

FR 860 1283

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE SACLAY

Service de Documentation

F91191 GIF SUR YVETTE CEDEX

CEA-CONF - - 8135

M2

TRANSPORT ET MAGNETISME DANS LES CONDUCTEURS ORGANIQUES
EN RAPPORT AVEC LES THEORIES DE LA LOCALISATION A UNE DIMENSION

ZUPPIROLI, L. CEA CEN Fontenay-aux-Roses, IRDI, DMECN-DTech

Communication présentée à :

Congress of the French Physical Society
Nice (France)
9-13 Sep 1985

TRANSPORT ET MAGNETISME DANS LES CONDUCTEURS ORGANIQUES EN RAPPORT
AVEC LES THEORIES DE LA LOCALISATION A UNE DIMENSION.

L. ZUPPIROLI

CEA-IRDI-DMECN-DTech - Section d'Etude des Solides Irradiés, Centre
d'Etudes Nucléaires, BP 6, 92260 Fontenay-aux-Roses (France)

Résumé - Le spectre de l'hamiltonien d'une chaîne linéaire est discret ;
pourtant les propriétés de transport des conducteurs organiques quasi-uni-
dimensionnels ne révèlent pas facilement la localisation exponentielle des
états électroniques. Cette apparente contradiction est levée en examinant les
principaux résultats expérimentaux relatifs aux conducteurs organiques désor-
donnés et en les comparant aux théories les plus récentes, notamment celles
qui prennent en compte les interactions electron-phonon et electron-electron.

Abstract - On the one side all states are exponentially localized in one
dimension, on the other side most of the transport properties of quasi-one-
dimensional organic conductors are Drude-like. This apparent contradiction is
solved by revisiting the main experimental results concerning disordered
organic conductors and by comparing them to the most relevant theories,
especially those which take into account electron-phonon and electron-electron
interactions.

I - INTRODUCTION

Les conducteurs organiques ont, depuis plus de dix ans fait couler suffisamment
d'encre pour qu'il soit inutile de s'étendre sur leur présentation. Il convient
seulement d'indiquer les références de deux articles de vulgarisation /1,2/, de deux
articles de revue peut-être un peu plus complets que tant d'autres /3,4/ et des
compte-rendus de la dernière conférence sur le sujet /5/. Il faut rappeler quand
même qu'il sera question de cristaux moléculaires, constitués par l'empilement de
molécules planes très polarisables et que ces piles de molécules constituant elles
mêmes des chaînes, le long desquelles le transfert électronique est facile (inté-
grale de transfert le long des chaînes $t \sim 0,1$ à $0,3$ eV) alors que transversalement
la propagation d'ondes de Bloch est rendue difficile à cause d'intégrales de trans-
fert transversales $t' \sim 1$ à 30 meV. Ceci correspond à des anisotropies de conducti-
vité σ/σ' de 100 à plusieurs milliers.

Le développement rapide des études physiques sur les "métaux" organiques, par
opposition aux semi-conducteurs organiques dont le transport et le magnétisme sont
des sujets d'investigation plus anciens, a débuté dans les années 1970 et a concerné
principalement à cette époque le Quinolinium (TCNQ)₂ et les matériaux voisins. Il
faudra évoquer cette période, car les mots de désordre, de localisation et de
conduction par sauts (hopping) régnaient en maîtres sur les interprétations des
propriétés physiques de cette classe de composés. Puis vint le (TTF)(TCNQ) et avec
lui (et quelques autres) les expériences de diffusion diffuse de rayons X d'Orsay.
Toutes les interprétations se recommandant du désordre structural disparurent parfois
un peu trop vite. Ainsi s'ouvrait l'ère des métaux organiques unidimensionnels
parfaits (ou presque) qui fut féconde au point de conduire à la supraconductivité
organique des sels de Bechgaard comme, (TMTSF)₂PF₆ ou (TMTSF)₂ClO₄. Nous opposerons
ces deux époques dans la première partie de l'article, pour parler ensuite des
théories de la localisation à une dimension (1D) qui suivaient un développement
à peu près indépendant de l'expérience. Nous montrerons enfin, comment les

expériences d'irradiation par les rayonnements ionisants, parce qu'elles permettent d'augmenter le désordre de façon contrôlée, ont aidé à clarifier certains aspects du débat.

II - DE L'EPOQUE DU QUINOLINIUM A CELLE DES SELS DE BECHGAARD

Le quinolinium (TCNQ)₂ présente, à température ordinaire, une résistivité longitudinale ρ de l'ordre de 10^{-2} Ω .cm ; sur 100 degrés de température (250 - 350 K) le coefficient de température de la résistivité $d\rho/dT$ est positif comme dans un métal mais le rapport de résistivité $\rho(350)/\rho(250)$ vaut à peine 1,2. A plus basse température la courbe de résistivité ressemble plutôt à celle d'un "semi-conducteur", c'est la raison pour laquelle on porte plutôt $\log \rho$ en fonction de $1/T$. On se trouve alors devant un tracé d'Arrhenius courbé qu'on a aussitôt le réflexe de redresser en changeant l'échelle des températures de $1/T$ en $(1/T)^m$ avec $m = 1/4, 1/3$ ou $1/2$ par exemple. Chaque expérimentateur qui s'occupe de transport dans les solides désordonnés sait que ce type de procédure donne toujours le résultat escompté au moins sur quelques ordres de grandeur de la conductivité et que, à l'exception de quelques cas bien établis, la préférence pour tel ou tel exposant est souvent affaire de conviction. (Bloch, Weisman et Varma, 1972, exposant $1/2$; Brenig, Döhler et Heyszenau, 1972, exposant $1/3$; à y regarder de près l'exposant $1/4$ pourrait aussi convaincre /7,8/). C'est pourtant l'exposant $1/2$ qui fut le mieux reçu en général car le quinolinium (TCNQ)₂, réputé très anisotrope, tombait sous le coup du théorème affirmant qu'à 1D le plus léger désordre localise tous les états /9/, dès lors la propagation des électrons ne pouvant plus s'effectuer que par sauts (hopping 1D exposant $1/2$) /10,11/.

Plusieurs de ces idées s'enracinèrent assez fortement à l'Est sur la base de théories /12,13/ et de deux résultats expérimentaux bien plus sérieux que la mesure de conductivité puisqu'à mon sens ils ne peuvent absolument pas s'expliquer sans invoquer une certaine "granularité" du quinolinium (TCNQ)₂ du point de vue de la propagation électronique. (Le mot granularité recouvre le fait qu'un électron ne peut, par le seul fait de collisions élastiques, parcourir une distance notablement plus grande qu'une certaine longueur de localisation L , au sens large. Il doit avoir recours pour aller loin à des processus inélastiques mettant en jeu les phonons. Cette définition s'applique aussi bien à la "granularité rigide" des matériaux granulaires formés de particules métalliques séparées par des barrières isolantes /40/ qu'à la "granularité quantique" des fils de Thouless /41/.) L'observation de constantes diélectriques de l'ordre de plusieurs milliers comme celles qu'on observe dans les semi-conducteurs polycristallins à cause des barrières dues aux joints de grains est la première évidence de granularité /14,15/. L'existence de moments magnétiques électroniques localisés (spins) qui se manifestent dans des grandes queues de susceptibilité magnétique de type Curie constitue la deuxième évidence de granularité /13,16-18,37/. Dès lors que le caractère localisé du système d'électrons semblait bien établi, il fallait expliquer la conductivité de type métallique à plus haute température. Ceci ne put être atteint qu'en invoquant l'effet délocalisant des phonons /12,19/ sur lequel nous reviendrons dans la section IV.

La découverte ultérieure, dans (TTF)(TCNQ), d'un état métallique étendu avec un rapport de résistivité longitudinale $\rho(300)/\rho(60)$ de l'ordre de 10 ou 20 déplaça l'attention des physiciens vers de nouveaux cristaux moléculaires conducteurs probablement moins désordonnés que les anciens. Lorsque enfin le groupe d'Orsay mit en évidence, par diffusion diffuse de rayons X, les distorsions périodiques du réseau associées aux ondes de densité de charge de période $2k_F$ (2 fois le vecteur d'onde de Fermi) ou $4k_F$, puis la mise en ordre tridimensionnelle des ondes $2k_F$ à basse température parachevant la transition de Peierls, on ne parla plus pour désigner les conducteurs organiques que de métaux à ondes de densité de charge ou d'isolants de Peierls. Même les propriétés du quinolinium (TCNQ)₂ furent complètement réinterprétées sans plus de référence au désordre en termes de semi-conducteur de Peierls. La particularité de ce type de semi-conducteur aurait résidé en ce que la mobilité des porteurs y varie plus vite avec la température que dans les matériaux habituels expliquant ainsi l'aspect courbé du tracé d'Arrhenius /1,20/.

A partir de ce moment on n'eut cessé d'étendre l'état métallique vers les basses températures : Jérôme et Bechgaard eurent raison d'oublier le désordre avec

tant d'opiniâtreté qu'ils y parvinrent dans (TMTSF)(DMTCNQ) et surtout qu'ils mirent en évidence la supraconductivité organique dans (TMTSF)₂PF₆. Un tel composé démontre les propriétés de transport illustrées par la figure 1 : un rapport de résistivité ambiante/hélium de l'ordre de 100, pas la moindre remontée de résistivité à basse température jusqu'à 0,1 K, et lorsque on y introduit des défauts en fractions moléculaires allant de 10⁻⁴ à 10⁻³ on vérifie la validité de la règle de Mathiessen, typique du comportement d'un métal de Boltzmann. On comprend, au vu de ces résultats, que les théories de la localisation à une dimension dont nous allons dire un mot maintenant aient suivi un développement relativement indépendant de ces expériences.

III - LES THEORIES DE LA LOCALISATION A UNE DIMENSION

Les théories 1D à une particule n'ont eu cesse d'affirmer (et pour cause, puisque c'est vrai) qu'en présence de désordre aussi faible soit il, le spectre d'un hamiltonien 1D est discret et que ses fonctions propres sont des exponentielles décroissantes de la distance /22,9,23/. La difficulté de relation entre les théories 1D et les expériences est illustrée par deux résultats théoriques récents qui concernent l'effet d'un champ électrique sur un système d'électrons localisés 1D. Comme chacun sait, s'il n'est déjà pas aisé de faire des expériences à 0 K, il est encore plus difficile de mesurer une conductivité en absence de champ électrique. Peut on prévoir comment intervient le champ F dans les systèmes d'électrons localisés (1D) ? La réponse se trouve dans les références 23 et 24 : si le potentiel aléatoire V(x) est "suffisamment régulier" le spectre de l'hamiltonien $H = -d^2/dx^2 + V(x) + F.x$ est continu aussi petit que soit F et aussi grand que soit V. Voici délocalisés des états qu'on croyait localisés. Si l'on accorde au potentiel V(x) moins de régularité comme dans un modèle de potentiels aléatoires de Kronig-Penney (distributions δ à poids aléatoire sur des sites réguliers) le résultat est quelque peu différent : les états restent localisés aux faibles champs et se délocalisent aux forts champs ; de plus la localisation n'est plus de type exponentiel mais les fonctions d'onde décroissent en fonction puissance des distances.

Cette distinction entre différents types de localisation rappelle un travail plus ancien de Gogolin /25/ sur lequel il convient de dire un mot ici. Oublions le champ électrique et plaçons sur la chaîne un potentiel simulant une distribution d'impuretés toutes identiques en concentration c : des distributions δ toutes de même poids, le caractère aléatoire étant reporté sur un désordre de position. Chacune des impuretés considérée isolément rétrodiffuse les électrons avec un coefficient de réflexion individuel γ auquel on peut donc associer un libre parcours moyen élastique $\ell = 1/c\gamma$. Gogolin resout le spectre de cet hamiltonien (il trouve tout au moins les formes asymptotiques des fonctions d'onde) en utilisant une méthode de diagrammes mise au point par Berezinsky /13/. Il trouve que les états sont toujours exponentiellement localisés mais dans deux régimes bien distincts : aux grands libre parcours moyens élastiques ($k_f\ell \gg 1$) la longueur de localisation L est grande ($L = 4\ell$) ; en revanche quand le libre parcours moyen devient de l'ordre de la longueur d'onde électronique $1/k_f$, la longueur de localisation L subit une chute très brutale. Ceci rappelle la transition d'Anderson en 3D au voisinage de $k_f\ell = 1$ entre états localisés et états étendus sauf qu'ici la transition a lieu entre états faiblement et fortement localisés. En conclusion, même si le langage qui se développe à partir des résultats théoriques de la localisation 1D et les intuitions que ces résultats font naître doivent être recueillis avec quelque prudence par les expérimentateurs, il n'en reste pas moins que des faits aussi généraux que ceux qui viennent d'être cités ne sauraient passer totalement inaperçus dans les expériences, comme dans les courbes de la figure 1, ou alors il faut expliquer pourquoi. Il existe un système réel qui semble assez proche a priori du modèle de Gogolin : c'est l'alliage (TTF)_x(TSF)_{1-x}TCNQ constitué par deux molécules voisines alternant au hasard sur une des chaînes. Dans un article de revue de l'ordre de 100 pages sur ces systèmes il n'est jamais besoin de citer le mot localisation tant les propriétés évoluent mollement depuis celles de (TTF)(TCNQ) jusqu'à celles de (TSF)(TCNQ) à mesure de la substitution d'une molécule par l'autre sans que jamais n'apparaisse la moindre singularité /26/.

IV - LES EFFETS "DELOCALISANTS" DU COUPLAGE INTERCHAINE ET DES PHONONS. LES "EVIDENCES" MAGNETIQUES DE LA LOCALISATION.

En présentant les résultats de la figure 1 qui montrent un comportement de Boltzmann jusqu'à 0,1 K, j'ai "omis" de rappeler que $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ n'est pas tout à fait unidimensionnel ; certes c'est un matériau très anisotrope mais il suffit de la moindre possibilité de transfert cohérent dans une autre direction que celle des chaînes pour que l'application (si fragile) des théories 1D ne soit plus possible. Or il semble qu'il y ait de la conduction transversale cohérente dans $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ ($t = 250 \text{ meV}$, $t' = 22 \text{ meV}$). Shante et Cohen ont examiné le spectre de l'hamiltonien d'un matériau anisotrope avec deux intégrales de transfert t et t' et un potentiel aléatoire d'Anderson dont la distribution a une largeur δ /27/. Ils trouvent un seuil de désordre δ_c au dessus duquel les états sont tous localisés. En 3D Anderson a montré que $\delta_c = \zeta t$ où ζ est une constante liée à la "topologie" du système, en 1D évidemment $\delta_c = 0$. Dans le modèle de Shante et Cohen $\delta_c = \zeta (tt')^{1/2}$. Il existe donc un domaine de faible désordre où les équations cinétiques de Boltzmann peuvent s'appliquer. C'est bien ce qu'ont observé très récemment Sanquer et Bouffard /42/ en désordonnant $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ par irradiation aux électrons à des niveaux de concentration de l'ordre de quelques 10^{-3} moléculaire : un premier régime de Boltzmann où la résistivité augmente linéairement avec la dose, suivi d'un régime de localisation 1D où la résistivité augmente exponentiellement avec la dose.

Examinons maintenant l'effet "délocalisant" des phonons à plus haute température. Parce qu'ils diffusent les électrons, les phonons sont dans un métal des obstacles à la propagation électronique. Dans un système d'électrons localisés les phonons peuvent au contraire favoriser la conduction en permettant les sauts de site à site. La conduction née des phonons peut parfois ressembler à une conduction de Drude ; c'est ce que montrent Gogolin, Mel'nikov et Rashba dans un unidimensionnel désordonné tel que la longueur de localisation soit grande par rapport à la distance entre les impuretés /12/. Kaveh, Weger et Gutfreund confirment ces vues /19/ en ajoutant que dans un matériau unidimensionnel fait de grosses molécules organiques cet effet délocalisant a toutes les chances d'être encore plus prononcé. Le résultat du calcul /12/ a tout à fait la forme d'une conductivité de Drude avec comme libre parcours moyen $4,8 \ell^2/\ell'$ où ℓ est le libre parcours moyen élastique ($\ell = 1/c_V$) et ℓ' le libre parcours moyen pour les collisions inélastiques avec les phonons.

Nous venons donc de passer en revue deux arguments qui expliquent pourquoi on ne voit pas la localisation là où on voudrait la voir : dans les composés très unidimensionnels l'examen du transport à basse température ne révèle pas la localisation car des transitions d'autre nature vers un état isolant surviennent toujours bien avant que ne se taisent les phonons délocalisants ; si en revanche le composé est métallique jusqu'aux plus basses températures c'est généralement qu'il est moins anisotrope et les théories 1D ne s'appliquent plus vraiment, il apparaît un seuil à la localisation. Bref, pour voir la localisation dans les propriétés de transport des conducteurs organiques il faut des défauts plus forts que les impuretés de substitution précédemment évoquées : les défauts d'irradiation. Mais avant d'aborder les propriétés des conducteurs irradiés, il faut parler encore d'une évidence de localisation qui se manifeste presque dans tous les cas, à basses températures, même lorsque les propriétés de transport sont muettes et que la localisation est faible : il s'agit de l'apparition de moments électroniques localisés construits à partir des électrons de conduction et responsables de queues de type Curie dans la susceptibilité magnétique.

La susceptibilité magnétique d'un métal est faible et indépendante de la température (Pauli), celle d'un isolant de bande, nulle à $T = 0$ quand la bande de valence est pleine de spins tous appariés. Il faut donc invoquer un mécanisme de localisation pour expliquer la présence de moments qu'on rencontre par exemple à raison de 1 spin pour 100 défauts dans l'alliage $(\text{HMTSF})_x(\text{HMTTF})_{1-x}\text{TCNQ}$ /17/. Tous les modèles qui ont rendu compte de ces lois en $T^{-\alpha}$ ($0,8 < \alpha < 1$) ont utilisé comme ingrédients d'une part le désordre, d'autre part les interactions coulombiennes (U). Ce sont tout d'abord les modèles unidimensionnels de type REHAC (random exchange Heisenberg antiferromagnetic chains) /16,28,29/ à fortes interactions coulombiennes (chaîne de Heisenberg) dans lequel le désordre (échange aléatoire) fait apparaître des spins non appariés en faible interaction (l'image la plus simple est celle de segments magnétiques faiblement couplés, un segment sur deux en moyennes contenant un nombre impair de spins), c'est aussi le modèle 1D, à U éventuellement plus faible, de Gorkov, Dorokhov et Prigara /30/ qui donne une concentration de moments localisés (traduite dans le langage des ordres de grandeur) $c \approx a.U/t.L$ où t est l'intégrale

de transfert longitudinale, L la longueur de localisation, a la distance intersite et U l'interaction de Coulomb de deux électrons sur le même site moléculaire.

Il est important de remarquer enfin que de telles lois de susceptibilité n'ont rien de vraiment uni-dimensionnel : on les rencontre aussi dans le silicium dopé au phosphore, au voisinage de la transition métal isolant /31/ et là aussi elles ne sauraient s'expliquer sans les effets combinés de la localisation et des interactions coulombiennes qui seules peuvent tirer parti de la granularité du système pour y maintenir des spins non appairés (l'effet tunnel appairerait tous les spins de l'échantillon, sauf peut être 1, si Coulomb ne s'y opposait).

V - LES CONDUCTEURS ORGANIQUES IRRADIÉS

Créant des excitations électroniques qui provoquent des transformations chimiques locales au sein du solide moléculaire, les rayonnements ionisants sont capables de produire des défauts moléculaires stables, porteurs de potentiels étrangers plus forts que ceux des défauts de substitution dans les alliages /32/. Au delà de fractions de molécules touchées de l'ordre du pourcent, les effets des défauts sont qualitativement les mêmes dans tous les conducteurs organiques :

i/ la résistivité longitudinale d'un conducteur organique irradié augmente à peu près exponentiellement avec la concentration de défauts (sur plusieurs ordres de grandeur de résistivité, typiquement un ordre de grandeur par pourcent de défauts) /33,34/ ;

ii/ l'endommagement $d\rho/dc$ est, pour une même concentration moléculaire c , notablement plus fort à haute qu'à basse température (ceci constitue une entorse à la règle de Mathiessen qui prévoit $d\rho/dc$ indépendant de la température) /33,34,43/ ;

iii/ la résistivité transversale ρ' varie exponentiellement avec la concentration c /34/ ;

iv/ à partir de concentrations de quelques pourcent, le domaine métallique disparaît des courbes de conductivité longitudinale en fonction de la température ; il cède sa place à une conductivité thermiquement activée avec des énergies d'activation dépendant linéairement de la concentration de défauts /33-35/ $\rho = \exp (c/k_B T)$;

v/ en revanche, du point de vue de l'optique, les conducteurs organiques irradiés restent des métaux avec un seuil de réflectivité bien défini (Drude edge) jusqu'à $c \approx 10$ à 30 % ; leur conductivité optique $\rho(\omega_p)$ à la fréquence de plasma ne varie que lentement et linéairement avec c par rapport à $\rho(0)$ qui varie vite et exponentiellement /36/ ;

vi/ des lois en $T^{-\alpha}$ de spins localisés apparaissent dans la susceptibilité magnétique à basse température /37/, mais la correspondance entre spins et défauts est ici à peu près de un pour un alors qu'elle était de un pour cent dans les alliages /17/ ;

vii/ la largeur de raie de résonance paramagnétique électronique (taux de relaxation de spin), propriété de transport qui, dans un métal est proportionnelle au taux des collisions électroniques renversant le spin, n'augmente pas avec la concentration comme on s'y attendrait pour un taux de relaxation habituel, elle diminue au contraire quasi-exponentiellement avec c /38/ ;

viii/ dans le quinolinium (TCNQ)₂ la constante diélectrique géante dont il a été question plus haut diminue avec c comme c^{-2} /39/.

Tous ces faits expérimentaux démontrés pour la plupart dans plusieurs conducteurs organiques différents, marquent l'existence incontestable d'une granularité du matériau irradié (au sens défini plus haut) dont les caractéristiques l'emportent rapidement sur la structure électronique sous-jacente. La localisation se voit enfin, même aux hautes températures ! Mais quelle localisation ?

Le modèle le plus simple qui ait rendu compte, dans toute sa généralité, de l'ensemble des résultats ci-dessus est un modèle de matériau granulaire formé de particules "métalliques" à une dimension séparées par les barrières isolantes que constituent les défauts d'irradiation (interrupted strands model) /44,45/. Ces barrières dominent le transport à tel point que la distinction entre états faiblement localisés et états étendus à l'intérieur des segments n'est plus que formelle.

Le transport dans un système granulaire de cette espèce dépend de deux mécanismes concurrents /40,44/. L'effet tunnel de grain à grain assisté par les phonons met en jeu l'énergie d'activation $\delta t \approx 4t/n = 4tc$ où t est l'intégrale de transfert habituelle et n la taille moyenne du segment "métallique" ; cette énergie représente

l'écart typique entre les états électroniques de deux particules voisines qu'un phonon doit compenser pour permettre la propagation /33/. L'effet de charge, ou encore de capacité, du grain est l'effet coulombien correspondant : la création d'une paire de porteurs à partir d'un système initialement neutre nécessite de charger deux grains voisins, l'énergie d'activation pour ce processus étant une sorte de "gap de Hubbard" $\delta U = U/2n = Uc/2$ où U est l'énergie de coulomb de 2 porteurs sur la même molécule /40,44/. L'effet tunnel domine dès que $t \gg U$ (c'est à dire $\delta t \gg \delta U$) et inversement, mais dans les deux cas la probabilité de transfert d'un grain à l'autre est activée avec une énergie proportionnelle à c comme on l'observe effectivement. Les propriétés magnétiques vi et vii s'apparentent à la localisation de spins dans de "petites" particules métalliques 1D (à taille égale, les particules contiennent beaucoup moins de sites à 1D qu'à 3D). Quant à la propriété viii elle est bien expliquée dans la référence 45.

VI - CONCLUSION

Il n'y a dans les conducteurs organiques d'évidence sérieuse de localisation par de faibles désordres ou des défauts faibles que magnétique, la localisation de spin nécessitant à la fois granularité et interactions coulombiennes. L'effet délocalisant des phonons, le caractère instable du gaz d'électron vis à vis de transitions plus violentes et le couplage interchaîne rendent les propriétés de transport à peu près muettes vis à vis de la localisation faible.

Lorsque la granularité a des effets évidents sur le transport comme dans le quinolinium (TCNQ)₂ et plus généralement dans tous les conducteurs organiques irradiés, c'est que des défauts forts sont présents et que la localisation y est devenue "rigide" comme dans un système de particules "métalliques" séparées par des barrières isolantes.

REFERENCES

1. EPSTEIN, A.J. and MILLER, J.S., Scientific American, October (1979) 48.
2. BECHGAARD, K. and JEROME, D., Scientific American, July (1982) 52.
3. ANDRE, J.J., BIEBER, A. et GAUTIER, F., Ann. Phys. (Paris) 1 (1976) 145.
4. JEROME, D. and SCHULZ, H.J., Adv. Phys. 31 (1982) 299.
5. ICSM 84 (Abano Terme) Mol. Cryst. Liq. Cryst. 119 et 120 (1985).
6. BERLINSKY, A.J., CAROLAN, J.F. and WEILER, L., Solid State Commun. 15 (1974) 795.
7. BLOCH, A.N., WEISMAN, R.B. and VARMA, C.M., Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 753.
8. BRENIG, W., DOHLER, G.H. and HEYSZENAU, H., Phys. Letters 39A (1972) 175.
9. BORLAND, R.E., Proc. Phys. Soc. London 78 (1961) 926.
10. MOTT, N.F., Phil. Mag. 19 (1969) 835.
11. SHANTE, V.K.S., VARMA, C.M. and BLOCH, A.N., Phys. Rev. B8 (1973) 4885.
12. GOGOLIN, A.A., MEL'NIKOV, V.I. and RASHBA, E.I., Sov. Phys. - JETP 42 (1976) 168.
13. BEREZINSKY, V.L., Sov. Phys. - JETP 38 (1974) 620.
BULAEVSKII, L.N., GUSSEINOV, A.A., EYEMENKO, O.N., TOPNIKOV, V.N. and SCHEGOLEV, I.F., Sov. Phys. Sol. State 17 (1975) 498.
14. GOGOLIN, A.A., ZOLOTUKHIN, S.P., MEL'NIKOV, E.I., RASHBA, E.I. and SCHEGOLEV, I.F. JETP Lett. 22 (1975) 278.
15. HOLCZER, K., GRUNER, G., MIHALY, G. and JANOSSY, A., Solid State Commun. 31 (1979) 145.
16. SCHEGOLEV, I.F., Phys. Status Solidi (a) 12 (1972) 9.
17. COOPER, J.R., MILJAK, M. and KORIN, B., Chemica Scripta 17 (1981) 79.
18. TIPPIE, L.C. and CLARK, W.G., Phys. Rev. B23 (1981) 5846.
19. KAVEH, M., WEGER, M. and GUTFREUND, H., Solid State Commun. 31 (1979) 83.
20. EPSTEIN, A.J., CONWELL, E.M., SANDMAN, D.J. and MILLER, J.S., Solid State Commun. 23 (1977) 355.
21. CHAIKIN, P.M., CHOI, H.Y., HAEN, P., ENGLER, E.M. and GREENE, R.L., Mol. Cryst. Liq. Cryst. 79 (1982) 79.
22. MOTT, N.F. and TWOSE, W.D., Adv. Phys. 10 (1961) 107.
23. BENTOSELA, F., CARMONA, R., DUCLOS, P., SIMON, B., SOUILLARD, B. and WEDER, R., Commun. Math. Phys. 88 (1983) 387.
24. DELYON, F., SIMON, B. and SOUILLARD, B., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 2187.
25. GOGOLIN, A.A., Phys. Rep. 86 (1982) 3 et Solid State Commun. 45 (1983) 361.

26. SCHULTZ, T.D. and CRAVEN, R.A., in "Highly conducting 1-D solids" Plenum Press, N.Y. (1979).
27. SHANTE, V.K.S., J. Phys. C 11 (1978) 2561 et Bull. Am. Phys. Soc. 21 (1976) 401.
28. BULAEVSKII, L.N., ZVARYKINA, A.V., KARIMOV, Y.S., LYUBOVSKII, R.B. and SCHEGOLEV, I.F., Sov. Phys. JETP 35 (1972) 384.
29. BONDESON, J.R. and SOOS, Z.G., Phys. Rev. B22 (1980) 1973.
30. GORKOV, L.P., DOROKHOV, O.N. and PRIGARA, F.V., Solid State Commun. 25 (1978) 981.
31. BHATT, R.N. and LEE, P.A., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 344.
32. ZUPPIROLI, L., Radiation Effects 62 (1982) 53.
33. ZUPPIROLI, L., BOUFFARD, S., BECHGAARD, K., HILTY, B. and HAYER, C.W., Phys. Rev. B22 (1980) 6035.
34. MIHALY, G., BOUFFARD, S., ZUPPIROLI, L. and BECHGAARD, K., J. Physique 41 (1980) 1495.
35. HOLCZER, K., GRUNER, G., MIHALY, G. and JANOSSY, A., Solid State Commun. 32 (1979) 1233.
36. ZUPPIROLI, L., JACOBSEN, C.S. and BECHGAARD, K., J. Physique 46 (1985) 799.
37. KORIN-HAMZIC, B., MILJAK, M. and COOPER, J.R., Mol. Cryst. Liq. Cryst. 85 (1982) 1770.
38. FORRO, L., BOUFFARD, S. and ZUPPIROLI, L., J. Physique C3 (1982) 927.
39. JANOSSY, A., HOLCZER, K., HSIEH, P.L., JACKSON, C.M. and ZETTL, A., Solid State Commun. 43 (1982) 507.
40. ABELES, B., SHENG, P., COUTTS, M.D. and ARIE, Y., Adv. Phys. 24 (1975) 407.
41. THOULESS, D.J., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1167.
42. SANQUER, M. et BOUFFARD, S., Communication personnelle et SANQUER, M., Thèse Orsay, Octobre 1985.
43. CHIANG, C.K., COHEN, M.J., NEWMAN, P.R. and HEEGER, A.J., Phys. Rev. B16 (1977) 5163.
44. ZUPPIROLI, L., Berichte der Bunsen-Gesellschaft für Physikalische Chemie 88 (1984) 304.
45. RICE, M.J. and BERNASCONI, J., J. Phys. F : Metal. Phys. 3 (1973) 55.

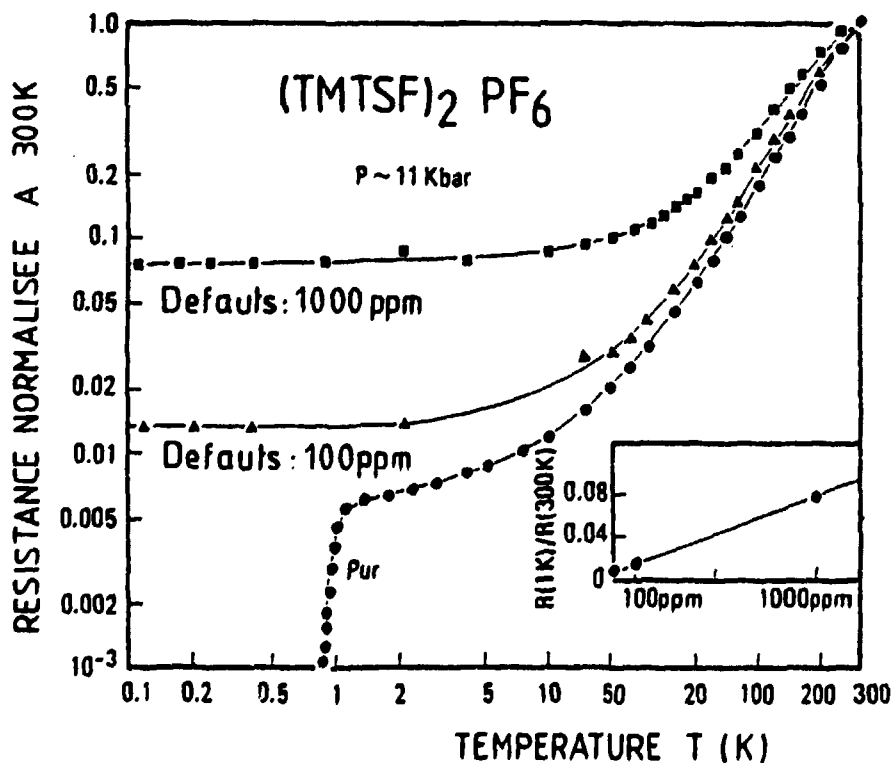


Figure 1 : Résistivité à basse température dans un supraconducteur organique pur et irradié /21/. Noter le comportement métallique jusqu'à 0,1 K et la validité de la règle de Mathiessen.