



MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE  
SCIENTIFIQUE  
UNIVERSITE BATNA 1  
FACULTE DES SCIENCES DE LA MATIERE  
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE



Extrait du PV N° 04/2021 de la session ordinaire de la réunion du comité scientifique tenue le 17 Juin 2021.

**Restitution des rapports d'expertise de polycopié de cours :**

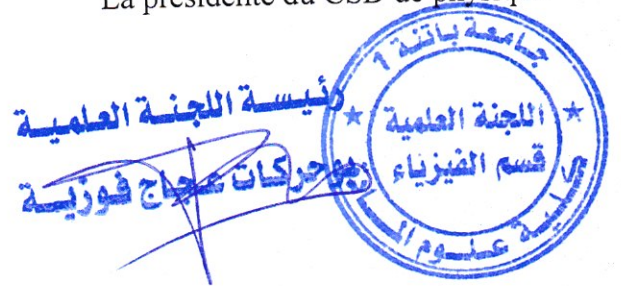
Suite aux rapports d'expertise émanant du **Pr. Belamri Belhas Saida** de l'université Batna 1 et du **Pr. Boultif Ali** de l'université Frères Mentouri Constantine 1, les membres du CSD ont émis un avis favorable quant à l'utilisation du polycopié intitulé « **Propriétés Physiques des Matériaux** » du **Dr. Kasrani Souad** comme support pédagogique destiné aux étudiants de Master 1 Physique Appliquée et à faire valoir comme pièce pédagogique dans le dossier de l'Habilitation Universitaire.

Fait à Batna le 11/07/2021

Le secrétaire de la Séance :

Smadi Jousa

La présidente du CSD de physique



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

**Université Batna 1**  
**Faculté des Sciences de la matière**  
**Département de physique**



**Polycopie de cours**  
**Propriétés physiques des matériaux**

Cours destiné aux étudiants de  
**Master 1 physique appliquée**

**Préparé par:**

**Dr Kasrani souad (MCB)**

**2020/2021**

# AVANT- PROPOS

Ce polycopié de cours de propriétés physiques des matériaux s'adresse aux étudiants de master 1 physique appliquée. Il est conçu de façon à aplanir au mieux les difficultés inhérentes au discours scientifique tout en conservant la rigueur nécessaire.

Ce polycopié est structuré en trois chapitres:

- Le premier chapitre est consacré à des notions de base des éléments de cristallographie (comme la notion de la maille, les indices de Miller, les systèmes cristallins, les réseaux de Bravais etc..) qui sont nécessaires pour bien entamer l'étude de la cristallographie. Il est réservé à la définition du réseau réciproque, notion indispensable pour l'étude du phénomène de la diffraction des rayons-X par les cristaux. Dans ce même chapitre, nous avons donné les défauts cristallin.
- Le deuxième chapitre est consacré à la plasticité et le tenseur de contrainte et déformation élastique, il définit les phénomènes de glissement et de maclage.
- Le troisième chapitre aborde les propriétés électroniques des matériaux comme les propriétés thermiques, optiques, magnétiques, et thermodynamiques des matériaux.

On note que la plupart des chapitres sont appuyés par des exercices et des exemples concrets.

A la fin du polycopié on présente une bibliographie, incluant les références des documents utilisées pour la rédaction de ce polycopié de cours.

# SOMMAIRE

## Chapitre I: Structure des solides

I.1. Introduction.....	1
I.2. Les classes des matériaux.....	1
a- Métaux et alliages .....	1
b- les polymères.....	1
c. les Céramiques.....	2
d- les matériaux composites.....	2
3. Organisation des solides.....	2
I.3.1. Les matériaux organisés.....	2
I.3.2. Les matériaux amorphes.....	2
I.4. État amorphes et cristallins.....	2
I.4.1. État amorphes.....	3
I.4.1. État cristallin.....	3
I.5. Éléments de cristallographie.....	3
I.5.1. Direction cristallographique.....	3
I.5.2. Les indices des directions .....	4
I.5.3. Plans réticulaires.....	4
I.5.4. Réseau de Bravais.....	6
I.5.5. Notion de motif.....	7
I.5.6. La maille élémentaire.....	7
I.5.7. Réseaux bidimensionnels .....	9
I.5.8. Réseaux tridimensionnels.....	10
I.5.9. La multiplicité .....	12
I.5.10. La compacité .....	12
I.5.11. Les sites interstitiels.....	12
I.5.12. Le cubique et ces structures.....	13
I.5.13. L'empilement cubique et hexagonal compact.....	15
I.5.14. La structure hexagonale compacte.....	16
I.5.15. La structure diamant .....	17
I.5.16. Structure du carbone graphite.....	18
I.5.17. Structures cristalline des composés.....	19
a- Type (Na Cl) .....	19
b- Structure type chlorure de césium CsCl.....	20

c-Type blende (ZnS).....	21
I.5.18. La masse volumique.....	21
I.6.Radiocristallographie.....	21
I.6.1. Productions des rayons X.....	22
a-Rayons X caractéristiques .....	22
b-Condition de Bragg.....	23
c- Condition de Laue.....	25
I.7. Défauts cristallins.....	26
I.7.1. Défauts ponctuels.....	26
I.7.1.1 .Lacunes.....	27
I.7.1.2. L' interstitiel.....	27
I.7.1.3.L'atome en substitution .....	27
I.7.2. Défauts linéaires ou dislocations.....	27
I.7.2.1. Dislocation coin .....	28
I.7.2.2. Dislocation vis.....	29
I.7.3. Défauts plans.....	30
I.7.3.1.Les joints de grains.....	30
I.7.3.2. Les joints de macles.....	31
I.8. Diffusion atomique.....	32
I.8.1.Généralités.....	32
I.8.2. Aspect macroscopique de la diffusion.....	32
I.8.2.1. Diffusion uniforme.....	33
I.8.2.2. Diffusion non uniforme.....	33
I.8.3.Aspect microscopique de la diffusion.....	34
I.8.3.1. Mécanismes de la diffusion.....	34
I.8.3.2. Diffusion aux joints de grains.....	35

## **Chapitre II: Mécanisme de déformation**

II.1.Introduction .....	38
II.2.Tenseurs de contraintes et de déformations élastiques.....	38
II.2.1 . Tenseur de contrainte.....	38
II.2.1.1. Notion de contrainte.....	38
II.2.2. Tenseur de déformation.....	40
II.2.2.1.Notion de déformation.....	40
II.2.3. La loi de Hook.....	40

II.2.3.1.Élasticité linéaire isotrope.....	41
II.2.4.Coefficient de poisson.....	41
II.2.5. Module de cisaillement.....	42
II.2.6 .Module de compressibilité.....	43
II.2.7. caractérisation expérimentale des propriétés mécaniques des matériaux...43	
II.2.7.1.Essai de traction.....	44
II.2.7.1.1 .Principe.....	44
II.2.7.1.2. Comportement des matériaux.....	44
II.3. Plasticité.....	47
II.3.1. Solide rigide parfaitement plastique.....	47
II.3.2.Solide élastique parfaitement plastique.....	47
II.4. Le maclage.....	48
II.5. Le glissement.....	50
II.6. Mouvement et interaction des dislocations.....	52
II.6.1. Mouvement des dislocations.....	52
II.6.2. Interaction des dislocations.....	53
II.6.2.1.Interactions topologiques entre dislocations .....	54
II.6.2.2. Interactions entre dislocations et joints de grains ou joints de phases.....	55
II.6.2.3. Interactions entre dislocations et défauts ponctuels.....	55
II.6.2.4. Interactions entre dislocations et précipités.....	56
II.6.2.5. Écrouissage.....	57

### **Chapitre III. Propriétés électroniques des matériaux**

III.1. Introduction .....	61
III.2. Les propriétés physiques des matériaux.....	61
III.2.1. Les propriétés thermiques.....	61
III.2.1.1. La dilatation des solides.....	61
III.2.1.2. La capacité thermique.....	63
III.2.1.3. La conductibilité thermique.....	64
III.2.1.4. Aspects macroscopiques de la conduction thermique.....	64

III.2.2. Les propriétés électriques.....	67
III.2.2.1. La conductibilité électrique.....	67
III.2.2.2. La conduction électrique des métaux.....	68
III.2.2.3. La conduction électrique des semi-conducteurs.....	69
III.2.2.4. Les isolants électriques.....	69
III.2.3. Les propriétés magnétiques.....	71
III.2.3.1. Notions de base sur le magnétisme.....	71
III.2.3.2. Origine atomique du comportement magnétique.....	71
III.2.3.3. Induction magnétique, perméabilité et susceptibilité.....	73
III.2.3.4. Courbe d'aimantation, boucle d'hystérésis.....	74
III.2.4. Les propriétés optiques des matériaux.....	75
III.2.4.1. Quelques rappels et notions fondamentales.....	76
III.2.4.2. Les trois interactions entre la lumière et la matière.....	76
III.2.4.3. Lumière, électrons et atomes.....	77
III.2.4.4. Les propriétés optiques des métaux et alliages.....	78
III.2.4.5. Les propriétés optiques des non métaux.....	78
III.2.4.5.1. La réfraction.....	78
III.2.4.5.2. La réflexion.....	79
III.2.4.5.3. L'absorption.....	79
III.2.4.5.4. La transmission.....	80
III.2.5. Les propriétés thermodynamiques.....	80
III.2.5.1. Variables thermodynamiques.....	81
III.2.5.2. Propriétés thermodynamiques intensives.....	81
III.2.5.2.1. Température.....	81
III.2.5.2.2. Notion de la pression.....	82
III.2.5.2.3. La densité.....	84
III.2.5.2.4. Volume spécifique.....	84
III.2.5.2.5. Poids spécifique.....	84

III.2.5.3. Les propriétés thermodynamiques extensives.....	85
III.2.5.3. 1. La chaleur(Q).....	85
III.2.5.3. 2. Le travail (W).....	86
Références bibliographiques.....	91



# **Chapitre I**

## **Structure des solides**

## I.1. Introduction

La cristallographie est la science qui se consacre à l'étude des substances cristallines à l'échelle atomique. Les propriétés physico-chimiques d'un cristal sont étroitement liées à l'arrangement spatial des atomes dans la matière. L'état cristallin est défini par un caractère périodique et ordonné à l'échelle atomique ou moléculaire.

Le mot cristallographie est composé de deux mots. Le mot "graphie " qui vient du grec graphia signifiant "écriture, schéma ".

La cristallographie permet:

- La détermination, la classification et l'interprétation des structures géométriques des cristaux.
- L'étude de leurs propriétés physiques.

## I.2. Les classes des matériaux

De nombreuses propriétés physico-chimiques et propriétés d'usage des matériaux sont étroitement liées à la nature des liaisons chimiques entre les atomes qui les constituent. C'est sur cette base qu'est établie la distinction entre les principales classes de matériaux.

### a-Métaux et alliages

Un alliage est la combinaison d'un élément métallique avec un ou plusieurs métaux par fusion. Les caractéristiques mécaniques des métaux purs sont la plupart du temps relativement faibles. Le fait d'ajouter d'autres éléments permet de " durcir " le métal en augmentant ses caractéristiques mécaniques. Les métaux et leurs alliages sont ordinairement bons conducteurs de la chaleur, de l'électricité, opaques à la lumière visible qu'ils réfléchissent.

### b- Les polymères

Les polymères constituent une classe de matériaux. D'un point de vue chimique, un polymère est un ensemble constitué de plusieurs macromolécules (molécule constituée de la répétition de nombreuses sous-unités).

**c-Les Céramiques**

La définition de céramiques varie selon le contexte d'emploi. Certains incluront des matières composées de deux éléments dont un métal comme le sel (NaCl), des composées de deux éléments non métalliques (comme le verre SiO<sub>2</sub>), ou des matières pures comme le silicium (Si) ou le diamant (c).

Parmi les produits à base de céramiques, on retrouve : la vaisselle, les produits sanitaires, les poteries, les isolateurs électriques.....ect.

**d- Les matériaux composites**

Ce sont des assemblages d'au moins deux des trois types de matériaux déjà cités, non miscibles : plastiques renforcés de fibre de verre, fibre de carbone ou de Kevlar, béton armé, etc.

**I.3. Organisation des solides****I.3.1. Les matériaux organisés**

Les solides cristallins (métaux, sels ioniques) et les céramiques sont des matériaux organisés. À l'état microscopique, les atomes, les ions ou les molécules qui les constituent sont régulièrement disposés en réseaux dans l'espace.

Exemples des structures cristallines: Diamant, Graphite, Silice cristalline, la structure organisée de ces matériaux permet d'expliquer leurs propriétés physiques.

**I.3.2. Les matériaux amorphes**

Un composé amorphe est un composé dans lequel les atomes ne respectent aucun ordre à moyenne et grande distance, ce qui le distingue des composés cristallisés. Les verres, les élastomères et les liquides sont des composés amorphes.

**I.4. États amorphes et cristallins**

Toute matière peut en principe exister sous trois états physiques distincts: solide, liquide ou gaz.

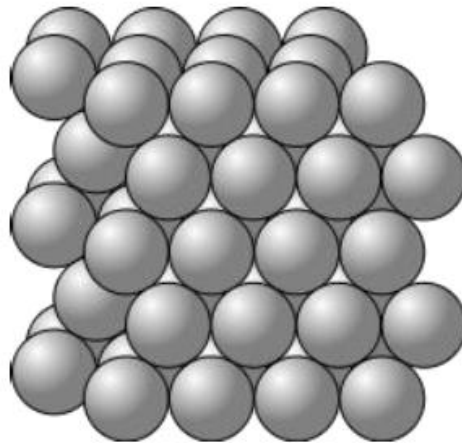
La matière solide peut se trouver dans la nature sous l'état cristallin et sous l'état amorphe (non cristallin).

**I.4.1. État amorphe**

Le solide amorphe est un matériau dans lequel les atomes ne respectent aucun ordre à moyenne et grande distance, ce qui le distingue des composés cristallisés. Les verres, les élastomères et les liquides sont des composés amorphes.

**I.4.2. État cristallin**

Un cristal est un solide polyédrique, à structure régulière et périodique, formée d'un ensemble ordonné d'un grand nombre d'atomes (Figure 1), de molécules ou d'ions. Un cristal est constitué d'un assemblage périodique de particules. Il peut être décrit par translation suivant les trois directions de référence d'une entité de base qu'on appelle la maille.



**Figure I.1. Arrangement des atomes dans un cristal.**

**I.5. Éléments de cristallographie**

Un cristal est un ensemble d'atomes (ou de molécules) disposés de manière périodique dans les trois directions et présentant aussi bien un ordre à courte distance qu'à longue distance. Il peut être défini à partir de deux données: le réseau cristallin et le motif atomique.

**I.5.1. Direction cristallographique**

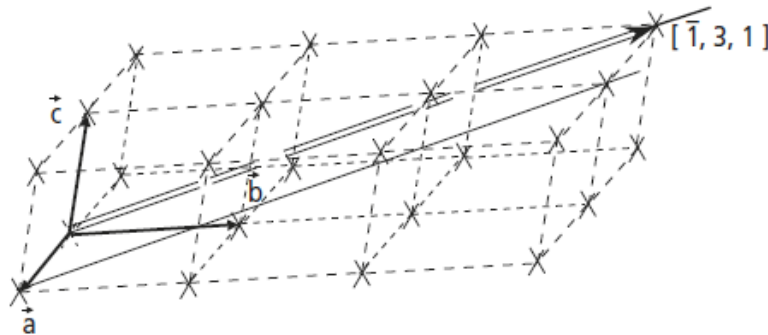
On appelle **direction cristallographique** l'ensemble des rangées d'atomes parallèles et orientées dans une même direction.

### I.5.2. Les indices des directions

Une direction cristallographique peut être repérée et désignée sans ambiguïté par ses indices, sous forme d'un ensemble de trois nombres entiers entre crochets.

Considérons la rangée atomique, appartenant à la direction cristallographique désignée, qui passe par le nœud choisi comme origine du réseau, les indices  $[h, k, l]$  de la direction cristallographique correspondante sont les trois coordonnées (obligatoirement entières compte tenu de la périodicité des nœuds) du prochain nœud du réseau rencontré en suivant la rangée dans la direction souhaitée (figure I.2).

En raison des symétries du cristal, il peut arriver que certaines directions cristallographiques soient équivalentes à une opération de symétrie près: elles appartiennent alors à une même forme de directions, notée  $\langle h, k, l \rangle$ .



**Figure I.2. Exemple d'indice de direction cristallographique: la direction est celle de la rangée atomique qui joint le nœud origine au nœud de coordonnées - 1, + 3, + 1 (le signe " - " est inscrit au-dessus de l'indice négatif par souci de gain de place dans la notation).**

### I.5.3. Plans réticulaires

On appelle plans réticulaires, toute famille de plans parallèles les uns aux autres contenant l'intégralité des nœuds du réseau (Figure I.3). Dans l'espace usuel, les nœuds peuvent être regroupés par plans parallèles équidistants contenant chacun une infinité de nœuds. Un tel plan est appelé "plan réticulaire".

Nous appelons "indices de Miller" de la famille de plans réticulaires le triplet  $(hkl)$  des plus petits entiers naturels premiers entre eux.

Trois nœuds non alignés permettent de définir un plan réticulaire. Par ailleurs, tout nœud ayant les coordonnées  $(u, v, w)$  appartenant à la famille de plans réticulaires  $\{hkl\}$  vérifie quel que soit le système d'axes  $Ox, Oy$  et  $Oz$  l'équation:

$$h u + kv + lw = m$$

avec m un entier qui désigne le m<sup>ième</sup> plan de la famille.

**Remarques:**

- Les indices des plans sont toujours mis entre parenthèses sans séparation.
- Un indice négatif par exemple (-h) est désigné par  $\bar{h}$ .
- Un plan parallèle à un axe le coupe à l'infini, son indice de Miller correspondant à cet axe est égal à  $\frac{1}{\infty} = 0$ .
- Une famille de plans (hkl) est désignée par une accolade {hkl}.

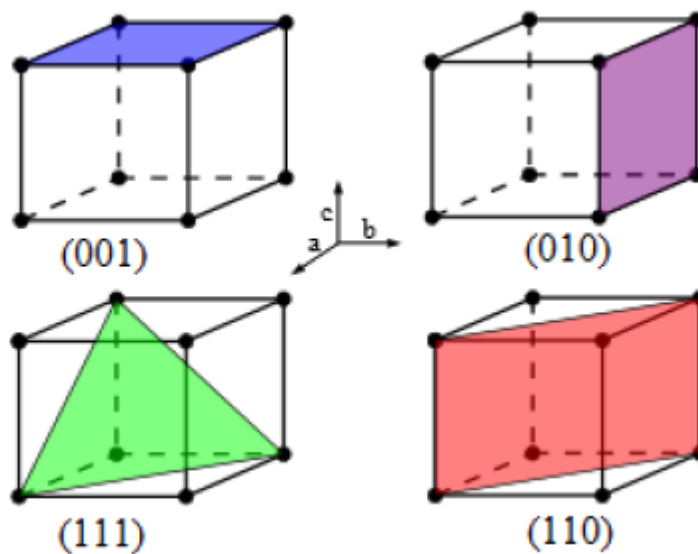


Figure .I.3. Exemples des plans réticulaires.

**Exemple**

Soit la face représentée sur la figure ci-dessous, déterminer les indices de Miller (hkl) de cette face.

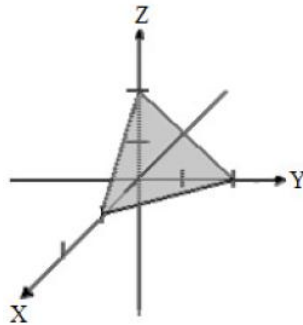
**Méthodologie:**

Chercher les intersections du plan sur les axes Ox, Oy et Oz  $\rightarrow (1, 2, 2)$

Prendre l'inverse de ces trois nombres  $\rightarrow (\frac{1}{1}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$

Les réduire en entiers ayant le même dénominateur  $\rightarrow (\frac{2}{2}, \frac{1}{1}, \frac{1}{1})$

Les indices de Miller sont donc: (211).

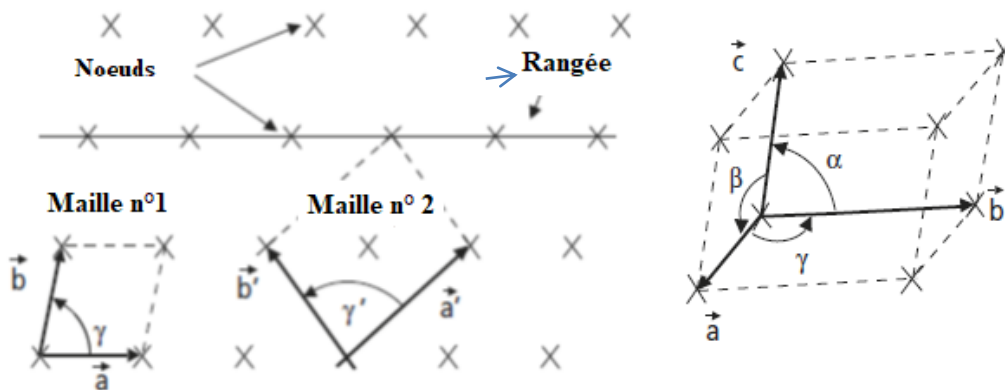


**1.5.4. Réseau de Bravais**

On appelle réseau un ensemble de points équivalents de l'espace appelés nœuds, engendrés par une translation par les vecteurs de base  $\vec{a}$ ,  $\vec{b}$  et  $\vec{c}$ , n'est pas un cristal. C'est un ensemble de points qui n'a aucune matérialité (Figure .4). L'ensemble des points M forme les nœuds du réseau, occupés ou non par des particules. L'origine "O" est un nœud, donné par  $x = y = z = 0$ . Les vecteurs de base ne sont pas uniques pour un réseau et le vecteur de translation est donné par la relation:

$$\vec{R} = u \vec{a} + v \vec{b} + w \vec{c}$$

Tel que : u, v et w sont trois entiers. a, b et c sont les trois vecteurs de base suivant les trois directions de l'espace Ox, Oy et Oz, respectivement.



**Figure.I. 4. Schéma d'un réseau à deux dimensions. La maille n° 1 est un exemple de maille élémentaire (un nœud par maille); la maille n° 2 est un exemple de maille multiple.**

I.5.5. Notion de motif

Le motif est constitué par la plus petite entité discernable qui se répète périodiquement par translation (figure.I.5). Pour un cristal, à l'échelle microscopique, le motif est un ensemble de particules, constitué d'atomes, d'ions ou de molécules.

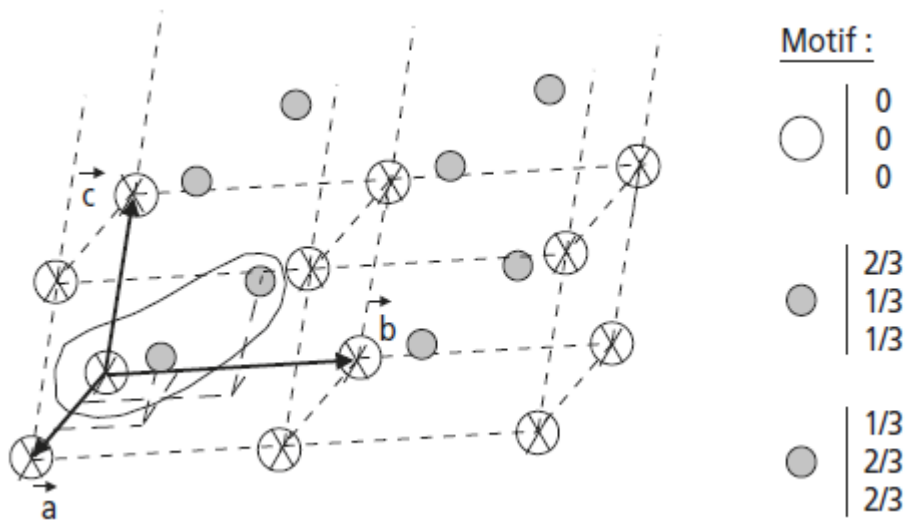


Figure.I.5. Exemple de motif atomique comportant trois atomes.

I.5.6. La maille élémentaire

Maille élémentaire = tout polyèdre ayant pour sommets des noeuds du réseau, et tel que l'empilement de polyèdres tous identiques au premier puisse remplir tout l'espace sans vide ni recouvrements de matière (Figure.I.6).

Pour compter le nombre de noeuds " contenus " dans une maille élémentaire, il faut tenir compte du fait que les sommets du polyèdre appartiennent simultanément à un nombre p de mailles adjacentes, chacun d'eux comptera donc pour  $\frac{1}{p}$  noeud. Il est possible de démontrer qu'une maille élémentaire contient toujours un nombre entier N de noeuds.

Décompte du nombre de noeuds (dans un réseau 3D, tel que dans la réalité) contenus dans une maille élémentaire (toujours un nombre entier: ( si on considère un cube ...

On peut compter les particules qui se trouvent dans une maille (Figure.I.7):

- (1) si un atome est dans la maille, il y est à 100% et il compte donc pour 1.
- (2) si l'atome est au centre de la face, une partie est dedans et l'autre est dehors : l'atome compte pour  $\frac{1}{2}$ .



(3) si l'atome est centré sur le sommet, il compte pour  $\frac{1}{8}$  (Il y a 4 cubes au-dessus et 4 cubes au-dessous).

(4) si un atome est au centre d'une arête, il compte pour  $\frac{1}{4}$ .

-La maille élémentaire ne peut contenir qu'un seul noeud, soit une seule base .Cette base est dite base primitive. Elle est la plus petite partie qui permet de reconstituer le cristal.

-Toutes les mailles élémentaires d'un réseau ont le même volume.

-La maille élémentaire peut être également décrite par les longueurs des vecteurs et angles portent les noms de constantes ou paramètres du réseau.

- Dans certains cristaux. La maille élémentaire ainsi définie ne rend pas compte des symétries du cristal qu'elle engendre. Par contre certaines mailles multiples possèdent les symétries du cristal. Une telle maille est dite : La maille conventionnelle.

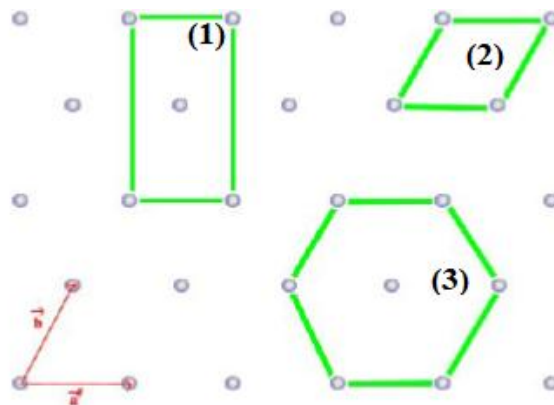


Figure.I.6. Exemple de mailles élémentaires.

(1)rectangle, (2) parallélogramme, (3) hexagone.

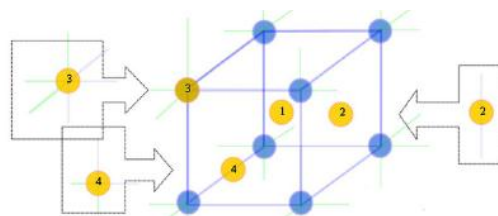


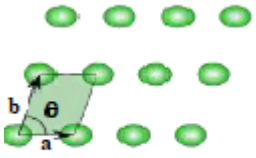
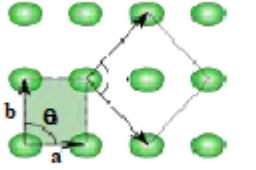
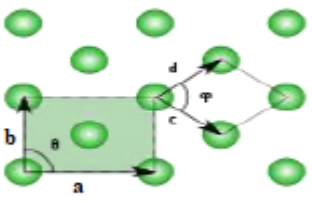
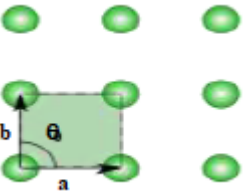
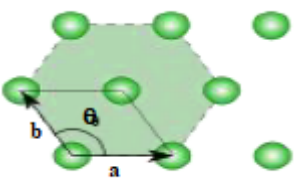
Figure.I.7. Densité des noeuds du réseau.

(1) atome dans la maille ( $=1$ ), (2) atome au centre de la face ( $=\frac{1}{2}$ ), (3) atome centré sur le sommet de la maille ( $=\frac{1}{8}$ ), (4) atome au centre d'une arête ( $=\frac{1}{4}$ ).

**I.5.7. Réseaux bidimensionnels**

Il existe cinq réseaux de Bravais dans l'espace à deux dimensions (plan). Les modes de réseau possibles sont les modes primitif (p) et centré (c). Les réseaux de Bravais bidimensionnels sont notés par deux lettres minuscules italiques.

**Les cinq réseaux de Bravais bidimensionnel:**

Les réseaux de bravais bidimensionnel	
<p><b>Réseau oblique</b> (<math>a \neq b</math> et <math>\theta \neq 90^\circ</math>)</p>	
<p><b>Réseau rectangulaire simple</b> (<math>a \neq b</math> et <math>\theta = 90^\circ</math>)</p>	
<p><b>Réseau rectangulaire centré</b> (<math>a \neq b</math> et <math>\theta \neq 90^\circ</math>)</p>	
<p><b>Réseau carré</b> (<math>a = b</math> et <math>\theta = 90^\circ</math>)</p>	
<p><b>Réseau hexagonal</b> (<math>a = b</math> et <math>\theta = 120^\circ</math>)</p>	

**I.5.8. Réseaux tridimensionnels**

Il existe quatorze réseaux de Bravais dans l'espace à trois dimensions. Les modes de réseau possibles sont les modes primitifs (P), centré (I), à une face centrée (A, B ou C selon la face qui est centrée), à faces centrées (F) et rhomboédriques (R). La famille cristalline est indiquée par une lettre minuscule italique : a, m, o, t, h et c. Le mode de réseau est ici indiqué par une lettre majuscule italique, pour différencier les réseaux de Bravais tridimensionnels des réseaux bidimensionnels.

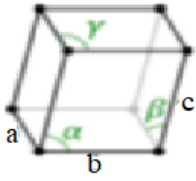
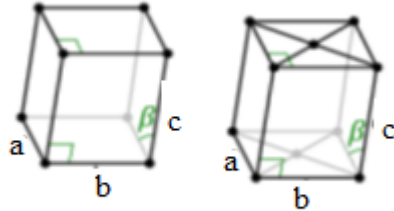
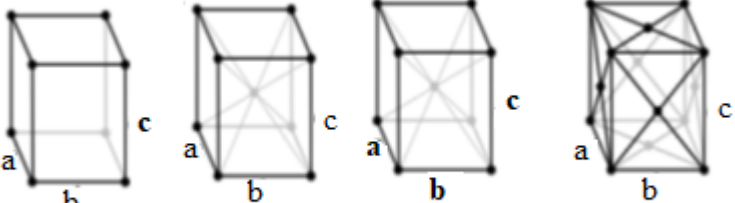
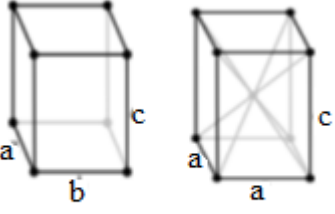
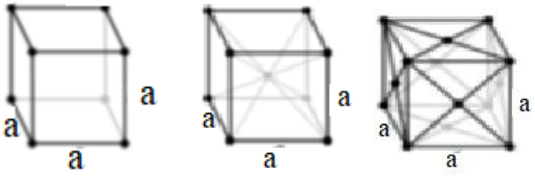
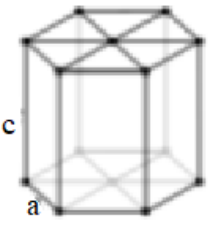
Les réseaux primitifs: notés (P) où les motifs sont positionnés aux sommets de la maille, pour (un motif par maille).

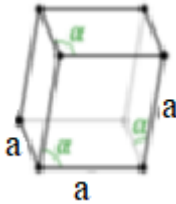
-Mode corps centré: noté (I) où les motifs sont positionnés aux sommets et au centre de la maille, pour (2 motifs par maille).

-Mode bases centrés: noté (C) ou les motifs sont positionnés aux sommets et au centre des deux faces de la maille pour (2 motifs par maille).

- Mode faces centrées: noté (F) ou les motifs sont positionnés aux sommets et au centre de chaque face de la maille pour (4 motifs par maille).

Le tableau ci-dessous regroupe les quatorze réseaux de Bravais tridimensionnels en fonction des six familles cristallines.

Les 6 familles cristallines	Les 14 réseaux de Bravais
<p><b>Triclinique</b>  <math>a \neq b \neq c</math>  <math>\alpha \neq \beta \neq \gamma</math></p>	 <p>P</p>
<p><b>monoclinique</b>  <math>a \neq b \neq c</math>  <math>\alpha = \gamma = 90^\circ</math>  <math>\beta \neq 90^\circ</math></p>	 <p>P C</p>
<p><b>Orthorhombique</b>  <math>a \neq b \neq c</math>  <math>\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ</math></p>	 <p>P C I F</p>
<p><b>Tétragonale Quadratique</b>  <math>\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ</math>  <math>a = b \neq c</math></p>	 <p>P I</p>
<p><b>Cubique</b>  <math>a = b = c</math>  <math>\alpha = \beta = \gamma</math></p>	 <p>P I (cc) F(CFC)</p>
<p><b>Hexagonal</b>  <math>a = b \neq c</math>  <math>\alpha = \beta = 90^\circ</math>  <math>\gamma \neq 90^\circ</math></p>	 <p>P</p>

<p><b>Rhomboédrique</b></p> <p><math>\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ</math></p> <p><math>a = b = c</math></p>	
---	--

### I.5.9. La multiplicité

La multiplicité d'une maille cristalline représente le nombre de motifs (ou groupement formulaires) appartenant à cette maille.

### I.5.10. La compacité

Si on assimile les particules à des sphères dures de même rayon  $r$  la compacité  $C$  ou taux de remplissage  $\tau$  peut être définie par le rapport:

$$C = \frac{\text{volume occupé par les motifs}}{\text{volume de la maille}}$$

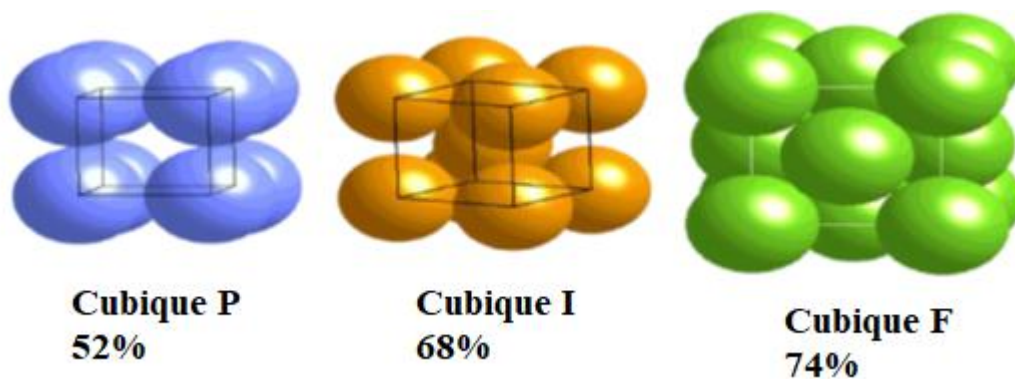


Figure.I.8. Illustration de la compacité pour les trois structures du système cubique.

### I.5.11. Les sites interstitiels

On appelle sites interstitiels, les espaces vides situés entre les atomes sphériques dans les réseaux cristallins. Ces sites servent de logements pour les atomes de petit diamètre. Il existe deux types de sites interstitiels : les **sites tétraédriques** et les sites **octaédriques**. les sites octaédriques sont formés par six sphères disposées suivant les sommets d'un octaèdre, Les sites tétraédriques sont formés par empilement compact

de quatre sphères dont les centres constituent les sommets d'un tétraèdre Comme le montrent dans les figures.I 9 et I. 10.

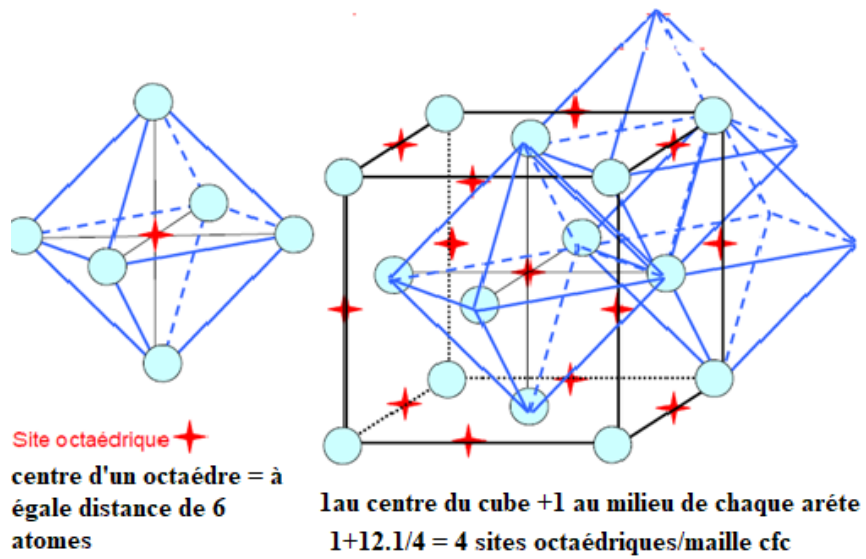


Figure.I.9. site octaédrique.

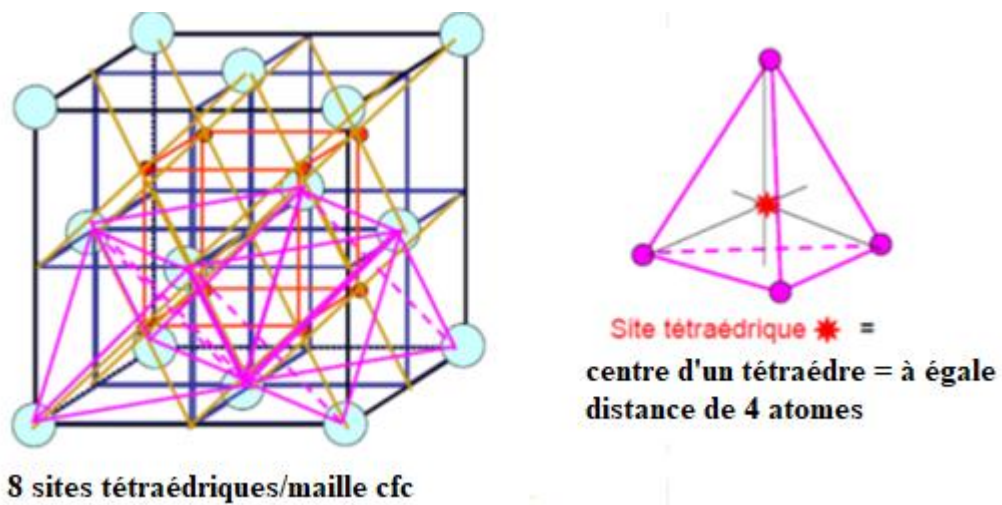


Figure.I.10. site tétraédrique.

### I.5.12. Le cubique et ces structures

On a trois réseaux de Bravais:

- le cubique simple c.s.
- le cubique centré c.c.
- le cubique à faces centrées fcc.

- **La structure cubique simple**

-Les coordonnées de motifs (0,0,0)

-Les vecteurs fondamentaux de translation:

$$\vec{a} = a \vec{i}$$

$$\vec{b} = a \vec{j}$$

$$\vec{c} = a \vec{k}$$

-Le rayon atomique:  $r = \frac{a}{2}$

- **La structure cubique centrée**

La maille est un cube, les centres des ions se trouvent non seulement aux sommets, mais aussi au centre de chaque cube élémentaire (voir figure.I. 11). Par cube, on compte 2 atomes, chaque ion central comptant pour 1 atome, et chaque ion du sommet pour  $\frac{1}{8}$  d'atomes puisqu'il est commun à 8 cubes.

**Exemples:** les métaux qui cristallisent dans le système cubique centré (CC) Fer  $\alpha$ , chromen, tungstène, molybdène, vanadium. Ce sont des métaux particulièrement résistants. Comme le montre la figure.I. 10, les sphères ioniques sont tangentes le long des diagonales du cube.

-Le rayon atomique:  $r = \frac{a \sqrt{3}}{4}$

-Les coordonnées de motifs:  $(0,0,0), (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$

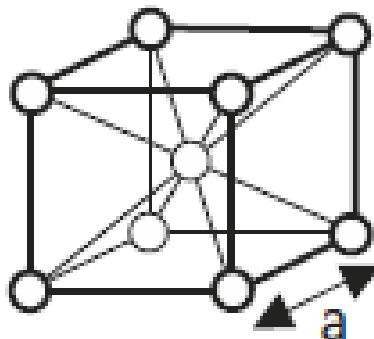


Figure.I.11. Maille du système cristallin cubique centrée (cc).

- **Structure cubique à faces centrées**

La structure CFC est définie par un motif élémentaire de 4 ions (l'un à l'origine, les 3 autres au centre des faces du cube).

La maille élémentaire comprend 4 ions par maille (6 sur les faces appartenant chacun à 2 mailles + 8 aux sommets appartenant chacun à 8 mailles donc le nombre de

motifs par maille =  $\frac{1}{8} \times 8 + \frac{1}{2} \times 6 = 4$  ).

- **Les coordonnées de motifs**  $(0, 0, 0), (\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}), (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0), (0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ .
- Les sphères sont tangentes le long des diagonales des faces du cube, donc le rayon atomique est égal à  $\frac{a\sqrt{2}}{2}$  ( $r = \frac{a\sqrt{2}}{2}$ )

**Exemples:** des métaux qui cristallisent dans le système cristallin cfc: Fer  $\gamma$ , aluminium, nickel, cuivre, argent, or, plomb. La particularité de ces métaux c'est qu'ils sont ductiles et malléables.

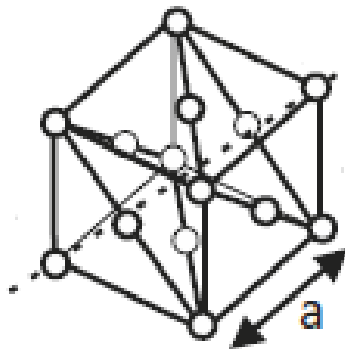


Figure.I.12. Maille du système cristallin cubique à faces centrées (cfc).

### I.5.13. L'empilement cubique et hexagonal compact

Il existe deux manières de remplissage, l'une conduit à une structure à symétrie cubique (cubique compact) et l'autre à une hexagonale compacte on les obtient de la manière suivante :

1- une couche compacte est obtenue en plaçant chaque atome en contact avec six autres. La couche supérieure soit au contact des trois atomes de la couche inférieure. Dans la structure cubique à faces centrées les atomes de la troisième couche sont à l'aplomb des trous de la première couche non occupés par les atomes de la deuxième couche. On dit que l'empilement est : ABCABC.



2- la structure hexagonale, les atomes de la troisième couche sont à l'aplomb des atomes de la première couche. On dit que l'empilement est : ABABAB.

- la structure hexagonale compacte (hc) se situe au même rang dans l'ordre d'importance que les réseaux de Bravais cubique centré et cubique à faces centrées. 30 éléments environ cristallisent dans la forme hexagonale compacte.

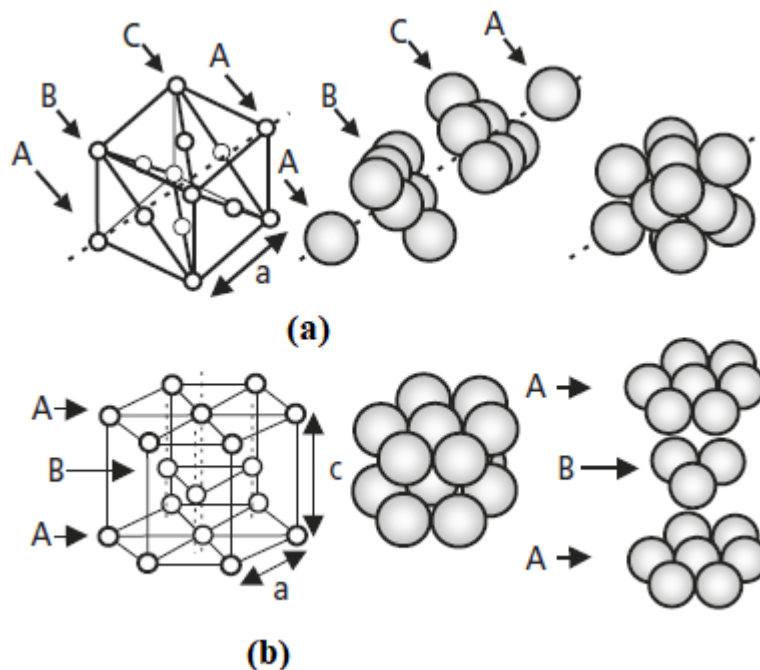


Figure.I. 13. Les plans d'empilement.

(a) Les plans d'empilement d'une la structure CFC.

(b) Les plans d'empilement d'une la structure HC.

### 1.5.14. La structure hexagonale compacte

La maille est un prisme droit a base losange (coté  $a$ , angles  $60$  et  $120^\circ$ ), mais on considéré généralement comme solide élémentaire l'ensemble de trois de ces prismes et le réseau est formé par la juxtaposition de prismes droits a base hexagonale régulière.

La structure HC est définie par un motif élémentaire de 2 ions. La maille hexagonale représentative comprend 6 ions par maille (3 à l'intérieur +2 sur les bases, communs chacun à 2 maille + 12 sur les sommets, communs chacun à 6 mailles tous les métaux à liaison métalliques prononcée cristallisent suivant un des trois systèmes cc, cfc et hc).

Il faut souligner que le système cristallin exerce une très grande influence sur les propriétés physiques du métal. En particulier, on observe que les possibilités de déformation plastique sont beaucoup plus restreintes pour les réseaux hexagonaux que pour les réseaux cubiques à faces centrées. Les métaux qui cristallisent suivant le système hexagonal (par exemple le Mg) sont plus difficiles à étirer sous forme de fil que les métaux cubiques comme le cuivre et l'aluminium.

- Le taux de remplissage:  $\tau = 0.74$ .
- Si  $\frac{c}{a} = \sqrt{\frac{8}{3}}$  on a une structure hexagonale compacte idéale.
- Si  $\frac{c}{a}$  s'écarte légèrement en plus de la valeur  $\sqrt{\frac{8}{3}}$ , la structure hexagonale est allongée.
- Si  $\frac{c}{a}$  s'écarte légèrement en moins de la valeur  $\sqrt{\frac{8}{3}}$ , la structure hexagonale est aplatie.

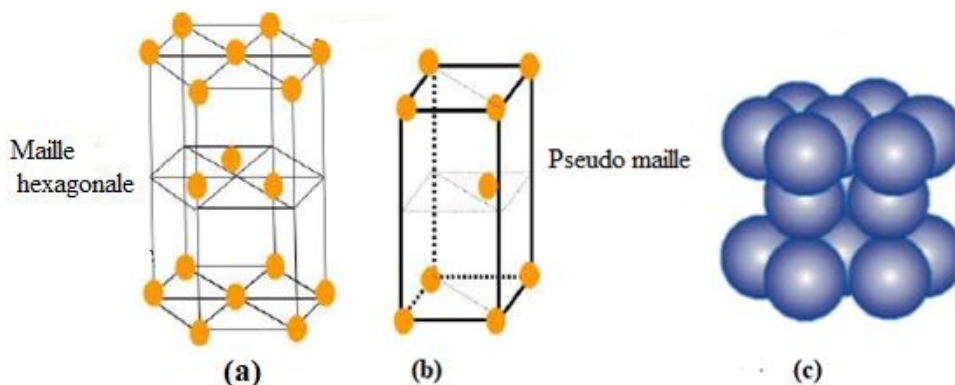


Figure I.14. Maille du système cristallin hexagonal compact (hc).

- a) Les ronds bleus foncés représentent le motif de la maille hexagonale = atomes ( $n = 2$  maille de la structure hexagonale compacte (hc)).
- b) maille élémentaire : prisme droit à base losangique (coté  $a$ , angles  $60$  et  $120^\circ$ ).
- c) Représentation des atomes.

### I.5.15. La structure diamant

Le réseau du diamant est cubique à faces centrées plus quatre atomes. La maille conventionnelle contient 8 atomes aux coordonnées suivantes:

$$(0, 0, 0), \left(\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}\right), \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0\right), \left(0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right), \left(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4}\right), \left(\frac{1}{4}, \frac{3}{4}, \frac{3}{4}\right), \left(\frac{3}{4}, \frac{1}{4}, \frac{3}{4}\right), \left(\frac{3}{4}, \frac{3}{4}, \frac{1}{4}\right).$$

$$2r = \frac{\sqrt{3}}{4} a \longrightarrow \tau = 0.34$$

La proportion maximale de l'espace qui puisse être remplie par des sphères dures est seulement de 0.34% soit 45% du taux de remplissage d'une structure compacte, le carbone, le germanium, le silicium et l'étain gris (des semi-conducteurs) cristallisent dans cette structure, leurs paramètres sont respectivement ( $3.56\text{\AA}$ ,  $5.65\text{\AA}$ ,  $5.43\text{\AA}$ ,  $6.46\text{\AA}$ ).

La structure cubique diamant résulte de l'interpénétration de deux mailles cubiques à faces centrées décalées de  $\frac{a}{4}, \frac{a}{4}, \frac{a}{4}$  et (elle possède 8 atomes par maille).

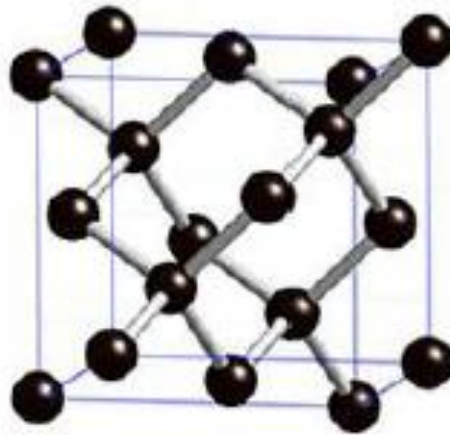


Figure.I .15. La structure diamant.

## I.5.16. Structure du carbone graphite

La structure du graphite est (lamellaire). Elle est constituée de feuillets d'atomes de carbone. On a deux types de feuillets (a) et (b) qui sont décalés l'un par rapport à l'autre de  $a$  ( $a$  : côté hexagone). Chaque atome de Carbone est lié à trois autres par des liaisons covalentes. Ces feuillets peuvent glisser aisément les uns sur les autres ce qui explique la faible dureté et le caractère lubrifiant du graphite. Il y'a quatre atomes par maille.

**Remarque:** Le carbone se présente sous forme de diamant, de graphite, de diamant hexagonal et sous forme amorphe, toutes sont stables à la température ambiante.

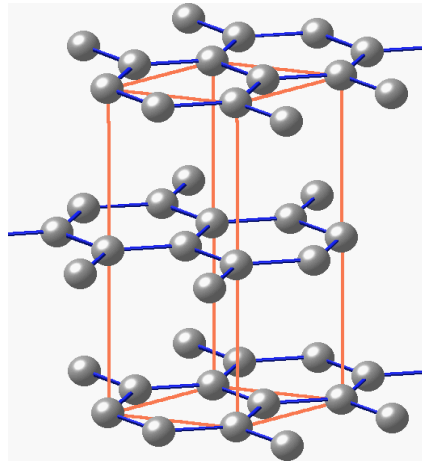


Figure .I.16. La structure carbone graphite.

### I.5.17. Structures cristalline des composés

#### a- Type (Na Cl)

Le réseau du chlorure de sodium est un double réseau cfc, l'un correspondant aux cations  $\text{Na}^+$ , l'autre aux anions  $\text{Cl}^-$ . Ces deux de même paramètre "a" se déduisent l'un de l'autre par une translation de  $(\frac{a}{2})$  suivant l'arête de l'un des cubes.

Dans cette structure, les ions  $\text{Cl}^-$  constituent un réseau cubique à faces centrées (cfc): ils occupent les sommets et les centres des faces d'un cube d'arête a. Les ions  $\text{Na}^+$  occupent les sites octaédriques du réseau c'ad le centre du cube et les milieux des arêtes du cube.

**Les positions:**  $\text{Na}^+$ :  $(0, 0, 0)$ ,  $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0)$ ,  $(\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2})$ ,  $(0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$

$\text{Cl}^-$ :  $(0, \frac{1}{2}, 0)$ ,  $(\frac{1}{2}, 0, 0)$ ,  $(0, 0, \frac{1}{2})$ ,  $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$

Chaque atome est entouré de six atomes de l'autre espèce.

#### - Nombre de motifs:

La maille type NaCl comprend:

-8 atomes de  $\text{Cl}^-$  aux sommets du cube, chacun comptant pour  $\frac{1}{8}$  et 6 atomes  $\text{Cl}^-$  aux centres des faces, chacun comptant pour  $\frac{1}{2}$ , soit 4 atomes  $\text{Cl}^-$ .

-12 cations  $\text{Na}^+$  aux milieux des arêtes, chacun comptant pour  $\frac{1}{4}$  et un ion  $\text{Na}^+$  au centre du cube, soit 4 cations  $\text{Na}^+$ .

Donc dans cette maille il y a donc 4 motifs ou groupements formulaires NaCl.

**Exemples**

Cette structure se rencontre dans de nombreux composés:

- tous les halogénures alcalins (sauf CsCl, CsBr, CsI) .
- AgF, AgCl;
- les oxydes, sulfures, sélénures, tellures d'alcalino-terreux.
- MnO, MnS, MnSe.
- FeO, CoO, NiO, CdO.
- PbS, SnS...

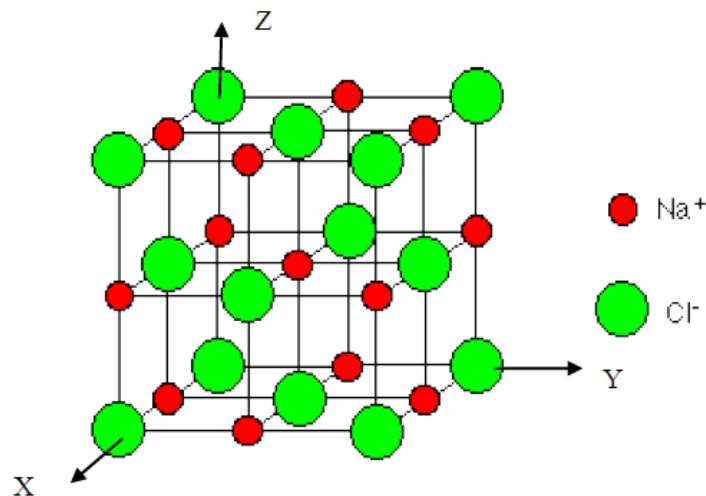


Figure.I. 17. Maille élémentaire de NaCl.

**b-Structure type chlorure de césium CsCl**

Le réseau du **chlorure de césium** est cubique simple (une molécule par maille).

La maille comporte un ion Cs<sup>+</sup> à la position  $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ , et des ions Cl<sup>-</sup> aux 8 sommets en position (0, 0,0) ou l'inverse.

**-Nombre de motifs**

La maille élémentaire comporte 8 ions Cl<sup>-</sup> comptant chacun pour  $\frac{1}{8}$  et un ion Cs<sup>+</sup>: le nombre de motifs ou groupements formulaires CsCl par maille est donc:  $z = 1$ .

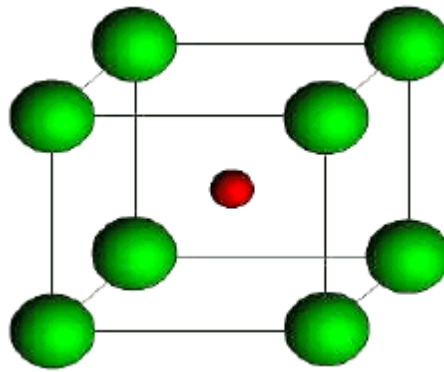


Figure .I.18. Maille élémentaire de CsCl.

**C -Type blende (ZnS)**

La structure de (ZnS) ressemble à la structure du diamant avec la différence de trouver deux types d'atomes:

$$\text{S: } (0, 0, 0); \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0\right); \left(\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}\right); \left(0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$$

$$\text{Zn: } \left(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4}\right), \left(\frac{1}{4}, \frac{3}{4}, \frac{3}{4}\right), \left(\frac{3}{4}, \frac{1}{4}, \frac{3}{4}\right), \left(\frac{3}{4}, \frac{3}{4}, \frac{1}{4}\right)$$

**I.5.18. La masse volumique**

La masse volumique  $\rho$  est définie par le rapport de la masse réelle des motifs appartenant à la maille au volume de la maille. Elle s'exprime en  $\text{g/cm}^3$ .

$$\rho = \frac{ZM}{NV}$$

Z: nombre de motifs par maille.

M: masse molaire du motif.

V: volume de la maille.

N: nombre d'Avogadro.

**I.6. Radiocristallographie**

Les rayons X ont été découverts par Röntgen en 1895 en Allemagne. Quelques années plus tard, ce nouveau rayonnement révolutionne la physique de la matière. Ainsi Von Laue (1912), Bragg (1913), Ewald et Scherrer (1915) montrent que l'interaction des rayons X avec la matière donne des informations sur l'arrangement cristallographique et proposent une interprétation simple des phénomènes de diffraction.

### I.6.1. Productions des rayons X

Le dispositif classique utilisé pour la production de rayons X comprend un générateur de haute tension et un tube de rayons X. Le tube de Rayons X se compose d'un canon à électron et d'un bloc de métal placé dans une chambre sous vide poussé. Le canon est un filament de tungstène chauffé par courant électrique, qui libère des électrons par effet thermique, une haute tension de 40 à 60 kV, appliquée entre (le cathode) canon et le bloc de métal (anode), accélère les électrons. L'anode est formé d'un métal permettant un refroidissement efficace. Les rayons X émis par l'anode est formé d'un métal permettant un refroidissement efficace. Les rayons X émis par le bombardement de l'anode s'échappent du tube par des fenêtres de béryllium. Le spectre d'émission est la superposition d'un certain nombre de raies intenses.

La composition du spectre continu, ou rayonnement blanc, est indépendante du métal formant l'anode (il est en métal lourd Pr, Co, Cu, W). Ce rayonnement est dû au freinage des électrons dans le métal. Le spectre continu a la même allure pour toutes les anticathodes (anode).

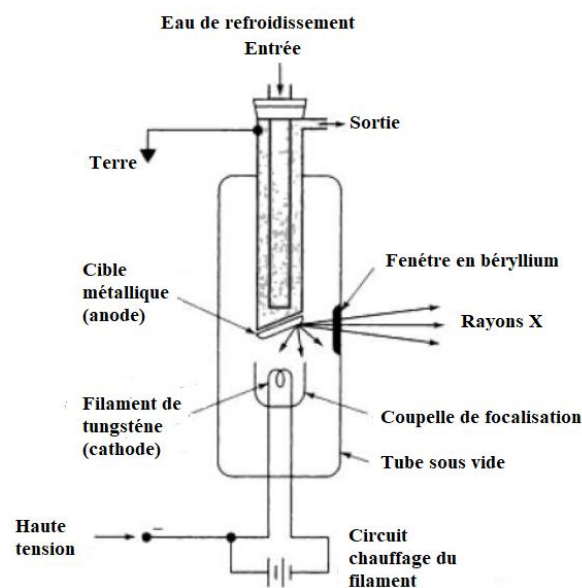


Figure.I. 19 . Tube à rayons X.

#### a- Rayons X caractéristiques

Il forme un spectre discontinu et caractéristique du métal utilisé comme anticathode. Chaque métal a une raie caractéristique.

La production de rayons X est purement quantique: un photon  $h\nu$  est émise par un atome quand un électron transite d'un état d'énergie  $E_1$  vers un niveau plus profond  $E_2$ .

$$h\nu = E_1 - E_2$$

- 1 – éjection d'un électron de la couche K d'un atome de l'anti cathode par un électron projectile.
- 2 – Remplacement de l'électron éjecté par un électron d'une couche supérieure.
- 3 – Émission d'une radiation d'une radiation (Rayons X) suite à cette transition électronique, ce qui donne naissance au spectres de raies.

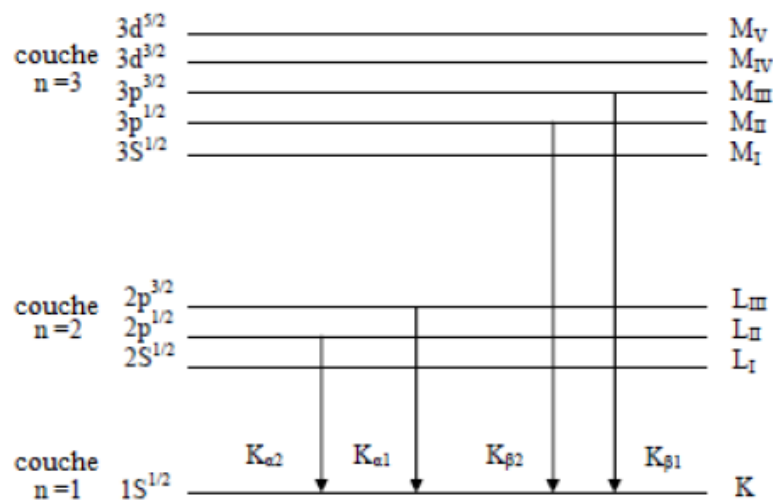


Figure I.20 . Représentation de quelques transitions permises composant le spectre d'émission de rayons X.

La série K comprend 2 radiation

K<sub>α</sub> transition de L → K

K<sub>β</sub> transition de M → K

- Quand on augmente la masse λ diminue, est l'énergie augmente

$$[\lambda(K\alpha_1, K\alpha_1)]_{Cu} = 1.542 \text{ (Å)}.$$

### b -Condition de Bragg

Les rayons X qui ont une énergie (10-50) keV sont très utilisés pour l'étude des matériaux cristallisés. Pour l'étude de la diffraction des R-X par les cristaux en s'appuyant sur la loi de Bragg.

La loi de Bragg est la loi régissant la diffraction des ondes électromagnétiques par un cristal. Elle fut découverte par **Sir William Henry Bragg** et **William Lawrence Bragg** vers 1915. Cette loi établit un lien entre la distance séparant les atomes d'un



crystal et les angles sous lesquels sont principalement diffractés des rayons X envoyés sur le cristal. Un faisceau de lumière de longueur d'onde  $\lambda$  arrive sur une matière ordonnée caractérisée par la répétition périodique de plans atomiques distants d'une longueur  $d$  (distance inter réticulaire). Le faisceau arrivant sur un premier plan d'atomes est en partie réfléchi par ceux-ci, tandis qu'une autre part poursuit son trajet en ligne droite. Le faisceau traversant le premier plan peut également se réfléchir en partie sur le plan d'atomes suivants, séparé du premier plan de réflexion par la distance  $d$ , et ainsi de suite...

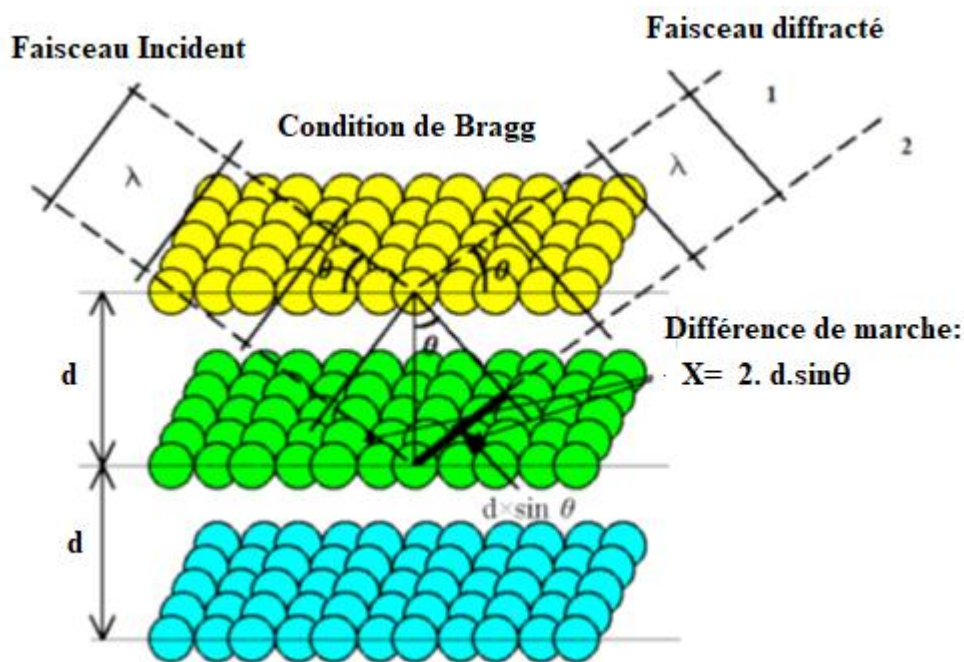


Figure.I. 21. Démonstration géométrique de la loi de Bragg.

On s'intéresse au faisceau réfléchi, résultant de la superposition des ondes réfléchies sur les différents plans successifs. Compte tenu du dessin, il est évident que l'onde qui se réfléchit sur un plan d'atome parcourt moins de distance que celle qui se réfléchit sur le plan suivant. Si  $\theta$  est l'angle d'incidence, une analyse géométrique montrée que la différence de marche entre les deux faisceaux 1 et 2 (voir figure.I. 21) est:

$$X = 2 \cdot d \cdot \sin\theta.$$

C'est ici qu'intervient le caractère ondulatoire de la lumière. Lorsque plusieurs ondes se rencontrent en un même point de l'espace, elles donnent lieu au phénomène d'interférence. En particulier pour observer un maximum de lumière (tâche lumineuse intense) il faut que la différence de marche entre ces ondes soit un multiple entier de la longueur d'onde. Ainsi, elles sont toutes en phase et se somment constructivement. La condition d'obtention d'un maximum d'intensité s'écrit donc:

2.  $d \cdot \sin \theta = n \cdot \lambda$

Que l'on appelle condition de diffraction de **Bragg** avec:

- **d**: distance inter-réticulaire, c'est-à-dire distance entre deux plans cristallographiques.
- **θ**: demi-angle de déviation (moitié de l'angle entre le faisceau incident et la direction du détecteur) .
- **n**: ordre de diffraction (nombre entier) .
- **λ**: longueur d'onde des rayons X.

Donc d'après la loi de Bragg, pour avoir plus d'information sur la structure cristalline on fait varier **λ** ou **θ**. Le rayonnement incident est réfléchi sur les plans (hkl) comme sur un miroir.

**c -Condition de Laue**

L'approche de Von Loue diffère de celle de Bragg. On considère le cristal comme composé d'objets microscopiques identiques placé sur les sites  $R \vec{r}$  d'un réseau de Bravais. Chacun pouvant remettre le rayonnement incident dans toutes les directions.

Pour trouver la condition d'interférence constructive. Considérons tous d'abord deux centres de diffusion O,g, séparés par un vecteur de déplacement  $d$  . Prenons un rayon X incident, provenant de très loin, suivant une direction  $\vec{U}_k$  , de longueur d'onde  $\lambda$  et de vecteur d'onde  $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{U}_k$  , On observe un rayon diffusé dans une direction  $\vec{U}_k$

avec une longueur d'onde  $\lambda$  et un vecteur d'onde  $\vec{k}' = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{U}_k$ .

$$\Delta = d \cos\theta' - d \cos\theta = d(\vec{U}_{k'} - \vec{U}_k)$$

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = d (\vec{k}' - \vec{k}) = d \cdot \Delta k$$

La condition d'interférence constructive est:

$$\varphi = d \cdot \Delta k = 2\pi m, \text{ pour un entier } m \text{ quelconque et tout vecteur } \vec{R} \text{ du réseau de Bravais.}$$

$$\vec{R} \cdot \Delta k = 2\pi m \longrightarrow e^{i \vec{R} \cdot \Delta k} = 1$$

$$\vec{a}_1 \cdot \Delta k = 2\pi h, \vec{a}_2 \cdot \Delta k = 2\pi k, \vec{a}_3 \cdot \Delta k = 2\pi l$$

Les équations de diffraction appelées condition de Laue.

- **Condition de Laue**

La variation du vecteur d'onde subissant la diffraction doit être égale à un vecteur du réseau réciproque  $\vec{G} = \Delta k$

Equivalence des formilations de Bragg et de Von Laue:

$$\vec{K}_{\text{élastique}} \longrightarrow |\vec{k}| = |\vec{k}'|$$

$$\frac{1}{2} \vec{G}_{\text{hkl}} = k \sin \theta$$

$$D_{\text{hkl}} = \frac{2\pi n}{G_{\text{hkl}}} = \frac{2\pi}{2k \sin \theta} \rightarrow \sin \theta \, d_{\text{hkl}} = \frac{\pi n}{k} = \frac{n \lambda}{2}$$

$$\text{Puisque } \vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{Uk}$$

$$2 \sin \theta \, d_{\text{hkl}} = n \lambda$$

Pour un système cubique le paramètre de maille l'espacement des plans de réflexion

est donné par l'équation :  $d_{\text{hkl}} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}$  La combinaison de cette relation avec

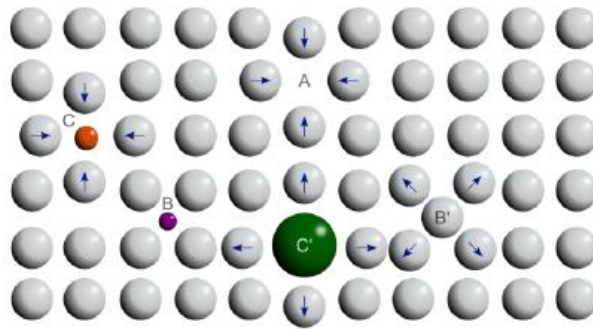
$$\text{l'équation de Bragg donne : } \lambda = \frac{2 a \sin \theta}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}$$

## I.7. Défauts cristallins

Dans les cristaux réels, la périodicité géométrique parfaite des atomes n'est jamais réalisée. Premièrement, les atomes du cristal ne sont jamais fixes sur leurs sites cristallins. On rappelle qu'un cristal est illimité. Un monocristal est défini comme étant une portion du cristal. La présence des impuretés (atomes étrangers) dans les cristaux va engendrer la déformation du réseau cristallin du fait qu'ils ont un volume différent par rapport au métal de base. Cette situation va engendrer des "erreurs" dans les empilements qui peuvent être décrits comme des défauts **ponctuels**, **linéaires** et **plans**.

### I.7.1. 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 et les atomes en substitution, comme cela est décrit sur le schéma suivant:



**Fig.I.22. Schéma des défauts ponctuels d'un cristal.**

A- Lacune B- Atome étranger interstitiel B'-Auto-interstitiel C et C'- Atomes étrangers en substitution.

### I.7.1.1 .Lacunes

Les lacunes sont des vides qui existent quand l'emplacement normal d'un atome (ou de plusieurs contigus) n'est pas occupé. La présence d'une lacune dans le réseau provoque la distorsion de celui-ci, les atomes proches se déplacent vers le vide ainsi créé pour rétablir un équilibre des forces de liaison. Les lacunes sont en perpétuel mouvement à l'intérieur du cristal dû à l'agitation thermique. Ce mouvement se fait grâce à des permutations entre la lacune et les atomes voisins. 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.7.1.2. L'interstitiel

apparaît lorsqu'un atome étranger de petite taille (B) s'insère dans les espaces vides du réseau cristallin. Lorsqu'un atome constitutif du cristal est placé en insertion nous avons un atome auto-interstitiel (B').

### I.7.1.3.L'atome en substitution

lorsqu'un atome du réseau du métal de base est remplacé par un atome étranger (C, C').

## I.7.2. Défauts linéaires ou dislocations

Ces défauts appelés dislocations sont des perturbations importantes du réseau cristallin. Ils sont à l'origine de tous les processus liés à la déformation plastique. On distingue deux types de dislocations: **dislocation coin et dislocation vis**.

## I.7.2.1. Dislocation coin

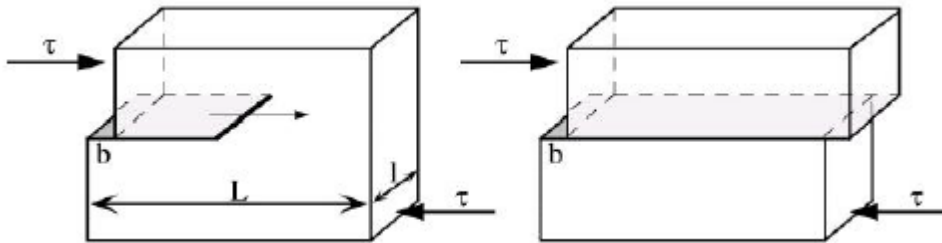


Figure.I.23. Une dislocation coin du point de vue des milieux continus (c'est-à-dire en faisant abstraction des atomes).

La figure.I. 23 présente une dislocation coin du point de vue des milieux continus (c'est-à-dire en faisant abstraction des atomes). On crée une telle dislocation dans un bloc de matériau en coupant le bloc jusqu'à la ligne marquée par un trait gras, puis en déplaçant le matériau sous le plan de coupure par rapport à celui du dessus d'une distance  $b$  (une distance interatomique) dans la direction perpendiculaire à la coupure trait gras, enfin en recollant les parties déplacées. Le résultat à l'échelle atomique est présenté sur la figure.I. 24. Le matériau du milieu de bloc contient à présent un demi-plan atomique dont la bordure inférieure est la ligne en gras, la ligne de la dislocation. Ce défaut s'appelle une **dislocation coin**.

Le déplacement des dislocations produit la déformation plastique. La figure .I.25 montre comment les atomes se réordonnent au passage de la dislocation, et pourquoi la partie inférieure du cristal se déplace d'une distance  $b$  (appelée vecteur de Burgers) par rapport à la partie supérieure lorsqu'une dislocation traverse le cristal de part en part.

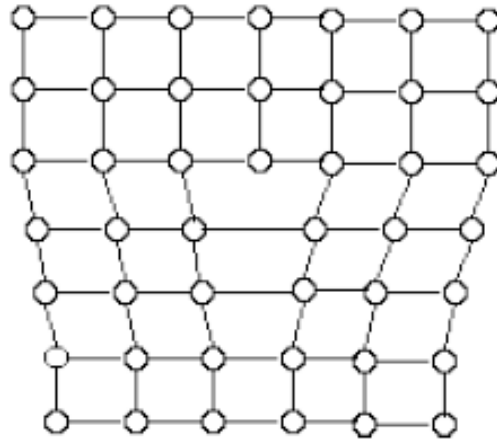


Figure.I.24. Une dislocation coin avec représentation des atomes au voisinage de la dislocation.

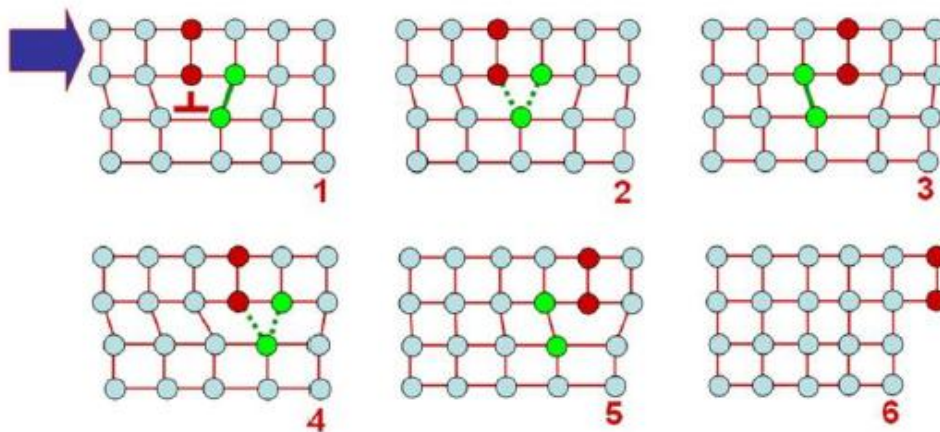


Figure.I.25. Déplacement d'une dislocation dans un cristal.

### I.7.2.2. Dislocation vis

La dislocation résulte d'un cisaillement de deux portions d'un cristal l'une par rapport à l'autre, effectué le long d'un plan cristallographique. Elle est ainsi appelée parce qu'elle transforme les plans atomiques en une surface hélicoïdale, comme la gorge d'une vis. Comme la dislocation coin, elle crée une déformation plastique en se déplaçant. Ses propriétés sont celles d'une dislocation coin. Toute dislocation d'un cristal est vis, coin ou mixte.

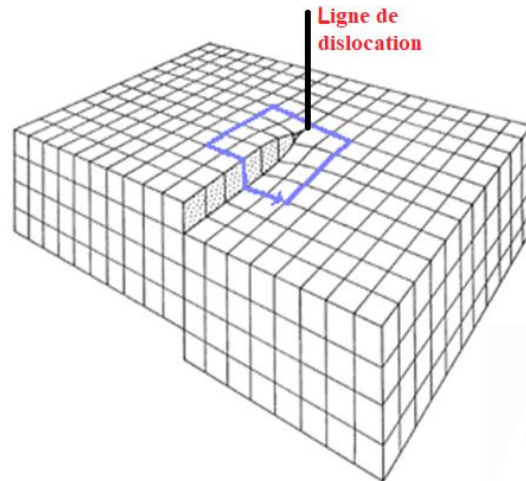


Figure.I.26. Une dislocation vis.

### I.7.3. Défauts plans

Il existe un certain nombre de défauts plans parmi lesquels nous pouvons citer que ceux ayant une importance particulière à savoir:

#### I.7.3.1. Les joints de grains

Ce sont les zones de grand désordre (ayant une épaisseur de l'ordre de quelques distances interatomiques) séparant les cristaux dans un même solide polycristallin (Figure.I. 27).

Les matériaux cristallins utilisés couramment, 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 (de  $1\mu\text{m}$  à plusieurs centimètres selon le mode d'élaboration et les traitements subis par le matériau). 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.



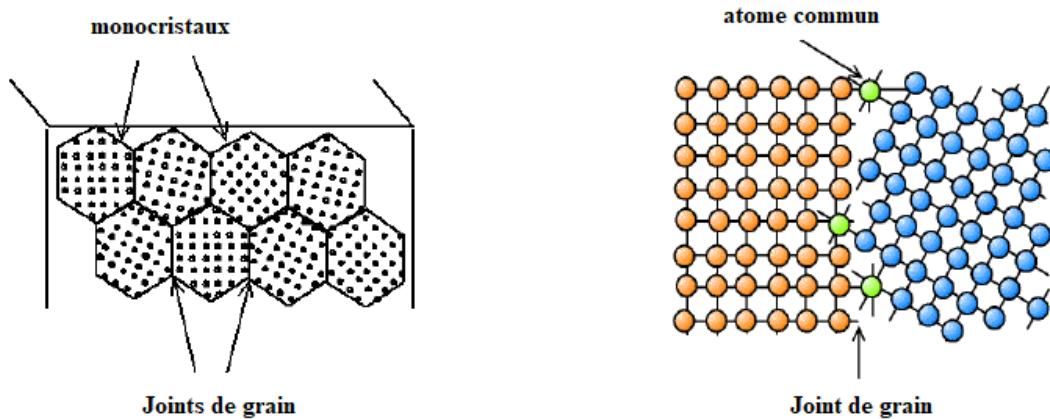


Figure.I.27. Description d'un joint de grain.

**I.7.3.2. Les joints de macles**

Il peut exister des plans cristallographiques particuliers autorisant le cristal à se disposer indifféremment dans le prolongement de son orientation initiale « cristal-mère » ou en position symétrique par rapport à ce plan particulier " cristal maclé ", ceci suppose que les niveaux d'énergie des atomes en position initiale et en position symétrique soient identiques. Les joints de macle sont aisément reconnaissables à leur tracé rectiligne.

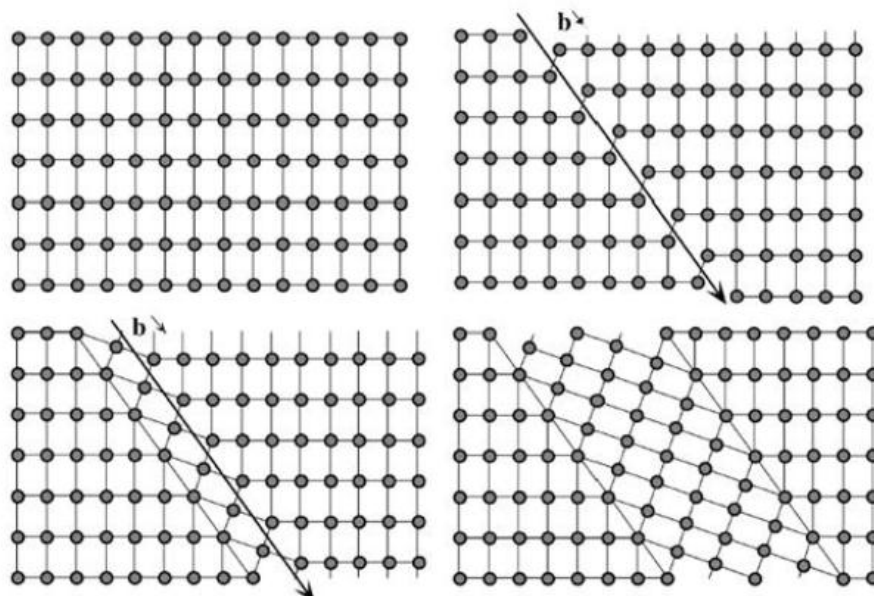


Figure.I.28. Maclage.



## I.8. Diffusion atomique

### I.8.1. Généralités

Si l'on maintient en contact deux blocs de cuivre et d'or et que l'on porte l'ensemble à 1000 °C, on peut observer au bout d'un certain temps la soudure de ces deux blocs. La mesure de la concentration de l'un des éléments en fonction de la distance  $x$  montre que les atomes de Cu se sont déplacés du côté de l'or et que réciproquement des atomes d'or se sont déplacés du côté du Cu (voir figure.I. 29). Cette migration d'atomes dans le réseau cristallin s'appelle **diffusion**.

Ce phénomène a des applications et des conséquences très importantes: tous les changements de phase (à l'exception de la transformation martensitique, les processus d'homogénéisation, de traitement superficiel (cémentation etc...).

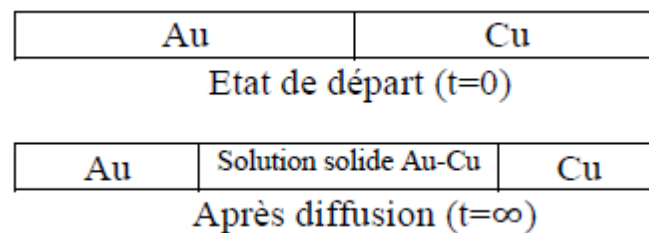


Figure.I.29. Expérience de diffusion.

### I.8.2. Aspect macroscopique de la diffusion

Les lois macroscopiques de la diffusion sont analogues à celles que l'on établit pour la conduction électrique ou thermique. En diffusion ce sont les lois de Fick.

Si l'on considère tout d'abord un flux d'atomes traversant une surface perpendiculaire à la direction  $x$  par unité de surface et par unité de temps, on note que la densité de ce flux  $J$  est proportionnelle au gradient de concentration. D'où la première loi de Fick:

$$\mathbf{J} = - \mathbf{D} \cdot \left( \frac{\delta c}{\delta x} \right)$$

Où :

$\mathbf{J}$  = flux de particules.

$\mathbf{C}$  = concentration.

$\mathbf{X}$  = distance selon la direction choisie.

Le coefficient de proportionnalité  $\mathbf{D}$  ou coefficient de diffusion s'exprime en  $\text{m}^2/\text{s}$

Cette relation rend compte du fait que les atomes diffusent des régions de concentration élevée vers les régions de concentration faible. Selon que le gradient de concentration est indépendant du temps ou qu'il dépend de celui-ci, la diffusion est dite uniforme ou non uniforme.

### I.8.2.1. Diffusion uniforme

Ce cas peut-être représenté par un gaz ( $H_2$ ) traversant une feuille métallique de chaque coté de laquelle une forte pression et une faible sont maintenues (voir figure.I.30).

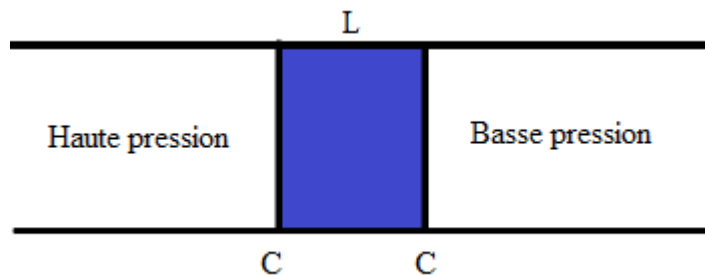


Figure.I.30. Diffusion uniforme d'un gaz à travers une feuille métallique.

La concentration du gaz dans le métal est égale à  $C_2$  du coté de la forte pression et à  $C_1$  du coté de la faible pression. En appliquant la loi de Fick, on peut montrer que la quantité de gaz traversant le métal par unité de temps est:

$$Q = J.S = D. \frac{C_2 - C_1}{L} . S$$

Où :

S: surface de la feuille.

L: épaisseur de la feuille.

### I.8.2.2. Diffusion non uniforme

**Equation:** C'est le cas présenté en introduction (voir figure .I.29) où le gradient de concentration varie avec le temps et la distance X. C'est le cas général des problèmes rencontrés en métallurgie. On peut montrer toujours en considérant que D est indépendant de la composition, que:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$$

C'est la deuxième loi de Fick.

### I.8.3.Aspect microscopique de la diffusion

#### I.8.3.1. Mécanismes de la diffusion

Le mouvement des atomes se produit grâce à leur vibration thermique, dont l'amplitude augmente avec la température. Plusieurs mécanismes de déplacement des atomes peuvent être imaginés (voir figure.I. 31), mais seuls deux d'entre eux sont possibles:

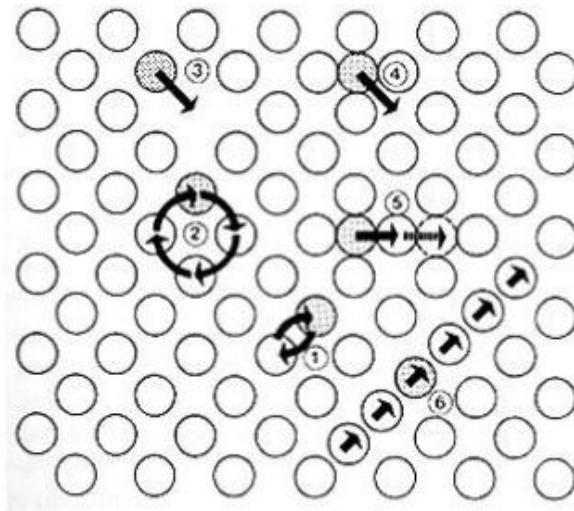


Figure.I.31. Schéma des principaux mécanismes de diffusion : 1) échange simple , 2) échange cyclique , 3) lacunaire , 4) interstitiel direct, 5) interstitiel indirect, 6) " crowdion."

- le mécanisme interstitiel concerne les atomes de petite dimension (C, H, O, N, B)
- le mécanisme lacunaire pour les autres Lorsque la diffusion s'opère suivant ces deux mécanismes, on parle de **diffusion en volume**.

Le coefficient de diffusion croît avec la température et est déterminé à l'aide de la formule suivante:

$$D = D_0 \cdot \exp\left(\frac{-\Delta H}{RT}\right)$$

Ou:

$D_0$  = constante reliée à la fréquence du saut.

$R = 8.314 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$

$T$  = température en degré kelvins (K).

$\Delta H$  = Enthalpie d'activation molaire en joules par moles ( $\text{J} \cdot \text{mol}^{-1}$ ).

**I.8.3.2. Diffusion aux joints de grains**

La diffusion en volume dans les cristaux peut-être parfois court-circuitée par la diffusion le long des joints de grains. Le joint de grain se comporte comme un canal plan de deux distances interatomiques environ, avec un coefficient de diffusion qui peut localement être  $10^6$  fois plus grand que celui du volume.

- La diffusion est plus rapide dans les joints de grain, puisqu'il y a plus de place pour circuler.
- De même que pour les surfaces libres, l'énergie des atomes des joints de grain est plus importante que celle des atomes au sein du cristal.

**Travaux dirigés N°1****Exercice1:**

Calculer les indices de l'axe cristallographique  $[uvw]$  intersection des deux familles:

Application numérique:

a)  $(111)$  et  $(\bar{1}10)$

b)  $(321)$  et  $(123)$

**Exercice2:**

Soit un cristal **X** de paramètres  $a = 9.41 \text{ \AA}$ ,  $b = 12.66 \text{ \AA}$ ,  $c = 5.73 \text{ \AA}$ ,  $\alpha = \beta = 90^\circ$ ,  $\gamma = 110^\circ$ , et sa masse volumique  $\rho = 1.69 \text{ g/cm}^3$  et sa masse molaire est  $M = 323 \text{ g/mol}$ , nombre d'Avogadro  $N_A = 6.023 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ .

- 1- Quel est le système cristallin.
- 2- Quel sont les modes de réseaux de Bravais possible pour ce système
- 3- Quel est le mode exacte et la compacité, et l'empilement de ce système.

**Exercice3 :**

La fluorine possède une structure cubique de paramètre de maille  $a$ . Ce système est constitué d'ions  $\text{Ca}^{2+}$  distribués sur un réseau cfc et d'ions  $\text{F}^-$  placés dans tous les sites tétraédriques.

On donne :  $r(\text{Ca}^{2+}) = 0.099 \text{ nm}$ ,  $r(\text{F}^-) = 0.133 \text{ nm}$ ,  $M(\text{CaF}_2) = 78.08 \text{ g}\cdot\text{mol}^{-1}$ .

- 1- Construire la maille cristallographique de la fluorine.
- 2- Calculer la coordinence du cristal.
- 3- Déterminer le nombre de motif par maille.
- 4- Calculer la valeur de  $a$ . Les ions  $\text{F}^-$  sont-ils en contact.
- 5- Calculer la compacité de la structure.
- 6- Trouver la masse volumique  $\rho$  de la fluorine.

**Exercice 4:**

On utilise la méthode des poudres pour enregistrer les diagrammes de diffraction des rayons **X** de trois cristaux cubiques A, B et C qui cristallisent dans l'une des trois formes suivantes: cubique centré, cubique à faces centrées et diamant.

La mesure des angles de diffusion  $\Phi=2\theta_{hkl}$  entre les rayons directement transmis et ceux relatifs aux premiers anneaux donne les résultats suivants:

$\Phi=2\theta_{hkl}$		
A	B	C
42.20°	28.80 °	42.80 °
49.20 °	41°	73.20 °
72 °	50.80 °	89 °
87.30 °	59.60 °	115 °

- 1- Déterminer les indices des plans réticulaires (hkl) associés à chaque réflexion.
- 2- Attribuer une structure (cc, cfc ou diamant) à chaque cristal.
- 3- Déterminer dans chaque cas le paramètre de maille "a" sachant que la longueur d'onde des rayons X est  $\lambda=1.5\text{Å}$ .
- 4- Si la structure du diamant était remplacée par la structure blende ZnS avec un paramètre de maille  $a = 5.41 \text{ Å}$  pour quels angles les quatre premiers anneaux apparaissent-ils?

# **Chapitre II**

## **Mécanismes de déformation**

**II.1. Introduction**

Les déformations d'une structure métallique, soumise à un état de chargement, peuvent être élastiques ou inélastiques. Ces déformations correspondent, à l'échelle microscopique, à des déplacements réversibles ou irréversibles des atomes dans le réseau cristallin. La donnée d'une fonction de charge conduit à la détermination de la frontière d'écoulement du matériau.

Le comportement mécanique des matériaux est généralement formulé par des relations entre la contrainte, la déformation, la vitesse de déformation et la température qui sont des variables macroscopiques accessibles à la mesure. D'autres variables physiques liées à l'état de la microstructure, accessibles ou non à la mesure.

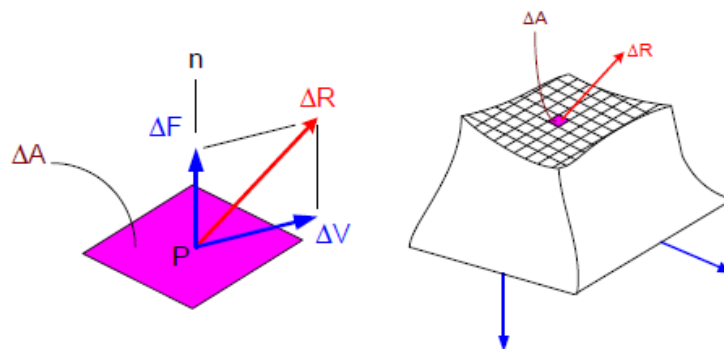
Si le comportement élastique linéaire des matériaux homogènes et isotropes est décrit de façon satisfaisante par la loi de Hooke, il n'en est pas de même pour le comportement inélastique. plusieurs approches ont été proposées durant les dernières décennies pour écrire des relations constitutives décrivant l'écoulement plastique des matériaux métalliques.

**II.2. Tenseurs de contraintes et de déformations élastiques**

**II.2.1. Tenseur de contrainte**

**II.2.1.1. Notion de contrainte**

Soit un point P appartenant au plan dont la normale est n est une force interne agissant sur une surface infinitésimale au point P.



**Figure.II.1. Vecteur de contrainte.**

-la contrainte normale  $\sigma_n$  se donne par :

$$\sigma_n = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta F}{\Delta A}$$



-esL contraintes de cisaillement  $\tau_{ns}$  et  $\tau_{nt}$  sont :

$$\tau_{nt} = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta V_t}{\Delta A}$$

$$\tau_{ns} = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta V_s}{\Delta A}$$

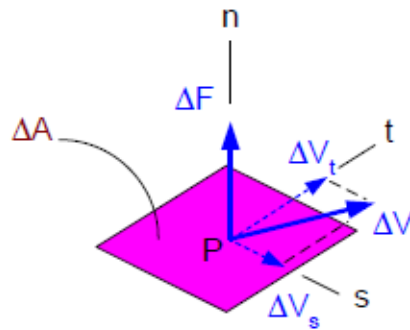


Figure.II.2. Vecteur de contrainte de cisaillement.

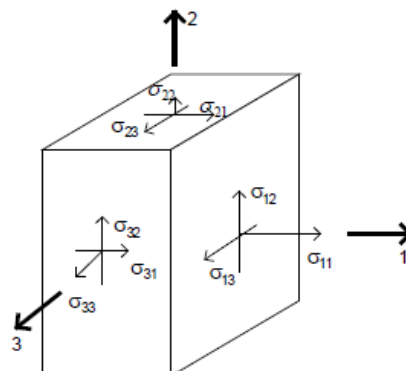
- État tridimensionnelle

Soit P un parallélépipède infinitesimal, L'état de contrainte  $\sigma_{ij}$  en un point est défini par un tenseur de second ordre suivant:

$$\sigma_{ij} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix}$$

**Lorsque:**  $i=j$ :  $\sigma_{ij}$  est une contrainte normale  $\sigma$ .

$i \neq j$ :  $\sigma_{ij}$  est une contrainte de cisaillement  $\tau$ .



## II.2.2. Tenseur de déformation

### II.2.2.1. Notion de déformation

La déformation d'un solide est donnée par :

$$\varepsilon_x = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{A'B' - AB}{AB}$$

$$\varepsilon_x = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta x + u + \frac{\partial u}{\partial x} \Delta x - u - \Delta x}{\Delta x} = \frac{\partial u}{\partial x}$$

$$\varepsilon_y = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{\Delta y + v + \frac{\partial v}{\partial y} \Delta y - v - \Delta y}{\Delta y} = \frac{\partial v}{\partial y}$$

$$\gamma = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}$$

- **État tridimensionnel**

Le tenseur de déformation est donné par :

$$\varepsilon_{ij} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix}$$

Lorsque  $i = j$  :  $\varepsilon_{ij}$  est une déformation linéaire  $\varepsilon$ .

$i \neq j$  :  $\varepsilon_{ij}$  est une déformation angulaire  $\varepsilon_{ij} = \frac{\gamma_{ij}}{2}$

### II.2.3. La loi de Hook

Le comportement élastique du matériau est modélisé par un tenseur  $[c]$  d'ordre 4 et de dimension 3 (de coefficients  $C_{ijkl}$ ), de telle sorte que la relation entre contraintes et déformations s'écrit :

Forme matricielle:  $[\sigma] = [c] [\varepsilon]$

Forme indicelle:  $\sigma_i = C_{ij} \varepsilon_j$

La matrice  $[c]$  : est une matrice (6x6) qui contient  $6 \times 6 = 36$  coefficients.

### II.2.3.1.Élasticité linéaire isotrope

Pour de faibles déplacements, la force de rappel peut être considérée comme proportionnelle au déplacement  $d - d_0$ . Les allongements (ou raccourcissements) relatifs ou **déformations**  $\varepsilon$  du solide (sans dimension), sont alors proportionnels à la densité surfacique de force ou **contrainte**  $\sigma$  (figure II.3), ce que traduit la **loi de Hooke**:

$$\sigma = \frac{F}{S} = E \cdot \frac{d - d_0}{d_0} = E \cdot \varepsilon$$

Les contraintes s'exprimant en MPa (ou N/mm<sup>2</sup>) et les déformations étant sans dimension, le coefficient E, appelé **module d'élasticité à la traction** ou **module de Young** du matériau, s'exprime en MPa. Simultanément à la déformation dans la direction d'application de la force, des déformations de signe opposé se produisent dans les directions orthogonales (figure II.3). Dans les axes de la figure II.3a, les déformations.

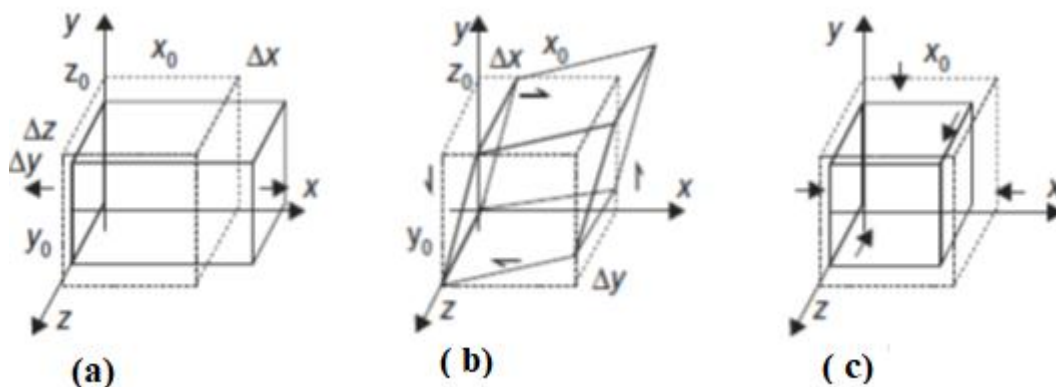


Figure II.3.Schéma des déformations élastiques provoquées par différentes sollicitations. a) Contrainte de traction uni-axiale  $\sigma_x$ . b) Contrainte de cisailon  $\tau_{xy}$  dans le plan xy. c) Pression hydrostatique p.

### II.2.4.Coefficient de poisson

Dimension avant déformation :  $x_0, y_0, z_0$ .

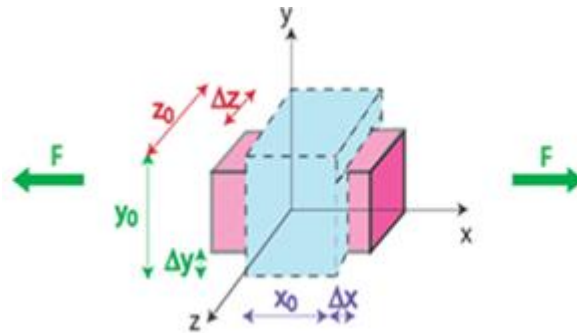


Figure II.4. Coefficient de poisson.

$$\epsilon_x = \frac{\Delta x}{x_0} = \frac{\sigma_x}{E}$$

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_y &= \frac{\Delta y}{y_0} \\ \epsilon_z &= \frac{\Delta z}{z_0} \end{aligned} \right\} \text{ avec: } \epsilon_y = \epsilon_z = -\nu \epsilon_x$$

$\nu$  (sans dimension): est les coefficient de poisson et représente une autre constante caractéristique du matériau.

$$\nu = \frac{\text{contraction transversale unitaire}}{\text{allongement axial unitaire}}$$

### II.2.5. Module de cisaillement

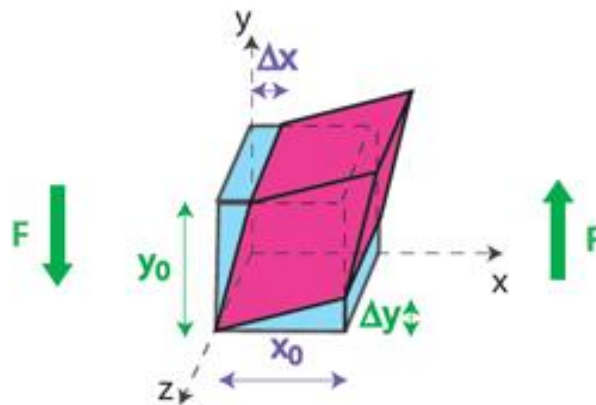


Figure II.5. Module de cisaillement.

$Y_{xy}$ : déformation par distorsion.

$$Y_{xy} = \frac{\Delta y}{x_0} = \frac{\Delta x}{y_0} = \frac{Txy}{2G}$$

$$T_{xy} = 2 G \gamma_{xy}$$

G: module de coulomb ou de cisaillement.

Dans le cas d'un milieu isotrope, le module de cisaillement est lié au module d'Young. et au coefficient de Poisson par la relation suivante:

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)}$$

### II.2.6. Module de compressibilité

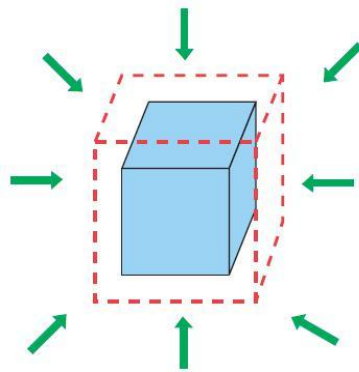


Figure II.6. La pression hydrostatique appliquée.

La pression hydrostatique  $P$  appliquée au solide. On a :

$$\frac{\Delta v}{v} = - \frac{p}{K}$$

Avec : K module de compressibilité.

### II.2.7. Caractérisation expérimentale des propriétés mécaniques des matériaux

Le but des essais mécaniques est d'obtenir des valeurs des propriétés qui seront utilisables dans le calcul de résistance des matériaux.

Les essais mécaniques doivent impliquer des états de contrainte simples et connus:

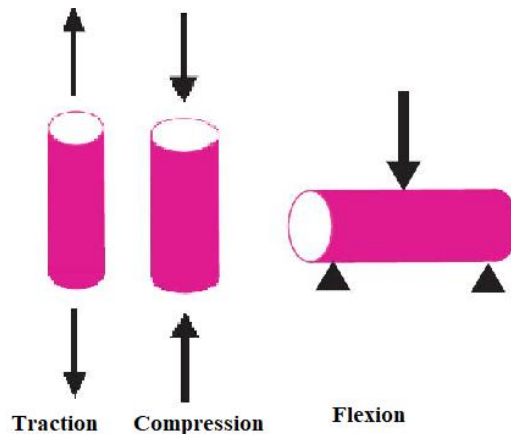


Figure II.7. Les différents essais mécaniques.

### II.2.7.1. Essai de traction

#### II.2.7.1.1. Principe

Soumettre une éprouvette du matériau à étudier à une traction et mesurer l'allongement correspondant.

#### II.2.7.1.2. Comportement des matériaux

On peut avoir trois types de courbe qui correspondent à trois comportements possibles des matériaux:

- **Comportement ductile**

Une déformation plastique permanente, accompagnée d'un durcissement du matériau, suit la déformation élastique.

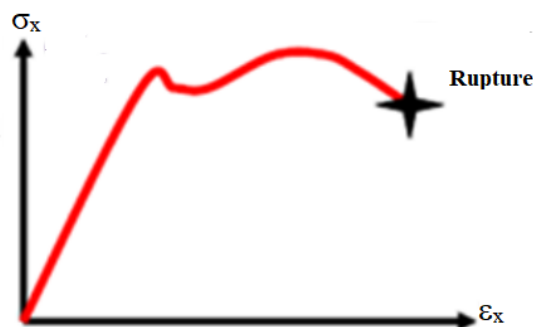


Figure II.8. Comportement ductile.

- **Comportement élastique non-linéaire**

La déformation n'est pas proportionnelle à la charge qui la provoque.

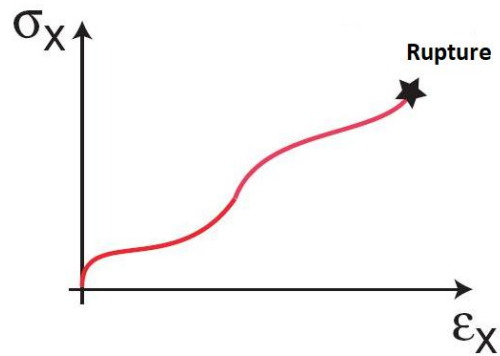


Figure II.9. Comportement élastique non-linéaire.

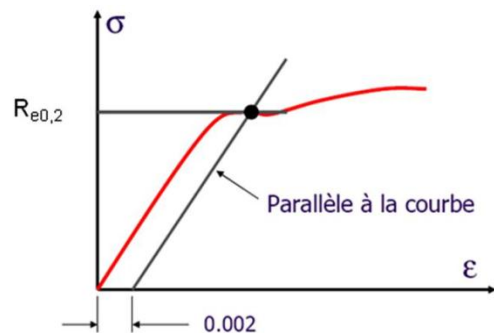
- Description de la courbe de traction

**-Limite d'élasticité (notée  $R_e$ )**

Correspond à la contrainte à partir de laquelle le comportement du matériau s'écarte de la loi de Hooke ( $\sigma = E \varepsilon$ ): c'est le moment où apparaît la première déformation plastique.

- **Limite conventionnelle d'élasticité à 0.2% (notée  $R_{e0,2}$ )**

Contrainte appliquée nécessaire pour causer un allongement plastique permanent de 0.2%. Souvent utilisée quand il est difficile de déterminer la limite élastique de manière précise.



**-Résistance à la traction (notée  $R_m$ )**

Contrainte appliquée nécessaire pour causer la rupture d'un matériau.

**-Allongement à la rupture (notée  $\varepsilon_r$ )**

Elle définit la capacité d'un matériau à s'allonger avant de rompre.

$$\varepsilon_r = \frac{L_f - L_0}{L_0}$$

avec:

- $L_0$ : longueur initiale de l'éprouvette.
- $L_f$ : longueur de l'éprouvette après rupture.

L'allongement à la rupture est une mesure de ductilité. Il est nul pour les matériaux fragiles.

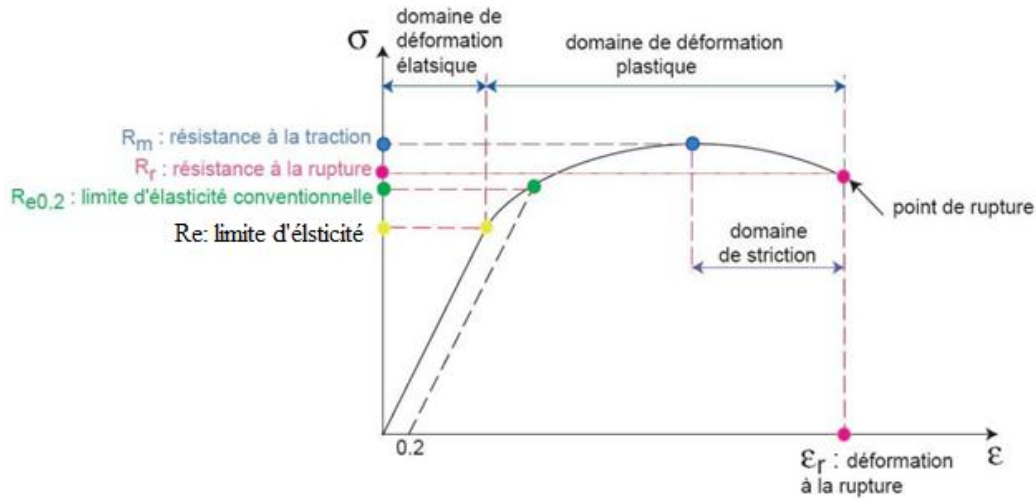


Figure II.10. Courbe de traction nominale.

-Énergie de déformation

Dans le domaine élastique l'énergie de déformation donne par la relation suivante:

$$W = \int_0^\epsilon \sigma d \epsilon = \frac{1}{2} \sigma \epsilon = \frac{\sigma^2}{2 E}$$

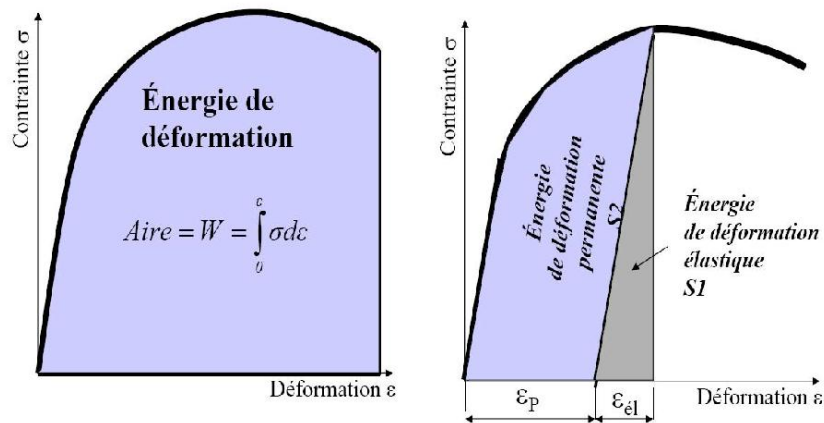


Figure II.11. Energie de déformation.



**II.3. Plasticité**

Tous les matériaux possèdent une limite d'élasticité, qui correspond à un chargement critique à partir duquel le comportement du matériau n'est plus réversible. Il peut y avoir rupture brutale (cas du verre), rupture progressive (cas du béton), mais dans la plupart des cas il y a plastification du matériau. Ceci signifie que sa forme est changée de façon irréversible, contrairement au domaine d'élasticité où le solide reprend sa forme initiale lorsque l'on relâche les efforts.

On appelle ainsi des solides qui, après cessation des sollicitations, présentent des déformations permanentes instantanément stables et qui sont en équilibre sous sollicitation. Leur comportement ne dépend pas explicitement du temps.

Par définition, la déformation plastique  $\epsilon_p$  est celle qui correspond à la configuration relâchée (contrainte nulle).

**II.3.1. Solide rigide parfaitement plastique**

À l'inverse des transformations élastiques, des processus irréversibles (ou plastiques) sont à considérer lorsque, après l'application et la suppression d'une sollicitation, le corps ne retrouve pas, et même au bout d'un temps très long, la forme ou les dimensions qu'il avait à l'origine. Par exemple, la rupture d'un matériau est irréversible, les glissements de terrains ou les avalanches en sont des manifestations observables pour ce type de comportement, la déformation est nulle ou négligeable en dessous d'un seuil de contrainte  $\sigma_s$  et arbitraire pour cette valeur :

$$\epsilon = 0 \text{ quand } \sigma < \sigma_s$$

**II.3.2. Solide élastique parfaitement plastique**

Pour un comportement élastique parfaitement plastique, la déformation est élastique linéaire au-dessous d'un seuil  $\sigma_s$  et arbitraire et indépendante de la vitesse de déformation pour cette valeur de contrainte.

si  $\sigma < \sigma_s$  on a  $\epsilon = \epsilon_{\text{élastique}}$

si  $\sigma = \sigma_s$  on a  $\epsilon = \epsilon_{\text{élastique}} + \epsilon_{\text{plastique}}$

Le modèle rhéologique pour un comportement élastique parfaitement plastique est le modèle de Saint-Venant (ressort en série avec un amortisseur).

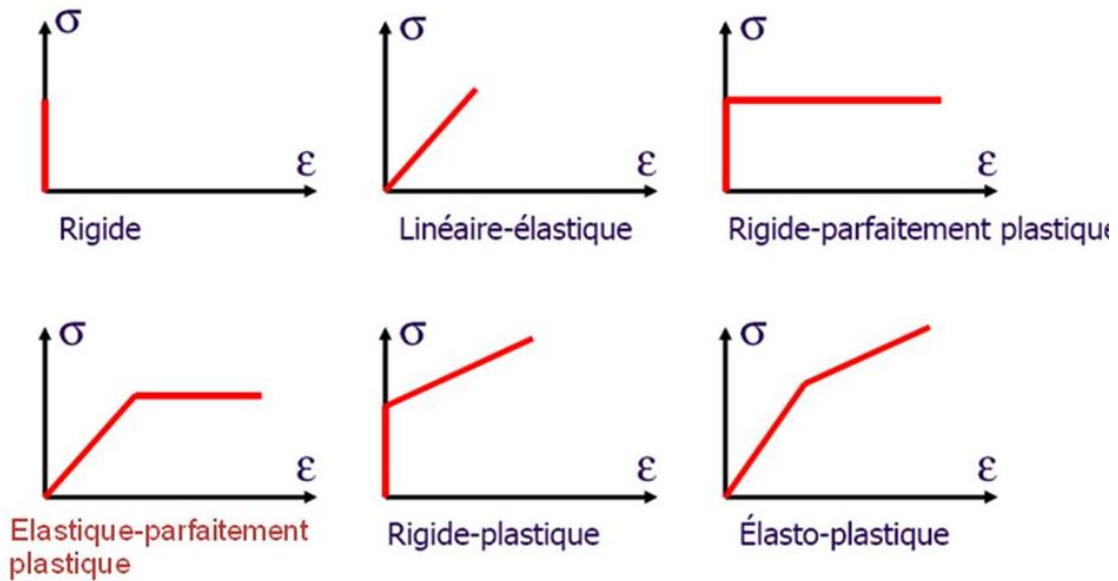


Figure II.12. Quelques comportements mécaniques des matériaux.

## II.4. Le maillage

Le maillage mécanique consiste en le cisaillement d'une partie d'un grain, de manière à placer cette partie dans une configuration d'orientation cristallographique miroir de celle du grain parent, qui lui, n'est pas affecté par le cisaillement (voir Figure II.13).

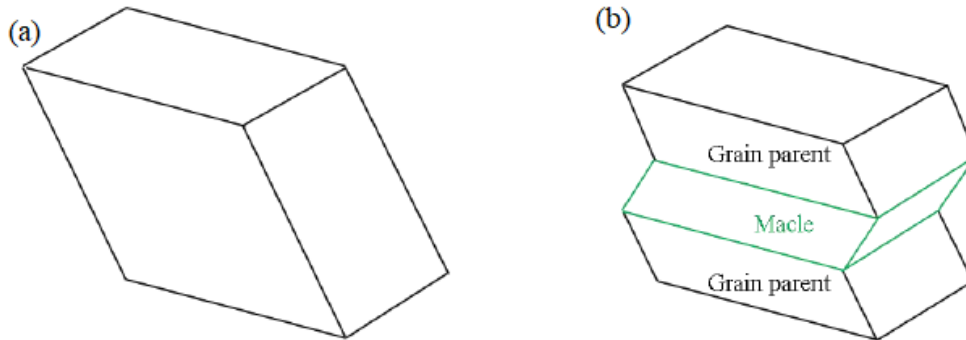
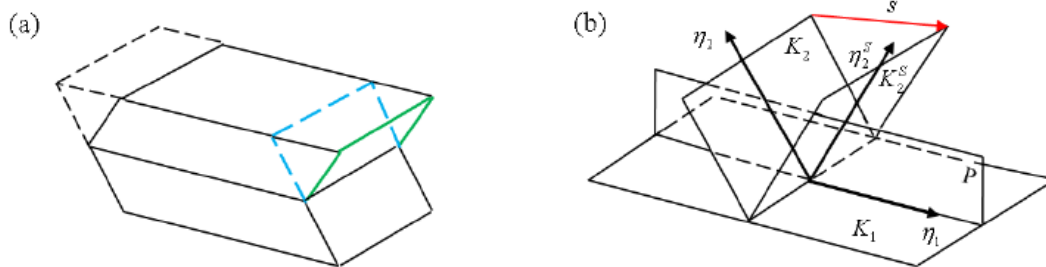


Figure II.13. (a) représentation d'un cristal ayant une orientation donnée. (b) cristal maillé: la macle a une orientation miroir du grain parent, qui lui, conserve son orientation initiale.

Le processus de maillage est décrit par la Figure II.14. Le cisaillement de maillage de magnitude  $s$  a lieu dans le plan  $K_1$  le long de la direction  $\eta_1$ . Le plan de maillage  $K_1$  est un plan invariant. Son conjugué est le plan  $K_2$  qui conserve également sa structure cristallographique en devenant le plan  $K_2^s$  dans la macle. Ce plan contient la direction  $\eta_2$  définie comme la direction conjuguée à la direction de cisaillement  $\eta_1$ . Un mode de

maillage est complètement défini quand  $K_1$  et  $\eta_2$  sont donnés (ou de manière équivalente  $K_2$  et  $\eta_1$ ).



**Figure.I I.14. (a) représentation d'une partie du cristal maillé , les pointillés délimitent le grain original non maillé. (b) Représentation schématique des plans et directions intervenant dans le maillage.**

Le maillage peut avoir trois rôles différents lors de la déformation plastique:

- la présence de macles va constituer un obstacle supplémentaire au mouvement des dislocations se trouvant dans le grain parent, à l'instar des joints de grains. Il se produit alors un durcissement du matériau. L'effet durcissant qui considère que les dislocations deviennent sessiles à l'intérieur des macles et durcissent ainsi d'avantage les régions maillées par rapport à la matrice non maillée.
- le macle possède une orientation cristallographique différente de celle du grain parent, qui peut éventuellement placer localement le cristal dans une configuration à nouveau favorable au glissement. Il s'agit donc d'un rôle d'adoucissement.
- le cisaillement dû au maillage contribue, tout comme le glissement des dislocations, à la déformation plastique du matériau.

L'apparition du maillage est favorisée dans les matériaux hexagonaux, qui ne présentent pas suffisamment de plans de glissement facile de vecteur de Burgers de type pour accommoder une déformation arbitraire. Elle est également favorisée de manière générale à température ambiante et à basse température, dans les matériaux qui possèdent une faible énergie de faute d'empilement, comme par exemple les aciers le maillage est fortement lié à cette énergie qui établit la dépense d'énergie nécessaire pour créer un tel défaut et la distance de dissociation entre les dislocations partielles qui bordent le défaut. Elle va également contrôler la morphologie et l'épaisseur des macles mécaniques.

## II.5. Le glissement

Ce mouvement est dit "conservatif " car il ne nécessite pas de transport de matière. Il s'effectue de proche en proche par la rupture et le recollement des liaisons atomiques. Ce type de mouvement est particulièrement efficace pour propager la déformation, et se produit généralement sans autre apport énergétique qu'une faible contrainte extérieure. Le glissement se produit sur un très grand nombre de plans parallèles équidistants qui constituent alors une bande de glissement, l'espacement des bandes de glissement est généralement constant. Le glissement d'une dislocation a lieu sous l'effet d'une scission. On définit le système de glissement (Plan, Direction), figure II.15-a, pour lequel:

- la direction est la direction cristallographique la plus dense (car c'est dans ce cas que l'énergie de déplacement de la dislocation est la plus faible).
- le plan de glissement est un plan de densité atomique élevée, mais pas toujours maximale. Les systèmes de glissement des structures métalliques sont représentés dans le tableau suivant.

Le tableau suivant rappelle les systèmes de glissement les plus souvent observés dans les trois structures cristallines principales.

Structure cristalline	Plans de glissement	Direction de glissement
Cubique centrées (cc)	<b>(110) (112) (113)</b>	<b>(111)</b>
Cubique à faces centrées (cfc)	<b>(111)</b>	<b>(110)</b>
Hexagonale compacte (HC)	<b>(0001), (10<math>\bar{1}</math>0), (10<math>\bar{1}</math>1)</b>	<b>(1120)</b>

Pour chaque structure cristalline, le glissement des dislocations ne peut avoir lieu que pour des systèmes (P, D) bien définis, figure II.15b-c. Dans le cas des dislocations vis, il y a une possibilité de glissement dévié. Si une dislocation vis est bloquée par un obstacle, elle peut changer de plan et continuer son glissement dans la même direction. Dans le cas le plus général, où la dislocation comprend des parties vis et des parties coins, les parties coins ne peuvent pas changer de plan de glissement et restent bloquées, les parties vis continuent leur mouvement grâce à la possibilité de glissement dévié.

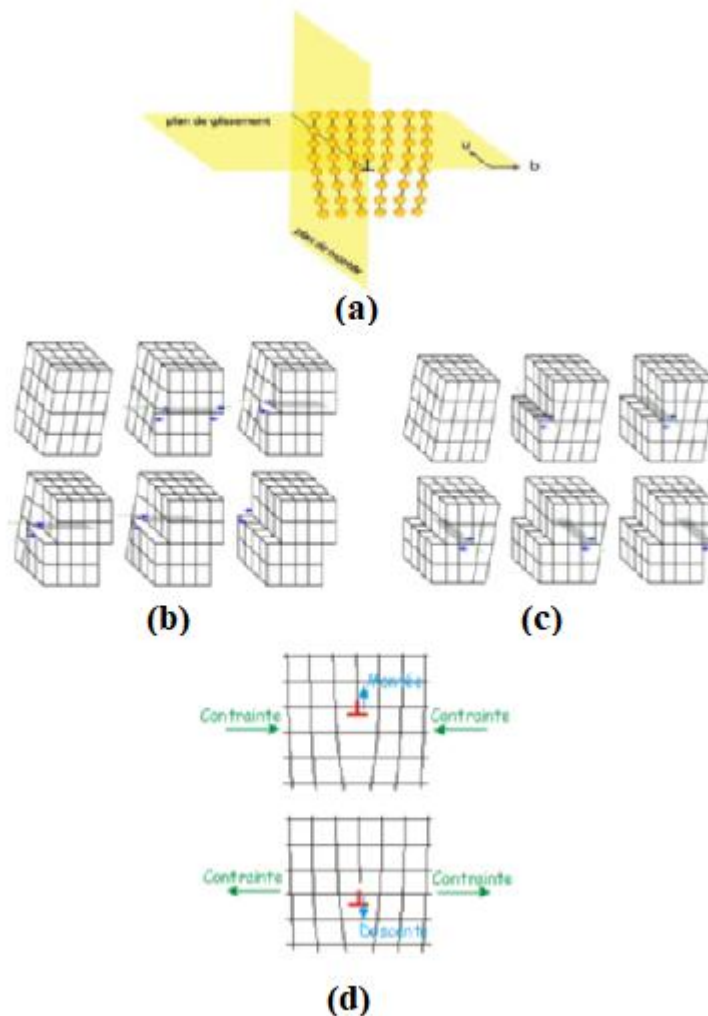


Figure .II.15.Mouvements des dislocations, (a) système de glissement, (b) glissement d'une dislocation vis, (c) glissement d'une dislocation coin, (d) montée d'une dislocation.

- **Montée des dislocations**

Les dislocations coin peuvent également se déplacer si des lacunes ou des interstitiels viennent en grand nombre se fixer à l'extrémité du demi-plan supplémentaire qu'elles comportent (figure II.16).est d'autant plus rapide que les défauts ponctuels sont en très grand nombre et très mobiles, les défauts ponctuels viennent alors spontanément se condenser sur la ligne de dislocation par interaction élastique vitesse de monter des dislocations.

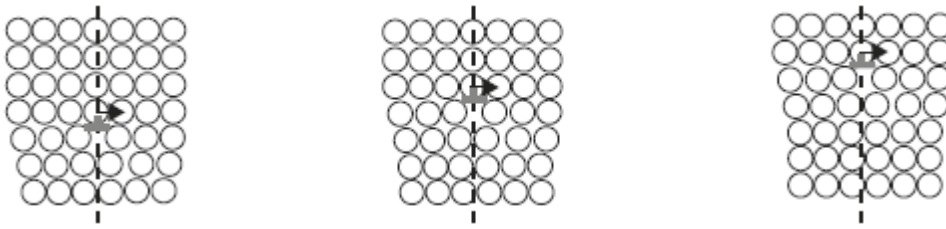


Figure .II.16. Mécanisme de montée.

## II.6. Mouvement et interaction des dislocations

### II.6.1. Mouvement des dislocations

Le mouvement d'ensemble des dislocations se traduit donc par une déformation plastique que l'on peut constater à une échelle plus macroscopique. La formule d'Orowan permet d'exprimer la cinématique induite, c'est-à-dire la vitesse de déformation résultant du mouvement d'une famille de dislocations:

$$V = \rho_m v b$$

où  $\rho_m$  est la densité d'une famille de dislocations mobiles parallèles de vecteur de Burgers  $b$  et se déplaçant à une vitesse moyenne  $v$ .

Le déplacement d'une dislocation nécessite l'application d'un certain niveau effort appliqué, plus précisément une force  $f$  par unité  $u$  de longueur de dislocation.

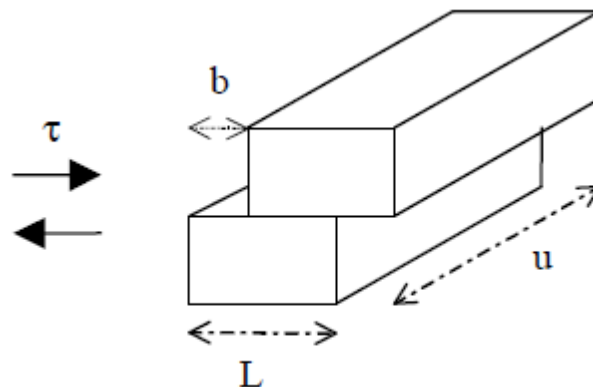


Figure.II .17. Cisaillement d'un cristal, pour une cission appliquée  $\tau$  suivant un vecteur de Burgers  $b$ .

La valeur de la contrainte de cisaillement nécessaire pour déplacer une dislocation et vaincre tous les frottements du réseau est appelée la contrainte de Peierls-Nabarro. Et on imagine bien que l'effort à fournir sera d'autant plus important que les dislocations

rencontreront des obstacles lors de leur parcours. Cet effort peut d'ailleurs croître au fur et à mesure du mouvement des dislocations, par exemple à cause de blocages mutuels avec d'autres dislocations et de l'augmentation de la densité de dislocations ; ce durcissement du matériau est appelé **écrouissage**. On comprend donc l'importance du mode de distribution spatiale des dislocations dans le matériau. On distingue deux classes de matériaux :

- ceux dans lesquels les dislocations sont peu mobiles et réparties de manière relativement homogène,
- et ceux dans lesquels les dislocations se regroupent et s'enchevêtrent pour former des écheveaux délimitants.

Ces différences de positionnement des dislocations dans la structure du matériau jouent un rôle très important dans le durcissement du matériau et dans sa capacité à faire évoluer sa microstructure ultérieure.

Mais toutes les dislocations dans un matériau ne sont pas mobiles. Les analyses cristallographiques d'échantillons déformés montrent d'ailleurs que les glissements se produisent généralement dans des plans bien déterminés de la maille cristalline élémentaire. En fait, les plans de glissement se révèlent presque toujours être les plans de plus forte densité atomique, et les directions de glissement les directions cristallographiques les plus denses.

Mais il faut noter que les systèmes de glissement actifs peuvent varier, dans un solide donné, selon les conditions extérieures et notamment la température.

Dans les cristaux ioniques, les systèmes de glissement effectifs ne dépendent pas uniquement de la structure cristalline; le mouvement des dislocations est beaucoup moins aisé et les modes de glissement favorisés sont ceux qui ne mettent pas en contact des ions de même signe. Dans les cristaux à liaison covalente, le caractère orienté des liaisons rend difficile le déplacement des dislocations. C'est pour cette raison que les céramiques ioniques ou covalentes ont des dislocations de mobilité très faible.

### **II.6.2. Interaction des dislocations**

Les champs de contraintes et de déformations qui entourent les lignes de dislocations interagissent de manière répulsive ou attractive. Pour minimiser l'énergie interne totale du système, deux dislocations identiques se repoussent, deux dislocations opposées s'attirent (figure .II.18).

II.6.2.1. Interactions topologiques entre dislocations

Deux dislocations qui se croisent lors de leurs déplacements créent sur chacune un cran d'amplitude égale au vecteur de Burgers de l'autre. Très souvent, ces crans ne peuvent pas suivre les dislocations dans leurs plans de glissement et donnent lieu à la formation de **jonctions** fixes, qui ancrent chaque ligne de dislocation (figure II.19). Ces jonctions constituent les noeuds du réseau de Frank, les dislocations qui y sont ancrées ne peuvent plus glisser que sous forme d'arcs de cercles passant par les points d'ancrage. entre deux dislocations coin. " C " et " T " désignent les régions du cristal en compression et en traction respectivement.

- a) Deux dislocations coin identique se repoussent (les rapprocher produirait une dislocation de vecteur de Burgers double, représentant une énergie de ligne plus importante).
- b) Deux dislocations coin opposées s'attirent (les rapprocher provoque leur annihilation, et la disparition de toute énergie de déformation).

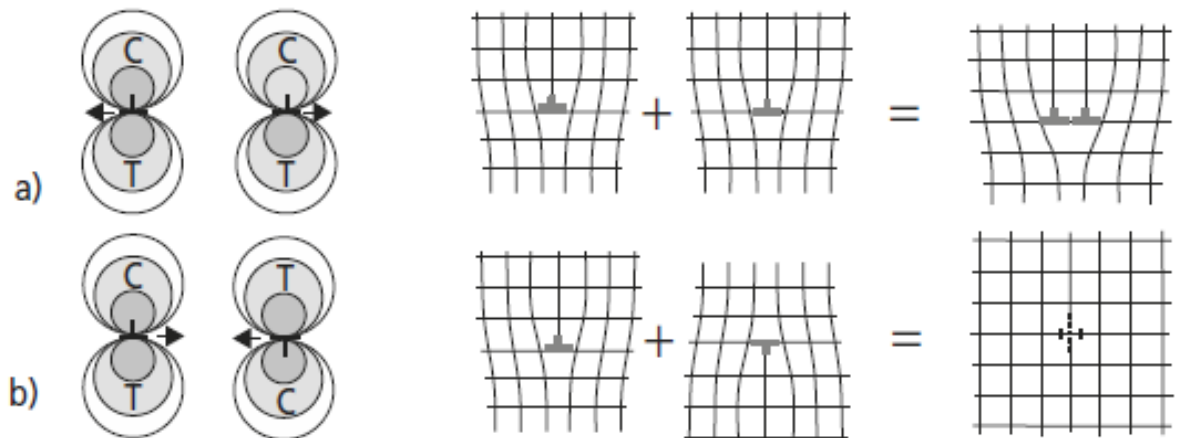


Figure II.18. Exemples d'interactions élastiques.



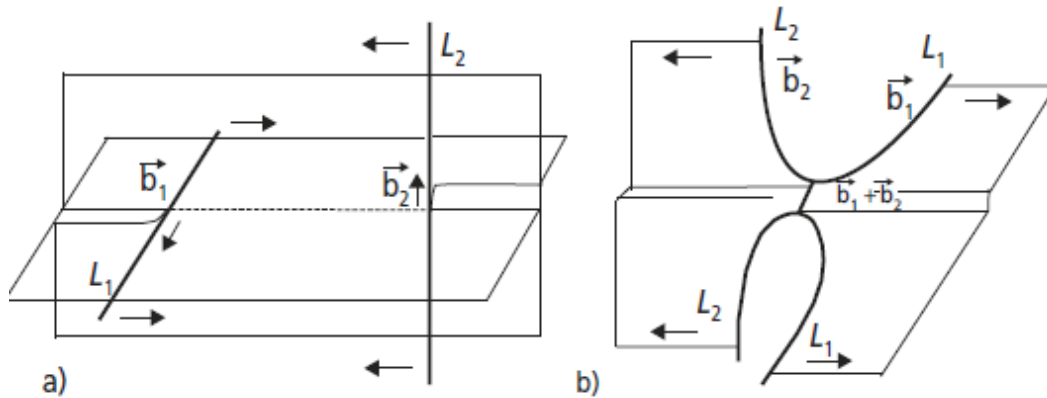


Figure II.19. a) Deux dislocations vis perpendiculaires glissant dans des plans orthogonaux. b) Leur intersection crée une jonction, sous forme d'un cran de vecteur de Burgers  $\vec{b}_1 + \vec{b}_2$ , dont le glissement est impossible dans aucun des deux plans précédents.

### II.6.2.2. Interactions entre dislocations et joints de grains ou joints de phases

Compte tenu de la discontinuité des plans cristallins, les joints de grains et de phases sont des obstacles infranchissables pour les dislocations.

Dans un polycristal, plus les grains sont fins, plus il y a d'obstacles à un déplacement généralisé des dislocations. D'où une élévation de la limite d'élasticité  $R_e$  lorsque le diamètre moyen des grains  $D$  diminue, suivant la loi de Hall-Petch:

$$R_e = \sigma_0 + \frac{c}{\sqrt{D}}$$

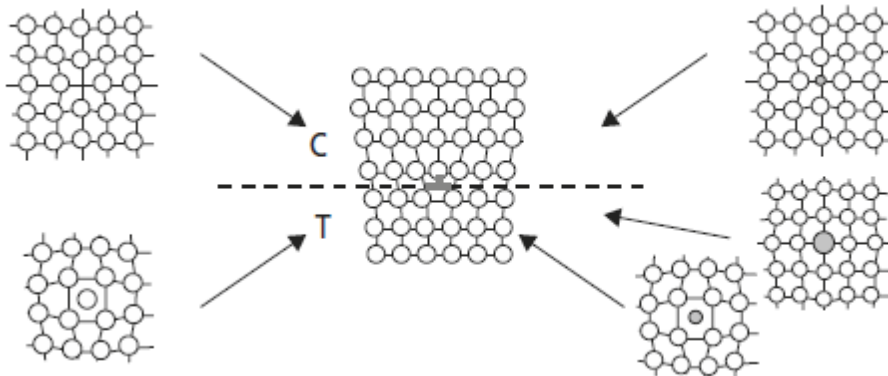
### II.6.2.3. Interactions entre dislocations et défauts ponctuels

Les défauts ponctuels dans un cristal sont tout entourés d'un champ de déformations élastiques qui interagit avec le champ de déformations entourant la dislocation (figure II.20). Dans un cristal impur, les dislocations peuvent se trouver « épinglées » en place par une série de défauts ponctuels. L'élévation de limite d'élasticité  $\Delta R_e$  qui en résulte est approximativement.

$$\Delta R_e = G \frac{|R_{soluté} - R_{solvant}|}{R_{solvant}} \cdot \sqrt{X_{soluté}}$$

Où  $G$  est le module de cisaillement du cristal,  $R$  désigne les rayons atomiques et  $X_{soluté}$  la concentration atomique en soluté. À haute température où les défauts ponctuels deviennent facilement mobiles par diffusion, la dislocation traîne dans son déplacement un " nuage " de défauts ponctuels qui la ralentit. Dans un cristal pur,

cette interaction explique que les lacunes et auto-interstitiels d'origine thermique soient attirés par les dislocations coin pour provoquer leur montée.

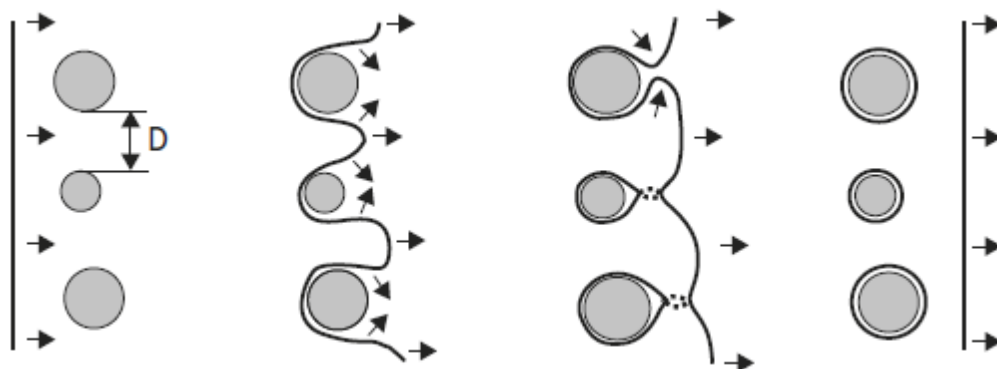


**Figure II.20. Interactions élastiques entre une dislocation coin et des défauts ponctuels.**

Selon le cas, pour minimiser l'énergie totale, les défauts ponctuels sont plutôt attirés par la zone en traction (T) ou en compression (C), au voisinage immédiat de la dislocation.

**II.6.2.4. Interactions entre dislocations et précipités**

Faute de continuité des plans cristallins, les dislocations sont arrêtées dans leur déplacement par des précipités incohérents. Dans le cas du glissement, elles les contournent pour poursuivre leur déplacement, et laissent.



**Figure. II.21. Mécanisme d'Orowan: une dislocation franchit par contournement les précipités situés dans son plan de glissement, avec formation de boucles.**

au passage une boucle de dislocation autour du précipité (mécanisme d'Orowan, figure II.21). La présence de précipités nombreux dans un matériau élève donc sa limite d'élasticité d'une valeur  $\Delta R_e$  dont l'ordre de grandeur est:

$$\Delta R_e = G \frac{b}{D}$$

avec  $G$  module de cisaillement du cristal,  $b$  vecteur de Burgers des dislocations et  $D$  largeur moyenne des couloirs entre précipités. Dans le cas de précipités cohérents ou semi-cohérents, ce sont les champs de déformation élastiques qui repoussent ou attirent la dislocation. Celle-ci peut éventuellement cisailer le précipité si la contrainte appliquée est suffisante.

### II.6.2.5. Écrouissage

Ce terme désigne le durcissement associé à la déformation plastique d'un matériau cristallin dans lequel les dislocations se déplacent par glissement. C'est une conséquence de la densification du réseau de Frank, grâce à l'activation de **sources de dislocations** nouvelles et à la formation de jonctions supplémentaires.

En l'absence de toute contrainte, un segment de dislocation AB entre deux noeuds du réseau de Frank est rectiligne, de manière à minimiser sa longueur, donc son énergie, sous l'effet d'une tension de ligne  $T$  pratiquement constante.

Lorsqu'une cisssion  $\tau$  est appliquée sur son plan de glissement, la dislocation AB (de vecteur de Burgers  $b$ ) s'incurve en forme d'arc de cercle de rayon d'équilibre  $R$ , tel que  $\tau \cdot b = \frac{T}{R}$  (figure II.22). Quand  $\tau$  croît,  $R$  diminue, jusqu'à la situation critique où il

atteint sa valeur minimale  $R_c = \frac{d}{2}$ , avec  $\tau = \tau_c = \frac{2T}{bd}$

Si  $\tau < \tau_c$ , le mouvement de la dislocation est réversible si  $\tau$  est annulé, et le cristal n'a subi aucune déformation permanente.

– Au-delà de  $\tau = \tau_c$ , la limite d'élasticité est franchie: l'équilibre de l'arc AB n'est plus possible et il se développe spontanément de manière irréversible dans le plan de glissement pour se refermer sur lui-même.

atteint sa valeur minimale  $R_c = \frac{d}{2}$ , avec  $\tau = \tau_c = \frac{2T}{bd}$

Si  $\tau < \tau_c$ , le mouvement de la dislocation est réversible si  $\tau$  est annulé, et le cristal n'a subi aucune déformation permanente.

– Au-delà de  $\tau = \tau_c$ , la limite d'élasticité est franchie: l'équilibre de l'arc AB n'est plus possible et il se développe spontanément de manière irréversible dans le plan de glissement pour se refermer sur lui-même.

À la suite de ces émissions de sources dans différents plans non parallèles, la densité de dislocations augmente, donc le réseau de Frank se densifie et la distance moyenne  $d$  des noeuds diminue. La contrainte critique  $\tau_c = \frac{2T}{bd}$  augmente donc et il devient plus difficile de faire déplacer à nouveau les dislocations de manière irréversible: la limite d'élasticité du cristal a donc augmenté (et ainsi de suite...).

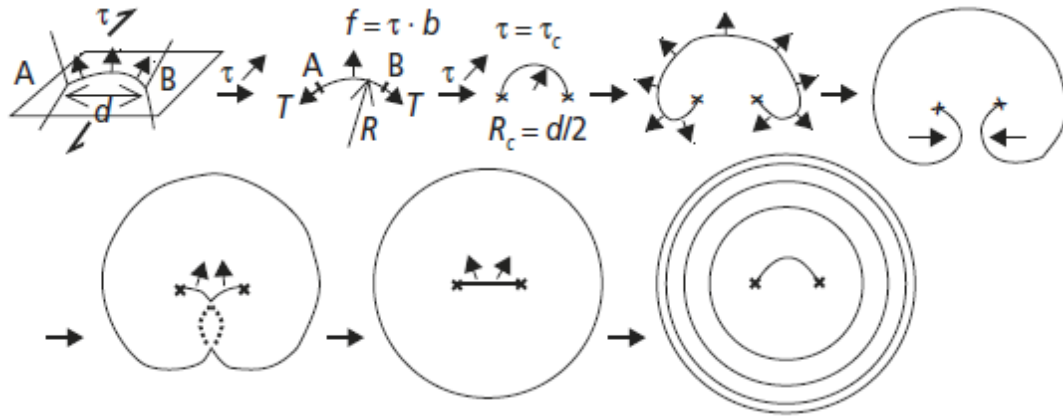
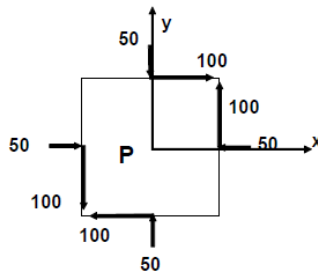


Figure II.22. Activation d'une source de dislocations par glissement d'un arc de dislocation ancré en deux noeuds du réseau de Frank.

Travaux dirigés N°2Exercice1

Considérons l'état plan de contraintes au point P représenté sur la figure ci-contre. Les contraintes sont en MPa.

- 1- Ecrire la matrice des contraintes en point P dans le repère xyz.
- 2- Déterminer les éléments principaux des contraintes. Représenter les éléments principaux des contraintes dans le plan xy.

Exercice2

On soumet un bloc en acier dont les propriétés sont  $E = 75 \text{ GPa}$  et  $\nu = 0.29$  à une traction bi-axiale dans l'hypothèse d'une élasticité isotrope.

- 1- Donner les expressions des déformations que subit le bloc, Déduire le tenseur des souplesses.
- 2- Calculer les déformations si les contraintes  $\sigma_{11}$  et  $\sigma_{22}$  sont égales respectivement à 53 GPa et 59 GPa.
- 3- Calculer l'énergie de déformation.

Exercice3

La limite conventionnelle d'élasticité du fer dont le diamètre moyen des grains  $d_{G1}$  est de  $5 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$  s'élève à  $Re_1 = 135 \text{ MPa}$ . Lorsque le diamètre des grains est  $d_{G2} = 8 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$ , cette limite passe à  $Re_2 = 260 \text{ MPa}$ .

-Quel serait le diamètre des grains si cette limite était  $Re_3 = 205 \text{ MPa}$ ?

Exercice4

La limite élastique de cisaillement du cuivre est  $\tau_e = 2.10 \text{ MPa}$  lorsque la densité des dislocations  $\rho$  s'élève à  $105 \text{ mm}^{-2}$ .

-Calculer  $\tau_e$  lorsque la densité des dislocations est de  $107 \text{ mm}^{-2}$ .

**Exercice 5**

La mesure de la déformation en traction uni-axiale sur un solide isotrope, de 160 mm de largeur et 320 mm de longueur, a donné 15%.

-Si la force de traction est égale à  $734.21 \cdot 10^3$  KN. Calculer le module d'élasticité E.

**Chapitre III**  
**Propriétés électroniques des**  
**matériaux**

### **III.1. Introduction**

Les propriétés des matériaux sont souvent les limites de performances des systèmes conçus. La connaissance de ses propriétés s'avère primordiale mais il faut nécessairement savoir que ces propriétés macroscopiques sont très liées aux structures élémentaires de ses matériaux, c.à.d. descendre jusqu'à l'échelle atomique.

La plupart des propriétés électroniques des matériaux, qu'elles soient électriques, magnétiques, optiques, thermiques, dérivent de leur structure cristalline.

### **III.2. Les propriétés physiques des matériaux**

#### **III.2.1. Les propriétés thermiques**

##### **III.2.1.1. La dilatation des solides**

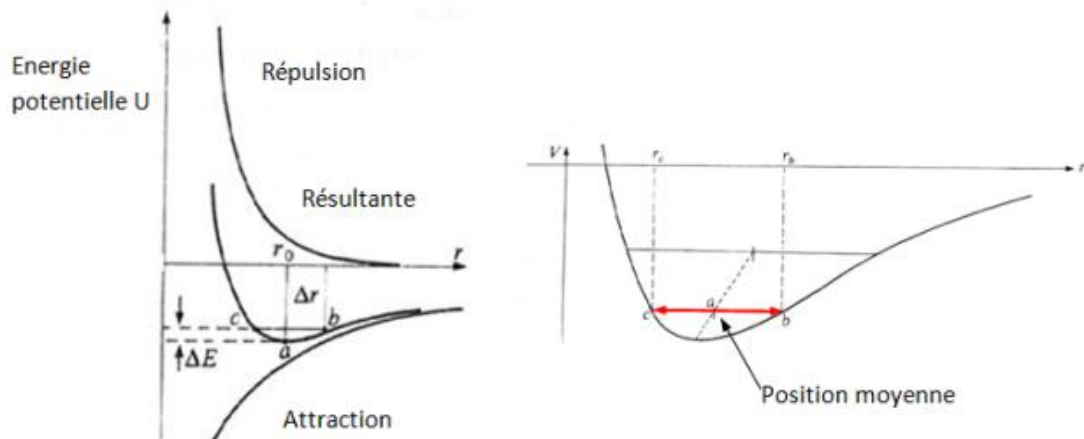
Origine du phénomène de dilatation. Tous les solides s'expandent sous l'effet d'une élévation de la température. Ce phénomène physique général ne souffre que quelques très rares exceptions. Cet effet de l'échauffement provient de l'augmentation de la distance moyenne interatomique due à l'agitation thermique.

On peut justifier ce fait en observant la courbe montrant l'évolution de l'énergie potentielle d'une liaison,  $U$ , (potentiel de Lennard-Jones) en fonction de la distance  $r$  qui sépare deux atomes impliqués dans une liaison. Cette courbe est la résultante de deux effets:

- la répulsion qui s'exerce entre les orbitales externes qui sont au contact. Les forces répulsives sont très intenses et de très courte portée. L'énergie potentielle de répulsion varie en  $\frac{1}{r_m^m}$ , avec  $m$  variant de 6 à 11 suivants le type de liaison.
- l'attraction entre les charges différentes : nuages électroniques et noyaux. Ces forces s'exercent à plus longue distance que les précédentes. L'énergie potentielle d'attraction varie en  $-\frac{1}{r_n^n}$ , avec  $n$  variant de 1 à 6.

Au voisinage du zéro K, et quelle que soit la nature de la liaison, ces courbes ont toujours la même allure et la résultante montre un minimum d'énergie potentielle, négative, lorsque les deux atomes se trouvent séparés par la distance d'équilibre de la liaison,  $r_0$ . De plus, la courbe résultante est asymétrique par rapport à la distance d'équilibre.





**Figure.III. 1. L'évolution de l'énergie potentielle d'une liaison en fonction de la distance r.**

Si la température augmente, les atomes sont soumis à l'agitation thermique et vibrent autour de leur position moyenne. Si  $\Delta E$  représente l'énergie cinétique des atomes (l'énergie thermique), les points b et c de la courbe sont les positions extrêmes d'un atome en vibration. L'asymétrie de la courbe fait que la position moyenne, a, se déplace vers la droite si la température et l'énergie cinétique augmentent: c'est-à-dire que la distance moyenne entre les deux atomes augmente et que le matériau se dilate. Expérimentalement, ce fait est bien confirmé, par exemple par la mesure des paramètres de maille des systèmes cristallins en fonction de la température. Grandeurs physiques exprimant la dilatation.

Idéalement, c'est la variation relative de volume  $\frac{\Delta v}{v_0}$  qui caractérise l'expansion thermique d'un solide. Dans la pratique, c'est la mesure de la dilatation linéaire qui est la plus facile à réaliser et donc la donnée la plus fréquente dans la littérature technique.

Pour un échantillon de longueur initiale  $L_0$ , on mesure l'allongement  $\Delta L$  observé pour une variation de température  $\Delta T$ . On calcule alors le coefficient de dilatation linéaire a:

$$a = \frac{\Delta L}{L_0} \cdot \frac{1}{\Delta T} \text{ en Kelvins}^{-1}$$

La valeur a diffère suivant la classe à laquelle appartient un matériau, c'est-à-dire la nature de la liaison qui en assure la cohésion. Les courbes de Lennard-Jones des liaisons faibles, iono-covalentes et métalliques permettent de prédire que les

céramiques sont les matériaux qui se dilatent le moins, les métaux moyennement et les polymères beaucoup.

Dans la pratique, la connaissance de  $\alpha$  est importante pour:

- choisir des matériaux résistant aux chocs thermiques.
- associer entre elles des pièces de nature différente et prévoir les déformations.
- calculer des jeux fonctionnels, dans un moteur par exemple.

Si le matériau est macroscopiquement monocristallin et non cubique, on observe des coefficients  $\alpha$  à différents suivants les directions cristallographiques principales. On connaît même quelques solides qui présentent des dilatations négatives suivant une direction (graphite, plutonium), tout en montrant au total une expansion volumique positive quand T augmente.

Si le matériau est polycristallin et isotrope, le coefficient  $\alpha$  est unique et ne dépend pas de l'orientation. On a alors:

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \frac{3 \Delta L}{L_0}$$

Il est, par contre, fréquent d'observer des matériaux possédants une orientation préférentielle des grains multiples qui les constituent (métaux laminés, matériaux composites, solidification dirigée, etc..). La dilatation est alors elle-même anisotrope et requiert la détermination d' $\alpha$  suivant plusieurs directions.

### **III.2.1.2. La capacité thermique**

Sous l'effet d'un apport de chaleur  $dH$ , la température d'une mole de matériau augmente de  $dT$ . Pour les solides, on définit le plus souvent ce phénomène à pression constante par une grandeur caractéristique, appelée capacité calorifique ou capacité calorifique  $C_p$ :

$$C_p = \frac{dH}{dT} \text{ Cette grandeur est nulle à } T = 0 \text{ K.}$$

A haute température, la loi de Dulong et Petit, provenant de la théorie de l'agitation thermique, montre que tous les solides doivent acquérir une capacité

calorifique égale à  $C_p = 3R$  par mole ( $R$ : constante des gaz parfaits), soit 25 J/mole/K. Mais cette loi est une approximation et la capacité  $C_p$  évolue de 0 à  $3R$  selon la courbe suivante:

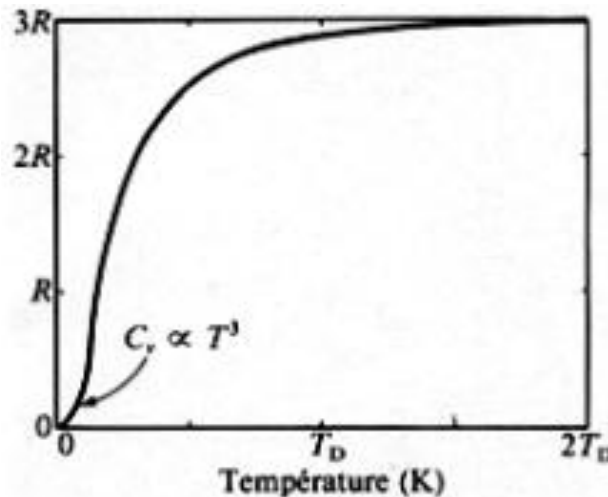


Figure.III.2. La valeur de la capacité.

On définit également une seconde caractéristique,  $T_D$  température de Debye, au-delà de laquelle on admet que l'approximation de Dulong et Petit devient applicable. La température  $T_D$  est d'autant plus élevée que la température de fusion du solide est haute. Ainsi, pour les matériaux réfractaires fondant à très hautes températures,  $C_p$  est inférieure à  $3R$ .

### III.2.1.3. La conductibilité thermique

Il s'agit ici de l'un des trois modes de transmission de la chaleur, le plus important dans les solides: la conduction (les autres sont la convection et le rayonnement). La perception sensitive de cette propriété peut se faire en touchant à température ambiante un morceau de cuivre puis une pièce de bois. Le premier procure une impression de froid car la très grande conductibilité thermique du cuivre abaisse la température de la peau. Quant au bois, beaucoup plus "isolant", sa température superficielle s'adapte très vite à celle de la peau et l'échange de chaleur se fait à travers un gradient thermique notable.

Les applications de cette propriété sont industriellement très importantes. Elles permettent de définir, par exemple, des matériaux isolants pour réaliser des bâtiments dont les pertes d'énergie sont minimales ou bien encore ceux qui serviront à construire des échangeurs de chaleur efficaces.

### III.2.1.4. Aspects macroscopiques de la conduction thermique

S'il existe une différence de température aux extrémités d'un conducteur, il s'établit un flux de chaleur  $Q$ , analogue à un courant électrique sous l'effet d'une différence de potentiel. La première loi de Fourier décrit ce phénomène (elle ne s'applique qu'aux matériaux isotropes). Elle permet de définir  $K$ , le coefficient de conductibilité thermique du matériau, qui relie le flux de chaleur  $\Phi$ , en  $W/m^2$ , au gradient de température:

$$\Phi = -K \frac{dT}{dx}$$

Le coefficient  $K$  est exprimé en  $W.m^{-2}.K^{-1}$ .

Cette première loi, dite "en condition stationnaire", est complétée par une seconde pour des conditions dynamiques (ou la température varie). Il s'agit d'une équation aux dérivées partielles dont l'interprétation et la mise en œuvre sortent du cadre de cet exposé.

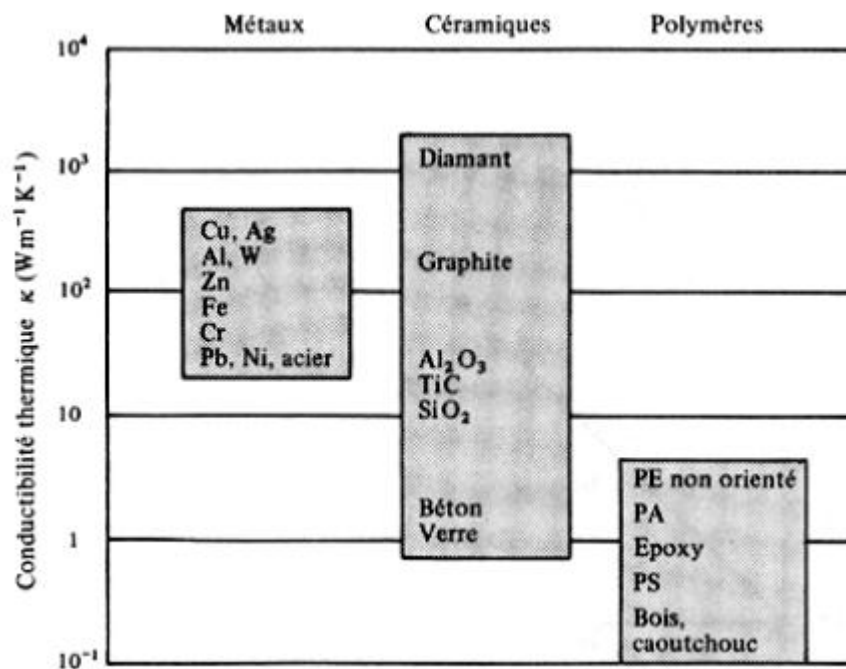


Figure . III. 3. Conductibilité thermique.

On voit ci-dessus comment varie la conductibilité thermique à température ambiante, selon les trois classes de matériaux. On peut observer de grandes analogies entre la conduction thermique et électrique: la plupart des métaux qui sont de très bons conducteurs électriques sont simultanément d'excellents conducteurs thermiques.

Mais il existe quelques belles exceptions. Ainsi, l'isolant électrique idéal qu'est le diamant est meilleur conducteur thermique que l'argent.

Remarquons aussi que  $K$  varie seulement sur 4 ordres de grandeur selon les différents matériaux à l'état massif (infiniment moins que dans le cas de la conduction électrique). On gagne trois ordres de grandeur si on introduit les matériaux allégés (fibres, mousse, poudres).

- **Les mécanismes de la conduction thermique**

La chaleur se propage dans un solide par l'agitation thermique qui affecte:

-les électrons libres. On parle alors de conductibilité thermique électronique, caractérisée par un coefficient  $K_e$ .

-le réseau cristallin sous l'effet des " phonons " qui sont des ondes de propagation de l'agitation thermique d'un atome à l'autre par l'intermédiaire des liaisons. Il s'agit dans ce cas de la conductibilité thermique de réseau, avec la constante  $K_r$ .

Les deux phénomènes s'ajoutent et on peut donc écrire :  $K = K_e + K_r$

En général, pour un matériau donné, l'un des deux termes est prépondérant et l'on peut classer les matériaux en conducteurs thermiques « par les électrons », comme c'est le cas des métaux et en conducteurs thermiques « par les liaisons (le réseau) » qui est plutôt le cas des céramiques et des polymères qui possèdent peu ou pas d'électrons libres. Cette conduction peut s'avérer très efficace puisque le carbone graphite est presque aussi bon conducteur thermique que l'aluminium.

Le meilleur cas pour la diffusion rapide de l'agitation thermique (conduction thermique élevée) est celui des matériaux cristallins qui possèdent un ordre parfait à très grande distance.

La conduction thermique sera donc diminuée dans les alliages. Les éléments d'addition, situés de place en place dans les sites du réseau cristallin, se comportent comme des centres de diffusion qui freinent les électrons libres aussi bien que les phonons en introduisant des discontinuités dans l'assemblage atomique.

De même, les matériaux cristallisés à grain très fin sont moins bons conducteurs qu'une version monocristalline.

Enfin, les matériaux amorphes sont de moins bons conducteurs que les matériaux cristallisés car ils ne possèdent pas d'ordre à grande distance.

- L'effet de la température sur la conduction thermique

En partant des basses températures, la conduction thermique de tous les matériaux augmente avec la température du fait de l'augmentation de l'amplitude de l'agitation thermique, aussi bien celle des électrons que celle des atomes du réseau. Au-delà d'une température critique, la conduction tend ensuite à décroître car le libre parcours moyen des électrons (et des phonons) diminue.

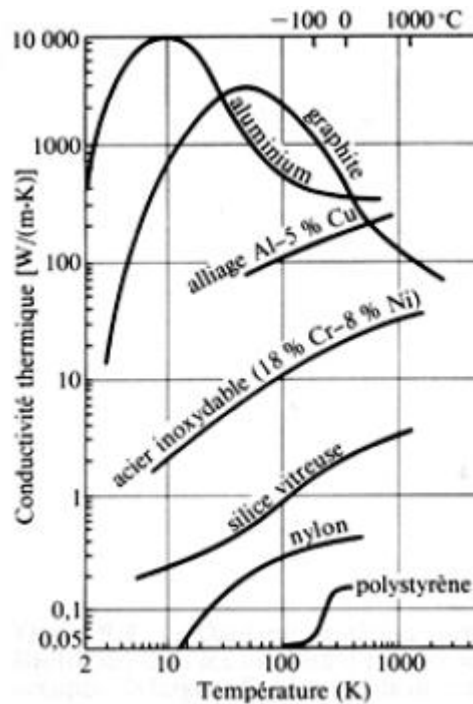


Figure.III.4.La conductivité thermique.

### III.2.2. Les propriétés électriques

Les propriétés de conduction de l'électricité, ou son contraire, sont essentielles pour de très nombreuses réalisations industrielles. Les applications sont bien connues : transport de l'énergie électrique, chauffage, mais aussi phénomènes variés dans les circuits " électroniques "

Nous allons passer en revue les grandeurs physiques qui décrivent ces comportements.

#### III.2.2.1. La conductibilité électrique

Un conducteur électrique est un matériau qui possède des électrons mobiles, susceptibles d'entretenir un courant électrique dans la masse du matériau.

Sous l'effet d'une différence de potentiel  $V$  (en volts), un conducteur de résistance  $R$  (en ohms) est traversé par le courant  $I$  (en ampères) selon la loi d'Ohm:

Si la section du conducteur est S et sa longueur L, on peut calculer la résistance spécifique ρ, ou résistivité du matériau constituant le conducteur:

la résistivité ρ s'exprime en Ω.m par la relation suivante:

$$\rho = \frac{R \cdot S}{L}$$

L'inverse de la résistivité, δ, est la conductivité électrique (parfois nommée aussi conductibilité électrique, à comparer avec le K de la conduction thermique).

La conductivité électrique des matériaux varie considérablement selon la nature des liaisons, la composition et la température.

À température ambiante, elle varie de 10<sup>8</sup> Ω.m pour un conducteur comme le cuivre à 10<sup>-16</sup> Ω.m pour un isolant comme le Téflon.

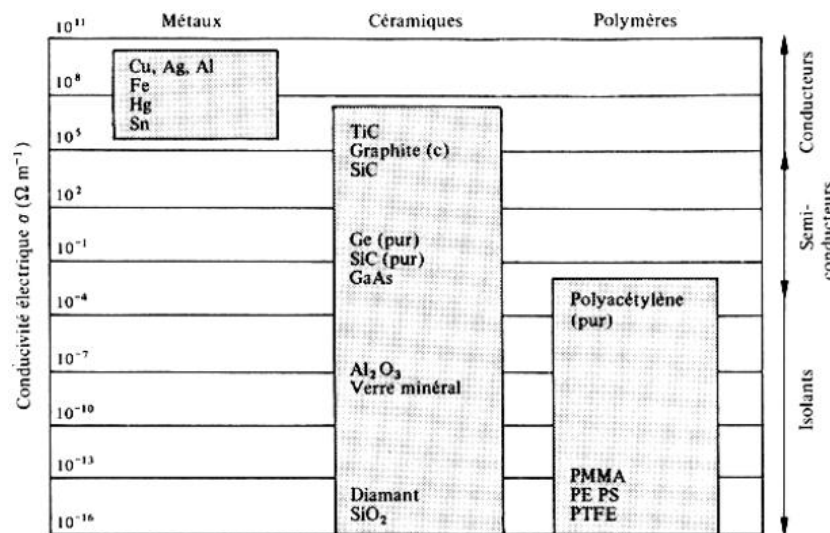


Figure .III.5. Conductivité électrique.

III.2.2.2. La conduction électrique des métaux

Les métaux sont tous conducteurs du fait de leurs électrons libres très mobiles. Leur résistivité augmente avec la température du fait de l'augmentation de l'agitation thermique et du nombre de collisions croissant entre les électrons.

La résistivité varie linéairement selon:

$$P = \rho_0 (1 + \beta (T - T_0))$$

où ρ<sub>0</sub> est la résistivité à T<sub>0</sub> et β le coefficient thermique.

Comme dans les phénomènes thermiques, les alliages sont moins bons conducteurs que les métaux purs. De plus, de très faibles quantités d'impuretés modifient très

rapidement la résistivité de nombreux métaux purs. Ceci provient de la perturbation du mouvement des électrons due à la présence des atomes étrangers, du fait de leur taille et structure électronique différentes.

### **III.2.2.3. La conduction électrique des semi-conducteurs**

Les semi-conducteurs sont des matériaux qui appartiennent à la classe des céramiques du fait de la nature iono-covalente de leurs liaisons. Ils n'ont pas de différence apparente avec les isolants puisque dans les deux cas la bande de valence est complète et la bande de conduction est vide. Ils sont surtout constitués de métalloïdes et les plus importants actuellement sont le silicium, le germanium, l'arséniure de gallium (AsGa) et le phosphure d'indium (InP). Il en existe bien d'autres qui n'ont pas connu d'applications aussi larges que les précédents du fait de propriétés moins optimales.

Ce qui leur est particulier c'est la faible largeur de leur bande interdite qui permet à certains électrons de passer dans la bande de conduction par agitation thermique.

Ce sont donc de faibles conducteurs électriques, ce qui constitue un obstacle pour pas mal d'applications et, contrairement aux métaux, leur conductivité augmente avec la température (avec l'agitation thermique). On augmente cette conductivité en « dopant » le semi-conducteur de très faibles quantités d'éléments voisins de l'élément de base mais de valence différente.

### **III.2.2.4. Les isolants électriques**

Les isolants possèdent une très faible conductivité électrique du fait de la grande largeur de leur bande interdite. Ce sont des matériaux à liaisons iono-covalentes dans lesquels les électrons de liaison sont fortement localisés.

Ces matériaux sont utilisés pour « isoler » des pièces conductrices et sont donc soumis à des champs électriques souvent intenses. Leur propriété de conserver leur pouvoir isolant dans de telles conditions est essentielle et se trouve principalement décrite par leur constante diélectrique  $\epsilon$ .

Prenons le cas d'un condensateur constitué de deux plaques conductrices de surface  $S$ , séparées par la distance  $L$ .

Si on applique une différence de potentiel  $V$  entre ces plaques, l'une se charge positivement, l'autre négativement (dans la première, les électrons libres sont moins nombreux dans la bande de conduction, l'inverse pour la seconde). La quantité d'électricité supplémentaire contenue dans la plaque chargée négativement est  $Q$ , exprimée en coulombs.



On définit la capacité  $C$  du condensateur par l'expression bien connue:

$$C = \frac{Q}{V}$$

$C$  s'exprime en farads (F) ou coulombs par volt.

Si l'espace entre les deux plaques est le vide, on peut relier la capacité aux

dimensions  $L$  et  $S$  du condensateur par:  $C = \epsilon_0 \frac{S}{L}$

$\epsilon_0$  est la permittivité électrique du vide, constante universelle =  $8.854 \cdot 10^{-12}$ .

Si les plaques sont séparées par un matériau isolant, on peut écrire:

$$C = \epsilon \frac{S}{L}$$

où  $\epsilon$  est la permittivité diélectrique qui sera supérieure à  $\epsilon_0$ .

On préfère décrire le comportement du matériau par sa constante diélectrique  $\epsilon_r$  ou permittivité électrique relative:

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$$

Cette grandeur, supérieure à 1, représente l'accroissement de charges procuré par la présence du diélectrique entre les deux plaques.

Le champ produit localement permet d'accumuler plus de charges sur la plaque négative par la déformation des liaisons dans le diélectrique.

Ce phénomène requiert un certain délai qui explique que l'effet diélectrique est variable si le champ électrique appliqué est alternatif et que  $\epsilon_r$  dépend de la fréquence.

Quelques valeurs de la constante diélectriques ( $\epsilon_r$ ) de quelques isolants.

Matériaux	$\epsilon_r$
Téflon	<b>2.1</b>
Caoutchouc butyle	<b>2.56</b>
Polyesters	<b>3.1 à 4</b>
Papier	<b>7.0</b>
Cordiérite	<b>4.5 à 5.4</b>
Diamant	<b>5.5</b>
Porcelaine	<b>6 à 7</b>
Alumine	<b>8 à 9</b>
Mullite	<b>6.6</b>
Silicieux	<b>3.8</b>

### **III.2.3. Les propriétés magnétiques**

#### **III.2.3.1. Notions de base sur le magnétisme**

Les propriétés magnétiques des matériaux ont un rôle majeur dans des domaines comme les machines électriques (moteurs électriques, génératrices, transformateurs) et le stockage de l'information (bandes et pistes magnétiques, disques durs).

Sans entrer dans un exposé théorique trop important, nous décrirons ci-dessous les comportements magnétiques les plus fréquents des solides ainsi que le caractère exceptionnel des propriétés des matériaux tels que les aimants.

#### **III.2.3.2. Origine atomique du comportement magnétique**

On peut assimiler la circulation des électrons sur les orbitales atomiques à un courant électrique tournant en boucle. Ce mouvement génère un moment magnétique perpendiculaire sur le plan de l'orbitale. De même, un électron qui tourne sur lui-même génère un moment magnétique, qui est toujours le même en intensité mais affecté d'un signe + ou – selon le sens de rotation.

Si toutes les couches électroniques d'un atome sont remplies, la somme de ces courants est nulle et cet atome n'aura aucun moment magnétique résultant. Il sera

insensible à un champ magnétique externe et fera partie des matériaux diamagnétiques.

C'est le cas des gaz rares du carbone diamant ou du magnésium.

Seuls les atomes dont les couches sont incomplètes possèdent un moment magnétique.

Mais il faut considérer deux cas:

1. Les atomes comportant un seul électron sur la couche externe sont faiblement sensibles à un champ magnétique externe. Ils font partie des matériaux paramagnétiques. C'est le cas du sodium et des alcalins. D'autres atomes paramagnétiques possèdent un moment magnétique non nul mais il n'y a pas d'orientation globale possible car l'agitation thermique désorganise constamment l'alignement des dipôles (nombreuses céramiques). Tous ces matériaux (les plus nombreux) sont très intéressants pour construire des appareils insensibles aux champs externes.

2. A l'état solide, seuls les éléments ayant une couche interne incomplète auront une forte sensibilité à un champ magnétique externe. Ils constituent la famille des matériaux ferromagnétiques. Les dipôles atomiques s'alignent tous sur une grande distance dans le sens du champ externe et forment des domaines magnétiques à orientation commune. Cet « ordre interne » intense peut n'apparaître que si un champ externe les suscite et disparaître avec lui, ou bien subsister en l'absence champ : il s'agit des aimants permanents, capables eux-mêmes de créer un champ magnétique autour d'eux.

L'effet ferromagnétique est détruit par l'agitation thermique et tous les matériaux ferromagnétiques possèdent une température limitée dite température de Curie, au-delà de laquelle ils deviennent paramagnétiques.

La plupart des matériaux ferromagnétiques sont rares. Citons le fer, le cobalt et le nickel, les plus importants, mais aussi les « terres rares », comme le terbium ou le samarium qui sont utilisés pour la fabrication d'aimants de très hautes performances.

Le ferrimagnétisme est un cas particulier de ferromagnétisme appliqué aux composés. Le matériau étant constitué d'atomes différents, ceux-ci génèrent des moments magnétiques différents. Ces moments s'annulent en partie mais la résultante conduit à un comportement de type ferromagnétique.

C'est le cas de certains matériaux de grande importance technologique telle que les ferrites qui sont des mélanges d'oxydes de fer et d'autres métaux (Ni, Zn, Ba). Ils ont

permis de fabriquer à partir de poudre des aimants d'efficacité moyenne mais très faciles à mettre en forme "magnets".

### III.2.3.3. Induction magnétique, perméabilité et susceptibilité

sous l'effet d'un champ magnétique extérieur  $H$  (créé par exemple par circulation d'un courant dans un solénoïde et exprimé en  $A.m^{-1}$ ) il se crée dans le vide un champ d'induction magnétique  $B_0$ , capable de susciter un comportement magnétique dans un matériau.

$B$  est exprimée en tesla (T) et proportionnelle au champ  $H$ :

$$B = \mu_0 H$$

$\mu_0$  est la perméabilité magnétique du vide, en henry (H) par mètre ( $\mu_0 = 4 \pi 10^{-7} Hm^{-1}$ ).

En présence de matière, on observe l'induction  $B$  et on peut définir  $\mu$ , la perméabilité magnétique du milieu:

$$B = \mu H$$

On définit plus souvent la perméabilité relative  $\mu_r$  du milieu:

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$$

Une autre approche consiste à introduire  $M$ , aimantation, et à dire que l'induction  $B$  dans la matière peut aussi s'écrire:

$$B = \mu_0 (H + M)$$

L'aimantation représente le champ magnétique local induit par le champ magnétique extérieur  $H$ . L'aimantation est donc proportionnelle à  $H$ .

On peut alors écrire:  $M = X_r H$  et  $B = \mu_0 H (1 + X_r)$

En comparant cette expression à la relation ( $B = \mu_0 (H + M)$ ) on trouve que:

$$\mu = \mu_0 (1 + X_r)$$

$X_r$ : est la susceptibilité magnétique relative du matériau.

C'est une grandeur sans dimension, reliée à  $\mu_r$  par:

$$\mu = 1 + X_r$$

- Les matériaux diamagnétiques ont une susceptibilité négative très petite (environ  $-10^{-6}$ ).
- Les matériaux paramagnétiques ont un  $X_r$  positif compris entre  $10^{-6}$  et  $10^{-3}$ .

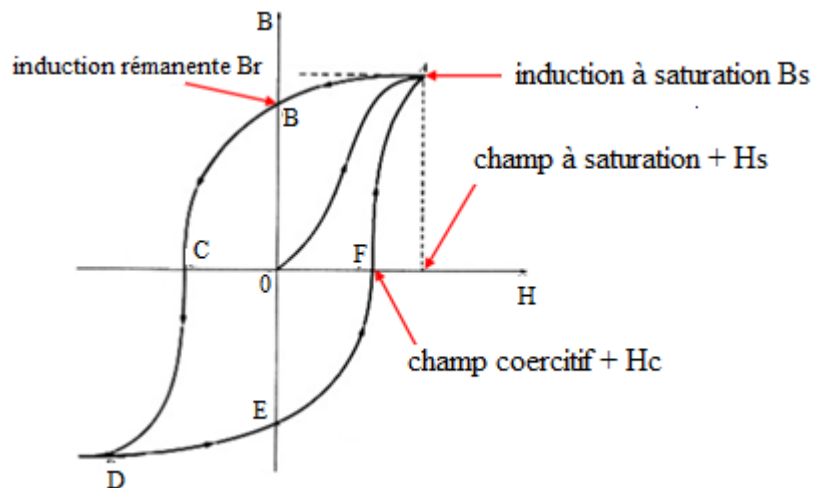
- Les matériaux ferromagnétiques ont un  $X_r$  positif très grand, compris entre  $10^3$  à  $10^6$ .

### III.2.3.4. Courbe d'aimantation, boucle d'hystérésis

La courbe suivante est la courbe d'aimantation d'un matériau ferromagnétique (Figure .III.6) .

Elle est obtenue en mesurant l'induction  $B$  en fonction d'un champ externe "d'excitation "  $H$ , variant de 0 à  $+H_s$ , puis de  $+H_s$  à  $-H_s$  et enfin de  $-H_s$  à  $+H_s$ .

$B_s$  est l'aimantation à saturation du matériau, obtenue pour le champ extérieur  $H_s$ .



**Figure.III.6. La courbe d'aimantation d'un matériau ferromagnétique.**

- En O (point de départ de la courbe), le matériau contient des domaines magnétiques dont l'orientation est globalement nulle.
- Le long de la partie OA de la courbe, le champ augmente jusqu'à la saturation. C'est la courbe de première aimantation. Les domaines évoluent vers un seul domaine de même orientation et la saturation est atteinte quand l'induction devient constante,  $B_s$ , pour le champ  $+H_s$ .
- Le champ décroît jusqu'à 0 quand on parcourt la courbe AB. Les domaines réapparaissent mais la réorganisation n'est pas complète et, au point B, pour  $H = 0$  il subsiste une induction rémanente  $B_r$ .
- Il faut appliquer un champ de sens opposé pour annuler  $B_r$ . Ceci est atteint au point C pour la valeur du champ  $-H_c$ , dit champ coercitif.

- Lorsque le champ continue vers les valeurs négatives (courbe CD), on atteint la saturation inverse du point A pour la valeur  $-H_s$ . Un seul domaine magnétique s'est à nouveau formé mais il est orienté dans le sens contraire de celui qui existait en A.
- Si le champ évolue à nouveau vers les valeurs positives, on décrit la partie DEFA, symétrique par rapport à O de la courbe analysée.

Cette courbe décrit la boucle d'hystérésis de l'aimantation, et permet de mesurer les paramètres caractéristiques du ferromagnétisme du matériau que sont  $B_s$ ,  $B_r$ ,  $H_s$  et  $H_c$ .

Dans le cas que nous venons de considérer, le matériau est devenu un aimant permanent, caractérisé par  $B_r$ .

L'aire de la boucle représente l'énergie dépensée pour réorienter les domaines magnétiques au cours du cycle. Cette énergie est dissipée sous forme de chaleur (pertes magnétiques). C'est surtout cette énergie qui fait chauffer la carcasse magnétique d'un transformateur fonctionnant à 50Hz.

La courbe précédente (Figure .III.7) est celle des matériaux magnétiques durs, que sont les aimants.

Il existe la catégorie des matériaux magnétiques doux, dont la courbe d'hystérésis est très haute et très étroite. La courbe suivante compare la courbe d'aimantation de ces deux types de matériaux.

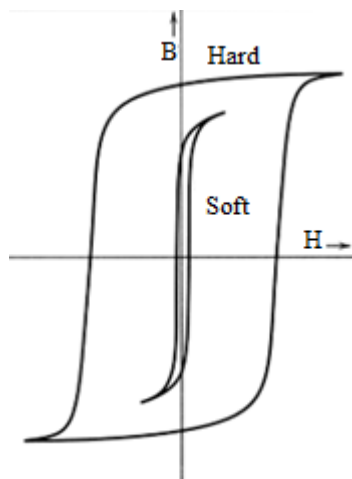


Figure .III.7. La courbe des matériaux magnétiques durs.

Ces matériaux sont destinés à produire une très forte induction sous l'effet d'un champ externe. Ils servent à "canaliser" les champs magnétiques dans de nombreux appareils électrotechniques (moteurs, transformateurs, blindages magnétiques, noyaux des électro-aimants) mais ne doivent pas conserver d'aimantation. Citons l'un des alliages spécialisés, le Mu-métal.

### **III.2.4. Les propriétés optiques des matériaux**

#### **III.2.4.1. Quelques rappels et notions fondamentales**

La lumière est une onde électromagnétique traversant le vide à la vitesse constante,  $c$  de  $3.10^8$  m/sec et dont la fréquence  $\nu$  et la longueur  $\lambda$  sont liées par:

$$C = \lambda \nu$$

Le spectre des ondes électromagnétiques couvre une très grande gamme de fréquences (ou des longueurs d'onde), dans laquelle la lumière visible par l'œil humain occupe une très petite région.

L'aspect corpusculaire d'une onde électromagnétique que décrit la mécanique quantique permet aussi de décrire la lumière sous forme de photon dont l'énergie s'écrit:

$$E = h \nu = \frac{hc}{\lambda}$$

Où  $h$  est la constante de Planck =  $6.63 \cdot 10^{-34}$  J.sec.

#### **III.2.4.2. Les trois interactions entre la lumière et la matière**

Lorsque la lumière passe d'un milieu à un autre, on constate trois phénomènes.

- une partie de la lumière est absorbée par le milieu.
- une autre partie ressort du milieu et est transmise.
- une troisième partie ne franchit pas l'interface et se trouve réfléchie.

Si  $I_0$  est l'intensité lumineuse initiale:  $m^2$

$$I_0 = I_A + I_T + I_R$$

Cette intensité est l'énergie reçue pendant le temps  $t$  par une surface unité perpendiculaire à la direction de propagation. Elle s'exprime en  $\frac{J}{t m^2}$ , soit en  $W/m^2$ .

On exprime aussi ces trois phénomènes en termes:

- d'absorptivité:  $A = \frac{I_A}{I_0}$
- de transmissivité :  $T = \frac{I_T}{I_0}$
- de réflectivité  $R = \frac{I_R}{I_0}$

Ces grandeurs sont reliées par:  $A + T + R = 1$

Les matériaux qui absorbent et réfléchissent peu la lumière sont transparents.

Dans certains autres, la lumière est diffusée et atténuée: on les dit translucides.

Enfin, de nombreux matériaux sont opaques: ils réfléchissent ou absorbent la lumière et ne la transmettent pas du tout.

Toutes ses propriétés varient parfois beaucoup avec la longueur d'onde de la lumière.

#### **III.2.4.3. Lumière, électrons et atomes**

Lorsque la lumière rencontre des atomes ou des ions, on constate deux phénomènes: la polarisation électronique. La variation du composant champ électrique d'une onde électromagnétique est influencée par la proximité des électrons situés sur les orbitales externes de l'atome. Ceci produit la polarisation de l'onde lumineuse et la déformation des orbitales créant un effet de dipôle sur l'atome. Les effets en sont l'absorption de certaines fréquences et la réfraction (diminution de la vitesse de propagation de l'onde).

Les transitions électroniques. L'interaction lumière/atome peut se traduire en termes d'absorption/émission d'énergie et provoquer le passage d'un électron d'un niveau d'énergie à un autre. Ceci n'est possible que si l'énergie du photon égale exactement la différence d'énergie quantifiée qui existe entre les deux niveaux. Cette transition conduit à un état excité instable qui disparaît très vite quand l'électron retrouve son niveau d'énergie initial. L'atome émet alors un nouveau photon de même énergie que le photon incident. S'il y a conservation de l'énergie dans ce phénomène d'absorption/réémission, l'onde émise n'a pas la même direction ni la même phase que l'onde incidente.



**III.2.4.4. Les propriétés optiques des métaux et alliages**

Si on reprend certaines conclusions de la théorie des bandes dans le cas d'un atome métallique, les atomes métalliques présentent une suite continue d'états d'énergie qui leur permet d'absorber pratiquement toutes les radiations jusqu'aux rayons X et de les réémettre instantanément.

Ceci explique la couleur brillante et réfléchissante de presque tous les métaux. On constate que la réflectivité  $R$  est très élevée, souvent supérieure à 0.95.

Le spectre d'émission d'une surface métallique est presque identique au spectre incident (surtout pour l'argent et l'aluminium). Toutefois, quelques longueurs d'onde particulières sont parfois absorbées et non réémises sous forme de lumière (mais de chaleur par exemple).

C'est le cas des métaux " jaunes ou rouges " tels que le cuivre, l'or, le rubidium et leurs alliages. Des rayonnements ultraviolets sont absorbés par les électrons internes (couche 3 ou 4d incomplète) et non réémis, ce qui conduit à un rayonnement réfléchi accentué du côté des couleurs complémentaires au bleu, soit le jaune.

Notons enfin qu'en dessous d'une épaisseur de  $0.1\mu$ , les métaux deviennent transparents, mais colorés, car absorbant le plus souvent certaines fréquences particulières.

**III.2.4.5. Les propriétés optiques des non métaux**

Du fait de la structure de leurs bandes d'énergie électronique, ces matériaux ne réfléchissent pas facilement la lumière et ils peuvent être:

- transparents car n'absorbant pas les photons.
- Colorés car absorbants sélectivement certaines longueurs d'onde.

Outre ces phénomènes, ils sont aussi le siège de la réfraction et de la transmission.

**III.2.4.5.1.La réfraction**

En passant du vide à un solide transparent, la lumière voit sa vitesse diminuer et sa trajectoire modifiée, manifestant le phénomène bien connu de la réfraction.

On définit  $n$ , l'indice de réfraction, comme  $= \frac{c}{v}$ , où  $v$  est la vitesse de la lumière dans le solide considéré. L'indice  $n$  dépend de la longueur d'onde, ce qui conduit au phénomène de dispersion des composantes de la lumière blanche par passage à travers un dioptre.

On démontre qu'il existe une relation directe entre le comportement diélectrique (isolant) d'un solide et son indice de réfraction. De nombreux procédés optiques sont fondés sur cette propriété.

À titre d'exemple : Pour capter le maximum de lumière, les fabricants d'optique recouvrent les lentilles de très fins revêtements de composés diélectriques, comme  $MgF_2$ , pour permettre à la lumière de rentrer dans le milieu optique sous un angle de diffraction plus important.

#### **III.2.4.5.2. La réflexion**

En passant d'un matériau (ou d'un milieu non solide) transparent à un autre, une partie de la lumière est réfléchiée et on détermine la réflectivité  $R = \frac{I_R}{I_0}$ , qui dépend de la longueur d'onde. Si le trajet lumineux est normal à la surface du dioptre,

$R = \left( \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2$ , sinon R dépend de l'angle d'incidence. Ainsi, la réflexion de la

lumière augmente avec la valeur de n. À titre d'exemple, le verre normal possède un R voisin de 0.05.

#### **III.2.4.5.3. L'absorption**

L'absorption de la lumière par un isolant suppose que l'énergie du photon incident peut être transmise intégralement à l'un des électrons périphériques d'un atome du solide, provoquant un état excité qui sera suivi d'un phénomène de réémission un peu plus tard.

Si c'est toujours le cas pour les métaux, il en va différemment avec les matériaux isolants ou semi-conducteurs du fait de la séparation énergétique (bande interdite, ou " band gap " en anglais) entre bande de valence et bande de conduction).

Il y a absorption si l'énergie du photon est supérieure au  $\Delta E$  de la bande interdite:

$$h\nu > E_g.$$

Dans ce cas, l'électron qui absorbe passe dans la bande de conduction et laisse un trou dans la bande de valence.

Trois situations sont donc à considérer selon la valeur du  $E_g$  du matériau, comparée aux deux frontières du spectre visible :  $\lambda = 0.4 \mu m$ , frontière du spectre visible du côté violet, et  $\lambda = 0.7 \mu m$ , du côté rouge.

On calcule que  $E_g = 3.1 eV$  pour absorber  $\lambda = 0.4 \mu m$  et  $E_g = 1.8 eV$  pour absorber  $\lambda = 0.7 \mu m$ .

1. Si  $E_g$  est inférieur à 1.8 eV, toutes les longueurs d'onde du visible seront facilement absorbées. Le comportement optique sera celui des métaux et ces matériaux seront opaques à la lumière.

2. Si  $E_g$  est compris entre 1.8 et 3.1 eV, seules les longueurs d'onde supérieures à une certaine limite, comprise entre 0.7 et 0.4  $\mu\text{m}$ , seront absorbées et le matériau laissera passer les couleurs complémentaires. Il sera transparent mais absorbant et coloré. C'est le domaine des substances colorées.

Exemple: Le sulfure de cadmium CdS, avec  $E_g = 2.6$  eV est un pigment jaune vif bien connu des artistes peintres.

3- Si  $E_g$  est supérieur à 3.1 eV, l'absorption des longueurs d'onde du visible seront impossibles et les matériaux seront donc transparents et sans couleur (il peut en être tout autrement avec des longueurs d'onde plus courtes).

**Exemple:** Ainsi, le diamant a un  $E_g$  de 5.1 eV. Il est transparent à la lumière visible et opaque aux  $\lambda$  inférieur à 0.22  $\mu\text{m}$  (ultra-violet lointain).

Les matériaux élémentaires ou moléculaires à liaisons covalentes contiennent des électrons très fortement liés aux noyaux et sans interaction avec la lumière visible. Ils sont donc presque tous transparents. C'est le cas du diamant, de la silice, du nitrure de bore, mais aussi des polyoléfines et des verres organiques amorphes (polycarbonates des lunettes).

#### **III.2.4.5.4. La transmission**

L'intensité lumineuse transmise par un matériau peu absorbant en fonction de la distance traversée  $x$ , s'écrit:

$I_T = I_0 \exp(-\beta x)$  c'est la loi de Beer-Lambert.

Avec :  $\beta$  est le coefficient d'absorption ( $\text{mm}^{-1}$ ) qui dépend de la longueur d'onde.

$I_0$  est l'intensité initiale, après réflexion sur la face d'entrée.

Pour un matériau d'épaisseur  $h$  et de réflectivité  $R$ , l'intensité transmise est

$I_T = I_0 (1-R^2) \exp(-\beta h)$  du fait des deux phénomènes de réflexion sur la face d'entrée et de sortie du faisceau lumineux.

#### **III.2.5. Les propriétés thermodynamiques**

Une propriété thermodynamique est une caractéristique ou une particularité qui permet les changements de la substance de travail, c'est-à-dire les changements d'énergie.

Les propriétés thermodynamiques peuvent être classées comme intensives et extensives. Ils sont intensifs ceux qui ne dépendent pas de la quantité de matière du système ( pression, température, composition).

Les plus étendus dépendent de la taille du système ( masse, volume).

### **III.2.5.1. Variables thermodynamiques**

Une variable thermodynamique est une grandeur physique macroscopique qui caractérise l'état d'un système en équilibre. Ensuite, par un certain nombre de variables d'état, l'état d'un système thermodynamique en équilibre peut être défini. En général, les systèmes hors équilibre ne peuvent être représentés par un nombre fini de degrés de liberté et leur description est beaucoup plus complexe.

La valeur d'une fonction d'état dépend uniquement de l'état thermodynamique actuel du système, quelle que soit la façon dont il y est parvenu. Cela signifie que si, à un moment donné, nous avons deux systèmes thermodynamiques en équilibre à  $n$  degrés de liberté et que nous mesurons la même valeur de  $n$  fonctions d'état indépendantes, toute autre fonction d'état aura la même valeur dans les deux systèmes, quelle que soit la valeur. Des variables thermodynamiques dans les instants précédents.

### **III.2.5.2. Propriétés thermodynamiques intensives**

Les propriétés intensives dépendent de la masse, elles sont caractéristiques du système. Les intensifs ne dépendent pas de la taille du système. Si un système est divisé en deux parties, une propriété intensive conserve la même valeur dans chaque partie. Par exemple, la densité de l'eau est la même si elle est concentrée dans un litre que celle qui est concentrée dans un énorme gisement.

Dans cet ensemble de propriétés, nous avons toutes les valeurs spécifiques comme énergie interne spécifique, enthalpie spécifique, entropie spécifique, température, pression, volume spécifique, etc.

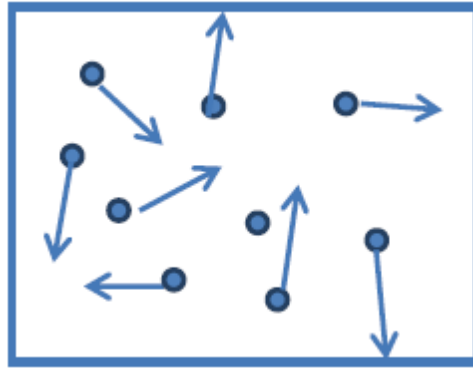
#### **III.2.5.2.1. Température**

La température est reliée au degré d'agitation moléculaire de la matière. Si la vitesse  $V_i$  des molécules et donc leur énergie cinétique  $E_i$  augmentent, alors le degré d'agitation thermique du milieu est plus grand.

A la température 0K (Zéro absolu à  $-273$  °C), les atomes et les molécules qui constituent la matière sont figées.

#### **Exemple:**

Un gaz contenu dans une enceinte. A l'échelle microscopique, les molécules du gaz se déplacent dans l'enceinte de façon totalement aléatoire avec des vitesses  $V_i$ .



### Gaz dans une enceinte.

Donc la température est définie par la relation suivante:

$$\frac{1}{2} M v^2 = \frac{3}{2} k T$$

Où:

M: est la masse des particules.

V: est la vitesse des particules qui constituent la matière.

k :est une constante.

T: est la température de la matière.

On peut définir plusieurs échelles de température, telles que l'échelle Celsius qui précède toute autre échelle.

$$T(\text{K}) = T(^{\circ}\text{C}) + 273$$

Cette relation définit l'échelle de température absolue (K) en kelvin en fonction du Celsius.

La température est mesurée au moyen d'un thermomètre selon une échelle prédéfinie.

Il existe différents types de thermomètres utilisés dans la pratique, ci-dessous quelques exemples les plus utilisés:

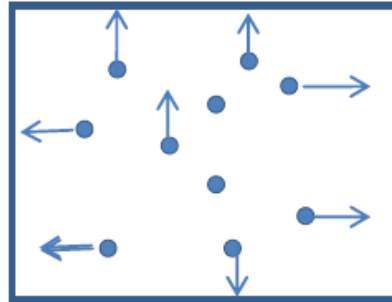
- les thermomètres à mercure.
- les résistances de platine utilisables entre de 200 à 630 °C.
- les thermocouples basés sur l'effet SEEBECK de 600 à 1300 °C.
- les résistances à semi-conducteurs en Germanium (Ge) pour  $T < 77 \text{ K}$

### III.2.5.2.2. Notion de la pression

La pression est due aux nombreux chocs des atomes ou molécules de la matière sur les parois du récipient.

**Exemple**

Dans l'enceinte, il y a N molécules de gaz en agitation permanente.



**Pression dans une enceinte.**

Soit  $n = \frac{N}{V}$ : le nombre de molécules de gaz dans l'enceinte par unité de volume.

Donc, on définit la pression par la relation suivante:

$$P = \frac{1}{3} \cdot n \cdot M \cdot V$$

Où :

P est la pression du gaz au sein de l'enceinte.

M est la masse des molécules de gaz.

V est la vitesse des molécules de gaz.

On distingue entre pression absolue et relative et entre pression totale et partielle

$$P_{abs} = P_{rel} + P_{atm}$$

Où:

$P_{abs}$  : Pression absolue.

$P_{rel}$  : Pression relative.

$P_{atm}$  : Pression atmosphérique.

$$P_i = x_i P_T$$

Où:

$P_i$ : Pression partielle.

$x_i$ : Fraction molaire.

$P_T$ : Pression totale.

Donc:

$$P_T = \sum_{i=1}^n x_i P_i$$

**III.2.5.2.3. La densité**

La densité d'un corps est le rapport de sa masse volumique à la masse volumique d'un corps pris comme référence.

Pour les liquides et les solides, le corps de référence est l'eau pure à 4 °C.

Dans le cas de gaz ou de vapeur, le corps de référence gazeux est l'air, à la même température et sous la même pression. La densité est une grandeur sans dimension et sa valeur s'exprime sans unité de mesure.

La densité, notée  $d$ , s'exprime de la sorte:

$$d = \frac{\rho_{corps}}{\rho_{ref}}$$

où  $\rho_{corps}$  est la masse volumique du corps considéré, et  $\rho_{ref}$  est la masse volumique du corps de référence.

S'agissant d'un rapport entre deux mesures de même unité, la densité s'exprime par un ratio et donc n'a pas d'unité.

**III.2.5.2.4. Volume spécifique**

Le **volume**, en sciences physiques ou mathématiques, est une grandeur qui mesure l'extension d'un objet ou d'une partie de l'espace. En physique, le volume d'un objet mesure "l'extension dans l'espace" qu'il possède dans les trois directions en même temps, de même que l'aire d'une figure dans le plan mesure "l'extension" qu'elle possède dans les deux directions en même temps. Le volume physique se mesure en mètre cube dans le système international. On utilise fréquemment le litre, notamment pour des liquides et pour des matières sèches. Ainsi, on considère le volume comme une grandeur extensive et la grandeur intensive thermodynamique associée est la pression.

**III.2.5.2.5. Poids spécifique**

Le poids spécifique est une mesure physique de la masse volumique apparente des grains, exprimée en kilogramme par hectolitre. Cette mesure dépend de la densité des grains et de leur agencement entre eux (donc de l'espace entre les grains lors de la mesure). La valeur du poids spécifique dépendra en partie de leur forme, de leur

dimension et de leur état de surface, qui peut être plus ou moins lisse ou granuleuse. Les orges, avec des grains vêtus, ont un poids spécifique inférieur à celui du blé tendre, lui-même inférieur en général à celui du blé dur (gros grains denses).

Le poids spécifique donne par la relation:

$$\gamma = \rho \cdot g$$

Où:  $\gamma$  est le poids spécifique du matériau ( $\text{N/m}^3$ ).

$\rho$  est la masse volumique du matériau ( $\text{kg/m}^3$ ).

$g$  est l'accélération de la gravité ( $\text{m/s}^2$ ).

### **III.2.5.3. Les propriétés thermodynamiques extensives**

Les propriétés extensives ne dépendent pas de la masse, mais dépendent de la taille du système. Ainsi, lorsque les différentes parties d'un tout se rejoignent, vous obtenez une valeur totale. Si un système est composé de différents sous-systèmes, la valeur de la propriété extensive pour l'ensemble du système sera la somme de la valeur des différents sous-systèmes. Les propriétés extensives deviennent intensives si elles sont exprimées en unité de masse (propriété spécifique). En moles (propriétés molaires) ou en volume (densité de la propriété). Parmi ce groupe de propriétés, nous avons les valeurs totales, telles que les énergies totales, le volume, le poids, la quantité de substance, etc. Ensuite, nous décrivons quelques propriétés thermodynamiques étendues.

#### **III.2.5.3. 1. La chaleur(Q)**

La chaleur est une forme spéciale de l'énergie:

- c'est une énergie exprimée en [J] ou en k [cal].
- Elle est échangée à l'échelle microscopique sous forme désordonnée par agitation moléculaire (c'est-à-dire par choc entre les molécules en mouvement).
- Elle s'écoule toujours d'une source chaude vers une source froide.
- La chaleur n'est pas une fonction d'état, c'est-à-dire dépend du chemin suivi.

On peut définir deux types de chaleurs distinctes:

- **Chaleur sensible**

Elle est liée à une variation de température ( $\Delta T$ ) du système à la suite d'un réchauffement ou d'un refroidissement de ce dernier. Elle est proportionnelle à la



quantité de la matière (masse ou nombre de moles) et à la différence de température ( $\Delta T$ ).

- Pour une transformation infinitésimale:

$$dQ = mc \, dT \quad \text{ou} \quad dQ = nC \, dT$$

Où:

m : La masse de la matière du système.

n : Le nombre de moles du système.

C: La capacité calorifique massique ou molaire de la matière exprimée respectivement en  $[J \cdot Kg^{-1} \cdot K^{-1}]$  ou  $[J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}]$ . Elle peut être à pression constante ( $C_p$ ) ou à volume constant ( $C_v$ ).

- Pour une transformation finie :

La chaleur Q échangée lors d'une transformation finie entre l'état (1) et l'état (2) est:

$$Q = \int_1^2 dQ = \int_1^2 m C \, dT = mC \int_1^2 dT = m C (T_2 - T_1) = m C \Delta T$$

Si on considère que la capacité calorifique du système est indépendante de la température. Dans le cas contraire,  $C = f(T)$  on aura:

$$Q = \int_1^2 dQ = \int_1^2 mC \, dT = m \int_1^2 C \, dT$$

- **Chaleur latente**

La quantité de chaleur latente est la chaleur nécessaire pour qu'une quantité de matière puisse changer son état physique à une température constante. Elle est proportionnelle à la quantité de matière (masse ou nombre de moles) et la valeur de la chaleur latente liée à ce changement d'état physique.

$$Q = m.L \quad \text{ou} \quad Q = n.L$$

Pour chaque type de matière, il existe trois types de chaleurs latentes liées aux six changements d'état physiques ( $L_s$ ,  $L_v$  et  $L_f$ ).

Où  $L_s$ ,  $L_v$  ou  $L_f$ : est la chaleur massique ou molaire associée respectivement à une sublimation, vaporisation ou fusion.

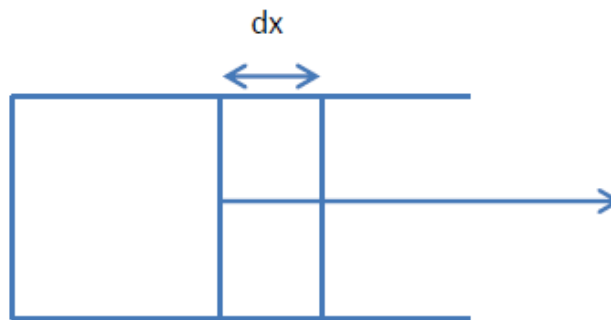
### III.2.5.3. 2. Le travail (W)

Le travail est une autre forme d'énergie (énergie mécanique):

- c'est une énergie exprimée en [J] ou en [cal].

- À l'échelle microscopique; c'est une énergie échangée de façon ordonnée (grâce au déplacement par exemple d'un piston qui imprime une certaine direction aux atomes.
- Ce n'est pas une fonction d'état.

Le travail résulte le plus souvent d'une variation de volume d'un système déformable (non rigide), par exemple le cas du déplacement d'un piston. On parle alors de travail défini par:



**Figure.III.8. Un travail résultant d'un déplacement de piston.**

On définit la pression exercée par une force ( $F$ ) sur la surface ( $S$ ) du piston par:

$$P = \frac{F}{S}$$

Donc le travail exercé sur ce piston est la force ( $F$ ) par un déplacement ( $dx$ ):

$$dW = F \cdot dx = P \cdot S \cdot d = P \cdot S \cdot \frac{dv}{S} = P \cdot dv$$

$$dW = P \cdot dV \text{ en N.m ou J}$$

D'où le travail élémentaire est défini par la relation:

$$dW = - P dV$$

**Remarque:**

- Le signe (-) est imposé par la convention de signe d'énergie.
- Si le piston se déplace vers la droite ( $> 0$ ) et le travail est cédé ou fourni par le système au milieu extérieur donc le travail  $< 0$  (négatif). Si le piston se déplace vers la gauche ( $< 0$ ) et le travail est reçu par le système du milieu extérieur donc le travail  $> 0$  (positif).

Pour une transformation finie entre l'état initial (1) et l'état final, (2) la variation du travail:

$$W_{12} = - \int_1^2 P dV$$

On distingue plusieurs types de transformation, où on peut à chaque fois calculer le travail reçu ou cédé par le système lors de ces évolutions:

a) Pour une transformation isobare ( $P = \text{cste}$ ):

$$W_{12} = \int_1^2 P dV = -P \int_1^2 dV = -P (V_2 - V_1)$$

b) Pour une transformation isotherme ( $T = \text{cste}$ ):

$$W_{12} = - \int_1^2 P dV$$

$P \neq \text{constante}$  : Gaz parfait :  $P.V = n.R.T$

$$\Rightarrow P = \frac{nRT}{V}$$

$$W_{12} = - \int_1^2 nRT \frac{dV}{V} = -nRT \int_1^2 \frac{dV}{V} = -nRT \ln \frac{V_2}{V_1}$$

$$\text{donc : } W_{12} = nRT \ln \frac{V_1}{V_2}$$

On a:  $P_1 V_1 = n R T_1$

$$\rightarrow P_2 V_2 = n R T_2$$

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{V_2}{V_1}$$

Donc :

$$W_{12} = n R T \ln \frac{P_2}{P_1}$$

c) Pour une transformation isochore ( $V = \text{cste}$ )

Pas de variation de volume, donc  $dV = 0$

$$W_{12} = - \int_1^2 P dV = 0$$

**Travaux dirigés N°3****Exercice1**

La capacité calorifique du quartz ( $\text{SiO}_2$ ) à 100 kPa entre 298 K et 848 K est donnée par l'équation :  $CP = 46.98 + 34.33 \cdot 10^{-3} T - 11.3 \cdot 10^5 T^{-2}$  (J/mol.K).

-Quelle est la quantité de chaleur nécessaire pour porter 1000 kg de quartz de 300 K à 700 K sous 100 kPa de pression  $Si = 28$ ?

**Exercice2**

Soit un condensateur plan dont les armatures, séparés par l'air, ont une surface  $S$  et sont écartées à une distance  $e$ .

- On introduit parallèlement à ces armatures une plaque métallique d'épaisseur  $d$ .
- Que devient la capacité du conducteur considéré.

**Exercice3**

Un courant de 10 A circule dans une bobine de 200 spires et de 20 cm de longueur.

- a. Calculer l'excitation  $H$  et l'intensité du champ magnétique  $B$ .
- b. On place une pièce en titane de susceptibilité  $\chi = 1.81 \cdot 10^{-4}$ .

-Quel est l'intensité du champ magnétique induit.

**Exercice4**

Soit un rayon incident dans le plan perpendiculaire à deux miroirs plans faisant un angle  $\alpha$ .

1- Quel est l'angle de réflexion du rayon à la sortie du système si ce dernier arrive avec une incidence  $i$ ?

2- Déterminer l'angle de déviation  $\beta$  (entre le rayon incident et le deuxième rayon réfléchi) en fonction de  $\alpha$ . On donne:  $\alpha = 60^\circ$ ,  $i = 45^\circ$ .

**Exercice5**

Soit une mole d'un gaz occupant un volume  $V_m$  sous la pression  $P$  et à la température  $T$ .

1-On suppose que ces grandeurs sont liées par l'équation :  $(P + \frac{a}{V_m^2})(V_m - b) = RT$

ou a, b et R sont des constantes. Utiliser les propriétés d'intensivité ou d'extensivité des grandeurs pour établir l'équation correspondante relative à n moles.

## Références Bibliographiques

---

1. J. J. Rousseau, A. Gibaud, Cristallographie géométrique et radio-cristallographie, 3<sup>ème</sup> édition, Dunod, 2007.
2. A. H. Cottrell, Theoretical Structural Metallurgy, Edward Arnold (Publishers) LTD, London, Second Edition, 1955.
3. C. Kittel, Introduction à la physique de l'état solide, Dunod université, 1972.
4. J. Bénard, A. Michel, J. Philibert et J. Talbot, Métallurgie générale, 2<sup>ème</sup> édition, Masson, 1984.
5. N.W. Ashcroft, N.D. Mermin, Physique des solides, Traduit par F. Biet et H. Kachkachi, EDP Sciences, 2002.
6. E. Mooser, Introduction à la physique des solides, Première édition, Presses polytechniques et universitaires romandes, CH-1015 Lausanne, 1993.
7. M. V. Meerssche, Introduction à la cristallographie et à la chimie structurale, Université de Louvain, 3<sup>ème</sup> édition, 1984.
8. J. J. Rousseau, Cristallographie géométrique et radiocristallographie, Université du Maine, Masson, Paris, 1995.
9. J. F. Nye, Propriétés physiques des cristaux, Université de Bristol, DUNOD, Paris 1961.
10. L. Azaroff, M. J. Buerger, The powder method in x-ray crystallography, Mc Graw-Hill, New-York ,1958.
11. A. Guinier, Théorie et technique de la radiocristallographie, Dunod, Paris, 1964.
12. A. Belfar, Polycopie Cours et Exercices de cristallographie, Université des Sciences et de la Technologie d'oran, 2015.
13. D. François, A. Pineau, A. Zaoui, élasticité et plasticité. Vol 2, mécanique du contact. Paris, Hermès, 1992.
14. J. M. Haudin, F. Montheillet, Notions fondamentales sur les matériaux – Déformation plastique et essais mécaniques, SNPMD Editeur, Paris, 1989.
15. R. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands, M. Bloch, G. Delacôte, Le Cours de physique de Feynman: Electromagnétisme, Tome 1, Addison Wesley, seconde édition, 1994.

## Références Bibliographiques

---

16. R. Feynman, R. B. Leighton, M.Sands, M. Bloch, G.Delacôte, Le Cours de physique de Feynman: Electromagnétisme, Tome 2, Addison Wesley, seconde édition, 1994.

17. B. C. Herbert, Thermodynamics and introduction to Thermostatitics, Second Edition, 1985.

## **Intitulé du Master : Physique Appliquée**

**Semestre : 1**

**Intitulé de l'UE : Unité Fondamentale UEF3**

**Intitulé de la matière : Propriétés physiques des Matériaux**

**Crédits : 6**

**Coefficients : 3**

### **Objectifs de l'enseignement**

L'objectif visé à travers l'enseignement de cette matière est d'inculquer à l'étudiant la notion des défauts cristallins (écarts par rapport au solide parfait) afin de lui fournir les outils nécessaires pour meilleure compréhension des propriétés mécaniques et électroniques des matériaux.

**Connaissances préalables recommandées** descriptif succinct des connaissances requises pour pouvoir suivre cet enseignement

- Structure de la matière
- Mécanique analytique
- Cristallographie

### **Contenu de la matière**

#### **Chapitre I: Structure des solides**

- 1- Les classes des matériaux.
- 2- Organisation des solides.
- 3- Etats amorphes et cristallins.
- 4- Eléments de cristallographie.
- 5- Radiocristallographie.
- 6- Défauts cristallins
- 7- Diffusion atomique.

#### **Chapitre II: Mécanismes de déformation**

- 1- Tenseurs de contraintes et de déformations élastiques
- 2- Plasticité
- 3- Maclage
- 4- Glissements
- 5- Mouvement et interaction des dislocations

#### **Chapitre III: Propriétés électroniques des matériaux**

- 1- Propriétés thermiques
- 2- Propriétés électriques
- 3- Propriétés magnétiques



- 4- Propriétés optiques
- 5- Propriétés thermodynamiques

**Mode d'évaluation :**

Participation: cours et Td : 10%

Micro-interrogations: 15 %

Contrôles continus: 25%

Examen final: 50%

**Références** (Livres et photocopiés, sites internet, etc.).

Livres recommandés:

- 1- Dislocations in solides. Edited by F.R.N.NABARRO School of Physics  
University of the Witwatersrand Johannesburg, South Africa and J.P. HIRTH  
Herford, AZ, USA 2004 Amsterdam.
- 2- Theory of dislocations second Edition John Price Hirth Department of  
Metallurgical Engineering, the Ohio State University Jens Lothe Institute of  
Physics, Oslo.