

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE & POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR & DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE



**Ecole Supérieure en Génie
Electrique et Energétique d'Oran**



Matériaux du Génie Electrique

Cours

Dr KHATIR RADJA

2016/2017

Table Des Matières

<i>Chapitre I</i>	<i>Généralités</i>	<i>1</i>
<i>Chapitre II</i>	<i>Classification des matériaux</i>	<i>9</i>
<i>Chapitre III</i>	<i>Conducteurs et métaux.....</i>	<i>13</i>
<i>Chapitre IV</i>	<i>L'effet de peau dans les conducteurs.</i>	<i>24</i>
<i>Chapitre V</i>	<i>Les semi-conducteurs.....</i>	<i>28</i>
<i>Chapitre VI</i>	<i>Propriétés magnétiques des matériaux.....</i>	<i>39</i>
<i>Chapitre VII</i>	<i>Matériaux ferromagnétiques</i>	<i>52</i>
<i>Chapitre VIII</i>	<i>Matériaux supraconducteurs.....</i>	<i>68</i>

Chapitre I

Généralités

I.1. Etats des corps	1
I.1.1. La matière	
I.2. Système moléculaire	2
I.2.1. Les changements d'états de la matière	2
I.3. Réseaux cristallins	3
I.3.1. Structure cristalline : Solides amorphes	
I.3.2. Structure cristalline : Solides polycristallins	3
I.3.3. Structure cristalline : Solides cristallins	4
I.3.4. Structure cristalline : Cristal parfait.....	4
I.3.5. Structure cristalline : Réseau Cristallin.....	4
I.3.6. Structure cristalline : Les sept systèmes cristallins et les quatorze réseaux de Bravais.....	5
I.4. Défauts des réseaux cristallins	5
I.4.1. Les Défauts Ponctuels	6
I.4.1.1. Les Lacunes	6
I.4.1.2. Les Interstitiels	6
I.4.1.3. Concentration des Défauts Ponctuels	6
I.4.1.3. Atomes en Substitution	7
I.4.1.4. Défauts de Frenkel et de Shottky	7
I.4.2. Les Défauts Linéaires	7
I.4.2.1. Dislocations coin.....	
I.4.2.2. Dislocations vis.....	7
I.4.2.3. Interaction avec des défauts ponctuels.....	7
I.4.2.4. Mouvement des Dislocations.....	7
I.4.3. Les Défauts Bidimensionnels	8
I.4.3.1. Les Joints de Grains	
I.4.4. Les Défauts Tridimensionnels.....	9
I.4.4.1. Les précipités	9
I.4.4.2. Les inclusions	9

I.1. Etats des corps

I.1.1. La matière: est tout ce qui est substance, de la plus petite poussière à la plus gigantesque étoile. Substance, réalité constitutive des corps, douée de propriétés physiques.

Caractéristiques des différents états:

Etat solide	Etat liquide	Etat gazeux
Forme déterminée.	Forme indéterminée : - un liquide prend la forme du récipient qui le contient : il n'a pas de forme propre. - dans le récipient qui le contient, un liquide s'étale. - la surface libre d'un liquide au repos est plane et horizontale. Lorsque deux vases communiquent, les surfaces libres du liquide qu'ils contiennent sont dans un même plan horizontal.	Forme indéterminée.
Volume déterminé.	Volume déterminé: lors de transvasements dans différents récipients, son volume ne varie pas.	Volume indéterminé: un gaz occupe tout l'espace disponible : n'a pas de volume propre.
Incompressible.	Incompressible.	Incompressible : si on remplit une seringue d'air, dont on bouche le petit tube de sortie, on pourra enfoncer le piston ; si on relâche la pression, le piston reprend sa place.
Les molécules serrées les unes contre les autres, se déplacent peu : elles vibrent seulement.	Les molécules moins serrées roulent les unes sur les autres et s'étalent parfaitement. On dit que les liquides sont fluides.	Les molécules ne sont pas serrées du tout, elles se repoussent après s'être cognées et s'écartent : elles occupent tout le volume offert (le gaz se disperse de lui-même)

I.2. Système moléculaire

Les solides: les atomes ou les molécules constituant un solide forment un réseau en se maintenant très rapprochés et pratiquement immobiles. Lorsque le solide est chauffé, ses constituants vibrent plus énergiquement et des trous apparaissent dans le réseau : les molécules peuvent alors commencer à se déplacer. La substance coule, le solide a fondu et s'est transformé en liquide.

Les liquides: on peut imaginer facilement que les molécules d'un liquide roulent les unes sur les autres ce qui leur permet de couler ou de prendre la forme du récipient qui les contient. Quand on chauffe un liquide, le mouvement des molécules augmente et quelques-unes peuvent s'échapper de la surface. Elles se déplacent ensuite rapidement en s'écartant les unes des autres et forment un gaz.

Les gaz: les molécules ou les atomes d'un gaz se déplacent continuellement à grande vitesse dans toutes les directions. Les molécules étant très espacées, il est facile de comprimer un gaz. Quand on le comprime fortement, il repasse à l'état liquide

I.2.1. Les changements d'états de la matière

Un changement d'état est le passage d'un état à un autre sous l'effet d'un changement de température ou de pression.

La matière peut en général, passer d'un état à l'autre:

La liquéfaction est le passage de l'état gazeux à l'état liquide.

La condensation est une liquéfaction sous forme de gouttelettes.

La vaporisation est un phénomène général du passage de l'état liquide à l'état gazeux.

La vaporisation se fait soit par:

-L'évaporation, c'est-à-dire à la température ambiante quelle qu'elle soit (dans le cas de l'eau, même lorsqu'il gèle) car c'est un phénomène de surface où le liquide s'évapore au contact de l'air.

-L'ébullition, est un phénomène qui se réalise en profondeur. Tout le liquide est chauffé et des bulles se forment à l'intérieur du liquide. Chaque substance a une température d'ébullition qui lui est propre.

La fusion est le passage de l'état solide vers l'état liquide.

La solidification est le passage de l'état liquide à solide.

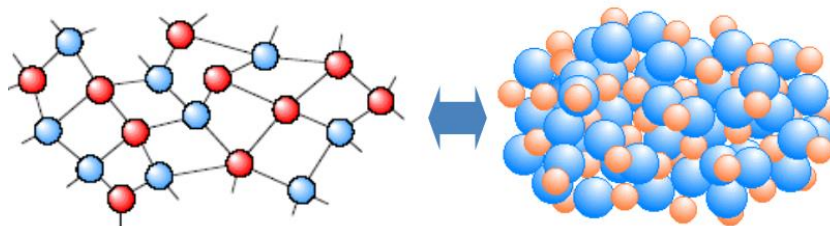
La sublimation est le passage de l'état solide à gazeux et inversement.

I.3. Réseaux cristallins

I.3.1. Structure cristalline : Solides amorphes

Solide amorphe (non cristallin) est composé d'atomes, d'ions ou de molécules orientés au hasard, qui ne forment pas des motifs définis ou des structures en réseau.

- Les matériaux amorphes ont un ordre seulement à quelques dimensions atomiques ou moléculaires.
- Les matériaux amorphes n'ont pas d'ordre de longue portée, mais ils ont des ordres à courte portée à des degrés variables
- Exemples de matériaux amorphes: silicium amorphe, plastiques et verres.



Le silicium amorphe est utilisé dans les cellules solaires et dans les transistors en couches minces.

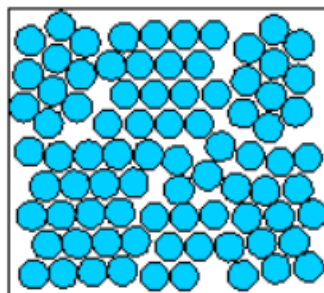
I.3.2. Structure cristalline : Solides polycristallins

Solide polycristallin est un matériau constitué d'un agrégat d'un grand nombre de petits monocristaux.

Matériau polycristallin ont un degré élevé de l'ordre sur de nombreuses dimensions atomiques ou moléculaires.

Ces régions ordonnées, ou régions monocristallines, varient en taille et en orientation. Ces régions sont appelées comme grains (domaine) et sont séparées les unes des autres par des joints de grains. L'ordre atomique peut varier d'un domaine à l'autre.

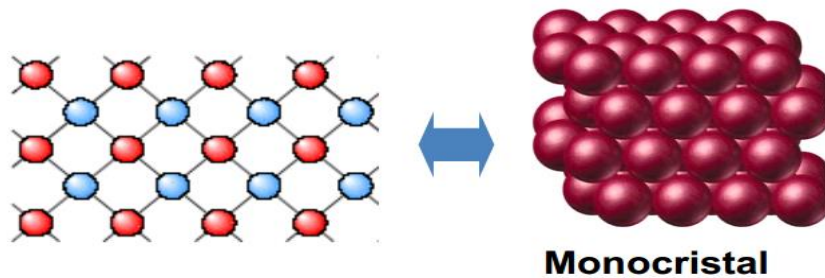
-Les grains sont généralement de 100 nm - 100 mm de diamètre. Polycristaux avec des grains qui sont <10 nm de diamètre sont appelés nanocrystalline



I.3.3. Structure cristalline : Solides cristallins

Solide cristallin est un solide, dans lequel les atomes ou molécules sont arrangés selon un motif déterminé répété en trois dimensions.

- Les monocristaux: Ils sont caractérisés par un ordre **à longue distance**. Les atomes (molécules) sont rangés régulièrement dans tout l'espace. Le monocristal forme donc un réseau périodique tridimensionnel d'atomes. Si le solide présente un seul arrangement, on a un **monocristal**.

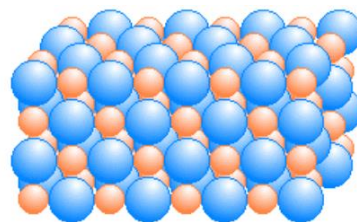


I.3.4. Structure cristalline : Cristal parfait

En effet, on ne peut pas préparer un cristal parfait. Par exemple, même la surface d'un cristal est un type d'imperfection parce que la périodicité est interrompue en surface.

Un autre exemple, les vibrations thermiques des atomes autour de leur position d'équilibre pour une température $T > 0 \text{ } ^\circ \text{K}$

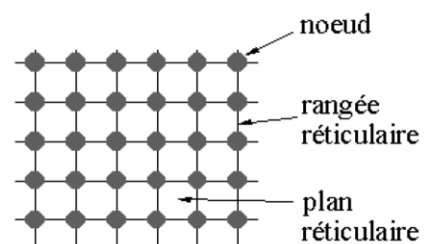
Comme troisième exemple, le cristal réel contient toujours des atomes étrangers, c'est à dire, les impuretés. Ces impuretés gâchent la structure cristalline parfaite.



I.3.5. Structure cristalline : Réseau Cristallin

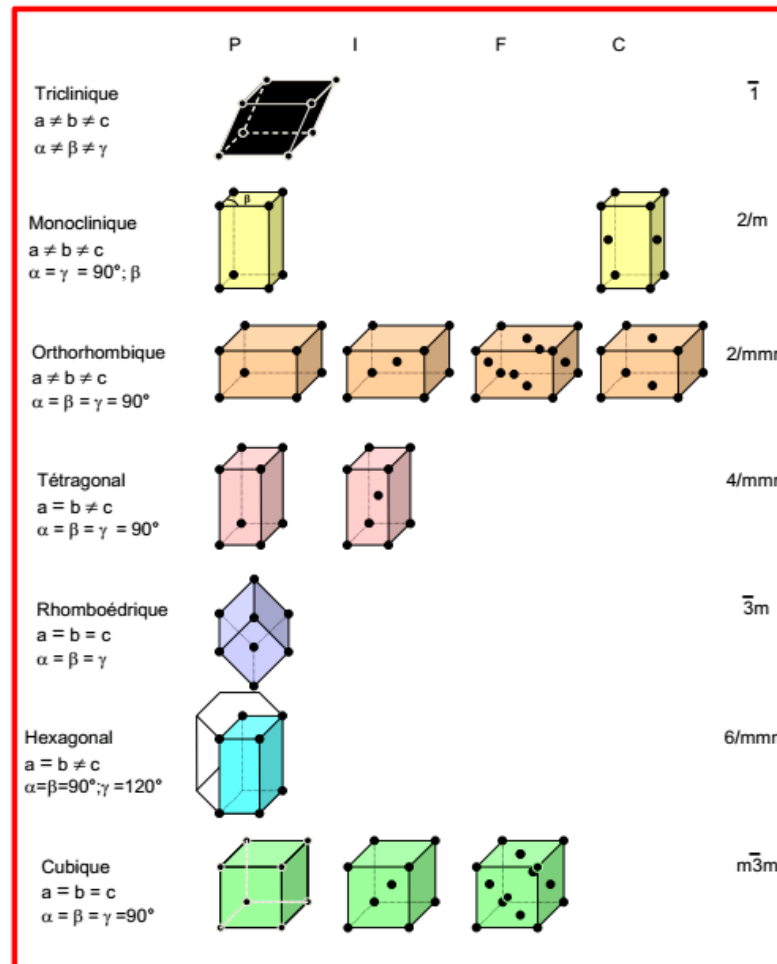
Réseau cristallin: succession régulière de points dans l'espace, nommes *noeuds*.

Structure cristalline: association nœud - particule.



I.3.6. Structure cristalline : Les sept systèmes cristallins et les quatorze réseaux de Bravais

C'est Auguste Bravais qui établit dans la première moitié du XIX^{ème} siècle un classement des différents types de cristaux. Il montra que les cristaux peuvent se répartir en 7 types de mailles (7 systèmes cristallins) et 14 types de réseaux.



I.4. Défauts des réseaux cristallins

Les cristaux parfaits formés par la répétition périodique d'une maille élémentaire sont des cristaux idéaux.

Les cristaux réels ont des structures qui diffèrent, au moins localement, de cet arrangement périodique car ils sont le siège de défauts de différentes natures. Ces défauts peuvent être sans dimension (défauts ponctuels), à une dimension (dislocations), à deux dimensions (joints de grains) ou à trois dimensions (précipités).

Certaines propriétés des matériaux dépendent essentiellement de la structure et très peu des défauts (coefficient de dilatation linéaire, propriétés magnétiques et ferroélectriques). D'autres, en revanche, sont fortement influencées par la nature et la concentration des défauts qu'ils contiennent (comportement sous contrainte, phénomène de diffusion et traitement thermique, conductibilité électrique, etc.).

I.4.1. Les Défauts Ponctuels

Ce sont des défauts sans dimension qui ont une taille de l'ordre de la distance interatomique.

Il existe trois types de défauts ponctuels :

- les lacunes
- les interstitiels
- les atomes en substitution.

La présence de défauts ponctuels entraîne une distorsion locale du réseau cristallin et engendre un champ de contrainte dans un volume du cristal supérieur à celui du défaut lui-même

I.4.1. 1. Les Lacunes

Ce défaut correspond à un site atomique inoccupé dans la structure. Les lacunes jouent un rôle fondamental dans la diffusion à l'état solide qui engendre des déplacements d'atomes sur de longues distances et est à la base des traitements thermiques.

I.4.1. 2. Les Interstitiels

Ce sont des atomes qui s'insèrent dans les espaces vides du réseau cristallin. Si l'atome en insertion est lui-même un atome du réseau cristallin, on parle d'auto-interstitiel. Les défauts interstitiels jouent un grand rôle dans la constitution des alliages

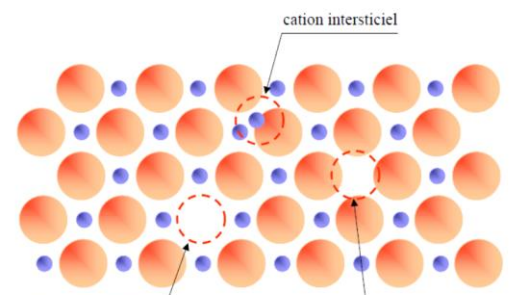
I.4.1. 3. Concentration des Défauts Ponctuels

Le nombre n_f de défauts ponctuels est fonction de la température, il est donné par une relation de type

$$\text{Arrhenius : } n_f = N \exp\left(\frac{Q_f}{k}\right)$$

Où N est le nombre de nœuds du réseau, Q_f est l'énergie de formation du défaut (de l'ordre de

1 eV pour une lacune et 7 eV pour un interstitiel) et k est la constante de Boltzman ($k = 1,381.10^{-23}$ J/K).



I .4.1. 3. Atomes en Substitution

C'est un atome étranger qui se place à un nœud du réseau cristallin. Ce type de défauts jouent également un rôle important dans la constitution des alliages.

I .4.1. 4. Défauts de Frenkel et de Shottky

Dans les cristaux ioniques, la création de défauts doit préserver la neutralité électrique du matériau.

En conséquence, les défauts sont créés **par paire de signes opposés**. On distingue :

- Les défauts de **Shottky** constitués d'une lacune anionique et d'une lacune cationique.
- Les défauts de **Frenkel** constitués d'une lacune (cationique ou anionique) et d'un ion (anion ou cation).

I .4.2. Les Défauts Linéaires

I .4.2. 1. Dislocations coin

Géométriquement, une dislocation coin peut être comprise comme résultant de l'introduction d'un demi plan atomique à l'intérieur d'un cristal parfait.

Les atomes du demi-cristal supérieur sont dilatés, les autres sont comprimés.

I .4.2. 2. Dislocations vis

On peut se représenter une dislocation vis en imaginant que l'on fait une entaille dans le cristal et que l'on fait glisser l'un des bords de cette entaille par rapport à l'autre d'une distance interatomique.

Une dislocation vis transforme les plans atomiques successifs en une surface hélicoïdale d'où son nom.

I .4.2. 3. Interaction avec des défauts ponctuels

Les dislocations attirent les atomes ne faisant pas partie du réseau (atomes étrangers : impuretés ou éléments d'alliage). Si ces atomes étrangers sont mobiles, ils migrent vers les dislocations et constituent un « nuage de Cottrell ». Ce nuage de Cottrell gêne le mouvement des dislocations, ceci explique que les métaux purs sont plus ductiles que l'alliage.

I .4.2. 4. Mouvement des Dislocations

La déformation plastique est induite par la propagation des dislocations. Pour se représenter leur mouvement, on peut utiliser l'image d'un lourd tapis que l'on voudrait déplacer sur le sol. Deux méthodes sont utilisables : soit tirer le tapis pour le faire glisser, soit créer une ondulation à un bord et la faire propager à travers le tapis. La première méthode correspond au cas d'un glissement suivant un plan compact, la seconde donne une image de la propagation des dislocations dans les cristaux.

I.4.3. Les Défauts Bidimensionnels

I.4.3.1. Les Joints de Grains

Les matériaux cristallins utilisés couramment, à quelques exceptions près tels que les semiconducteurs ou les superalliages sont généralement polycristallins. Ils ne sont pas formés d'un seul grain (monocristal) mais d'un ensemble de grains de taille plus ou moins grande. Ces grains sont juxtaposés et les régions où les différents grains sont en contact sont appelés les joints de grains. Ces régions sont des zones de transition caractérisées par des structures plus ou moins perturbées qui permettent l'accommodation géométrique et cristallographique des grains constitutifs du polycristal.

De manière générale, les joints de grains sont à la fois des sources et des pièges pour les défauts ponctuels et les dislocations.

I.4.4. Les Défauts Tridimensionnels

Le remplacement d'une partie du cristal par un volume d'un composé différent est un défaut tridimensionnel. Ce composé "étranger" peut différer du cristal par sa nature chimique et/ou cristallographique et peut être soit un **précipité** soit une **inclusion**.

I.4.4.1. Les précipités : sont des particules de seconde phase qui sont formés par combinaison entre les atomes du métal et les atomes des éléments d'alliage.

I.4.4.2. Les inclusions : correspondent à des impuretés qui proviennent généralement de son élaboration depuis l'état liquide. Ce sont généralement des sulfures, des oxydes ou des silicates.

Chapitre II

Classification des matériaux

II. 1. Introduction	
II. 1.1. Pourquoi étudier les matériaux ?	9
II. 2. Comment fonctionnent les matériaux?	
II. 2. 2. Bien sélectionner les matériaux.....	9
II. 3. Classification des matériaux.....	10
II. 3.1.Composites	10
II. 3.2. Les métaux.....	10
II. 3.2. 1. Les métaux ferreux.....	10
II. 3.2. 2. Les métaux non-ferreux	11
II. 3.2. 3. Métaux : classification des aciers	11
II. 3.3. Les céramiques	11
II. 3.4. Les Polymères.....	12

II. 1. Introduction

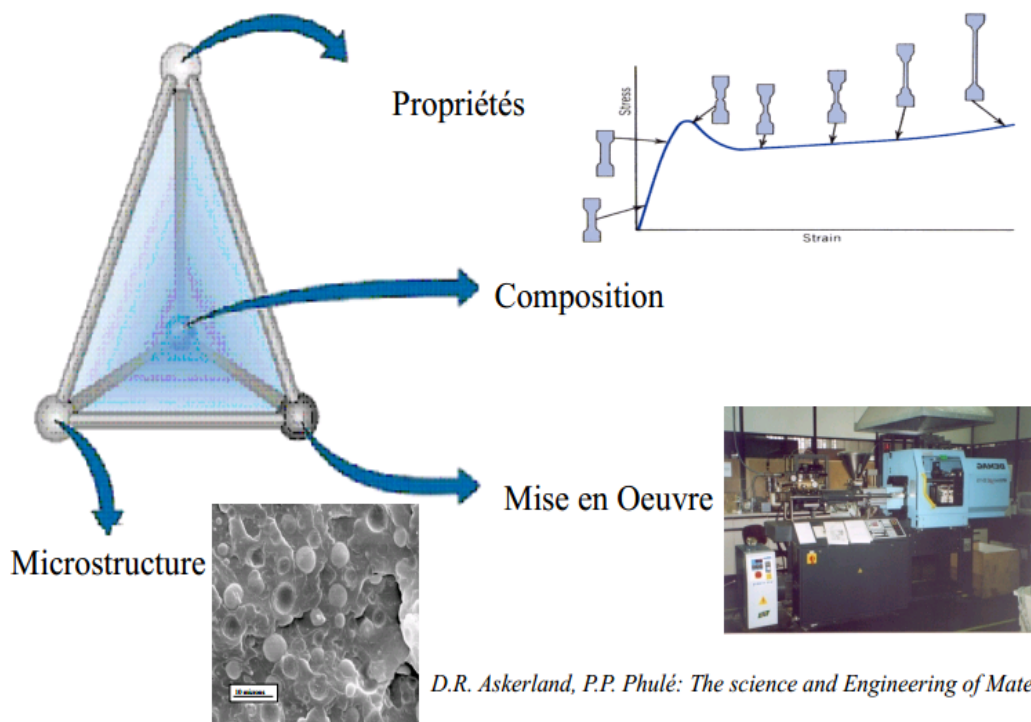
II. 1.1. Pourquoi étudier les matériaux ?

Beaucoup de problèmes liés à la conception ne proviennent pas de la conception proprement dite mais d'une mauvaise utilisation des matériaux !

- Conception: processus de création, de dessin ou de projet dans le cadre de la fabrication de produits.
- Les ingénieurs choisissent des matériaux qui servent à la fabrication des pièces, des machines et des structures et peuvent en modifier les propriétés.
- Des mauvais choix peuvent être désastreux :
 - Sécurité
 - Économique

II. 2. Comment fonctionnent les matériaux?

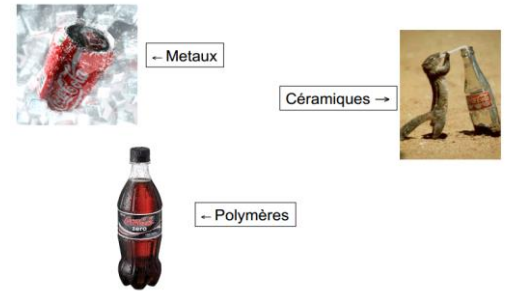
II. 2. 2. Bien sélectionner les matériaux



II. 3. Classification des matériaux

Il existe quatre classes de matériaux :

- Métaux (ferreux et non ferreux)
- Céramiques (SiC, béton, diamant, nitrure de silicium, alumine, silice vitreuse, etc..)
- Polymères (élastomères, époxydes, nylons, polyéthylène (PE), polycarbonate (PC), etc.
- Composites



L'appartenance à une classe est déterminée par la composition chimique et la structure :

Les propriétés générales et spécifiques des matériaux dépendent des liaisons et interactions atomiques

II. 3.1. Composites

Un matériau composite est un assemblage d'au moins deux composants non miscibles (mais ayant une forte capacité de pénétration) dont les propriétés se complètent.

Le nouveau matériau ainsi constitué, hétérogène, possède des propriétés que les composants seuls ne possèdent pas.



II. 3.2. Les métaux

Les métaux sont des matériaux dont les atomes sont unis par des liaisons métalliques. Il s'agit de corps simples ou d'alliages le plus souvent durs, opaques, brillants, bons conducteurs de la chaleur et de l'électricité. Ils sont généralement malléables, c'est-à-dire qu'ils peuvent être martelés ou pressés pour leur faire changer de forme sans les fissurer ni les briser. Ils sont également fusibles et ductiles.

On peut distinguer deux types de métaux, que l'on peut retrouver dans les habitations : les **métaux ferreux** et les **métaux non-ferreux**. Comme son nom l'indique, un métal ferreux désigne soit le fer, soit un métal essentiellement constitué de fer. et pour Les **non ferreux** ce sont des métaux bien distincts qui ne possèdent pas de fer. Ce sont principalement le cuivre, l'aluminium, le zinc, le plomb, l'étain, le chrome et le nickel.

II. 3.2. 1. Les métaux ferreux

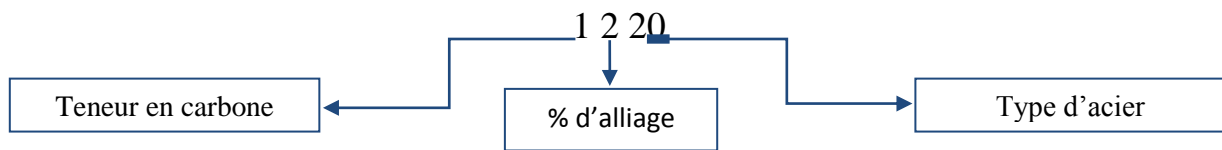
Il faut savoir que les métaux ferreux ont bien moins de valeur que les métaux non-ferreux, car il s'agit d'une ressource naturelle que l'on trouve en abondance sur la Terre, qui est facile à utiliser et qui est de qualité inférieure : lorsque le fer s'oxyde, il rouille et il perd donc en fiabilité.

II. 3.2. 2. Les métaux non-ferreux

Les métaux non-ferreux sont de meilleure qualité, ils ont plus de valeur et d'autres fonctionnalités.

Le cuivre sert par exemple beaucoup à la plomberie et pour les câbles électriques, le zinc pour les gouttières, l'aluminium pour des appareils électriques ou des casseroles, l'inox pour des ustensiles de cuisine ou des éviers, et le laiton pour des robinets ou certaines poignées de porte. Le plomb quant à lui n'est quasiment plus utilisé en raison de sa toxicité

II. 3.2. 3. Métaux : classification des aciers



1. Le premier chiffre indique le type d'acier, il donne l'alliage prédominant dans l'acier
2. Le deuxième chiffre la teneur en % de l'élément de l'alliage principal autre que le carbone

Les 2 (ou 3) derniers chiffres indiquent la teneur en carbone en centième de pourcentage

II. 3.3. Les céramiques

- Ce sont des matériaux Composés d'éléments métalliques et non métalliques obtenus par l'action de fortes températures souvent des oxydes, des nitrures ou des carbures: ZrO_2 ; Al_2O_3 , CN, TiC, TiN
- Aussi les oxydes qui se forment à la surface des métaux
- Liaisons chimiques ioniques et covalentes
- Crystallins ou amorphes
- Céramiques traditionnelles, avancées, verres, ciments
- Propriétés
 - Isolants
 - Inertie chimique
 - Dures
 - Résistent à des températures très élevées
 - Résistent à la corrosion
 - Résistent aux frottements
 - Mais !.... Fragiles.

II. 3.4. Les Polymères

- Essentiellement structure carbonée (ou Si), avec des atomes légers (H, O, N, F...)
- Liaisons covalentes entre atomes et van der Waals entre chaînes
- Haute masse molaire
- Semi-cristallins ou amorphes
- Thermoplastiques, thermodurcissables, élastomères
- Propriétés générales
 - Faible densité
 - Flexibilité
 - Ténacité
 - Peu résistants aux températures

Chapitre III

Conducteurs et métaux

Partie 1 : Les conducteurs.....	13
III.1.1.Introduction.....	13
III.1.2.Conducteur dans un champ électrique statique.....	13
III.1.3.Conducteurs dans un champ électrique variable.....	13
III.1.4. Du conducteur parfait aux conducteurs réels.....	14
III.1.4. 1.Le conducteur parfait.....	14
III.1.4. 2.Réflexion sur un conducteur parfait.....	15
III.1.5.Modèles de conducteurs réels.....	15
III.1.5.1.L'électron amorti.....	15
III.1.5.2.Conductivité électrique.....	16
Partie 2 : Les métaux.....	18
III.2.1. Introduction.....	18
III.2.2. Liaison métallique.....	18
III.2.3. Propriétés des métaux	
III.2.3.1.Propriétés physiques.....	19
III.2.3.2.Propriétés mécaniques.....	20
III.2.3.3. Propriétés magnétiques.....	20
III.2.3.Alliages.....	20
III.2.4.Minerais.....	21
III.2.5.Applications.....	22

Partie 1 : Les conducteurs

III.1.1.Introduction

Un conducteur électrique est un milieu dans lequel des charges électriques sont libres de se déplacer. Ces charges sont des électrons ou des ions. Les métaux, les électrolytes et les plasmas (gaz ionisés) sont des milieux conducteurs.

III.1.2.Conducteur dans un champ électrique statique

Plaçons un morceau de métal dans un champ électrique statique. A l'intérieur du métal, les électrons de conduction, qui sont libres de se déplacer dans tout le volume, sont soumis à une force qui les met en mouvement. Les électrons sont stoppés à leur arrivée sur les parois du métal et s'y accumulent. Leur accumulation crée un champ électrique qui s'additionne au champ extérieur. Après cette phase transitoire, on atteint un état d'équilibre.

A l'équilibre, les électrons qui sont à l'intérieur du conducteur sont immobiles. Cela signifie que le champ électrique auquel ils sont soumis est nul. *Le champ électrique est nul à l'intérieur d'un milieu conducteur à l'équilibre.* On déduit immédiatement à partir du théorème de Gauss que la densité totale de charge est nulle : *la densité volumique de charge est nulle à l'intérieur d'un milieu conducteur.* Dans un métal par exemple, la densité de charge négative due aux électrons compense donc exactement la densité de charges positives due aux noyaux.

Puisqu'à l'extérieur du conducteur, le champ électrique n'est pas nul, il y a une discontinuité du champ électrique à la surface du conducteur. Une partie des charges s'est accumulée en surface. Le champ créé par cette densité surfacique de charge à l'intérieur du conducteur y compense exactement le champ électrique extérieur.

Lorsque l'on change le champ électrique extérieur, les charges se déplacent de sorte que le champ électrique reste nul à l'intérieur. Si le changement est lent, les courants électriques sont des courants surfaciques

III.1.3.Conducteurs dans un champ électrique variable

Lorsque le champ électrique change, la mise à l'équilibre ne peut pas être instantanée car les charges électriques doivent se mettre en mouvement. Deux phénomènes interviennent alors : l'inertie des charges est à l'origine d'un retard de la réponse, les collisions des porteurs sont à l'origine de dissipation. Avant d'étudier les conducteurs réels, on considérera une situation modèle où ces deux phénomènes sont absents.

Dans cette situation idéalisée, on considérera qu'il n'y a pas de dissipation et que la réponse est instantanée. On parlera alors de conducteur parfait ou de conducteur idéal.

III.1.4. Du conducteur parfait aux conducteurs réels

Le conducteur parfait est une idéalisation des conducteurs réels. L'étude des conducteurs réels permettra de déterminer les domaines de paramètres dans lesquels on peut les considérer comme idéaux. Les milieux supraconducteurs ou la dissipation est parfaitement nulle sont aussi un très bon exemple de ce que peut être un conducteur idéal (on notera toutefois que seule la dissipation est absente de ces milieux : les électrons y conservent leur inertie)

III.1.4. 1. Le conducteur parfait

Un conducteur parfait se comporte en régime dynamique de la même manière qu'un conducteur en régime statique. Pour un conducteur parfait, le champ électrique intérieur \vec{E}_{int} est nul :

$$\vec{E}_{int}(\vec{r}, t) = 0$$

On déduit de l'équation de Maxwell-Gauss que la densité volumique de charge est nulle :

$$\rho_{int}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \operatorname{div} \vec{E}_{int} = 0$$

Par conséquent, seule la densité surfacique de charge peut être différente de zéro. L'équation de Maxwell-Faraday permet de conclure qu'à l'intérieur d'un conducteur parfait le champ magnétique ne peut dépendre du temps :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\operatorname{rot} \vec{E} = 0$$

Dans un conducteur parfait le champ magnétique est nécessairement statique. On notera que dans les supraconducteurs, le champ magnétique est nul (effet Meissner : lorsqu'un conducteur passe de l'état normal à l'état supraconducteur, les lignes de champ magnétiques sont expulsées de sorte que le champ magnétique devient nul à l'intérieur du supraconducteur).

On déduit alors de l'équation de Maxwell-Ampère que les courants électriques sont nécessairement stationnaires, c'est à dire indépendants du temps :

$$\vec{j} = \frac{1}{\mu_0} \operatorname{rot} \vec{B} - \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \operatorname{rot} \vec{B}$$

Les seuls courants qui peuvent dépendre du temps sont les courants surfaciques.

III.1.4. 2. Réflexion sur un conducteur parfait

Que se passe-t-il lorsqu'une onde électromagnétique arrive sur un conducteur parfait ? Cette onde met en mouvement les charges en surface du conducteur. A l'intérieur du conducteur le champ électrique tout comme le champ magnétique restent nuls. Le champ électromagnétique émis par les charges en mouvement à la surface du conducteur compense exactement le champ incident à l'intérieur du conducteur : la surface émet une onde de même amplitude que le champ incident et en opposition de phase. Si la surface est un plan, on déduit par symétrie que le champ émis par ces charges en mouvement vers l'extérieur du conducteur est le symétrique du champ qu'il émet vers l'intérieur. On retrouve bien ce que l'on attend d'un miroir, avec en supplément le fait que le champ réfléchi subit un déphasage de π par rapport au champ incident

III.1.5. Modèles de conducteurs réels

L'étude des milieux n'est pas une théorie "à principes" comme peut l'être l'électromagnétisme dans le vide. Pour l'électromagnétisme dans le vide, il suffit de prendre comme postulat les quatre équations de Maxwell, l'expression de la force de Lorentz et la relation fondamentale de la dynamique. Tout le reste se construit à partir de ces équations et s'en déduit par des raisonnements logiques.

Pour les milieux, on ne dispose pas de système d'équations que l'on pourrait considérer comme des postulats. Les théories les plus précises dont on dispose sont extrêmement complexes et font appel à la théorie quantique. Notre but ici est plutôt d'étudier des grandes classes de comportement génériques, en particulier dans des cas limites. Pour cela les matériaux seront décrits d'une part au niveau macroscopique par des "équations d'état" (aussi nommées relations constitutives) c'est à dire des coefficients tels que la conductivité électrique, la permittivité, ... On dispose aussi de modèles microscopiques que l'on qualifie de phénoménologiques car certains aspects ne sont pas déduits des premiers principes mais ajoutés "à la main" de manière à ce que le comportement obtenu mime au mieux le comportement observe dans les matériaux réels. Outre leur aspect prédictif, ces modèles ont le grand intérêt de nourrir l'intuition physique. Il faut toutefois rester vigilant et ne pas les prendre forcément au pied de la lettre. On notera aussi que si certaines justifications parfois données pour ces modèles semblent simplistes, il existe très souvent des raisons très profondes à leur efficacité

III.1.5.1. L'électron amorti

Dans le modèle propose, on considère que les électrons sont responsables de la conduction du milieu. Un électron libre de masse m_e et de charge électrique $q = -e$ obéit à l'équation d'évolution suivante :

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}_L - \Gamma \vec{v}$$

Le premier terme \vec{F}_L , est la force de Lorentz :

$$\vec{F}_L = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

Dans la suite, lorsque le champ électrique et le champ magnétique viennent tout deux d'une même onde électromagnétique, on négligera en général le terme du au champ magnétique, inférieur à celui du champ électrique d'un facteur $\frac{v}{c}$ qui est très petit tant que les vitesses ne sont pas relativistes. Attention, lorsque l'on est en présence d'une onde électromagnétique et d'un champ magnétique statique, seul le champ magnétique provenant de l'onde peut être négligé, car lui seul est proportionnel au champ électrique. Le champ statique peut conduire à une force comparable à celle du champ électrique de l'onde même si les vitesses ne sont pas relativistes

Le second terme $\Gamma_{\vec{v}}$ est une force de friction visqueuse ajoutée pour des raisons phénoménologiques. Il rend compte des mécanismes dissipatifs présents dans le milieu. Le coefficient de friction ne peut en général pas être calculé à partir des premiers principes (équations de Maxwell, mécanique quantique, ...), on obtient en général sa valeur en le reliant aux paramètres macroscopiques du milieu. Dans un plasma, la friction est due aux collisions des électrons avec les ions et avec les molécules restées neutres. Dans un métal, il s'agit de l'interaction entre les électrons et les vibrations mécaniques du réseau cristallin.

Dans un champ électrique statique \vec{E}_0 équation d'évolution de l'électron a pour solution :

$$\vec{v}(t) = \vec{v}_0 e^{-\frac{t}{\tau}} + \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \frac{q}{\Gamma} \vec{E}_0$$

Où \vec{v}_0 est la vitesse de l'électron à l'instant initial $t = 0$. Le temps caractéristique d'amortissement est τ

$$\tau = \frac{m_e}{\Gamma}$$

la vitesse initiale est amortie tandis que la vitesse de l'électron tend vers une vitesse limite \vec{v}_l :

$$\vec{v}_l = \frac{q}{\Gamma} \vec{E}_0$$

III.1.5.2. Conductivité électrique

Lorsque la densité volumique d'électrons est N_e , la densité stationnaire de courant \vec{j} est :

$$\vec{j} = q N_e \vec{v}_l = \frac{N_e e^2}{\Gamma} \vec{E}_0$$

Cette densité de courant est proportionnelle au champ électrique : on retrouve ainsi un comportement ohmique

$$\vec{j} = \sigma_0 \vec{E}_0$$

correspondant à une conductivité σ_0 :

$$\sigma_0 = \frac{N_e e^2}{\Gamma}$$

Pour un milieu donné, on peut donc réexprimer le coefficient de friction phénoménologique Γ à l'aide de constantes fondamentales ou de grandeurs macroscopiques mesurées :

$$\Gamma = \frac{N_e e^2}{\sigma_0}$$

On en déduit aussi le temps caractéristique d'amortissement :

$$\tau^{-1} = \frac{N_e e^2}{\sigma_0 m_e}$$

Si le champ électrique n'est plus statique mais dépend du temps, tant que le temps caractéristique d'évolution du champ électrique est grand devant ce temps d'amortissement, les électrons sont en permanence à leur vitesse limite et le conducteur est ohmique.

Partie 2 : Les métaux

III.2.1. Introduction

Les métaux sont des matériaux dont les atomes sont unis par des liaisons métalliques. Il s'agit de corps simples ou d'alliages le plus souvent durs, opaques, brillants, bons conducteurs de la chaleur et de l'électricité. Ils sont généralement malléables, c'est-à-dire qu'ils peuvent être martelés ou pressés pour leur faire changer de forme sans les fissurer ni les briser. Ils sont également fusibles et ductiles. De nombreuses substances qui ne sont pas classées comme métalliques à pression atmosphérique peuvent acquérir des propriétés métalliques lorsqu'elles sont soumises à des pressions élevées. Les métaux possèdent de nombreuses applications courantes, et leur consommation s'est très fortement accrue depuis les années 1980, au point que certains d'entre eux sont devenus des matières premières minérales critiques.

III.2.2. Liaison métallique

Les électrons des matériaux métalliques purs ou alliés se distribuent dans des niveaux d'énergie formant un continuum entre la bande de valence, occupée par les électrons de valence, et la bande de conduction, occupée par les électrons libres injectés thermiquement depuis la bande de valence par-delà le niveau de Fermi. Ces électrons libres forment une liaison métallique délocalisée dans tout le volume du matériau. On peut se représenter un métal comme un réseau tridimensionnel de cations métalliques baignant dans un fluide d'électrons très mobiles. Le modèle de l'électron libre permet de calculer la conductivité électrique ainsi que la contribution des électrons à la capacité calorifique et à la conductivité thermique des métaux, bien que ce modèle ne tienne pas compte de la structure du réseau cristallin du métal. Certains matériaux, comme les intermétalliques, présentent des liaisons partiellement métalliques et sont donc à la limite des céramiques.

La nature électronique particulière d'une liaison métallique est responsable de plusieurs propriétés macroscopiques des métaux : le fluide d'électrons libres assure à la fois une conductivité électrique et une conductivité thermique élevées en permettant la circulation d'un courant électrique et en favorisant la propagation des phonons dans le matériau ; elle rend compte de la ductilité, de la malléabilité et de la plasticité des métaux en maintenant leur cohésion en cas de déformation brisant les autres liaisons interatomiques ; elle confère aux métaux leur absorbance et leur éclat particulier par son interaction avec les ondes électromagnétiques, ainsi que leur point de fusion et leur point d'ébullition plus élevés que les non-métaux en renforçant les autres types de liaisons interatomiques

III.2.3. Propriétés des métaux

III.2.3.1. Propriétés physiques

Les métaux purs ont le plus souvent une conductivité électrique, une conductivité thermique et une masse volumique élevées. L'argent est ainsi le meilleur conducteur électrique ($6,30 \times 10^7 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$), suivi par le cuivre ($5,96 \times 10^7 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$), l'or ($4,10 \times 10^7 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$) et l'aluminium ($3,50 \times 10^7 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$). La conductivité électrique du fer est de $10^7 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$, tandis que celle de l'acier au carbone 1010 (fer à 0,10 % de carbone) est de seulement $6,99 \times 10^6 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$, ce qui illustre l'effet des impuretés sur la conductivité des métaux.

Bien que la plupart des métaux aient une masse volumique supérieure à celle de la plupart des non-métaux, celle-ci est très variable selon les matériaux considérés. Parmi les corps simples métalliques, le lithium est le moins dense ($0,534 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ à $25 \text{ }^\circ\text{C}$) tandis que l'osmium est le plus dense ($22,59 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$). Les métaux alcalins (dont fait partie le lithium) et alcalino-terreux sont les moins denses des métaux ; ils sont également les moins durs, et les métaux alcalins ont un point de fusion particulièrement bas : hormis le lithium, ils sont tous liquides à $100 \text{ }^\circ\text{C}$. La densité élevée de la plupart des métaux provient de leur structure cristalline compacte.

Les métaux sont en outre généralement caractérisés par une bonne malléabilité et une grande ductilité qui leur permettent de se déformer sans se briser. Ainsi, le cuivre pur peut être étiré pour former des fils électriques, des tuyaux (plomberie), être mis en plaque et martelé en forme de casseroles ; l'or pur peut également être mis sous forme de feuilles très fines. À l'inverse, certains éléments d'alliage permettent de durcir le métal : c'est par exemple le cas du carbone qui durcit le fer pour donner de l'acier, de l'étain qui durcit le cuivre pour donner le bronze, ou encore de l'argent et du cuivre qui durcissent l'or.

La force des liaisons métalliques est la plus élevée aux environs du centre de la série des métaux de transition, au niveau des métaux réfractaires, car ces éléments ont un grand nombre d'électrons délocalisés dans leur structure. D'autres facteurs entrent cependant également en ligne de compte, comme le rayon atomique, le numéro atomique, le nombre d'orbitales liantes, la superposition des énergies des orbitales et le type de structure cristalline ; les structures cubiques centrées donnent ainsi des liaisons métalliques moins fortes que les structures cubiques à faces centrées et hexagonales compactes car ces dernières ont une coordinence plus élevée, c'est-à-dire qu'ils lient davantage d'atomes voisins que la première.

Les métaux ont une surface généralement brillante, et sont opaques dès que leur épaisseur dépasse quelques micromètres ; les feuilles d'or transmettent néanmoins une lumière verte.

III.2.3.2. Propriétés mécaniques

La déformation élastique des métaux peut être modélisée par la loi de Hooke lorsque la déformation est une fonction linéaire de la contrainte. L'application de forces supérieures à la limite d'élasticité ou le chauffage peuvent conduire à une déformation permanente de l'objet, ce qui correspond à une déformation plastique. Cette modification irréversible de la disposition des atomes du matériau peut résulter de l'application :

- d'une force ou d'un travail en tension, en compression, en cisaillement, en flexion ou en torsion ;
- d'un chauffage, ce qui affecte la mobilité des défauts structurels du matériau, comme les joints de grains, les lacunes, les dislocations vis et coin, et les défauts d'empilement (en) des solides cristallins et non cristallins. Le mouvement de tels défauts requiert une énergie d'activation et est donc limité par la vitesse de diffusion atomique.

L'écoulement visqueux autour des joints de grains, par exemple, peut donner lieu au fluage ou la fatigue du métal. Il peut également contribuer à d'importants changements dans la microstructure, comme la croissance des grains et l'accroissement localisé de la densité du matériau par élimination de la porosité intergranulaire. De plus, la nature non directionnelle des liaisons métalliques pourrait contribuer de manière significative à la ductilité des métaux solides.

III.2.3.3. Propriétés magnétiques

Quelques métaux présentent des propriétés magnétiques remarquables comme le ferromagnétisme. Ce sont notamment, à température ambiante, le fer, le cobalt et le nickel. Certaines terres rares (lanthanides dans la classification périodique) sont également ferromagnétiques à basse température. Les propriétés magnétiques varient avec les alliages, ce qui peut être mis à profit pour créer des aimants puissants ou annuler le magnétisme d'un métal comme le fer.

III.2.3. Alliages

Un alliage est un mélange de deux éléments chimiques ou davantage dont le principal constituant est un métal. La plupart des métaux purs sont trop mous, trop fragiles ou trop réactifs pour pouvoir être utilisés tels quels. Il est possible de moduler les propriétés des alliages en faisant varier les proportions relatives de leurs différents constituants. Il s'agit généralement de les rendre moins fragiles, plus durs, plus résistants à la corrosion, ou encore de leur donner une couleur et un éclat plus attrayants. De tous les alliages métalliques utilisés de nos jours, ceux du fer-acier, acier allié, acier à outils, acier au carbone, acier inoxydable, fonte par exemple — en représentent l'essentiel de la production, aussi bien en valeur qu'en volume. Le fer allié au carbone donne des aciers de moins en moins ductiles et résistants à mesure que le taux de carbone augmente. L'addition de silicium donne du ferrosilicium,

souvent allié à la fonte, tandis que l'addition de chrome, de nickel et de molybdène à des aciers au carbone (à plus de 10 %) donne de l'acier inoxydable.

Outre les alliages de fer, ceux de cuivre, d'aluminium, de titane et de magnésium sont également importants d'un point de vue économique. Les alliages de cuivre sont connus sous forme de bronze depuis l'âge du bronze. Le billon était un alliage utilisé jusqu'au Moyen Âge pour faire des pièces de monnaie et constitué le plus souvent essentiellement de cuivre avec un peu d'argent et parfois de mercure. De nos jours, le bronze désigne spécifiquement un alliage de cuivre et d'étain, tandis que le laiton est un alliage de cuivre et de zinc, et que le maillechort est un alliage de cuivre, de zinc et de nickel. Ces alliages ont divers usages industriels, notamment dans les installations électriques. Les alliages d'aluminium, de titane et de magnésium ont été développés plus récemment, et sont intéressants en raison de leur grande résistance mécanique pour une masse volumique plutôt faible ; leur coût de revient est cependant élevé, ce qui restreint leur utilisation aux applications de haute technologie pour lesquelles les performances sont plus importantes que le coût. Parmi les différents alliages d'aluminium, on peut citer ceux pour corroyage et pour fonderie. Le zamak est formé de zinc allié à l'aluminium, le magnésium et le cuivre.

Outre des propriétés mécaniques remarquables, les alliages permettent également de faciliter la fusion des métaux, notamment les eutectiques. C'est par exemple le cas du système aluminium-silicium, avec un hypereutectique à environ 78 % d'aluminium, 17 % de silicium, 4 % de cuivre et 1 % de magnésium, utilisé dans l'industrie automobile, et l'alliage étain-plomb $\text{Sn}_{63}\text{Pb}_{37}$ qui fond à 183 °C - à comparer aux points de fusion respectifs de l'étain et du plomb, qui sont de 232 °C et 327 °C. L'un des alliages métalliques ayant le plus bas point de fusion est le galinstan, dont la composition massique est typiquement de 68 % de gallium, 22 % d'indium et 10 % d'étain, et qui est liquide à température ambiante. C'est également le cas de l'eutectique NaK, constitué de 77 % de potassium et 23 % de sodium, mais qui est corrosif et très inflammable à l'air libre, surtout en présence d'humidité, ce qui en limite l'usage à des applications très particulières.

Les alliages spéciaux destinés à des applications de pointe, dits superalliages, comme ceux des moteurs à réaction, peuvent contenir plus d'une dizaine d'éléments différents. Les alliages à mémoire de forme sont un autre type d'applications : les alliages Fe-Mn-Si, Cu-Zn-Al et Cu-Al-Ni, par exemple, sont assez bon marché, mais il en existe une très grande variété.

III.2.4. Minerais

Les métaux présentent le plus souvent un état d'oxydation positif, c'est-à-dire qu'ils tendent naturellement à former des cations. Il existe cependant des anions métalliques, avec un état d'oxydation négatif, par exemple avec certains complexes carbonyles comme $\text{Fe}(\text{CO})_5^-$ ou avec l'anion de sodium Na^- .

Étymologiquement, un métal est une substance extraite d'une mine. En pratique, les métaux sont généralement extraits sous forme de minerais contenant les éléments recherchés.

Ces minerais peuvent chimiquement être de nature très diverse. Ce sont souvent des oxydes, comme la bauxite (minerai d'aluminium), l'ilménite (minerai de titane), l'hématite et la magnétite (minerais de fer), ou encore la pechblende (minerai d'uranium). Il peut également s'agir de sulfates, comme la chalcopirite (minerai de cuivre), la sphalérite (minerai de zinc), la molybdénite (minerai de molybdène) ou encore le cinabre (minerai de mercure). Il existe par ailleurs des silicates, comme le béryl (minerai de béryllium), des carbonates comme la dolomite (minerai de magnésium), et bien d'autres types de composés.

Une fois extraits des mines, les minerais sont traités pour isoler le métal recherché, le plus souvent par réduction chimique ou électrolytique. La pyrométallurgie utilise des températures élevées pour convertir les minerais en métaux bruts, tandis que l'hydrométallurgie passe par au moins une étape où le métal est solvatoé dans l'eau. Les méthodes employées dépendent des métaux et de leurs impuretés.

Lorsque le minerai est constitué d'un composé ionique du métal avec un non-métal, le minerai doit généralement être fondu, c'est-à-dire chauffé en présence d'un réducteur pour en extraire le métal pur. De nombreux métaux communs comme le fer sont fondus en présence de carbone comme réducteur. D'autres métaux, en revanche, ne peuvent être réduits de cette façon, et sont purifiés par électrolyse : c'est le cas de l'aluminium et du sodium notamment. Les sulfures ne sont pas réduits directement, mais sont d'abord grillés à l'air libre pour être préalablement convertis en oxydes, qui sont ensuite traités de manière classique.

III.2.5.Applications

Certains métaux et alliages possèdent une résistance structurelle élevée par unité de masse, ce qui les rend utiles pour transporter des charges lourdes et résister à des chocs violents. Les alliages métalliques peuvent être conçus pour avoir une résistance élevée aux contraintes de cisaillement, de flexion et de déformation. Le même métal peut cependant être sujet à la fatigue à la suite de contraintes répétées ou d'un dépassement de la contrainte maximum. La résistance et la résilience des métaux a conduit à leur utilisation courante dans la construction des gratte-ciel et des ouvrages d'art ainsi que dans celle de tous types de véhicules, d'appareils et dispositifs, d'outils, de tuyaux, ou encore de voies ferrées.

Les deux métaux les plus utilisés, le fer et l'aluminium, sont également les plus abondants dans l'écorce terrestre. Le fer est le plus utilisé des deux : il est à la base de toutes les grandes constructions métalliques (poutre, rail, coque de navire). L'aluminium est presque toujours utilisé allié à d'autres métaux afin d'en améliorer les propriétés mécaniques, dans des applications tirant profit du fait qu'il est moins dense que le fer ($2,70 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ contre $7,87 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$) et meilleur conducteur électrique ($3,50 \times 10^7 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$ contre $10^7 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$) ; l'aluminium est par exemple utilisé préférentiellement au cuivre dans les câbles électriques à haute tension aériens.

Le cuivre reste utilisé essentiellement pour ses bonnes propriétés de conducteur de l'électricité dans les câbles électriques, et de conducteur thermique dans les ustensiles de

cuisine. Les propriétés de conducteur de la chaleur font de certains métaux des matériaux intéressants pour réaliser des dissipateurs thermiques destinés à éviter les surchauffes. Les métaux les moins abondants sont utilisés dans des alliages (chrome, manganèse, titane), et les plus rares interviennent souvent comme catalyseurs (platinoïdes, notamment) et parfois comme placements financiers ou en joaillerie (métaux précieux). La réflectivité élevée de certains métaux, comme l'argent, en font des matériaux de choix pour la construction de miroirs, notamment ceux des télescopes. Elle est également à l'origine de l'attrait esthétique de certains métaux utilisés en joaillerie. L'uranium est un métal qui, après séparation isotopique, permet d'alimenter des réacteurs nucléaires pour libérer leur énergie par fission. D'autres métaux, trop réactifs à l'air et/ou à l'eau sont rarement utilisés à l'état métallique (sodium, potassium, calcium).

Dans un certain nombre de cas, les métaux tendent à être remplacés par d'autres matériaux, en général pour des raisons de légèreté (polymères, matériaux composites, céramiques) ou de résistance à la corrosion ou à l'usure (céramiques). Ces matériaux ont toutefois eux aussi leurs limites par rapport aux métaux, en particulier les polymères et composites à matrice polymère ne sont pas utilisables à hautes températures et sont souvent plus souples, tandis que les céramiques résistent mal aux chocs.

Les métaux peuvent être dopés avec des molécules étrangères, qui peuvent être organiques, minérales, biologiques, ou encore des polymères. Ces molécules confèrent au métal des propriétés nouvelles qui peuvent être mises à profit pour des applications aussi variées que les catalyseurs, la médecine, l'électrochimie et la résistance à la corrosion.

Chapitre IV

L'effet de peau dans les conducteurs

IV.1. Introduction	24
IV.2. L'effet de peau.....	24
IV.3.Cause de l'effet de Peau.....	24
IV.4.Mise en évidence par Nikola Tesla.....	25
IV.5.Épaisseur de peau dans un métal	25
IV.3.Cause de l'effet de Peau.....	25
IV.4.Mise en évidence par Nikola Tesla.....	25
IV.5.Épaisseur de peau dans un métal.....	25
IV.7.Atténuation	27
IV.8.Entre deux conducteurs.....	27

IV.1. Introduction

Il y a un peu plus d'un siècle (1873) que les électriciens connaissent cette propriété des courants alternatifs de circuler de préférence à la périphérie des conducteurs massifs. En elle-même, cette propriété ne serait pas gênante si elle ne s'accompagnait de pertes supplémentaires. Dans un conducteur massif, tout se passe pour les pertes et l'échauffement comme si la résistance effective en courant alternatif était supérieure à la résistance réelle en courant continu. L'augmentation de résistance, de l'ordre de 10 à 20 % pour des conducteurs calibrés pour 2000 A, croît beaucoup plus vite que l'augmentation de section pour le transport d'intensités plus élevées.

Il en résulte deux inconvénients :

- Un gaspillage d'énergie électrique par les pertes supplémentaires, dont les industriels réalisent depuis peu qu'il représente un luxe dépassant le simple aspect financier.
- Un gaspillage de matière première, cuivre ou aluminium, par la quantité plus élevée de métal employé et mal utilisé comme conducteur électrique.

Les pertes d'énergie dans les canalisations électriques relativement courtes des équipements de distribution ne sont généralement prises en compte que pour leurs conséquences physiques: l'échauffement et l'évacuation des calories. L'aspect économique du rendement énergétique d'une liaison est pourtant loin d'être négligeable en basse tension : un simple calcul montre qu'un jeu de barres de 1000 mm², transportant 2000 A, dissipe en un an d'utilisation permanente une énergie dont le coût est sensiblement égal au prix du cuivre le constituant. Un taux de pertes supplémentaires par effet de peau de 10 % représente ainsi le prix du cuivre pour la durée de vie de l'installation (20 ans avec facteur de marche 0,5). La loi de Kelvin rappelle d'ailleurs que la section économique du cuivre (ou de l'aluminium) à utiliser pour un jeu de barres est celle pour laquelle sont égalisés d'une part le coût des pertes Joule annuelles, d'autre part les charges d'amortissement annuelles du cuivre et des autres éléments de construction proportionnels au poids du cuivre.

IV.2. L'effet de peau

Le terme adopté d'« effet de peau » est la traduction de l'anglais « skin-effect ». On trouve aussi en français effet pelliculaire ou effet Kelvin, En allemand il s'agit de « Stromverdrängung», littéralement : déplacement de courant

L'effet de peau est un phénomène électromagnétique qui fait que, à fréquence élevée, le courant a tendance à ne circuler qu'en surface des conducteurs. Ce phénomène d'origine électromagnétique existe pour tous les conducteurs parcourus par des courants alternatifs. Il provoque la décroissance de la densité de courant à mesure que l'on s'éloigne de la périphérie du conducteur. Il en résulte une augmentation de la résistance du conducteur.

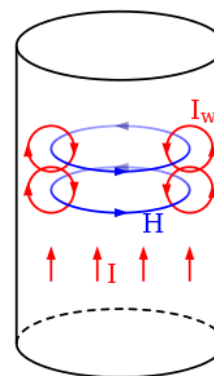
Cet effet peut être utilisé pour alléger le poids des lignes de transmission à haute fréquence en utilisant des conducteurs tubulaires, ou même des tuyaux, sans perte de courant.

Il sert aussi dans le blindage électromagnétique des fils coaxiaux en les entourant d'un mince étui métallique qui garde les courants induits par les hautes fréquences ambiantes sur l'extérieur du câble.

IV.3.Cause de l'effet de Peau

Tout courant se déplaçant dans un conducteur génère un champ magnétique autour de ce dernier. Quand un courant continu traverse un conducteur, la différence de potentiel est uniforme et les charges se déplacent dans le conducteur de manière isotrope, ce qui donne un champ magnétique constant (H). Par contre, lorsqu'un courant alternatif circule, les charges oscillent et le champ magnétique varie, ce qui induit une boucle de courant électrique inverse (I_w).

Sur la figure, on peut observer que la direction de rotation est toujours inverse à celle de la variation de courant dans le conducteur. Ainsi, la somme du courant alternatif avec celui de la boucle est toujours plus faible au centre du conducteur alors que ces deux courants s'additionnent en périphérie.



Cela signifie que le courant ne circule pas uniformément dans toute la section du conducteur. Tout se passe comme si la section *utile* du câble était plus petite. La résistance augmente donc, ce qui conduit à des pertes par effet Joule plus importantes.

IV.4.Mise en évidence par Nikola Tesla

Sur son estrade, Nikola Tesla avait des bobinages, des lampes à incandescences, et surtout, d'étonnants tubes de verre remplis de gaz à très basse pression. Tesla saisissait d'une main un fil conducteur provenant d'une de ses bobines, et où circulait un courant alternatif à haute tension. De l'autre main, il prenait un tube et celui-ci s'illuminait, à la stupéfaction de la salle. Comme Tesla employait un courant à très haute fréquence, par « effet de peau », celui-ci ne pénétrait pas dans le conducteur qu'était son corps mais circulait à sa périphérie pour atteindre le tube.

IV.5.Épaisseur de peau dans un métal

L'épaisseur de peau détermine, en première approximation, la largeur de la zone où se concentre le courant dans un conducteur. Elle permet de calculer la résistance effective à une fréquence donnée. Dans ce calcul, on néglige la partie réelle devant la partie imaginaire : la conductivité des métaux étant très élevée.

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu}} = \frac{1}{\sqrt{\sigma\mu\pi f}}$$

- δ : épaisseur de peau en mètre [m]
- ω : pulsation en radian par seconde [rad/s] ($\omega=2.\pi.f$)
- f : fréquence du courant en hertz [Hz]
- μ : perméabilité magnétique en henry par mètre [H/m]
- ρ : résistivité en ohm-mètre [$\Omega.m$] ($\rho=1/\sigma$)
- σ : conductivité électrique en siemens par mètre [S/m]

Pour un conducteur de diamètre significativement plus grand que δ , on peut calculer la résistance effective à une fréquence donnée en considérant que seule la partie extérieure d'épaisseur δ contribue à la conduction. Par exemple pour un conducteur cylindrique de rayon R , on aura une section utile de :

$$S_u = \pi.(R^2 - (R - \delta)^2)$$

IV.6.Modélisation dans un conducteur cylindrique en régime harmonique

Soit $I(r)$ le courant circulant dans l'épaisseur comprise entre la surface et le rayon r du cylindre, et le courant total.

La fonction de répartition du courant ayant pour origine $r = 0$ la surface du conducteur est donnée par l'expression :

$$\frac{I(r)}{I} = \frac{Ber\left(\frac{\sqrt{2}a}{\delta}\right) - Ber\left(\frac{\sqrt{2}r}{\delta}\right) + i[Bei\left(\frac{\sqrt{2}a}{\delta}\right) - Bei\left(\frac{\sqrt{2}r}{\delta}\right)]}{Ber\left(\frac{\sqrt{2}a}{\delta}\right) + iBei\left(\frac{\sqrt{2}a}{\delta}\right)}$$

Où Ber et Bei désignent les primitives des fonctions de Kelvin-Bessel d'ordre 0.

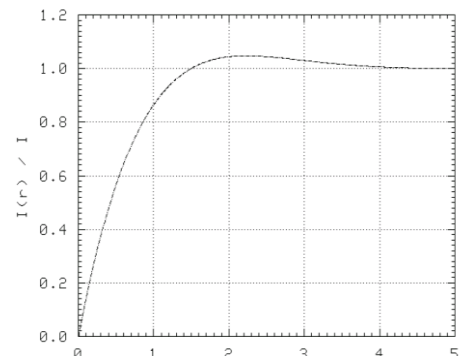
Si l'on représente graphiquement le module de la fonction de répartition du courant dans le conducteur cylindrique, c'est-à-dire $|I(r)/I|$,

on constate que plus de 80 % du courant

circule dans l'épaisseur de peau, ce qui justifie

l'approximation faite lors du calcul de la résistance

effective du conducteur. Le dépassement de la valeur 1 qui apparaît sur la figure est dû à la rotation de phase de la densité de courant qui peut s'inverser à certaine profondeur par rapport au courant total.



IV.7. Atténuation

L'effet de peau est généralement une nuisance, car il crée des pertes supplémentaires, des atténuations à fréquence élevée, etc. Une manière efficace d'en diminuer l'effet est de diviser la section d'un fil conducteur, c'est-à-dire de le remplacer par plusieurs conducteurs en parallèle isolés entre eux.

Dans l'idéal, chaque « brin » du conducteur ainsi formé devrait avoir un rayon inférieur à δ . Le fil de Litz est un type de conducteur qui pousse à l'extrême cette division.

Une autre technique consiste à plaquer le conducteur avec de l'argent. Lorsque la « peau » est entièrement dans la couche d'argent, elle bénéficie de ce que l'argent a la plus faible résistivité de tous les métaux. Cette méthode peut être un bon compromis pour un courant composé de deux composantes, l'une à basse fréquence qui circulera dans la totalité de la section, l'autre à très haute fréquence qui circule dans l'argent.

On peut enfin envisager des géométries de conducteurs permettant de limiter l'effet de peau. Dans les postes électriques haute tension, on utilise fréquemment des conducteurs tubulaires creux en aluminium ou cuivre pour transporter de forts courants. L'épaisseur du tube est en général de l'ordre de δ , ce qui permet une utilisation effective de l'ensemble du conducteur. C'est aussi particulièrement le cas dans les installations comme les émetteurs, où l'on peut trouver des bobinages réalisés en tubes creux, à l'intérieur desquels circule un liquide de refroidissement. En basse tension, on utilise parfois des géométries plus complexes et permettant un meilleur comportement thermique, mais l'idée est toujours d'avoir des épaisseurs de conducteur ne dépassant pas δ .

IV.8. Entre deux conducteurs

Dans un câble composé de deux conducteurs (aller et retour du courant), à haute fréquence il peut se produire un effet de proximité entre les deux conducteurs, improprement confondu avec l'effet de peau, et qui fait que le courant a tendance à circuler seulement sur les parties des conducteurs en vis-à-vis.

Cet effet s'ajoute à l'effet de peau proprement dit. Il est totalement dépendant de la géométrie de l'ensemble : section des conducteurs (circulaire, carrée, plate...), distance entre conducteurs, asymétrie des conducteurs (par exemple fil parallèle à un plan de masse), etc. L'effet de proximité est pratiquement négligeable sur des conducteurs espacés de plus de 20 cm.

Afin d'atténuer cet effet, il faut éloigner les conducteurs, mais cela a d'autres inconvénients, comme d'augmenter l'inductance.

Chapitre V

Les semi-conducteurs

V.1. Conducteurs - Isolants - Semi-conducteurs.....	28
V.2. Structure de l'état solide	28
V.3. Système cristallin et réseau cristallin	29
III. Quelques propriétés.....	29
V.3. 1. Cristal cubique.....	29
V.3. 2. Semi-conducteurs de la colonne IV (Ge, Si) - Réseau "diamant".....	30
III.3. 3. Semi-conducteurs composés (III-V ou II-VI) – Réseau "Zinc-blende"	31
V.4. Bandes d'énergie	31
V.4.1 "Gap" direct ou indirect	32
V.5. Conduction par électron ou par trou. Masse effective. Densité d'états	33
V.5.1. Densité d'états.....	34
V.6. Semi-conducteur non dopé ou dopé.....	35
V.6. 1.Semi-conducteur intrinsèque.....	35
V.6. 2.Semi-conducteur extrinsèque : dopage	36
V.6. 3.Semi-conducteur de type n	36
V.6. 4.Semi-conducteur de type p.....	37

V.1. Conducteurs - Isolants - Semi-conducteurs

Les matériaux ayant la plus faible résistivité à température ambiante, typiquement inférieure à $10^{-5}\Omega\text{cm}$, sont les métaux (cuivre, or, argent, aluminium...). La conduction électrique s'effectue essentiellement par les électrons libres dont la concentration diffère peu d'un métal à l'autre (de 10^{22} à 10^{23}cm^{-3}) quelle que soit sa pureté. Une augmentation de la température provoque une légère augmentation de la résistivité, pouvant s'expliquer par le fait que les électrons libres sont gênés dans leur déplacement par les vibrations (croissantes avec la température) des atomes du métal.

Les matériaux dont la résistivité est typiquement supérieure à $10^8\Omega\text{cm}$ sont considérés comme isolants ; c'est le cas pour le verre, le mica, la silice (SiO_2), le carbone (diamant). Cette fois l'augmentation de la température peut provoquer la libération d'électrons (ainsi que de "trous") qui peuvent participer à la conduction électrique, ce qui provoque une baisse de la résistivité avec la température. Entre les métaux et les isolants se trouvent les semi-conducteurs (SC) dont la résistivité varie de 10^{-3} à $10^4\Omega\text{cm}$ (ou plus). La conduction électrique se fait par les électrons et les trous, ou de façon préférentielle par l'un ou l'autre type de porteurs. Un semi-conducteur peut être soit pur auquel cas il est dit "intrinsèque", soit dopé par des impuretés (qui permettent de contrôler sa résistivité) auquel cas il est dit "extrinsèque". Si on prend, par exemple, du Silicium assez pur et qu'on lui ajoute un atome de Bore ou de Phosphore pour 10^5 atomes de Silicium, sa résistivité passe de 10^3 à environ $10^{-2}\Omega\text{cm}$.

Le tableau (V.1) donne des exemples de matériaux ou de composés semi-conducteurs en fonction des éléments qui les constituent et de la position de ces éléments dans le tableau de Mendeleïev.

Colonne		Semi-conducteur
IV		Ge, Si
III-V	binaire	GaAs, GaP, GaSb, InAs, InP, InSb
	ternaire	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $\text{GaAs}_y\text{P}_{1-y}$
	quaternaire	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$
II-VI	binaire	CdS, HgTe, CdTe, ZnTe, ZnS
	ternaire	$\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Tableau V.1 : Exemples de semi-conducteurs.

V.2. Structure de l'état solide

Les matériaux solides se classent en deux grandes catégories qui sont :

- Les matériaux cristallins où les atomes sont rangés régulièrement aux nœuds d'un réseau périodique ; la maille (ou motif) élémentaire se répète régulièrement
- Les matériaux amorphes où l'ordre n'est que local et non répété à "longue distance".

On distingue essentiellement quatre familles de solides cristallins :

- Les cristaux ioniques, par exemple le Na^+Cl^- où les ions sont liés par attraction coulombienne. Aucun électron n'est libre ce qui rend ces cristaux isolants et très dur (la liaison est très solide).

- Les cristaux covalents (colonne IV : C, Si, Ge, Sn). Les quatre électrons périphériques sont mis en commun avec quatre voisins et établissent des liaisons de valence. Ces liaisons sont moins fortes que les liaisons ioniques et les propriétés des cristaux vont dépendre de la "force" de ces liaisons (C diamant est isolant, Sn est conducteur).
- Les métaux (Li, Na, K, Cu, Ag, Au) conducteurs électriques qui ont un électron libre
- par atome. Leur température de fusion est moins élevée que celle des cristaux covalents.
- Les cristaux moléculaires.

V.3. Système cristallin et réseau cristallin

Un cristal peut être représenté à partir d'une cellule de base qui est répétée périodiquement, formant ainsi le réseau cristallin. Selon la nature des opérations de symétrie qui laissent la structure cristalline invariante, on est amené à définir sept systèmes cristallins, parmi lesquels le système cubique.

III. Quelques propriétés

V.3. 1. Cristal cubique

La plupart des semi-conducteurs cristallisent selon un système cubique. Le système cubique comprend trois réseaux différents possibles, selon la disposition des atomes comme l'indique la figure (V.1)

- Cubique simple : les atomes sont aux sommets du cube (figure (V.1.a)).
- Cubique centré : identique au cubique simple mais avec un atome au centre du cube (figure (V.1.b)).
- Cubique face centrée : identique au cubique simple mais avec un atome au centre de chaque face (figure (V.1.c)).

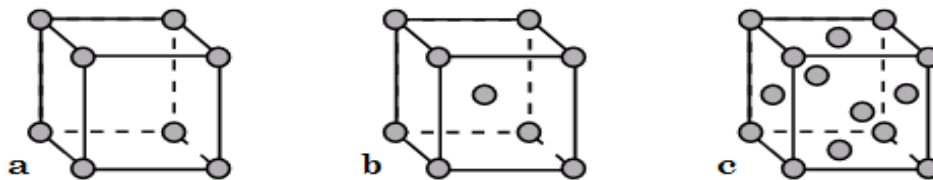


Figure V.1.a. Cubique simple. b. Cubique centré. c. Cubique face centrée

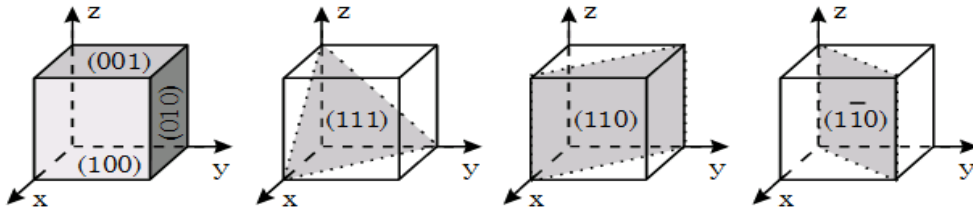


Figure V.2 : Plans cristallographiques.

La figure (V.2) représente certains plans cristallographiques repérés par leur "indices de Miller". La direction perpendiculaire au plan (h,k,l) se note $[h,k,l]$.

V.3. 2. Semi-conducteurs de la colonne IV (Ge, Si) - Réseau "diamant"

Les électrons d'un atome isolé prennent des valeurs d'énergie discrètes et chaque niveau d'énergie peut accueillir un nombre limité d'électrons. Ce nombre est égal à $2n^2$ où n correspond au numéro du niveau (couche) en partant du noyau. Les électrons se répartissent en occupant d'abord les niveaux les plus proches du noyau (ce qui correspond à l'énergie minimale).

Dans le cas du Silicium, qui a un numéro atomique Z égal à 14, il y aura 2 électrons sur la première couche (complète), 8 sur la seconde (complète aussi) et 4 sur la dernière qui n'est donc pas pleine puisqu'elle peut contenir jusqu'à 18 électrons. La figure (V.3.a) donne une représentation des niveaux d'énergie et des électrons qui les occupent. Cette représentation est simplifiée à la figure (V.3.b) en considérant seulement les quatre électrons "périphériques" de la couche externe (qui participeront aux liaisons entre atomes).

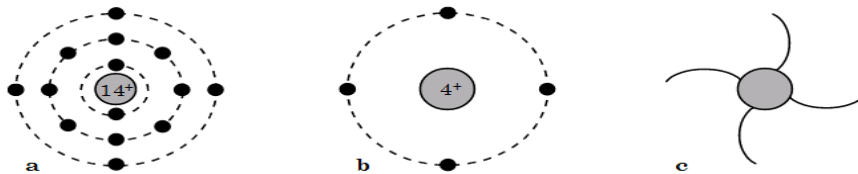


Figure V.3 : Représentations de l'atome de Silicium faisant apparaître. **a.** Les niveaux d'énergie et électrons les occupant. **b.** Le dernier niveau d'énergie. **c.** Les quatre liaisons covalentes possibles.

On constate qu'un élément présente une grande stabilité quand il a huit électrons sur sa couche externe (structure des gaz rares), ce qui n'est pas le cas de l'atome de Silicium isolé. Lors de la formation du cristal cet atome va "gagner" quatre électrons en formant des liaisons covalentes qui correspondent à la "mise en commun" de ses électrons périphériques avec les atomes voisins. Ainsi un atome de Silicium qui s'associe avec quatre autres atomes de Silicium "verra " huit électrons sur sa dernière couche. Une telle association est illustrée aux figures (V.4). On constate que si aucune liaison n'est brisée (par exemple à 0 K), il n'y a pas d'électrons libres, et donc le cristal est isolant.

Le système cubique dans lequel va ainsi cristalliser le Silicium, le Germanium (ainsi que C, Sn) est le réseau diamant constitué de deux réseaux cubiques faces centrées imbriqués (décalés du quart de la diagonale principale du cube).

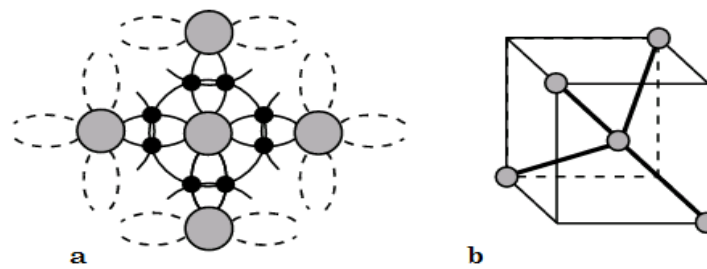


Figure V.4 : Représentation de l'association d'un atome de Silicium avec ses quatre voisins. **a.** En projection plane. **b.** En trois dimensions.

III.3.3. Semi-conducteurs composés (III-V ou II-VI) – Réseau "Zinc-blende"

Un type de liaisons très proche de celui qui vient d'être décrit peut aussi se faire entre atomes de nature différente par exemple entre le Gallium ($Z = 31$) et l'Arsenic ($Z = 33$). La figure (V.5) donne la représentation en deux dimensions du semi-conducteur GaAs dans lequel un atome de Ga prend quatre atomes de As comme voisins et l'As quatre atomes de Ga. En réalité, le cristal se construit à partir des ions Ga^- et As^+ qui ont tous quatre électrons périphériques.

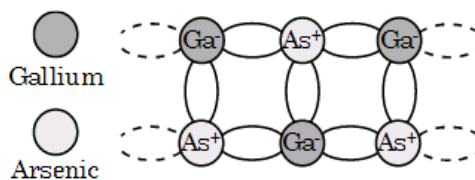


Figure V.5 : Semi-conducteur composé : GaAs.

Le réseau correspondant est celui de la blende (minerai de sulfure de zinc : ZnS) qui peut être considéré comme une variante du réseau diamant : pour GaAs, il est constitué de deux réseaux cubiques faces centrées (l'un de Ga et l'autre de As) imbriqués et décalés du quart de la diagonale principale.

V.4. Bandes d'énergie

Les électrons d'un atome isolé prennent des niveaux discrets d'énergie (figure (V.3)), qui sont en fait constitués de sous-niveaux (ou sous-couches) ; mais lorsqu'on rapproche deux atomes ces niveaux (ou sous-niveaux) vont se dédoubler. En étendant ce raisonnement à N atomes, cette "dégénérescence" fait apparaître des bandes d'énergie permises, qui peuvent "s'interpénétrer" et se séparer à nouveau lorsque la distance inter-atomique diminue (Figure. (V.6)), donnant des bandes d'énergie interdite, de largeur E_G ("Gap").

Le tableau (V.2) donne quelques exemples de largeur de bande interdite ainsi que de distances inter-atomique.

atome	E_G (eV)	type de matériau	d (Å)
C (Carbone)	5.5	Isolant	3.567
Si (Silicium)	1.1	semi-conducteur	5.431
Ge (Germanium)	0.7	semi-conducteur	5.646
Sn(Etain)	0	Conducteur	6.489

Tableau V.1 : Exemple de valeurs du gap et de la distance inter-atomique ("constante du réseau" = arête du cube du réseau = $(4/3)^{1/3} \times$ distance au plus proche voisin)

La figure (V.6) illustre le cas des semi-conducteurs du groupe IV (cas du Silicium) : la bande supérieure est appelée "Bande de Conduction" et, à 0 K, ne contient pas d'électrons contrairement à la bande inférieure, appelée "Bande de Valence", qui contient $4N$ électrons (donc qui est la dernière bande pleine). Entre ces deux bandes se trouve une zone de largeur E_G (en J ou en eV) interdite aux électrons et appelée "Bande Interdite" ou "Gap". Le fait que ces deux bandes (BC ou BV) soient entièrement pleines ou vides implique que la conduction électrique ne peut exister

Pour une température différente de 0 K un électron de la BV peut recevoir suffisamment d'énergie pour passer dans la BC (un "trou" apparaît alors dans la BV) et rendre possible la conduction électrique. Le matériau n'est plus isolant ; mais plus E_G sera grand plus le nombre de "porteurs libres" (électrons dans la BC ou trous dans la BV) sera faible, et plus le matériau sera isolant.

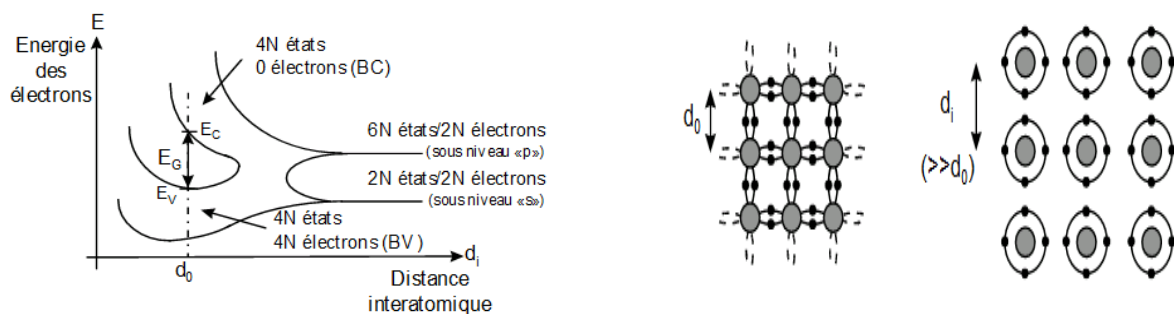


Figure V.6 : Apparition de bandes de valence, de conduction et interdite avec la diminution de la distance inter-atomique pour un matériau de la colonne IV, quand on "rapproche" N atomes identiques

V.4.1 "Gap" direct ou indirect

Les courbes $E_{C,V}(\vec{k})$ dites aussi "relations de dispersion" où E_C est le bas de la bande de conduction, E_V le haut de la bande de valence et \vec{k} le vecteur d'onde associé à un électron (quantité de mouvement $\vec{p} = m\vec{v} = \hbar\vec{k}$) font apparaître deux types de semi-conducteur : ceux

pour lesquels minimum de E_C et maximum de E_V se produisent pour la même valeur de \vec{k} , que l'on appellera SC à gap direct, et les autres appelés SC à gap indirecte (Figure V.7).

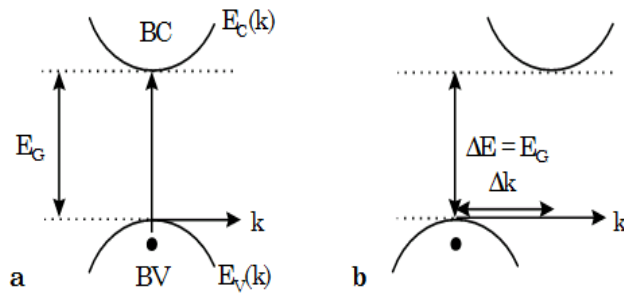


Figure V.7. SC à gap direct.
b. SC à gap indirecte.

La nature du gap joue un rôle fondamental dans l'interaction du semi-conducteur avec un rayonnement électromagnétique (en particulier lumineux), et donc dans le fonctionnement des composants utilisés en optoélectronique. On peut remarquer, pour l'instant, que dans un SC à gap direct un électron du haut de la BV qui acquière une énergie E_G passe dans la BC sans changer de quantité de mouvement ($\Delta p = \hbar \Delta k = 0$) ce qui n'est pas le cas dans un SC à gap indirect.

On rappelle aussi que lors de toute transition entre niveaux d'énergie, les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement doivent s'appliquer et que la quantité de mouvement associée à un photon :

$$p_{ph} = mc = \frac{mc^2}{c} = \frac{E_{ph}}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} = \hbar k_{ph} \quad (V.1)$$

est typiquement 10^3 fois plus petite que celle correspondant aux variations Δk nécessaires dans un SC à gap indirect. Ainsi les photons ne peuvent pas y assurer seul le transfert de quantité de mouvement lors des transitions $BC \leftrightarrow BV$.

V.5. Conduction par électron ou par trou. Masse effective. Densité d'états

On peut briser une liaison de valence si on apporte une énergie (thermique ou lumineuse) suffisante : on arrache ainsi un ou plusieurs électrons (précédemment engagés dans ces liaisons). Ceci revient, dans le modèle de bandes d'énergie utilisé, à faire passer ce ou ces électrons de la bande de valence à un état situé dans la bande de conduction (à un niveau dépendant de l'apport d'énergie) : l'électron est "libre" (il ne participe plus à une liaison cristalline) et peut, par contre, participer à la conduction électrique, voir figure (III.8). Il se comporte comme une particule "quasi-libre" dans le semi-conducteur car il y subit l'influence du réseau. On représente cette particule (électron) "quasi-libre" par une "quasi-particule" libre en lui affectant une masse "effective" m_n différente de la masse m_0 ($0,91 \cdot 10^{-30}$ kg) de l'électron libre dans le vide

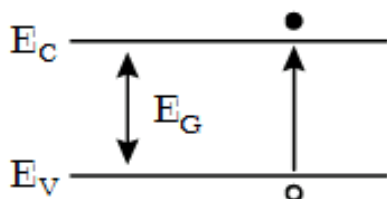


Figure V.8 : Transition d'un électron de la BV vers la BC.

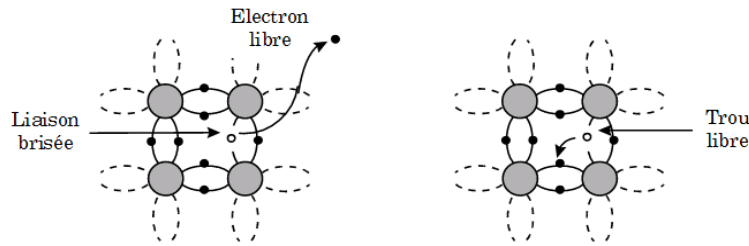


Figure V.9 : Apparition d'un électron et d'un trou libre lors d'une rupture de liaison covalente.

Dans le même temps qu'apparaît un électron libre dans la bande de conduction (devenu libre en brisant une liaison), apparaît une case (place) vide dans la bande de valence (correspondant à une liaison non assurée) qui peut être occupée par un autre électron de la BV (participant auparavant à une autre liaison covalente). Ce phénomène est illustré à la figure (V.9). A cette place vide (qu'on appelle trou) est affectée une charge positive $+q$ (son déplacement sera opposé à celui des électrons lors de l'application d'un champ électrique). La bande de valence étant toujours quasi-pleine (de $N-1$ électrons de valence), l'étude du mouvement des particules dans cette bande sera simplifiée en ne considérant que le mouvement du trou auquel on affectera une masse effective m_p . Au voisinage d'un extremum des bandes (BV ou BC), on peut approcher les relations de dispersion $E(k)$ par un développement limité : par exemple au voisinage d'un minimum de la BC (appelé "vallée") on pourra écrire

$$E(k) \approx E_c + 0 + \frac{1}{2} \frac{d^2}{dk^2} k^2 + \dots \quad (\text{V.2})$$

ou, ce qui est équivalent (avec la quantité de mouvement $\vec{p} = \hbar \vec{k}$)

$$E(p) - E(c) \approx \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial p^2} p^2 = \frac{p^2}{2m_n} \quad (\text{V.3})$$

(approximation "parabolique" de la bande de conduction) ; or $p^2/2m_n$ est l'énergie cinétique d'un électron "libre". Ainsi l'énergie supplémentaire (par rapport à E_c) des électrons est une énergie cinétique et on déduit par identification que la masse effective des électrons dans la vallée considérée est donnée par :

$$m_n = \left[\frac{\partial^2 E}{\partial p^2} \right]^{-1} \quad (\text{V.4})$$

qui est l'inverse de la courbure de $E(p)$.

V.5.1. Densité d'états

On peut calculer ensuite le nombre de "places" disponibles (occupées ou non) par les électrons (dans la BC) et les trous (dans la BV). Cette "densité d'états" s'obtient par exemple pour les électrons (dans la BC) en écrivant :

$$n_c(E)dE = \text{nombre d'états (m}^{-3}\text{) dans la "tranche" d'énergie } E, E + dE$$

$$\text{(donc } n_c(E) \text{ en m}^{-3}\text{J}^{-1} \text{ ou cm}^{-3}\text{eV}^{-1}\text{), soit} \quad n_c(E)dE = g(k)d^3k \quad (\text{V.5})$$

où par définition, $g(k)$ est la densité d'états électroniques dans l'espace réciproque ("espace des k "). Dans un espace à trois dimensions cette densité est égale à $2/(2\pi)^3$. On en déduit l'expression de la densité d'états dans l'approximation des bandes paraboliques en utilisant le fait que les surfaces isoénergétiques ($E = \text{constante}$), si m_n est isotrope, sont des sphères dans l'espace des k (alors $d^3k = 4\pi k^2 dk$ et, d'après l'éq. (II.3), $dE = (\hbar^2/m_n)kdk$) :

$$n_c(E) = \frac{2}{2\pi^2} \left(\frac{2m_n}{\hbar^2}\right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (\text{V.6})$$

De même pour les trous dans la bande de valence, on obtient comme densité d'états :

$$n_v(E) = \frac{2}{2\pi^2} \left(\frac{2m_p}{\hbar^2}\right)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} \quad (\text{V.7})$$

V.6. Semi-conducteur non dopé ou dopé

V.6.1. Semi-conducteur intrinsèque

Un semi-conducteur est dit intrinsèque lorsque le cristal n'est pas pollué volontairement ou non) par des impuretés pouvant changer la concentration en porteurs libres. Pour une température différente de 0 K, des électrons peuvent devenir "libres" c'est à dire passer de la bande de valence à la bande de conduction, où leur concentration est notée n . Ces électrons laissent des trous dans la BV (avec une concentration notée p) eux-aussi libres de se déplacer avec, de plus, une égalité entre les concentrations n et p . Pour ce cas particulier, on définit une concentration intrinsèque n_i (égale aux concentrations n et p) pour laquelle on montrera plus loin qu'elle est donnée par la relation :

$$n = p = n_i(T) = AT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_G}{2kT}\right) \quad (\text{V.8})$$

où A est une constante spécifique du matériau.

L'équation (V.8), illustrée aux figures (V.10.a et b) pour le silicium, le germanium et le GaAs, traduit le fait que plus la température est élevée, plus il est fréquent qu'un électron obtienne l'énergie nécessaire pour franchir la bande interdite. Mais plus le gap (E_G) est grand et plus l'énergie qu'un électron doit acquérir devient importante. Cette remarque implique qu'un matériau à grand gap a une meilleure stabilité en température ce qui le rend intéressant pour l'électronique de puissance. La figure (V.1.a ou b) montre qu'en première approximation $\ln(n_i)$ en fonction de $1/T$ est une droite de pente $-E_G/2k$ ce qui donne la possibilité de déduire expérimentalement E_G .

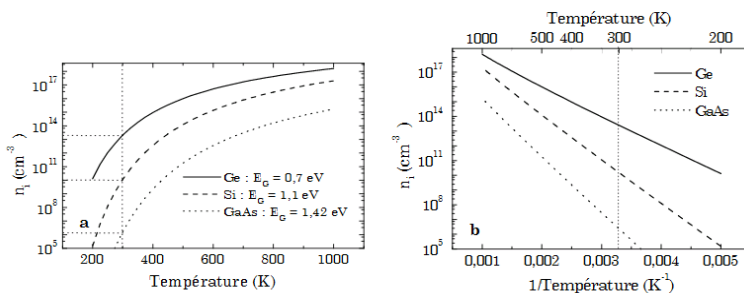


Figure V.10 : Evolution de la concentration intrinsèque en représentation semi-log pour le silicium, le germanium et le GaAs. **a.** En fonction de la température. **b.** En fonction de l'inverse de la température.

Remarque sur la génération et la recombinaison des porteurs

Si, à une température donnée différente de 0 K, il y a création (ou "génération") thermique permanente de paires électron - trou conduisant à une concentration intrinsèque $n_i(T)$, c'est parce que, en régime stationnaire, il existe un phénomène inverse de "disparition" de porteurs (par paire) appelé "recombinaison": il correspond au passage d'un électron de la bande de conduction à la bande de valence, où l'électron va occuper une "case" vide (l'électron libre va être bloqué dans une liaison de valence). Il y a donc disparition d'une paire électron - trou.

V.6. 2.Semi-conducteur extrinsèque : dopage

L'introduction de certaines impuretés dans un matériau semi-conducteur permet d'y modifier le nombre de porteurs libres, de choisir le type de conduction (par électrons ou par trous) et de contrôler la conductivité.

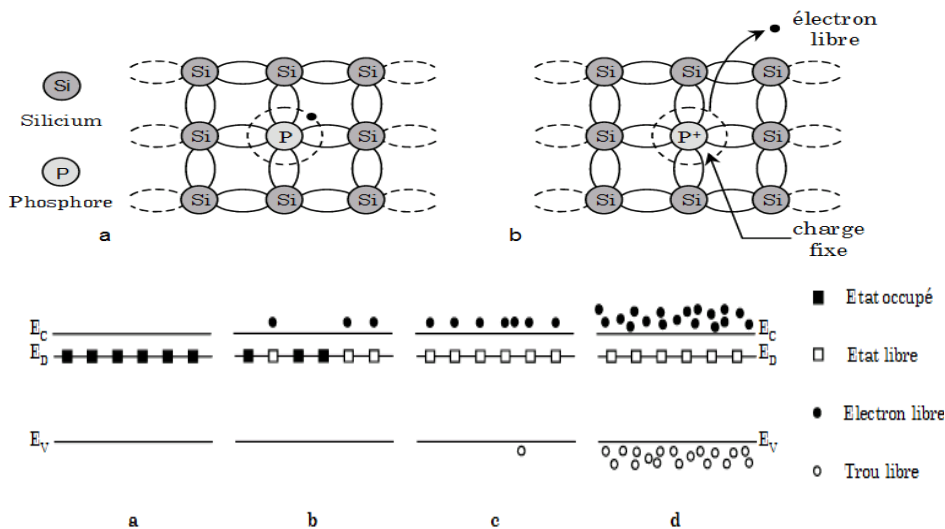


Figure V.11 :
Silicium dopé au phosphore.
a. $T = 0$ K. b. $T \neq 0$ K.

Figure V.12. Diagrammes de bandes faisant apparaître le niveau d'énergie des états de type donneur et leur occupation.
a. $T_0 = 0$ K, $n_0 = p_0 = 0$. b. $0 < T_1 < 50$ K, les impuretés s'ionisent (se dégèlent) c. 50 K $< T_2 < 500$ K, $n_0 \approx N_D \gg n_i(T_2) \gg p_0$. d. $T_3 > 500$ K, $n_0 \approx p_0 \approx n_i(T_3)$.

V.6. 3.Semi-conducteur de type n

Pour un tel matériau, des atomes (ou impuretés) de type donneur (d'électrons) ont été introduits (en général en faible quantité) afin de privilégier la conduction par électrons plutôt que par trous. Les atomes peuvent être de la colonne V si le cristal initial est constitué d'atomes de la colonne IV. La figure (V.11.a) donne l'exemple de silicium dopé au phosphore qui possède cinq électrons sur la couche externe.

Les quatre atomes voisins de silicium "prêtent" un électron chacun à l'atome de phosphore qui lui-même met en commun quatre de ses cinq électrons périphériques. Un faible apport d'énergie (0,04 eV), par exemple dû à une température différente de 0 K, peut "libérer" le cinquième électron de l'atome de phosphore (figure (V.11.b)) qui se retrouve alors ionisé positivement (charge fixe). Ce phénomène correspond à l'apparition d'un niveau d'énergie E_D

dans la bande interdite (avec $E_C - E_D = 0,04 \text{ eV}$), Les atomes d'impureté s'ionisent progressivement avec l'augmentation de la température et à partir d'environ 50 K toutes les impuretés sont "dégelées" La concentration n_0 en électrons (appelée concentration en porteurs "majoritaires") sera alors égale à la concentration en dopant N_D ($n_0 = N_D \gg n_i \gg p_0$ concentration en trous, minoritaires) tant que le comportement intrinsèque du matériau ne reprend pas le dessus (équation (V.8)) ce qui se produit pour une température supérieure à 500 K (ordre de grandeur usuel) et rend à nouveau la concentration en électrons dépendante de la température.

V.6. 4.Semi-conducteur de type p

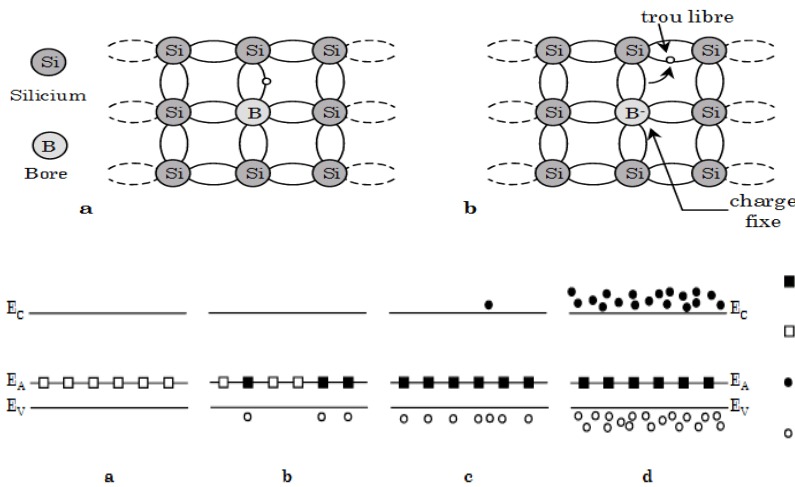


Figure V.13 : Silicium dopé au Bore. a. T = 0K. b. T ≠ 0K

Figure V.14 : Diagrammes de bandes faisant apparaître le niveau d'énergie des états de type accepteur et leur occupation. a. $T_0 = 0K, n_0 = p_0 = 0$. b. $0 < T_1 < 50 \text{ K}$, les impuretés s'ionisent. c. $50 \text{ K} < T_2 < 500 \text{ K}$, $p_0 \approx N_A \gg n_i(T_2) \gg n_0$. d. $T_3 > 500 \text{ K}$, $n_0 \approx p_0 \approx n_i(T_3)$.

Cette fois les impuretés sont de type accepteur d'électrons ce qui correspond aux atomes de la colonne III pour un cristal constitué d'atomes de la colonne IV. La figure (V.13) donne un aperçu de ce qui se passe pour un cristal de silicium dans lequel on a introduit des atomes de bore.

L'association avec ses quatre voisins confère à l'atome de bore sept électrons sur la couche externe ce qui est insuffisant pour le rendre stable et il est alors tenté d'en subtiliser un à un proche voisin qui lui même peut en prendre un à un de ses voisins et ainsi de suite. Pour cela il faut un apport minimum d'énergie qui peut être fourni par les vibrations thermiques du cristal ; le bore se retrouve ionisé négativement (charge fixe) et on assiste au déplacement d'un trou (libre) d'atome en atome. La concentration p_0 en trous (porteurs majoritaires) est égale à la concentration en dopant N_A ($p_0 = N_A \gg n_i \gg n_0$) à partir d'une température de l'ordre de 50 K; le caractère intrinsèque redevient dominant au-delà de 500 K environ (équation (V.8)).

Remarque

Le dopage minimum dépend du raffinage du matériau ; par exemple pour le silicium on observe des concentrations résiduelles de bore d'environ 10^{13} atomes par cm^3 , si bien que le silicium intrinsèque à température ambiante (où $n_i \approx 10^{10} \text{cm}^{-3}$) est très difficile à obtenir. D'autre part, certaines impuretés (métalliques) ou des défauts du réseau cristallin donnent des niveaux d'énergies plus proches du milieu de la bande interdite ce qui a peu d'intérêt au niveau dopage mais est susceptible de modifier les propriétés de recombinaison ; on dit que ces niveaux "profonds" constituent des "centres de recombinaison".

Chapitre VI

Propriétés magnétiques des matériaux

VI.1.Introduction.....	39
VI.2.Les matériaux magnétiques sont classés en trois catégories.....	39
VI.3.Les aimants permanents.....	41
VI.3.Potentiel magnétique	42
VI.4. Différence de potentiel magnétique	43
VI.5. Lignes de force ou lignes d'induction	43
VI.6. Spectre magnétique	43
VI.7. Exemples de spectres magnétiques	44
VI.8.Comportement des lignes de forces	44
VI.9.Perméabilité du vide μ_0	45
VI.10. Perméabilité relative μ_r	46
VI.11. Relation entre l'intensité du champ magnétique \vec{H} , la perméabilité de l'air μ_0 et la perméabilité relative μ_r	46
VI.12. Champ d'induction magnétique B	47
IV.14. Champ d'induction d'une bobine dans l'air (sans noyau)	49
IV.15.Champ d'induction d'une bobine avec noyau	49
IV.16.Flux magnétique Φ	50
IV.17. Effet Hall	50

VI.1.Introduction

Tout comme le courant électrique, nous ne pouvons que constater les effets du magnétisme.

Nous ne pouvons pas voir les lignes de force qui existent autour d'un aimant. Les propriétés magnétiques de certains matériaux sont dues à la rotation des électrons sur eux-mêmes dans l'atome : **Ce phénomène est appelé SPIN.**

VI.2.Les matériaux magnétiques sont classés en trois catégories

VI.2.a. Matériaux ferromagnétiques : Ils peuvent être fortement magnétisés. leur aimantation persiste plus ou moins lorsque le champ magnétisant est supprimé. Exemples : Fer , Nickel , Acier , Cobalt.

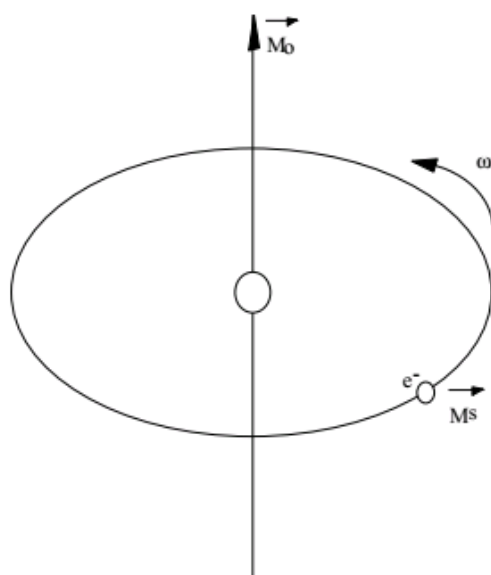
VI.2.b. Matériaux paramagnétiques : Ils s'aimantent faiblement dans le sens du champ magnétisant. Leur aimantation cesse dès que le champ magnétisant est supprimé. Exemples : Aluminium , Platine , Manganèse .

VI.2.c. Matériaux diamagnétiques: Ils s'aimantent faiblement dans le sens opposé au champ magnétisant. Leur aimantation cesse dès que le champ magnétisant est supprimé. Exemples : Cuivre , Zinc , Or , Argent.

Pour expliquer ces différents types d'aimantation, il faut considérer le moment magnétique de chaque atome et celui d'une parcelle de corps comprenant un grand nombre d'atomes.

Le moment magnétique atomique résulte des mouvements des électrons qui gravitent autour du noyau et qui en même temps tournent sur eux mêmes.

La rotation de l'électron sur lui-même, Spin, provoque un moment magnétique \vec{M}_s



Dans un atome, ces différents moments magnétiques se composent pour donner le

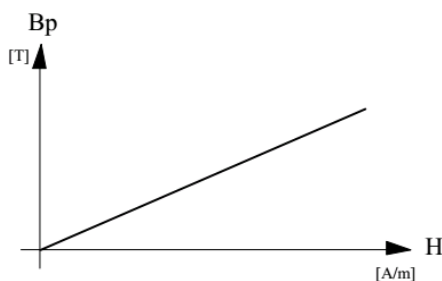
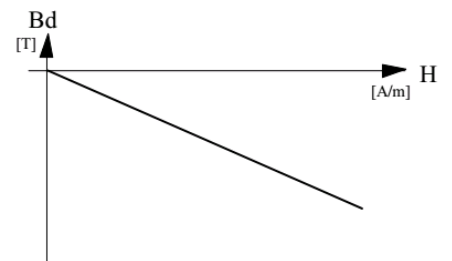
$$\text{Moment magnétique atomique } \vec{M}_a = \sum \vec{M}_o + \vec{M}_s$$

Pour les matériaux diamagnétiques, ce moment \vec{M}_a est nul. Pour les matériaux paramagnétiques, il n'est pas nul, mais les moments de l'ensemble des atomes est nul. Pour les matériaux ferromagnétiques, des parcelles de matières appelées domaines de Weiss, ont un moment magnétique \vec{M}_a non-nul. Mais, en l'absence de champ magnétique extérieur, l'ensemble des moments de ces parcelles s'annulent les uns les autres.

En présence d'un champ magnétisant extérieur, le corps s'aimante et toutes les parcelles de ce corps présentent un moment magnétique. L'aimantation ainsi obtenue dépend de la nature du corps.

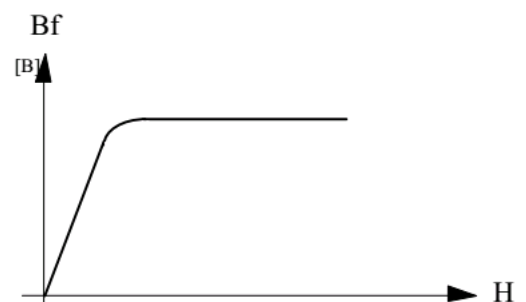
Les matériaux diamagnétiques s'aimantent proportionnellement au champ dans lequel ils sont placés, mais en sens inverse.

Le rapport entre la valeur de l'aimantation du corps et celle du champ qui le produit est faible



Les matériaux paramagnétiques présentent une aimantation proportionnelle au champ dans lequel ils sont placés, et de même sens. Le rapport entre la valeur de l'aimantation du corps et celle du champ qui le produit est faible

Les matériaux ferromagnétiques sont capables de s'aimanter de manière beaucoup plus forte. Leur aimantation est de même sens que le champ inducteur, mais elle n'est pas proportionnelle. Elle croît avec le champ inducteur et tend vers une limite



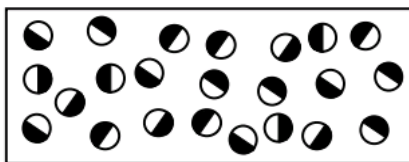
Les matériaux que nous allons étudier font partie de la dernière catégorie. Ce sont eux qui sont utilisés pour toutes les applications magnétiques en électrotechnique.

VI.3. Les aimants permanents

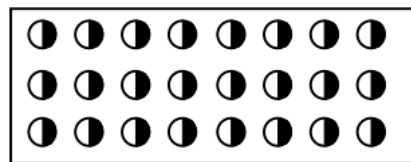
Les aimants permanents ont d'abord été élaborés à partir d'acier ou de chrome-cobalt. Vers 1935, on a commencé à étudier des alliages de fer-aluminium, nickel, cobalt et cuivre. Ces alliages fondus ou frittés sont connus sous le nom de ticonal ou alnico. En 1951, on a utilisé les ferrites de baryum et de strontium. Actuellement les alliages ticonal et ferrites sont employés couramment et sont les deux types de matériaux à aimants permanents les plus utilisés.

Avec les matériaux modernes, la désaimantation due au vieillissement ou à l'action d'un champ magnétique (pas trop intense), peut être considérée comme négligeable. Cette propriété permet d'ailleurs de réaliser des aimants présentant des pôles de nom contraires très proche les uns des autres. Ces différentes propriétés ont permis d'abandonner les formes classiques d'aimants permanents en fer à cheval ou en long barreau. Il est maintenant possible de réaliser des aimants de formes diverses et très pratiques.

Dans les appareils de mesures électriques (galvanomètres, ampèremètres et voltmètres), ils ont permis notamment une grande amélioration de la sensibilité et de la fiabilité. Dans certains moteurs et certains générateurs (alternateurs de voitures, dynamos, magnétos), ils sont employés à la place d'électroaimants. On les emploie aussi en électronique pour les haut-parleurs et les microphones.



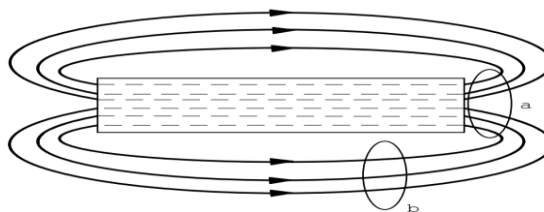
Barreau non aimanté



Barreau aimanté

Dans la région autour d'un aimant permanent, il existe un champ magnétique que l'on peut représenter au moyen de lignes de force magnétique semblables aux lignes de force électrique.

Contrairement aux lignes de force électrique, les lignes de force magnétique ne partent d'aucun point et n'arrivent à aucun point; elles se présentent plutôt sous forme de boucles

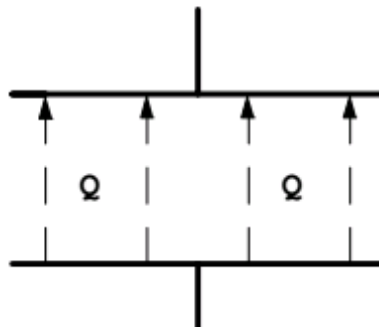


Les lignes de force vont du pôle nord au pôle sud, à l'extérieur du barreau aimanté, et du pôle sud au pôle Nord à l'intérieur. Elles sont également espacées et symétriquement distribuées autour du barreau.

Les lignes de force occupent la plus petite aire possible et leur longueur interpolaire est minimale. La force du champ magnétique d'une région quelconque dépend directement du nombre de ligne de force par aire unitaire. Dans la figure ci-dessus, l'intensité du champ est deux fois plus grande au point a par rapport au point b, alors que les deux aires sont identiques.

L'intensité du champ magnétique \vec{H} présente les mêmes caractéristiques que le champ électrique \vec{E}

Par analogie au champ électrique \vec{E} , nous constatons que lors de leur déplacement les charges électrostatiques \vec{Q} provoquent une force électromagnétique \vec{F} capable d'attirer les aiguilles d'une boussole.

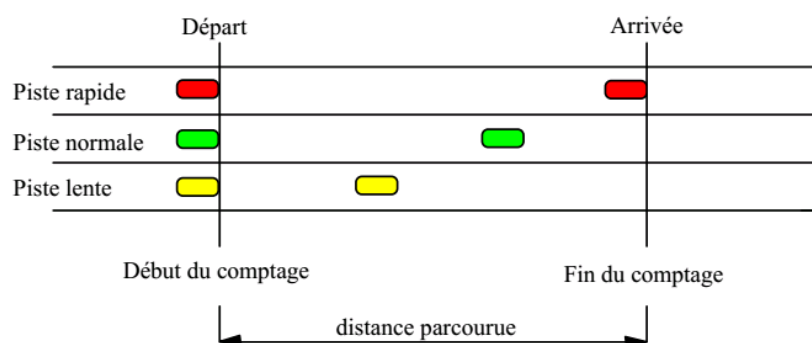


VI.3. Potentiel magnétique

Dans le vide ou dans l'air, l'intensité du champ magnétique \vec{H} est une source de courant et peut être définie par la notion de potentiel magnétique.

Pour imaginer cette notion de potentiel, comparons-la au débit des voitures sur une autoroute à trois pistes.

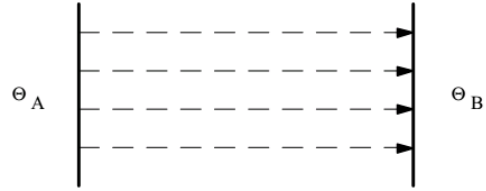
Chaque piste est un tube de circulation routière possédant sur une longueur bien définie un nombre de voitures différent à cause des différentes vitesses. Nous pouvons donc la comparer à un certain potentiel de passage de voitures.



VI.4. Différence de potentiel magnétique

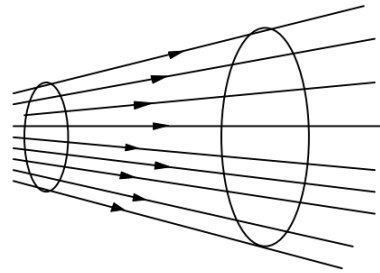
La différence de potentiel magnétique est définie comme la présence d'une intensité de champ magnétique \vec{H} entre les points A et B. Les charges se déplaçant dans l'air avec une certaine facilité.

$$\text{Relation : } H_{AB} = \frac{\Theta_A - \Theta_B}{d}$$



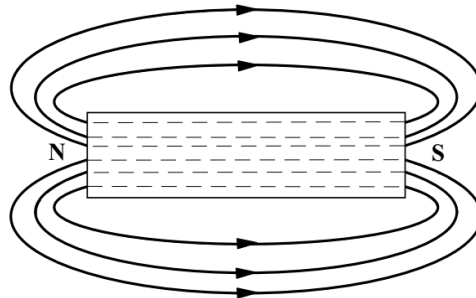
VI.5. Lignes de force ou lignes d'induction

Les lignes d'induction ou lignes de force représentent les vecteurs du champ d'induction \vec{B} influençant l'espace.



VI.6. Spectre magnétique

Le spectre magnétique représente L'ENSEMBLE des lignes de force

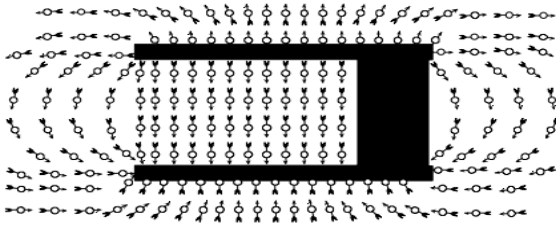


Ces lignes de force sont issues d'un pôle admis par convention pôle Nord, perpendiculairement à l'aire A, passant dans un milieu pouvant être l'espace ou autre, pour se refermer à un autre pôle admis par convention Sud.

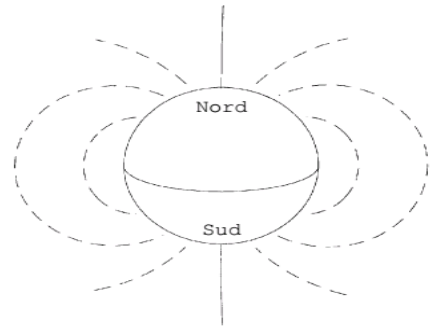
Chaque ligne de force se referme obligatoirement. Comme pour le courant électrique I, elle circule en circuit fermé.

Ce qui implique une ligne de force circulant du pôle Sud au pôle Nord à l'intérieur de l'élément constituant le générateur de champ d'induction \vec{B} . Ce générateur peut être un aimant permanent, un électroaimant ou un courant passant dans un conducteur.

VI.7. Exemples de spectres magnétiques



Champ magnétique d'un aimant permanent



Champ magnétique terrestre

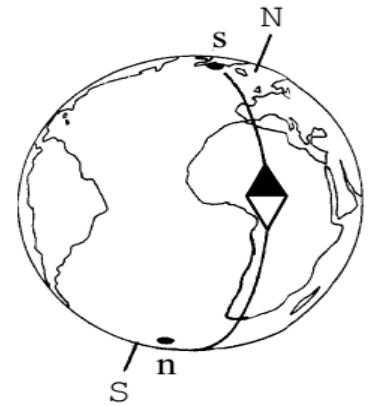
VI. a. En minuscule :

Pôles magnétiques de la Terre. La boussole s'oriente vers ces pôles.

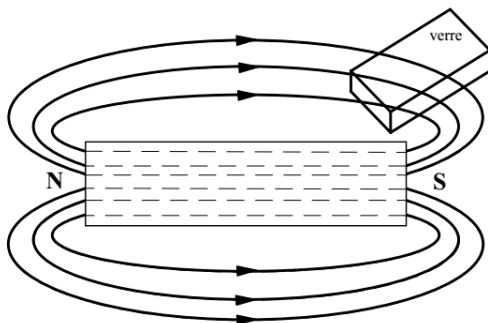
Nous constatons également que les pôles magnétiques sont inversés par rapport aux pôles géographiques.

IV.b. En Majuscule :

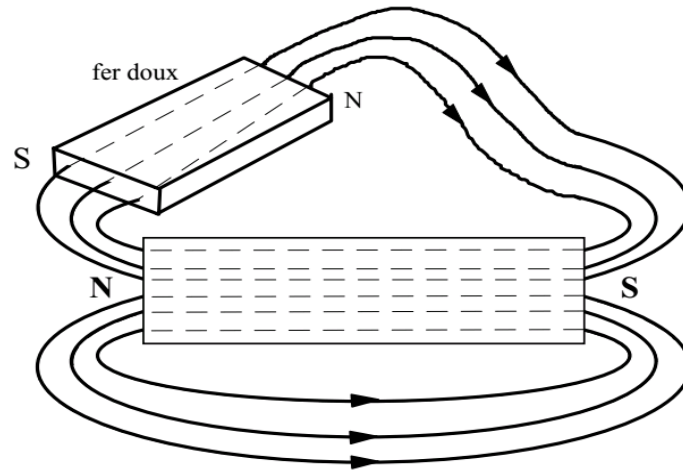
Pôles géographiques de la Terre. Ils correspondent à l'axe de rotation terrestre et sont décalés d'environ 15° par rapport aux pôles magnétiques.



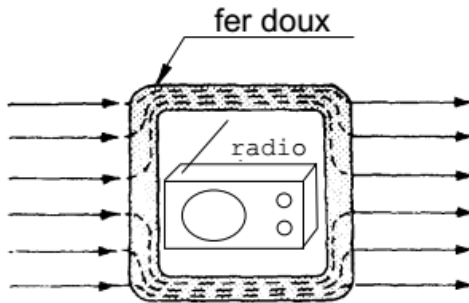
VI.8. Comportement des lignes de forces



Lorsqu'un objet non-magnétique est placé dans les lignes de force magnétique, il n'y a aucune modification. Les lignes traversent l'objet sans changer de trajectoires.



Si l'objet placé dans les lignes de force a des propriétés magnétiques, les lignes de force seront déviées. Un pôle Nord et un pôle sud vont apparaître sur les côtés de l'objet.



Cette particularité est utilisée pour protéger certains appareils sensibles au champ magnétique. Dans notre exemple, le récepteur radio se trouve protégé des perturbations magnétiques extérieures par un blindage en fer doux.

VI.9. Perméabilité du vide μ_0

Les matériaux magnétiques laissent passer les lignes de force avec une certaine facilité. Ils sont caractérisés par une perméabilité relative. La perméabilité relative est symbolisée par la lettre grecque μ (mu). Elle représente la facilité avec laquelle les lignes de force magnétiques peuvent s'établir dans le matériau. Pour l'air, elle a été définie expérimentalement, et représente une référence

Symbole de la grandeur : μ_0

Symbole de l'unité : $\left[\frac{Wb}{A.m} \right]$ ou $[V \cdot s \cdot A^{-1} \cdot m^{-1}]$

Tous les matériaux ont une perméabilité. Même s'il ne s'agit pas de matériaux magnétiques, comme le vide par exemple. L'air se comporte de façon identique au vide. Sa perméabilité est symbolisée par μ_0 et elle est donnée par la relation suivante :

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} [V \cdot s \cdot A^{-1} \cdot m^{-1}]$$

$$\mu_0 = 1.25 \cdot 10^{-6} [V \cdot s \cdot A^{-1} \cdot m^{-1}]$$

VI.10. Perméabilité relative μ_r

La perméabilité relative est la valeur dont il faut tenir compte lorsque nous introduisons un noyau dans une bobine. Pour les matériaux non-magnétiques elle a été admise comme 1, puisque ces matériaux ne facilitent pas le passage des lignes de force.

Par contre, il n'est pas possible de faire pareil avec les matériaux magnétiques. Ils ont tous un comportement différent en fonction de leur composition. C'est pourquoi leur perméabilité a été appelée perméabilité relative. Elle est symbolisée par μ_r . Elle qualifie la facilité avec laquelle les charges magnétiques peuvent se déplacer dans le matériau.

La valeur de μ_r varie fortement d'un matériau à un autre. Pour certains matériaux, la valeur de μ_r est comprise entre un minimum et un maximum. Nous verrons plus tard que la perméabilité relative dépend de la valeur de l'induction \vec{B} .

Symbole de la grandeur : μ_r

Il n'y a pas d'unité

VI.11. Relation entre l'intensité du champ magnétique \vec{H} , la perméabilité de l'air μ_0 et la perméabilité relative μ_r

Les charges Q se déplaçant dans un tube magnétique avec une certaine vitesse provoquent une force électromagnétique \vec{F} .

Cette force est liée à la matière du tube magnétique et à l'intensité du champ magnétique \vec{H}

$$\frac{F}{Q.v} = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot H \quad (\text{IV.1})$$

Le quotient $\frac{F}{Q.v}$ est appelé champ d'induction magnétique \vec{B}

Nous obtenons donc la relation suivante, en admettant la perpendicularité entre les vecteurs :

$$B = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot H \quad (\text{IV.2})$$

VI.12. Champ d'induction magnétique B

Au voisinage des aimants permanents et des conducteurs de courant électrique, c'est-à-dire à proximité des charges électriques en mouvement, l'espace se trouve modifié par un champ d'induction magnétique.

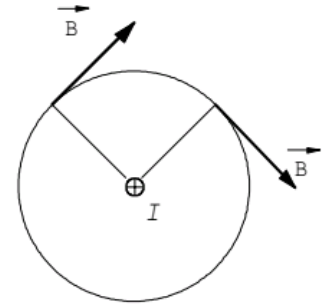
Symbole de la grandeur : B

Symbole de l'unité : [T] tesla

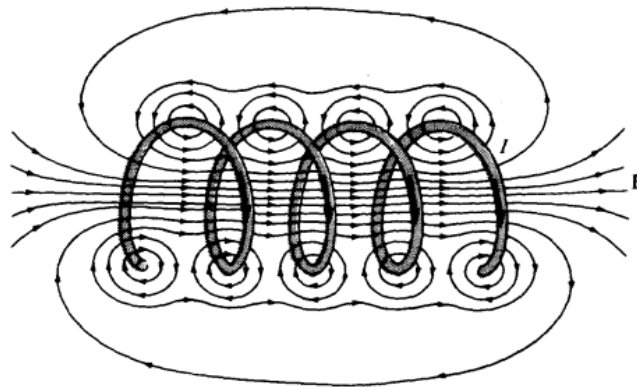
Une induction de 1tesla correspond à un flux magnétique de weber pour une surface de $1 \text{ [m}^2\text{]}$
 Une fois de plus, l'induction ne peut être mise en évidence que par ses effets

Valeurs moyennes du champ d'induction magnétique B			
Terre	$0.3 \mu \text{ T}$	Electroaimant	$0.1 \text{ à } > 1 \text{ T}$
Soleil	5 m T	Aimant supraconducteur	> 10

Pour décrire les propriétés de l'espace, il faut donner un caractère vectoriel à la grandeur \vec{B} . La force électromagnétique \vec{F} , exercée sur les charges électriques, peut être caractérisée par un vecteur représentant un ensemble forces électromagnétiques élémentaires.



Une bobine de grande longueur et comportant un grand nombre de spires circulaires jointives est appelée un solénoïde. Lorsqu'un courant électrique traverse cette bobine, une induction B est produite. Le champ magnétique à l'intérieur du solénoïde est presque uniforme, ce qui représente un avantage.

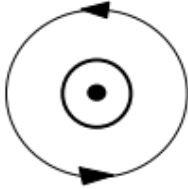


VI.13. Propriétés du champ d'induction B

Dès qu'un courant traverse un conducteur, des lignes de force magnétiques s'établissent autour de lui. On peut définir la DIRECTION des lignes d'induction comme circulaire par rapport au conducteur parcouru par le courant I .

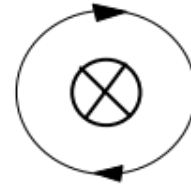
Le SENS des lignes de forces est définie par plusieurs règles. Celle de la main droite, du tire-bouchon, ou celle de la vis.

Dans les dessins, nous trouverons toujours le courant dans les conducteurs représenté de la même manière. Elle se rapporte à la règle de la vis. Lorsque le courant pénètre dans le conducteur, on voit la tête de la vis, nous dessinerons donc une croix. Lorsque le courant sort du conducteur, nous verrons la pointe de la vis et nous dessinerons un point



Le point indique que le courant sort du conducteur.

La flèche donne le sens des lignes de force



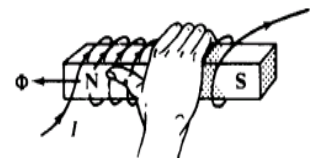
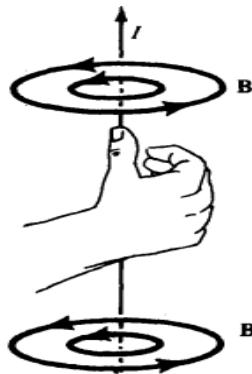
La croix indique que le courant entre dans le conducteur.

La flèche donne le sens des lignes de force

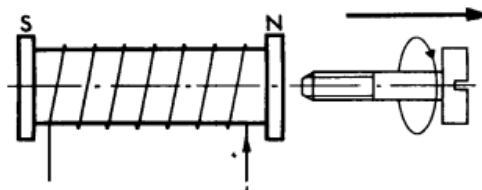
Dans le cas de la règle de la main droite, le pouce indique le sens du courant et les doigts le sens des lignes de force.



Règle du tire-bouchon

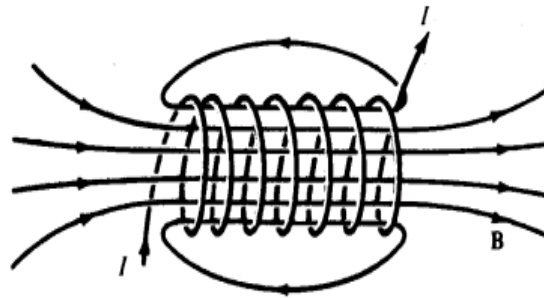


Règle de la main droite



Règle de la vis

IV.14. Champ d'induction d'une bobine dans l'air (sans noyau)



Soit une bobine parcourue par un courant électrique. Des lignes de force magnétique vont être créées par le passage du courant et une induction B va apparaître.

L'induction B sera égale à :

$$B = \mu_0 H \quad \text{en tesla [T]}$$

Dans notre cas, le champ H représente les ampères-tours par mètre de la bobine

$N \Rightarrow$ nombre de spire de la bobine (sans unité)

$I \Rightarrow$ intensité du courant dans la bobine [A]

$$H = \frac{N.I}{l} \quad \left[\frac{A}{m} \right] \quad (\text{IV.3})$$

$l \Rightarrow$ longueur de la bobine [m]

Remarque : Ce calcul n'est valable que pour une bobine longue avec une seule couche de spires.

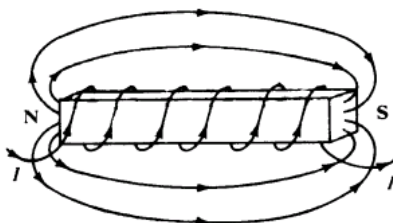
IV.15. Champ d'induction d'une bobine avec noyau

Comme nous l'avons vu au chapitre des propriétés magnétiques, les matériaux magnétiques concentrent les lignes de force. Si nous reprenons la bobine précédente et que nous plaçons un noyau, l'induction augmentera.

La perméabilité relative μ_r du noyau va définir l'augmentation de l'induction.

L'induction B sera égale à :

$$B = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot H \quad (\text{IV.4})$$



Comme pour la bobine sans noyau, le champ H représente les ampères-tours par mètre de la bobine.

IV.16. Flux magnétique Φ

Le flux magnétique Φ quantifie le nombre de lignes de force d'un champ d'induction B , traversant l'aire A d'une matière.

Symbole de la grandeur : Φ

Symbole de l'unité : [Wb] weber

Le flux d'induction magnétique Φ représente le produit de l'induction magnétique B pour une aire A bien délimitée.

Cette aire peut être oblique ou, dans notre cas, perpendiculaire au champ d'induction B .

Relation : $\Phi = B \cdot A \cos\alpha$ [Wb]

$B \Rightarrow$ induction magnétique [T] $A \Rightarrow$ aire de l'aimant [m^2] $\alpha \Rightarrow$ angle d'inclinaison [$^\circ$]

IV.17. Effet Hall

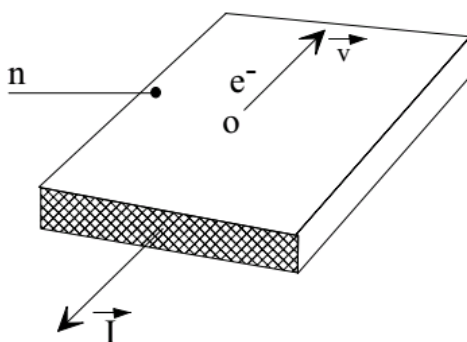
En 1879, E. H. Hall a observé qu'une faible tension était engendrée à travers un conducteur parcouru par un courant et placé dans un champ magnétique externe. Cette tension était très faible avec des conducteurs classiques et cet effet fut peu utilisé.

Avec le développement des semi-conducteurs, des valeurs plus élevées de tensions de Hall peuvent être engendrées. Comme matériau semi-conducteur, il est souvent fait usage de l'arséniure d'indium (In As).

Un élément de In As, placé dans un champ magnétique, peut engendrer une tension Hall de 60 [mV] lorsque l'induction vaut 1 [T] et qu'il est parcouru par un courant de 100 [mA].

Le flux appliqué doit être perpendiculaire à la direction du courant. Lorsque le courant circule dans le sens longitudinal du conducteur, la tension engendrée est développée au travers de la largeur.

La valeur de la tension Hall U_H est directement proportionnelle à la valeur de la densité de l'induction magnétique B . Cela signifie qu'il est possible de mesurer la valeur de l'induction B par l'intermédiaire de la tension Hall U_H .



Un conducteur contenant n charges libres e^- est traversé par un courant \vec{I} .

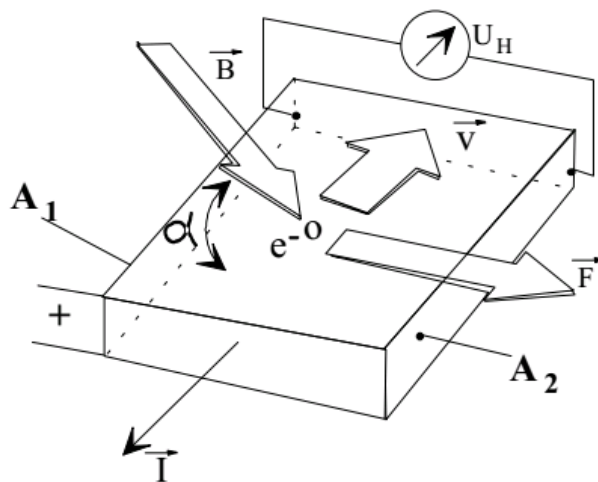
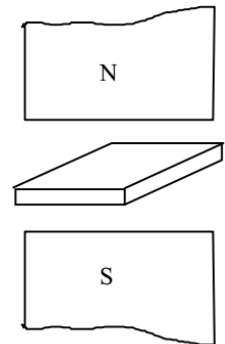
Supposons que tous les électrons se déplacent avec une vitesse \vec{v} uniforme.

Le nombre n de charges électriques e^- passant durant le temps t à travers l'aire A vaut :

$$\frac{Q}{t} = n e A v \quad (\text{IV.5})$$

Mais un ΔQ sur un Δl est un courant électrique I .
 Plongeons ce conducteur dans un champ d'induction magnétique \vec{B} .

Les électrons circulant à la vitesse \vec{v} dans le conducteur sont déviés par la force électromagnétique \vec{F}



Les différentes lois du magnétisme font apparaître une dissymétrie dans la répartition des charges entre les faces A_1 et A_2 .

Cette dissymétrie provoque une différence de potentiel, appelée tension de Hall U_H proportionnelle au champ d'induction \vec{B} et au courant \vec{I} , dans le conducteur.

La tension de Hall U_H est donc une combinaison de lois d'électrostatique $\vec{F} = q \cdot \vec{E}$
 et de magnétisme $\vec{F} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$

En les combinant, nous obtenons :

$$U_H = \frac{I \cdot B \cdot \sin \alpha}{n \cdot d \cdot q} \tag{IV.6}$$

Cette tension de Hall est exprimée en volt [V]

Chapitre VII

Matériaux ferromagnétiques

VII.1. Introduction.....	52
VII.2. Description du champ créé et des actions subies par un aimant.....	52
VII.2.1. Carte du champ magnétique créé par un aimant.....	52
VII.2.1. Actions subies par un aimant dans un champ magnétique extérieur....	53
VII.3. Propriétés des milieux ferromagnétiques	53
VII.3.1. Aimantation d'un milieu magnétique.....	53
VII.3.2. Définition de l'aimantation.....	54
VII.3.3. Equation de M.A. dans les milieux magnétiques	54
VII.3.4. Définition de l'excitation magnétique \vec{H}	54
VII.3.5. Maxwell-Ampère dans un milieu magnétique	54
VII.4. Différents types de milieux magnétiques.....	55
VII.5. Courbe d'aimantation – Cycle d'hystérésis d'un ferromagnétique.....	56
VII.5.1. Courbe de première aimantation.....	56
VII.6. Applications	58
VII.7. Ferromagnétiques doux – Perméabilité relative	58
VII.8. Exemples d'utilisation des ferromagnétiques.....	58
VII.8.1. Etude de l'électroaimant.....	58
VII.8.2. Lignes de champ en présence d'un matériau ferromagnétique.....	59
VII.8.3. Pertes énergétiques dans une bobine à noyau.....	59
VII.9. Autres applications	60

VII.1. Introduction

Les milieux ferromagnétiques sont abondamment utilisés dans l'industrie : machines électriques, transformateurs, mais aussi en microélectronique de spin (disques durs). On introduit ici la notion d'*aimantation* d'un milieu magnétique, nouvelle source du champ magnétique, qui nécessite d'ajouter un terme dans l'*équation de Maxwell-Ampère*. On définit alors l'*excitation magnétique*, directement liée au courant électrique libre, quantité maîtrisable par l'expérimentateur. Les ferromagnétiques sont des milieux non-linéaires et la courbe reliant le champ magnétique à l'excitation magnétique présente un *cycle d'hystérésis*. Pour la plupart des applications que l'on étudiera, où l'on souhaite minimiser les pertes énergétiques associées au phénomène d'hystérésis, on préférera des ferromagnétiques à cycle étroit, quasi-linéaires : les *ferromagnétiques doux*.

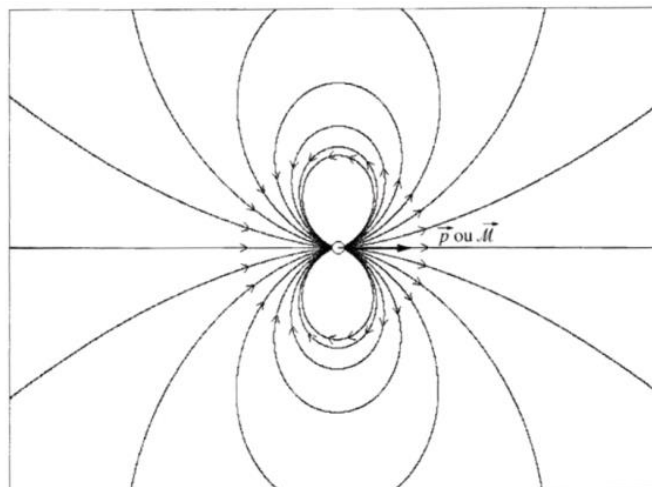
VII.2. Description du champ créé et des actions subies par un aimant

VII.2.1. Carte du champ magnétique créé par un aimant

Un aimant est assimilable à un *dipôle magnétique*, caractérisé par son *moment magnétique* \vec{M} . Un moment magnétique crée un champ magnétique, dont on peut donner une expression approchée en tout point suffisamment éloigné de l'aimant. Pour un point repéré par les coordonnées sphériques (r, θ, φ) , l'axe \vec{u}_z étant choisi selon \vec{M} , l'expression ci-dessous n'est valable que pour $r \ll$ « assez grand » (grand devant la taille de l'aimant par exemple) :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \begin{bmatrix} 2M \cos\theta \\ M \sin\theta \\ 0 \end{bmatrix}$$

Cette expression est admise et ne doit pas être mémorisée. Le programme stipule que l'on doit être capable de dessiner la carte de champ à partir de cette formule, celle-ci étant donnée. On notera que le champ décroît rapidement avec la distance.



VII.2.1. Actions subies par un aimant dans un champ magnétique extérieur

On considère ici un dipôle magnétique (aimant par exemple) soumis à un champ magnétique \vec{B}_{ext} créé par un dispositif extérieur non précisé. On ne confondra pas le champ magnétique extérieur de celui créé par le dipôle, ce dernier n'intervenant pas ici.

Dans un champ magnétostatique extérieur \vec{B}_{ext} quelconque :

Le couple exercé sur le dipôle tend à aligner le dipôle dans la même direction et le même sens que \vec{B}_{ext} :

$$\vec{\Gamma} = \vec{M} \wedge \vec{B}_{ext}$$

L'énergie potentielle $E_{p_{mag}}$ du dipôle soumis au champ extérieur s'écrit :

$$E_{p_{mag}} = -\vec{M} \cdot \vec{B}_{ext}$$

Si \vec{B}_{ext} est non-uniforme, le dipôle est aussi soumis à une force :

$$\vec{F} = -\overrightarrow{grad}(E_{p_{mag}}) = \overrightarrow{grad}(\vec{M} \cdot \vec{B}_{ext})$$

Un aimant placé dans un champ \vec{B}_{ext} non-uniforme tourne pour se placer colinéairement au champ extérieur, puis se déplace vers les zones de fort champ.

VII.3. Propriétés des milieux ferromagnétiques

VII.3.1. Aimantation d'un milieu magnétique

Sous l'effet d'un champ magnétique, certains corps peuvent acquérir et conserver une aimantation importante, dite induite ; ils restent sources de champ magnétique même en l'absence de courant électrique : ils sont appelés ferromagnétiques. Exemples : fer, Ni, Co et certains de leurs oxydes.

En 1821, Ampère suggère que les champs magnétiques créés par des milieux matériels avaient pour origine des petites boucles de courant élémentaires, à l'échelle microscopiques, assimilables à des dipôles magnétiques. Il existe en effet à l'échelle atomique des moments magnétiques dus d'une part au mouvement des électrons (moments magnétiques orbitaux) et d'autre part au *spin* de ceux-ci (moments magnétiques de spin). Ce sont principalement ces derniers qui sont à l'origine du ferromagnétisme. On notera que l'existence d'aimant permanent ne peut donc être comprise sans la physique quantique (notion de spin est purement quantique).

L'aimantation d'un corps est caractérisée par un champ de vecteur nommé *aimantation* \vec{M} (Unité : A.m⁻¹)

VII.3.2. Définition de l'aimantation

Soit $d\vec{M}$ le moment magnétique d'un petit volume $d\tau$ de matière :

$$d\vec{M} \stackrel{\text{def}}{=} \vec{M}d\tau$$

L'aimantation \vec{M} est donc la densité volumique de moment magnétique.

VII.3.3. Equation de M.A. dans les milieux magnétiques

La modélisation proposée par Ampère stipule l'existence de courants internes à la matière, à l'origine des moments magnétiques microscopiques, dont l'aimantation est la densité à l'échelle mésoscopique. C'est une idée naturelle dans le cadre du modèle planétaire de l'atome, les électrons en orbite autour du noyau apparaissant comme des *courants liés* à l'atome. Ce terme est choisi par opposition aux *courants libres*, créés par le déplacement des porteurs de charge libres.

Dans le cadre de ce modèle, il faut donc ajouter un terme $\vec{j}_{lié}$ à l'équation de Maxwell-Ampère. C'est naturellement *la seule équation de Maxwell à devoir être modifiée*. En se référant à la définition du moment magnétique d'une spire de courant et grâce au Théorème de Stokes, on peut montrer que ces courants liés peuvent s'exprimer en fonction de l'aimantation par l'expression :

$$\vec{j}_{lié} = \overrightarrow{rot}(\vec{M})$$

Ces courants liés ne sont pas maîtrisables par l'expérimentateur. Les courants libres le sont. Ainsi il est intéressant de reformuler l'équation de M.A. en ne laissant comme terme source à droite de l'égalité que le terme des courants libres.

VII.3.4. Définition de l'excitation magnétique \vec{H}

$$\vec{H} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\vec{B}}{u_0} - \vec{M}$$

VII.3.5. Maxwell-Ampère dans un milieu magnétique

$$\overrightarrow{rot}(\vec{H}) = \vec{j}_{libre}$$

$$\oint \vec{H} \cdot \overrightarrow{dl} = I_{libre \text{ enlacés}}$$

Remarques :

- Dans cette version de M.A. et du Théorème d'Ampère, la constante u_0 n'apparaît pas
- Un autre vocabulaire peut être utilisé dans les milieux magnétiques : \vec{B} et \vec{H} sont alors respectivement nommés champ d'induction et champ magnétique...

Les **courants libres** sont la **source** de l'excitation magnétique \vec{H} .

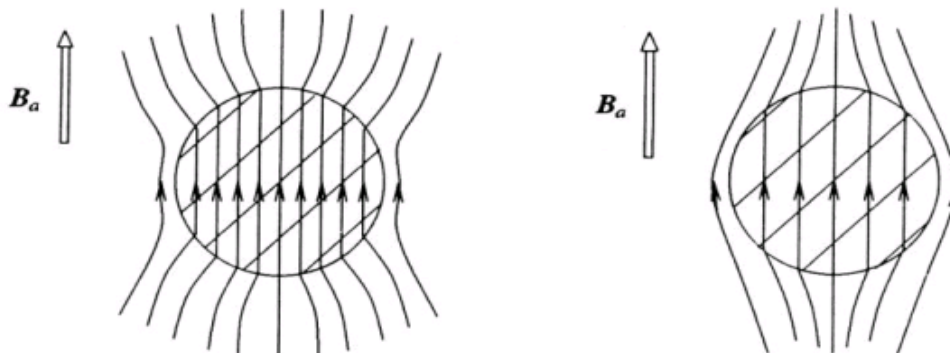
Les **courants libres** et l'**aimantation** sont les deux sources du champ magnétique \vec{B} .

L'expérimentateur maîtrise en général les courants libres, donc le champ \vec{H} . C'est pourquoi ce champ est utilisé pour *exciter* le matériau magnétique. C'est cette excitation qui fixe l'aimantation du matériau, donc le champ magnétique à l'intérieur du matériau. L'aimantation \vec{M} . (ou le champ magnétique \vec{B}) est donc la réponse à l'excitation.

VII.4. Différents types de milieux magnétiques

Pour la plupart des substances cristallines, l'aimantation est *faible*. On distingue :

- les corps paramagnétiques : \vec{M} et \vec{H} sont de mêmes sens, donc la réponse du matériau s'ajoute à l'excitation pour donner un champ magnétique supérieur à celui qui aurait été créé par les courants libres seuls (Al, Ca, O₂, etc.). Sur la figure de gauche ci-dessous, les lignes de champ magnétiques montrent bien que le champ est plus grand dans le matériau que dans l'air extérieur
- les corps diamagnétiques : \vec{M} et \vec{H} sont de sens opposés, donc la réponse du matériau modère l'excitation pour donner un champ magnétique inférieur à celui qui aurait été créé par les courants libres seuls (Cu, Pb, Ag, eau, etc.). Sur la figure de droite ci-dessous, les lignes de champ magnétiques montrent bien que le champ est plus faible dans le matériau que dans l'air extérieur.



Un certain nombre de matériaux présentent au contraire une forte aimantation. Les **matériaux ferromagnétiques** sont de ceux-là (Ex corps simples : Fe, Ni, Co) (Ex corps composés : CrO₂) (Ex alliages : AlNiCo, TiCoNiAl). Ils ont un comportement analogue aux matériaux paramagnétiques : leur **aimantation induite tend à s'aligner dans le même sens que l'excitation** pour donner un champ magnétique supérieur à celui qu'on obtiendrait dans le vide.

Il existe d'autres types de milieux magnétiques : antiferromagnétiques, ferrimagnétiques, etc. Le physicien français Louis Néel a obtenu le prix Nobel de Physique pour ses études dans ce domaine (1970).

Le Ferrimagnétisme : pour les transformateurs haute fréquence, les pertes par courants de Foucault, proportionnelles au carré de la fréquence sont prépondérantes : on utilise alors des **ferrites** car ils sont isolants.

Les ferrites sont des composés de formule MO,Fe_2O_3 , où M est un métal divalent (Mg, Fe, Co...). Ce ne sont pas des ferromagnétiques mais des ferrimagnétiques : les propriétés macroscopiques sont voisines; leurs cycles d'hystérésis sont pratiquement carrés, c'est pourquoi ils ont longtemps été utilisés comme bistables dans les mémoires d'ordinateurs

VII.5. Courbe d'aimantation – Cycle d'hystérésis d'un ferromagnétique

Les milieux ferromagnétiques sont **non-linéaires** : il n'existe pas de relation simple entre excitation et réponse.

On décrit le comportement d'un ferromagnétique par sa **courbe d'aimantation** : $M=f(H)$ ou $B=f(H)$

Par la suite, les champs scalaires notés M, H, B sont les projections des champs vectoriels selon la direction de l'excitation \vec{H} . Cette dernière étant fixée par l'expérimentateur, sa direction est généralement connue.

VII.5.1. Courbe de première aimantation

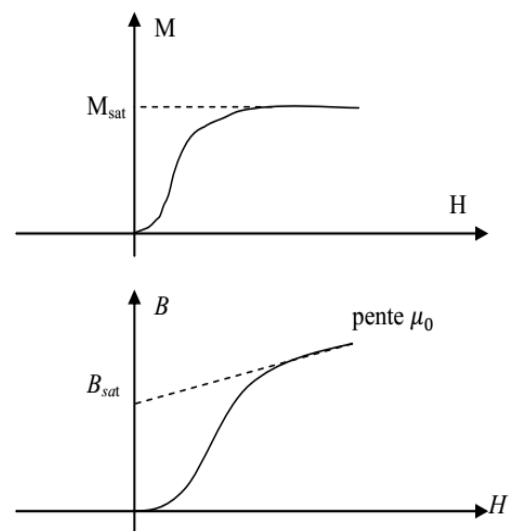
Si l'on excite un matériau ferromagnétique qui n'a jamais été aimanté, la courbe $M(H)$ obtenue est appelée courbe de première aimantation. Lorsque H croît, M tend vers une limite appelée **aimantation à saturation** M_{sat} .

De même la courbe de première aimantation donnant $B(H) = \mu_0(H+M(H))$

a l'allure suivante :

Ordre de grandeur : $B_{sat} = \mu_0 M_{sat} = 1,5 \text{ T}$.

Cela dépend du matériau.

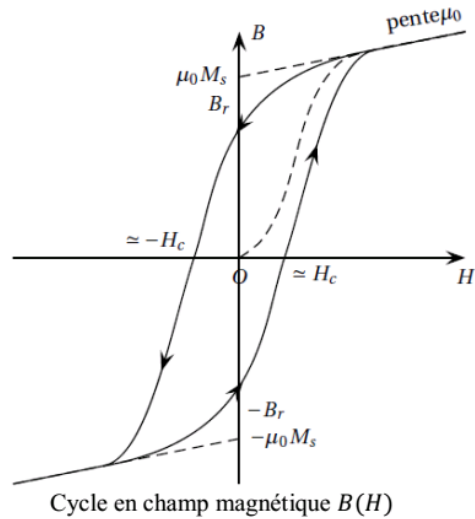
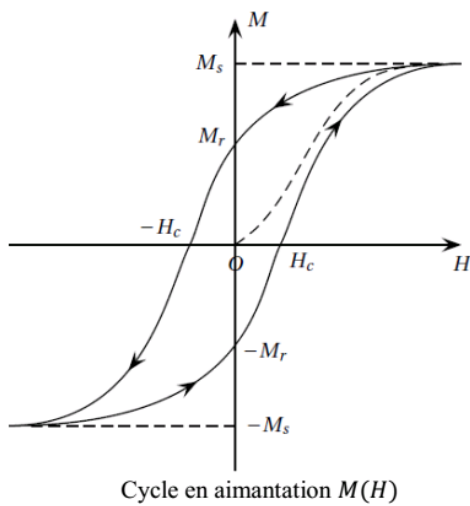


Cycle d'hystérésis

Après avoir aimanté un matériau magnétique, on constate que si H diminue, M ne reprend pas les valeurs obtenues à la première aimantation : il y a **hystérésis**.

En poursuivant les variations de H, on obtient finalement un cycle symétrique appelé **cycle d'hystérésis** $M(H)$.

La courbe $B(H)$ présente aussi un cycle d'hystérésis que l'on peut bien-sûr déduire de celui de $M(H)$.



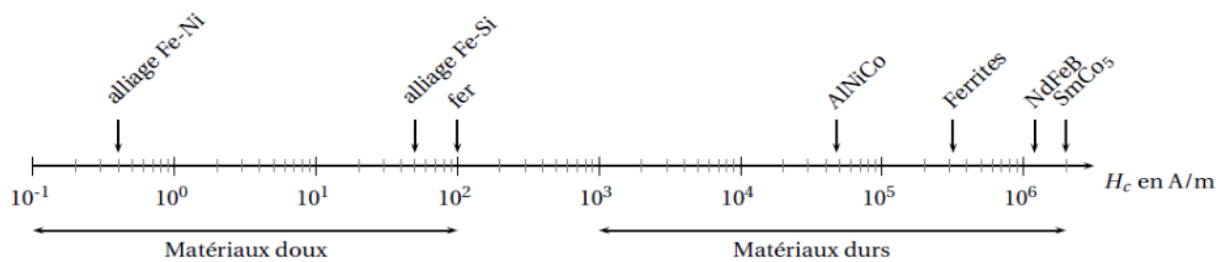
Lorsque H s'annule, M garde une valeur non nulle M_r : M_r est l'aimantation rémanente. Cela explique qu'un morceau de fer soumis à une excitation magnétique (courants libres, ou aimant extérieur) reste aimanté après suppression de l'excitation. Le champ B correspondant est le **champ rémanent** $B_r = \mu_0 M_r$. On a alors réalisé un *aimant permanent*.

L'aimantation M s'annule par valeurs croissantes pour une valeur de l'excitation appelée excitation coercitive H_c^M , et par valeurs décroissantes pour $-H_c^M$. On a alors $B = \mu_0 H_c^M$.

B s'annule par valeur croissante pour $H = H_c^B$; pour la plupart des matériaux on peut confondre H_c^B et H_c^M qu'on appelle **excitation coercitive H_c** .

On distingue deux types de matériaux ferromagnétiques :

- les **ferromagnétiques doux** : leur cycle d'hystérésis est *étroit*, car leur H_c est *faible*. Ainsi leur aimantation peut être facilement modifiée par une excitation extérieure
- les **ferromagnétiques durs** : leur cycle d'hystérésis est *large* car leur H_c est *grande*. Ainsi leur aimantation peut difficilement être modifiée par une excitation extérieure.



VII.6. Applications

- **ferro doux** : conversion de puissance (transformateurs, bobine de forte inductance) car on verra que le phénomène d'hystérésis est la cause de pertes énergétiques, d'autant plus faibles que le cycle est étroit.
- **ferro dur** : aimants permanents car leur grande excitation coercitive les rend insensible aux perturbations magnétiques extérieures qui pourraient les désaimanter.

VII.7. Ferromagnétiques doux – Perméabilité relative

Les ferromagnétiques utilisés dans l'industrie ont généralement un cycle suffisamment étroit pour être assimilé à une droite en-dehors de la zone de saturation.

Approximation linéaire des ferromagnétiques doux

Une relation de proportionnalité entre \vec{B} et \vec{H} permet de définir la **perméabilité absolue μ du matériau**:

$$\vec{B} \stackrel{\text{def}}{=} \mu \vec{H}$$

Pour la comparer à la perméabilité du vide, on définit conjointement la **perméabilité relative μ_r** par :

$$\mu_r \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\mu}{\mu_0}$$

On peut interpréter comme un **facteur d'amplification du champ \vec{B}** due à la présence du ferromagnétique.

Ordres de grandeur : perméabilité relative varie de 100 à 10^6 environ.

Lorsque μ_r , il peut être considéré infini dans les calculs. Le matériau ferromagnétique est dit *parfait*.

VII.8. Exemples d'utilisation des ferromagnétiques

VII.8.1. Etude de l'électroaimant

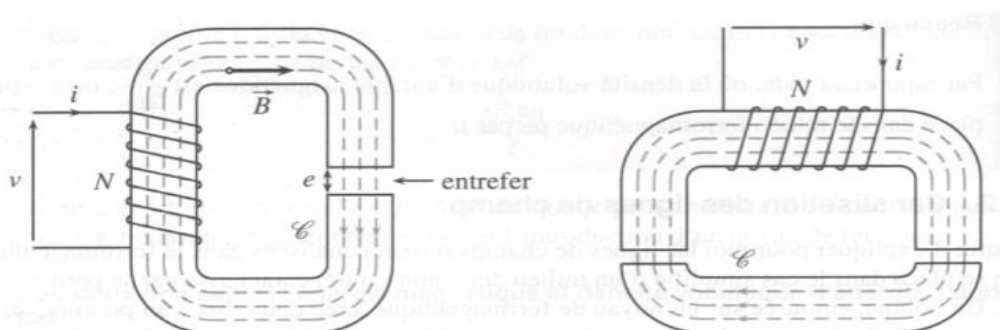


Figure 22.15 – Électroaimants : simple à gauche, de levage à droite.

Un *électroaimant* est un dispositif constitué d'un bobinage entourant un « circuit magnétique » quasi-fermé, présentant un ou plusieurs *entrefers*. L'objectif est de créer un fort champ magnétique au niveau de l'entrefers. Si une partie du circuit magnétique est mobile (sur un des côtés de l'entrefers) l'électroaimant peut alors être utilisé pour générer une force magnétique.

VII.8.2. Lignes de champ en présence d'un matériau ferromagnétique

Les lignes de champs magnétiques sont **canalisées** le long des matériaux magnétiques. Quand une ligne de champ sort d'un **ferromagnétique** vers l'air, elle sort **orthogonalement à l'interface**.

On admet ces deux propriétés :

La première affirmation peut être retenue par analogie avec l'électrocinétique : le courant emprunte les zones du circuit dont la conductivité est la plus grande. Ici les lignes de champ magnétique empruntent les zones de l'espace dont la perméabilité est la plus grande.

La seconde affirmation peut se démontrer à partir des relations de passages magnétiques. Elles sont évidemment modifiées en présence d'un ferromagnétique puisque celles-ci remplacent M.A. dans le cas d'une modélisation surfacique de courant, et que M.A. est modifiée en présence d'un ferro. Les nouvelles relations de passage sont à écrire avec H et sans μ_0 . Bref, on peut démontrer que les lignes de champ subissent à l'interface entre deux milieux magnétiques linéaires une sorte de « réfraction » similaire mathématiquement aux lois de Descartes, en remplaçant l'indice par la perméabilité relative. Celles des ferros étant très grandes devant 1, on comprend que les lignes de champ sortent orthogonalement à l'interface quelque soit leur orientation dans le ferro.

VII.8.3. Pertes énergétiques dans une bobine à noyau

Les pertes énergétiques qui ont lieu à l'intérieur d'un matériau ferromagnétique sont nommées « *pertes Fer* ».

Elles apparaissent lorsque le milieu est soumis à une excitation dépendante du temps.

On distingue deux phénomènes à l'origine de ces pertes :

- les pertes par *hystérésis* : générées par le déplacement irréversible des parois de Bloch
- les pertes par *courants de Foucault* : pertes Joule associées aux courants induits dans le ferro.

Les pertes par courants de Foucault sont proportionnelles :

- Au carré de la fréquence f^2
- Au carré de l'amplitude du champ magnétique B^2

▪ Au carré de la section du conducteur S^4 (puissance 4 du rayon a^4 si section circulaire) On a montré qu'on peut minimiser ces pertes en *feuilletant le matériau*. On peut aussi réaliser des alliages diminuant la conductivité tout en maintenant une grande perméabilité relative.

VII.9. Autres applications

Un disque dur d'ordinateur est constitué de plusieurs disques d'aluminium ou de verre couverts d'une couche de matériau ferromagnétique sur les deux faces. Cette couche ferromagnétique est protégée par une fine couche de carbone.

Deux têtes de lectures permettent de lire les informations enregistrées sur les deux faces de chaque disque. Ces têtes se déplacent à une distance de l'ordre de 10 nm de la surface. Leur position est contrôlée avec une précision de l'ordre de quelques micromètres. Une tête effectue environ 50 allers-retours entre le centre et la périphérie du plateau en une seconde.

La tête d'écriture est constituée d'une bobine qui crée un champ magnétique dans la couche ferromagnétique du disque. Ce champ est supérieur au champ coercitif du matériau : il permet donc d'aimanter de façon permanente le matériau. Une aimantation dans un sens code "0", une aimantation dans l'autre sens code "1" : cette technique permet donc d'enregistrer n'importe quel message en binaire.

La tête de lecture est constituée d'un matériau ayant une caractéristique découverte en 1988 par Albert Fert (prix Nobel en 2007) : la magnétorésistance géante. La résistance de ces matériaux varie fortement lorsqu'ils sont plongés dans un champ magnétique (la résistance est sensible à l'orientation du spin des électrons). Cet effet permet de lire le sens du champ magnétique créé par le disque. Le bouclier permet d'atténuer, au voisinage de la tête de lecture, le champ magnétique créé par la zone voisine de celle qui est lue.

La « spintronique » étudie le transport du spin dans les circuits, au même titre que l'électronique étudie le transport de la charge dans les circuits. La principale manifestation du spin des électrons étant le moment magnétique associé, on ne sera pas surpris que *la spintronique utilise les propriétés des matériaux magnétiques* pour interagir avec les électrons via leur spin.

Chapitre VIII
Matériaux supraconducteurs

VIII.1.Introduction	61
VIII.2.L'électricité: une rivière d'électrons	61
VIII.2.1.Résistance: obstacle aux électrons.....	61
VIII.3.Le phénomène de la supraconductivité à travers le XX^{ème} siècle.....	62
VIII.3.1.Un petit bond dans le passé	62
VIII.3.2.La découverte de la supraconductivité	63
VIII.4.La théorie Bardeen – Cooper Schrieffer (BCS)	65
VIII.5.L'expérience de la lévitation ou un défi à la gravité.....	67
VIII.6.La supraconductivité au service de l'homme.....	68

VIII.1.Introduction

Le réseau du Thalys est sur le point d'envahir l'Europe entière. Il permet de rallier n'importe quelle destination à la vitesse vertigineuse de 300 km/h. Vous avez dit vertigineuse?...Depuis des années, à l'autre bout de la planète, les Japonais expérimentent une nouvelle technologie ferroviaire, permettant d'atteindre des vitesses supérieures à 600 km/h ! Ces vitesses sont atteintes grâce à l'absence de contact entre le train et les rails ; le train vole littéralement au-dessus de la voie. Le principe à l'origine de cette technologie et de bien d'autres est appelé : **LA SUPRACONDUCTIVITÉ**

VIII.2.L'électricité: une rivière d'électrons

L'univers et sa structure sont régis par quatre forces : la gravitation, les forces électrostatiques, les interactions faibles et fortes. Ces quatre forces sont toutes nées d'une force unique quelques temps après la naissance de l'univers. Les forces électrostatiques, responsables de la structure des objets qui nous entourent, et notamment de la cohésion même du corps humain, sont à l'origine de l'électricité. Transposée à notre expérience quotidienne, l'électricité est un vecteur d'énergie, c'est-à-dire qu'elle achemine l'énergie produite dans les centrales vers les différents utilisateurs

L'électricité, ou plus précisément le courant électrique, est caractérisée par deux grandeurs. D'une part, le **voltage**, qui mesure la **différence de potentiel**, représente le déséquilibre électrique entre deux points. D'autre part, **l'ampérage**, qui mesure **l'intensité de courant**, renvoie à l'écoulement électrique induit par le voltage.

VIII.2.1.Résistance: obstacle aux électrons

Ce qui lie le voltage (V) et l'ampérage (I) n'est autre que la résistance (R). Ce lien est donné par la relation

$$R = \frac{V}{I}$$

La résistance indique dans quelle mesure le courant coulera avec difficulté dans un fil électrique, et plus généralement dans n'importe quel matériau conducteur. Plus la résistance est élevée, moins il y a de courant. Au contraire, plus la résistance est faible, plus le courant passe facilement, et donc plus il y a de courant.

Comment fait un matériau pour empêcher le courant de passer ? Tout simplement en plaçant de nombreux noyaux dans le chemin des électrons, qui éprouvent alors des difficultés à bouger, car ils se cognent aux noyaux. Pour cette raison, il s'avère que tous les matériaux sont au moins un peu résistants (il y a toujours des noyaux dans le chemin).

Que se passe-t-il lorsque du courant passe à travers un matériau à haute résistance ? Les électrons éprouvent beaucoup de difficultés à bouger. Ils se cognent sans cesse aux noyaux.

Chacun de ces chocs chauffe le noyau et l'électron ; cumulés, ces chocs provoquent un échauffement du matériau, qui peut ainsi chauffer jusqu'à plus de mille degrés. Cette production de chaleur est en fait de l'énergie perdue par les électrons.

Finalement, un grille-pain ou une ampoule électrique, ce n'est que ça : faire passer du courant à travers des fils hautement résistants. Résultat, les fils chauffent tellement qu'ils se mettent à briller, et la tartine est grillée ou la pièce est éclairée.

Lorsqu'on chauffe un matériau, sa résistance augmente. A l'inverse, lorsqu'on refroidit un matériau, sa résistance diminue. Pourquoi ? Comme on l'a vu, la résistance se manifeste lorsque des noyaux sont mis dans le chemin des électrons. A notre échelle, appelée échelle macroscopique, ce que nous ressentons comme étant de la haute température (de la chaleur) témoigne, à l'échelle microscopique, de la quantité de mouvement des atomes, de leur vibration.

A haute température, les noyaux bougent fortement les uns par rapport aux autres. Cette agitation généralisée rend le passage des électrons encore plus difficile. A l'inverse, à basse température, les noyaux vibrent beaucoup moins, ils sont plus calmes. Les électrons porteurs de courant électrique ont dès lors moins de mal à passer au travers des noyaux. A l'extrême, si les noyaux sont immobiles (à une température appelée zéro absolue), la résistance est très basse (notez qu'elle n'est pas nulle) et n'est liée qu'à la présence même des noyaux, pas à leur agitation.

VIII.3. Le phénomène de la supraconductivité à travers le XX^{ème} siècle

L'électricité n'ayant pas –ou plus– de secrets pour vous, lançons-nous dans le vif du sujet. Le premier épisode de cette aventure scientifique s'est joué en 1911...

VIII.3.1. Un petit bond dans le passé

La théorie a toujours été en avance sur la pratique. Encore aujourd'hui, nombreuses sont les théories ne pouvant être vérifiées expérimentalement à défaut de techniques adéquates. Ainsi, au début du siècle, l'hypothèse selon laquelle la résistance varie avec la température du matériau était présente dans l'esprit des chercheurs. Mais comment vérifier ce phénomène pour de très basses températures quand les procédés de refroidissement n'étaient pas performants ?

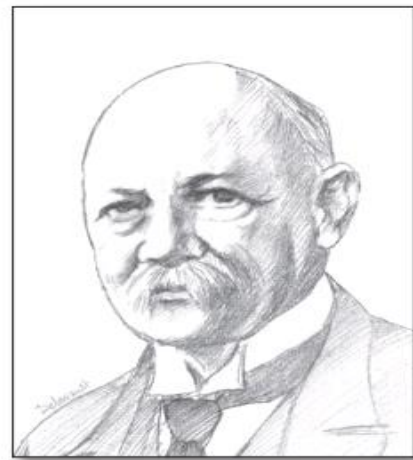
Avant 1900, les températures les plus basses jamais atteintes étaient encore trop hautes pour répondre à cette question. C'est alors que l'on mit au point une technique sophistiquée qui permettait de liquéfier l'hélium. Grâce à l'hélium liquide, il était maintenant possible d'amener n'importe quel matériau à une température de $-269\text{ }^{\circ}\text{C}$, tout proche du zéro absolu ! L'hélium liquide allait pouvoir donner une réponse aux questions relatives aux variations de la résistance à de très basses températures.

VIII.3.2. La découverte de la supraconductivité

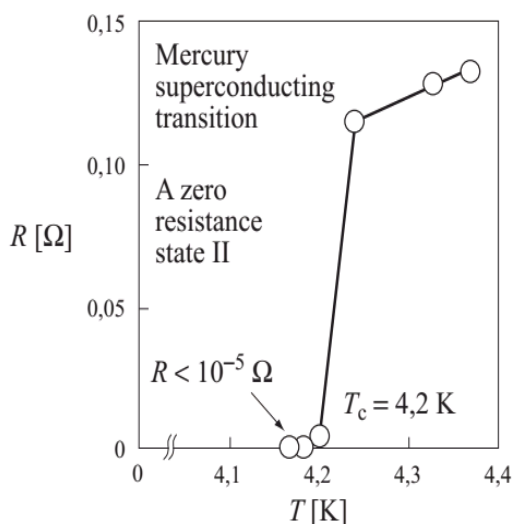
Très vite, les physiciens firent des expériences sur des matériaux divers refroidis à l'hélium liquide. En 1911, un chercheur hollandais, Heike Kamerlingh Onnes, mesura la résistance du mercure à des températures de plus en plus basses. Il observa qu'à mesure que la température baisse, la résistance décline. Jusque là, tout se passait comme prévu. Tout à coup, à une certaine température dite *critique*, la résistance tomba brusquement à zéro, le matériau n'offrant plus aucune résistance au passage du courant électrique.



Gilles HOLST

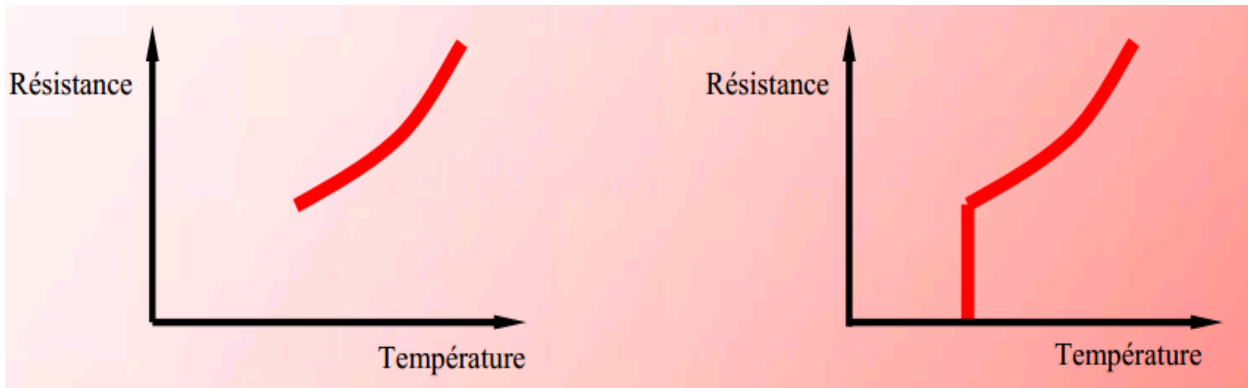


Heike KAMERLINGH ONNES



VIII.1 : Figure historique mettant en évidence la supraconductivité

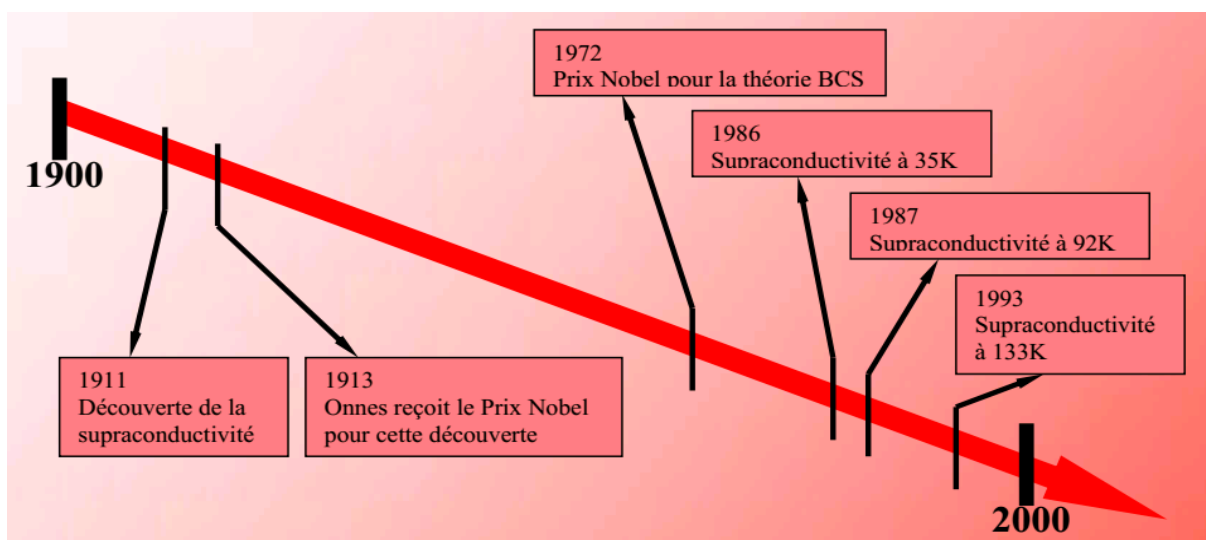
Figure originale publiée par H.K. Onnes montrant que le mercure perd sa résistivité à une température juste inférieure à 4,2 K.



Ce phénomène inattendu fut baptisé **supraconductivité**. Il indique qu'en deçà d'une température critique, les électrons se meuvent sans collisions avec les noyaux, donc sans déperdition d'énergie.

Très vite, le même phénomène fut observé pour d'autres matériaux. Pour chacun de ceux-ci, les chercheurs trouvèrent une température critique propre. Malheureusement, les premiers matériaux testés présentaient des températures critiques très basses, ce qui rendait les applications difficiles à concevoir pendant plusieurs décennies. La supraconductivité se fit peu à peu oublier du grand public.

En 1987, une découverte faite par une équipe de chercheurs relança l'intérêt de la communauté scientifique pour le phénomène : un matériau supraconducteur à -183°C . Cette température peut être atteinte grâce à de l'azote liquide, dix fois moins cher et beaucoup plus facile à utiliser que l'hélium liquide. Cette découverte bouleversa le monde scientifique et industriel qui croyait la supraconductivité condamnée à rester un obscur sujet de laboratoire. On parla de révolution de même ampleur que celle qui fut provoquée par l'invention du transistor. A peine quelques années plus tard, le record de la température critique fut porté à -140 degrés. Cette température reste invaincue à ce jour.



Aujourd'hui, la recherche de la plus haute température critique a laissé la place à la compréhension du phénomène et à la synthèse de nouveaux types de supraconducteurs. Les progrès sont faits de manière plus lente et plus dirigée. Car si les températures critiques sont maintenant faciles à atteindre, les matériaux supraconducteurs, quant à eux, comptent parmi les matériaux les plus complexes jamais réalisés.

VIII.4. La théorie Bardeen – Cooper Schrieffer (BCS)

Dans les années cinquante, trois savants, Bardeen, Cooper et Schrieffer, proposèrent un modèle explicatif de la supraconductivité auquel ils allaient donner leurs noms. Les matériaux supraconducteurs découverts après les travaux des trois savants semblaient sortir du cadre d'application de leur théorie, mais elle continua de servir de base pour l'explication de la supraconductivité de ces nouveaux matériaux complexes.

Pour comprendre cette théorie, il suffit de vous rappeler les deux composants d'un atome, tous deux acteurs du courant électrique : les noyaux et les électrons. Les premiers, les noyaux, sont lourds et peu mobiles ; ils sont chargés positivement. On peut les imaginer comme étant fixés sur une sorte de *cage à singes* infinie, appelée *réseau* ; à chaque croisement, un noyau vibre autour de sa position d'équilibre, selon la température. Les seconds, les électrons, sont bien plus petits et bien plus mobiles ; ils sont chargés négativement. On peut les imaginer comme des minuscules petites billes (1000 fois plus petites que les noyaux) qui se déplacent entre les noyaux.

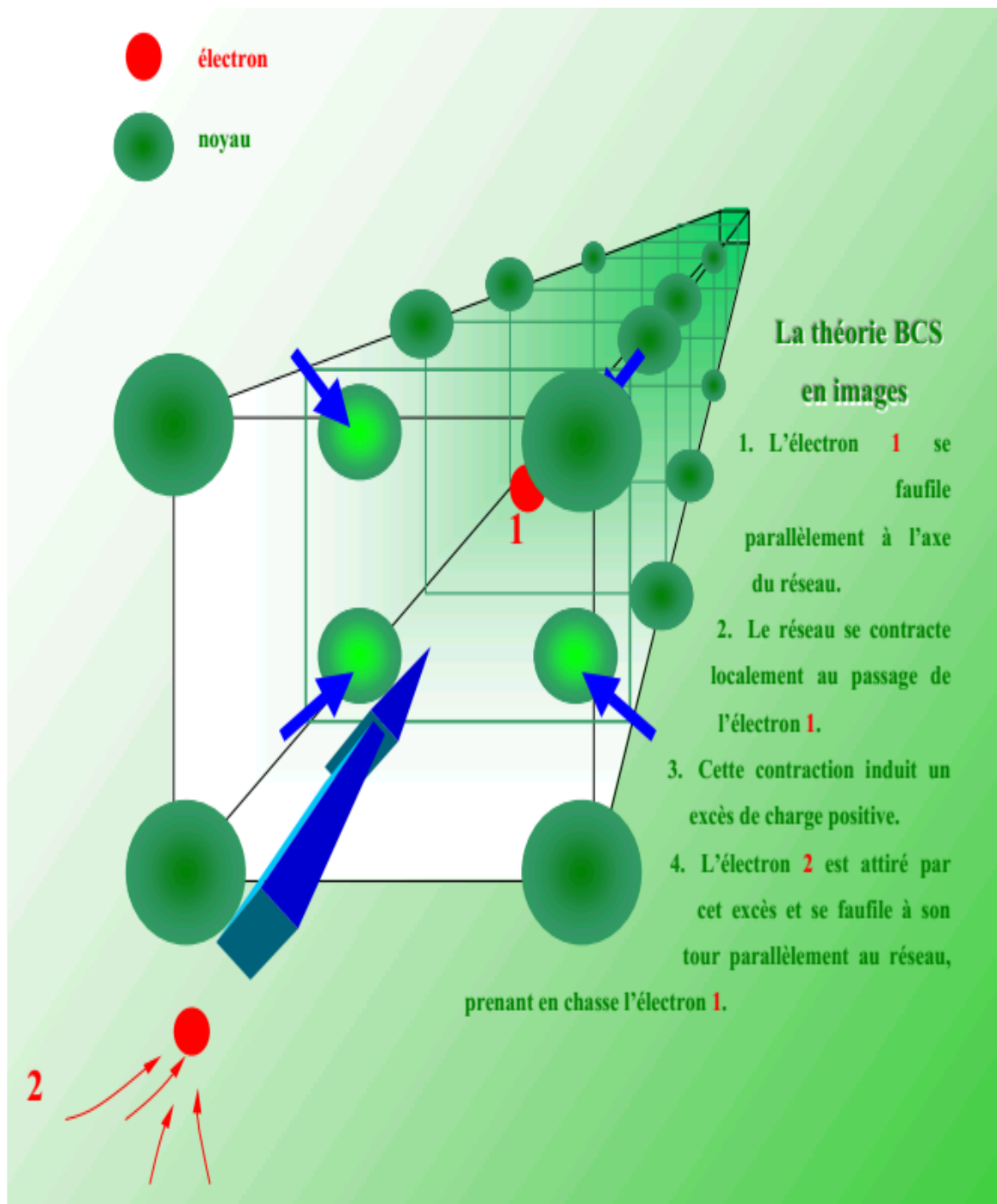
Lorsque qu'aucun courant ne passe par le matériau en question, les électrons bougent peu. Il n'y a pas de mouvement global. Lorsque du courant passe, les électrons se mettent tous à bouger dans le même sens. Il y a mouvement concerté. Ces électrons, en se déplaçant, provoquent un nombre incalculable de chocs avec les noyaux. Cela implique une perte importante d'énergie sous forme d'échauffement. Pourtant, on l'a vu, si la température critique du matériau est atteinte, cette perte d'énergie devient brusquement nulle. Pourquoi ?

Imaginons un matériau supraconducteur soumis à un courant électrique. Observons attentivement un électron donné. L'électron, de même que tous ses compères, file à travers les mailles du réseau. Pour rappel, l'électron est chargé négativement et le réseau est chargé positivement ; or les charges opposées s'attirent !

Le raisonnement est le suivant. Notre électron passe entre quatre noyaux ; ceux-ci sont attirés par la charge négative de l'électron. De par cette attraction, le réseau subit une contraction locale. Cette contraction provoque l'apparition d'un excès local de charge positive. Cet excès crée une petite zone *positive* qui attire un autre électron. Celui-ci rejoint le premier électron et forme dorénavant avec lui une paire de Cooper. Le premier ouvre la voie et le second n'a qu'à suivre, et ainsi de suite.

Il en résulte, non plus un flot anarchique d'électrons qui avancent à l'aveuglette, mais un courant ordonné d'électrons qui se glissent littéralement entre les mailles du filet, sans jamais se cogner aux noyaux. Pas de chocs donc pas de déperdition d'énergie, ou encore pas de résistance.

Pourquoy le phénomène ne se manifeste-t-il qu'à une température critique très basse ? Pour que les électrons puissent glisser entre les mailles du réseau, les noyaux doivent quand même être relativement stables. On comprend bien que la température critique est un seuil : dès que les noyaux ont atteint un certain degré de stabilité, les électrons passent brusquement d'un mouvement chaotique à un mouvement parfaitement ordonné et concerté.



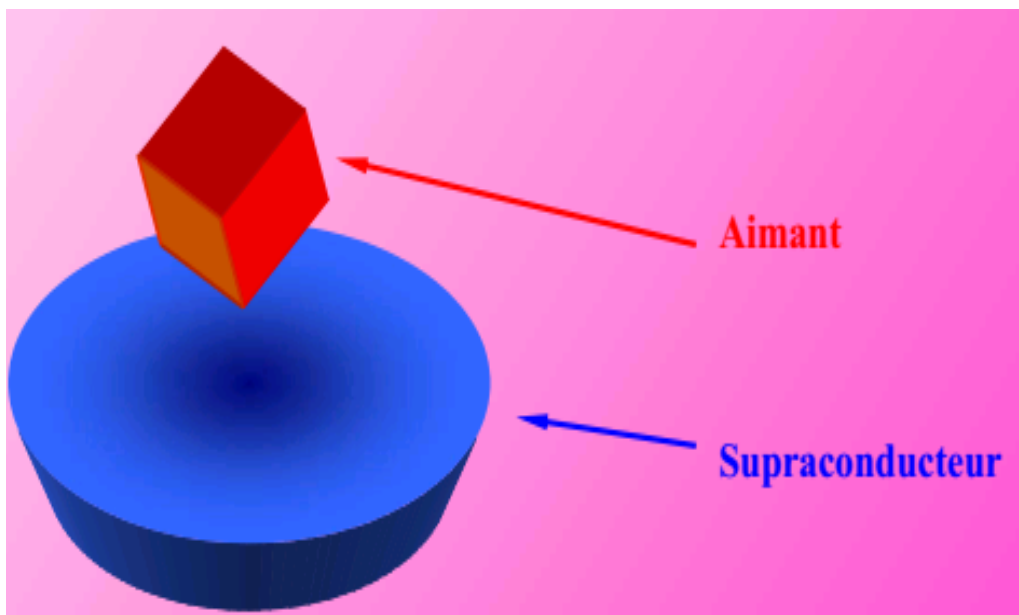
VIII.5.L'expérience de la lévitation ou un défi à la gravité

L'expérience de la lévitation amuse toujours ceux qui y assistent et est de plus relativement simple à effectuer... C'est sans doute grâce à cette expérience que la supraconductivité a connu un certain succès auprès de grand public. En effet, elle permet de visualiser au niveau macroscopique un des effets de la supraconductivité. Voyons cela...

Prenons un matériau supraconducteur (c'est-à-dire qu'il le sera en dessous de sa température critique) à température ambiante.

Ensuite, portons ce matériau en dessous de sa température critique (T_c). Celui-ci est donc maintenant supraconducteur ; c'est-à-dire que sa résistance est annihilée, ou encore que le courant puisse passer sans encombre.

Approchons un petit aimant au-dessus du supraconducteur. L'aimant se met à léviter, c'est-à-dire à flotter à quelques millimètres au-dessus du supraconducteur.



En quoi cette expérience nous permet de comprendre la supraconductivité ? Partons de la situation où le matériau est à température ambiante ; il n'est donc encore qu'un conducteur classique. L'aimant, par définition, émet continuellement un champ magnétique. En s'approchant du matériau, son champ magnétique génère au sein de celui-ci un faible courant électrique, conformément au théorème de Lenz. Ce courant électrique n'est pas induit par le champ magnétique en tant que tel mais bien par le mouvement de ce champ. Autrement dit, dès que l'aimant s'immobilise, le courant induit disparaît. En effet, ce courant est de bien trop faible intensité pour pouvoir contrer la résistance du matériau.

Portons à présent le matériau en dessous de sa température critique (T_c) pour qu'il devienne supraconducteur. Lorsque l'aimant s'arrête, il n'induit plus de courant dans le matériau; cependant, **le flux d'électrons (ou courant) induit pendant le mouvement de l'aimant continue à y circuler** puisque la résistance est réduite à néant.

Jusqu'ici, ces phénomènes n'expliquent pas encore la raison pour laquelle l'aimant lévite. Il ne manque qu'un élément.

Nous avons vu qu'un champ magnétique en mouvement induit un courant électrique. L'inverse est vrai aussi. En effet, un courant électrique induit lui aussi un champ magnétique (il suffit d'approcher une boussole d'un fil électrique pour s'en apercevoir). Donc, le courant induit dans le supraconducteur induit à son tour un champ magnétique. Celui-ci s'oriente vers le haut, donc à l'encontre de l'aimant. L'opposition des deux champs magnétiques (celui du supraconducteur et celui de l'aimant) va susciter la lévitation de l'aimant.

VIII.6. La supraconductivité au service de l'homme

Les applications de la supraconductivité sont de plus en plus nombreuses. La médecine a déjà trouvé plusieurs applications de cette propriété. Les accélérateurs de particules ainsi que les accumulateurs d'énergie sous forme de champ magnétique utilisent la supraconductivité.

Les potentialités futures de ce phénomène sont infinies. Pensons par exemple à l'informatique. La réalisation de microprocesseurs dont les composants seraient construits à base de matériau supraconducteur décuplerait la puissance des ordinateurs. En effet, sans résistance, il n'y a pas d'échauffement, et sans échauffement, la miniaturisation –de plus en plus problématique- pourrait reprendre de plus belle.

Rappelons les trains sur coussin magnétique, dont les prototypes roulent déjà. Le principe est simple : remplacez les roues par des aimants, et les rails par des supraconducteurs. Pas de contact entre le train et les rails, donc pas de frottements. C'est pour cette raison que des vitesses de l'ordre de 600 km/h peuvent être atteintes.

Enfin, n'oublions pas l'avantage premier du supraconducteur : le transport de l'électricité sans déperdition d'énergie. De nos jours, malgré l'utilisation de haut voltage (100 000 volts) dans les lignes haute tension, plusieurs dizaines de pourcents de l'énergie transportée est perdue. Cette perte pourrait être éliminée entièrement avec des câbles supraconducteurs.

La basse température critique reste toujours l'obstacle majeur à la réalisation de ces projets.

Le jour où l'on découvrira un matériau supraconducteur à température ambiante, la technologie connaîtra sans aucun doute un nouvel âge d'or.

Autres Applications importantes de la supraconductivité

Dans la Médecine

Dans le domaine de diagnostic médical, l'imagerie par résonance magnétique nucléaire IRM consiste à se servir des petits aimants que possèdent les noyaux des atomes du corps humain pour visualiser ce qui les entoure (le cerveau, les muscles...). Pour cela, il faut d'abord aligner ces aimants grâce à un champ magnétique dans lequel on place le patient. Plus grand est le champ, meilleure sera l'image.

Pour produire des champs intenses, il faut faire passer un fort courant électrique dans une bobine de plusieurs milliers de tours de fil. Si on utilise des fils de métal, du cuivre par exemple, ils vont tellement s'échauffer qu'ils finiront par fondre. Voilà pourquoi dans tous les appareils d'imagerie par résonance magnétique nucléaire (IRM) les bobines sont fabriquées fabriquée avec du fil supraconducteur plongé dans un liquide très froid comme l'hélium.

Bobines supraconductrices

Les bobines supraconductrices permettent de produire des champs magnétiques de plusieurs teslas (1tesla vaut à peu près 10 000 fois le champ de la Terre). Elles sont obtenues en utilisant des bobinages de plusieurs milliers de tours de fils supraconducteurs plongés dans l'hélium liquide, souvent à base d'alliages de niobium et de titane (NbTi) ou de niobium et d'étain (Nb₃Sn). Ces bobines sont souvent appelées « aimants supraconducteurs » par abus de langage. Ces champs magnétiques élevés sont utilisés pour la Résonance Magnétique Nucléaire en chimie et en physique, dans les laboratoires de physique pour étudier l'effet des champs sur les solides et explorer les ainsi les propriétés magnétiques matériaux

Electronique et télécommunications

Malgré l'inconvénient des nécessaires basses températures, les propriétés exceptionnelles des supraconducteurs permettent de concevoir des circuits électroniques performants et originaux. Une électronique à base de matériaux supraconducteurs s'est donc développée, utilisant les supraconducteurs conventionnels ou les supraconducteurs à haute température critique. Ces systèmes sont désormais fiables, et ont quitté le cadre des laboratoires pour une utilisation par les industriels. Ainsi les filtres les plus performants disponibles pour les antennes relais des téléphones portables utilisent des supraconducteurs.

D'autres systèmes électroniques permettent de protéger les circuits des surtensions, ou de construire les appareils de mesure de champ magnétique ultra sensibles. D'autres développements de l'électronique supraconductrice se préparent actuellement dans les laboratoires, et déboucheront peut-être sur les prochaines révolutions technologiques. Ainsi la

jonction Josephson remplacera-t-elle peut être le transistor à base de silicium de nos circuits actuels, permettant aux ordinateurs d'atteindre des cadences de 100 GHz?

La supraconductivité pourrait même être utilisée pour construire un ordinateur quantique, permettant le calcul massivement parallèle, mais qui n'existe pour l'instant que sur papier.

L'électronique supraconductrice est donc une réalité dès aujourd'hui, même si son usage reste limité par les températures nécessaires à son bon fonctionnement.

Transport et stockage de l'énergie électrique

Les câbles électriques actuels ne peuvent cependant transporter que des courants limités sous peine de trop chauffer et de fondre. Un réseau de câbles supraconducteurs permettrait de résoudre ce problème car on peut y faire circuler 10 000 fois plus de courant électrique : des câbles plus petits pour plus de courant. Un tel réseau n'est pas encore rentable car il faut refroidir les câbles pour qu'ils soient supraconducteurs. Néanmoins des prototypes de câbles en cuprates supraconducteurs refroidis à l'azote liquide commencent à apparaître, sur de courtes distances.

Les supraconducteurs sont aussi utilisés comme limiteurs de courant dans les centrales électriques, des sortes de super-fusibles. Enfin, des supraconducteurs sont utilisés pour des solutions de stockage d'énergie électrique dans des dispositifs appelés SMES. Un courant électrique y est stocké dans une bobine supraconductrice que l'on referme sur elle même.

Le courant reste piégé dans la bobine indéfiniment car il n'y a rigoureusement aucune perte d'énergie, et ce courant peut être récupéré à volonté et surtout en un temps très court, contrairement aux piles habituelles.

Confinement magnétique

La fusion est la source d'énergie du soleil et des autres étoiles. Une étoile commence à briller quand la matière en son cœur atteint, sous l'effet des forces de gravitation, des densités et des températures suffisantes pour déclencher des réactions thermonucléaires libérant de l'énergie. La tendance du plasma à se disperser, donc à se refroidir, est contrebalancée par la force gravitationnelle. Sur terre, le confinement gravitationnel est impossible.

Deux voies sont étudiées pour reproduire ces réactions. Porter à très haute pression et à haute température un petit volume de matière pendant un temps extrêmement court. On parle alors de *confinement inertiel*. On cherche ainsi à obtenir le plus grand nombre possible de réactions de fusion avant que le plasma ne se disperse.

- Piéger et maintenir à très haute température un plasma. Ce plasma est confiné dans une boîte immatérielle de forme torique créée par des champs magnétiques, on parle alors de *confinement magnétique*.

Pour que le combustible, à l'état de plasma, puisse produire suffisamment de réactions thermonucléaires, il faut le maintenir dans un volume limité et l'éloigner de toute paroi matérielle afin de maintenir sa température élevée : c'est le confinement.

Dans un plasma à l'état libre, la trajectoire des particules est aléatoire et les particules vont s'échapper. Comme le plasma est formé de particules chargées, les champs magnétiques intenses peuvent interagir sur celles-ci. Si ce même plasma baigne dans un champ magnétique rectiligne les particules s'enroulent autour des lignes de champ et ne peuvent plus atteindre les parois latérales. Afin d'éviter les pertes aux extrémités, on referme la boîte magnétique en créant un tore. Le champ magnétique ainsi créé par une série d'aimants supraconducteurs entourant le plasma s'appelle le champ magnétique toroïdal. Les aimants générant ce champ sont les aimants toroïdaux

BIBLIOGRAPHIE

- [1] <https://fr.wikipedia.org/wiki/wikipédia>
- [2] milieux ferro ou ferrimagnétiques 20/5/98 © claude divoux, 1999
- [3] technologie des matériaux mec200 ets le génie pour l'industrie
- [4] <http://www.edu.upmc.fr/physique/phys325/documents/conducteurs.pdf>
- [5] <http://physiquepcsimoreggia.hautefort.com/media/02/00/3003719547.pdf>
- [6] Supraconductivité philippe mangin - rémi kahn edp sciences
- [7] http://www.fsr.ac.ma/cours/physique/Belayachi/2015/10-CHA10-MATERIAUX_SUPRACONDUCTEURS.pdf
- [8] <https://fr.wikipedia.org/wiki/M%C3%A9tal>
- [9] https://fr.wikiversity.org/wiki/Introduction_%C3%A0_la_science_des_mati%C3%A9riaux/Les_m%C3%A9taux
- [10] PHYSIQUE DE L'ETAT SOLIDE Charles Kittel - Sciences Sup Dunod (8^{ème} édition)
- [11] LES DEFIS DU CEA
- [12] <https://www.ensh.dz/files/Cours>
- [13] <https://www.math.u-psud.fr/~fdubois/travaux/evolution/jesus05/mars-06/cnes-03avril06.pdf>