

Application du modèle CBH à l'étude de la conductivité d'un matériau amorphe : cas d'un chalcogénure

Yves Bensimon* maître de conférence, **Jean-Charles Giuntini**** professeur, **Alain Guida*** maître de conférence, **Jacques Joffre*** maître de conférence, **Dan Alain Lerner*** professeur, **Antoine Mollicone*** technicien principal, **Jean-Louis Olivé*** professeur

Il s'agit ici de proposer à des étudiants de maîtrise ou de deuxième année d'une école de chimie un exemple d'interprétation du comportement, en fonction de la fréquence et de la température, de la conductivité mesurée sur un chalcogénure amorphe. Quatre ans après sa mise en place à l'ENSCM, notre expérience montre que cette manipulation se prête bien à un déroulement sur plusieurs séances de travaux pratiques. L'importance de l'étude pratique des matériaux et la relative nouveauté des descriptions des amorphes nous ont conduits à exposer de façon détaillée les concepts théoriques sous-jacents et le modèle de représentation choisi, avant de décrire la conduite des expériences.

La nécessité de donner une description toujours plus fidèle des matériaux a produit des modèles de plus en plus élaborés basés sur des approches quantiques. Dans les modèles de réseaux périodiques, l'amplitude des fonctions d'ondes associées aux électrons qui assurent la conductivité électrique, par exemple, est de même nature en tous les points de l'espace. Les états d'énergie correspondants sont dits délocalisés ou étendus. On démontre que les électrons sont répartis exclusivement dans des bandes d'énergie permises.

Cependant les propriétés électroniques des solides sont parfois fortement modifiées par des désordres, ce qui signifie généralement qu'autour d'un point donné du matériau la périodicité du système et des grandeurs physiques qui le décrivent est perturbée à l'échelle microscopique. Le terme «désordre» associé à ce phénomène peut, soit désigner des défauts du réseau ou des écarts à la stoechiométrie, soit être

associé à la notion de position ou à celle d'orientation. Expérimentalement, cette étude s'est révélée rapidement féconde, mettant en évidence des effets souvent intéressants par leurs applications technologiques.

Cependant, il n'existait pas de théorie électronique du réseau désordonné. L'approche naturelle consistait donc à utiliser les modèles déjà connus dans lesquels on introduirait progressivement la notion de désordre.

Dans une série d'articles, dont le premier paru en 1958, Anderson [1] a montré que le désordre a principalement deux conséquences : il entraîne d'une part un élargissement des bandes d'énergie permises et il provoque, d'autre part, une localisation de tous les états d'énergie électronique d'une bande. Dans ce cas, un état d'énergie est dit localisé lorsque l'amplitude de la fonction d'onde correspondante est nulle partout, sauf dans une région limitée de l'espace réel. Peu à peu, un ensemble théorique s'est édifié à partir de ce concept d'état localisé, permettant d'élaborer des modèles qui décrivent les comportements observés expérimentalement. Parmi les premiers à faire progresser cette étude, Miller et Abrahams [2] posèrent dès 1960 les bases d'une représentation de ce phénomène. Puis, en 1970, Mott et Davis [3] proposèrent une interprétation des propriétés électriques et optiques de certains semi-conducteurs amorphes (exemple : verres de chalcogénure). Ensuite le champ des investigations s'est élargi à des corps comme le silicium, le germanium, le sélénium et à certains verres contenant des ions de métaux de transition.

A titre d'exemple d'application de ces théories, nous allons voir tout d'abord comment, en partant de la notion de sites localisés et en considérant l'échantillon comme une population de dipôles, on parvient à une expression générale de la conductivité totale, due à la relaxation des dipôles formés lors de l'application d'un champ électrique alternatif (dite encore conductivité de polarisation). L'exploitation de cette expression générale nécessite de poser un certain nombre d'hypothèses sur les mécanismes élémentaires qui permettent le transport du courant dans les matériaux étudiés. Nous envisagerons ainsi le modèle CBH (Correlated Barrier Hopping) dont nous donnerons un exemple d'application dans la partie expérimentale.

* Chimie Physique, École Nationale Supérieure de Chimie, 8, rue de l'École Normale, 34053 Montpellier Cedex 1.
Tél. : 67.14.43.75. Fax : 67.14.43.53.

** Université de Montpellier II, LPMS, 2, Place Eugène Bataillon, 34095 Montpellier Cedex 05. Tél. 67.14.33.43. Fax : 67.14.42.90.

Variation en fonction de la fréquence de la conductivité due à des sauts de porteurs de charge localisés (théorie microscopique)

On considère des électrons qui sautent entre deux sites repérés ici par les indices i et j . On désigne par f_i la probabilité d'occupation du i ème site, w_{ij} la probabilité de passage de l'électron du site j vers le site i et w_{ji} la probabilité du passage inverse.

Sur l'ensemble du matériau la grandeur f_i est normalisée et on peut écrire :

$$\sum_i f_i = VN$$

où V désigne le volume de l'échantillon et N le nombre de porteurs de charge par unité de volume dans le solide. L'évolution de la probabilité d'occupation f_i sous l'effet d'une perturbation qui peut être provoquée par un champ électrique F est donnée par la relation :

$$df_i/dt = \sum_j w_{ij} f_j - \sum_i w_{ji} f_i \quad (1)$$

On repère alors le système par un axe Ox parallèle au champ F . En appelant X_i l'abscisse du i ème site dans ce repère, on peut évaluer la répartition spatiale des charges par la quantité :

$$\rho = V^{-1} \sum_i e X_i f_i$$

où ρ est la densité superficielle de charge et e est la charge de l'électron. La densité de courant est alors donnée par la relation :

$$j = dp/dt \quad (2)$$

La résolution de l'équation (2) passe par celle de l'équation (1) qui est difficile à résoudre dans le cas le plus général, car il faut expliciter les probabilités de passages w_{ij} [2, 4, 5]. Cependant, nous allons faire ici le calcul de la conductivité pour un cube de 1 cm^3 comportant n paires de sites identiques. Considérons tout d'abord une seule paire de sites séparés par une distance R , sites entre lesquels existe une différence d'énergie ΔE . La direction matérialisée par cette paire fait un angle θ avec celle du champ électrique appliqué F , donc avec l'axe Ox (figure 1).

Un seul électron saute entre ces deux sites, soit $f_1 + f_2 = 1$

On peut alors utiliser les relations générales données précédemment en remplaçant maintenant les indices i et j par 1 et 2.

Ainsi l'équation (1) devient :

$$df_1/dt = - (w_{12} + w_{21}) f_1 + w_{21} \quad (3)$$

En considérant l'orientation de la paire de sites figurée ici on peut écrire :

$$(X_1 - X_2) = R \cos \theta$$

Ce résultat, porté dans l'expression de la densité de courant (2), donne pour n paires identiques :

$$j = n e R \cos \theta df_1/dt \quad (4)$$

Il faut aussi exprimer l'évolution de la probabilité d'occupation f_1 lorsque l'échantillon est soumis à une brusque variation ΔF du champ électrique F au temps $t = 0$. La loi d'évolution de f_1 est donnée par la résolution de l'équation différentielle (3). Pour résoudre cette équation, on peut calculer en premier lieu les valeurs limites de f_1 , en supposant que la probabilité d'occupation des sites suit une distribution de Fermi. Donc, à $t = 0$, on a :

$$f_1(0) = (1 + \exp(\Delta E/kT))^{-1} \quad (5)$$

où ΔE est la différence d'énergie entre les sites 1 et 2. Lorsque $t \rightarrow \infty$, la distribution est modifiée par l'énergie apportée par le champ lors du saut de l'électron entre les deux sites :

$$\Delta W = \Delta F e R \cos \theta$$

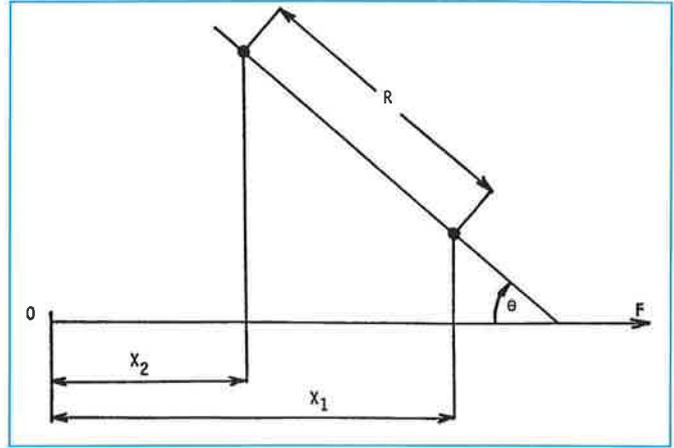


Figure 1 - Représentation d'une paire de sites formant un dipôle.

En posant $\alpha = \exp(-\Delta F e R \cos \theta / kT)$, on obtient :

$$f_1(\infty) = \alpha \exp(-\Delta E/kT) (1 + \alpha \exp(-\Delta E/kT))^{-1} \quad (6)$$

L'équation (3) peut donc être résolue. En posant $\tau^{-1} = w_{12} + w_{21}$, où τ est le temps de relaxation associé au saut électronique, on obtient une solution de la forme :

$$f_1(t) = f_1(0) + (f_1(\infty) - f_1(0)) (1 - \exp(-t/\tau)) \quad (7)$$

Cette dernière expression permet de calculer df_1/dt :

$$df_1/dt = \tau^{-1} \exp(-t/\tau) [(\alpha \exp(-\Delta E/kT))(1 + \alpha \exp(-\Delta E/kT))^{-1}] - [(\exp(-\Delta E/kT))(1 + \exp(-\Delta E/kT))^{-1}]$$

On suppose alors, ce qui est raisonnable, que l'énergie apportée par le champ électrique est très inférieure à celle due à l'agitation thermique (i.e. : $\Delta F e R \cos \theta \ll kT$), ce qui implique que α soit égal à $1 - (\Delta F e R \cos \theta / kT)$. L'équation précédente devient :

$$df_1/dt = (\Delta F e R \cos \theta / kT) [4 \text{Ch}^2(\Delta E/2kT) - (\Delta F e R \cos \theta / kT) (1 + \exp(-\Delta E/kT))]^{-1} \tau^{-1} \exp(-t/\tau)$$

Dans l'approximation d'une distribution de Maxwell-Boltzmann on néglige $(\Delta F e R \cos \theta / kT) (1 + \exp(-\Delta E/kT))$ devant $4 \text{Ch}^2(\Delta E/2kT)$. On peut ainsi écrire l'expression de la variation de la densité de courant dans un volume de 1 cm^3 contenant n paires de sites identiques :

$$\Delta j(t) = n (e R \cos \theta)^2 \Delta F (4 \tau k T \text{Ch}^2(\Delta E/2kT))^{-1} \exp(-t/\tau) \quad (8)$$

La densité de courant apparaît dans cette expression sous la forme :

$$j(t) = K F(t) A(t), \text{ avec } A(t) = \exp(-t/\tau)$$

K étant un coefficient indépendant du temps, exprimé par :

$$K = n (e R \cos \theta)^2 (4 \tau k T \text{Ch}^2(\Delta E/2kT))^{-1}$$

Si l'établissement du champ se fait de façon continue, ΔF devient, à la limite, l'élément différentiel $dF = (\delta F / \delta t) dt$ et on en déduit l'expression de la partie réelle de la conductivité en fonction de la pulsation ω [5-9] lorsque le champ appliqué est alternatif de la forme $dF/dt = i \omega e^{i \omega t}$.

Alors :

$$j(\omega) / F(\omega) = n (e R \cos \theta)^2 (4 k T \text{Ch}^2(\Delta E/2kT))^{-1} \omega^2 \tau (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1} \quad (9)$$

où $j(\omega)$ représente la densité du courant, n le nombre de paires de sites identiques liés aux paramètres θ et R , et τ le temps de relaxation correspondant au saut électronique. On suppose généralement que $\text{Ch}^2(\Delta E/2kT) \approx 1$ [5, 7]. On considère ensuite que les paires ne sont pas toutes identiques, mais au contraire sont réparties suivant un certain type de distribution à préciser. La conductivité est alors une fonction additive de la contribution de chaque paire [7].

En désignant par $dp(R, \theta)$ le nombre de paires dans l'élément de volume dV , caractérisées par une distance R et faisant un angle θ avec le champ électrique, la généralisation de la relation (9) conduit à l'expression de la conductivité élémentaire réelle :

$$d\sigma'(\omega) = \frac{dp(R, \theta) (\epsilon R \cos\theta)^2}{4 kT} \times \frac{\omega^2 \tau}{(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (10)$$

Dans un matériau amorphe l'orientation des dipôles, repérée par l'angle q , est distribuée uniformément dans toutes les directions : on rend compte de ce phénomène en prenant la valeur moyenne de $d\sigma'(\omega)$ dans l'espace. L'expression $d\sigma'(\omega)$ représente dans ce cas la contribution à la conductivité, des paires contenues dans l'élément de volume dV et dont la distance de saut est égale à R . Si on appelle $p(R)dR$ la probabilité de former à partir d'un site donné une paire de sites distants de $R \pm dR/2$, on trouve :

$$\sigma'(\omega) = \frac{N^2}{2} \int_0^\infty \frac{e^2 R^2}{12 kT} \times \frac{\omega^2 \tau}{(1 + \omega^2 \tau^2)} p(R) dR \quad (11)$$

où N est la densité d'états localisés, d'où une densité de paires de sites égale à $N(N-1)/2 \approx N^2/2$.

Il reste à exprimer les relations liant R à τ et à intégrer cette expression pour obtenir la conductivité totale en courant alternatif. Cela nécessite certaines hypothèses dont le modèle CBH fournit un exemple très intéressant.

Modèle CBH (Correlated Barrier Hopping)

Dans ce modèle, le processus de saut est décrit de la façon suivante. Les porteurs de charges éjectés d'un site donneur sont excités sur un niveau W ainsi que le représente la figure 2. On suppose qu'une fonction d'onde localisée, à deux électrons, peut exister entre les deux puits de potentiel W_M et $W_{M-\Delta}$. Dans ces conditions, le transfert des porteurs de charges entre sites voisins s'effectue sans avoir recours à l'effet tunnel.

L'énergie W , supposée constante, est l'énergie nécessaire pour extraire un électron du site et l'exciter dans la bande de conduction. L'énergie Δ est la différence d'énergie entre les deux sites entre lesquels se produit le saut. La barrière de potentiel W_M que l'électron doit franchir est reliée à la distance R séparant les deux sites par la relation (12) :

$$W_M - W = 4 n e^2 / \epsilon R \quad (12)$$

où ϵ est la constante diélectrique statique dans le matériau et n le nombre d'électrons qui effectuent le saut. Dans le cas présent, n est égal à un. Nous avons démontré que la partie réelle de la conductivité était donnée par l'équation (11).

Un temps de relaxation τ est alors associé au saut de la barrière de hauteur W , avec :

$$\tau = \tau_0 \exp(W/kT) \quad (13)$$

où $\tau_0 = \nu_0^{-1}$, ν_0 étant la fréquence associée à l'électron piégé dans son site [3].

Cette dernière hypothèse prend en compte le caractère amorphe du matériau en définissant une distribution aléatoire des sites dans l'espace par la relation suivante :

$$p(R)dR = 4\pi R^2 dR$$

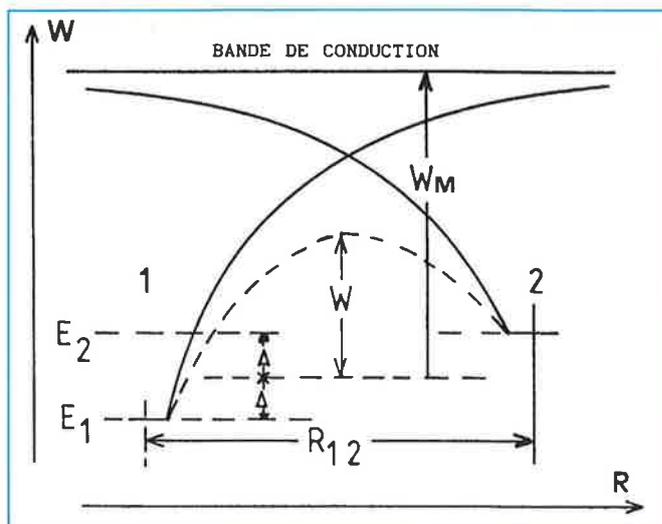


Figure 2 - Description schématique de la barrière de potentiel W_M entre deux sites distants de R_{12} .

de sorte que l'équation (11) donne :

$$\sigma'(\omega) = \frac{N^2 \omega}{2} \int_0^\infty \frac{e^2 R^2}{12 kT} \times \frac{\omega \tau}{(1 + \omega^2 \tau^2)} 4\pi R^2 dR \quad (14)$$

On obtient de plus :

$$dR = (\epsilon R^2 / 4e^2) dW, \text{ avec } dW = kT d\tau / \tau$$

de sorte que :

$$dR = (\epsilon R^2 / 4e^2) kT d\tau / \tau$$

et on peut alors écrire :

$$\sigma'(\omega) = N^2 \pi \epsilon \omega / 24 \int_0^\infty R^6 \omega \tau (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1} d\tau / \tau \quad (15)$$

Si on introduit dans l'expression (15) une valeur approchée de R^6 qui prend en compte le fait que dans ce type de matériau la conductivité reste très faible ($W \ll W_M$), on arrive à la loi de variation de la conductivité en fonction de la fréquence (16) :

$$R^6 = (4e^2 / \epsilon W_M)^6 (\tau / \tau_0)^6$$

Après substitution de cette expression dans l'équation (15) et intégration on obtient une expression de la forme :

$$\sigma'(\omega) = A(\omega, T) \omega^s \quad (16)$$

La méthode d'intégration et la signification de s sont exposées, ci-après, dans la formule (17).

Méthode expérimentale

Nous avons effectué les mesures de conductivité totale en courant alternatif sur un échantillon amorphe dérivé des sulfures de molybdène. Ces derniers sont les catalyseurs de réactions d'hydrotraitement des charges pétrolières.

Cet échantillon représenté formellement par la formule $MoS_{1,76}O_{2,16}$ résulte de l'oxydation de disulfure de molybdène MoS_2 amorphe. Les différentes étapes de sa préparation sont décrites ci-dessous. La préparation donne en une fois assez de produit pour faire travailler un binôme par semaine sur l'année. Les mesures de conductivité se font en une journée.

Préparation de l'échantillon

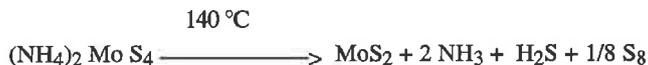
Le produit de départ utilisé est le thiomolybdate d'ammonium $(\text{NH}_4)_2\text{MoS}_4$ obtenu par la méthode décrite par Bernard et Tridot [9] selon le schéma suivant :

$(\text{NH}_4)_6\text{Mo}_7\text{O}_{24} + 8 \text{NH}_3 + 28 \text{H}_2\text{S} \rightarrow 7(\text{NH}_4)_2\text{MoS}_4 + 24 \text{H}_2\text{O}$
 10 g de paramolybdate d'ammonium (Merck pour analyse) sont dissous dans 100 cm³ d'ammoniaque concentré. Cette solution est parcourue par courant gazeux de H₂S pendant au moins 1 heure. Dès le début de la sulfuration, la solution se colore en orangé-rouge, teinte caractéristique du thioisol. Au fur et à mesure de la sulfuration la solution devient rouge sombre. A ce stade, des cristaux de thiomolybdate peuvent déjà apparaître. Pour obtenir une précipitation complète, de l'alcool éthylique est ajouté et la solution est ainsi maintenue sous atmosphère de H₂S pendant 24 heures.

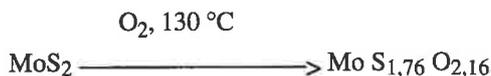
Ensuite le mélange est filtré et les cristaux sont rincés rapidement à l'eau et à l'alcool éthylique, puis immédiatement séchés et conservés sous vide. Dans les conditions opératoires décrites ci-dessus, 12 g de thiomolybdate d'ammonium sont obtenus.

La deuxième étape (qui est en fait une mise en route faite par un binôme autre que celui qui fait les mesures) consiste à préparer le disulfure de molybdène MoS₂ par décomposition thermique du thiomolybdate d'ammonium à la température de 440 °C sous un balayage d'azote pendant 24 heures.

Le schéma réactionnel est le suivant :



Un dégagement de H₂S et de soufre amorphe se produit. La réaction est totale et le disulfure est obtenu quantitativement. L'étape finale, qui conduit au produit étudié, consiste à soumettre MoS₂ à l'action de l'oxygène à la température de 130 °C pendant une durée de 8 heures :



Le débit d'oxygène est de l'ordre de 25 ml/min et la réaction se produit avec un dégagement de SO₂. Le sulfure oxydé obtenu se présente sous forme d'un produit noir pulvérulent qui est conservé dans un dessiccateur avant utilisation.

Appareillage et mesure

Conditionnement de l'échantillon

Les mesures de conductivité électrique sont effectuées sur l'échantillon préalablement conditionné sous forme d'une pastille cylindrique, obtenue par compactage du composé pulvérulent à une pression de 5 kbar. Dans ces conditions la surface de la pastille est S = 132 mm² et son épaisseur L = 0,9 mm.

La cellule de mesure

L'échantillon ainsi conditionné est alors inséré entre deux plaques circulaires d'acier poli qui constituent les électrodes aux bornes desquelles est appliquée la tension alternative. Afin que les contacts soient corrects entre l'échantillon et les élec-

trodes, une pince spéciale maintient les deux plaques d'acier en exerçant une pression suffisante sur le condensateur ainsi constitué. Les électrodes sont reliées à l'appareil de mesure par deux fils blindés. Un thermocouple Chromel-Alumel situé au voisinage de l'échantillon est relié à un millivoltmètre qui permet la lecture des températures.

L'ensemble est ensuite introduit dans un tube en Pyrex qui isole l'échantillon de l'atmosphère ambiante. Un système de pompage et de vannes permet de faire le vide dans la cellule ainsi constituée. Le schéma de la cellule est montré sur la figure 3.

Les mesures

Les mesures sont effectuées à l'aide d'un impédancemètre HP 4800A, qui permet de balayer l'échelle des fréquences entre 5 et 5.10⁵ Hz. Pour chacune des fréquences, le module z de l'impédance et l'angle de déphasage φ sont aussi notés, ce qui

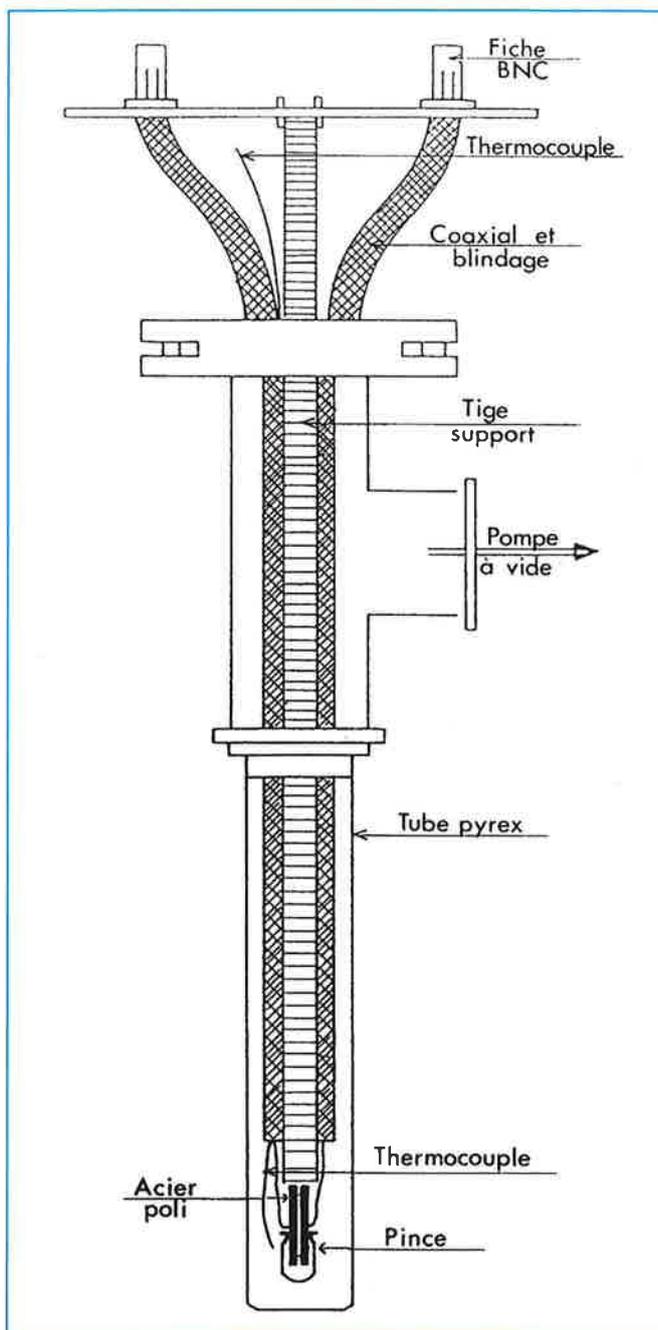


Figure 3 - Schéma de la cellule de mesure.

permet de déterminer s par :

$$\sigma_{AC} = (1/z \cos\theta)(L/S).$$

Les températures sont mesurées à l'aide d'un multimètre Keithley entre 145 et 260 K. Le schéma de montage est indiqué sur la figure 4.

Afin d'évaluer l'incertitude sur les mesures ainsi effectuées, une étude statistique de reproductibilité des valeurs expérimentales a été réalisée. En analysant un échantillon test constitué d'alumine dopée fourni par la société DuPont de Nemours, nous avons pu établir, en utilisant la méthode de Fischer Student sur une série de 17 mesures, que l'incertitude sur la détermination des pertes diélectriques est de $\pm 3,5 \%$ dans 98 % des cas.

Résultats expérimentaux et interprétation

On admet généralement [6] que la conductivité totale mesurée en courant alternatif σ_{AC} peut se mettre sous la forme $\sigma_{AC} = \sigma_{DC} + \sigma'(\omega)$ où σ_{DC} est la conductivité en courant continu et $\sigma'(\omega)$ la conductivité totale en courant alternatif. Un tel comportement est vérifié pour les mesures effectuées dans ce travail. Le logarithme de la conductivité totale en courant alternatif a été porté sur la figure 5 en fonction du logarithme de la fréquence, à plusieurs températures. Sur le graphique ne figurent que quelques unes des courbes pour des raisons évidentes de commodité de représentation.

L'expression (15) de $\sigma'(\omega)$ calculée précédemment contient une intégrale qui ne peut pas être résolue analytiquement. Jusqu'alors cette intégration a été réalisée en faisant un certain nombre d'approximations [10]. L'originalité du traitement de cette loi, dans ce travail, consiste à calculer numériquement l'intégrale contenue dans l'expression de la conductivité de polarisation.

Il a été choisi d'appliquer la méthode des trapèzes en considérant que la convergence était atteinte lorsque la modification du résultat, par une nouvelle itération, donnait un accroissement relatif inférieur à 10^{-4} [11].

On retrouve bien alors la loi donnée par (16), loi dans laquelle s varie avec la température selon la relation proposée par Long [12] :

$$s = 1 - \frac{6kT}{W_M + kT \ln(\omega \tau_0)} \quad (17)$$

La validité de cette dernière loi peut être vérifiée en portant $T/(1-s)$ en fonction de T [11]. Le graphe obtenu doit être une

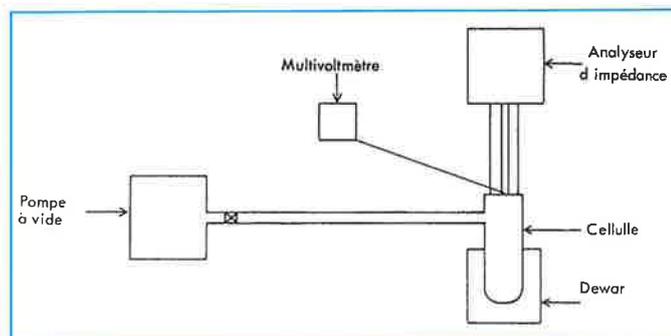


Figure 4 - Schéma de principe des mesures de conductivité.

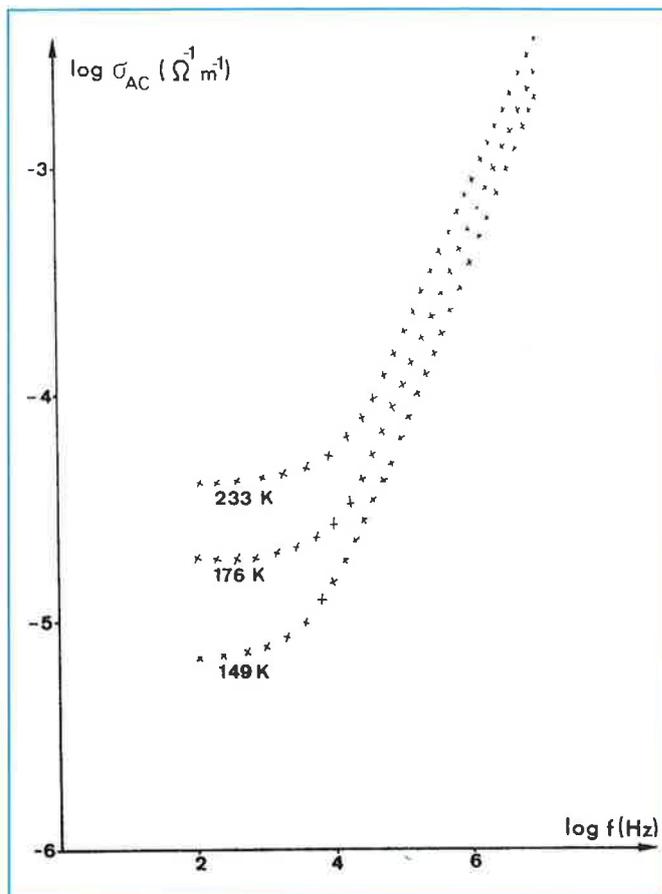


Figure 5 - Conductivité en fonction de la fréquence du champ électrique.

droite dont l'ordonnée à l'origine vaut $W_M/6k$, ce qui permet de déterminer la valeur de l'énergie W_M . Il a été vérifié que l'expression théorique de $\sigma'(\omega)$ rendait bien compte du comportement de la conductivité totale en courant alternatif en portant sur un même graphe les points obtenus expérimentalement et la courbe calculée dans le cas de l'échantillon (figure 6).

On peut remarquer que la loi de Long est bien respectée (figure 7).

Cela a permis de déterminer les valeurs de W_M et de N , nombre de sites participant à la conductivité correspondant aux mesures faites. Le tableau I présenté ci-dessous résume l'ensemble des résultats expérimentaux interprétés par le modèle CBH comme cela vient d'être exposé précédemment.

On constate que l'énergie $W_M = 0,8$ eV utilisée dans le modèle numérique est tout à fait comparable à celle obtenue par extrapolation à $T = 0$ K, de la loi de Long, soit 0,82 eV.

Tableau I - Paramètres déduits des résultats expérimentaux.

T(k)	log σ_{DC}	s	$10^{-24} N (m^{-3})$	W_M (eV)
149	- 5,16	0,863	1,5	0,8
168	- 4,82	0,836	2	0,8
176	- 4,77	0,823	2,1	0,8
185	- 4,71	0,809	2,2	0,8
205	- 4,58	0,773	2,5	0,8
220	- 4,51	0,737	2,6	0,8
233	- 4,43	0,709	2,7	0,8
256	- 4,31	0,640	2,9	0,8

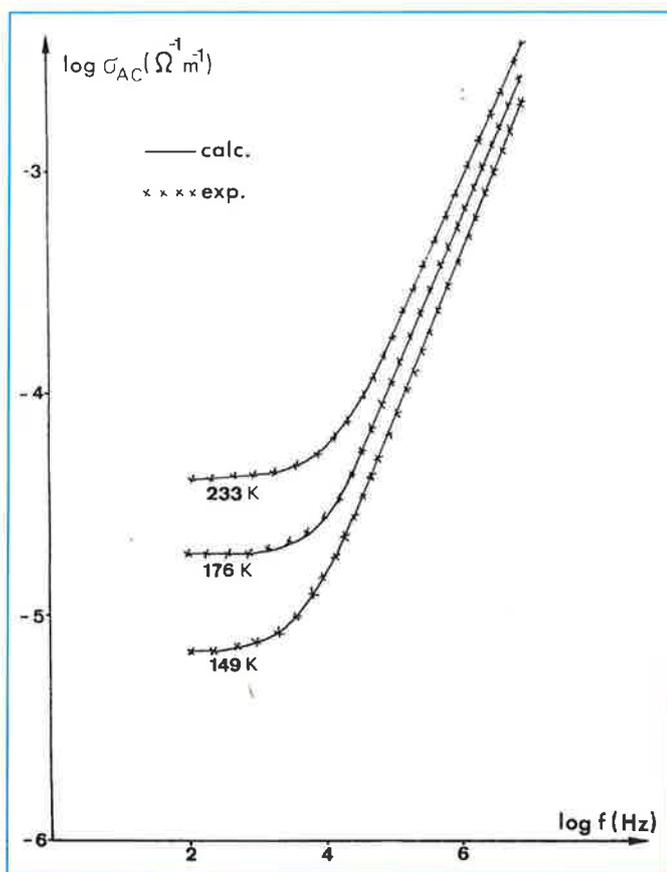


Figure 6 - Comparaison entre calculs et résultats expérimentaux.

Conclusion

Ce travail montre comment un modèle théorique peut être utilisé pour rendre compte du comportement d'une propriété de l'échantillon considéré en fonction des paramètres expérimentaux. On parvient ainsi à donner une image du matériau étudié, observé à travers ses propriétés de transport du courant électrique. Les paramètres ainsi déterminés peuvent alors être évalués numériquement et cela confère un caractère quantitatif à la représentation proposée de l'échantillon.

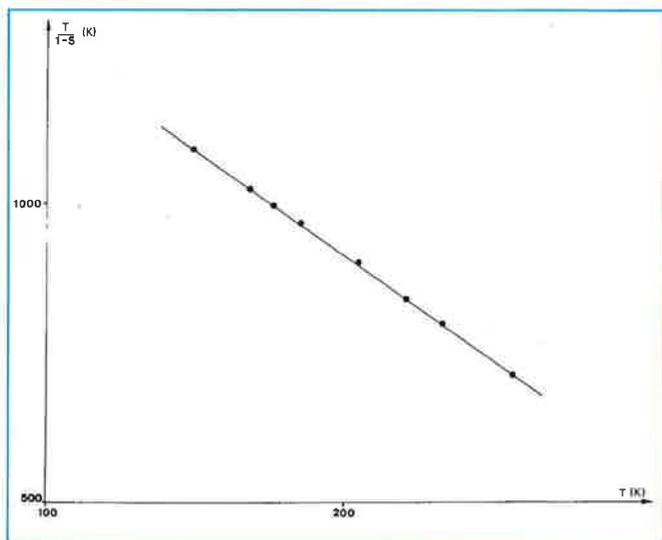


Figure 7 - Vérification de la loi de Long.

Cet ensemble constitue donc, d'une part, une familiarisation des étudiants avec les notions d'état localisé et de conduction par saut et, d'autre part, un exemple d'interprétation de résultats expérimentaux à l'aide d'un modèle.

Références

- [1] Anderson P.W., Absence of diffusion in certain random lattices, *Phys. Rev.*, **1958**, *109*, p. 1492-1505.
- [2] Miller A., Abrahams E., Impurity conduction at low concentration, *Phys. Rev.*, **1960**, *120*, p. 745-755.
- [3] Mott N.F., Davis E.A., *Electronic Processes in Non-crystalline Materials*, (2d ed. Clarendon Press, Oxford), **1979**.
- [4] Kasuya T., Koide S., A theory of impurity conduction II, *J. Phys. Soc. Japan.*, **1958**, *13*, p. 1287-1297.
- [5] Pollak M., Geballe T.H., Low-frequency conductivity due to hopping processes in silicon, *Phys. Rev.*, **1961**, *122*, p. 1742-1753.
- [6] Golin S., Polarization conductivity in p-type germanium, *Phys. Rev.*, **1963**, *132*, p. 178-183.
- [7] Pollak M., Approximation for the a.c. impurity hopping conduction, *Phil. Mag.*, **1971**, *23*, p. 519-542.
- [8] Angot A., *Compléments de Mathématiques*, Masson, (Paris), **1973**.
- [9] Bernard J.C., Tridot G., Contribution à l'étude des thio-tungstates et thiomolybdates alcalins : identification et filiation de leurs ions en solution aqueuse, *Bull. Soc. Chim.*, **1961**, *5*, p. 810-812.
- [10] Elliot S.R., A theory of a.c. conduction in chalcogenide glasses, *Phil. Mag.*, **1977**, *36*, p. 1291-1304.
- [11] Giuntini J.C., Deroide B., Belougne P., Zanchetta, J.V., Numérical approach of the correlated barrier hopping model, *Solid State Com.*, **1987**, *62*, p. 739-742.
- [12] Long A.R., Frequency dependent loss in amorphous semiconductors, *Adv. Phys.*, **1982**, *31*, p. 553-637.