aux nœuds de deux sous-réseaux cubiques faces centrées qui s'interpénètrent (fig. 2.7). Chaque type d'atome (A ou B) est au centre d'un octaèdre dont les sommets sont occupés par des atomes de l'autre type. Selon le cas, la concentration en lacunes dans l'un, l'autre, ou les deux sous-réseaux, améliore ou affaiblit leurs propriétés supraconductrices.

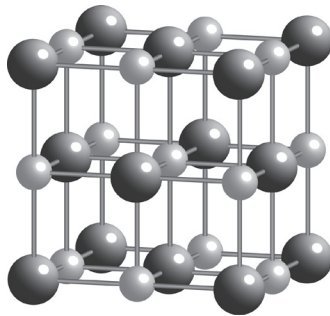


Figure 2.7 – Composé défini AB de structure NaCl

Les atomes A et B forment deux sous-réseaux cubiques à faces centrées qui s'interpénètrent.

Les représentants les plus intéressants de cette famille, parce que dotés de températures critiques élevées, sont les carbures AC et les nitrures AN où A est un métal de transition tel que le niobium, le zirconium ou le titane. Quelques températures critiques sont indiquées dans le tableau 2.5.

Tableau 2.5 – Températures critiques de quelques carbures et nitrures de métaux de transition de début de série (structure NaCl)²⁰

Composé	NbC	NbN	ZrN	TiN
T_c [K]	11,1	16,6	10,7	5,6

▷ Phases de Laves

Les phases de Laves²⁹ (formule AB₂) forment le groupe de composés intermétalliques le plus important avec plusieurs dizaines de composés supraconducteurs à basse température. On y trouve 3 structures : cubique C15 (fig. 2.8), hexagonale C14 et hexagonale C36. Dans chacune d'elles, les atomes A forment un réseau de type

²⁹ F. Laves et H. Witte (1935) *Metallwirt* **14**, 645.

3.2 – Principe généraux de construction des composés cuprates

3.2.1 – Plans atomiques : définitions et notations

Au-delà des plans CuO_2 , les cuprates HTS présentent une structure lamellaire formée par empilement de plans à réseaux quasi-carrés perpendiculaires à l'axe c . Sur ces réseaux bidimensionnels, les atomes occupent 3 positions possibles : E : sommet du carré ; C : centre du carré ; F : milieu des côtés du carré.

Un plan atomique est décrit par les symboles chimiques des atomes occupant ces 3 positions (dans l'ordre E, C, F) avec, en indice, la population sur chacun de ces sites. Lorsque le site est inoccupé un trait (–) remplace le symbole chimique. La figure 3.7 illustre cette convention de notation sur deux exemples particuliers.

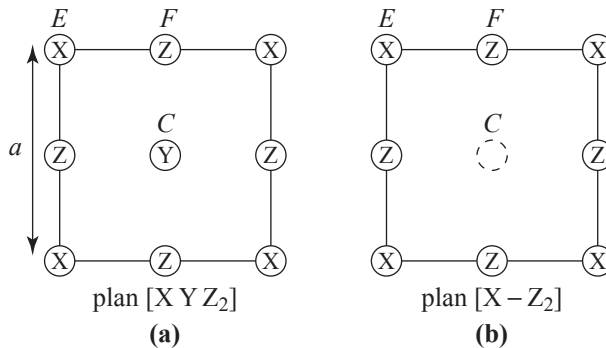


Figure 3.7 – Exemple de plans en notation (E, C, F)

- (a) Plan $[\text{X Y Z}_2]$: la maille carrée contient un atome X sur chaque sommet (position E), un atome Y au centre du carré (position C) et 2 atomes Z au milieu des cotés (position F).
 (b) Plan $[\text{X} - \text{Z}_2]$: à la différence du cas (a), le centre du carré (position C) est inoccupé.

3.2.2 – Les blocs supraconducteurs

Les blocs supraconducteurs sont formés de plans CuO_2 (fig. 3.8) séparés et maintenus par des plans intercalaires de type $[-\text{X}-]$ (ou, de façon équivalente $[\text{X}-]$). Les éléments X sont le plus souvent l'yttrium et le calcium divalents qui apportent des électrons aux plans CuO_2 et dont la petite taille ($r_{\text{Y}^{3+}} = 0,094 \text{ nm}$; $r_{\text{Ca}^{2+}} = 0,099 \text{ nm}$) permet de garder suffisamment proches ($\approx 0,32 \text{ nm}$) les deux plans CuO_2 qu'ils réunissent.

Un bloc supraconducteur est alors identifié par le nombre n de plans CuO_2 qu'il contient et par le nombre m (en général $n-1$) de plans intercalaires. Les blocs ($n = 1, m = 0$) (bloc réduit à un plan CuO_2 unique), ($n = 2, m = 1$) et ($n = 3, m = 2$) sont représentés sur la figure 3.9.

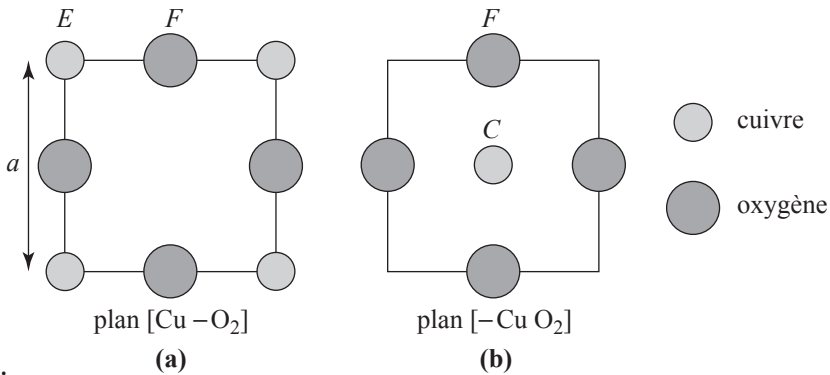


Figure 3.8 – Deux notations équivalentes des plans CuO₂

- (a) [Cu – O₂] : les atomes de cuivre occupent les sommets (position E) et les oxygènes, au nombre de 2 par maille, sont positionnés au milieu des côtés (position F).
- (b) [- Cu O₂] : les atomes de cuivre sont situés au centre du carré (position C) et les oxygènes occupent le milieu des côtés (position F).

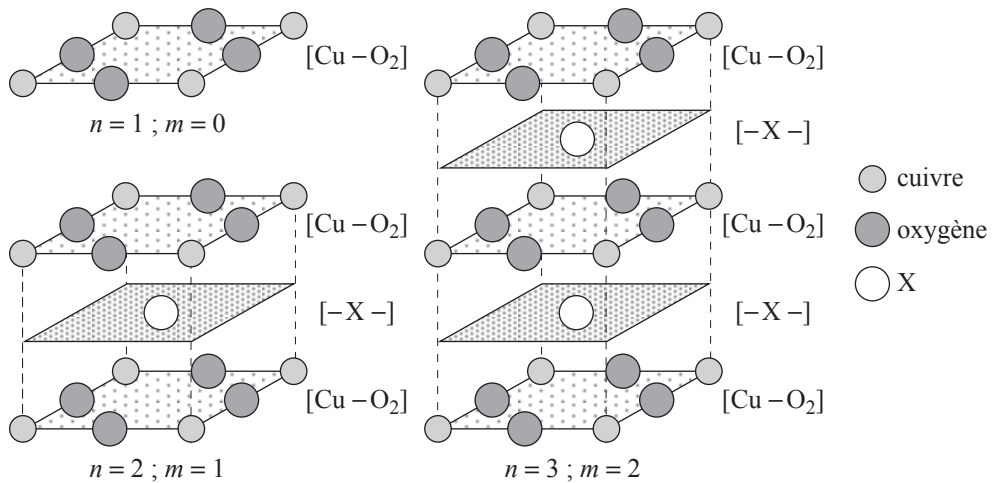


Figure 3.9 – Blocs supraconducteurs des cuprates

Les blocs supraconducteurs sont constitués de plans CuO₂ maintenus par des plans intercalaires d’atomes X (Y, Ca). L’atome X est situé à la verticale de la place non-occupée, au centre de la maille carrée CuO₂.

3.2.3 – Les blocs « dopants »

À l’instar des blocs supraconducteurs, les blocs dopants, qui se comportent en réservoir de charges, sont faits d’empilements de plans atomiques à maille quasi-carrée. Les blocs dopants sont spécifiques à chaque famille de cuprates et en constituent

3.7 – Rhuthénates Sr_2RuO_4

Le composé Sr_2RuO_4 , découvert³³ en 1994, possède une structure cristalline (fig. 3.28) semblable à celle de $(\text{LaBa})_2\text{CuO}_4$ avec le ruthénium substitué au cuivre et le strontium au lanthane et au baryum.

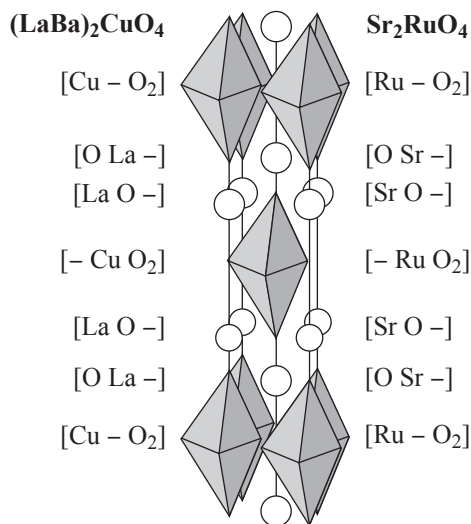


Figure 3.28 – Structure de Sr_2RuO_4

Sr_2RuO_4 a une structure semblable à celle de LaBaCuO (fig. 3.12). Le cuivre est remplacé par du ruthénium et le lanthane (baryum) par du strontium.

La différence entre les structures se trouve dans le fait que les octaèdres RuO_6 sont réguliers alors que ceux de CuO_6 sont distordus (voir section 3.3.2). Aussi, en conservant une symétrie locale cubique, la levée de dégénérescence du niveau $4d$ du ruthénium est limitée³⁴ à la séparation entre les niveaux t_{2g} et e_g . À cela s'ajoute un couplage spin-orbite qui scinde le niveau t_{2g} en 3 bandes distinctes : d_α et d_β à caractère unidimensionnel, combinaisons linéaires des orbitales standards d_{yz} , d_{zx} et d_y à caractère bidimensionnel issue essentiellement de d_{xy} (fig. 3.29).

Malgré les similitudes structurales, la structure électronique de Sr_2RuO_4 est très différente de celle des cuprates^{1c}. Non dopé, le ruthénium est dans l'état Ru^{4+} et l'oxygène dans l'état O^{2-} sans qu'il y ait besoin d'un transfert de charges en provenance du plan SrO , lui aussi équilibré en charge avec Sr^{2-} et O^{2-} . Les 4 électrons du ruthénium remplissent partiellement chacune des 3 bandes d_α , d_β , d_γ , ce qui fait émerger 3 surfaces de Fermi.

³³ Y. Maeno *et al.* (1994) *Nature* **372**, 532.

³⁴ En symétrie octaédrique, les 5 orbitales d se répartissent dans 2 niveaux : t_{2g} qui contient les orbitales d_{xy} , d_{xz} et d_{yz} , et e_g qui contient les orbitales $d_{x^2-y^2}$ et $d_{3z^2-r^2}$.

Les structures Q2D se différencient des structures Q1D par l'arrangement des molécules (ET) et (BETS) à l'intérieur des blocs. Parmi les nombreuses structures rencontrées, on trouve :

- une forme β , représentée sur la figure 4.9, où l'empilement face contre face des molécules organiques est conservé dans la direction **a**, mais où les colonnes ainsi constituées se décalent les unes par rapport aux autres lorsqu'on se déplace suivant l'axe **b**. Cela conduit, dans le plan perpendiculaire à **c**, à une disposition *quasi-hexagonale* de molécules (ET), ce qui renforce la nature 2D de la structure. Des distances intermoléculaires (soufre-soufre) plus courtes dans la direction perpendiculaire aux chaînes sont à l'origine d'une structure électronique quasi-2D avec une surface de Fermi fermée.
- Une forme κ (fig. 4.10) où les molécules (ET) s'associent en dimères croisés, ce qui rend équivalentes les directions **a** et **b**.

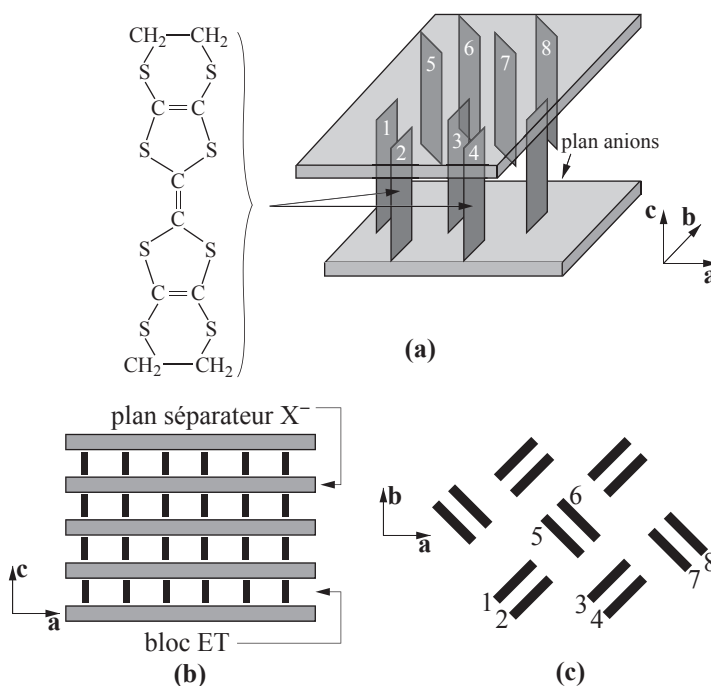


Figure 4.10 – Structure du composé quasi-bidimensionnel κ -(BEDT-TTF) $_2$ Cu(NCS) $_2$ ¹⁸

Les molécules anioniques $\text{Cu}(\text{NCS})_2$ forment des plans entre lesquels les molécules BEDT-TTF s'associent en dimères croisés. Cette association renforce significativement le caractère bidimensionnel de la structure.

¹⁸ H. Urayama *et al.* (1988) *Chem. Lett.* **1988**, 463.

Depuis une trentaine d'années, cette activité de recherche de supraconductivité dans des matériaux à base de carbone a été intense et la littérature qui s'y rapporte est abondante^{35,36,37,38,39,40}.

4.2.1 – Molécule C_{60} isolée

▷ Structure atomique

La molécule C_{60} est composée de 60 atomes de carbone formant 12 pentagones et 20 hexagones (fig. 4.15). Chaque atome de carbone est lié à 3 atomes voisins. Chaque pentagone est entouré de 5 hexagones et chaque hexagone de 3 pentagones et 3 hexagones. Ses arêtes ne sont pas toutes égales : 0,140 nm pour celles qui séparent 2 hexagones, 0,145 nm pour celles qui séparent un hexagone et un pentagone. Répartis sur une sphère de 0,71 nm de diamètre, tous les atomes de carbone sont en position équivalente.

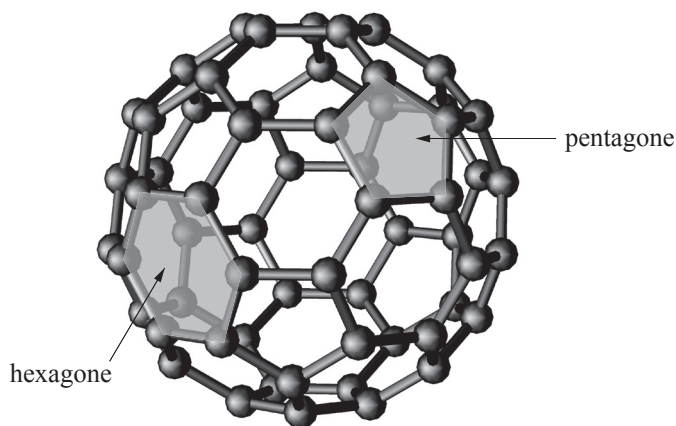


Figure 4.15 – Molécule C_{60} (Buckminsterfullerène)

La molécule C_{60} a la forme d'un ballon de football. Elle est composée de 60 atomes de carbone formant des pentagones et des hexagones. [© Sébastien Leroux, IPCMS, Université de Strasbourg]

³⁵ O. Gunnarsson (1997) *Rev. Mod. Phys.* **69**, 575.

³⁶ J.E. Han *et al.* (2005) Chapitre 5, dans *Frontiers in Superconducting Materials*, A.V. Narlikar (dir.), Springer-Verlag, p. 231–254.

³⁷ L. Forro et L. Mihaly (2001) *Rep. Prog. Phys.* **64**, 649.

³⁸ M. Capone *et al.* (2009) *Rev. Mod. Phys.* **81**, 943.

³⁹ Y. Iwasa et T. Takenobu (2003) *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, R495.

⁴⁰ N. Emery *et al.* (2008) *Superconducting Intercalated Graphite*, Nova Science Publishers, p. 3.

5.2 – Les supraconducteurs FePn (pnictides)

Les pnictides supraconducteurs les plus nombreux, et les plus étudiés, sont ceux à feuillets FeAs dont le premier élément a été découvert en 2008⁶. Aussi, malgré l'antériorité du système FeP/LaO¹, ce sont eux qui sont décrits dans ce qui suit, sachant que leurs structures et leurs comportements sont généralisables à l'ensemble des composés à feuillets FePn.

5.2.1 – Famille 1 : Oxypnictides de type FeAs/LnO (« 1111 »)

▷ Structure du composé parent

Dans cette famille, appelée aussi « 1111 » pour rappeler la stœchiométrie des 4 espèces chimiques, il y a alternance, le long de l'axe *c*, de feuillets FeAs et de feuillets LnO ou Ln (lanthanide) représente une terre rare trivalente : La, Ce, Pr, Nd, Sm, Gd. Comme les atomes de fer des feuillets FeAs, les atomes d'oxygène des feuillets LnO forment un réseau plan carré, que les atomes de terre rare viennent coiffer en se plaçant alternativement au-dessus et en dessous des centres des carrés d'oxygène (fig. 5.4a).

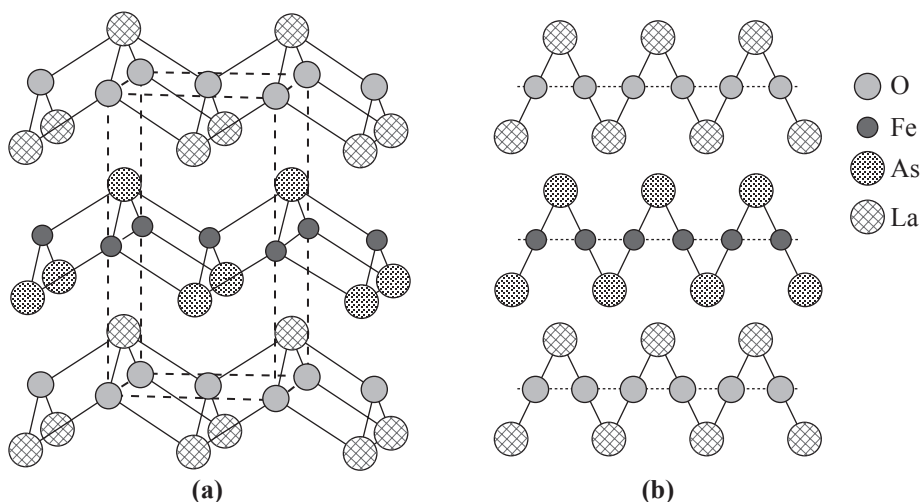


Figure 5.4 – Structure des pnictides FeAs / LnO (« 1111 »)

(a) Les feuillets LnO sont des répliques des feuillets FeAs. Ils s'emboîtent, en alternance le long de l'axe *c*. [d'après X. Chen et P. Dai, 2014⁷ © Oxford University Press, avec permission]

(b) Représentation symbolique en chevrons.

⁶ Y. Kamihara *et al.* (2008) *J. Am. Chem. Soc.* **130**, 3296.

⁷ X. Chen *et al.* (2014) *Natl. Sci. Rev.* **1**, 371.

5.2.3 – Famille 3 : FeAs/Li ; FeAs/Na (« 111 »)

▷ Structure

La troisième famille ne comprend, à ce jour, que 2 composés parents FeAs/Li et FeAs/Na de compositions équiatomiques, ce qui leur vaut la dénomination « 111 ». Dans ces composés les atomes de lithium, ou de sodium, s'intercalent sous forme de doubles plans^{36,37} entre les feuillets FeAs (fig. 5.12a) qui se répliquent le long de l'axe *c*. En représentation symbolique l'ensemble forme la structure en chevrons³⁸ de la figure 5.12b. En raison de la proximité des atomes d'arsenic et de lithium, les tétraèdres FeAs₄ sont significativement aplatis dans la direction *c*.

Les atomes de lithium et de sodium, de valence 1 et très électropositifs, libèrent chacun 1 électron qui se déplace vers le feuillet FeAs ce qui engendre la répartition des charges (Fe²⁺As³⁻)/Li⁺ ou (Fe²⁺As³⁻)/Na⁺. Comme dans les familles « 1111 » et « 122 » non-dopées, le feuillet FeAs porte 1 électron par formule chimique.

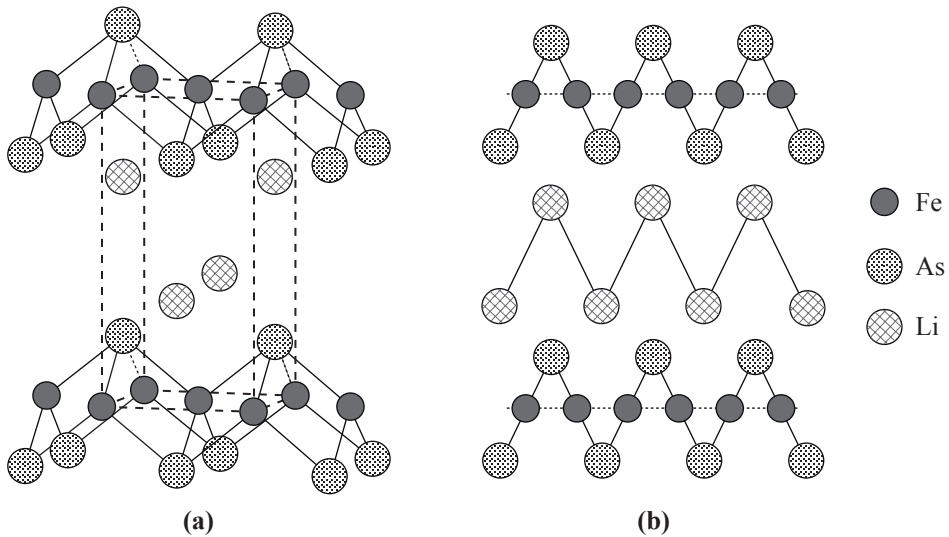


Figure 5.12 – Structure des pnictides FeAs/Li «111»

(a) Les feuillets FeAs sont empilés suivant l'axe *c*. Ils sont séparés par un double plan de lithium. [d'après X. Chen et P. Dai, 2014⁷ © Oxford University Press, avec permission]

(b) En représentation symbolique les plans de lithium forment une frise qui s'emboîte avec la frise FeAs pour former les chevrons.

³⁶ X.C. Wang *et al.* (2008) *Solid State Comm.* **148**, 538.

³⁷ Z. Deng *et al.* (2009) *Europhys. Lett.* **87**, 37004.

³⁸ J.H. Tapp *et al.* (2008) *Phys. Rev. B* **78**, 060505 (R).

de l'antiferromagnétisme coïncide avec l'apparition de la supraconductivité, des composés UGe_2 et $URhGe$ au sein desquels la supraconductivité se manifeste simultanément à l'ordre ferromagnétique et finalement de UPt_3 qui présente plusieurs phases supraconductrices de paramètres d'ordre différents.

6.5 – Supraconductivité à proximité d'une phase antiferromagnétique

Les composés CeM_2X_2 (famille «122») ⁷ et $Ce_nM_mIn_{3n+2m}$ font partie des systèmes ⁸ où l'antiferromagnétisme et la supraconductivité se concurrencent comme l'illustrent les exemples de $CePd_2Si_2$ et $CeRhIn_5$.

6.5.1 – $CePd_2Si_2$

$CePd_2Si_2$, de structure quadratique, est antiferromagnétique à la pression atmosphérique ⁹ avec une température de Néel de 10,2 K (fig. 6.2). Sous pression hydrostatique croissante, la température de Néel décroît de façon monotone mais, avant d'atteindre zéro, rencontre la courbe en forme de dôme qui délimite la phase supraconductrice qui apparaît entre $\approx 2,2$ et $\approx 3,2$ GPa. La température critique est maximale (430 mK) pour $P_c \approx 2,8$ GPa, pression pour laquelle la température de Néel s'extrapole à zéro.

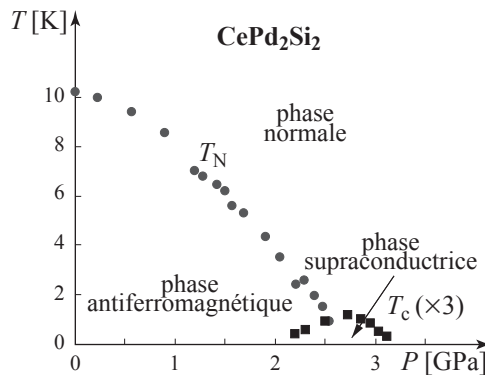


Figure 6.2 – Diagramme de phases de $CePd_2Si_2$

Sous pression atmosphérique, $CePd_2Si_2$ est antiferromagnétique avec une température de Néel T_N voisine de 10 K. Lorsqu'on augmente la pression, T_N décroît et une phase supraconductrice apparaît. En forme de dôme, la température critique T_c est maximale à la pression P_c où T_N s'extrapole à 0. (Noter que T_c a été multiplié par 3 pour rendre plus apparente la phase supraconductrice). [adapté avec permission d'après N.D. Mathur *et al.*, 1998 ⁹ © Macmillan Publishers Ltd]

⁷ O. Stockert *et al.* (2012) *J. Phys. Soc. Jpn.* **81**, 011001.

⁸ G. Knebel *et al.* (2011) *C.R. Phys.* **12**, 542.

⁹ N.D. Mathur *et al.* (1998) *Nature* **394**, 39.