

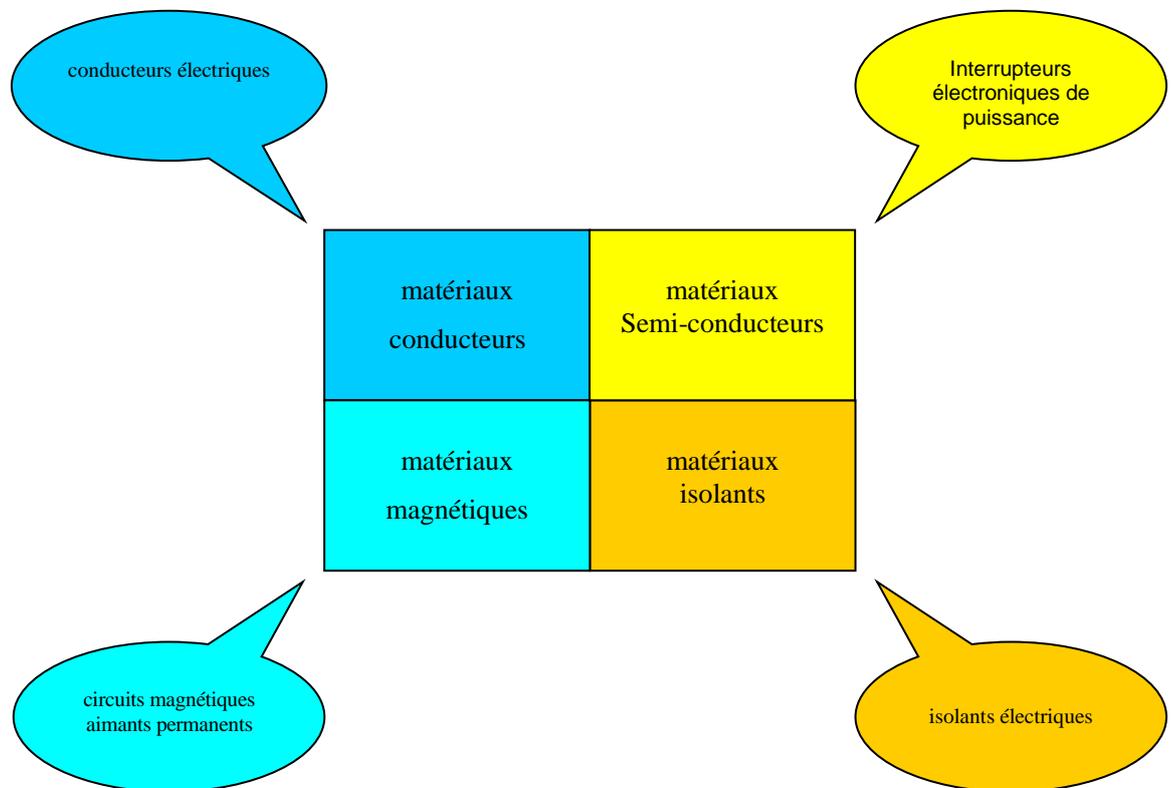
INTRODUCTION

Les machines électriques, connues depuis le siècle dernier, ainsi que l'ensemble du matériel électrique évoluent vers une plus grande compacité, grâce à l'amélioration des matériaux qui les constituent.

I. Classification

Ces matériaux peuvent être classés en quatre groupes selon leur fonction :

- les matériaux conducteurs pour véhiculer le courant électrique.
- les matériaux isolants pour isoler les conducteurs électriques.
- les matériaux magnétiques pour créer ou canaliser l'induction magnétique.
- les matériaux semi-conducteurs pour la fabrication des interrupteurs électroniques de puissance.



La procédure du choix de ces matériaux dépend essentiellement de :

- Le type d'emploi ou bien le domaine d'application ex moteur, transport d'énergie, et d'information, isolation ...etc.
- Les types des contraintes lors d'utilisation de ces matériaux tel que les contraintes électriques tension de service, courant absorbé...etc , Mécanique (vibration torsion, flexion...etc de même les contraintes thermiques : (température Maximale, conductivité thermique..etc) et les contraintes environnementale.
- Et les différentes propriétés électriques (résistivité, perméabilité, constante diélectrique...) et de leur coût, mais aussi de leurs propriétés physiques et mécaniques (densité, dilatation, point de fusion, sensibilité à la corrosion, dureté, élasticité...).

CH I : Matériaux conducteurs.

PROPRIÉTÉS CONDUCTRICES DE LA MATIÈRE

1. INTRODUCTION

La conductivité de la matière est une mesure de sa faculté d'être parcourue par un courant électrique, lorsqu'elle est soumise à un champ électrique E . Le courant étant défini comme un débit de charges électriques, l'étude de la conductivité nécessite qu'on trouve une réponse à chacun des points suivants :

- quels sont les porteurs de charges susceptibles de se déplacer?
- quelle charge transportent-ils chacun?
- comment réagissent ces porteurs lors de l'application d'un champ électrique extérieur, en particulier quelle vitesse moyenne acquièrent-ils?
- quel est leur nombre volumique ?

2. Electrons de conduction. Définition

On appelle *électrons de conduction* certains électrons des couches extérieures susceptibles de se déplacer à travers la matière, sous l'action d'un champ électrique.

Afin d'expliquer la conductivité dans la matière et répondre aux questions précédentes. L'*électron de conduction* sera considérée soit comme :

- Une petite sphère chargée obéissant aux lois **de la mécanique classique**; c'est le **modèle de Boules de billard (Drude)**.
- Un objet quantique libre, c'est-à-dire sans interaction avec le milieu dans lequel il se déplace, sauf au frontière de celui-ci; c'est le modèle **de l'électron libre dans un puits de potentiel (modèle de Sommerfeld)**.
- Un objet quantique soumis à l'action du milieu dans lequel il évolue, mais n'ayant pas lui-même d'influence sur ce milieu qui joue donc un rôle passif; c'est le **modèle des bandes d'énergie**.
- un objet quantique soumis à l'action du milieu, et exerçant un effet sur celui-ci. Ce type d'actions réciproques se rencontre dans **l'étude de la supraconductivité**, il est décrit dans le modèle de Bardeen, Cooper et Schrieffer.

3. LE MODELE BOULES DE BILLARD:

3.1. Introduction : C'est le modèle le plus ancien et le plus élémentaire (par Drude en 1902). Comme son nom l'indique, ce modèle assimile les électrons à de minuscules boules de billard. Ces particules sont donc des objets classiques, simplement régis par la loi de Newton et les lois de Maxwell. Dans 1m^3 de cuivre, il y a environ 10^{20} électrons, il n'est donc pas question de les traiter individuellement, ce qui serait d'ailleurs sans intérêt. C'est le comportement moyen des électrons qu'il convient d'étudier.

Deux types d'interactions conditionnent ce comportement, ce sont :

- l'interaction des électrons avec la matière dans laquelle ils évoluent, et dont ils font partie;
- l'interaction des électrons avec les champs électromagnétiques appliqués de l'extérieur.

3.2. Temps de collision: Définitions

La trajectoire d'un électron dans la matière a schématiquement l'allure suivante :

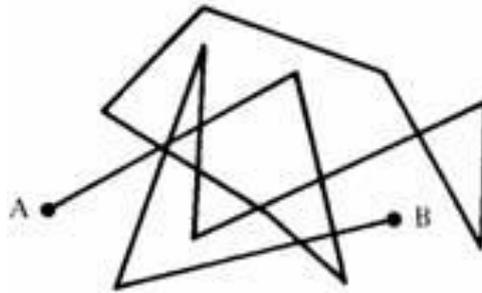


Fig.1 Chemin possible d'un électron entre les points A et B. Chaque changement de direction correspond à un choc.

On appelle *temps de collision* l'intervalle de temps qui sépare deux chocs consécutifs subis par le même électron. Et sa valeur moyenne porte le nom de *temps de collision moyen* τ

3.3. Calcul du temps de collision :

Le caractère aléatoire des mouvements électroniques suggère d'en baser l'étude sur les *hypothèses* suivantes :

- le nombre moyen de chocs que subit un électron pendant un intervalle de temps dt quelconque est égal à αdt , α étant une constante;
- les chocs sont isotropes;
- l'énergie que possède l'électron après le choc est sans corrélation avec son énergie avant le choc.

Le temps de collision moyen pourrait être déterminé par l'expérience imaginaire suivante : on observe une population de n_0 électrons dès un instant $t = 0$, et l'on note pour chaque électron $N_0 i$ le temps t_i après lequel il subit son premier choc. Alors, pour n_0 suffisamment grand :

$$\tau = \frac{1}{n_0} \sum_{i=1}^{n_0} t_i \quad (\text{I.1})$$

En suivant le schéma de cette expérience, la première hypothèse ci-dessus permet de calculer théoriquement τ , si la valeur de α est connue

. Soit $n(t)$ l'effectif, au temps t , des électrons n'ayant pas encore subi un premier choc. La variation dn de $n(t)$ pendant dt est donnée par :

$$dn = -n(t)\alpha dt \quad (\text{I.2})$$

La grandeur positive $(-dn)$ représente le nombre d'électrons qui ont subi leur premier choc entre t et $t + dt$.

Compte tenu de la condition initiale de l'expérience, l'intégration de (I.2) donne immédiatement

$$n(t) = n_0 \exp(-\alpha t) \quad (\text{I.3})$$

De (I.3) on déduit la probabilité pour un électron de ne *pas* subir de choc jusqu'à l'instant t :

$$\frac{n(t)}{n_0} = \exp(-\alpha t) \quad (\text{I.4})$$

La probabilité pour un électron de subir son premier choc entre t et $t + dt$ étant donnée (produit de probabilités indépendantes) par

$$\frac{dn}{n_0} = \exp(-\alpha t) \alpha dt \quad (\text{I.5})$$

On obtient τ par la moyenne pondérée du temps de collision :

$$\int_0^{\infty} t \exp(-\alpha t) \alpha dt = \frac{1}{\alpha} \quad (\text{I.6})$$

S'obtient après intégration par partie:

$$\int_0^{\infty} U'V. = \int_0^{\infty} UV - \int_0^{\infty} UV' \quad \text{avec } V=t \text{ et } U= \exp(-\alpha t).$$

$$\text{NB : } \int_0^{\infty} UV' = -1/\alpha$$

La vitesse des électrons peut être dissociée en deux composantes

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{th} + \mathbf{v}_d \quad (\text{I.7})$$

- v_{th} vitesse thermique d'un électron, qui est due à l'agitation thermique. La moyenne v_{th} du module de v_{th} porte le nom de *vitesse thermique moyenne* des électrons, et qui est donnée par la relation :

$$\bar{v}_{th} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_n}} \quad (\text{I.8})$$

où T représente la température absolue et m_n la masse de l'électron.

- v_d vitesse de dérive d'un électron, elle est due à l'action d'un champ électromagnétique appliqué. Et pour calculer sa valeur moyenne, on considère le cas où seul un champ électrique est appliqué. Celui-ci est supposé uniforme, stationnaire, et dirigé selon un axe x. En prenant pour origine du temps l'instant qui suit immédiatement un choc, l'équation de la trajectoire d'un électron s'écrit :

$$r(x,y,z) = -a t^2 + v_0 t + r_0 \quad (\text{I.9})$$

Cette équation ne reste valable que jusqu'au choc suivant. Le vecteur r_0 donne la position initiale de l'électron. On choisira l'origine du référentiel de façon à annuler r_0 .

La vitesse initiale v_0 de l'électron est égale à la vitesse thermique v_{th} .

L'accélération de l'électron a est : $a = e E/m_n$, est dirigée selon l'axe x.

En conséquence, un électron No1 caractérisé par un temps de collision défini t_i se déplace, entre deux chocs, d'une quantité

$$x_i = \frac{1}{2} a t_i^2 \quad (\text{I.10})$$

Pour un électron appartenant à un ensemble d'électrons caractérisés par un temps de collision t , ce déplacement vaut en moyenne

$$\bar{x} = \frac{1}{2} a \bar{t}^2 \quad (\text{I.11})$$

Un raisonnement analogue à celui qui a permis de calculer τ par l'équation (I.6) permet d'écrire

$$\bar{t}^2 = \int t^2 \exp(-\alpha t) \alpha dt = \frac{2}{\alpha^2} = 2 \tau^2 \quad (\text{I.12})$$

Finalement, la vitesse moyenne de dérive des électrons s'obtient par la relation

$$\bar{v}_d = \frac{\bar{x}}{\tau} = a \tau = - \frac{e}{m_n} \tau E \quad (\text{I.13})$$

3.4. Définition de la mobilité

On appelle mobilité d'un porteur de charge (n pour un électron) le rapport de sa vitesse moyenne de dérive à l'intensité du champ électrique qui la produit. C'est une grandeur définie positive. Sa valeur pour un électron est donnée par :

$$\mu = \frac{|\bar{v}_d|}{|E|} = \frac{e}{m_n} \tau \quad (\text{I.14})$$

3.5. Loi d'Ohm et conductivité

La densité de courant J est définie comme la charge électrique nette traversant une section unité placée perpendiculairement au déplacement des électrons, pendant l'unité de temps (fig. 2).

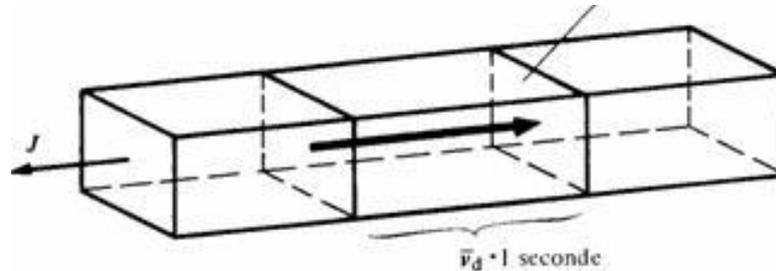


Fig. 2 Les électrons qui traverseront S dans la seconde à venir sont contenus dans un prisme de hauteur v_d 1s.

$$\text{On a donc : } J = - n e v_d \quad (\text{I.15})$$

Où n est le nombre volumique des électrons. Compte tenu de (I.13), cette expression s'écrit :

$$J = \frac{ne^2\tau}{m_n} E_x \quad (\text{I.16})$$

La conductivité se déduit immédiatement de la comparaison de (I.16) avec la loi d'Ohm sous

la forme $J = \sigma E$. Il vient :

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m_n} = ne \frac{e\tau}{m_n} = ne\mu_n \quad (\text{I.17})$$

Dans le cas d'un semi-conducteur, la conductivité est due aux déplacements des électrons et des trous, d'où

$$\sigma_{sc} = ne\mu_n + pe\mu_p \quad (\text{I.18})$$

P : nombre de trous par unité de volume. μ_p est la mobilité des trous.

1.6. Conductivité et température :

La résistance électrique provient de perturbations dans le mouvement des électrons, provoquées par la présence de défauts cristallins. L'étude de la variation de la conductivité en fonction de la température nécessite la séparation des effets de chaque type de défaut. Dans ce but, les défauts sont regroupés dans les trois catégories suivantes:

- Phonons,
- Impuretés chimiques (atomes étrangers interstitiels ou en position de substitution),
- Défauts provenant de déformations mécaniques (dislocations principalement).

Il convient donc de dissocier aussi le choc électronique moyen considéré jusqu'ici en trois types de chocs correspondant chacun à l'une des catégories de défauts énumérés ci-dessus.

Soient respectivement α_{ph} , α_{im} , $\alpha_{d\acute{e}f}$, le nombre de chocs moyen pour un électron de subir, pendant un intervalle de temps unité, un choc avec un phonon, une impureté chimique, un défaut provoqué par déformation mécanique. Ces trois probabilités étant indépendantes les unes des autres,

$$\alpha = \alpha_{ph} + \alpha_{im} + \alpha_{d\acute{e}f} \quad (I.20)$$

Le temps de collision moyen pour chaque type de choc est:

$$\tau_{ph} = 1 / \alpha_{ph} ; \quad \tau_{im} = 1 / \alpha_{im} \quad ; \quad \tau_{d\acute{e}f} = 1 / \alpha_{d\acute{e}f} \quad (I.21)$$

d'où

$$1 / \tau = 1 / \tau_{ph} + 1 / \tau_{im} + 1 / \tau_{d\acute{e}f} \quad (I.22)$$

Les résistivités partielles résultant de chaque type de choc doivent être additionnées pour obtenir la résistivité du matériau considéré.

$$\rho = \frac{m_n^2}{ne^2} \left(\frac{1}{\tau_{ph}} + \frac{1}{\tau_{im}} + \frac{1}{\tau_{d\acute{e}f}} \right) \quad (I.23)$$

L'expérience montre que ρ_{im} et $\rho_{d\acute{e}f}$ sont indépendantes de la température.

Pour des températures voisines de la température ambiante et jusqu'à quelques centaines de degrés, on utilise une approximation du type

$$\rho(\theta) = \rho(\theta = 0) [1 + \alpha_\theta \theta] \quad (I.24)$$

où α_θ est le coefficient de température de la résistivité. θ la température en degrés centigrades.

4. LE MODÈLE DES BANDES D'ÉNERGIE

4.1. Introduction

LA conductivité dans le cas des semi-conducteurs et des isolants est totalement différente. Une conductivité électrique faible, voire quasi nulle, signifie que les électrons de valence restent très fortement liés aux atomes. Cette situation est typique des liens de covalence et de valence ionique, par opposition aux liens de valence métallique.

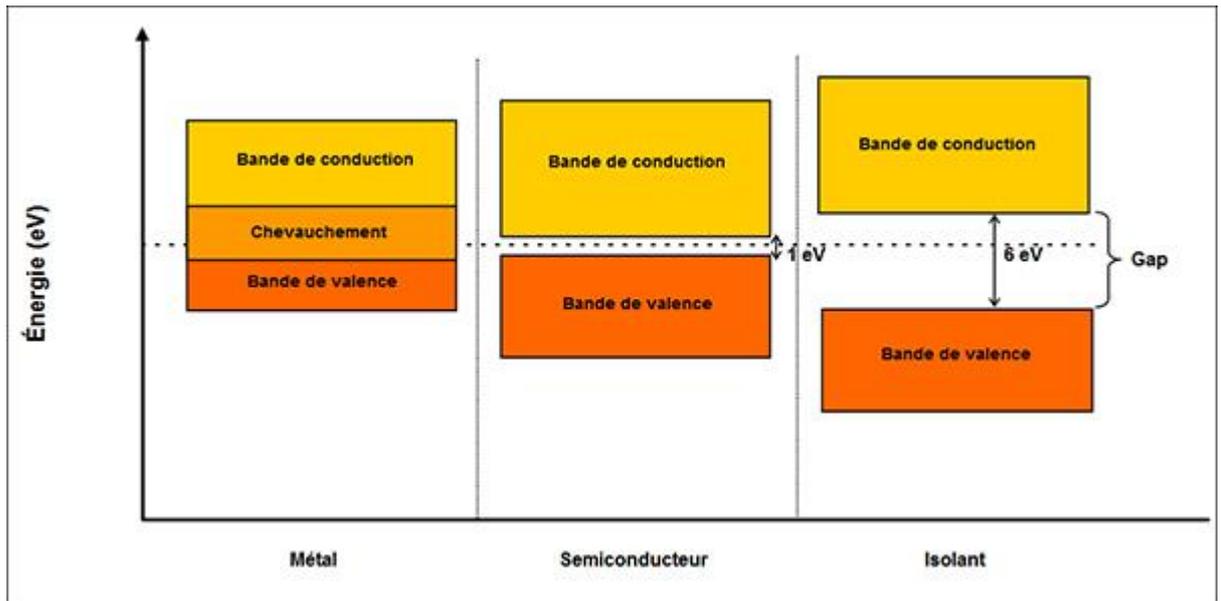


Fig.3 Structure en bande dans un isolant, un semi-conducteur et un solide.

La théorie des bandes est un modèle quantique en physique des solides qui détermine les énergies possibles des électrons dans un solide et permet de comprendre la notion de conductivité électrique. Il est issu de la théorie des orbitales moléculaires. Dans un solide, les niveaux d'énergie permis sont confinés dans une bande dont la largeur, de l'ordre de l'électronvolt, dépend du cristal et du recouvrement des orbitales atomiques. Les solides ont une structure de bandes ; on distingue les bandes d'énergie permises, et les bandes d'énergie interdites. Les bandes d'énergie se remplissent selon la loi statistique de Fermi : on montre qu'à 0 K, les électrons occupent tous les niveaux d'énergie inférieure à l'énergie de Fermi, ou niveau de Fermi. Sa valeur est caractéristique du cristal considéré. On met alors en évidence la bande de valence et la bande de conduction.

4.2. *Electrons dans un potentiel périodique. Cas unidimensionnel*

L'énergie potentielle W_{pot} d'un électron dans un cristal unidimensionnel de vecteur fondamental a possède l'allure décrite à la figure suivante. Le comportement de cet électron est régi par l'équation de Schrödinger, qui prend ici la forme :

$$\frac{\hbar^2}{2m_x} \frac{d^2 \Psi}{d x^2} + (W - W_{pot}(x)) \Psi = 0 \quad (I.25)$$

Cette équation admet pour solutions des fonctions du type

$$\Psi(x) = U_k(x) \exp^{jkx} \quad (I.26)$$

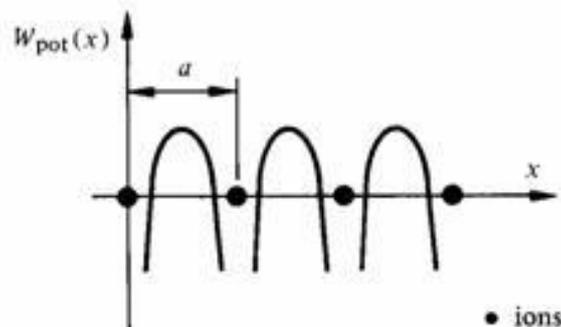


Fig.4 Appelées fonction de Bloch. La fonction $U_k(x)$ est périodique, de même période a que le cristal :

L'importance de cette conduction dépend très fortement de la largeur W de la bande interdite. Seule la valeur de W distingue un semi-conducteur d'un isolant. Un semi-conducteur est un isolant à bande interdite étroite. Le tableau suivant résume le comportement électrique des matériaux selon leur valeur de W , à température ambiante.

ΔW	Comportement
$> 5 \text{ eV}$	isolant
$\sim 1 \text{ eV}$	semiconducteur
$< 0.15 \text{ eV}$	métallique

5. Supraconductivité

2.1. Mise en évidence expérimentale:

Sous certaines conditions la conductivité d'un matériau peut devenir infinie (la résistivité nulle), le matériau devient alors supraconducteur.

Le phénomène de supraconductivité n'apparaît qu'en dessous d'une certaine température appelée température critique T_c , mais il existe aussi une limite de l'intensité du courant qui le parcourt et qui est appelée intensité critique I_c . On montre expérimentalement que la résistivité d'un supraconducteur est inférieure à $10^{-25} \Omega.m$ par comparaison avec la résistivité du cuivre à 300 K qui est de l'ordre de $10^{-7} \Omega.m$.

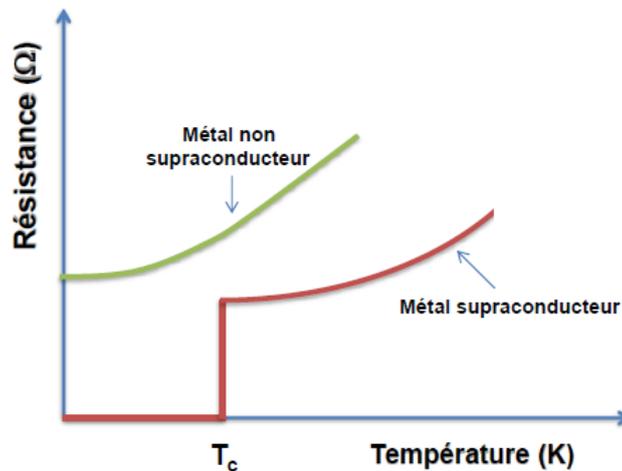


Fig:5 Différence de la variation de la résistance en fonction de la température pour deux métaux unsupraconducteur et un autre non supraconducteur.

5.2. Température critique et champ critique:

La température critique T_c et le champ critique H_c sont liés par une relation empirique suivante:

$$H_c = H_{c0} \left[1 - \left(\frac{T_c}{T_{c0}} \right)^2 \right] \quad (I.27)$$

4.2. Effet Meissner

Lorsqu'un supraconducteur massif est placé dans un faible champ magnétique \vec{H} , il agit comme un matériau diamagnétique parfait, avec une induction magnétique \vec{B} nulle dans le supraconducteur. C'est l'effet Meissner.

Cependant un champ magnétique suffisamment fort a pour effet de détruire la supraconductivité. Le seuil, ou valeur critique, du champ magnétique qui détruit la supraconductivité est noté H_c , il dépend de la température.

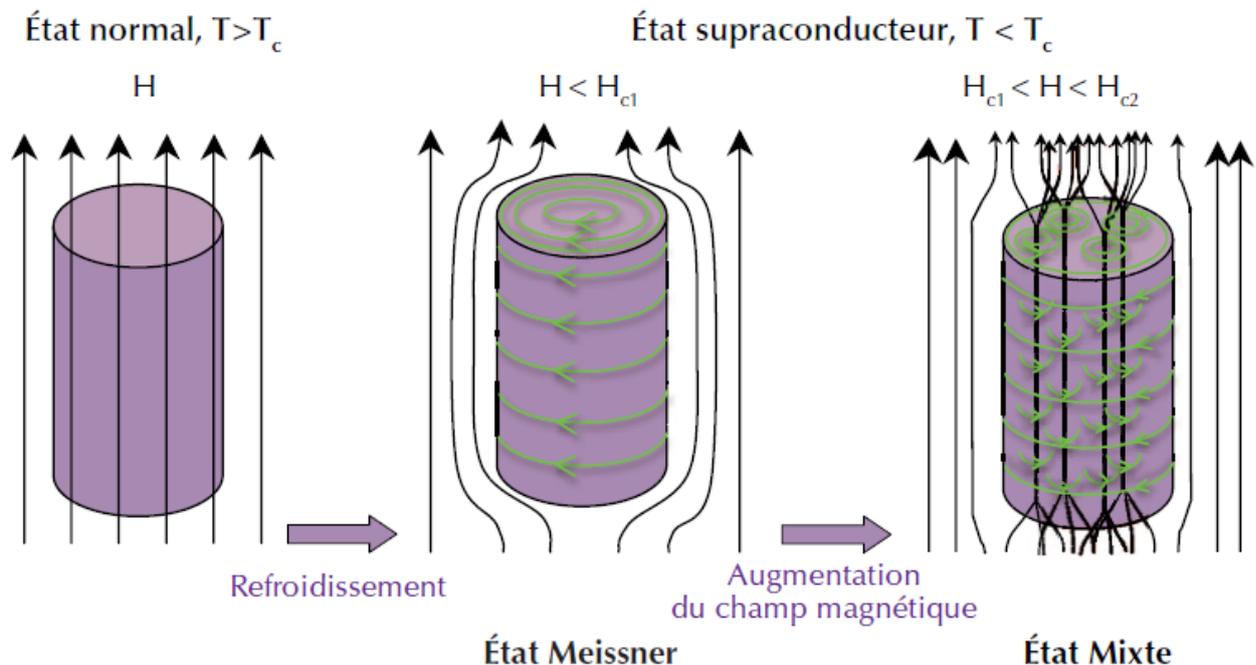


Fig.6.: Effet Meissner dans une sphère supraconductrice refroidie dans un champ magnétique uniforme, au dessous de la température critique les lignes de champ sont éjectées de la sphère.

5.3. Les différents types des supraconducteurs :

Initialement, les scientifiques pensaient que tous les supraconducteurs réagissaient de la même manière. Mais les expériences ont démontré l'existence de deux types de supraconducteurs.

- **Les supraconducteurs de type I** : Leur température critique est très basse, ils sont caractérisés par un diamagnétisme parfait. La transition de l'état normal à supraconducteur est brutale fig
- **Les supraconducteurs de type II** : Leur température critique est plus élevée que celle des supraconducteurs de type I. La transition de l'état normal à supraconducteur est moins brutale, et les supraconducteurs de type II ne sont pas parfaitement diamagnétiques. Sous certaines conditions, ils laissent passer des lignes de champ magnétique. Entre les deux valeurs de champ magnétique, le matériau est dans un état mixte. Le champ y entre par des lignes de flux magnétiques, assimilées à des tubes. Ce sont **des vortex**. À la surface du supraconducteur, ils forment un réseau triangulaire. Dans ces vortex, on peut mesurer une résistance électrique normale

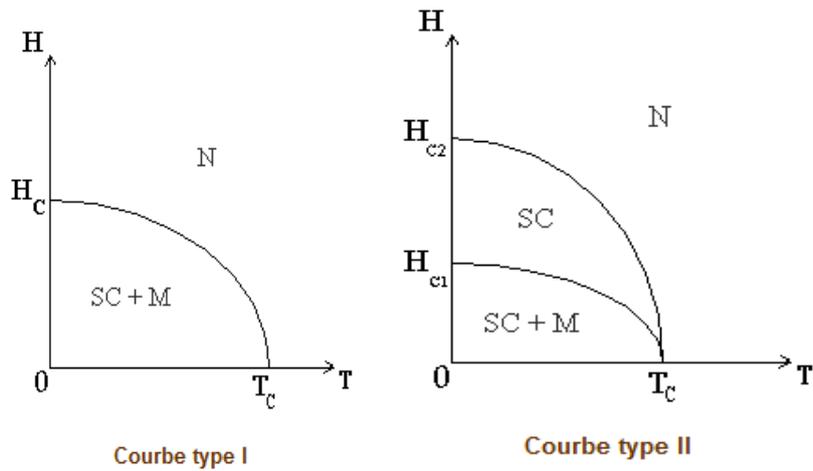


Fig.7. Graphe représentant la valeur du champ magnétique critique en fonction de la température.

SC : État supraconducteur résistivité nul, N : État normal, M : Effet Meissner.

• **Les Vortex:**

Un vortex porte un quantum de flux magnétique Φ_0 tel que :

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Wb} \quad (\text{I.28})$$

Avec h la constante de Planck et e la charge élémentaire d'un électron.

Le réseau formé possède ainsi un pas a , tel que

$$a = \sqrt{2 \frac{\Phi_0}{B \sqrt{3}}}$$

Ainsi, plus l'intensité magnétique B est forte, plus le réseau est dense.

Un vortex est composé de deux cylindres coaxiaux, dont les rayons sont respectivement, pour le cylindre intérieur, la longueur de cohérence ζ , pour le cylindre extérieur, celle de London λ , qui sont les deux grandeurs caractéristiques d'un vortex. Le cœur du vortex est une zone non supraconductrice.

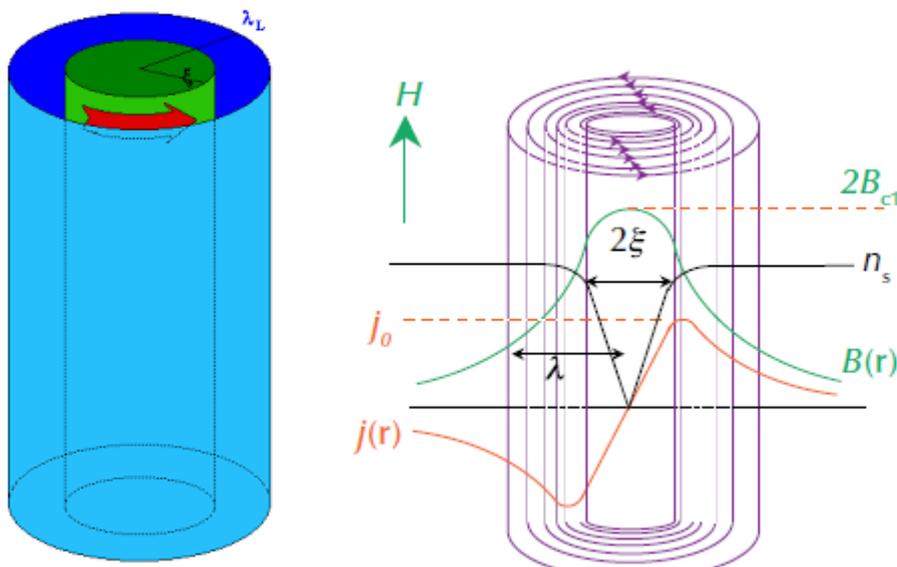


Fig.8. Représentation d'un vortex. ξ : longueur de cohérence, λ_L : longueur de London.

5.4. Théorie des frères London

La théorie des frères London est une première approche phénoménologique de la supraconductivité. En ne s'appuyant que sur la résistivité nulle du matériau, les lois de Maxwell perdent de leur sens. Ainsi, Fritz et Heinz London choisirent d'introduire le fait que le courant supraconducteur soit porté par des charges libres, et établirent alors **une première équation** qui correspond à l'équation de la dynamique des électrons dans un conducteur parfait

Avec n la densité d'électrons, m la masse de l'électron, et q sa charge.

$$\frac{d}{dt} \vec{j} = \frac{nq^2}{m} \vec{E}$$

Sur la base de la première équation, les frères London ont établis **une deuxième équation de London**, Cette équation lie ainsi la densité de courant au champ magnétique.

:

$$\mu_0 \text{rot} \vec{j} = \frac{-1}{\lambda_L^2} \vec{B}$$

On introduit dans les équations ci-dessus, la longueur de pénétration dite de London, telle que

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} m : \text{masse de l'électron} \\ n_s : \text{densité d'électrons supraconducteurs} \\ e : \text{charge de l'électron} \end{cases}$$

Cette longueur, est ainsi une longueur caractéristique de l'état supraconducteur, elle définit en fait l'épaisseur sur laquelle pénètre le champ magnétique.

Avec m

4.5. La théorie BCS

- La théorie des phonons :

Lorsqu'un courant électrique passe dans le métal, les électrons libres sont en mouvement. Un des électrons est alors attiré par les ions positifs du métal, grâce à l'interaction électromagnétique. De même, ces ions positifs sont, eux aussi, attirés par l'électron (3ème loi de Newton), et donc déplacés de leur structure, à l'origine organisée. La déformation de la structure, ou vibration des atomes, est appelée phonon.

Les ions, se rapprochant vers l'électron en mouvement, forcent alors un autre électron à suivre le premier, toujours par cette même force d'interaction électromagnétique, car étant plus lourds que l'électron, ils ne se replacent pas immédiatement. La force d'attraction des ions étant plus élevée que la force de répulsion entre les électrons, qui possèdent une charge identique, va forcer les électrons à s'apparier. Cet appariement est nommé paire de Cooper. L'énergie de la paire d'électrons est basse, de l'ordre de 10^{-3} eV, donc la chaleur suffit à casser ces paires de Cooper.

Pour cette raison, les paires de Cooper n'existent que dans le cadre de la supraconductivité, c'est-à-dire dans des matériaux soumis à de très basses températures. Les deux électrons d'une paire de Cooper vont donc se comporter comme un boson dont le nombre quantique magnétique est entier.

- La théorie BCS (Bardeen, Cooper et Schrieffer) explique le comportement supraconducteur à très basses températures par un mécanisme de couplage électron-phonon: les électrons se déplacent en paire de spin opposé (paire de Cooper) et n'entre plus en collision avec les ions du réseau. Le passage du premier électron déforme légèrement le réseau (phonon) et crée un gradient de potentiel qui facilite le passage de l'autre électron sans aucune restriction.

Cependant, la théorie BCS ne peut expliquer la supraconductivité à hautes températures.

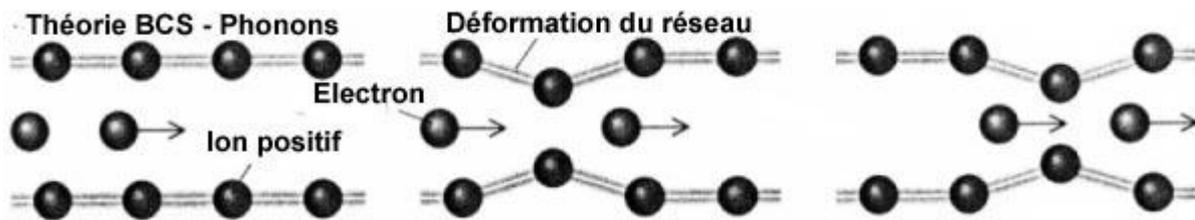
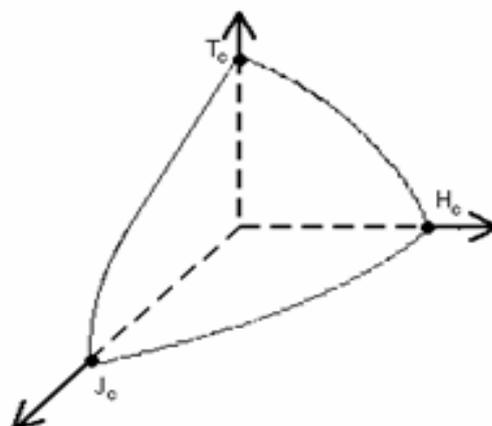


Fig. Interaction phonon-électron.

4.7. Les paramètres critiques de la supraconductivité:

L'état supraconducteur est défini par trois facteurs très importants : la température critique (T_c), le champ critique (H_c), et la densité de courant critique (J_c). Chacun de ces paramètres dépend beaucoup des deux autres propriétés. Le maintien de l'état supraconducteur exige que le champ magnétique et la densité de courant, aussi bien que la température, demeurent au-dessous des valeurs critiques, qui dépendent du matériau.

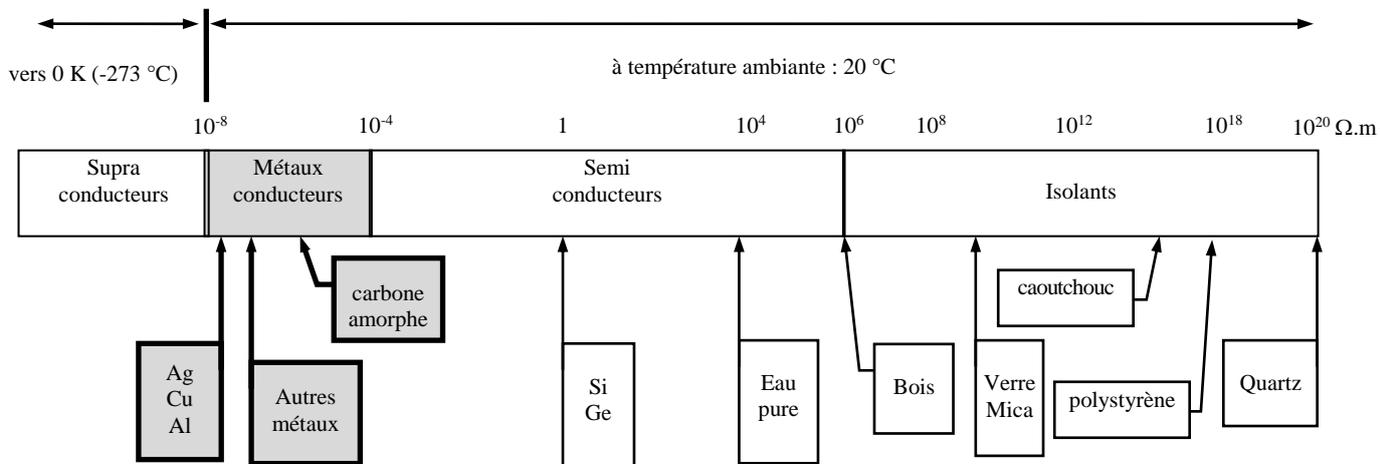
Diagramme de phase critique



5. Echelle des résistivités

Sur l'échelle des résistivités, les conducteurs présentent une faible résistance au passage du courant (Fig).

Les matériaux supraconducteurs sont des conducteurs qui, en dessous d'une certaine température critique (-148°C pour la plus élevée connue actuellement), ne présentent plus aucune résistance au passage du courant (résistivité électrique nulle).



Le tableau suivant présente quelques conducteurs les plus utilisés :

METAUX USUELS (éléments de transition)					NON METAUX		
Al	Aluminium	Sn	étain	Au	Or	C	Carbone
Ag	Argent	Fe	fer	Pt	platine	Ge	germanium
Cr	Chrome	Hg	mercure	Pb	plomb	O	Oxygène
Co	Cobalt	Mo	molybdène	W	tungstène	P	phosphore
Cu	Cuivre	Ni	nickel	Zn	zinc	Si	silicium

Fontes : fer (92 %) + 2 à 5 % de carbone + impuretés

Aciers : fer (97 % min) + 0,05 à 1,5 % de C + traitements thermiques

bronzes : Cu + ≈ 10 % de Sn

Laitons : Cu + ≈ 50 % de Zinc

Constantan : Cu + Ni

7. Propriétés physiques

Les conducteurs électriques sont essentiellement des métaux ou des alliages métalliques. Ils possèdent tous à peu près les caractéristiques suivantes :

- faible résistivité électrique : $< 10^{-6} \Omega\text{m}$ (≈ 1 million de milliard fois plus pour les isolants)

- bonne conductivité thermique : $\approx 100 \text{ W}/(\text{m}^\circ\text{C})$ (≈ 500 fois moins pour les isolants)

- solide de grande dureté sauf pour le mercure (liquide), le sodium et le plomb

- densité élevée : ≈ 10 sauf pour **Al** : 2,6 et **Au, Pt et W** : ≈ 20

- influence importante de la température sur :

.la résistivité : **40 % en plus** pour 100 °C d'élévation

.la dilatation linéique : **qq. mm/m** pour 100 °C d'élévation

- influence importante de la fréquence sur la résistivité : **effet de peau** : en alternatif, le courant n'utilise pas la totalité de la section du conducteur mais a tendance à circuler sur sa périphérie. Ce phénomène se traduit par l'augmentation de la résistance du conducteur. C'est la raison pour laquelle on fractionne le câble en plusieurs

brins (fil de Litz en HF).

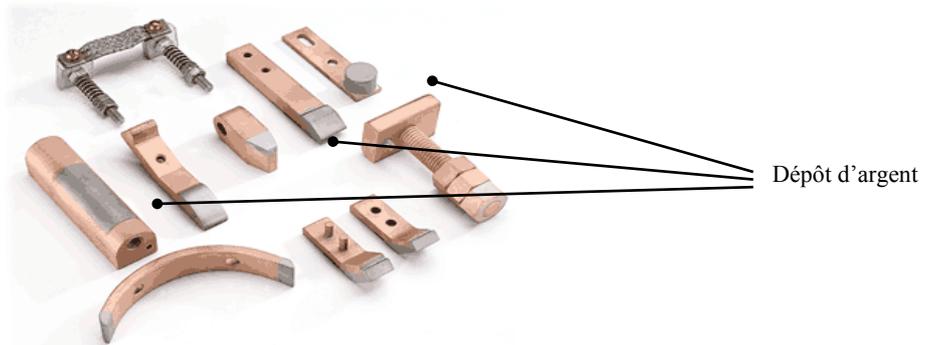
8. Les applications des matériaux conducteurs:

Bobinages de machines et câbles électriques

Les moins résistifs et les plus économiques sont le **cuivre et l'aluminium**. Ce dernier, étant quasiment 2 fois plus résistif mais 3 fois plus léger, est utilisé pour les lignes de transport haute tension.

Amélioration des contacts électriques

Le platine, l'or et surtout l'argent, qui ont une très bonne résistivité, et qui sont difficilement altérable (par choc, par corrosion ou par arc électrique) sont déposés en surface du cuivre ou de l'aluminium pour améliorer les résistances de contact et la durée de vie des fusibles, des bras de sectionneur HT, des contacteurs...



Câblage et soudure

L'étain et le plomb, grâce à leur faible température de fusion sont utilisés pour le câblage des circuits imprimés.

En micro-électronique, on utilise l'argent pour braser les « puces », et l'or ou l'aluminium pour effectuer le câblage par fils de très faible diamètre (bondings de 10 à 500 μ).

Contacts glissants

Le carbone amorphe (« charbon ») entre dans la constitution des balais de machines à courant continu et de machines synchrones ou asynchrones. Malgré sa résistivité médiocre, il n'altère pas les bagues ou collecteurs tournants et présentent une bonne résistance de contact.

Le bronze est utilisé dans les contacts avec les caténaires.

Résistances bobinées

Il faut une résistivité plus élevée que pour les câbles ($\approx 100 \cdot 10^{-8}$). On les atteint avec des alliages :

Fe Cu Ni (mallechort)

Ni Cr

Fe Ni Cr

Fe Cr Al

Lampes à incandescence

Le tungstène, grâce à sa température de fusion élevée (3400 °C), constitue le filament des lampes à incandescence.

Lampes à décharges

Le mercure et le sodium, sous forme de vapeur, émettent un rayonnement lumineux.

Sondes de température

thermocouple : plages de [-185 °C , 300 °C] à [20°C , 2300°C]: la jonction de 2 métaux différents (fer, cuivre, platine...) génère une tension fonction de la température.

thermorésistance : plages de [0 °C , 200 °C] à [600°C , 850°C] : le plus souvent en fil de platine (sonde PT 100). La résistance, parcourue par un courant connu, génère une tension fonction de la température.

CARATERISTIQUES DES METAUX CONDUCTEURS

Désignation et composition	Masse volumique (Kg/m ³)	Température de fusion (°C)	Conductivité thermique (W/(m.K))	Coefficient dilatation thermique (10 ⁻⁶ /°C)	Résistivité à 20°C (10 ⁻⁸ Ω.m)	Coefficient de température (10 ⁻⁴ /°C)	Résistance à la rupture (N/mm ²)	Allongement (%)	Dureté (H.B.)	Propriétés et emploi
Argent -- Ag	10,5	960	408	20	1,6	38	157		55	Excellentes propriétés électriques. Grande résistance à l'oxydation. Allié au Cd, Ni : contacts électriques. Fusibles. Elément d'alliage du cuivre et du tungstène.
Cuivre -- Cu	8,9	1085	400	17	1,7	39	25 à 30	10 à 40	50 à 90	bon conducteur. Ductile, malléable (laminage, filage, emboutissage, pliage...). Pur ou faiblement allié : fils, câbles, barres, lames collecteur, caténares, bagues de moteurs, appareillages en alliages... alliages : laitons, bronzes, maillechort, constantan
Or -- Au	19,3	1064		19	2,1	30			36	Métal rare. Inaltérable et inoxydable Câblage microélectronique. Contacts.
Aluminium -- Al	2,7	660	222	23	2,8	43	80 à 170	1 à 45	15 à 45	Très léger. Protégé par la faible couche d'alumine qui se forme à sa surface. Très malléable (moulage, laminage, filage, emboutissage, pliage, usinage...). Câbles, câbles aériens, barres, cages de moteur
Sodium -- Na	1	98	134	71	4,2					Très mou, léger. Très réactif avec l'eau. Fluide caloporteur. Lampes à décharge
Rhodium -- Rh	12,4	1960	88	8	4,5					Très rare (3 tonnes/an). Inaltérable et difficile à travailler. Thermocouple. Contacts électriques.
Tungstène -- W	19,1	3410	201	4	5,5	48	900		340	Très dur. Grande résistance à température très élevée. Filaments de lampes à incandescence. Contacts électriques (alliés avec Cu et à Al).
Zinc -- Zn	7,1	420	113	29	5,9	42				Malléable à chaud (150 °C). Protégé par la faible couche d'oxyde qui se forme à sa surface. Revêtement anti-corrosion. Allié au cuivre dans les laitons.
Cadmium -- Cd	8,7	320	92	7	6,8	38	50			Bonne résistance à la corrosion. Toxique. Batterie nickel-cadmium
Nickel -- Ni	8,9	1455	92	13	6,8	47			155	Bonne dureté. Inoxydable. Allié au fer (matériaux magnétiques, acier inoxydable). Batterie nickel-cadmium. Thermocouples. Résistances.
Fer -- Fe	7,9	1540	75	12	9,7	55				Facilement oxydable, magnétique. Grand nombre d'alliages :, maillechort, constantan, aciers. Matériau magnétique. Résistances.
Platine -- Pt	21,5	1773	71	89	10	48	180		70	Très Bonne résistance à la corrosion et à l'arc électrique. Grande dureté. Contacts. Electrodes. Thermocouple. Thermorésistance
Etain -- Sn	7,3	232	27		11,5	43	80			Faible température de fusion. Allié au cuivre dans les laitons et au plomb pour les soudures électriques.
Plomb -- Pb	11,3	327	35	29	21	42	50			Mou, ductile et malléable. Bonne résistance à la corrosion. Toxique. Batteries. Soudures électriques. Armure de câbles électriques.
Mercure -- Hg	13,6	-39			96	9	xxx	xx	xx	Liquide à température ambiante. Toxique. Contacts électriques. Tubes fluorescents. Lampes à vapeur de mercure.

CARATERISTIQUES DES ALLIAGES METALLIQUES CONDUCTEURS

Désignation et composition	Masse volumique (Kg /m ³)	Température de fusion (°C)	Conductivité thermique (W/(m.K))	Coefficient dilatation thermique (10 ⁻⁶ /°C)	Résistivité à 20 °C (10 ⁻⁸ Ω.m)	Coefficient de température (10 ⁻⁴ /°C)	Résistance à la rupture (N/mm ²)	Allongement (%)	Dureté (H.B.)	Propriétés et emploi
Laitons Cu+15 à 40%Zn	≈ 8	≈ 940		18	6,5	10	300 à 600	10 à 45	50 à 80	résistance à l'oxydation. Emboutissage. Usinage. Petites pièces de matériels électriques. Cosses, douilles, culots, raccords..
Bronzes Cu+10% Sn+Zn Cu+10% Al+Zn	≈ 9	900		17	12 à 15	5	200 à 240	5 à 20	60 à 70	Moulage. Pièces moulées, pièces frottantes. collecteur, caténares, portes balais
Constantan Cu+45% Ni		1240			49	0	320	6		Résistivité indépendante de la température. Thermocouples. Appareils de mesure.
maillechort Cu+25% Ni+25%Zn	8,5	1000		23	30 à 50	2,5	520	1 à 45	140	Malléable, ductile, inaltérable. Usinable, résistant à la rupture. Résistivité importante résistances, ressorts conducteurs