

## Conductivité, Supraconductivité et Défauts

XAVIER OUDET

Laboratoire de Magnétisme et d'Optique de l'Université de Versailles  
C.N.R.S., 45 Avenue des États-Unis, 78035 Versailles, France

**RÉSUMÉ.** Les défauts dans les supraconducteurs à température critique élevée sont supposés être des sources d'électrons de conduction. Sans ces défauts le corps serait isolant avec des électrons de conduction fortement localisés chacun sur un atome. Par suite les défauts permettent de mieux appréhender l'existence d'un gap pour les électrons de conduction dans l'état normal. Cette interprétation s'appuie sur un mécanisme de supraconductibilité corroboré par les expériences de photoconductivité induite et par le quantum de flux,  $h/2e$ . Le modèle permet d'expliquer l'existence de trous  $2p$  dans les atomes oxygène des supraconducteurs de type  $n$ . Il montre également pourquoi la loi de variation thermique de la résonance quadripolaire nucléaire RQN du baryum ne dépend pas du caractère isolant ou métallique du composé.

*ABSTRACT.* The defects, in high- $T_c$  superconductors, are supposed to be sources of conduction electrons. Without defect the compound would be an insulator with conduction electrons strongly localised each one on its atom. As a result the defects allow to better apprehend the existence of a gap for the conduction electrons in the normal state. This interpretation is built with a mechanism of superconductivity supported by the experiments of photoinduced conductivity and by the flux quantum  $h/2e$ . The model allows to explain the existence of oxygen  $2p$  holes in  $n$  type superconductors. It also shows why the law of the thermal variation of the Ba NQR frequency does not vary with the insulator or metallic character of the compound<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup> An English version is available from the author.

## 1 Introduction

Lorsqu'un composé supraconducteur traverse la température critique il y a transformation ordre désordre, la phase la plus ordonnée est celle supraconductrice. Pourtant de nombreux travaux ont montré qu'il faut un certain nombre de défauts pour observer l'état supraconducteur. En quelque sorte il faut un peu de désordre par rapport à l'état cristallin où chaque atome est supposé occuper une position idéale. Les défauts peuvent être un excès ou un manque d'atomes d'oxygène, un dopage avec Ba ou Sr qui est substitué à La dans  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ , du désordre entre les axes a et b pour les chaînes d'atomes d'oxygène dans  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ , etc.. [1-6]. Nous appellerons structuraux ces défauts qui perturbent les propriétés périodiques de la matière pour les distinguer des défauts créés par l'agitation thermiques que nous appellerons défauts thermiques qui eux contribuent à la résistivité de la matière. La nécessité de défauts structuraux pour observer la supraconductivité est une propriété aujourd'hui bien établie qui semble une clef importante dans la compréhension de la conductibilité électrique et par suite de la supraconductibilité.

Par ailleurs la capacité d'un conducteur électrique à permettre le passage du courant indique que dans ces solides certains électrons sont libres de se déplacer, ce sont les électrons de conduction. A l'opposé des travaux de plus en plus nombreux semblent indiquer dans les oxydes cuprates supraconducteurs l'existence d'un gap dans le domaine à résistivité métallique [7-9]. L'existence d'un gap dans l'état métallique signifie une localisation des électrons de conduction en contradiction apparente avec la notion d'électron libre. Sur le plan théorique nous avons déjà introduit l'existence d'un gap pour calculer la résistivité électrique [10,11]. C'est le but de ce travail de montrer que ce sont les atomes en position de défauts qui fournissent les électrons de conduction lors de l'établissement du courant, les électrons similaires sur les atomes ordonnés restants sur leur atome. Les atomes avec un électron de conduction à gap faible sont les sources des électrons de conduction lors du passage du courant.

L'explication repose sur l'hypothèse que les corps ioniques doivent être décrits avec des atomes neutres. Cette hypothèse est elle même rendu plausible par celle que tout électron possède une trajectoire [12-14]. En effet avec une trajectoire les électrons de valence les plus externes d'un atome de métal laissent le coeur positif de l'atome visible dans le plus grand nombre de directions de l'espace. De la sorte le bien fondé de la notion d'ion est conservé tout en ouvrant des perspectives nouvelles.

Par ailleurs l'hypothèse d'une trajectoire est compatible avec la notion de fonction d'onde. En effet la fonction d'onde peut s'interpréter comme l'action mécanique qui guide l'électron le long de sa trajectoire [13,14].

L'hypothèse de la neutralité des atomes dans les corps ioniques s'est lentement imposée après différents travaux sur la notion de valence. Ce fut d'abord l'hypothèse d'atomes de métaux qui gardent leurs électrons de valence profonds dans l'étude des spinelles et de la liaison covalente LaO dans  $\text{La}_2\text{O}_3$  [15]. Cette hypothèse impose en même temps l'existence d'atomes d'oxygène avec un défaut d'au moins un électron par rapport à l'ion deux fois négatif. La présence des électrons de valence profonds sur leur atome de métal a par suite été confirmée avec le calcul du moment magnétique [16,17]. Suggérée par l'existence des composés de gaz rares ce fut ensuite l'hypothèse d'un rôle de valence de la couche xénon du cérium dans la transformation  $Ce_\gamma \leftrightarrow Ce_\alpha$  [18,19]. Cette hypothèse transformée ensuite en rôle de valence de la couche externe du coeur de l'atome c'est trouvée très fructueuse pour expliquer l'existence des trous 2p sur l'oxygène observé dans les oxydes supraconducteurs à température critique élevée [20,21]. Venant après ces différentes études, l'hypothèse de la neutralité des atomes dans les corps ioniques s'impose avec l'étude du caractère métallique des oxydes covalents tel que TiO et LaO. Dans ces oxydes la liaison métal oxygène est très covalente ce qui montre que les électrons de valence profonds sont impliqués dans la liaison. Par suite il y a au moins un électron de valence externe 4s ou 6s qui n'est pas impliqué dans une liaison de valence. Il est donc possible de supposer que les électrons les plus externes peuvent être utilisés comme électrons de conduction. C'est cette approche qui conduit au modèle d'atomes neutres pour les corps ioniques [12,22].

L'exposé montre d'abord comment les défauts permettent le passage du courant dans des composés qui sans eux seraient des isolants. Nous présentons ensuite un mécanisme de conductivité et de supraconductibilité basé sur l'existence d'une trajectoire associée aux électrons, mécanisme corroboré par le quantum de flux  $h/2e$ . Puis nous montrerons comment cette interprétation éclaire l'existence de trous 2p sur l'oxygène dans les supraconducteurs de type n. Enfin la résonance quadripolaire nucléaire RQN permettra de mettre en évidence la différence entre propriété de masse peu perturbée par les défauts et la propriété de conductibilité électrique résultat des défauts.

## 2 Défauts et conductibilité

Avec des atomes neutres, il y a lieu dans les oxydes supraconducteurs, de supposer que ce sont les électrons les plus externes d'un des métaux qui sont les électrons de conduction. Toutefois ces électrons externes sont également des électrons de valence. S'ils n'occupent pas un état quantique vacant de l'oxygène ou d'un anion ils sont néanmoins en interaction, avec le coeur de cet atome d'oxygène ou de cet anion, au travers d'un ou plusieurs de ces états vacants. Ainsi chaque électron de valence 6s de Ba ou 5s de Sr entre en interaction avec un trou 2p de l'oxygène. A cette interaction correspond une énergie qui participe à celle de formation du solide. Cette énergie associée à l'interaction stabilise l'électron de valence et lui interdit toute participation à la conductibilité électrique ce qui rend le matériau isolant. Il est donc nécessaire pour que les électrons de valence correspondants puissent participer à la conductibilité électrique qu'ils soient libérés de leur liaison de valence.

### 2.1 La formation des électrons de conduction

Dans les cuprates supraconducteurs ce sont les électrons de la couche xénon ou krypton, des éléments qui en possèdent une, qui libèrent les électrons les plus externes 6s ou 5s de ces mêmes éléments de leur rôle de valence et leur permettent de devenir des électrons de conduction. C'est par exemple le cas des électrons 6s de Ba qui sont libérés par ceux de la couche xénon de cet élément. Les électrons de cette couche entrent en interaction avec les trous 2p des atomes d'oxygène proches voisin du baryum tel par exemple les atomes d'oxygène apex dans les oxydes supraconducteurs à base de baryum [20,21]. Cette possibilité de la couche xénon ou krypton de contribuer à la liaison de valence vient d'une part du nombre élevé des électrons 5p ou 4p qui peuvent entrer en interaction avec les trous 2p des atomes d'oxygène en position apex et également de la coordination plan carrée qu'autorise ces atomes d'oxygène [21]. Le rôle des atomes oxygène apex a été mis en évidence par effet Raman sur  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  et substitution isotopique sélective des atomes d'oxygène des différents sites [23,24]. Par cette interaction les électrons de valence 6s sont libérés de leur interaction avec les trous 2p des atomes d'oxygène et deviennent par suite des électrons de conduction. L'hypothèse d'électrons de conduction dans les couches Ba-O apex a été proposée pour expliquer les spectres Raman polarisés [25].

## 2.2 La localisation des électrons de conduction

Les électrons de valence une fois libérés de leurs liaisons correspondantes n'en sont pas moins localisés sur leur atome même. En effet considérons dans un cristal une chaîne d'atomes d'une même espèce chimique et d'un même site cristallographique et sur chacun d'eux un électron dans un même état quantique. Pour simplifier nous supposons son mouvement fermé et périodique. Pour chacun de ces électrons la période du mouvement associé est donc la même. Soit dans cette chaîne A et B deux atomes voisins et sur chacun d'eux  $e_A$  et  $e_B$  l'électron considéré (figure 1).



**Figure 1.** Le mouvement synchrone.

Ainsi en l'absence de désordre à zéro degré Kelvin il y a corrélation entre les mouvements des électrons de conduction de manière à ce que l'énergie de cohésion soit maximum. Par exemple l'électron  $e_A$  passe entre A et B lorsque  $e_B$  est le plus éloigné possible de  $e_A$ . L'électron  $e_A$  est par suite attiré par le coeur de l'atome B mais la présence de  $e_B$  lui interdit de quitter son atome. De même pour  $e_B$  par rapport à son autre voisin dans cette chaîne et ainsi de suite. Ainsi chaque électron de conduction est plus attiré par le coeur de son propre atome que par celui d'un atome voisin. Il en est de même pour l'ensemble des directions où il y a des chaînes d'atomes identiques. Il y a synchronisation du mouvement des électrons qui se trouvent dans le même état quantique sur un atome d'une même espèce chimique situé dans un même site cristallographique. Tant que le cristal peut être considéré comme parfait c'est à dire que les propriétés périodiques du cristal se conservent la synchronisation se conserve. Si maintenant entre deux points du cristal on introduit une différence de potentiel, il y a perturbation. L'énergie associée du fait même de la synchronisation se répartie entre les atomes de manière à conserver le mieux possible la cohésion. Les zones les plus perturbées sont nécessairement dans le voisinage des connections, puis en s'éloignant la liaison réduit progressivement ces perturbations. Comme la distance qui sépare les points d'application de la différence de potentiel

est macroscopique la perturbation à l'échelle atomique est rapidement négligeable en s'écartant des zones de connections. La synchronisation se trouve par suite conservée. Nous supposons ainsi que pour un cristal parfait à zéro degré Kelvin même en appliquant une différence de potentiel les électrons de conduction restent localisés. Cette approche pose par suite la question du mécanisme de la conductibilité électrique mécanisme qui permet ensuite de comprendre celui de la supraconductivité.

### *2.3 Le mécanisme de la conductibilité électrique*

L'étude des cristaux montre qu'ils ne sont jamais parfaits. De plus dans les oxydes supraconducteurs à température critique  $T_c$  élevée l'expérience montre qu'il faut des défauts structuraux pour observer la supraconductivité. Mais s'il y a des défauts ils modifient les propriétés périodiques du cristal et la synchronisation dans leur voisinage n'existe plus. Par suite lors de l'établissement du courant une partie de l'énergie électrique se répartit encore sur l'ensemble des atomes ordonnés en modifiant à peine les différents mouvements des électrons qui ne peuvent pas plus quitter leur atome qu'en l'absence de défaut. Par contre pour les atomes en situation de défaut leurs électrons de conduction n'ayant plus un mouvement synchrone avec les autres ils peuvent plus facilement recevoir de l'énergie électrique. De ce fait, lors de l'établissement du courant, les électrons de conduction des atomes en position de défaut peuvent de proche en proche quitter leur atome ce qui permet aux perturbations engendrées par les connections de se propager. C'est l'énergie électrique qui leur permet de franchir le gap, qui sans elle, les retient à leur atome. Il y a lieu, comme nous le verrons, d'appeler de tels défauts, conducteurs, pour les distinguer d'autres défauts structuraux résistants. C'est une situation qui rappelle l'état semi-conducteur, la différence venant du nombre de défauts, c'est à dire de porteurs plus nombreux dans un métal ou un oxyde métallique. Le métal est un conducteur dont les électrons de conduction sont excités par l'énergie électrique.

La notion d'électrons de conduction, confronté au rôle des défauts, fait apparaître une certaine imprécision que nous souhaitons éclairer. Seuls participent à la conduction les électrons qui en dehors du passage du courant sont localisés sur un atome de métal en position de défaut. Mais qu'ils soient en position de défauts ou ordonnés, tous les atomes de même espèce chimique ou leurs substitués portent un électron de conduction qui est dans état "ns". Ce sont eux qu'il y a lieu d'appeler électrons de conduction du fait de leur caractéristique commune même si à basse température ils ne participent pas au courant électrique.

Cette approche implique une diminution de la résistivité avec un accroissement du nombre des défauts structuraux conducteurs. Les expériences de conductivité et supraconductivité photoinduites qui s'interprètent par la création de défauts lors de l'interaction matière-lumière apportent de nombreux éléments en faveur de cette approche [26-30]. Les modifications de liaisons associées à la création de défauts sont à attribuer à une modification des rôles respectifs de la couche xénon ou krypton et des électrons de valences 6s ou 5s de Ba ou Sr avec les atomes d'oxygène apex. Dans les composés  $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ ,  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  et  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  ce changement d'équilibre est induit par les substitutions de La par Ba, Sr ou celle de Nd par Ce [20,21], substitution qui ne peut pas être modifiée par l'interaction matière lumière comme le confirme l'expérience [27].

### 3 L'état supraconducteur

Il est alors possible de proposer un mécanisme de supraconductivité dont nous avons donné une ébauche par ailleurs [31]. Dans ce but, considérons à nouveau deux atomes A et B de la même espèce chimique, proches voisins. Supposons que l'atome A soit en situation de défaut. Son électron de conduction  $e_A$  gravite avec un mouvement qui n'est pas synchrone avec ceux des électrons des atomes ordonnés et de ce fait sa trajectoire est orientée différemment. En quittant son atome il va être sous l'influence du potentiel du coeur d'atomes successifs ordonnés qui ont conservé leur électron de conduction, il est en surnombre.

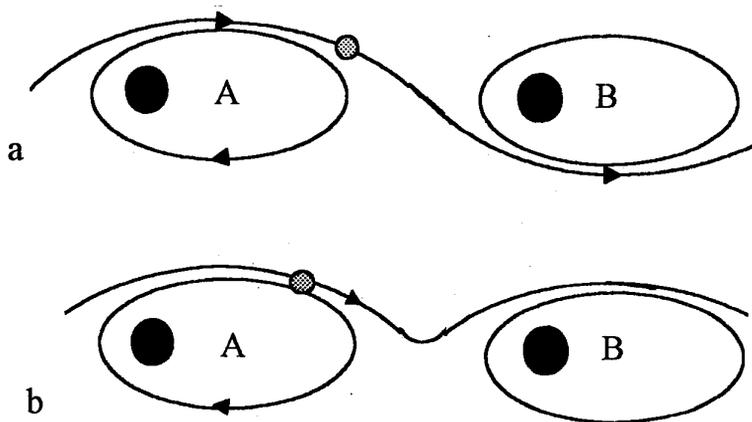
Pour comprendre son déplacement nous supposons que l'électron en surnombre peut adapter la période de son mouvement de manière à ce que les électrons présent sur l'atome se trouvent le plus loin possible de lui et qu'il soit dans le champ d'attraction du coeur de l'atome. Cette possibilité vient de ce que le long de la trajectoire les relations  $ET = p\lambda = h$  (où  $E$  est l'énergie,  $T$  la période,  $p$  la quantité de mouvement,  $\lambda$  la longueur d'onde associée et  $h$  la constante de Planck) peuvent être satisfaites par accroissement de  $E$  et  $p$  pour une diminution de  $T$  et  $\lambda$  ou inversement [13 et 14]. L'électron en surnombre se déplace ainsi sans pouvoir être stabilisé sur un atome. Nous supposons qu'il suit un chemin quantique le long duquel il garde le même moment cinétique que celui qu'il avait sur son atome en dehors du passage du courant.

#### 3.1 Le moment des électrons de conduction

Considérons maintenant le moment magnétique de l'électron  $e_A$ . L'électron peut passer de l'atome A à l'atome B soit en ayant un moment

magnétique opposé à celui qu'il avait initialement (figure 2a) soit en conservant ce moment (figure 2b). Dans les deux cas il passe d'un atome à l'autre en gardant le même moment cinétique total seule l'orientation de son moment magnétique change. Au lieu de tourner autour du coeur de son atome l'électron effectue des demies trajectoires autour du coeur d'atomes successifs. Il y a un chemin quantique sans perte d'énergie comme si chaque électron tournait autour d'un seul atome.

Pour deux atomes successifs la différence de moment magnétique entre les deux chemins quantiques possibles est de  $2\mu_B$ . En effet les électrons de conduction sont dans un état "s" et leur moment magnétique est de un magnéton de Bohr. Une variation de  $2\mu_B$  sera observée dès que le chemin quantique d'un électron entre deux atomes voisins changera comme l'indique la figure. Une telle variation correspond au quantum de flux  $h/2e$ , où  $h$  est la constante de Planck et  $e$  la charge de l'électron, observée dans les expériences de quantification du flux [32,33] ou d'effet Josephson [34].



**Figure 2.** Un chemin quantique pour la supraconductivité. Un électron en surnombre peut passer d'un atome sur celui d'un voisin tout en gardant le même moment cinétique total. Il le fait soit avec des moments magnétiques égaux et opposés (a), soit avec des moments magnétiques égaux et de même orientation (b).

Ce résultat est particulièrement intéressant car d'après la théorie de Dirac les seuls électrons qui ont un moment magnétique de un magnéton de Bohr sont dans un état "s". En effet d'après le calcul des moments magnétique atomiques [16,17] la contribution magnétique me d'un électron est  $\mu_e = gu\mu_B$  où  $g$  est le facteur de Landé et  $u$  la projection en

unité  $\hbar$  du moment angulaire total. Pour un état “s”  $u = 1/2$  et  $g = 2$  ce qui donne  $\mu_e = 1\mu_B$  et c’est le seul état donnant un magnéton de Bohr. Par suite la valeur du quantum de flux montre que les électrons de conduction sont dans un état “s” ce qui corrobore en même temps la neutralité des atomes dans les composés ioniques.

### 3.2 Conducteurs et supraconducteurs

Le mécanisme de la conductibilité et supraconductibilité proposé suggère de considérer le solide conducteur comme un mélange de deux phases l’une ordonnée, l’autre désordonnée formant de petits îlots au sein de la phase principale. Les défauts structuraux conducteurs sont les îlots sources du courant électrique au moment de son établissement. Si dans la phase désordonnée les défauts résistants sont trop nombreux à proximité des trajets des électrons le corps est conducteur, semi-conducteur ou isolant à toute température. Si le nombre des défauts résistants est suffisamment faible le corps est supraconducteur. La notion de défauts résistants a l’avantage de permettre de comprendre la grande différence entre les oxydes et les métaux. Les trous 2p sur les atomes d’oxygène sont des défauts résistants. Les métaux sont des corps où les défauts structuraux sont essentiellement conducteurs. La discussion sur l’effet Hall, qui suit, corrobore cette analyse.

Pour éclairer l’état supraconducteur il importe de rappeler que pour l’état métallique l’accroissement linéaire de la résistivité avec la température est interprété avec l’hypothèse que les défauts d’origine thermique sont les obstacles qui rendent résistant les corps conducteurs [10,11]. Cette possibilité vient de ce que l’origine thermique pour un défaut donne à l’atome une position aléatoire dans le temps du fait de l’agitation thermique, d’où le rôle d’obstacle, tandis que les défauts structuraux à basse température gardent une position fixe. Notons par ailleurs qu’avec l’accroissement de la température un défaut structural devient un défaut thermique.

Ceci étant il y a compétition entre les défauts structuraux conducteurs qui favorisent l’état supraconducteur et les défauts résistants d’origine thermique ou structurale. Lorsque la température croît, l’énergie thermique favorise la formation de nouveaux défauts résistants et il existe une température pour laquelle le nombre des défauts thermiques devient trop élevé pour permettre à l’état supraconducteur de rester stable comme nous en avons discuté précédemment [10,11]. Cette formation de défauts d’origine thermique correspond pour un atome au

franchissement d'une barrière de potentiel, qui est un gap métallique, permettant une modification des liaisons au reste du cristal. Avec l'augmentation de la température, les défauts structuraux conducteurs subissent l'agitation thermique et deviennent des obstacles. En effet les défauts n'étant pas liés de manière cohérente au reste du cristal accumulent plus facilement énergie d'origine thermique. C'est ainsi que sur la base d'une variation thermique du nombre des défauts que nous avons proposé d'interpréter la conductibilité électrique [10,11]. Maintenant, faut-il identifier le gap associé à cette variation du nombre des défauts avec la température avec le pseudogap observé par ailleurs [7-9]? C'est une question qui reste ouverte.

#### 4 L'effet Hall

L'effet Hall permet de classer un conducteur en type "p" s'il y a un défaut d'électron et type "n" s'il y a un excès. Pour un semi-conducteur par impuretés le courant est proportionnel au nombre des défauts et l'on est amené à parler de porteurs de charges positifs ou négatifs. Il importe toutefois de garder présent à l'esprit que dans les deux cas ce sont les électrons qui traversent l'échantillon semi-conducteur.

Considérons alors les supraconducteurs de type "p" tel  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . Avec l'hypothèse d'atomes neutres il y a nécessairement des trous 2p sur les atomes d'oxygène. Ceux-ci sont susceptibles de piéger quelques électrons de conduction du fait du désordre introduit par le dopage par Sr. Il y a cohérence avec la spectroscopie qui met en évidence des trous 2p sur l'oxygène [35-38] et l'effet Hall qui correspond à une constante  $R_H$  positive [39]. Considérons maintenant  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ . L'effet Hall indique que ce corps est de type "n" [40]. Ce résultat est cohérent car le cérium, qui peut être tétravalent, remplace le néodyme qui est trivalent et l'on s'attend par suite à un excès d'électrons de conduction. Mais la surprise fut grande lorsque quelques mois après la découverte de ce corps de type "n" Nucker et al. montraient qu'il possédait également des trous 2p sur l'oxygène [41] comme dans  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  [35]. Avec l'hypothèse d'atomes neutres il y a nécessairement des trous 2p dans les deux composés. Dans le cadre du mécanisme de conductibilité, le cérium dans  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  introduit le désordre nécessaire tout comme le strontium dans  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . Mais comme le cérium peut être tétravalent il y a dans ce cas un excès d'électrons de conduction d'où le type "n". Ainsi se comprennent ces résultats apparemment contradictoires.

## 5 Sur la résonance nucléaire quadripolaire de Ba

Si le baryum est l'atome porteur des électrons de conduction dans les supraconducteurs tel par exemple  $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$  il y a lieu d'espérer que des expériences tendent à établir cette propriété. Lombardi et al. ont étudié la résonance nucléaire quadripolaire de Ba dans ce corps [42]. Ils notent que la variation de la fréquence de résonance avec la température suit une loi de puissance du type de celle observée avec les métaux non cubiques et que cette variation a été expliquée par un effet d'écran dû aux électrons de conduction. Toutefois il suppose cette explication peu probable pour le conducteur  $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$  puisque l'isolant  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  suit la même loi de puissance avec le même indice. Mais avec la conduction rendue possible grâce à des défauts il est compréhensible que ces deux corps suivent la même loi de variation de la fréquence de résonance. En effet pour les deux corps les électrons 6s sont localisés seuls quelques défauts permettent la conduction pour  $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ . En d'autres termes la propriété observée est un effet de masse peu perturbé par les défauts.

## 6 Conclusion

Ainsi, grâce à quelques défauts d'origine structurale, les électrons de conduction semblent être libres. Toutefois l'interprétation qui vient d'être proposée suppose au contraire, à basse température, une forte localisation pour le plus grand nombre, seuls quelques uns associés à des défauts sont faiblement localisés. Cette approche, en distinguant les défauts de la masse la plus importante du solide, a l'avantage de résoudre le problème des corrélations entre électrons de conduction qui dans un cristal, à une température suffisamment proche de zéro degré Kelvin, ne sauraient être désordonnés.

La localisation des électrons de conduction pose la question de la distribution de l'énergie thermique la mieux appropriée. Nous avons montré que les approches actuelles peuvent être améliorées en introduisant la quantité d'énergie thermique que les particules se partagent [43,44]. La distribution de l'énergie thermique ainsi déterminée permet alors de proposer un modèle de conductivité métallique. Dans ce modèle, ce sont des défauts d'origine thermique qui jouent le rôle d'obstacles. L'accroissement de leur nombre avec la température est basé sur l'hypothèse d'un gap [10,11]. La difficulté du mécanisme de la conductivité mais aussi sa richesse, vient de ce qu'un défaut peut être structural et donner naissance à l'état métallique, ou au contraire

résistant ou encore d'origine thermique et contribuer à la résistance du corps.

Ainsi le rôle des défauts vient confirmer, pour les supraconducteurs à température critique élevée, l'hypothèse d'un gap pour les électrons de conduction. En est-il de même pour les métaux? Nous le pensons et espérons avoir dans un proche avenir la possibilité de revenir sur cet aspect de la physique du solide.

## Références

- [1] Yoshida H. and Atobe K., *Physica C*, 156, 225-229, (1988).
- [2] Sleight W., *Physics Today*, 24-30, June (1991).
- [3] Jorgensen J.D., 34-58, June (1991).
- [4] Raveau B., 53-58, October (1992).
- [5] Michel et al., *Physica C* 178, 29-36, (1991).
- [6] Jorgensen J.D. et al., *J. Superconductivity*, 7, 145-149, 1994.
- [7] Ding H., Yokoyama T., Campuzano J.C., Takahashi T., Randierias M., Norman M.R., Mochiku T., Kadowaki K. and Giapintzakis J., *Nature*, 382, 51-54, (1996).
- [8] Loeser A.G., Dessau D.S. and Shen Z.-X., *Physica C*, 263, 208-213, (1996).
- [9] Marshall D.S. et al., *Phys. Rev. Lett.*, 76, 4841-4844, (1996).
- [10] Oudet X., *Ann. Fondation Louis de Broglie*, 14, 1, (1989).
- [11] Oudet X., *Theoretical and Experimental Approaches to High-Tc and Conventional Superconductivity*. Nova Science Publishers, 101, (1991).
- [12] Oudet X., *Ann. Fondation Louis de Broglie*, 17, 315-345, (1992) , in French, English translation available on request.
- [13] Oudet X., *Ann. Fond. Louis Broglie*, 20, 473, (1995).
- [14] Oudet X., *J. Appl. Phys* 79,5416, (1996).
- [15] Oudet X., *Ann. de Chimie, France*, 8, 483-507 (1983)
- [16] Oudet X. and Lochak G., *J. Mag. Mag. Mat.*, 65, 99-122, (1987).
- [17] Oudet X., *J. Mag. Mag. Mat.*, 98, 298 et 307 (1991).
- [18] Oudet X., *theoretical and Experimental aspect of the valence fluctuation and heavy Fermions*, edited by L.C. Gupta and S.K. Malik, Plenum Publishing Corporation (1987), p. 637-640.
- [19] Oudet X., *Collect. Czech. Chem. Commun.*, 54, 551-565 (1989).
- [20] Oudet X. and G. T. Bhandage, *J. less-Comm. Metals* 164-165, 1498-1505 (1990).
- [21] Mishra N.C. and Oudet X., *Physica C*, 212, 465-9, (1993).
- [22] Oudet X., *Applied Superconductivity*, 1, 381-389, (1993).
- [23] Ruani et al., *Physica C*, 185-189, 963-964, (1991).
- [24] Ruani G., *Material and Crystallographic Aspects of HTc-Superconductivity*, edited by E. Kaldis, NATO ASI Series Vol. 263 , 311, (1994).
- [25] Iliev M., *Proc. 7th Hellenic Conf. on Solid State Physics*, Thessaloniki, 23-25 Sept. (1991).

- [26] Federici, J.F.; Chew, D.; Welker, B.; Savin, W.; Gutierrez-Solana, J.; Fink, T.; Wilber, W., Phys. Rev. B, 52, 15592-7, (1995-I).
- [27] Tanabe K., Kubo S., Hosseini Teherani F., Asano H., and Suzuki M., Jpn. J. Appl. Phys., 32, L264-7, (1993).
- [28] Hasen, J.; Lederman, D.; Schuller, I.K.; Kudinov, V.; Maenhoudt, M.; Bruynseraede, Y., Phys. Rev. B, 51, 1342-5, (1995-II).
- [29] Kudinov, V.I., Physica B, 194-196, 1963-4, (1994).
- [30] Nieva G., Osquiguil E., Guimpel J., Maenhoudt M., Wuyts B., Bruynseraede, Y., Maple M.B., and Schuller I.K., Phys. Rev., 46, 14249-14252, (1992-I).
- [31] Oudet X., Supperconducting Materials, Proceeding of ICMAS-93, 13-14 décembre 1993, pages 159-164. Editors Etourneau J., Torrance Jerry B., and Yamauchi H.; Technology Transfer Series, Series Editor: A. Niku-Lari, i.i.t.t. International.
- [32] Gough C.E. et al. Nature 326, 855, (1987).
- [33] Gough C.E., Physica C, 153-155, 1569-1573, (1988).
- [34] Estève D., et al., Europhys. Lett., 3, 1237-1242, (1987).
- [35] Nüker N. et al. Z. Phys. B - Condensed Matter 67, 9-14, (1987).
- [36] Steiner P. et al., Z. Phys. B - Condensed matter, 67, 19-23, (1987).
- [37] Yarmoff J. A. et al., Phys. Rev., 36, 3967-3970, (1987).
- [38] Takahashi T. et al., Nature, 334, 691-692, (1988).
- [39] Ong N.P. et al., Phys. Rev. B, 35, 8807-8810, (1987).
- [40] Tokura Y., Takagi H. and Uchida S., Nature 337, 345-347, (1989).
- [41] Nücker et al., Z. Phys. B- Condensed Matter 75, 421-422, (1989).
- [42] Lombardi et al., Physica C, 235-240, 1651, (1994).
- [43] Oudet X., Ann. Fondation Louis de Broglie, 12, 11-27 (1987).
- [44] Oudet X., Theoretical and Experimental Approaches to High-Tc and Conventional Superconductivity. Nova Science Publishers, Inc., 87-100, (1991).

*(Manuscrit reçu le 20 décembre 1996, modifié le 3 avril 1997)*