



République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche
Scientifique



Université Larbi Tébessi – Tébessa

Faculté des Sciences Exactes et des Sciences de la Nature et de la Vie

Département : Sciences de la Matière



MEMOIRE

Présenté pour obtenir le diplôme de Master en Physique

Domaine : Sciences de la Matière

Option : Physique de la Matière Condensée

*Estimation des paramètres électroniques dans les
supraconducteurs à haute température critique $SHTc$*

Présenté par :

Saoud Fatma Ezzahra

Bouras Salima

Soutenu publiquement le 24 juin 2019

Devant le jury :

Bouhlal Mouna	<i>Pr</i>	Université Larbi Tébessi	Président
Boudiar Abid	<i>M.C.B</i>	Université Larbi Tébessi	Rapporteur
Boughroua Hamza	<i>M.C.B</i>	Université Larbi Tébessi	Examineur

Promotion 2018/2019

تيسة في : 03/07/2019

الطالبتين :

بوراس سليمة
سعود خاطبة الزهراء

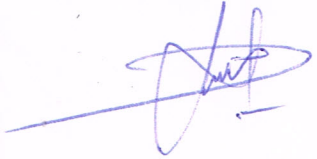
الموضوع : تعهد بتصحيح مذكرة التخرج

تعهد و تقر الى لجنة المناقشة أنه تم تصحيح
الخطأ الملاحظة من طرفكم لمذكرة تخرج ماستر 202
فيزياء المادة المكثفة بعنوان :

Estimation des paramètres électronique dans
les supraconducteurs à haute température
critique SHT_c .

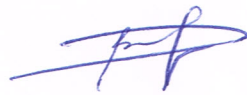
المستاد المحترم :

بوقردرة حمزة



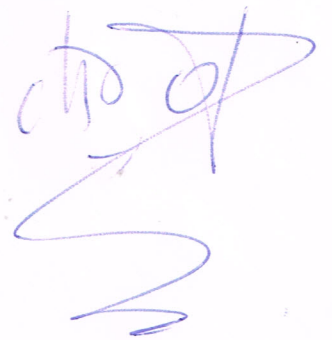
المستاد الرئيس :

برهان مني



المستاد المؤطر :

بوديار عبيد





Déclaration sur l'honneur de non-Plagiat
(À joindre obligatoirement au mémoire; Remplie et signée)

Nous soussignons

Nom, prénom: Boumar Salima & Saoud Fatma Ezzahra.

N° de carte d'étudiant: (1) 340 200 80 / 14 (2) 340 201 71 / 14

Régulièrement inscrits (es) en **Master** au **Département Sciences de la Matière**

Année universitaire: **2018/2019**

Domaine: **Sciences de la matière**

Filière: **Physique**

Spécialité: Physique de la matière Condensée.

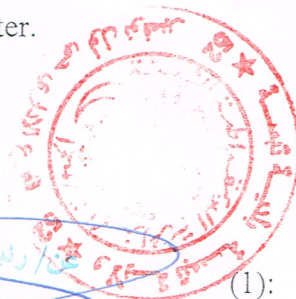
Intitulé du mémoire: Estimation des paramètres électroniques dans les supraconducteurs à haute température critique SHTc

Attestons que notre mémoire est un travail original et que toutes les sources utilisées ont été indiquées dans leur totalité. Nous certifions également que nous n'avons ni recopié ni utilisé des idées ou des formulations tirées d'un ouvrage, article, ou mémoire, en version imprimée ou électronique, sans mentionner précisément leur origine et que les citations intégrales sont signalées entre guillemets.

Sanctions en cas de plagiat prouvé:

Les étudiants seront convoqués devant le conseil de discipline, les sanctions prévues selon la gravité du plagiat sont:

- L'annulation du mémoire avec possibilité de le refaire sur un sujet différent.
- L'exclusion d'une année du master.
- L'exclusion définitive.



Fait à Tébessa, le:

Signature des étudiants (es):

(1):

(2):

2019
08
بوجيلة
رئيس المجلس
مكتب
مكتب
مكتب
مكتب

DÉDICACE :

AVANT TOUT, JE TIENS À REMERCIER LE BON DIEU, ET L'UNIQUE QUI M'OFFRE LE COURAGE ET LA VOLONTÉ NÉCESSAIRE POUR AFFRONTER LES DIFFÉRENTES DIFFICULTÉS DE LA VIE.

JE DÉDIE CE TRAVAIL À :

À L'HOMME DE MA VIE, CELUI QUI S'EST TOUJOURS SACRIFIÉ POUR ME VOIR RÉUSSIR, QU'AUCUNE EXPRESSION NE SAURAIT EXPRIMER L'AMOUR, LA GRATITUDE ET LA RECONNAISSANCE, QUE J'ÉPROUVE

POUR LUI. PAPA MAHFOUD

À LA FLAMME DE MON COEUR, CELLE QUI M'A DONNÉ LA VIE, LA LUMIÈRE DE MES JOURS ET MON SOLEIL QUI NE CESSE JAMAIS DE BRILLER MAMAN

OM EL HANAA BOUSBAA QUE J'ADORE. MERCI MES PARENTS.

À LA PERSONNE LA PLUS CHÈRE QUI M'A AIDÉ AVEC PLAISIR, QUI ÉTAIT TOUJOURS À MES COTÉ. CHER ONCLE MOHAMMED.

À MES PRÉCIEUSES TANTES : NAÏMA, HALIMA, ZAINEB ET SABRINE.

À MES TRÈS CHER ONCLES : ABD EL SALAM, KHALED, TAREK, NABIL ET YAHIA.

MES TRÈS CHERS FRÈRES : IMAD, ZAKARIA, ABD EL KADER, ISLAM ET AZZEDINE.

MES TRÈS CHÈRES SOEURS : MALAK, MARAM, ALLA EL RAHMAN ET KHADÏDJA.

MA BINÔME MON AMIE ET MA SOEUR FATMA EZZAHRA.

À MES TRÈS CHÈRES AMIES : IMEN, RAYAN, AMEL, NADA, TASBIH, SANA, SOUMAYÁ, ASMA, JOUJOU, MARWÁ, SABRINA ET MOUNA.

À TOUTES MES FAMILLES.

À TOUS MES COLLÈGUES.

À EUX TOUS, JE SOUHAITE UN AVENIR PLEIN DE JOIE, DE BONHEUR ET DE SUCCÈS.

SALIMA

DÉDICACE

AVEC TOUT RESPECT ET AMOUR JE DÉDIE CE MODESTE
TRAVAIL

À MA GRAND-MÈRE.

AUX LES PLUS BELLES CRÉATURES QUE DIEU A CRÉÉE
SUR TERRE,

À CES SOURCES DE TENDRESSE, DE PATIENCE ET DE
GÉNÉROSITÉ.

À MON PÈRE *Ali* ET MA MÈRE *Saoud Djamila* !

À TOUS MES FRÈRES ET SŒURS : *Abd El Malek,*
Ilyes, Abd El Wadoud, Med Nadhir, Asma,
Lina, Safaa.

À MES BELLES TANTES : *Meriem, Halima, Zina,*
Souad, Sara.

À TOUS MES AMIS AVEC QUI JE PARTAGE MA JOIE ET
MA TRISTESSE, *Soulef, Amel, Imen, Rayen,*
Nada, Sana, Soumaya, Tasbih, Radja, Marwa,
Ghuiza, Mouna, Joujou, Ayda.

À MA PORTE BONHEUR, ET MON CHER FRÈRE *Chaouki*

À TOUT MES PROFESSEURS QU'ILS SONT M'ENSEIGNER
ET GUIDER DANS MES ÉTUDES.

À TOUS CEUX QUI, NOUS DONNE UN COUDE DE MAIN
POUR CONTINUER CES
ÉTUDE.

FATMA EZZAHRA

Remerciément

Nous rendons nos profondes gratitude à Dieu qui nous a aidés à réaliser ce modeste travail.

Nous exprimons nos profondes gratitude à nos parents pour leurs encouragements, leurs soutiens et pour les sacrifices qu'ils ont enduré.

*Nous remercions notre encadreur **Boudiar Abid**, Maitre Conférence B au Département de Science de la Matière de la Faculté des Sciences Exactes et des Sciences de la Nature et de la Vie de l'Université Larbi Tbéssi Tébessa pour les efforts qu'il a déployé, pour nous aider, conseiller, encouragerait, corriger.*

Nous tenons à remercie les membres de jury d'avoir accepté d'examiner notre travail.

*Nous tenons à remercie **Bouhelal Mouna** Professeur au Département de Science de la Matière de la Faculté des Sciences Exactes et des Sciences de la Nature et de la Vie de l'Université Larbi Tbéssi Tébessa, pour nous avoir fait l'honneur de présider le jury de soutenance.*

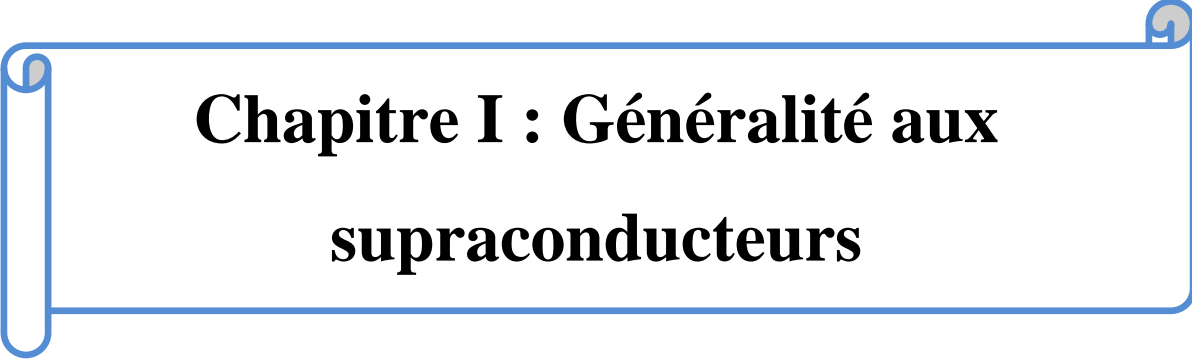
*Nous tenons à remercie monsieur **Bougroua Hamza** Maitre Conférence Bau Département de Science de la Matière de la Faculté des Sciences Exactes et des Sciences de la Nature et de la Vie de l'Université Larbi Tbéssi Tébessa, pour nous avoir honoré en acceptant de participer au jury.*

Un bouquet de remerciement, orné par mes sentiments les plus respectueux, à tous les personnes

Merci

Table des matières

Liste des tableaux
Liste des figures
Abréviations
Introduction 1



Chapitre I : Généralité aux supraconducteurs

I. Introduction et généralité 3
 I.1. Introduction 3
 I.2. Bref historique 4
 I.3. Les grandeurs critique 6
 I.4. Les propriétés des supraconducteurs 8
 I.4.1. Propriétés électrique: 8
 I.4.2. Propriétés magnétique 10
 I.4.3. Effet isotopique 10
 I.4.4. Propriétés thermodynamiques 11
 I.4.4.1. Généralité 11
 I.4.4.2. Thermodynamique de la transition de phase 11
 I.5. Les types de supraconducteur 15
 I.5.1. Supraconducteurs de type I 15
 I.5.2. Supraconducteurs de type II 15
 I.5.3. Longueur caractéristique 16

I.6. Les propriétés des supraconducteurs à haute température critique	16
I.6.1. Les supraconducteurs à haute température critique	16
I.6.2. Structure cristalline et propriétés électroniques	17
I.6.3. Diagramme de phases	19
I.7. Les applications	22
I.7.1. Les domaines médicaux	22
I.7.2. Domaine de transport	22
I.7.3. Domaine électrotechnique	23



Chapitre II : Théorie des supraconducteurs

II.1. Théories pour les supraconducteurs a basse températures	25
II.1.1. Théorie de Fritz et Heinz London	25
II.1.2. La théorie de Ginzburg et Landau	27
II.1.3. Théorie de BCS	31
II.2. Théories pour les supraconducteurs à haut température critique	35
II.2.1. Modèles électronique	35
II.2.2. Ordre magnétique orbital	36
II.2.3. L'approche RVB	36
II.2.4. Autres Modèles de type "Hidden order"	37
II.2.5. Méthode de cluster couplé	38
II.2.6. Ordre en compétition avec la supraconductivité	38
II.2.7. croisement de BCS-BEC	39

II.2.8. Ordre de charge de spin : stripes 40
II.2.9. Le modèle bipolarons 40



Chapitre III : La simulation

III.1. Le modèle 42
III.2. Les composé à base de Bismuth 43
III.3. La simulation 44
III.4. Les résultat de simulation 46
Conclusion générale 54

Liste des tableaux

Tableau N°	Titre	Page
I.1	Température critique de quelques matériaux à haute température critique (SHTc)	07
I.2	Température critique de quelques matériaux à basse température critique (SBTc)	07
I.3	Effet isotopique dans les supraconducteurs	10
III.1	Une comparaison entre les résultats de simulation et les données expérimentales pour le composé $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$.	53

Liste des figures

Figure N°	Liste	page
I.1	les variations de la résistivité en fonction de la température dans le mercure	3
I.2	Un matériau supraconducteur	4
I.3	L'effet Meissner	5
I.4	L'augmentation des valeurs maximale de T_c avec le temps	6
I.5	La surface critique d'un matériau supraconducteur	7
I.6	Evolution de la résistivité électrique d'un supraconducteur et conducteur normal en fonction de la température	8
I.7	(a) Bande de conduction à l'état normale, (b) Bande interdite au niveau de Fermi à l'état supraconducteur	9
I.8	Effet Josephson	9
I.9	Energie libre	14
I.10	Entropie	14
I.11	Energie interne	14
I.12	Chaleur spécifique	14
I.13	(à gauche) : La courbe de l'induction magnétique en fonction de champ magnétique d'un SC de type I, (à droite) : diagramme symbolique de phase SC de type I	15
I.14	(à gauche) : La courbe de l'induction magnétique en Fonction de champ magnétique d'un SC de type II, (à droite) : diagramme symbolique de phase d'un supraconducteur de type II	16

I.15	Structure schématique des cuprates supraconducteurs	17
I.16	Niveaux d'énergie électronique mis en jeu entre les ions Cu^{2+} et O^{2-} dans le plan CuO_2	18
I.17	Création des niveaux d'Hubbard et intercalation de la bande p de l'oxygène	18
I.18	Diagramme de phases générique des supraconducteurs à haute température critique.	19
I.19	surface de Fermi vue par ARPES d'un cuprates sous-dopé ($Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$)	21
I.20	schéma d'un scanner (IRM)	22
I.21	Le train à lévitation magnétique	23
I.22	Schéma d'un câble supraconducteur	23
I.23	Schéma d'une bobine supraconductrice	24
II.1	Pénétration du champ dans un supraconducteur (deuxième équation de London)	27
II.2	Energie libre en fonction du paramètre d'ordre, à différentes température	29
II.3	Représentation schématique des variations spatiales de λ et ξ à la surface en fonction du type de supraconducteur	31
II.4	Représentation schématique de l'attraction entre deux électrons	32
II.5	symétrie de gap supraconducteur : à gauche, la symétrie d qui caractérise les SHTc, à droite, la symétrie s qui caractérise les supraconducteurs conventionnels.	33
II.6	Diagramme de phases dans la théorie RVB.	37
II.7	Deux diagramme de phase théorique proposer pour les cuprates : a) image RVB et b) la concurrence scénario de commande	39
II.8	Un schéma présenter le Croissement BCS-BEC	39
II.9	Schéma de l'ordre de charge et de spin proposé dans les cuprates	40
II.10	a) Un polaron, b) Un bipolaron	41

III.1	à gauche, Structure tétragonal de composé Bi2212 [29], à droite, une représentation schématique de la structure pérovskite dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ($n=2$)	44
III.2	représentation schématique de la chaleur spécifique en fonction de la température de transition , le Bi-2212 en jaune	47
III.3	La chaleur spécifique en fonction de température. Le champ magnétique B est nul	47
III.4	La comparaison entre les valeurs de la simulation et les valeurs expérimentales de la chaleur spécifique pour : $\alpha=1.07$, $\bar{\lambda}=49.0$, $\mu=1$	48
III.5	La comparaison entre les valeurs de la simulation et les valeurs expérimentales de la chaleur spécifique pour : $\alpha=1.07$, $\bar{\lambda}=49.0$, $\mu=1$	49
III.6	(a) : l'entropie en fonction de T, (b) : S/T en fonction de T	50
III.7	La comparaison entre les valeurs de la simulation et les valeurs expérimentales de l'entropie pour : $\alpha=1.07$, $\bar{\lambda}=21.728$, $\mu=1$.	51
III.8	les valeurs de la simulation de l'énergie libre pour : $\alpha=1.07$, $\bar{\lambda}=21.728$, $\mu=1$.	52

Abbréviation

T_c	: Température critique.
SHTc	: Supraconducteurs à haute température critique.
SBTc	: Supraconducteurs à basse température critique.
H_c	: Champ magnétique critique.
J_c	: Densité de courant critique.
SC	: Supraconducteur
L	: Chaleur latente.
C	: Chaleur spécifique.
λ_l	: Longueur de pénétration de London.
ξ	: Longueur de cohérence.
U	: Répulsion coulombienne.
T_N	: Température de Néel.
T*	: Température supérieure à la température critique.
P	: Le dopage.
ARPES	: Photoémission Résolue En Angle.
IRM	: Imagerie par Résonance Magnétique.
BCS	: Théorie John Bardeen, Léon Cooper et John Schrieffer.
E_F	: Energie de Fermi.
Δ_K	: Gap d'énergie.
N_F	: La densité d'états électronique au niveau de Fermi.
RVB	: Resonating Valence Bond.
T_{RVB}	: Température lié à l'approche RVB.
T_{BC}	: Température de condensation de Bose-Einstein.
QCP	: Quantum Critical Point.: Supraconducteur.
PG	: Pseudo-Gap.
BEC	: Condensation de Bose-Einstein.
BSCCO	: La famille de Bismuth.

Introduction générale

En 1986, Karl Muller et Johannes Bednorz découvrent la supraconductivité à des températures largement plus importantes dans les composés à base d'oxyde de cuivre (d'où le nom supraconducteur à haute température critique). Ce phénomène quantique macroscopique est l'un des grands défis de la physique moderne. Le mécanisme de la supraconductivité dans les SHTc n'est pas compris et reste un problème ouvert, malgré ça ces matériaux sont applicable dans plusieurs domaine (par exemple, le train à lévitation magnétique, le stockage de l'énergie...etc.). Contrairement aux supraconducteurs classiques, les SHTc possèdent des plans CuO_2 qui sont responsables de leurs propriétés électronique ces plans séparés de réservoirs de charge qui assurent le transfert des électrons depuis les orbitales planaires de l'oxygène vers les plans réservoirs, Le plus paradoxal dans ces composés est qu'ils font partie d'une classe d'isolants appelés isolants de Mott. Lorsqu'on ajoute ou on enlève des électrons au niveau des plans CuO_2 de ces composés, l'état fondamental passe en effet d'un état isolant à supraconducteur, puis redevient métallique standard pour un dopage élevé. La transition entre ces états n'est accompagnée d'aucun changement de la structure cristalline et donc à l'échelle macroscopique les propriétés quantiques visibles. Par contre à l'échelle microscopique il y a un changement au niveau électronique ne comprise. Qui pose la question de l'origine de la supraconductivité dans ces composés. Mais la supraconductivité en elle-même n'est pas le seul mystère de ces composés, on observe dans la région proche de l'isolant une phase encore mal comprise. Cette phase dite de pseudo-gap. Des différents approches élaborées pour décrit les SHTc comme l'approche RVB, les stripes,... etc. Mais ne donnent pas encore une description satisfaisante.

L'objectif principal de ce mémoire est étude de la possibilité d'appliquer un modèle théorique sur un composé à haute température critique pour extraire les propriétés thermodynamiques par la méthode de simulation.

Notre mémoire s'articulera autour de trois chapitres :

Le premier chapitre est consacré à la présentation des matériaux supraconducteurs et leur propriétés (électriques, magnétiques, thermodynamiques...). Alors nous passons à parler sur les supraconducteurs à haute températures critique et leurs principales applications.

Dans le deuxième chapitre sont décrit, en premier lieu, les théoriques phénoménologiques et microscopiques pour les supraconducteurs à basse température critiques. En dernier lieu, nous citons les différentes théories pour les supraconducteurs à haute températures critique.

Dans le troisième chapitre, nous présentons et interprétons les résultats obtenus de nos simulations par un modèle théorique pour extraire les propriétés thermodynamiques dans les composés $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi-2212).

Enfin, on termine notre mémoire par une conclusion générale où seront résumés les principaux résultats que nous avons obtenus durant ce travail.

Chapitre I :

*Généralités aux
supraconducteurs*

Ce chapitre est consacré à la présentation des matériaux supraconducteurs et leurs applications dans les différents domaines. Après un bref historique sur les supraconducteurs, leur propriétés (électriques, magnétiques, thermodynamiques...). Nous présentons aussi une définition pour les deux types de supraconducteur. A la fin de ce chapitre, nous établissons un résumé des principales applications des supraconducteurs.

I. Introduction et généralité :

I.1. Introduction :

La supraconductivité est la propriété que possèdent certains matériaux de conduire le courant électrique à une résistance nulle (Figure I.1), en dessous d'une température appelé température critique (T_c). Ils s'opposent également à tout champ magnétique externe. Ce phénomène qui a lieu à des températures très basse. Donc le courant électrique circule à travers ce matériau sans aucune dissipation d'énergie [01].

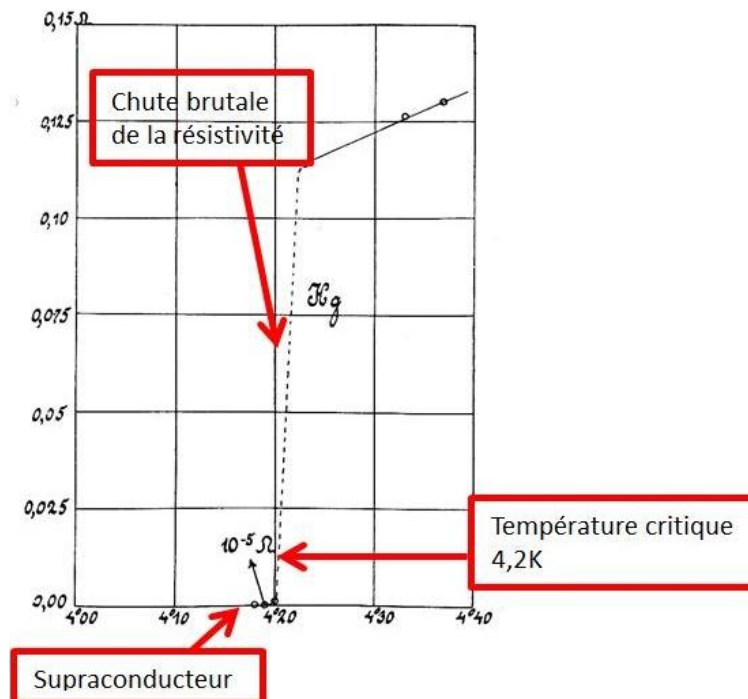


Figure I.1 : Les variations de la résistivité en fonction de la température dans le mercure [2].

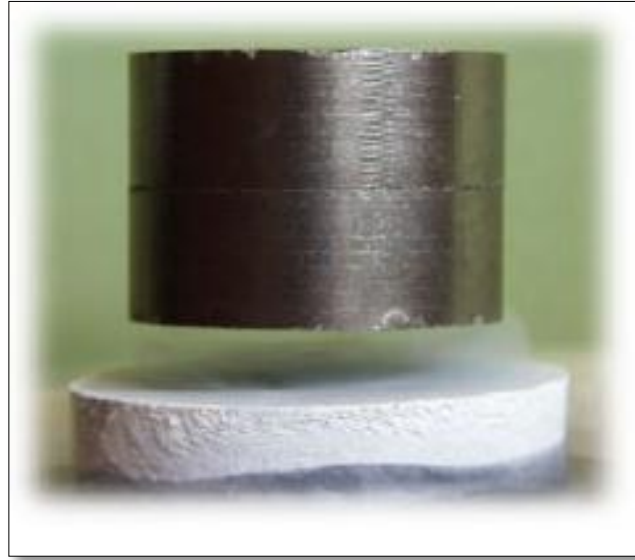


Figure I.2 : Un matériau supraconducteur [03].

I.2. Bref historique :

"Un conducteur de courant électrique sans aucune dissipation d'énergie ", c'est le rêve qui devient une réalité en 1911. Dans cette année et après avoir réussi la liquéfaction de l'hélium Le physicien Heike Kammerlingh Onnes avec l'aide de son élève Gilles Holst découvrir que la résistivité du mercure s'annulait en dessous de 4.15 K [04].

On résumé l'histoire de la supraconductivité depuis 1823 à nos jour :

- Le premier succès dans ce domaine c'est Faraday quand liquéfier le chlore à -35°C en 1823, puis le dioxyde de soufre (SO_2), l'hydrogène sulfuré (H_2S), le gaz carbonique (CO_2).

- En 1877, Cailletet et Pictet liquéfient l'aire à $196,15^{\circ}\text{C}$ (77K).

- En 1899, Dewar liquéfie l'hydrogène à $253,15^{\circ}\text{C}$ (19,85K).

- En 1908, Kammerlingh Onnes liquéfie l'hélium à 269°C (4,2K) [05].

- En 1911, Kammerlingh Onnes décida de tester différents conducteurs de l'électricité à très basse température à l'aide de Gilles Holst découvrent que la résistivité d'un barreau de mercure s'annulait en dessous de 4,15K [05] [07].

- En 1933, W.Meissner et R.Ochsenfeld découvrirent la propriété d'un barreau de métal pur à être imperméable aux champs magnétiques : le diamagnétisme parfait [07]. C'est l'effet Meissner (la **Figure I.3**).

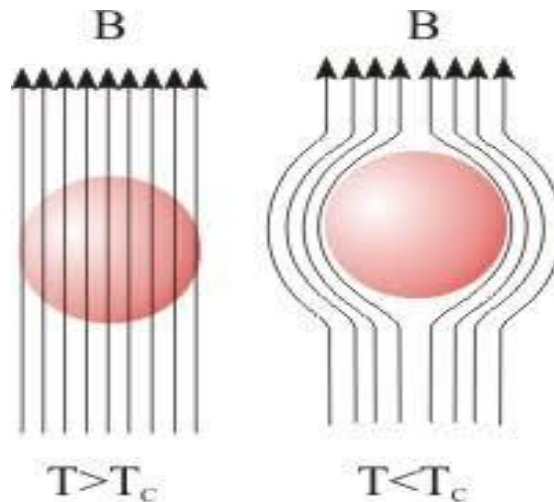


Figure I.3 : L'effet Meissner [06].

- Entre 1935 et 1952, des incomplètes théories furent proposées par les frères London, Ginzburg et Landau [05].

- En 1957, les physiciens Jon Bardeen, Leon Cooper et John Schiffer expliquent le phénomène de la supraconductivité par la théorie (B.C.S). A basse température les électrons s'apparient en quelque sorte se mettent en couple. On dit qu'ils forment des paires de Cooper, sous la forme de fonons. Mais cette théorie Ne permettait pas d'obtenir des températures critiques supérieures (les paires casser à cause de l'agitation thermique) [09, 10].

- En 1962, Brian Josephson découvrit qu'un courant électrique pouvait circuler à travers une couche mince isolant séparer deux blocs supraconducteurs [05].

- En 1986, Johannes Berdnoz et Alex Müller découvrent un supraconducteurs à température critique de 35 K, Des nombreuses découvertes, les suivantes : Y-Ba-Cu-O avec une température critique égal à 92K. Neuf mois plus tard, Bi-Sr-Ca-Cu-O avec une température critique égal à 110 K, en plus Tl-Ba-Ca-Cu-O avec une température critique égal à 125 K en 1988 [11].

- Ces derniers composés permettent de dépasser la température d'azote liquide (77 K) [12].
- Ces découvertes apportent un nouveau regard sur la supraconductivité des HTc [11].
- En 2001, un nouveau matériau apparaît c'est le MgB_2 avec une température critique égale à 39 K [13].
- En 2008, un groupe de professeur appelé Hosono découvre une nouvelle famille de supraconducteurs [14].
- Egalement à relativement haute température critique avec une structure très proche de celle des cuprates mais qui contiennent du Fer au lieu du cuivre [14].

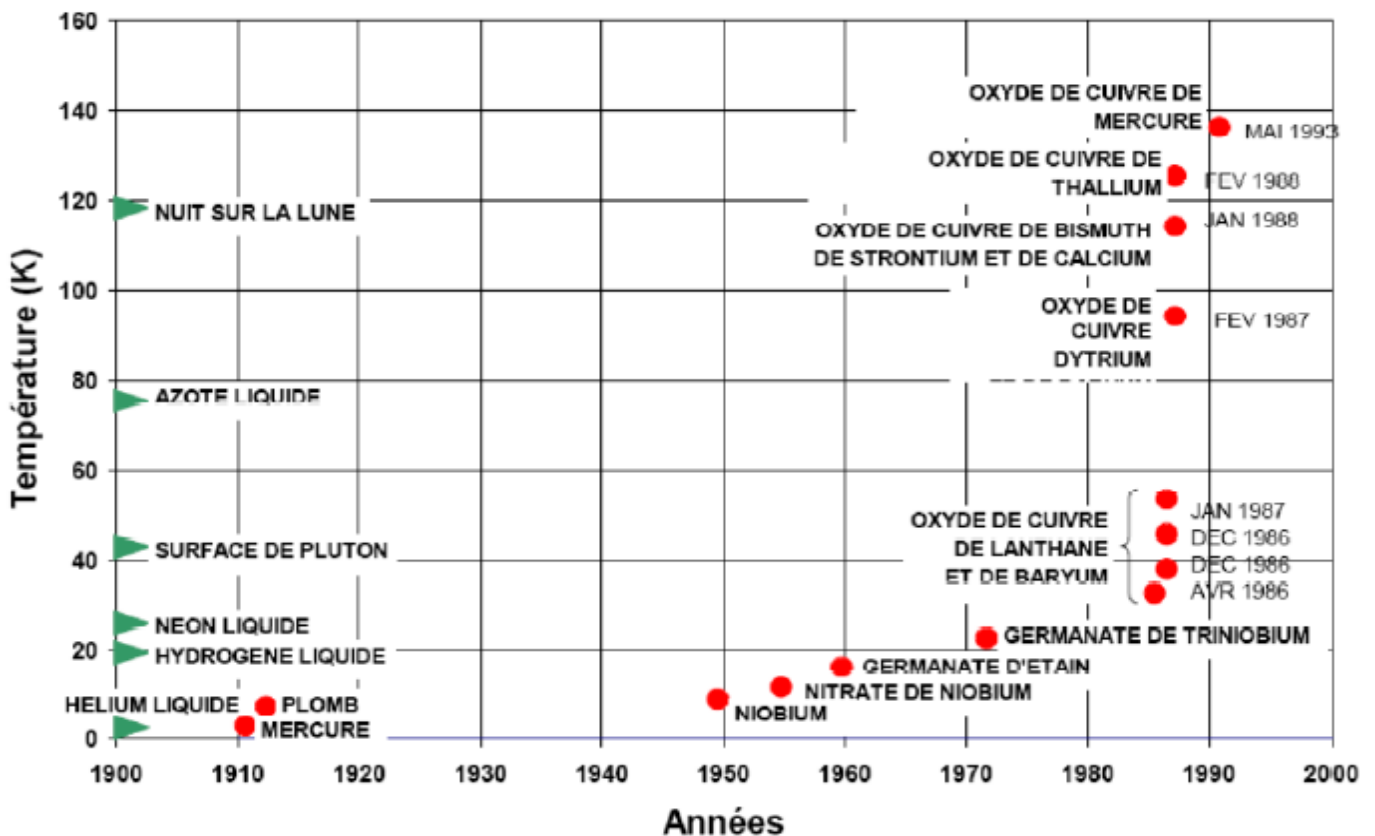


Figure I.4 : L'augmentation des valeurs maximale de T_c avec le temps [07].

I.3. Les grandeurs critique :

L'état supraconducteur non dissipatif est délimité par trois grandeurs appelées : la température critique (T_c), le champ critique (H_c) et la densité de courant critique [09].

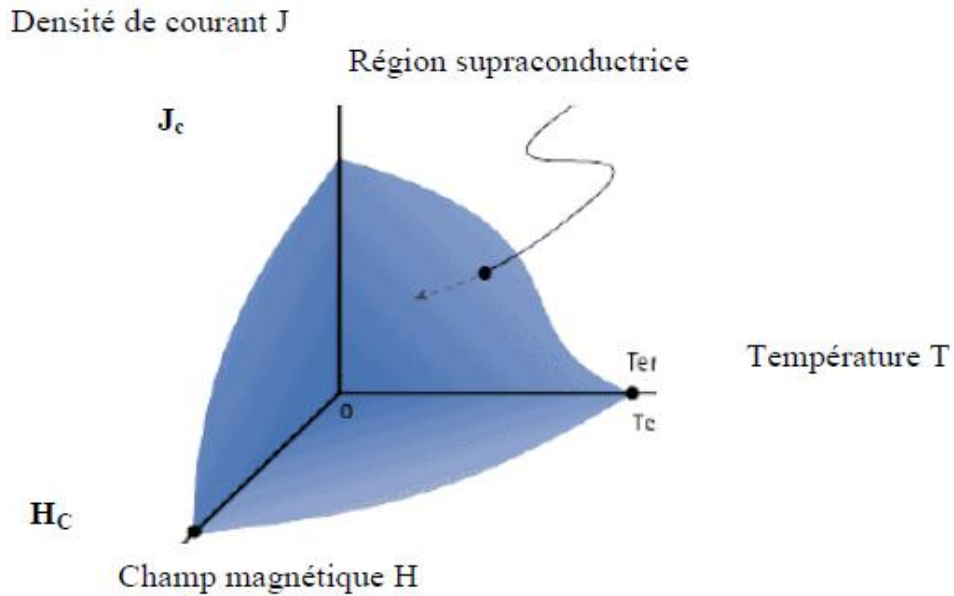


Figure I.5 : La surface critique d'un matériau supraconducteur [16].

➤ **Température critique T_c :**

C'est la température au-dessous de laquelle la résistivité disparaît [15]. Cette température dépend de la densité de courant et du champ appliqué.

-Pour les supraconducteurs à haute température critique (SHT_c) cette valeur est environ de 100 K [15].

-Pour les supraconducteurs à basse température critique (SBT_c) cette valeur est environ d'une quinzaine de degrés de Kelvin [07].

Matériaux	$YBa_2Cu_3O_7$	$Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$	$Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$	$Tl_2Ba_2Ca_2Cu_2O_{10}$
T_c en K	95	85	108	125

Tableau I.1 : Température critique de quelques matériaux à haute température critique (SHT_c) [05].

Matériaux	Nb-Ti	Nb_3Sn	Nb_3Al	Nb_3Ga	Nb_3Ge
T_c en K	9	18	19	20	22

Tableau I.2 : Température critique de quelques matériaux à basse température critique (SBT_c) [05].

➤ **Champ magnétique critique :**

Quand le champ magnétique dépasse une valeur critique, la supraconductivité disparaît c'est le champ magnétique critique (H_c) [13].

➤ **La densité de courant critique :**

A une valeur maximale un champ électrique apparaît et le matériau devient supraconducteur cette valeur appelée densité de courant critique (J_c) [09, 15].

I.4. Les propriétés des supraconducteurs :

Les propriétés fondamentales des supraconducteurs sont nombreuses.

On propose :

I.4.1. Propriétés électrique:

➤ **Résistivité nulle :**

En dessous d'une température appelée température critique la résistivité d'un matériau est nulle, cette température sépare ainsi le comportement de l'état normal du matériau de celui de son état supraconducteur. L'intervalle de température dans lequel la transition entre l'état normal et supraconducteur apparaît est très étroit pour des matériaux très purs comme le gallium et de quelques milli kelvin pour les matériaux à basse température critique [11,16].

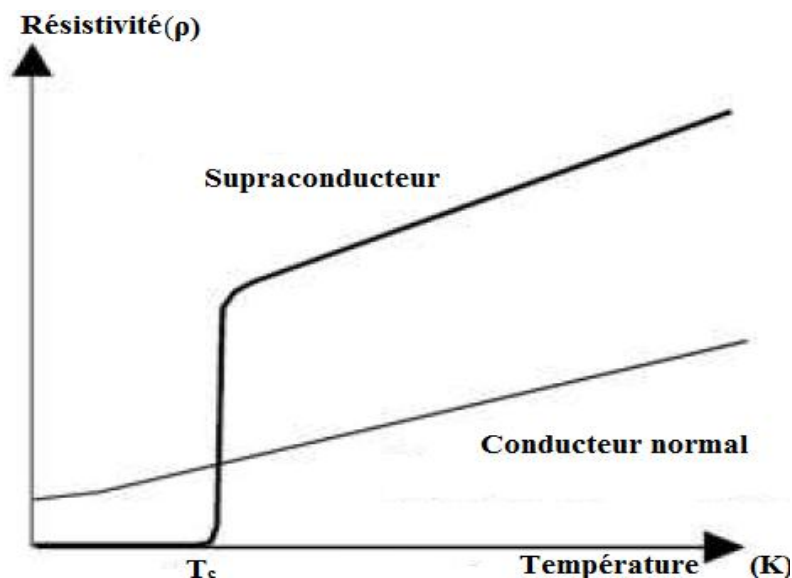


Figure I.6 : Evolution de la résistivité électrique d'un supraconducteur et conducteur normal en fonction de la température [07].

➤ **Bande interdite :**

La nature de bande interdite est totalement différente dans les supraconducteurs de ce qui dans les isolants. Dans ce dernier le gap d'énergie provient de l'interaction électron-phonon. Cette interaction lie les électrons au réseau. Mais dans un supraconducteur, l'interaction prédominante est l'interaction électron-électron [16,08].

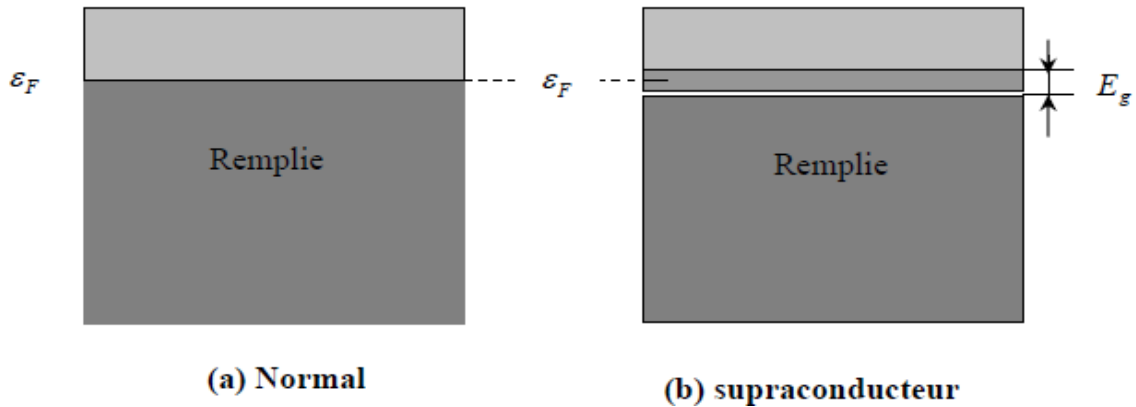


Figure I.7 : (a) Bande de conduction à l'état normale, (b) Bande interdite au niveau de Fermi à l'état supraconducteur [16].

➤ **Effet Josephson :**

L'effet Josephson est un phénomène macroscopique décrit le passage par effet tunnel de paires de Cooper entre deux blocs supraconducteur séparés par une barrière isolante à très basse température, Ces paires créent quand l'électron s'attirent deux à deux et forment des paires, appelée paires de Cooper [01,19].

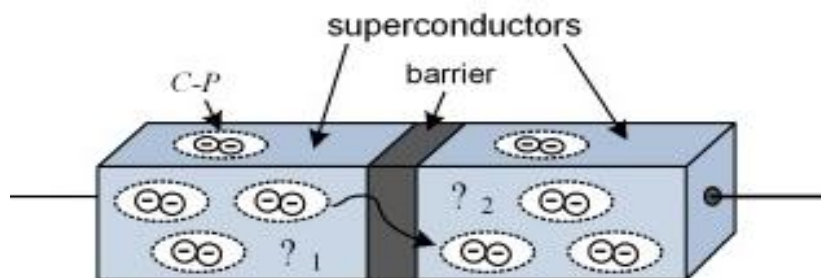


Figure I.8 : Effet Josephson [18].

I.4.2. Propriétés magnétique :

➤ **Effet Meissner :**

Meissner et Ochsenfeld observant qu'un supraconducteur possède un diamagnétisme parfait. Ils découvrent que lorsqu'un matériau est refroidi au-dessous de la température critique T_c dans un champ magnétique externe H , les lignes d'induction magnétique sont expulsées tant que ce dernier reste inférieur à un certain champ critique H_c [20].

I.4.3. Effet isotopique :

Dans un élément supraconducteur la température critique relie avec la masse isotopique par la relation suivante :

$$M^\alpha T_c = \text{constante} \tag{I.1}$$

Tel que :

T_c : Température critique

M : masse isotopique

α : Le coefficient de l'effet isotopique

Pour ces éléments les vibrations du réseau et donc les interactions entre électron et réseau interviennent beaucoup dans la supraconductivité [21,22].

Matériaux	Zn	Sn	Hg	Ru	Mo
α	0.45±0.05	0.47±0.02	0.50±0.03	0.00±0.05	0.33

Tableau I.3 : Effet isotopique dans les supraconducteurs [21].

I.4.4. Propriétés thermodynamiques :

I.4.4.1. Généralité :

En générale, la thermodynamique décrit les échanges d'énergie entre un système et son entourage. Elle obéit à trois principes fondamentaux :

- **Conservation de l'énergie** : La somme de l'énergie interne d'un système et du travail qu'il fournit est la variation de chaleur

$$\delta Q = dU - \delta A \quad (I.2)$$

- **Définition de l'entropie** : L'entropie ne peut que croître ou rester constante au cours du temps :

$$dS \cong \frac{\delta Q}{T} \geq 0 \quad (I.3)$$

- **Principe de Nernst** : Au zéro absolu, l'entropie est nulle :

$$T = 0 \rightarrow S = 0$$

On représente aussi les principales lois thermodynamique :

- Energie interne : $Q = TdS \quad (I.4)$

- Enthalpie : $H = U + PV \quad (I.5)$

- Entropie : $S = \left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_{P,H} \quad (I.6)$

- Energie libre de Gibbs : $g = U - TS + PV \quad (I.7)$

- Energie libre de Helmholtz : $F = U - TS \quad (I.8)$

I.4.4.2. Thermodynamique de la transition de phase :

A. Transition avec champ magnétique :

Soit un long cylindre placé dans un champ magnétique parallèle à son axe. Les énergies libre de Gibbs par unité de volume a la température de transition dans les deux états normale et supraconducteur sont les mêmes [27] :

$$g_n(H, T) = g_s(H, T) \quad (I.9)$$

L'énergie libre de Gibbs :

-Dans l'état normal et à température fixée l'énergie g_n est indépendante du champ magnétique soit :

$$g_n(H, T) = g_n(H = 0, T) \tag{I.10}$$

-Dans l'état supraconducteur et à température fixée l'énergie g_s est dépend parabolique du champ magnétique soit :

$$g_s(H, T) = g_s(0, T) + \frac{1}{2} \mu_0 H^2 \tag{I.11}$$

L'équilibre entre les deux phases normale et supraconductrice est obtenu avec $H = H_c(T)$, en égalant alors (I.10) et (I.11) on trouve :

$$g_n(0, T) - g_s(0, T) = \frac{1}{2} \mu_0 H_c^2(T) \tag{I.12}$$

Ceci permet d'obtenir, par soustraction de (I.10) et (I.11) :

$$g_s(H, T) - g_n(H, T) = \frac{1}{2} \mu_0 (H^2 - H_c^2(T)) \tag{I.13}$$

Tel que :

$\mu_0 \frac{H^2}{2}$: L'énergie magnétique.

$\mu_0 \frac{H_c^2(T)}{2}$: L'énergie de condensation [28].

Entropie :

L'entropie de tous les supraconducteurs diminuer progressivement lorsqu'ils refroidissent à une température inférieure à leur température critique (T_c). La diminution d'entropie expliquée par le passage d'électrons entre les deux états normal et supraconducteur. Les électrons qu'excités thermiquement dans l'état normal sont ordonnés dans l'état supraconducteur, l'entropie mesure ce désordre [16,08].

La différentiation de l'énergie par rapport à la température donne l'entropie :

$$S = - \left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_{H,T} \tag{I.14}$$

On obtient la différence d'entropie entre les deux états en fonction du champ critique :

$$S_n - S_s = -\mu_0 H_C \frac{dH_C(T)}{dT} \quad (I.15)$$

Chaleur latente :

Le système absorbe une chaleur quand il passe de l'état normal à l'état supraconducteur. Cette chaleur est la chaleur latente.

$$L = T(S_n - S_s) = -\mu_0 H_C T \frac{dH_C}{dT} \quad (I.16)$$

En présence d'un champ magnétique la chaleur latente est donc positive puisque $\frac{dH_C}{dT} < 0$ [27].

Chaleur spécifique :

On obtient la chaleur spécifique :

$$C = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V = \left(\frac{\partial^2 g}{\partial T^2} \right)_H \quad (I.17)$$

La différence de chaleur spécifique entre les deux états supraconducteur et normal est :

$$C_n - C_s = -\mu_0 T \left[H_C \frac{d^2 H_C}{dT^2} + \left(\frac{dH_C}{dT} \right)^2 \right] \quad (I.18)$$

En particulier, le saut de chaleur spécifique à la transition est de :

$$\delta C = \mu_0 T_c \left(\frac{dH_C}{dT} \right)^2 \quad (I.19)$$

B. Transition sans champ magnétique :

➤ **Etat normal :**

En champ nul, les lois thermodynamique deviennent :

- L'énergie interne : $u_n(T) - \underbrace{u_n(0)}_{=0} = \int_0^T C_n(T) dT \quad (I.20)$

- Entropie : $S_n(T) - \underbrace{S_n(0)}_{=0} = \int_0^T \frac{C_n(T)}{T} dT \quad (I.21)$

- Energie libre : $f_n(T) - \underbrace{f_n(0)}_{=0} = - \int_0^T S_n(T) dT \quad (I.22)$

➤ Etat supraconducteur :

• L'énergie interne :
$$u_s(T) = u_n(T) - \frac{1}{2\mu_0} H_c^2(T) + \frac{T}{\mu_0} H_c \frac{dH_c(T)}{dT} \tag{I.23}$$

• L'entropie :
$$S_s(T) = S_n(T) + \frac{1}{\mu_0} H_c(T) \frac{dH_c(T)}{dT} \tag{I.24}$$

• Chaleur spécifique :
$$C_s(T) = C_n(T) + \frac{T}{\mu_0} H_c(T) \frac{d^2H_c(T)}{dT^2} + \frac{T}{\mu_0} \left(\frac{dH_c(T)}{dT} \right)^2 \tag{I.25}$$

Les figures suivantes représentent la transition thermodynamique de phase avec et sans champ magnétique [29] :

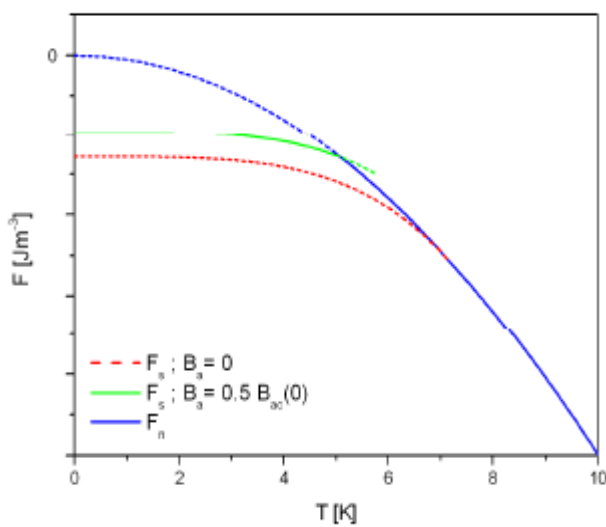


Figure I.9 : Energie libre.

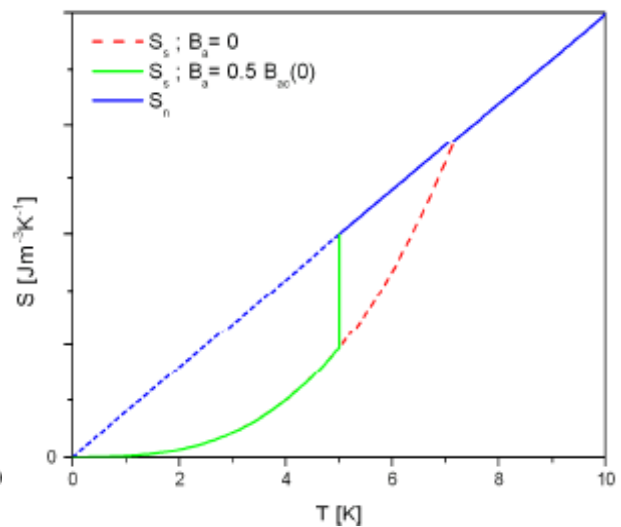


Figure I.10 : Entropie.

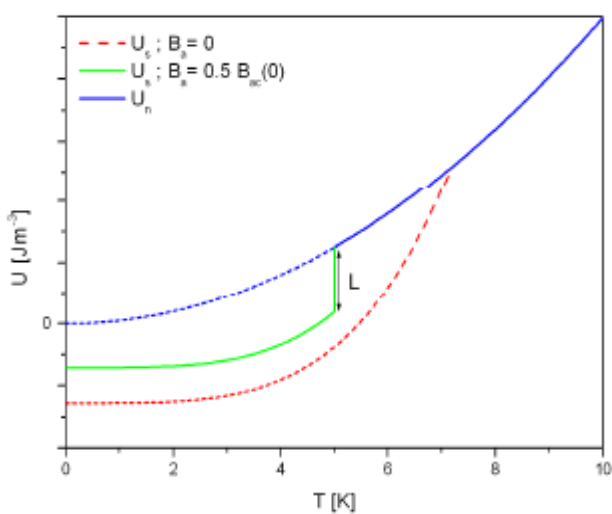


Figure I.11 : Energie interne.

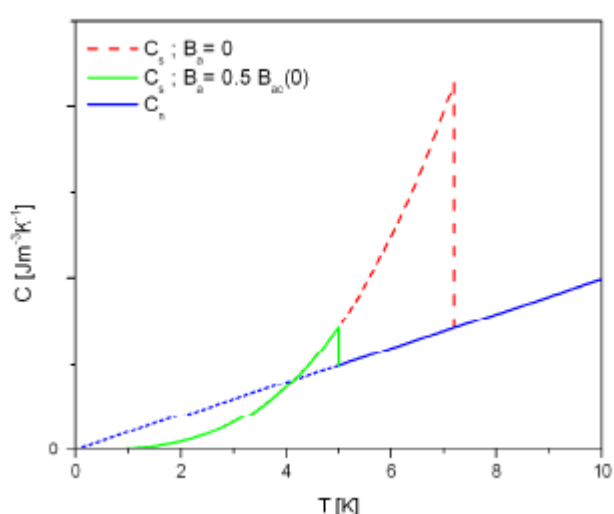


Figure I.12: Chaleur spécifique.

I.5. Les types de supraconducteur :

On qualifie les supraconducteurs à deux types. Les supraconducteurs de type I et les supraconducteur de type II, ce classement fait suivant leur comportements à l'influence d'un champ magnétique.

I.5.1. Supraconducteurs de type I :

Ces supraconducteurs sont, en générale, des corps simple (Hg, Pb, Sr ...) qui possède un seul champ critique H_c et deux états : l'état de Meissner et un état normal.

A la présence d'un champ magnétique extérieure tel que $H < H_c$ et $T < T_c$, l'induction magnétique B est nul (**figure I.13** (à gauche)) et le courant circule seulement en surface, la distribution de courant n'est pas homogène, dans une épaisseur appelé longueur de pénétration ou de London qui est inférieure à la longueur de cohérence. C'est l'état supraconducteur [12,16].

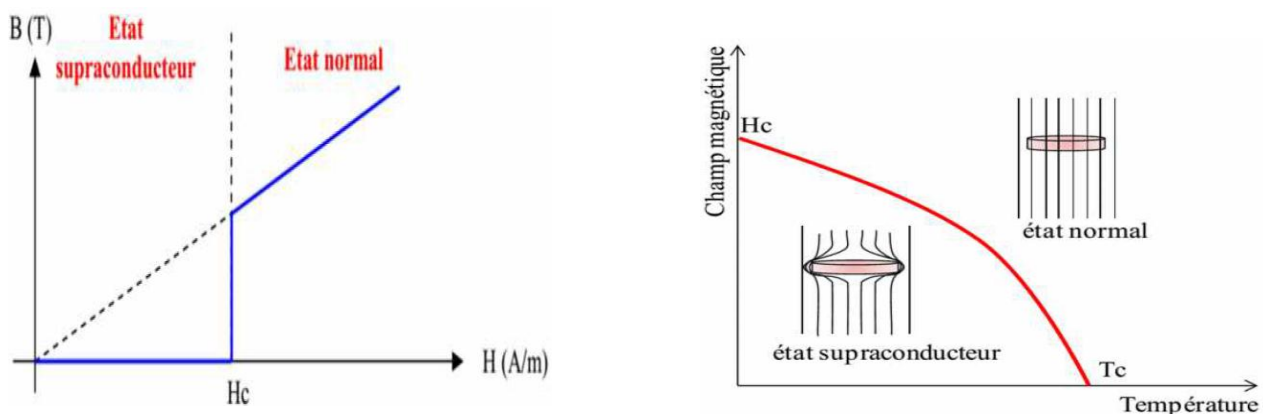


Figure I.13 : (à gauche) : La courbe de l'induction magnétique en fonction de champ magnétique d'un SC de type I, (à droite) : Diagramme symbolique de phase SC de type I [15].

I.5.2. Supraconducteurs de type II :

Ce type de supraconducteurs a été découverte pour la premier fois en 1962 [1]. Ils possède deux champs magnétique critique (H_{c1} et H_{c2}) car ils trouvent dans trois états sont : l'état supraconducteur, l'état mixte et l'état normal.

-L'état supraconducteur : il existe sous le champ H_{c1} , tel que $T < T_c$, $H < H_{c1}$ et $B=0$.

-L'état mixte : il existe entre les deux champs H_{c1} et H_{c2} , au-dessus de H_{c1} le flux magnétique commence à pénétrer dans le matériau sous forme de vortex.

-L'état normal : il existe dessous de H_{c2} tel que $T > T_c$ [1].

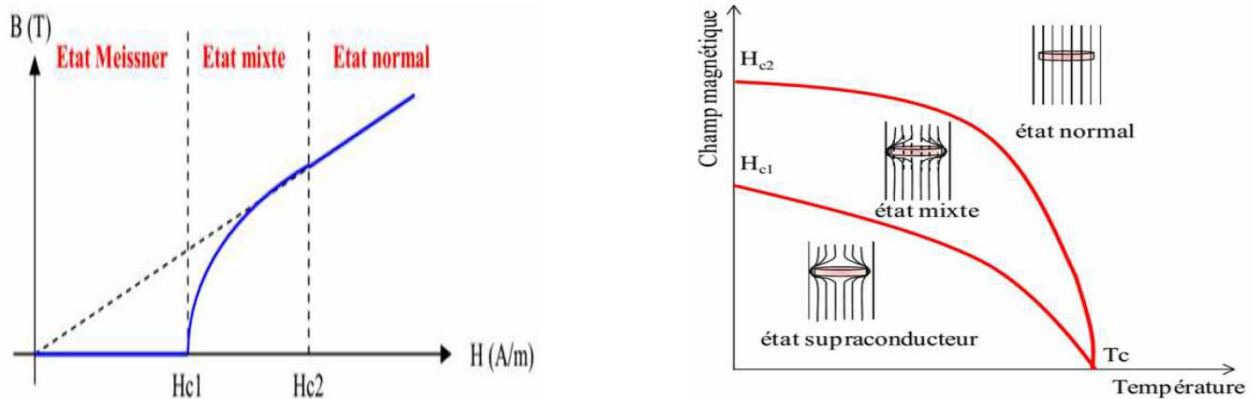


Figure I.14 : (à gauche): La courbe de l'induction magnétique en Fonction de champ magnétique d'un SC de type II, (à droite): Diagramme symbolique de phase d'un SC de type II [15].

I.5.3. Longueur caractéristique :

➤ Longueur de pénétration :

Dans un matériau supraconducteur défini que l'induction magnétique est pénétré un matériau supraconducteur sur une certaine distance λ_l , avant de s'annuler. Sa valeur est comprise entre quelques dizaines d'angströms et quelque centaine de nanomètres. [01,20].

➤ Longueur de cohérence :

La longueur de cohérence ξ c'est l'épaisseur minimale de l'interface entre deux régions différente (région supraconductrice et une région normale ou le vide), il représente aussi la dimension spatiale d'une paire de Cooper.

C'est deux longueurs caractéristiques déterminent la plupart des propriétés des supraconducteurs [01,20].

I.6. Les propriétés des supraconducteurs à haute température critique :

I.6.1. Les supraconducteurs à haute température critique :

Le $La_2Ba_2CuO_4$ c'est le premier composite de cette famille qui a été découverte en 1986 par A.Müller et G.Bednorz. Les supraconducteurs à haute température critique sont de type II, leur température critique supérieure à 20 K [23]. Parmi ces supraconducteurs nous nous sommes intéressés aux oxydes de cuivre (les cuprates), ces matériaux présentés les températures critiques les plus élevées (de l'ordre de 130K) [30].

I.6.2. Structure cristalline et propriétés électroniques :

Ces familles de supraconducteur sont des oxydes intermétalliques. Appartiennent à la famille des pérovskites. Elle possède des plans CuO_2 appelés plans ab. La direction perpendiculaire à ce plans est l'axe c. Les cuprates constitués d'un deux ou trois plans CuO_2 par maille élémentaire [24,25]. Ces plans sont séparés par d'autres couches atomiques appelés les réservoirs de charges, le dopage dans les cuprates peuvent être en trous ou en électrons. Les atomes d'oxygène sont représentés en rouge et les atomes de cuivre en bleu sur (la figure I.15) [30].

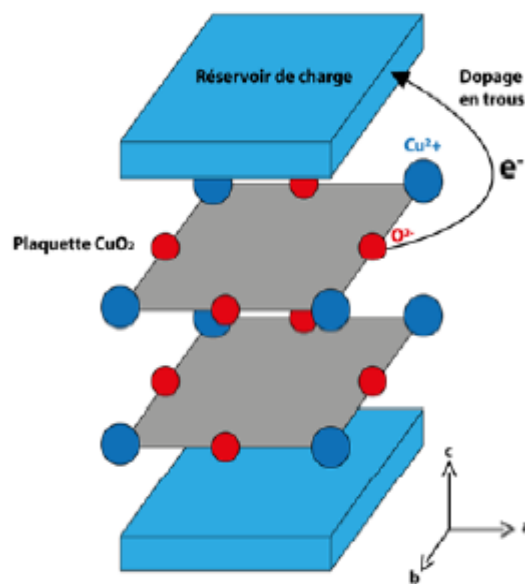


Figure I.15 : Structure schématique des cuprates supraconducteurs [30].

Dans les plans CuO_2 , l'élément cuivre de configuration $3d^94s^2$, possède cinq orbitales atomiques. Il est un métal de la première série de transition, de numéro atomique $Z=29$. Sa structure électronique est de la forme : $1s^22s^22p^63s^23p^63d^{10}4s^1$. A l'état $+II$ (Cu^{2+}), elle devient $1s^22s^22p^63s^23p^63d^94s^2$ et ce sont les électrons d qui vont se trouver engagés dans les liaisons chimiques.

Les ions O^{2-} , en revanche, sont dans la configuration $2p^6$, sa structure électronique : $1s^22s^22p^6$, donc leur orbitales p sont complètement remplies. Les orbitales moléculaires vont être construites à partir des orbitales atomiques du cuivre et d'oxygène. Sous l'effet du champ cristallin, les cinq orbitales d s'éclatent en deux familles e_g d'énergies plus élevées et t_{2g} d'énergies plus basses, alors que les trois niveaux p restent équivalents.

Lorsque la diminution de symétrie du champ cristallin, les orbitales e_g se séparent en $b_{1g}(d_{x^2-y^2})$ et $a_{1g}(d_{3z^2-r^2})$ et t_{2g} devient $b_{2g}(d_{xy})$ et $e_{2g}(d_{yz}, d_{xz})$ [22].

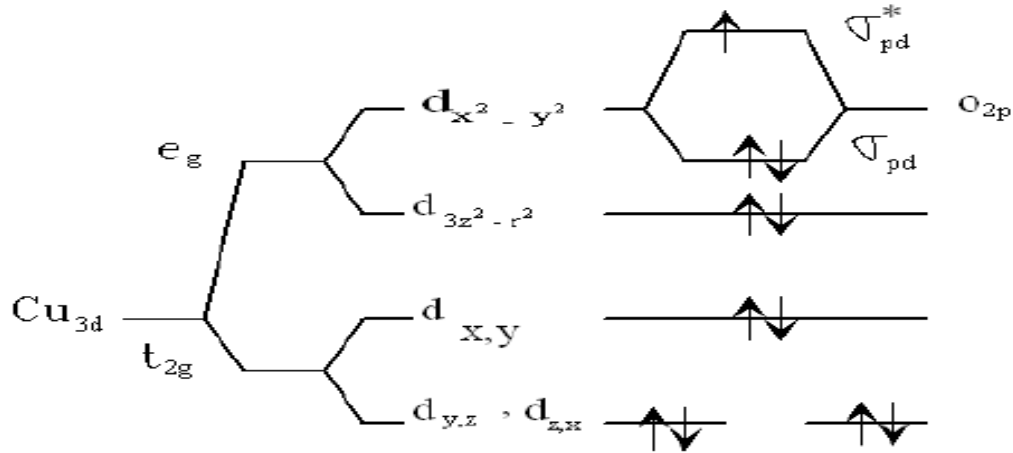


Figure I.16 : Niveaux d'énergie électronique mis en jeu entre les ions Cu^{2+} et O^{2-} dans le plan CuO_2 [20].

La forte répulsion coulombienne U sépare la bande $3d_{x^2-y^2}$ en deux niveaux appelée Hubbard. Le niveau inférieur est occupé par l'électron célibataire alors que le niveau supérieur est vide. La bande $2p$ de l'oxygène, qui se trouve entre les deux bandes Hubbard, est séparée de la bande supérieure (bande Hubbard de conduction) par un gap d'énergie « Δc_T » de transfert de charge. Ce comportement est semblable à celui d'un isolant [20].

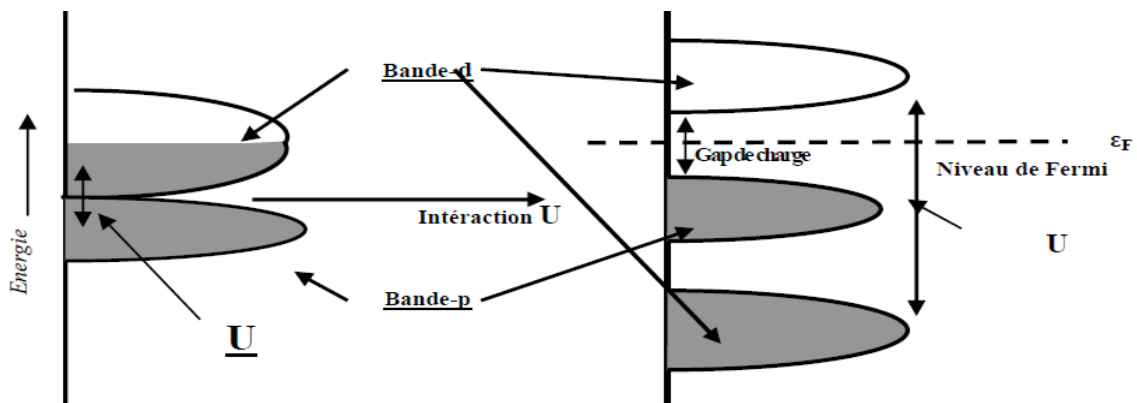


Figure I.17 : Création des niveaux d'Hubbard et intercalation de la bande p de l'oxygène [20].

I.6.3. Diagramme de phases :

La répulsion entre électron dans un métal classique, généralement négligeable, mais il joue un très important rôle dans les supraconducteurs. Le dopage d'un isolant antiferromagnétique (introduire des porteurs libres), donner un supraconducteur. Ce

phénomène est représenté par un diagramme de phase. Ce dernier montre les différents états possibles selon le dopage [26].

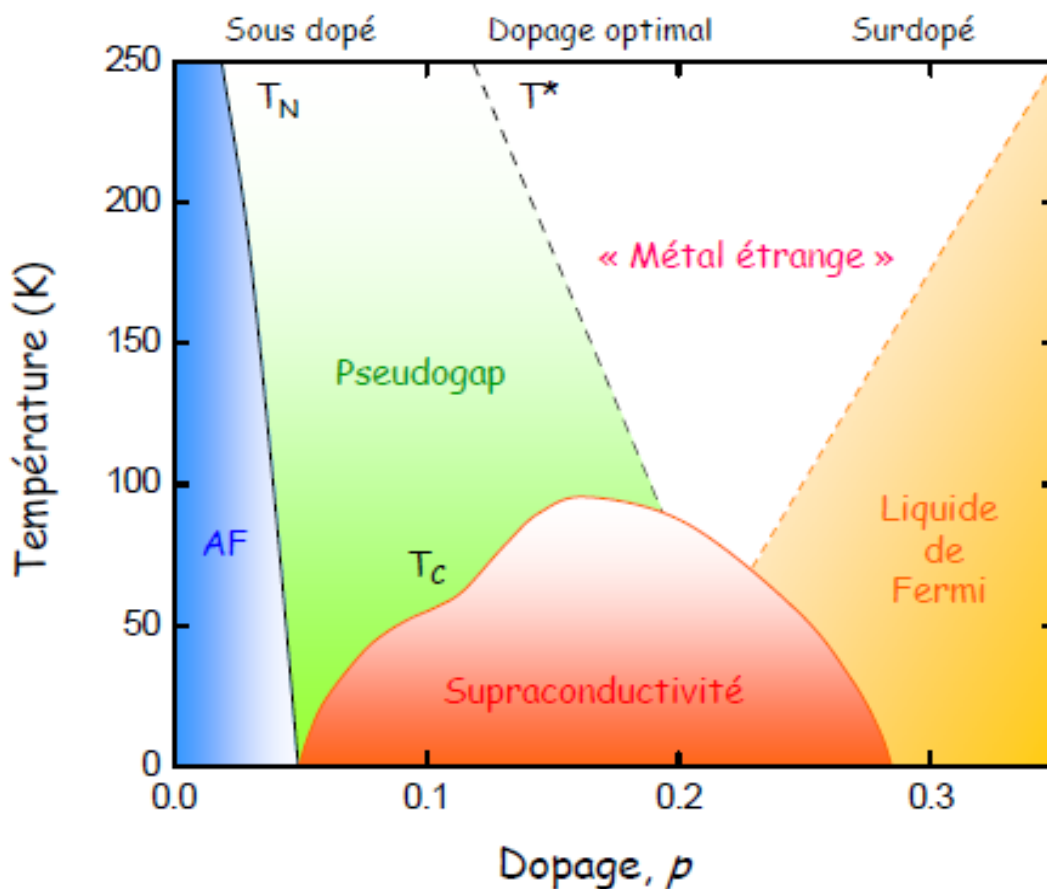


Figure I.18 : Diagramme de phases générique des supraconducteurs à haute température critique [24].

➤ La phase antiferromagnétique :

A dopage nul et une température inférieure à la température de Néel T_N , le matériau est un isolant de Mott avec un ordre antiferromagnétique ($T_N=260\text{k}$ pour $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$).

Les électrons des atomes de cuivre des plans CuO_2 et l'ordre des atomes de cuivre et d'oxygène dans les plans déterminent les propriétés magnétiques.

Quand le dopage augmente, la phase antiferromagnétique et le matériau devient un supraconducteur [16, 20, 22].

➤ La phase supraconductrice :

Lors que l'environ 5% de trous d'un dopage à le matériau deviennent supraconducteur cette phase divisée en deux parties.

- La première partie correspond au sous dopage ou la température critique est la plus élevée. Leur valeur maximale correspondant au dopage optimum.

-La deuxième correspondant au sur dopage, dans cette partie le dopage augmente donc la température critique décroît jusqu'à ce que la supraconductivité disparaisse (YBa₂Cu₃O_{6+δ} pour un dopage de p=0.16 présente un T_{c, max} =94 k) [20, 24].

Une relation empirique, appelée la relation de Tallon, relie le dopage et la T_c des différents composés. Cette relation s'écrit [24]:

$$\frac{T_c}{T_{c,max}} = 1 - 82.6(p - 0.16)^2 \quad (I.26)$$

Tel que :

T_c : température critique.

T_{c, max} : température critique maximal.

P : le dopage.

➤ **Etat normale :**

Dans le régime sous-dopé, la température décroît et ouverte progressivement un pseudo-gap est observée à la fois pour les excitations de charges et de spin. La disparition partielle de ces excitations par l'opposition à un Wai gap, signifie le nom pseudo-gap.

«Les mesures de résistivité montrent un écart par rapport au comportement linéaire en température, observé jusqu'à des températures valant quelques centaines de degrés : cette réduction de la résistivité à basse température au-dessus de T_c apparaît à une température T* qui diminue quand le dopage augmente. L'ouverture du pseudo-gap s'accompagne d'une réduction de la densité d'état au niveau de Fermi» [16].

-L'ARPES (la photoémission résolue en angle) a montré que : pour des températures élevée on identifie une surface de Fermi continue représentées sur la (**figure I.19**, 180 k).

La surface de Fermi devient discontinue à une température inférieure à T*, qui dépend de dopage P. Cette discontinuité retour à la disparation des états électroniques. Dans les directions anti-nodales au voisinage de niveau de fermi.

Quand la température diminue le pseudo-gap s'ouvre et leur extension s'accroît vers les directions nodal, mais des arcs de la surface de Fermi subsistent jusqu'à T_c [26].

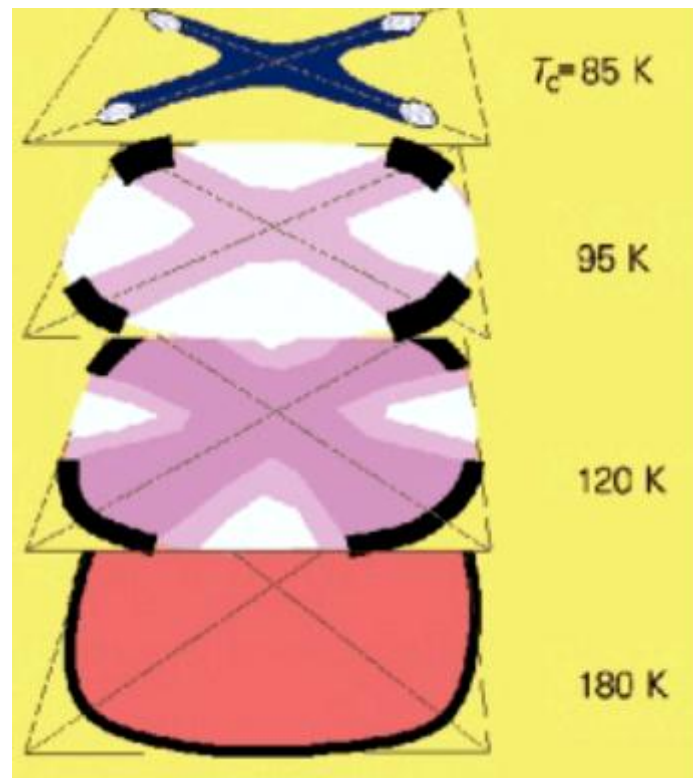


Figure I.19 : Surface de Fermi vue par ARPES (en trait noir épais, 180k), d'un cuprates sous-dopé Bi-2212 [26].

I.7. Les applications :**I.7.1. Les domaines médicaux :**

La médecine est le premier domaine qui applique les supraconducteurs avec l'IRM (l'imagerie par résonance magnétique). Cette technique est contrairement à la plupart des autres techniques comme le scanner à rayons x permet de laisser le corps humain sans aucun effet néfaste. L'IRM consiste à se servir des petits aimants que possèdent les noyaux des atomes du corps humain pour visualiser ce qui les entoure (le cerveau, les muscles...) [12].



Figure I.20 : Schéma d'un scanner (IRM) [31].

I.7.2. Domaine de transport :

Le train à lévitation magnétique de type électrodynamique c'est la nouvelle invention dans ce domaine. Il est le plus rapide dans le monde, qui glisse sur les rails sans les toucher. La technique de travail du train est basée sur la répulsion entre les éléments embarqués sur le train et des plaques conductrices ou des bobines court-circuitées qui réduisent la puissance dissipée. Ces derniers sont situés sur le rail [10].



Figure I.21: Le train à lévitation magnétique [32].

I.7.3. Domaine électrotechnique :

➤ Le transport de courant électrique :

Le transport de courant électrique l'une des applications des supraconducteurs en électrotechnique, leur majeur inconvénient c'est les pertes en régime alternatif des supraconducteurs. Les études effectuées ont montré des performances remarquables de ce type de transformateurs. En résultat, par rapport à un transformateur conventionnel, les pertes peuvent diminuer de 30%, le volume de 50% et le poids de 70% [10].



Figure I.22: Schéma d'un câble supraconducteur [17].

➤ Le stockage de l'énergie :

La base de cette technique c'est le stockage de l'énergie sous forme magnétique dans une bobine supraconductrice. La source de cette énergie est la circulation du courant dans la bobine, pratiquement sans diminution dans le temps. Par rapport à les autres systèmes conventionnels de stockage d'énergie les avantages de cette technique est le rendement très élevée et la rapidité à restituée de l'énergie. En résultat, le rendement d'un système

supraconducteur déstockage d'énergie peut atteindre 97% alors que ce rendement ne dépasse pas 70% pour un système de barrage à pompe. [15].

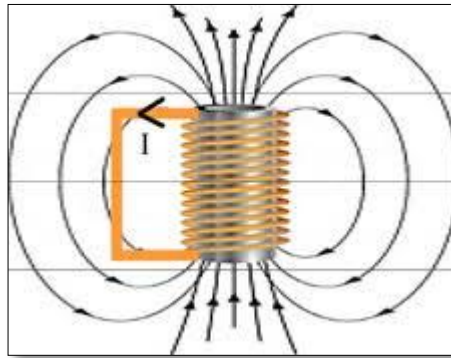


Figure I.23: Schéma d'une bobine supraconductrice [34].

➤ **Machine tournantes :**

L'utilisation de supraconducteurs dans les machines électriques peut se faire de deux manières :

La première consiste à utiliser les SHTc pour le bobinage du rotor. Les fils supraconducteur dans ce cas seront parcourus par un courant continu et soumis à un champ magnétique de deux composantes principale continu et une petite composante variable qui résulte de la réaction magnétique d'induit. Les pertes dans les fils supraconducteurs sont très faibles, ce qui conduit à des pertes inférieures à celles des alternateurs classique.

«La deuxième consiste à utiliser les SHTc pour le bobinage de l'induit et de l'inducteur en même temps. Dans ce cas, il faut tenir compte du fait que les courants circulant dans l'induit sont des courants alternatifs et donc l'utilisation de câbles spécialement conçus pour le fonctionnement en courant alternatif s'impose, ces câbles présentent des pertes inférieurs à celles des enroulements classiques. Les pertes pour ce type d'alternateurs sont encore moins importantes que celles des alternateurs classiques » [10].

Chapitre II :
Théories des
supraconducteurs

Ce chapitre est consacré à la présentation des théories des supraconducteurs de type I comme la théorie de F. et H. London, la théorie de Ginzburg-Landau et la théorie BCS. A la fin nous présentons les théories qui proposés pour le deuxième type.

II.1. Théorie pour les supraconducteurs a basse températures :

II.1.1. Théorie de Fritz et Heinz London :

En 1935 les frères Fritz et Heinz London proposent deux équations qui portent leur noms pour rendre compte des propriétés des supraconducteurs. Ce modèle explique l'effet Meissner de façon phénoménologique, mais n'expliquent en rien la chute à 0 de la résistivité.

L'accélération est liée à la force par la deuxième loi de Newton :

$$\sum \overrightarrow{F_{EXT}} = m \vec{\gamma} = m \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \quad (\text{II.1})$$

A l'absence de force de fortement l'équation devient :

$$\vec{F} = q\vec{E} \quad (\text{II.2})$$

En remplaçant (II.2) dans (II.1), en obtient une équation du mouvement d'une particule chargée dans le champ E, équation de (Drude-Lorentz) :

$$q\vec{E} = m \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \quad (\text{II.3})$$

Le nombre d'électrons participant à la conduction est égal à n :

$$n = n_n + n_s \quad (\text{II.4})$$

Tel que :

n_n : La densité d'électrons normaux.

n_s : La densité d'électrons supraconducteurs.

On peut définir la densité de courant par unité de surface (courant de Drude) :

$$\vec{j} = n_s q \vec{V}_s \quad (\text{II.5})$$

La dérivée de l'équation précédente par rapport au temps :

$$\frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = n_s q \frac{d\vec{v}_s}{dt} \quad (\text{II.6})$$

La simplification de l'équation (II.6) donne la première équation de London :

$$\frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = \frac{n_s e^2}{m} \vec{E} \quad (\text{II.7})$$

A partir de l'équation de Faraday-Maxwell on a :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.8})$$

Alors :

$$\frac{\partial}{\partial t} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{j} = \frac{n_s e^2}{m} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} \quad (\text{II.9})$$

En remplaçant la valeur $\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E}$:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\overrightarrow{\text{rot}} \vec{j} + \frac{n_s e^2}{m} \vec{B} \right) = 0 \quad (\text{II.10})$$

Cette équation traduit la conductivité infinie.

En intégrant par rapport au temps :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{j} + \frac{n_s e^2}{m} \vec{B} = cte \quad (\text{II.11})$$

De la second équation de Maxwell (le théorème d'ampère) rappelle que :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (\text{II.12})$$

Donc :

$$\overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{\text{rot}} \vec{B}) + \frac{n_s e^2}{m} \mu_0 \vec{B} = 0 \quad (\text{II.13})$$

On a :

$$\overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{\text{rot}}) = \overrightarrow{\text{grad}}(\text{div}) - \Delta \quad (\text{II.14})$$

Et en utilisant l'équation de Maxwell qui affirme qu'il n'existe pas de monopôle magnétique :

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (\text{II.15})$$

On obtient la seconde équation de London :

$$-\Delta \vec{B} + \frac{n_s e^2}{m} \mu_0 \vec{B} = 0 \quad (\text{II.16})$$

Soit λ_l la longueur de pénétration de London, définie par :

$$\left(\frac{1}{\lambda_l}\right)^2 = \frac{n_s e^2}{m} \mu_0 \tag{II.17}$$

Donc la seconde équation de London s'écrit sous la forme suivante :

$$-\Delta \vec{B} + \left(\frac{1}{\lambda_l}\right)^2 \vec{B} = 0 \tag{II.18}$$

La solution de cette dernière équation indique qu'un champ magnétique continu pénétrant un supraconducteur est décroître de façon exponentielle. Ce champ magnétique ne pénètre que sur une certaine distance λ_l dite longueur de pénétration. Cette observation est acceptable pour des champs magnétiques continus et alternatifs [01, 05, 12, 16, 29, 36].

Pour un champ indépendant de x et y la solution de l'équation (II.18) est :

$$\vec{B}(z) = \vec{B}(0) e^{-\frac{z}{\lambda}} \tag{II.19}$$

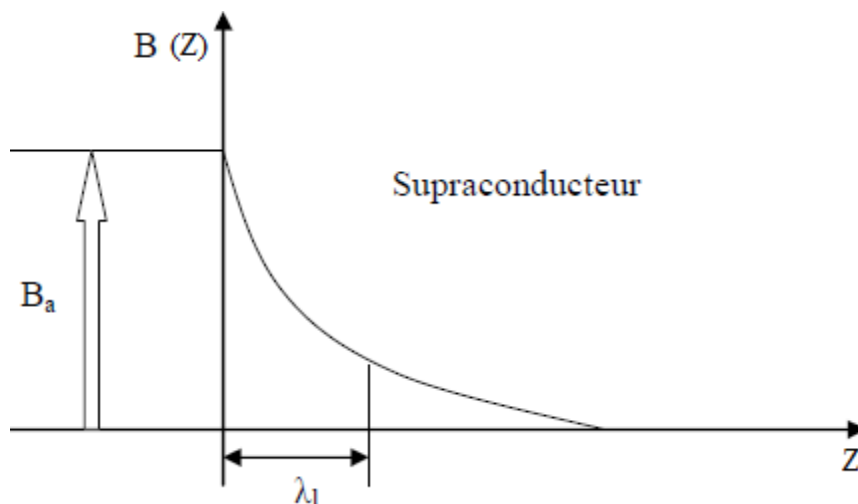


Figure II.1 : Pénétration du champ dans un supraconducteur (deuxième équation de London) [5].

II.1.2. La théorie de Ginzburg et Landau :

En 1950 Vitali Ginzburg et Lev Landau proposent l'un des développements les plus remarquables en supraconductivité c'est la théorie phénomologique de transition de phase du deuxième ordre.

L'idée géniale de Ginzburg et Landau a été de décrire la transition supraconductrice à l'aide d'une fonction d'onde complexe dont l'amplitude donne la probabilité de présence des électrons supraconducteurs, et dont la phase conditionne la circulation du courant.

$$\psi(\vec{r}) = |\psi(\vec{r})| e^{-i\psi(\vec{r})} \quad (\text{II.20})$$

$|\psi(\vec{r})|$: est l'amplitude local.

$\psi(\vec{r})$: est la phase local.

Cette théorie repose sur les hypothèses fondamentales suivantes :

- L'existence d'un paramètre d'ordre ψ est égale à zéro dans l'état normal alors que dans l'état supraconducteur il est non nul.
- Le carré de l'amplitude correspond à la densité locale des électrons supraconducteurs :

$$|\psi(r)|^2 = n_s \quad (\text{II.21})$$

L'énergie libre du matériau peut être développée sous forme d'une série de puissance de ψ , ou les coefficients de ce développement sont les fonctions régulières de la température.

- Si ψ possède des variations spatiales, alors ses dérivées doivent aussi avoir une contribution à l'énergie libre.

➤ **La densité d'énergie libre en champ nul :**

Dans l'état supraconducteur, la fonction d'Helmholtz représente sous la forme :

$$f_s = f_n + \alpha(t)|\psi|^2 + \frac{\beta(t)}{2}|\psi|^4 \quad (\text{II.22})$$

f_s : L'énergie libre à l'état supraconducteur.

f_n : L'énergie libre à l'état normal.

α et β : Sont des coefficients dépendant de la température.

On assigne à :

Le coefficient β est positif pour qu'une solution physique soit possible.

Le coefficient α est positif pour $T > T_c$ (la seule solution possible est l'état normal), et une valeur négative pour $T < T_c$ ou le minimum de l'énergie libre atteint pour : $|\psi(\vec{r})| \neq 0$, C'est-à-dire :

$$|\psi(\vec{r})|^2 = \frac{-\alpha}{\beta} \tag{II.23}$$

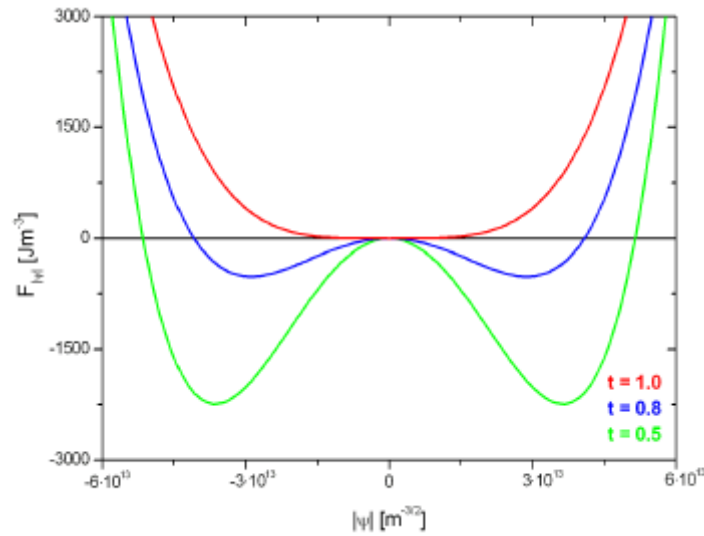


Figure II.2 : Energie libre en fonction du paramètre d'ordre, à différentes températures [29].

On écrit le développement de $\alpha(T)$ et $\beta(T)$ au premier ordre en $(T - T_c)$, pour des températures inférieure et très proche de T_c , comme-ça :

$$\begin{cases} \alpha(T) = \alpha_0(T - T_c) \\ \beta(T) = \beta(T_c) = \beta \end{cases} \quad \text{Où} \quad \alpha_0 > 0 \tag{II.24), (II.25)}$$

➤ Avec un champ magnétique :

Si on applique un champ magnétique l'équation de l'énergie libre devient :

$$f_s(r, T) = f_n(r, T) + \alpha(T)|\Psi(\vec{r})|^2 + \frac{\beta(T)}{2} |\Psi(\vec{r})|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| \left(\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla} - \frac{2e^*}{c} \vec{A} \right) \Psi(\vec{r}) \right|^2 + \frac{\hbar^2(r)}{8\pi} \tag{II.26}$$

Le quatrième terme de cette équation représente l'énergie associée à la variation spatiale Ψ .

Où :

e^* et m^* : Sont respectivement la charge et la masse d'une particule supraconductrice.

$\hbar = 6,62607004 \times 10^{-34} \text{ kg/s}$ est le constante de Planck.

$A(r)$: est le potentiel vecteur au point \vec{r} .

$h(r)$: le champ microscopique au point \vec{r} .

L'énergie libre doit être minimale par rapport à $\Psi(\vec{r})$ et $A(\vec{r})$. On peut définir les deux célèbres équations de Ginzburg-Landau :

$$\alpha(T)\Psi(\vec{r}) + \beta|\Psi(\vec{r})|^2\Psi(\vec{r}) + \frac{1}{2m^*} \left(\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla} - \frac{e^*}{c} A(\vec{r}) \right)^2 \Psi(\vec{r}) = 0 \tag{II.27}$$

$$\overrightarrow{rot} \vec{h} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} = \frac{4\pi i e^* \hbar}{2m^* c} [\Psi(\vec{r}) \nabla \Psi^*(\vec{r}) - \Psi^*(\vec{r}) \nabla \Psi(\vec{r})] - \frac{e^*}{m^* c^2} |\Psi(\vec{r})|^2 \vec{A}(\vec{r}) \quad (\text{II.28})$$

Si nous posons $\beta=0$ dans la dernière équation nous trouvons l'équation de Schrödinger pour une particule de masse m^* et de charge e^* placée dans un champ magnétique.

➤ **Les équations de Ginzburg-Landau normalisée :**

La résolution de les deux dernières équations, fait ressortir l'expression des grandeurs, telle que la profondeur de pénétration London λ_l et la longueur de cohérence ξ .

Profondeur de pénétration London :

$$\lambda_l = \sqrt{\frac{m^*}{\mu_0 n_s e^{*2}}} \quad (\text{II.29})$$

Longueur de cohérence :

$$\xi(T) = \frac{\hbar}{\sqrt{2m^* |\alpha(T)|}} \quad (\text{II.30})$$

Le rapport de λ_l par $\xi(T)$ représente le constante K qui appelé le paramètre de Ginzburg-Landau :

$$K = \frac{\lambda_l}{\xi(T)} \quad (\text{II.31})$$

Abrikosov et Gorkov montrans que la valeur critique de K est égale à $(1/2)^{\frac{1}{2}}$. Qui permet de les classer les supraconducteurs en deux types I et II :

Si $K < 1/\sqrt{2}$ le supraconducteur de type I.

Si $K > 1/\sqrt{2}$ le supraconducteur de type II.

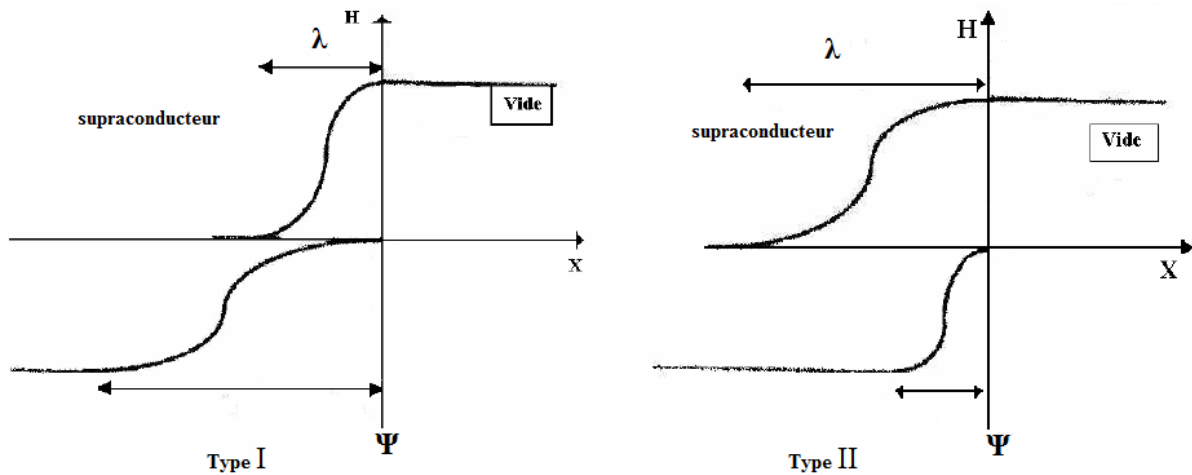


Figure II.3 : Représentation schématique des variations spatiales de λ_l et ξ à la surface en fonction du type de supraconducteur [20].

Ce constante joue aussi un rôle fondamentale dans le calcul de l'énergie de surface [01, 05, 12, 16, 22, 29,36].

II.1.3. Théorie de BCS :

En 1957, John Bardeen, Leon Cooper et John Schrieffer formule leur théorie microscopique qui donne pour la première fois l'origine physique de la supraconductivité classique. Et en 1972 ils reçoivent le prix Nobel de physique pour cette théorie.

Cette théorie décrit l'interaction attractive entre deux électrons et les vibrations des ions du réseau cristallin. Un électron en mouvement dans un réseau cristallin formé d'ions. Sur son passage les ions sont attirés (interaction coulombienne classique) vers l'électron. Lorsque celui-ci poursuit son chemin, les ions reviennent à leurs places. Un second électron voisin passe à proximité de cet excès local de charge positive, est attiré sous l'effet de cette interaction. Les deux électrons créent des paires appelées les paires de Cooper.

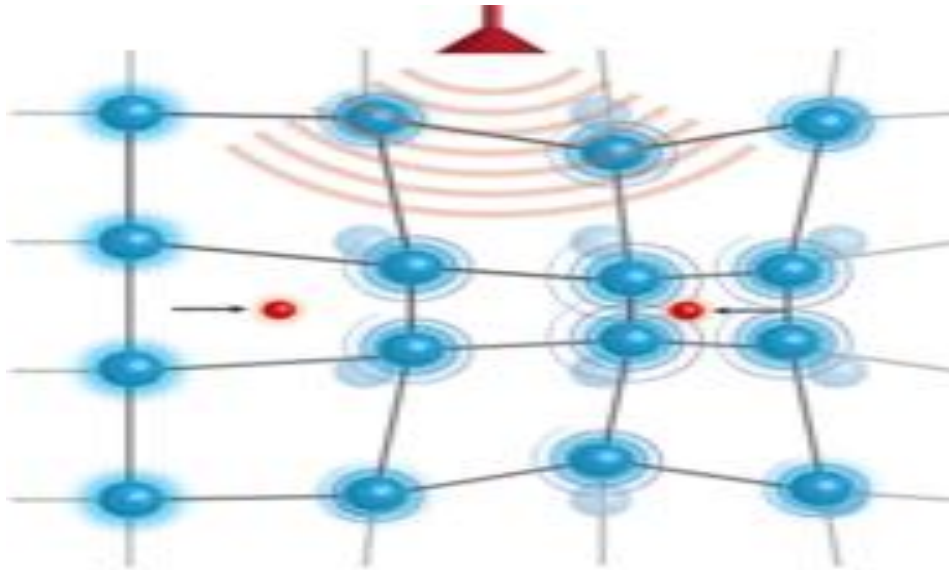


Figure II.4 : Représentation schématique de l'attraction entre deux électrons.

Sans interaction les électrons occupent les états d'énergie inférieure à l'énergie de Fermi (E_F), par contre, les états d'énergie supérieure sont vacants. Sous l'effet d'une interaction attractive un pair d'électrons forme un état lié entre un électron de moment K et de spin σ et un électron de moment $(-K)$ et de spin $(-\sigma)$. Ces paires de Cooper ont une énergie inférieure à l'énergie des électrons libre. Ils forment par condensation de Bose-Einstein.

Dans la théorie BCS l'état fondamental s'écrit sous forme d'une fonction d'onde variationnelle :

$$|\Psi_{BCS}\rangle = \prod_K (\mu_K + v_K C_{K,\uparrow}^+ C_{-K,\downarrow}^+) |0\rangle \tag{II.32}$$

$C_{K,\sigma}^+$: est l'opérateur de création.

$|0\rangle$: est l'état du vide.

μ_K et v_K : sont des paramètres sans unité reliés par la relation :

$$|\mu_K|^2 + |v_K|^2 = 1 \tag{II.33}$$

$|\mu_K|^2$: est la probabilité pour que la pair $(K \uparrow, -K \downarrow)$ soit vide.

$|v_K|^2$: est la probabilité que cet état soit occupée.

Le Hamiltonien de ce système s'écrit sous la forme :

$$H_{BCS} = H_{cin} + H_{int} \tag{II.34}$$

$$H_{BCS} = \underbrace{\sum_{K,\sigma} \epsilon_K C_{K,\sigma}^+ C_{K,\sigma}}_{\text{Energie cinétique}} + \underbrace{\sum_{K,K'} V_{K,K'} C_{K,\uparrow}^+ C_{-K,\downarrow}^+ C_{-K',\downarrow} C_{K',\uparrow}}_{\text{Terme d'interaction}} \tag{II.35}$$

ϵ_K : est l'énergie propre d'une particule avec un vecteur K pour un système sans interaction.

$C_{K,\sigma}^+, C_{K,\sigma}$: sont respectivement les opérateurs de création et de destruction d'un fermion de spin σ et d'impulsion K.

Ou $V_{K,K'}$ est le transformée de Fourier du potentiel d'interaction à deux corps et s'écrit sous la forme suivante:

$$V_{K,K'} = \int \frac{d^3r}{\Omega} V(r - r') e^{-i(Kr - K'r')} \tag{II.36}$$

La création de paires de Cooper est possible dans un intervalle d'énergie Δ_K (c'est l'énergie nécessaire pour passer de l'état supraconducteur à l'état normal), qui est le champ moyen et il reçoit le nom gap :

$$\Delta_K = - \sum_{K'} V_{K,K'} C_{-K',\downarrow} C_{K',\uparrow} \tag{II.37}$$

Dans les supraconducteurs conventionnel, le gap est isotrope et sans nœud et donc de symétrie de type s. par contre les SHTc possèdent des nœuds dans les directions à $\frac{\pi}{2}$ ce qui indique une symétrie de types d, le gap devient alors dépend de la direction de K et alors peut être grand pour certaines direction et s'annuler pour d'autre.

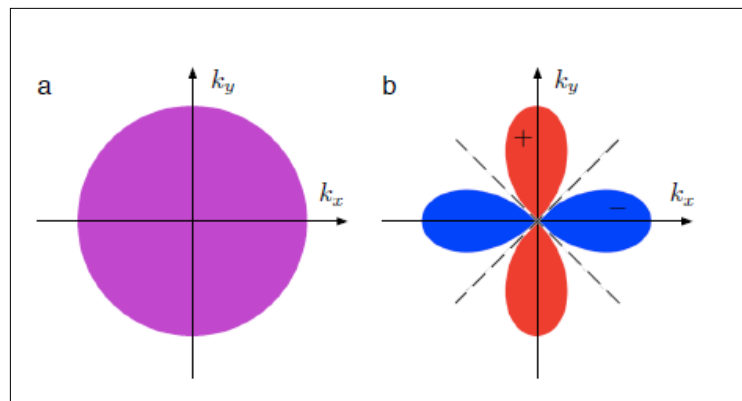


Figure II.5 : Symétrie de gap supraconducteur : **a**) : la symétrie S qui caractérise les supraconducteurs conventionnels, **b**) : la symétrie d qui caractérise les SHTc [37].

L'Hamiltonien H_{BCS} se réduit alors à un Hamiltonien H_m qui est bilinéaire pour les opérateurs de création et d'annihilation et qui se diagonalise simplement par la transformation de Bogoulibov. En particulier, nous définissons des nouveaux opérateurs γ_K et γ_K^+ et coefficients u_K et v_K :

$$C_{K\uparrow} = u_K \gamma_K + v_K^* \gamma_{-K}^+ \quad (\text{II.38})$$

$$C_{-K,\downarrow}^+ = -v_K \gamma_K + u_K^* \gamma_{-K}^+ \quad (\text{II.39})$$

γ_K et γ_K^+ : sont des opérateurs de fermions.

$$|u_K|^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\epsilon_K}{E_K} \right) \quad (\text{II.40})$$

$$|v_K|^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\epsilon_K}{E_K} \right) \quad (\text{II.41})$$

L'énergie de la quasi-particule est :

$$E_K = \sqrt{\epsilon_K^2 + |\Delta_K|^2} \quad (\text{II.42})$$

Avec les valeurs des coefficients u_K et v_K , on peut déterminer l'équation auto cohérente de gap :

$$\Delta_K = \sum_{K'} V_{K,K'} \frac{\Delta_{K'}}{2E_{K'}} \tanh \frac{E_{K'}}{2K_B T} \quad (\text{II.43})$$

T : est la température de système.

K_B : est la constante de Boltzmann.

En partant de l'équation du gap à T=0, le gap supraconducteur a pour expression :

$$\Delta(0) = 2\hbar\omega_D \exp\left(-\frac{1}{N_F V}\right) \quad (\text{II.44})$$

Tel que :

ω_D : est la fréquence de Debye.

N_F : est la densité d'état électronique au niveau de Fermi à T=0K.

V : est le potentiel de couplage.

Pour le cas des supraconducteurs conventionnels et pour une température critique, la théorie BCS donne la relation suivante :

$$K_B T = 1,14 \hbar \omega_D \exp\left(-\frac{1}{N_F V}\right) \quad (\text{II.45})$$

On définit la constante de couplage électron-phonon :

$$\lambda = N_F V \quad (\text{II.46})$$

De ces dernières équations, on obtient :

$$2\Delta(0) = 3,53 K_B T \quad (\text{II.47})$$

La valeur numérique de ce rapport déterminé à quel point un supraconducteur dévie de la théorie BCS. Le calcul de gap dans les supraconducteurs conventionnels donne $2\Delta/K_B T \approx 3,68$ qui est en accord avec la théorie BCS. Et dans les supraconducteurs à haut température critique donne $2\Delta/K_B T \approx [7\sim 10]$, qui est loin de la valeur BCS.

Les hautes valeurs de T_c et la symétrie d du gap démontrent que la supraconductivité dans les SHTc n'est pas conventionnel et donc la théorie BCS n'est pas applicables à ces matériaux. Et donc ces théories (la théorie de London, Ginzburg-Landau et BCS) ne marchent pas à haut température [16, 20, 30, 33, 36, 39, 40].

Des nouveaux mécanismes fait pour les SHTc comme, resonating valence bond (RVB), croisement de BCS-BEC..., les résultats de ces dernières restent encore controversés mais semblent plutôt compatible avec l'existence d'une supraconductivité de symétrie d.

II.2. Théories pour les supraconducteurs à haut température critique :

II.2.1. Modèles électronique :

Pour formuler une théorie, il faut trouver un approprié modèle électronique microscopique. Dans le cas des supraconducteurs à haut température critique, les fortes corrélations dans les couches à deux dimensions joue un essentiel rôle. Les couches de cuivre-oxygène sont décrit par le modèle de Hubbard à trois bond, qui comprend le Cu à l'orbital $d_{x^2-y^2}$ et les deux O à l'orbital P. Ce Hamiltonien peut se simplifier en un Hamiltonien Heisenberg (un seul bond), où chaque site correspond à un orbital de cuivre avec surplace répulsive interaction entre les électrons [16, 38].

Nous rappellerons dans cette partie brièvement quelques unes des très nombreuses propositions théoriques qui faites pour expliquer le comportement des cuprates [16, 38].

II.2.2 : Ordre magnétique orbital :

D'autres types d'ordre impliquant des boucles de courant ont été proposés. En particulier, l'ordre magnétique qui associé entre en compétition avec la phase supraconductrice. Ces types d'ordre postulent l'existence de boucles de courant dans la plaquette CuO_2 .

II.2.3. L'approche RVB :

Après le développement de la supraconductivité à haute température critique, l'Américain P.W.Anderson et l'Indien Ganapathy Baskaran ont proposés le concept de RVB en 1987.

RVB (de l'anglais resonating valence bond) est un modèle théorique achevée la destruction de l'antiferromagnétisme. Anderson proposé qu'un isolant de Mott peut mener à un état original, dit RVB dans la limite d'un couplage fort. Dans ce cas une méthode dite de «bosons esclaves» permet de montrer que les fortes fluctuations quantiques liées à la basse dimension et à la valeur $1/2$ des spins en jeu favorisent l'existence d'un liquide de spin formé de très nombreuses façons à cause de la géométrie des plans CuO_2 .

Dans l'approche RVB une explication possible d'un diagramme de phase de cuprates possible du diagramme de phase est obtenue en considérant deux échelles de température, noté T_{RVB} et T_{BC} comme illustré sur la (**Fig. II.6**).

- Pour une température T , où $T_{RVB} > T > T_{BC}$, les spins s'apparient sous forme de dimères, et on décrit l'état RVB comme une superposition quantique de l'ensemble des singlets possibles : un gap de spin, correspondant à l'énergie nécessaire pour briser un de ces dimères apparait.

-Pour T , $T_{BC} > T > T_{RVB}$, les paires acquièrent une cohérence de phase à la manière d'une condensation de Bose-Einstein et l'on obtient un liquide de Fermi.

- Enfin pour $T < T_{BC}$, $T < T_{RVB}$, un supraconducteur de type d se forme.

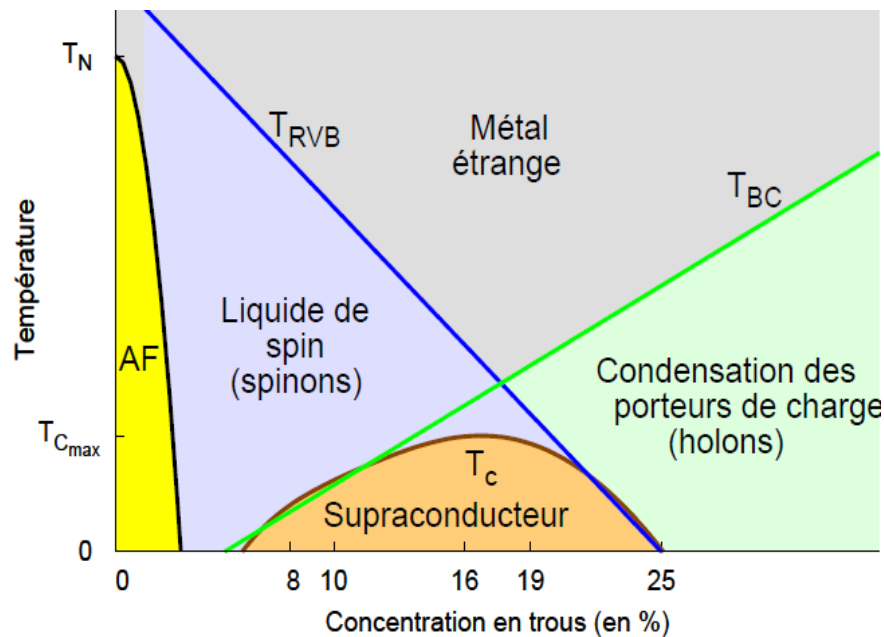


Figure II.6: Diagramme de phases dans la théorie RVB. Les degrés de liberté de spin et de charge sont séparés. Il se forme en dessous de T_{RVB} des paires de spins singlets. Ce sont des spinons. Les charges quant à elles condensent à la manière d'un condensat de Bose en dessous de T_{BC} . La supraconductivité a lieu lorsque les paires singlets sont formés et qu'elles sont en cohérence de phase, en dessous de T_{BC} [40].

Un certain nombre de modèles dit que les paires qui se trouvent dans la phase pseudo-gap ne sont pas des paires de spin, mais des véritables paires de Cooper. L'appariement et la condensation supraconductrice sont alors deux phénomènes différents. Aucune expérience n'a été détectée ces paires préformées et n'a pu mettre en évidence directement une séparation du spin et de la charge, certaines expériences tendant même à prouver l'inverse [38,39, 40, 43].

II.2.4. Autres Modèles de type "Hidden order" :

Ces modèles suggèrent l'existence d'un ordre caché dans la phase pseudo-gap, le pseudo-gap correspondant à une transition de phase. De nombreux travaux proposent de même que, s'il existe un QCP (Quantum Critical Point), la phase pseudo-gap ordonnée pourrait avoir différentes natures, en particulier celle d'une onde de densité de spin, à nouveau pour un couplage fort. La vraie transition de phase ne serait pas détectée à cause de désordre au sein des plans CuO_2 [43].

II.2.5. Méthode de cluster couplé :

La méthode de cluster est une méthode numérique comme Monte carol qui utilisé pour la description des systèmes à plusieurs cors. Cette méthode devient plus fréquemment utilisée après que Jiri Cizik et Josef Paldus eurent reformulé pour l'adapter à la corrélation électronique dans les atomes et molécules, dans les années 1960. Théoriquement cette méthode utiliser pour extraire les propriétés du modèle de Hubbard qui est considérée que plusieurs électrons sont s'assemblés qui sont formés comme une unique particule.

Pourtant, même ces méthodes numériques ne sont pas assez précises pour déterminer l'état fondamental du modèle de Hubbard [38, 44].

II.2.6. Ordre en compétition avec la supraconductivité :

Dans la plupart des théories précédent, la phase pseudo-gap est caractérisée par l'existence du préformer paires. Par conséquence, il existe deux types de température relié au régime sous-dopée à former des paires à une température appelée T^* . Ces derniers condensats et forment un état supraconducteur à une autre température T_c . Cependant, il existe autre théories prendre un point de vue différente dit que la phase pseudo-gap être en compétition avec la supraconductivité. Dans ce scénario le pseudo-gap caractérisé par un autre paramètre d'ordre. Ainsi, le pseudo-gap dans le régime sous-dopé supprime la supraconductivité et peut survivre également partiellement dans l'état supraconducteur, ces approches prédisent que le diagramme de phase est caractérisé par la présence d'un point critique quantique (noté QCP de l'anglais Quantum Critical Point). Les fluctuations critiques quantiques associées aux QCP sont responsables de la formation des paires de Cooper et du comportement non liquide de Fermi de la phase normale. Les deux effets sont intimement liés [33,38, 39, 48].

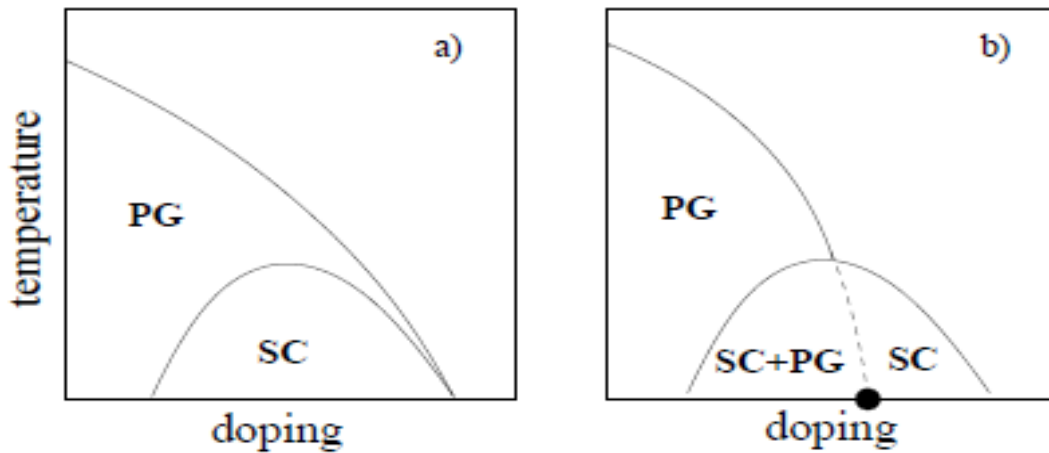


Figure II.7 : Deux diagramme de phase théorique proposer pour les cuprates : **a)** : image RVB et **b)** : la concurrence scénario de commande : le pseudo-gap (PG) se termine par un point critique quantique (point noir) : pseudo-gap et supraconducteur état (SC) peuvent coexister (SC+PG) [38].

II.2.7. croisement de BCS-BEC :

La superfluidité depuis longtemps a été décrite par deux différents cas de limites sont la théorie BCS et la condensation de Bose Einstein (BEC) de bosons. Le croisement de ces deux dernières décrit la phase pseudo-gap. Alors que dans limite de BCS les électrons sont des fermions condensat à des paires dans l'état supraconducteur, la limite BEC décrit la condensation des paires déjà existantes. Dans le régime de croisement s'attend un comportement très similaire à celle observée dans le pseudo-gap de SHTc, la formation de paires avec un intervalle d'excitation correspondant un gap à la température T^* , mais une condensation à un état supraconducteur seulement à plus basse température significative $T_c < T^*$. Il est intéressant de noter que la physique à la derrière de cette idée peut être très bien décrite par une généralisation de l'état fondamental de BCS à la fonction d'onde $|\Psi_0\rangle$ [38].

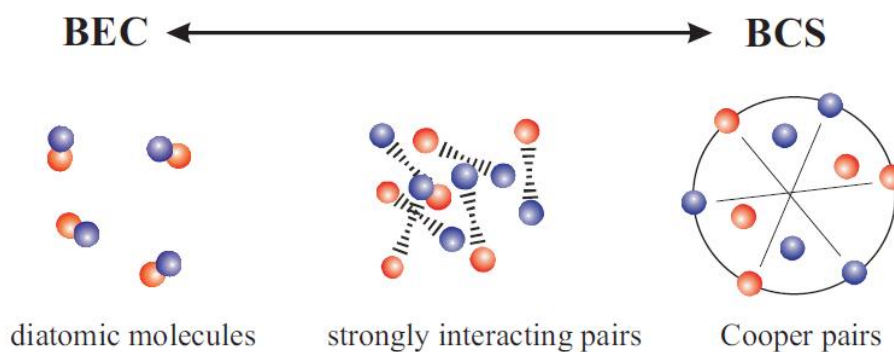


Figure II.8 : Un schéma présenter le Croisement BCS-BEC [37].

II.2.8. Ordre de charge de spin : stripes

Dans cette limite de couplage fort, le système devient inhomogène et il y a une formation de zones macroscopique riches en trous et d'autres zones pauvres en trous ordonnés antiferromagnétiquement. Dans un processus tunnel d'une charge qui sauterait d'une corde vers une autre corde, la zone isolante par sa nature antiferromagnétique n'autorise que le passage de paires de trous et non de trous individuels. Dans une image de paires préformées les stripes permettraient également d'expliquer la phase pseudo-gap suivant le même mécanisme Josephson [39,43].

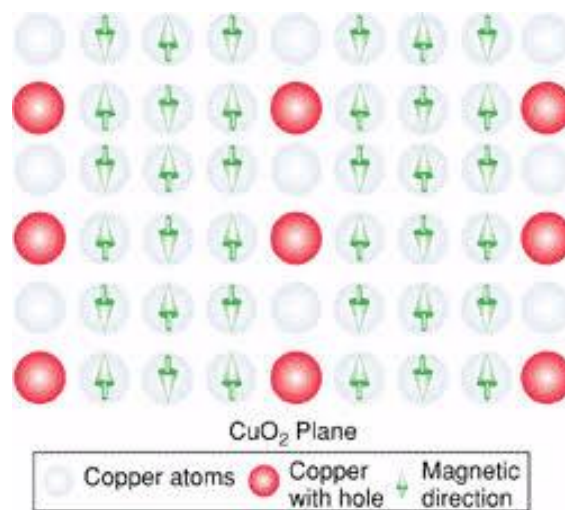


Figure II.9 : Schéma de l'ordre de charge et de spin proposé dans les cuprates [45].

II.2.9. Le modèle bipolarons :

Un bipolaron est une paire liée de deux polarons, un électron dans un matériau peut susciter une distorsion dans la maille fondamentale. La combinaison de l'électron et de la distorsion est connue sous le nom de polaron et lorsque deux polarons sont proches l'un de l'autre ils peuvent interagir pour former un état lié donnant naissance à une nouvelle quasi-particule appelée bipolaron. Si de nombreux bipolarons se forment sans être toutefois trop proches. Ils sont susceptibles de former un condensat de Bose-Einstein [46].

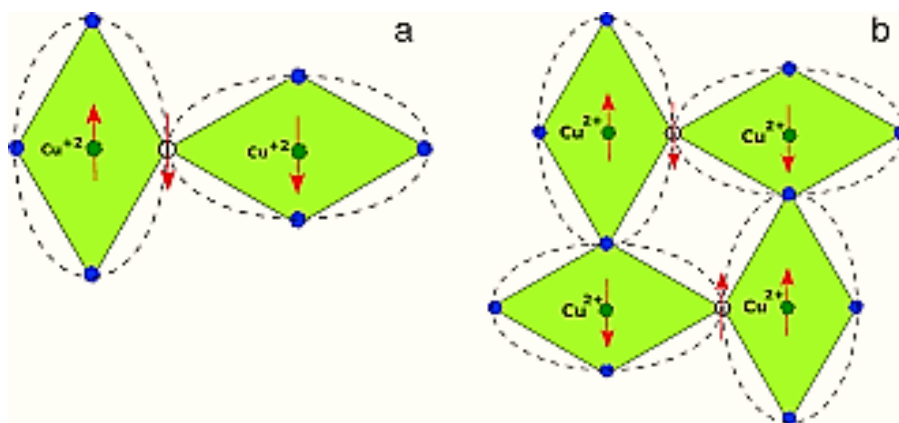


Figure II.10 : a) Un polaron, b) Un bipolaron [47].

Finalement, Il n'y a à ce jour aucun consensus quand au moteur de l'instabilité supraconductrice dans ces composés.

Chapitre III :

La simulation

Dans ce chapitre nous examinons la possibilité d'appliquer un modèle théorique sur les composés supraconducteurs à haute température critiques Bi-2212, sachant que ce modèle a été appliqué à d'autres composés.

Nous commençons par une représentation de la modèle théorique, et définitions pour les oxydes à base de Bismuth et le composé Bi-2212, puis nous décrivons la méthode de la simulation, finalement, nous appliquons cette méthode à ce matériau et nous allons discuter les résultats.

III.1. Le modèle :

En utilisant ce modèle théorique [48] peut extraire toutes les propriétés thermodynamiques des composés à haut températures critique : la chaleur spécifique, l'entropie, l'énergie libre, où :

$$C_V/C = \eta x + x \frac{\partial^2}{\partial x^2} x^2 \log \left\{ \alpha^2 \left[1 - 2 \sum_{p=1}^{\infty} (2p-1) \frac{B_{2p}}{(2P)!} \left(\frac{1}{\alpha^2 x} \right)^p H_{2(p-1)} \left(\frac{1}{\sqrt{x}} \right) \right] \right. \\ \left. * \exp \left(\frac{-1}{x} \right) + \alpha^2 \sqrt{\pi x^{-1}} \left[-1 + \operatorname{erf} \left(\frac{1}{\sqrt{x}} \right) \right] \right\} \quad (III. 1)$$

Tel que :

η, α : sont des paramètres, où : $\eta = 2(1 + \bar{\lambda})$.

$H_{2(p-1)}$: Polynôme hermitienne.

B_{2p} : Nombre Bernoulli.

erf : est la fonction d'erreur.

Grace à ce modèle, on peut extraire des quantités importantes par exemple :

$$1- \frac{2\Delta_0}{K_B T_C} \sim 4 \frac{\mu}{\alpha} + 6\mu x \log x \quad (\text{III.2})$$

Si $x \rightarrow 0$, alors $x \log x = 0$, la formule précédente s'écrit :

$$\frac{2\Delta_0}{K_B T_C} \sim 4 \frac{\mu}{\alpha} \quad (\text{III.3})$$

$$2- \frac{\Delta C}{\gamma T_C} = \left\{ \left(\frac{C_V}{C} \right)_{max} - \left(\frac{C_V}{C} \right)_{min} \right\} \frac{\mu}{\eta} \quad (\text{III.4})$$

Nous observons qu'il y a des nombres de paramètres sont μ , α , η , C peuvent d'atteindre à les valeurs parfaits par la méthode de simulation. En utilisant ce modèle théorique [48] peut extraire toutes les propriétés thermodynamiques [49].

Maintenant, on applique ce modèle sur les composés $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ avec la méthode de simulation.

III.2. Les composé à base de Bismuth:

La formule générale de ces composés est $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{4+2n+d}$, où n varie de 1 jusqu'à 3. Ces familles notées par le terme BSCCO qui comporte 3 phases supraconductrices sont Bi2201, Bi2212 et Bi2223, avec une température variant de 20K à 110K selon la valeur de n . notre travaille associe à le composé Bi2212 [20,36].

➤ Le composé Bi2212 :

En 1988, H. Maeda et al découvrent la supraconductivité dans ce composé. Il est l'un des supraconducteurs à HTc où $T_c \simeq 85\text{K}$, par apport aux autre cuprates ce composé présente deux spécificités : une structure incommensurable modulée, qui implique principalement un déplacement cohérent des oxygènes dans les plans BiO, et une dépendance de H_{C2} en fonction de la direction du champ appliqué.

La formule de ce composé est $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ($n=2$) avec une maille élémentaire de paramètres $a=5,395\text{Å}$, $b=5,39\text{Å}$ et $c= 30.65\text{Å}$. Leur structure cristallin est basé sur :

-Une structure cristalline quasiment tétragonal.

- Deux plans CuO₂ séparés par un atome de calcium, c'est le biplan CuO₂.
- De part et d'autre de ce biplan se trouvent les plans BiO.
- Les atomes de Sr se trouvent à peu près au niveau des oxygènes apicaux.
- Avec des feuilles de pyramides CuO₅ séparés par un plan calcium Ca de types pérovskite.

La description précise de la structure ne fait pas consensus. La principale difficulté réside dans la description des plans BiO qui présentent une structure incommensurable [20, 36, 39].

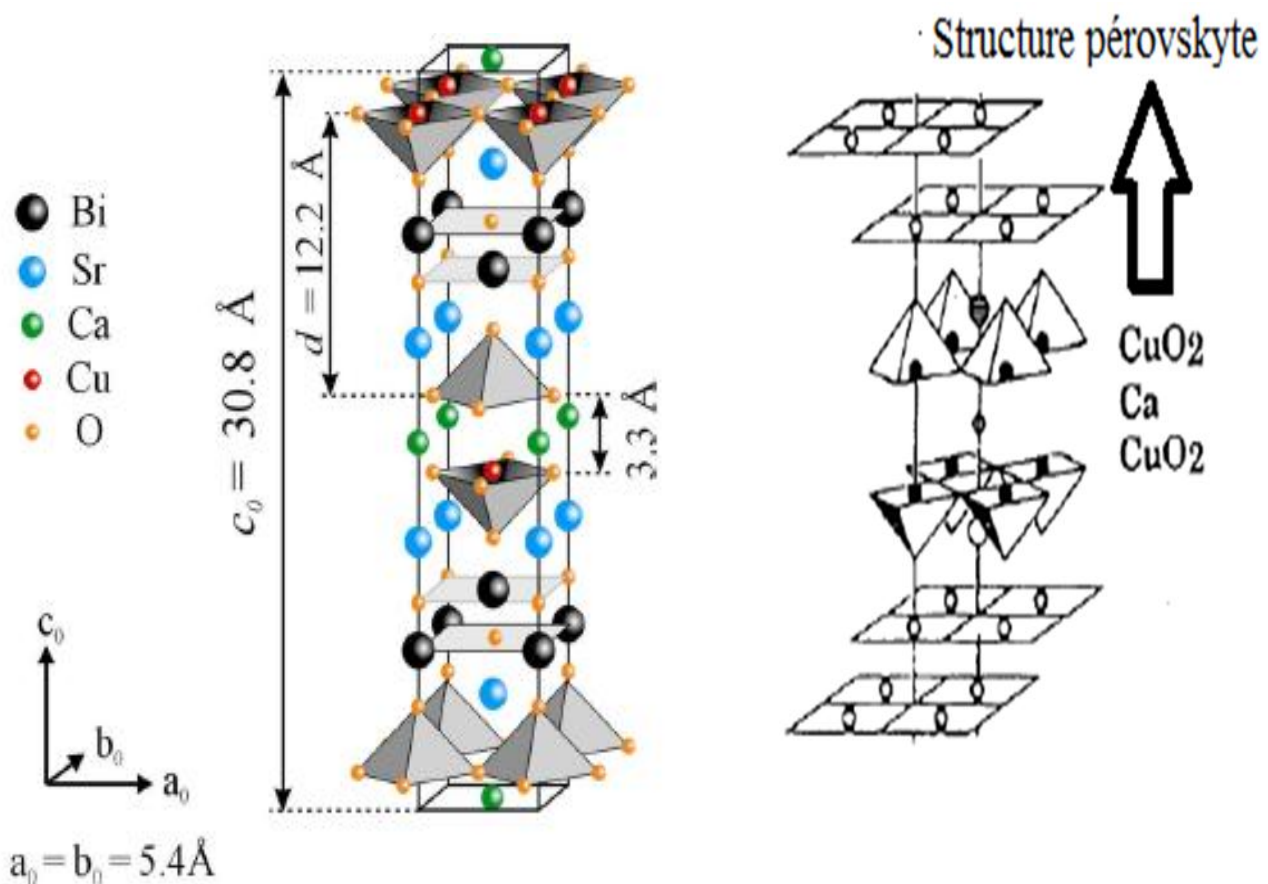


Figure III.1 : à gauche, Structure tétragonal de composé Bi₂212 [29], à droite, Une représentation schématique de la structure pérovskite dans le Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ (n=2) [36].

III.3. La simulation :

➤ Notion de simulation :

Le terme simulation est dérivé du mot latin " simulare " qui veut dire : copier, faire paraître comme réelle une chose qui ne l'est pas. Simuler le fonctionnement d'un

système c'est à dire imiter son fonctionnement au cours de temps en manipulant un modèle. La simulation est donc une méthodologie essentiellement pratique qui permet de modéliser aussi bien des systèmes conceptuels que des systèmes existants déjà. La simulation n'est en effet ni des mathématiques, ni de la physique, ni de l'informatique, ni l'économie, mais c'est un peu de tout cela à la fois. On la définit parfois comme l'ensemble des activités liées au traitement ou la visualisation des données, les calculs numériques ou symboliques et les représentations graphiques [51].

➤ **Définition générale :**

Parmi les différentes définitions de simulation nous choisirons : la simulation est une méthode de mesure et d'étude consistant à remplacer un phénomène, un système par un modèle plus simple mais ayant un comportement analogue [Larousse].

La programmation des modèles de simulation a été facilitée par les progrès de l'informatique. Le langage est en quelque sorte l'interface entre la machine et son utilisateur, cependant les langages universels sont également utilisés (FORTRAN, PASCAL, C,...), car dotés de générateur de nombre au hasard on peut utiliser également des logiciels de mathématiques (Mathematica, Matlab, Scilab...) ou statistique (Statistica, SPSS,...) [51].

➤ **Méthode des moindres carrés :**

• **Introduction :**

L'ajustement en moindres carrés est utilisé pour ajuster une courbe théorique (courbe du modèle) à un ensemble de données n'est certes ni le plus général ni le plus sophistiqué, mais il est largement utilisé car il est facile à réaliser et à comprendre.

• **Formule de base :**

Nous imaginons que nous avons mesuré la variation d'une grandeur physique Y en fonction d'une autre grandeur indépendante X : par exemple la susceptibilité magnétique d'un matériau en fonction de la température. Nous disposons donc d'une série de résultats expérimentaux $\{X_i, Y_i\}$, $i=1,2,\dots, m$. Les valeurs de la variable indépendante sont supposées parfaitement exactes, alors que les mesures de Y sont entachées d'erreurs aléatoires, d'autre part, nous avons des raisons de penser que Y est liée à X par une loi physique de la forme :

$$y = f(x, a_1, a_2, \dots, a_n) \quad (\text{III.5})$$

Où les sont des paramètres constants. Autrement dit, nous avons un modèle du phénomène physique ; ce modèle comporte n paramètres qu'il s'agit de déterminer. Nous supposons que les erreurs qui affectent chaque mesure Y_i sont additives, indépendantes et réparties selon une loi normale, nous allons donner utiliser le modèle :

$$Y = f(x, a_1, a_2, \dots, a_n) + \epsilon \tag{III.6}$$

Nous supposons encore que ce modèle est juste ou non biaise, c'est-à-dire que $\langle \epsilon \rangle = 0$ ou encore que la moyenne de la distribution $p(y_i)$ est $f(x_i, a_1, \dots) = f_i = \langle Y_i \rangle$. Nous voulons trouver les valeurs des a_k telles que la loi précédente représente au mieux l'ensemble des résultats expérimentaux $\{x_i, y_i\} i = 1, \dots, m$. Avec les hypothèses faites, nous savons écrire la probabilité d'apparition conjointe des événements y_1, y_2, \dots, y_m :

$$V(a_1, a_2, \dots, a_n) = \prod_{i=1}^m \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(y_i - f_i)^2}{2\sigma_i^2} \right] \tag{III.7}$$

Ou encore :

$$V = \exp \left(-\frac{S}{2} \right) \prod_{i=1}^m \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \tag{III.8}$$

Où

$$S \equiv \sum_{i=1}^m \frac{(y_i - f_i)^2}{\sigma_i^2} \tag{III.9}$$

La quantité S joue un grand rôle dans ce formalisme : c'est la somme des carrés des écarts entre valeurs observées (y_i) et valeurs calculées (f_i) chaque terme étant pondéré par l'inverse du carré de l'écart-type. Le maximum de V (la vraisemblance) est atteint lorsque l'exposant est minimal. On rejoint ici «le principe des moindres carrés» qui stipule meilleures valeurs des paramètres sont celles qui minimisent la somme (pondérée) des carrés des écarts entre valeurs expérimentales et valeurs théorique. Alors :

$$\frac{\partial S}{\partial a_k} = -2 \sum_{i=1}^m \frac{y_i - f_i}{\sigma_i^2} \frac{\partial f_i}{\partial a_k} = 0, \quad K = 1, 2, \dots, n. \tag{III.10}$$

Cette équation exprime le maximum de V et le minimum de S qui nous somme atteint dans cette équation [52].

III.4. Les résultats de simulation :

➤ Pour la chaleur spécifique :

La figure suivante représente les valeurs expérimentales de la chaleur spécifique :

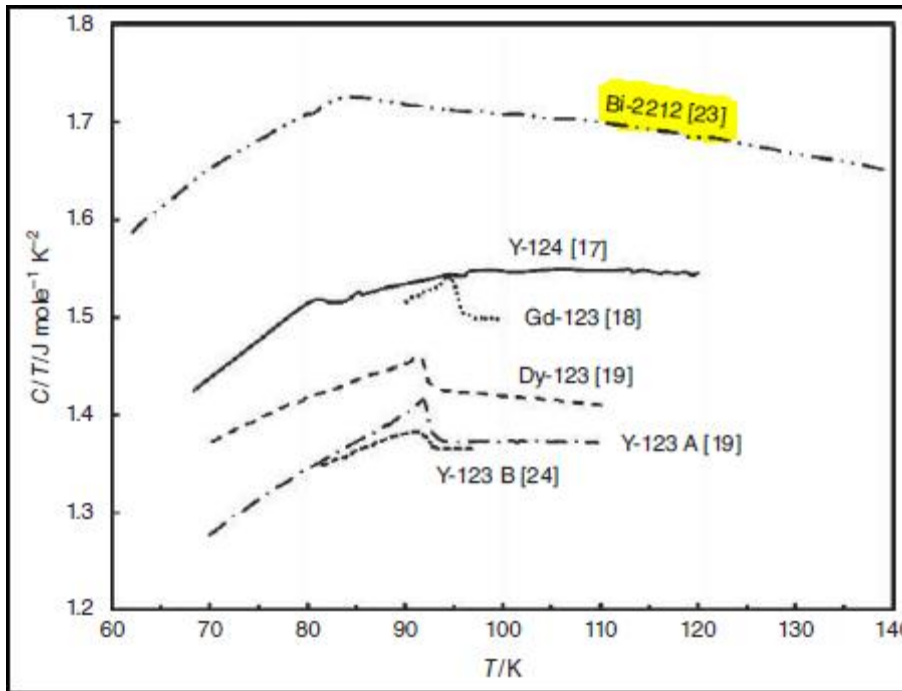


Figure III.2: Représentation schématique de la chaleur spécifique en fonction de la température de transition, le Bi-2212 en jaune [53].

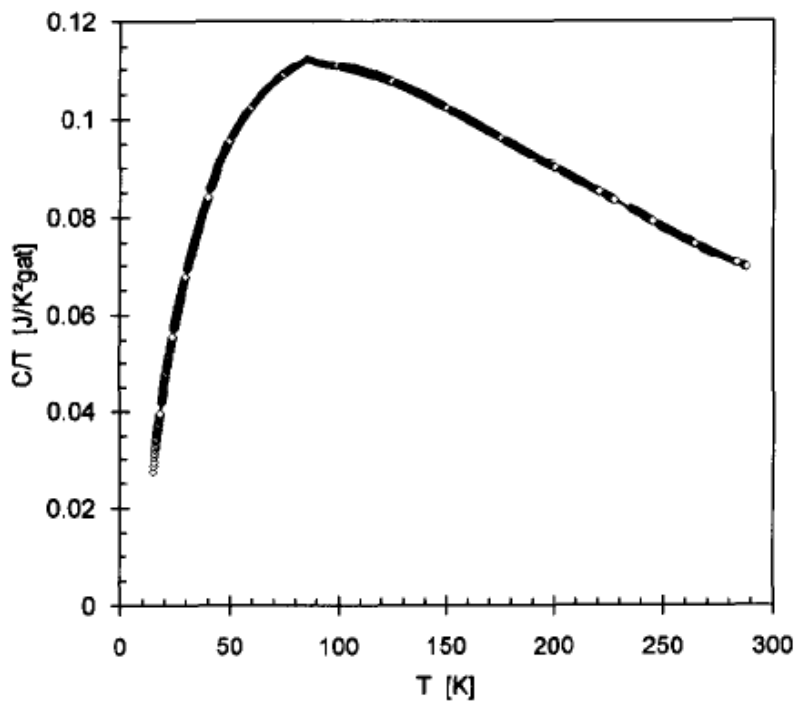


Figure III.3 : La chaleur spécifique en fonction de température. Le champ magnétique B est nul [54].

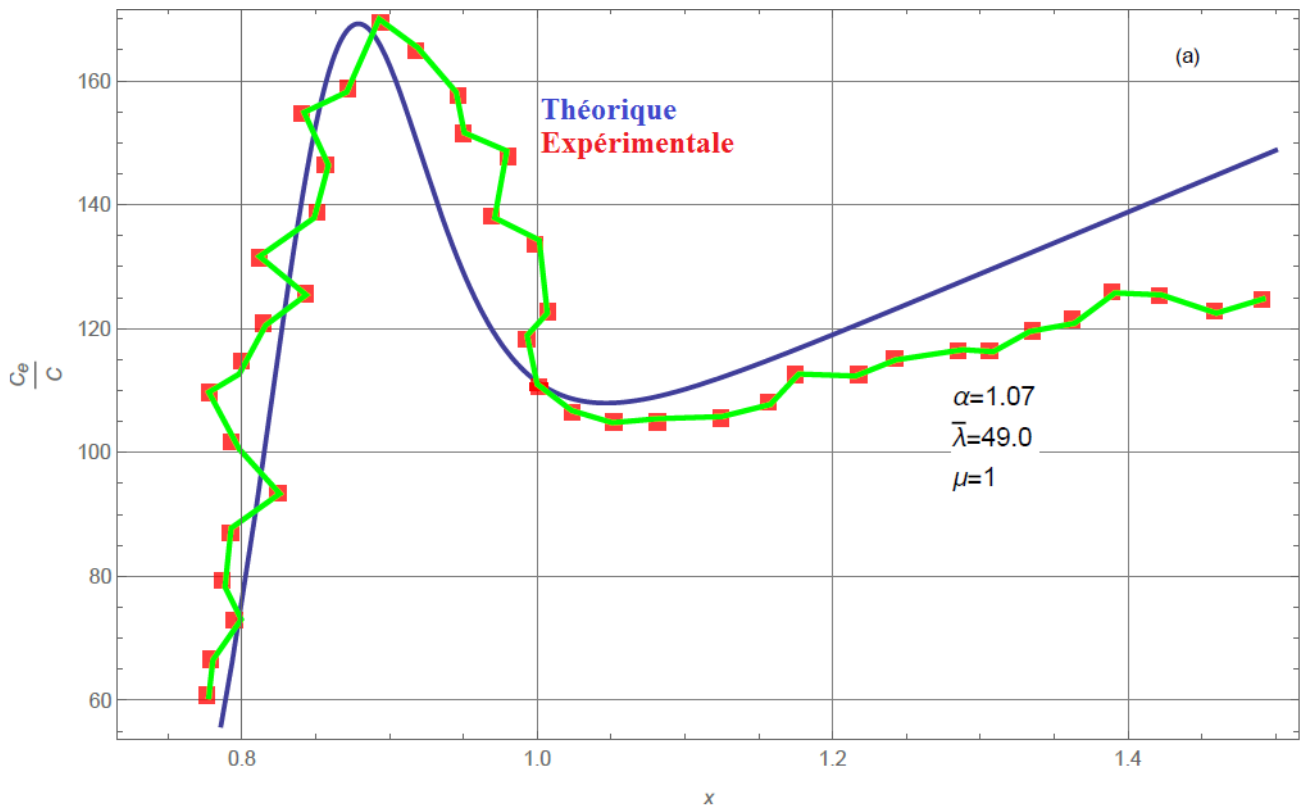


Figure III.4: La comparaison entre les valeurs de la simulation et les valeurs expérimentales de la chaleur spécifique pour : $\alpha=1.07$, $\bar{\lambda} = 49.0$, $\mu=1$.

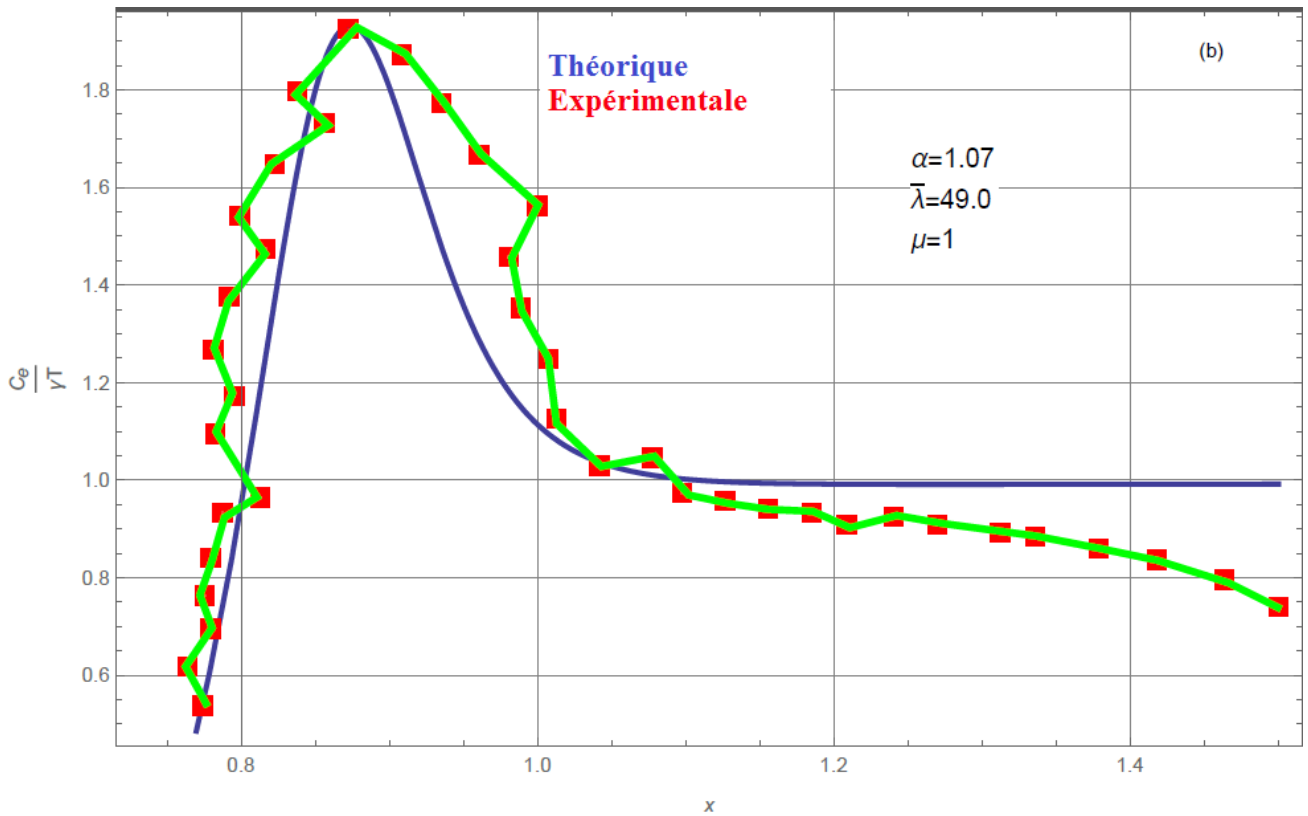


Figure III.5: La comparaison entre les valeurs de la simulation et les valeurs expérimentales de la chaleur spécifique pour : $\alpha=1.07$, $\bar{\lambda} = 49.0$, $\mu=1$.

➤ Pour l'entropie :

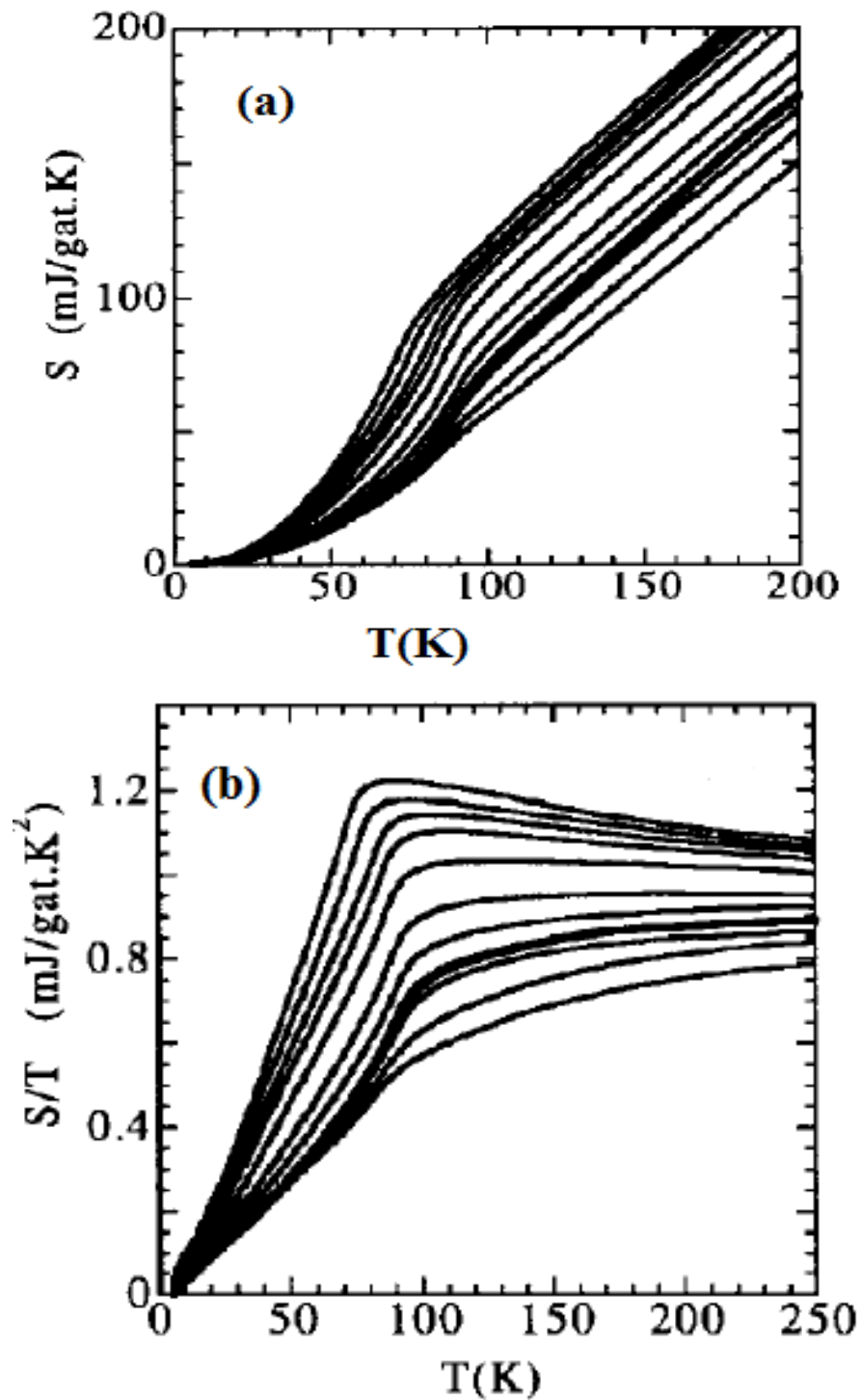


Figure III.6: a) :L'entropie en fonction de T, b) : S/T en fonction de T [55].

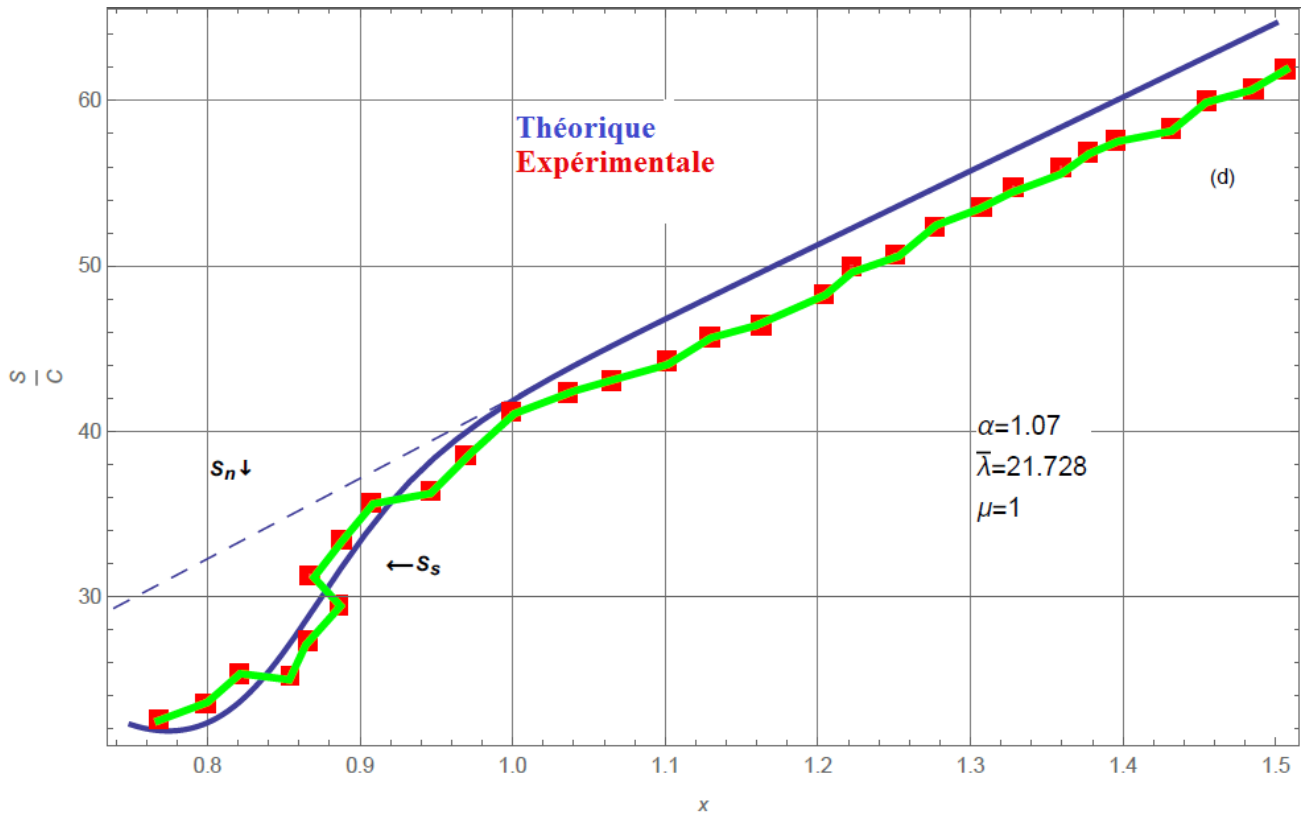


Figure III.7: La comparaison entre les valeurs de la simulation et les valeurs expérimentales de l'entropie pour : $\alpha=1.07$, $\bar{\lambda} = 21.728$, $\mu=1$.

➤ Pour l'énergie libre :

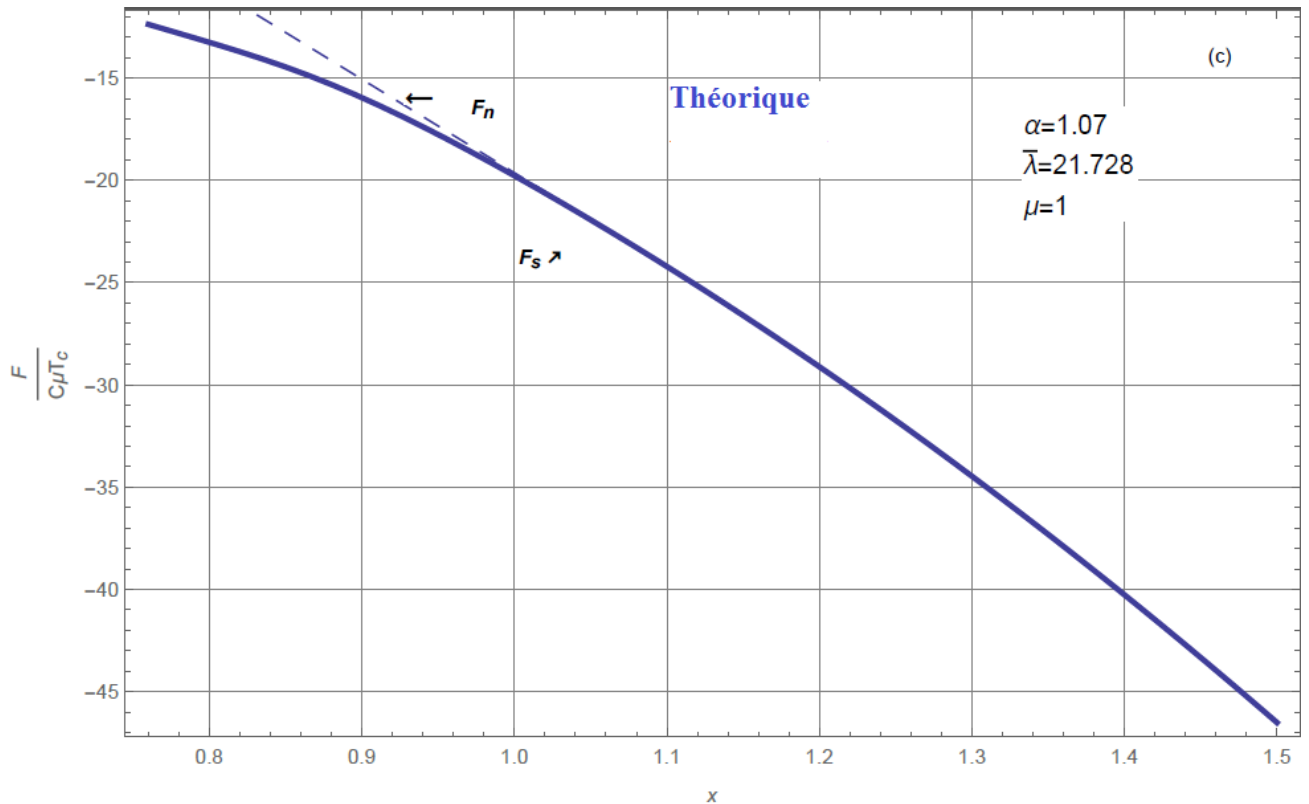


Figure III.8: Les valeurs de la simulation de l'énergie libre pour : $\alpha=1.07$, $\bar{\lambda} = 21.728$, $\mu=1$.

Dans les diagrammes précédents, on peut observer que les valeurs théoriques sont convergées aux valeurs expérimentales dans l'état supraconducteur ($T < T_c$), et sont divergés dans l'état normal ($T > T_c$).

A partir de cette équation [53] :

$$C = \gamma T + A_{ph1} T^3 + A_{ph2} T^5 \tag{III.11}$$

Nous observons que les résultats obtenue pour ces composés ne tenait pas compte des valeurs élevées de T (T^3 et T^5).

L'étude théorique nous donne les résultats suivants :

A	M	$\bar{\lambda}$	χ	$\frac{2\Delta_0}{K_B T_c}$		$\frac{\Delta c}{\gamma T_c}$		$\frac{\Delta c}{C_{max}}$	
				<i>exp</i>	<i>the</i>	<i>exp</i>	<i>the</i>	<i>exp</i>	<i>the</i>
1.07	1	49	0.71- 1.53	4.5-5	3.89	0.657	0.833	0.5	0.36
0.951	0.89	36	0.62-1.3	4.5-5	3.35	0.657	0.924	0.5	0.41
1.25	1.05	25	0.8-1.96	4.5-5	3.21	0.657	0.857	0.5	0.65

Tableaux III.1 : Une comparaison entre les résultats de simulation et les données expérimentales pour le composé Bi₂Sr₂CaCu₂O₈.

*Conclusion
Générale*

Conclusion générale

Les matériaux supraconducteurs se divisent en deux types, type-I et type-II. Les matériaux de types-I sont tous à basse température critique, et les matériaux de type-II peuvent être à basse température, ou à haute température tel que le BSCCO qui est parmi les matériaux les plus avancés.

Le travail exposé dans cette mémoire est consacré à appliqué un modèle théorique sur les composés Bi-2212 ($\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$) avec la méthode de simulation, qui vise à rapprocher les valeurs théorique à expérimentales et trouver les propriétés thermodynamiques, qui nous ont porté les résultats suivantes :

- ❖ Si $T < T_c$: Les valeurs théorique que nous obtenons par chacune des : chaleur spécifique et entropie convergent aux valeurs expérimentales.
- ❖ Si $T > T_c$: Dans cette région, les valeurs sont divergés dans certains points.
- ❖ les résultats obtenue pour ces composés ne tenait pas compte des valeurs élevées de T (T^3 et T^5).

Nous pensons que ce modèle théorique doit être incluse dans les calculs de certaines des interactions importantes comptes, tels que : les interactions magnétique, vibrations non linéaires du réseau, et ceci pour obtenir les meilleurs résultats pour $T < T_c$.

Référence :

- [01] S.Chamekh, mémoire de master, Université de Constantine, 2006.
- [02] L.Chauviere, Thèse Doctorat, Université Paris 7, 2011.
- [03]M. Bouzid A/F, Mémoire Magister, Université Med Boudiaf, Oran, 2012
- [04] R.Baret, J.Chernel, la supraconductivité, projet tuteuré, 2005.
- [05] K.Ben Alia, thèse de doctorat, Université de Biskra, 2013.
- [06] A.S.Gill, American research journals, Vol 4, Issue 1, 1964.
- [07] F.Ben Mbarek, mémoire de master, Université de Biskra, 2014.
- [08]C.Kittel, physique de l'état solide, cours et problèmes, Dunod, Paris, 1998.
- [09] I. Klutsch, thèse de doctorat, INP de Grenoble 2003.
- [10] H.Dahmani, S.Domir, mémoire de master, Université de Msila, 2018.
- [11] A.Rahmani, mémoire de master, Université de Saida, 2018.
- [12] N.Serhan, mémoire de master, Université Sidi Mohammed ben Abdallah,Fès, Maroc, 2016.
- [13] W.Ramdane, thèse de doctorat, Université de Annaba, 2010.
- [14] Y. Texier, thèse doctorat, Université Paris Sud, 2013.
- [15] S.Meghatria, A.Ouzougrou, mémoire de master, Université de Djilali Bounaama, 2015.
- [16] M.Mahtali, thèse doctorat, Université de Constantine, 2007.
- [17] A.Guibadj, Thèse de doctorat, Université Hadj Lakhdar, Batna, 2009.
- [18] A. Libchaber, Thèse doctorat, Université de Paris, 1969.
- [19] P. Mangin, R.Kahan, supraconductivité, EDP Science, 2013.
- [20] K.Belala, mémoire de master, Université de Constantine, 2008.
-

-
- [21] N.W.Achnroft, N.D.Mermin, physique des solides, ISBN 0-03083993-9, ©Saunders Collège Publishing, 1976.
- [22] A.Bechlaghem, thèse de doctorat, Université de Oran, 2011.
- [23] L.Keddari, M.Kadraoui, mémoire de master, Université de Djilali Bounaama, 2017.
- [24] J.Cyril, thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2009.
- [25] E.Vinot, thèse de doctorat, INPG, 2000.
- [26] M. Norman, et al, Nature 392,157 (1998).
- [27] L.Lévy, Magnétisme et supraconductivité, Inter Éditions, CNRS Editions, Paris, 1997.
- [28] C.Morelli, Doctorat, école polytechnique fédérale de Lausanne, 1999.
- [29] J.cancino, stage de fin d'étude, Genève 2005.
- [30] L.Mangin-Thro, thèse de doctorat, Université Paris-Saclay 2015.
- [31] P.Tixador, Y. Brunet, INP de Grenoble, 2007.
- [32] H.Saddec, Z.Fares, Mémoire Master, Université De Béjaïa, 2016.
- [33] S.blakburn. Thèse de doctorat. Université de Montréal. 2013.
- [34] M.Sauzade, J.Solé, Revue de Physique Appliquée, EDP Sciences, 1969.
- [35] G.Stenuit, thèse de doctorat, Université Catholique de Bouvain 2004.
- [36] N.Chakri, thèse de doctorat, Université Annaba 2007.
- [37] S.René de Cotret, mémoire master, Université de Sherbrooke, 2013.
- [38] B.Edgger, thèse de doctorat, Université de Frankfort 2007.
- [39] B.Fauqué, thèse de doctorat, Université Paris SUD, 2007.
- [40] V. Balèdent, thèse de doctorat, Université Paris sud XI 2010.
- [41] F.Bouis, thèse de doctorat, Ecole polytechnique 1999.
- [42] M. Le Tacon, thèse de doctorat Université de Paris 7, 2006.
-

-
- [43] J.Bobroff, thèse de doctorat, Université Orsay-Paris 2004.
- [44] H.G.Kümmel, Institut für Theoretische Physik II, Ruhr Universität Bochum, Germany, 2002.
- [45] Robert F. Service, Science, Vol 283, No 5405, 1999.
- [46] A. Camacho-Guardian, et al, Phys. Rev. Lett. 121(013401), 2018.
- [47] A.Shengelaya, K.A.Müller, Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, Vol 32, issue 1, pp 3-6.
- [48] A.Boudiar, Applied Physics Research, Vol. 2, No. 1, May 2010.
- [49] L.Katiba, Mémoire De Master, Université Larbi Tbessi, Tébessa, 2016.
- [50] D.Jin n thèse de doctorat, University of Colorado, Boulder, 2005.
- [51] K.Baissa, mémoire master, Université Mohamed Khider, Biskra 2012.
- [52] J-P.Grivet, Méthodes numérique appliquée, EDP Sciences, 2009.
- [53] R.Wesche, Wiley, 2015.
- [54] A.Junod, et al, Physica C 229 (1994) 209-230, 1994.
- [55] J.W.Loram,et al, Physica C 341-348 (2000) 831 834, 2000.
-

ملخص

نهدف من خلال هذا العمل إلى دراسة إمكانية تطبيق نموذج نظري لإيجاد الخواص الترموديناميكية (السعة الحرارية, الانتروبي, الطاقة الحرة) لمادة فائقة الناقلية ذات درجة حرارة مرتفعة.

قمنا بتطبيق هذا النموذج على المركب Bi-2212 فتحصلنا على نتائج مقبولة من أجل $T < T_c$ كما تمكنا من حساب كل من $\frac{\Delta c}{\gamma T_c}$, $\frac{2\Delta_0}{K_B T_c}$, $\frac{\Delta c}{C_{max}}$ من خلال هذا النموذج النظري.

الكلمات المفتاحية: الموصلية الفائقة , كوبرات , المواد فائقة الناقلية ذات درجات حرارة مرتفعة , الترموديناميك.

Résumé

L'objectif principale de ce travail est étudié la possibilité d'appliqué un modèle théorique pour trouver les propriétés thermodynamiques (capacité calorifique, l'entropie, et l'énergie libre) d'un matériau supraconducteur à haute température critique.

Nous appliquons ce modèle sur les composé Bi-2212, nous obtenons des résultats acceptables pour $T < T_c$.comme nous avons pu calculer chacun des :

$\frac{\Delta c}{C_{\max}}$, $\frac{2\Delta_0}{K_B T_c}$, $\frac{\Delta c}{\gamma T_c}$ à partir de ce modèle théorique.

Les mots clés : supraconductivité, cuprates, supraconducteur à haut température critique.

Abstract

In this work we propose to study the possibility of applying a theoretical model to find the thermodynamic properties (specific heat, entropy, and free energy) for a superconductor with a high critical temperature.

We applied this model to the compounds Bi-2212, and we found acceptable results for $T < T_c$. As we were able to calculate each of: $\frac{\Delta c}{C_{max}}$, $\frac{2\Delta_0}{k_B T_c}$, $\frac{\Delta c}{\gamma T_c}$.

Key words : Superconductivity, Cuprates, High Temperature Superconductors, Thermodynamic.

ملخص

نهدف من خلال هذا العمل إلى دراسة إمكانية تطبيق نموذج نظري لإيجاد الخواص الترموديناميكية (السعة الحرارية, الانتروبي, الطاقة الحرة) لمادة فائقة الناقلية ذات درجة حرارة مرتفعة.

قمنا بتطبيق هذا النموذج على المركب Bi-2212 فتحصلنا على نتائج مقبولة من أجل $T < T_c$ كما تمكنا من حساب كل من $\frac{\Delta c}{\gamma T_c}$, $\frac{2\Delta_0}{K_B T_c}$, $\frac{\Delta c}{C_{max}}$ من خلال هذا النموذج النظري.

الكلمات المفتاحية: الموصلية الفائقة , كوبرات , المواد فائقة الناقلية ذات درجات حرارة مرتفعة , الترموديناميك.

Résumé

L'objectif principale de ce travail est étudié la possibilité d'appliqué un modèle théorique pour trouver les propriétés thermodynamiques (capacité calorifique, l'entropie, et l'énergie libre) d'un matériau supraconducteur à haute température critique.

Nous appliquons ce modèle sur les composé Bi-2212, nous obtenons des résultats

acceptables pour $T < T_c$.comme nous avons pu calculer chacun des : $\frac{\Delta c}{C_{max}}$, $\frac{2\Delta_0}{K_B T_c}$,

$\frac{\Delta c}{\gamma T_c}$ à partir de ce modèle théorique.

Les mots clés : supraconductivité, cuprates, supraconducteur à haut température critique.

Abstract

In this work we propose to study the possibility of applying a theoretical model to found the thermodynamic properties (specific heat, entropy, and free energy) for superconductor with a high critical temperature.

We applied this model or the compounds Bi-2212, and we found an acceptable results

for $T < T_c$, As we were able to calculate each of: $\frac{\Delta c}{C_{max}}$, $\frac{2\Delta_0}{K_B T_c}$, $\frac{\Delta c}{\gamma T_c}$.

Key words : Superconductivity, Cuprates, High Temperature Superconductors, Thermodynamic.
