

Isolants d'Anderson

DRTBT Mai 2009





Métal – Isolant. Théorie des bandes.

La nature métallique ou isolant d'un solide dépend exclusivement du comportement de ses électrons.

Si nous rapprochons des atomes en un réseau cristallin, les niveaux atomiques donnent des bandes: Quasi-continuum d'états électroniques permis, séparés par des bandes d'énergie interdites aux électrons:



Dans un réseau parfait, les électrons sont délocalisés dans tout le cristal et décrites par les fonctions d'onde de Bloch:

$$\Psi_{n\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}u_{n\vec{k}}(\vec{r})$$

Métaux typiques (alcalins, Cu, Au, Ag) \rightarrow gaz électrons libres:

$$\Psi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$$
 $E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$

Principe d'exclusion de Pauli: remplissage du quasi-continuum des états dans les bandes avec 1 électron par état. Dernier état occupé d'un métal: Niveau de Fermi (à T=0)



Conductivité métallique:

 E_F se situe à l'intérieure d'une bande permise, il y a des états accessibles juste au-dessus de E_F Les électrons peuvent gagner de l'énergie en remontant un champ électrique appliqué.

Isolants:

Par contre, <u>une bande complètement remplie ne transporte pas de courant (malgré la délocalisation de ses électrons)</u> C'est le cas par exemple des semiconducteurs intrinsèques.



Pour obtenir une résistivité mesurable à très basse température nous pouvons utiliser des semiconducteurs dopés ou des alliages amorphes de composition contrôlée \rightarrow Si:P, NTD-Ge, Nb_xSi_{1-x}, Au_xGe_{1-x}

Ces systèmes sont caractérisés par une quantité plus ou moins grande de désordre (selon le dopage ou la concentration x) qui peut changer radicalement leurs propriétés électroniques.

Nous pouvons ainsi obtenir un isolant même dans le cas d'une bande partiellement remplie.

Isolants d'Anderson.

Anderson Phys.Rev. 109, 5, 1492 (1958)

Considérons un réseau régulier d'atomes avec des puits de potentiel variables \rightarrow désordre. C'est le cas d'un semiconducteur dopé tel que le Si:P.



Compétition entre:

E cinétique des $e^- \rightarrow délocalisation$ désordre $\rightarrow localisation des e^-$

En présence des fortes fluctuations **W** du potentiel, les électrons proches dans l'espace possèdent des énergies très différentes et interagissent peu entre eux.

Dans un schéma de structure des bandes, les électrons situés au milieu ont plus de chance d'être délocalisés que ceux du bord de bande. (la densité d'états étant plus grande vers le milieu des bandes les fonctions d'onde se recouvrent plus)



La diffusion des électrons par le désordre peut changer radicalement leur fonction d'onde et induire une localisation. \rightarrow Longueur de localisation ξ .

Conductivité dans les isolants d'Anderson

Conduction par effet tunnel d'électrons entre site localisés: variable range hopping. Le saut est associé à l'absorption-emission d'un phonon par l'électron Activation thermique (sites proches en E)<---> effet tunnel (sites proches spatialement)



Effet des interactions entre électrons: pseudo-gap de Coulomb

Dans les métaux le potentiel de Coulomb est écranté (approximation de Thomas-Fermi): $\varphi(r) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r} \cdot e^{-k_0}$ Potentiel à courte portée \rightarrow faible interaction e⁻-e⁻

Si les électrons sont diffusifs ou localisés alors l'écrantage est peu efficace: Potentiel de Coulomb à longue portée \rightarrow interaction répulsif entre e⁻ non négligeable. Les électrons vont s'éviter en réduisant leur longueur de localisation $\xi \rightarrow$ système isolant



Calcul de la loi de résistivité:

méthode de percolation des liens résistifs: $R_{ij} = R_{ij}^0 \exp\left(\frac{2r_{ij}}{\xi} + \frac{\varepsilon_{ij}}{k_pT}\right)$



 $\rho(T) = \rho_0 \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^n \qquad \frac{n=1/4 \text{ pour une densité d'états constante au niveau de Fermi}}{n=1/2 \text{ avec pseudo gap de Coulomb}}$ Crossover $\frac{1}{4} \rightarrow \frac{1}{2}$ en abaissant la température.



Comportement R(T) typique d'un isolant d'Anderson

d'Efros@Shklovskii en ½. (échantillon Nb_xSi _{1-x} avec x=0.083)

Isolants d'Anderson sous polarisation électrique.

Effet de champ électrique - Modèle électron-phonon.





L'effet de champ E est souvent dominant à haute température et pour des grandes résistivités.

Effet du champ électrique sur le Variable Range Hopping:

$$\Gamma_{ij} = \exp\left(-\frac{2r_{ij}}{\xi} - \frac{\varepsilon_{ij} - e\vec{E}\vec{r_{ij}}}{k_BT}\right) \qquad \rho(T, E) = \rho_0 \exp\left(\frac{T_0}{T}\left(1 - \frac{eE\xi}{2k_BT}\right)\right)^n \text{ Limite faible champ E}$$

En présence de E, le saut optimal de Mott diminue et la conductivité augmente

Découplage électron-phonon

A basse température le couplage thermique entre les électrons et le réseau cristallin ou les ions d'un système amorphe diminue fortement (faible couplage électron-phonon).

Si le temps de relaxation $\tau_{e-e} < \tau_{e-ph}$ les électrons se thermalisent entre eux et nous pouvons définir une $T_e \neq T_{ph}$ Sous polarisation on observe alors un découplage des bains électron-phonon décrit par la loi:





Chaleur spécifique.

Moment magnétiques localisés, défauts de surface, termes nucléaires...



Bruit intrinsèque - Sensibilité ultime ΔT



Temperature noise spectrum measured with optimized NTD-Ge at 102mK on the Symbol test bend. (R=3M Ω , I=10nA)

The following figure represents a temperature noise spectrum obtained on the Symbol cryostat at 102mK with a H-B Ge NTD G thermometer with a volume of 495 x 1050 x 1050 μ m^3 (R=3MOhm, I=10nA). The thermometer was placed on the bolometer plate of the Symbol thermal architecture V2.1. The thermal fluctuations of the cryogenic system dominate at frequency lower than 1Hz.