

**République Algérienne Démocratique et Populaire**  
**Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique**  
**Université Dr. Tahar Moulay de Saida**  
**Faculté de Technologie**

**Département d'Electronique**

**Polycopié intitulé**

**Optoélectronique : Composants pour  
télécommunication optique  
Cours et exercices**

**Présenté par**

**Dr. Ameer DAHANI**

**Maître de conférences en Electronique**

**Novembre 2016**

## *Avant-propos*

Ce polycopié pédagogique est principalement destiné aux étudiants des cycles universitaires LMD licence et master ainsi qu'aux élèves ingénieurs, dans le domaine de la physique des semiconducteurs et des composants optoélectroniques et leur application en télécommunication optique. C'est aussi un support de base pour les jeunes chercheurs.

L'étude du fonctionnement des différents types de composants optoélectroniques passe par une maîtrise préalable des phénomènes physiques régissant les propriétés des électrons dans les semiconducteurs. En outre, les composants optoélectroniques modernes faisant appel à des structures complexes de couches minces de matériaux différents, nous devons définir les grandeurs physiques qui, dans ces composants, permettent de caractériser le comportement des électrons dans ces matériaux. Ces études font l'objet de ce cours pédagogique.

# ***Table des matières***

***Liste des symboles (9)***

***Introduction (15)***

***Chapitre I : Semi-conducteurs intrinsèques et extrinsèques (17)***

I-1. Introduction (17)

I.2-Bandes d'énergie (17)

I.3- Isolant, semi-conducteur, conducteur (18)

I.3-1-Structure de l'état solide (20)

I.3-2- Système cristallin et réseau cristallin (20)

I.3.2.1-Quelques propriétés (20)

I.3.2.1.1- Cristal cubique (20)

I.3.2.2-Semi-conducteurs intrinsèques (21)

I.3.2.3-Semi-conducteurs extrinsèques (25)

I.3.2.3.1- Semi-conducteurs de type P (25)

I.3.2.3.2-Semi-conducteurs de type N (27)

I.3.2.4-Exercices (28)

I.3.2.4.1- Semi-conducteur intrinsèque (28)

I.3.2.4.2-Semi-conducteur extrinsèque (30)

***Chapitre II : Jonction PN abrupte à l'équilibre thermodynamique et Jonction abrupte alimentée en courant (33)***

II.A- Jonction abrupte à l'équilibre thermodynamique (33)

II.A-1 Définition (33)

II.A-2 Calcul de la largeur de la barrière de potentiel (33)

II.A-3 Calcul de la hauteur de la barrière de potentiel (40)

II.B- Jonction abrupte alimentée en courant (44)

II.B.1-Densité de courant (44)

II.B.2-Polarisation continue inverse (49)

II.B.3-Polarisation continue directe (50)

II.B.4-Caractéristique courant-tension (51)

II.B.5- Polarisation alternative directe, capacité de diffusion (51)

***Chapitre III : Introduction à la télécommunication optique  
- rappels des lois de l'optique géométrique- (57)***

III.1- Introduction (57)

III.2-Synoptique général d'un système de télécommunications (58)

III.3-Rappels des lois fondamentales de l'optique géométrique (58)

III.4-Les fondements de l'optique géométrique (65)

III.5-Les lois de Snell-Descartes (66)

III.5.1- Les lois de la réflexion (66)

III.5.2-Les lois de la réfraction (67)

III.5.2.1-Angle de réfraction limite (67)

#### **Chapitre IV : Interaction lumière semi-conducteur (69)**

VI.1- Introduction (69)

VI.2- Interaction rayonnement – semiconducteur (69)

VI.2.1- Photons et électrons (69)

VI.2.2-Interaction électron-photon - Transitions radiatives (74)

#### **Chapitre V : Emetteurs de lumière (diode électroluminescente LED, diode laser) (79)**

V-A diode électroluminescente LED (79)

V.A.1- Introduction – définition (79)

V.A.2- Historique des LED pour l'éclairage (80)

V.A.3-Mécanisme d'émission (81)

V.A.3.1-Electroluminescence (81)

V.A.3.2-Jonction P.N (82)

V.A.4-Techniques de fabrication (84)

V.A.5-Différents types de LED (84)

V.A.6-Caractéristiques des LEDs (86)

V.A.6.1-Caractéristiques optiques (86)

V.A.6.1.a-Longueur d'onde du pic d'émission (86)

V.A.6.1.b-Spectre ou largeur spectrale à mi-intensité (86)

V.A.6.1.c-Diagramme de rayonnement (88)

V.A.6.1.d-Angle d'émission à mi-intensité (88)

V.A.6.1.e-Intensité lumineuse (88)

V.A.6.2-Caractéristiques électriques (89)

V.A.6.2.a-Point de fonctionnement et tension direct (89)

V.A.6.2.b-Tension inverse ( $V_R$ ) (89)

V.A.6.2.c-Courant direct en continu ( $I_F$ ) (90)

V.A.6.2.d-Courant direct de crête ( $I_{FM}$ ) (90)

V.A.6.2.e-Puissance et température de fonctionnement (90)

V.A.6.2.f-Influence de la tension directe (90)

V.A.6.2.g-Influence du courant  $I_F$  sur l'intensité lumineuse (91)

V.A.6.2.h-Influence de l'intensité lumineuse sur la température (91)

V.A.6.2.i-Décalage des coordonnées de chromaticité (91)

V. B-Diode laser (92)

V.B.1-Introduction (92)

V.B.1.1-Quelques dates (92)

V.B.1.2-Un laser, pour quoi faire ? (93)

V.B.1.3-Un laser, c'est quoi ? (95)

V.B.2-Les mécanismes mis en jeu : émission, absorption, pompage (97)

V. B. 2. 1-Introduction (97)

V.B.2.2-Description des mécanismes d'émission-absorption (97)

V.B.2.3-Les compétitions entre les 3 mécanismes (98)

V.B.2.4-Inversion de population et pompage (99)	
V.B.2.5-Les systèmes spectroscopiques qui "marchent" pour faire un laser (99)	
V.B.3-Le rôle de la cavité (103)	
V.B.3.1-Introduction (103)	
V.B.3.2-Qualité spatiale du faisceau laser en sortie (104)	
V.B.3.3-Conclusion (108)	
V.B.3.4-Spectre d'un oscillateur laser (108)	
V.B.3.4.1-Conclusion (110)	
V.B.3.5-Conditions sur la cavité (110)	
V.B.3.5.1-Introduction (110)	
V.B.3.5.2-Condition sur le gain (110)	
V.B.3.5.3-Conclusion (112)	
V.B.3.5.4-Condition sur la fréquence (112)	
V.B.4-Les différents régimes de fonctionnement temporels (114)	
V.B.4.1-Introduction (114)	
V.B.4.2-Le régime déclenché (115)	
V.B.4.3-La synchronisation des modes en phase (117)	
V.B.4.4-Les autres régimes temporels (120)	
V.B.5-Les différents types de laser (120)	
V.B.5.1-Introduction (120)	
V.B.5.2-Les lasers à gaz (121)	
V.B.5.3-Les lasers à colorant (121)	
V.B.5.4-Les lasers à solide (122)	
V.B.5.4.1-Introduction (122)	
V.B.5.4.2-Les diodes laser (122)	
V.B.5.4.3-Les lasers solides autres (122)	
V.B.6-Etude de cas: Laser Nd : YAG pompé par diode (125)	
V.B.6.1-Introduction (125)	
V.B.6.2-Spectroscopie de l'ion néodyme (125)	
V.B.6.2.1-Présentation des niveaux d'énergie (125)	
V.B.6.2.2-Peuplement des "niveaux du bas" à température ambiante (127)	
V.B.6.2.3-Le système fonctionnant à 1064 nm pompé par diode à 808 nm (127)	
V.B.6.3-Le milieu amplificateur pompé par diode (128)	
V.B.6.3.1-Description expérimentale (128)	
V.B.6.4-La mise en cavité du cristal de Nd :YAG (129)	
V.B.6.4.1-Introduction (129)	
V.B.6.4.2-Puissance de pompe au seuil (130)	
V.B.6.4.2.1-Transmission du miroir de sortie (130)	
V.B.6.4.2.2-Puissance de pompe au seuil d'oscillation (131)	
V.B.6.4.2.3-Pourquoi faire des faisceaux si petits ? (131)	
V.B.6.4.3-Sélection de la transition laser à 1064 nm, choix des miroirs diélectriques (132)	
V.B.6.4.4-Choix du rayon de courbure du miroir, mode laser dans la cavité (133)	
V.B.6.5-Mise en œuvre du laser (134)	
V.B.6.5.1-La diode laser pour le pompage (134)	

- V.B.6.5.2-Le laser Nd :YAG (135)
- V.B.6.6-Puissance de sortie (137)
- V.B.6.6.1-Allure du grain (137)
- V.B.6.6.2-Expression de la puissance de sortie (137)
- V.B.6.6.3-Application numérique (140)
- V.B.6.7-Exercices (141)

## ***Chapitre VI : Fibre optique (145)***

- VI.I-Introduction (145)
  - VI.I.1-Généralités (145)
  - VI.I.2-Spectre de la lumière (146)
- VI.II-Constitution physique de la fibre (148)
- VI.III- Principes physiques (148)
  - VI.III.1-Ouverture numérique d'une fibre optique (150)
    - VI.III.1.1-Vitesse de groupe de l'onde (150)
    - VI.III.1.2-Différence relative des indices de réfraction  $\Delta$  (donnée fabricant) (151)
    - VI.III.1.3-Paramètre de dispersion intermodale (151)
  - VI.III.2-Produit Bande Passante par Longueur (151)
  - VI.III.3-Dispersion intermodale (151)
  - VI.III.4-Atténuation linéique (152)
- VI.IV-Les 2 modes de transmission du signal optique (154)
- VI.V-Les différents types de fibres optiques (154)
  - VI.V.1-Les fibres optiques multimodes (154)
    - VI.V.1.a-Les fibres optiques multimodes à saut d'indice (154)
    - VI.V.1.b-Les fibres optiques multimodes à gradient d'indice (156)
  - VI.V.2-Les fibres monomodes (157)
  - VI.V.3-Bilan général des différentes fibres étudiées (157)
  - VI.V.4-Dispersion multimode des différentes fibres (158)
- VI.VI-Les avantages et les inconvénients de la fibre optique (159)
  - VI.VI.1-Les avantages (159)
  - VI.VI.2-Les inconvénients (159)
  - VI.VI.3- Exercices (160)

## ***Chapitre VII : Détecteurs de lumière (photodiode, PIN) (167)***

- VII.A-Photodiode (167)
  - VII.A.I-Définition (167)
  - VII.A.II-Généralités (167)
  - VII.A.III-Fonctionnement (168)
    - VII.A.III.1-Calcul du photocourant (170)
    - VII.A.III.2-Courant de diffusion de trous en  $x=x_n$  (région 3) et de diffusion des électrons en  $x=x_p$  (région 1) (173)
  - VII.A.IV-Caractéristiques électriques (174)
  - VII.A.V- Optimisation (175)
- VII.B-Photodiode PIN (176)

VII.B.I-Définition	(176)
VII.B.II-Historique	(176)
VII.B.III-Principe	(177)
VII.B.IV-Limitations en fréquence	(178)
VII.B.V-Fabrication	(179)
VII.B.VI-Applications	(180)

***Bibliographie (183)***

## *Liste des symboles*

a	constante du réseau cristallin (nm)
BC	Bande de conduction
BV	Bande de valence
BP	Bande Passante (Hz)
B	induction magnétique (tesla)
c	vitesse de la lumière dans le vide (m/s)
$C_d$	capacité de diffusion (F)
$C_j$	capacitance de la jonction (F)
$D_n$	constante de diffusion des électrons ( $m^2/s$ )
$D_p$	constante de diffusion des trous ( $m^2/s$ )
E	champ électrique (V/m)
E	énergie électronique (eV)
$E_c$	énergie dans la bande de conduction (eV)
$E_c$	énergie cinétique (eV)
$E_{cN}$	énergie dans la bande de conduction du semiconduteur type N (eV)
$E_{cP}$	énergie dans la bande de conduction du semiconduteur type P (eV)
$E_F$	énergie de Fermi (eV)
$E_{Fn}$	énergie de Fermi d'un semiconduteur type N (eV)
$E_{Fp}$	énergie de Fermi d'un semiconduteur type P (eV)
$E_{Fi}$	énergie de Fermi d'un semiconduteur intrinsèque (eV)
$E_g$	énergie de la bande interdite (gap) (eV)
$E_p$	énergie du photon (eV)
$E_v$	énergie dans la bande de valence (eV)
$f_c$	fréquence de coupure (Hz)
F	force électrique (CV/m)
f(E)	distribution de Fermi
$g_d$	conductance de diffusion
$G_+$	gain effectif dans le sens positif (aller)
$G_-$	gain effectif dans le sens négatif (retour)
(hkl)	indices de Miller
h	constante de Boltzmann ( $J \cdot s$ )
$\frac{h}{2}$	constante de Boltzmann divisée par 2_ $J \cdot s$

H	champ magnétique (A/m)
i(t)	courant (A)
I <sub>F</sub>	courant direct en continu (A)
I <sub>FM</sub>	courant direct de crête (A)
I <sub>Ph</sub>	photocourant (A)
I <sub>s</sub>	courant de saturation (A)
J	densité de courant totale (A/m <sup>2</sup> )
J <sub>n</sub>	densité de courant dû aux électrons (A/m <sup>2</sup> )
J <sub>nc</sub>	densité de courant dû aux électrons de conduction (A/m <sup>2</sup> )
J <sub>nd</sub>	densité de courant dû aux électrons de diffusion (A/m <sup>2</sup> )
J <sub>ndiff</sub>	densité de courant de diffusion des photoélectrons de la région P (A/m <sup>2</sup> )
J <sub>pdiff</sub>	densité de courant de diffusion des phototrous de la région N (A/m <sup>2</sup> )
J <sub>g</sub>	densité de courant de photogénération dans W (A/m <sup>2</sup> )
J <sub>gn</sub>	courant de génération de photoélectrons entre x <sub>p</sub> et x dans W (A/m <sup>2</sup> )
J <sub>gp</sub>	courant de génération de phototrous entre x et x <sub>n</sub> dans W (A/m <sup>2</sup> )
J <sub>p</sub>	densité de courant dû aux électrons (A/m <sup>2</sup> )
J <sub>pc</sub>	densité de courant dû aux trous de conduction (A/m <sup>2</sup> )
J <sub>pd</sub>	densité de courant dû aux trous de diffusion (A/m <sup>2</sup> )
J <sub>s</sub>	densité de courant saturation (due aux porteurs minoritaires (A/m <sup>2</sup> ))
k	constante de Boltzmann (J/K)
K	vecteur d'onde (J/K)
L	longueur optique d'un tour de cavité
L <sub>n</sub>	longueur de diffusion des électrons (m)
L <sub>p</sub>	longueur de diffusion des trous (m)
LAN	local area network (réseau local)
MAN	metropolitan area network (réseau métropolitain)
LED	Light emitting diode (diode électroluminescente)
m <sub>0</sub>	masse de l'électron au repos (kg)
m <sub>c</sub>	masse effective des électrons dans la bande de conduction (kg)
m <sub>v</sub>	masse effective des trous dans la bande de conduction (kg)
n	concentration d'électrons (cm <sup>-3</sup> )
n <sub>P</sub>	concentration d'électrons dans un matériau dopé P (cm <sup>-3</sup> )
n <sub>N</sub>	concentration d'électrons dans un matériau dopé N (cm <sup>-3</sup> )
n	indice de réfraction

$n_0$	indice de réfraction dans le cide
$n_i$	concentration intrinsèque ( $\text{cm}^{-3}$ )
$n_{p0}$	densité d'électrons dans un matériau dopé P pour une jonction non alimentée ( $\text{cm}^{-3}$ )
$N(E)$	densité d'états ( $\text{m}^{-3} \cdot \text{J}^{-1}$ )
$N_c(E)$	densité effectives d'états dans la bande de conduction ( $\text{m}^{-3} \cdot \text{J}^{-1}$ )
$N_v(E)$	densité effectives d'états dans la bande de valence ( $\text{m}^{-3} \cdot \text{J}^{-1}$ )
$N_A$	concentration d'accepteurs ( $\text{cm}^{-3}$ )
$N_D$	concentration de donneurs ( $\text{cm}^{-3}$ )
O.N	ouverture numérique fibre optique
$p$	concentration de trous ( $\text{cm}^{-3}$ )
$P$	quantité de mouvement ( $\text{kg.m/s}$ )
$P_{AR}$	puissance après un aller-retour du faisceau laser (W)
$P_e$	puissance d'entrée (W)
$P_s$	puissance de sortie (W)
$p_n$	concentration de trous dans un matériau dopé N ( $\text{cm}^{-3}$ )
$p_{n0}$	densité de trous dans un matériau dopé P pou une jonction non alimentée ( $\text{cm}^{-3}$ )
$p_p$	densité de trous dans un matériau dopé P ( $\text{cm}^{-3}$ )
PIN	photodiode (zone P et zone N séparées par un région intrinsèque)
$q$	charge électrique (C)
$R$	résistance ( $\Omega$ )
$R_{sh}$	résistance shunt ( $\Omega$ )
$R_s$	résistance interne (résistance substrat) ( $\Omega$ )
$S$	sensibilité spectrale
$t$	temps (s)
$T$	température (K)
$T$	période temporette (s)
$V$	tension de polarisation extérieure (v)
$V$	vitesse de propagation de l'onde (m/s)
$V_g$	vitesse de groupe (m/s)
$V_a$	tension d'alimentation (v)
$V_d$	tension de diffusion (v)
$V_{Ph}$	photovoltage (v)
$V_R$	tension de polarisation inverse (v)

$V_T$	tension thermodynamique (v)
$V_\Omega$	chute de la tension due à la résistance ohmique (v)
$V_{off}$	tension de seuil en polarisation directe (v)
$W$	épaisseur totale de la zone de déplétion (m)
$X_n$	épaisseur de la zone de déplétion dans le matériau dopé (nm)
$X_p$	épaisseur de la zone de déplétion dans le matériau dopé (nm)
YAG :Ce	Yttrium aluminum garnet dopé au cérium
Nd :YAG	YAG dopé au néodyme
Yb :YAG	YAG dopé a ytterbium
ZCE	zone de charges d'espace
$\alpha(v)$	coefficient d'absorption $\text{cm}^{-1}$
$\alpha_{db/Km}$	atténuation linéique
$\beta$	facteur d'idéalité d'une diode
$\beta$	gain de courant
$\delta_n$	concentration d'électrons excédentaires ( $\text{cm}^{-3}$ )
$\delta_p$	concentration de trous excédentaires ( $\text{cm}^{-3}$ )
$\Delta$	différence relative de réfraction
$\Delta t$	intervalle de temps (s)
$\Delta T$	écart de température (K)
$\varepsilon$	permittivité du milieu (F/m)
$\varepsilon_0$	permittivité du vide (F/m)
$\varepsilon_r$	permittivité relative
$\eta$	rendement
$\Phi$	puissance (flux) (W)
$\phi$	potentiel électrostatique (v)
$\phi_P$	potentiel électrostatique coté P (v)
$\phi_N$	potentiel électrostatique coté N (v)
$\lambda$	longueur d'onde (optique) ( $\mu\text{m}$ )
$\lambda_0$	longueur d'onde dans le vide ( $\mu\text{m}$ )
$\mu$	perméabilité magnétique du milieu ( $\text{Hm}^{-1}$ )
$\mu_0$	perméabilité magnétique du vide ( $\text{Hm}^{-1}$ )
$\mu_r$	perméabilité magnétique relative ( $\text{Hm}^{-1}$ )
$\mu_n$	mobilité des électrons ( $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ )

$\mu_p$	mobilité des trous ( $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ )
$\nu$	fréquence (optique) (Hz)
$\rho$	densité de charge électrique ( $\text{C}/\text{m}^3$ )
$\rho_{\text{ph}}$	photosensibilité
$\sigma$	conductivité électrique (S/m)
$\sigma_n$	conductivité électrique due aux électrons (S/m)
$\sigma_p$	conductivité électrique due aux trous (S/m)
$\tau_n$	temps de recombinaison des électrons (s)
$\tau_p$	temps de recombinaison des trous (s)
$\omega$	pulsation (rad/s)
$\Omega$	angle solide (sr)
$\Lambda$	angle de réfraction limite (sr)

# *Introduction*

Le déploiement mondial des télécommunications optiques à longues distances et à hauts débits a été un des faits majeurs des dernières décennies. Historiquement, les solutions optiques se sont imposées par rapport aux solutions électriques lorsque les pertes essentiellement liées à la résistivité du cuivre et à l'augmentation des débits de transmission sont devenues trop élevées.

Actuellement, les communications optiques résolvent la plupart des problèmes liés aux goulots d'étranglement des interconnexions et des limitations en vitesse de l'électronique, en offrant une très grande bande passante, une grande immunité au bruit, une réduction de la puissance dissipée et de la diaphonie.

L'objectif de ce cours est double :

- Fournir aux étudiants généralistes les connaissances de base fondamentales sur les principaux composants de l'optoélectronique.
- Acquérir des connaissances dans le domaine de l'optoélectronique pour être capable, à partir des propriétés intrinsèques des dispositifs optoélectroniques, de concevoir un système par un choix optimal des composants optoélectroniques et d'établir un bilan de liaison.

Afin d'aboutir à cet objectif, ce cours est organisé de la manière suivante. Un premier chapitre consacré aux matériaux de base, les semiconducteurs intrinsèques et extrinsèques. La jonction PN, qui résulte de la juxtaposition dans un même semiconducteur de deux régions de types différents, constitue une structure de base dont l'étude est développée dans le chapitre 2. Une introduction à la télécommunication optique avec des rappels des lois de l'optique géométrique sont donnés au chapitre 3. Une étude des différents phénomènes qui régissent l'interaction de la lumière avec le semi-conducteur est présentée dans le chapitre 4. L'étude détaillée des émetteurs de lumière tels la diode électroluminescente LED et la diode laser est donnée au chapitre 5. Dans le chapitre 6, on traite la fibre optique comme canal de transmission moderne nécessaire pour véhiculer le signal optique. Les détecteurs de lumière (photodiode, PIN) responsables de la conversion du signal optique en un signal électrique font l'objet de l'étude détaillée du dernier chapitre.



# *Chapitre I*

## *Semi-conducteurs intrinsèques et extrinsèques*

### **I.1-Introduction**

La recherche sur les matériaux semi-conducteurs a commencée au début du 19ème siècle. Au fil des années de nombreux semi-conducteurs ont été étudiés. Parmi les plus célèbres, nous trouvons le silicium Si et le germanium Ge de la colonne IV du tableau périodique. Ces deux semi-conducteurs sont composés d'atomes identiques, mais d'autres, comme l'arséniure de gallium GaAs (III-V) sont composés d'atome d'éléments différents : Ga (III) et As (V). La composition de semi-conducteurs permet d'accéder à des propriétés électriques et optiques que n'ont pas les semi-conducteurs purs.

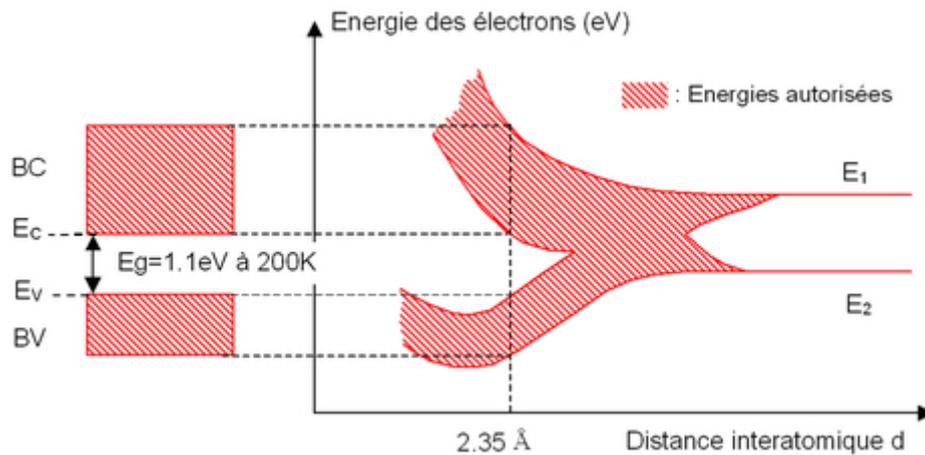
Avant l'invention du transistor bipolaire en 1947, les semi-conducteurs sont présents dans seulement deux dispositifs électroniques que sont les photodiodes et les redresseurs. Dans les années 1950, le germanium est le plus utilisé. Cependant, il ne peut pas être employé dans les applications nécessitant une faible consommation de courant et/ou soumises à de hautes températures. Le silicium, d'un coût moins élevé et permettant des applications à faibles consommations, sera très utilisé dès 1960.

### **I.2-Bandes d'énergie**

Considérons un atome de silicium Si isolé, les niveaux énergétiques de ses électrons sont discrets (voir le modèle de Bohr pour l'hydrogène). Lorsque l'on rapproche de ce dernier un atome identique, les niveaux énergétiques discrets de ses électrons se scindent en deux sous l'interaction réciproque des deux atomes. Plus généralement, lorsque l'on approche N atomes, les niveaux énergétiques se scindent en N niveaux. Ces N niveaux sont très proches les uns des autres et si la valeur de N est grande, ce qui est le cas pour un cristal, ils forment une bande d'énergie continue. La notion de rapprochement des atomes est donnée par la distance interatomique  $d$ .

A présent considérons des atomes de silicium Si arrangés aux nœuds d'un réseau périodique, mais avec une maille très grande de telle manière que les atomes puissent être considérés comme isolés. Les deux niveaux les plus énergétiques sont repérés par  $E_1$  et  $E_2$ . Rapprochons

homothétiquement les atomes les uns des autres, les états énergétique électronique se scindent et forment deux bandes continues appelées bande de conduction BC et bande de valence BV. La figure 1 montre la formation de ces bandes en fonction de la distance interatomique.



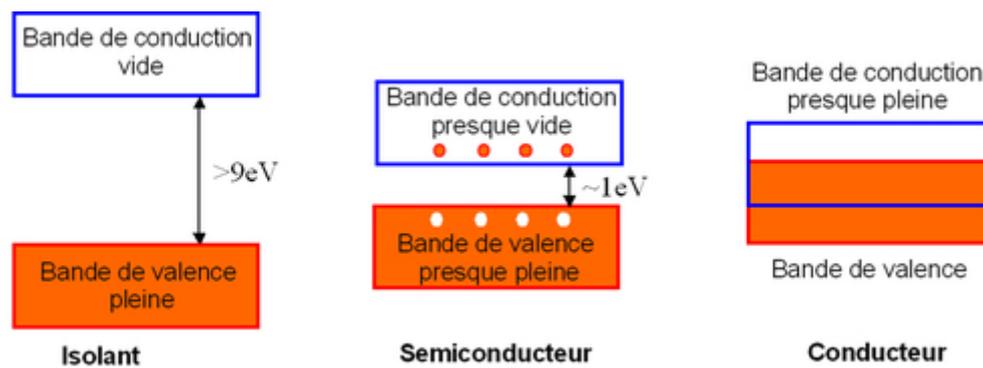
**Fig. I. 1 :** Formation des bandes d'énergie pour les électrons d'atomes de Si arrangés en mailles cristallines de type diamant

Pour les électrons d'un cristal de silicium  $d_0=2.35 \text{ \AA}$ , on constate qu'il existe deux bandes continues d'énergie (BC et BV) et que ces bandes sont séparées par une bande interdite car d'énergie inaccessible aux électrons. Cette région interdite est appelée "gap" et sa largeur  $E_g$  est caractéristique du matériau. Notons que l'énergie du bas de la bande de conduction est notée  $E_C$  et que celle du haut de la bande valence est notée  $E_V$  ainsi nous avons l'égalité  $E_g=E_C-E_V$ . Précisons que les bandes continues d'énergie BC et BV ne sont qu'une représentation des énergies accessibles par les électrons, ceci ne présage en rien de l'occupation effective de ces bandes par ces derniers.

### I.3-Isolant, semi-conducteur, conducteur

Les matériaux solides peuvent être classés en *trois groupes* que sont *les isolants*, *les semi-conducteurs* et *les conducteurs*. On considère comme isolants les matériaux de conductivité  $\sigma < 10^{-8} (\Omega \text{cm})^{-1}$  (diamant  $10^{-14} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ , comme semi-conducteurs les matériaux tels que  $10^{-8} (\Omega \text{cm})^{-1} < \sigma < 10^{-3} (\Omega \text{cm})^{-1}$  (silicium  $10^{-5} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$  à  $10^3 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$  et comme conducteurs les matériaux tels que  $\sigma > 10^{-3} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$  (argent  $10^6 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ ).

Les propriétés électriques d'un matériau sont fonction des populations électroniques des différentes bandes permises. La conduction électrique résulte du déplacement des électrons à l'intérieur de chaque bande. Sous l'action du champ électrique appliqué au matériau l'électron acquiert une énergie cinétique dans le sens opposé au champ électrique. Considérons à présent une bande d'énergie vide, il est évident de par le fait qu'elle ne contient pas d'électrons, elle ne participe pas à la formation d'un courant électrique. Il en est de même pour une bande pleine. En effet, un électron ne peut se déplacer que s'il existe une place libre (un trou) dans sa bande d'énergie. Ainsi, un matériau dont les bandes d'énergie sont vides ou pleines est un isolant. Une telle configuration est obtenue pour des énergies de gap supérieures à  $\sim 9\text{eV}$ , car pour de telles énergies, l'agitation thermique à  $300\text{K}$ , ne peut pas faire passer les électrons de la bande de valence à celle de conduction par cassure de liaisons électronique. Les bandes d'énergie sont ainsi toutes vides ou toutes pleines.



**Fig. I. 2 :** Représentation des bandes d'énergie

Un semi-conducteur est un isolant pour une température de  $0\text{K}$ . Cependant ce type de matériau ayant une énergie de gap plus faible que l'isolant ( $\sim 1\text{eV}$ ), aura de par l'agitation thermique ( $T=300\text{K}$ ), une bande de conduction légèrement peuplée d'électrons et une bande de valence légèrement dépeuplée. Sachant que la conduction est proportionnelle au nombre d'électrons pour une bande d'énergie presque vide et qu'elle est proportionnelle au nombre de trous pour une bande presque pleine, on déduit que la conduction d'un semi-conducteur peut être qualifiée de "mauvaise".

Pour un conducteur, l'interpénétration des bandes de valence et de conduction implique qu'il n'existe pas d'énergie de gap. La bande de conduction est alors partiellement pleine (même aux basses températures) et ainsi la conduction du matériau est "élevée".

### **I.3.1-Structure de l'état solide**

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

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

On distingue essentiellement quatre familles de solides cristallins :

- Les cristaux ioniques, par exemple le  $\text{Na}^+\text{Cl}^-$  où les ions sont liés par attraction coulombienne. Aucun électron n'est libre ce qui rend ces cristaux isolants et très dur (la liaison est très solide).
- Les cristaux covalents (colonne IV : C, Si, Ge, Sn). Les quatre électrons périphériques sont mis en commun avec quatre voisins et établissent des liaisons de valence. Ces liaisons sont moins fortes que les liaisons ioniques et les propriétés des cristaux vont dépendre de la "force" de ces liaisons (C diamant est isolant, Sn est conducteur).
- Les métaux (Li, Na, K, Cu, Ag, Au) conducteurs électriques qui ont un électron libre par atome. Leur température de fusion est moins élevée que celle des cristaux covalents.
- Les cristaux moléculaires.

### **I.3.2-Système cristallin et réseau cristallin**

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

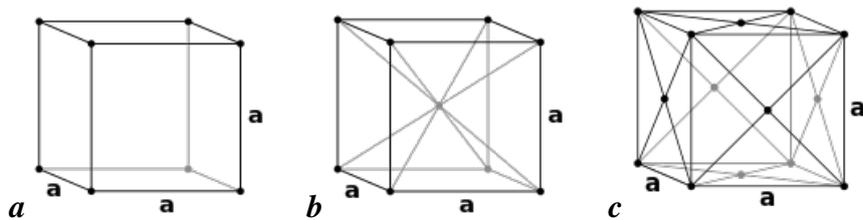
#### **I.3.2.1-Quelques propriétés**

##### **I.3.2.1. 1-Cristal cubique**

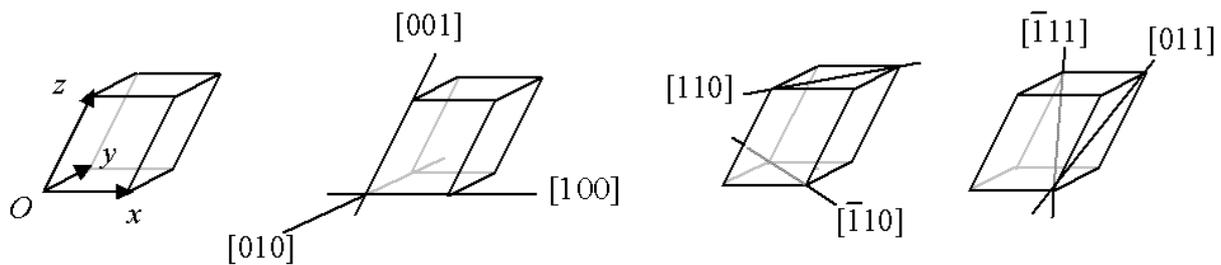
La plupart des semi-conducteurs cristallisent selon un système cubique. Le système cubique comprend trois réseaux différents possibles, selon la disposition des atomes comme l'indique la figure (I.3).

- Cubique simple : les atomes sont aux sommets du cube (figure (I.3.a)).

- Cubique centré : identique au cubique simple mais avec un atome au centre du cube (figure (I.3.b)).
- Cubique face centrée : identique au cubique simple mais avec un atome au centre de chaque face (figure (I.3.c)).



**Fig. I.3 :** a. Cubique simple. b. Cubique centré. c. Cubique face centrée



**Fig. I.4:** Plans cristallographiques.

La figure I.4 représente certains plans cristallographiques repérés par leur "indices de Miller". La direction perpendiculaire au plan  $(h, k, l)$  se note  $[h, k, l]$ .

### I.3.2.2-Semi-conducteurs intrinsèques

Un semi-conducteur intrinsèque est un semi-conducteur non dopé, c'est à dire qu'il contient peu d'impuretés (atomes étrangers) en comparaison avec la quantité de trous et d'électrons générés thermiquement.

Pour mieux appréhender le comportement des semi-conducteurs, nous devons étudier plus en détail les populations d'électrons et de trous dans chacune des bandes de conduction et de valence. Aussi, nous allons réaliser un bilan électronique des semi-conducteurs intrinsèques. Pour ce faire, nous devons introduire la notion de densité d'états énergétique  $N(E)$ . Cette

grandeur, dépendante de l'énergie électronique  $E$ , correspond à la place disponible pour les électrons dans la bande de conduction  $N_C(E)$  et à la place disponible pour les trous dans la bande de valence  $N_V(E)$ . Pour des énergies proches des extrêmes de ces deux bandes, son tracé est parabolique :

$$N_C(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_C}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E - E_C} \quad [\text{cm}^{-3}/\text{eV}]$$

$$N_V(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_V}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E_V - E} \quad [\text{cm}^{-3}/\text{eV}]$$

Où  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  est la constante de Planck normalisée ( $h=6.626.10^{-34}\text{Js}$ ) et  $m_C$  (resp.  $m_V$ ) la masse effective de densité d'états dans la bande de conduction (resp. dans la bande de valence). Pour un semi-conducteur à gap direct,  $m_C$  (resp.  $m_V$ ) vaut la masse effective d'un l'électron  $m_e$  (resp. d'un trou  $m_h$ ) dans le cristal.

Le concept de masse effective introduit dans les expressions précédentes permet de traiter les électrons (et les trous) qui sont dans le cristal des particules quasi-libres, comme des quasi-particules libres. Le semi-conducteur devient alors un gaz d'électrons et de trous spécifiques de par leur masse effective parfois très différente de celle de la particule libre. A titre d'exemple pour le GaAs  $m_C/m_0=0,066$  avec  $m_0=0,911.10^{-30}\text{kg}$  la masse de l'électron libre.

Afin d'obtenir le nombre effectif d'électrons et de trous dans chacune des bandes, la densité d'état ne suffit pas, il faut aussi connaître la probabilité de présence d'un électron sur un niveau d'énergie  $E$ . Cette probabilité est donnée par la fonction de Fermi-Dirac :

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{KT}}}$$

Où  $k=1,38.10^{-23} \text{ JK}^{-1}$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température et  $E_F$  l'énergie de Fermi considérée comme le potentiel chimique en semi-conducteurs.

Il va de soit que la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie  $E$  par un trou est  $1-f(E)$  car l'absence d'un électron implique la présence d'un trou et vice versa.

La densité d'électrons  $n[\text{cm}^{-3}]$  dans la bande de conduction est alors obtenue en sommant sur toute la plage d'énergie couverte par cette bande, la « place » disponible pour les électrons à l'énergie  $E$  pondérée par la probabilité de "trouver" un électron à ce même niveau d'énergie :

$$n(E) = \int_{E_C}^{+\infty} N_C(E) \cdot f(E) dE$$

De même pour la densité des trous  $p [\text{cm}^{-3}]$  dans la bande de valence:

$$p(E) = \int_{-\infty}^{E_V} N_V(E) \cdot (1 - f(E)) dE$$

Pour un semi-conducteur dont le niveau de Fermi  $E_F$  est distant des extrêmes de plus de  $3kT$ , la fonction de Fermi se simplifie sous une forme exponentielle et on obtient pour écriture des densités de porteurs :

$$n = N_C e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}} \quad \text{avec} \quad N_C = \int_{E_C}^{+\infty} N_C(E) \cdot e^{-\frac{E - E_C}{kT}} dE$$

et

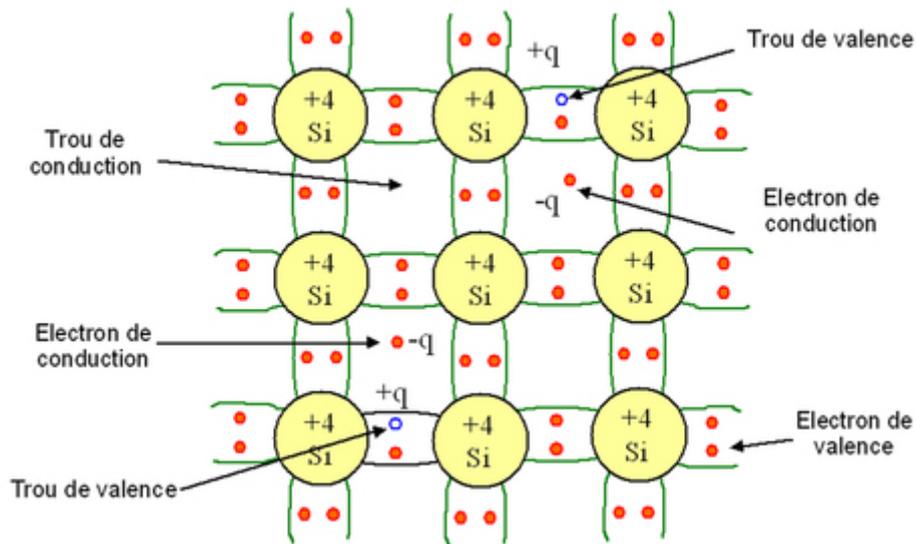
$$p = N_V e^{-\frac{E_F - E_V}{kT}} \quad \text{avec} \quad N_V = \int_{-\infty}^{E_V} N_V(E) \cdot e^{-\frac{E - E_V}{kT}} dE$$

où  $N_C$  et  $N_V$  sont les densités équivalentes (ou effectives) d'états. Elles représentent en quelque sorte le nombre d'états utiles, à la température  $T$ , dans leur bande d'énergie respective.

Remarquons que la relation donnée par le produit des densités de porteurs est indépendante du niveau de Fermi. Elle est donc valable pour les semi-conducteurs intrinsèques mais aussi extrinsèques (cf paragraphe suivant). Notons qu'elle s'apparente à une loi d'action de masse comme celle de l'équilibre d'auto-ionisation de l'eau ( $[\text{H}^+][\text{OH}^-] = K_e$ ).

$$np = n_i^2 \quad \text{avec} \quad n_i = \sqrt{N_C N_V} e^{-\frac{E_C - E_V}{2kT}}$$

Où  $n_i$  sera la densité de porteurs intrinsèques (pour le silicium à 300K,  $n_i = 10^{10} \text{cm}^{-3}$ ).



**Fig. I. 5 :** Représentation schématique des liaisons électroniques pour le semi-conducteur intrinsèque (Si)

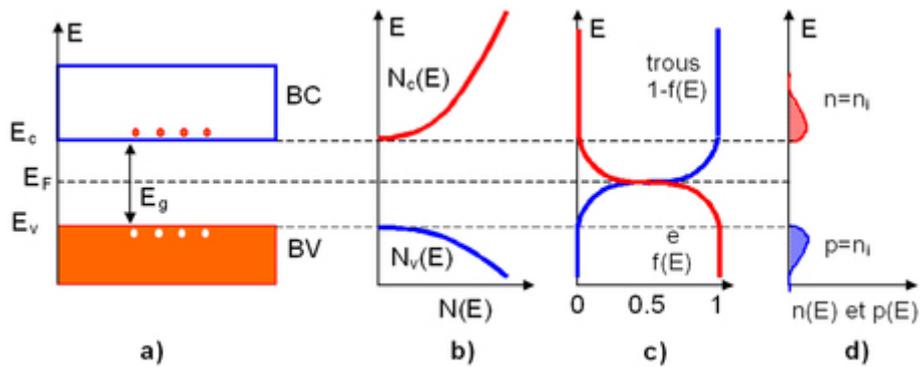
La figure I.5 montre que pour un semi-conducteur intrinsèque (sans impuretés), à chaque électron de la bande de conduction correspond un trou dans la bande de valence. De cette constatation, nous déduisons que les densités d'électrons et de trous sont identiques pour ce type de semi-conducteur.

$$n = p = n_i$$

En remplaçant les densités de porteurs par leurs expressions respectives, l'égalité précédente nous permet de définir le niveau de Fermi pour un semi-conducteur intrinsèque  $E_{Fi}$ . Sachant qu'à température ambiante  $kT$  est très inférieur au gap, ce niveau se trouve très proche du milieu de la bande interdite :

$$E_{Fi} = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{KT}{2} \ln \frac{N_V}{N_C} \cong \frac{E_C + E_V}{2}$$

La figure I.6 donne graphiquement le bilan électronique pour un semi-conducteur intrinsèque.



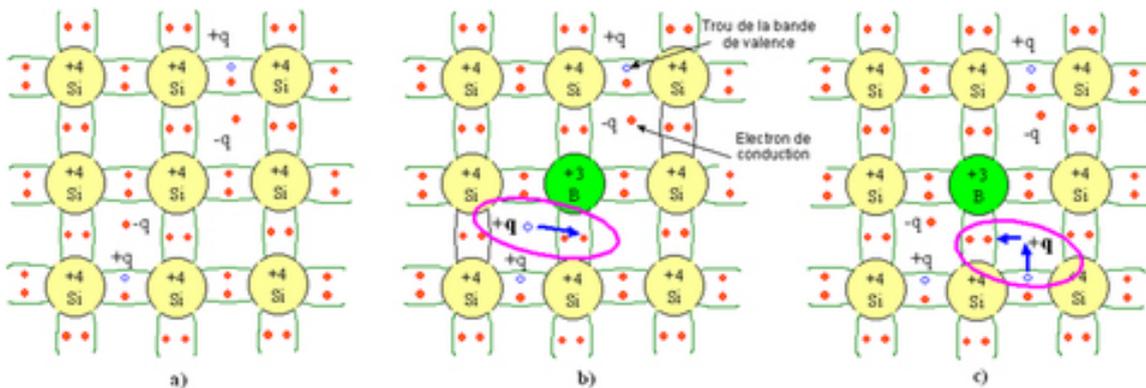
**Fig. I. 6 :** Semi-conducteur intrinsèque. a) Diagramme des bandes d'énergie b) Densités d'états énergétique c) Distributions de Fermi-Dirac d) Densités énergétiques de porteurs (les densités de porteurs n et p correspondent aux surfaces hachurées)

### I.3.2.3-Semi-conducteurs extrinsèques

Un semi-conducteur extrinsèque est un semi-conducteur intrinsèque dopé par des impuretés spécifiques lui conférant des propriétés électriques adaptées aux applications électroniques (diodes, transistors, etc...) et optoélectroniques (émetteurs et récepteurs de lumière, etc...).

#### I.3.2.3.1-Semi-conducteurs de type P

Un semi-conducteur type P est un semi-conducteur intrinsèque (ex : silicium Si) dans lequel on a introduit des impuretés de type accepteurs (ex : Bohr B). Ces impuretés sont ainsi appelées parce qu'elles acceptent un électron de la bande de conduction pour réaliser une liaison avec le cristal semi-conducteur.



**Fig. I. 7 :** Représentation schématique des liaisons électroniques pour le semi-conducteur silicium (Si) dopé P par du Bohr (B). a) Cas du semi-conducteur intrinsèque b) Sur la base de la représentation a),

l'impureté (B) accepte un électron de conduction en baissant la densité d'électrons  $n$  b) Sur la base de la représentation a), l'impureté (B) accepte un électron de valence en augmentant la densité de trous  $p$ .

La figure I. 7 met en évidence qu'un semi-conducteur dopé P a une densité d'électrons  $n$  plus faible et une densité de trous  $p$  plus élevée que le même semi-conducteur pris dans sa configuration intrinsèque. On dit alors que les électrons sont les porteurs minoritaires et les trous, les porteurs majoritaires.

Pour les semi-conducteurs extrinsèques, la densité de dopants est toujours très supérieure à la densité de porteurs intrinsèques  $N_A \gg n_i$ . Dans le cas d'un type P, la densité de trous est donc proche de celle du dopant accepteur  $N_A$ . La relation étant toujours vérifiée, nous obtenons pour les densités de porteurs :

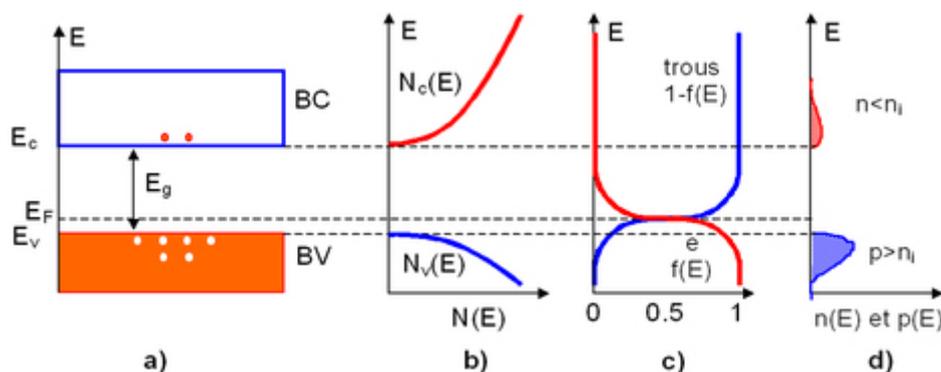
$$n = \frac{n_i^2}{N_A} \quad \text{et} \quad p = N_A$$

Le niveau de Fermi pour un semi-conducteur type P ou potentiel chimique est alors :

$$E_{Fp} = E_V + KT \ln \frac{N_V}{N_A}$$

Ainsi plus la densité d'accepteurs est élevée plus le niveau de Fermi se rapproche de la bande de valence. A la limite si  $N_A = N_V$  le niveau de Fermi entre dans la bande de valence, on dit alors que le semi-conducteur est dégénéré.

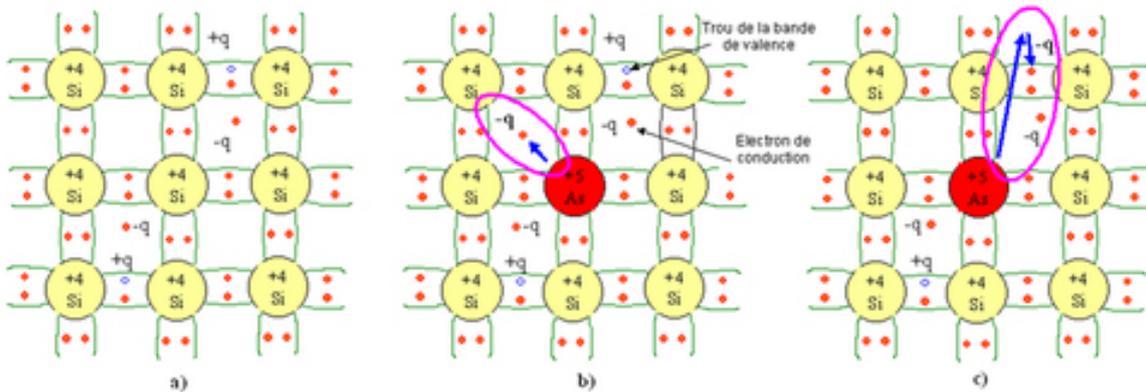
La figure I.8 donne graphiquement le bilan électronique pour un semi-conducteur dopé P.



**Fig. I. 8 :** Semi-conducteur type P. a) Diagramme des bandes d'énergie b) Densités d'états énergétique. c) Distributions de Fermi-Dirac d) Densités énergétiques de porteurs (les densités de porteurs  $n$  et  $p$  correspondent aux surfaces hachurées)

### I.3.2.3.2-Semi-conducteurs de type N

Un semi-conducteur type N est un semi-conducteur intrinsèque (ex : silicium Si) dans lequel on a introduit des impuretés de type donneurs (ex : arsenic As). Ces impuretés sont ainsi appelées parce qu'elles donnent un électron à la bande de conduction pour réaliser une liaison avec le cristal semi-conducteur.



**Fig. I. 9** : Représentation schématique des liaisons électroniques pour le semi-conducteur silicium (Si) dopé P par de l'arsenic (As). a) Cas du semi-conducteur intrinsèque b) Sur la base de la représentation a), l'impureté (As) donne un électron de conduction en augmentant la densité d'électrons n b) Sur la base de la représentation a), l'impureté (As) donne un électron de conduction en baissant la densité de trous p

La figure I. 9 met en évidence qu'un semi-conducteur dopé N a une densité d'électrons n plus élevée et une densité de trous p plus faible que le même semi-conducteur pris dans sa configuration intrinsèque. On dit alors que les électrons sont les porteurs majoritaires et les trous, les porteurs minoritaires.

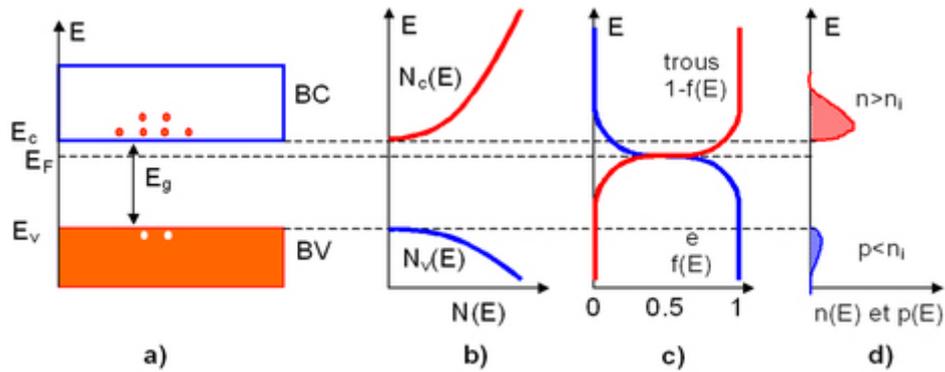
Par analogie avec les semi-conducteurs de type P et en notant  $N_D$  la densité de donneurs, les densités de porteurs pour un semi-conducteur de type N sont :

$$n = N_D \quad \text{et} \quad p = \frac{n_i^2}{N_D}$$

Le niveau de Fermi pour un semi-conducteur type N est alors :

$$E_{F_n} = E_C - KT \ln \frac{N_C}{N_D}$$

Ainsi plus la densité d'accepteurs est élevée plus le niveau de Fermi se rapproche de la bande de conduction. A la limite si  $N_D=N_C$  le niveau de Fermi entre dans la bande de conduction, on dit alors que le semi-conducteur est dégénéré.



**Fig. I. 10** : Semi-conducteur dopé N. a) Diagramme des bandes d'énergie b) Densités d'état énergétique c) Distributions de Fermi-Dirac d) Densités énergétiques de porteurs (les densités de porteurs n et p correspondent aux surfaces hachurées)

### I.3.2.4-Exercices

#### I.3.2.4.1-Semi-conducteur intrinsèque

On considère un semi-conducteur intrinsèque dont les densités équivalentes d'états énergétiques dans la bande de conduction et dans la bande de valence sont notées respectivement  $N_C$  et  $N_V$ .

#### Question1

Rappelez les expressions de la densité d'électron n dans la bande de conduction et la densité de trous p dans la bande de valence.

#### Solution1

Les expressions de n et p sont :

$$n = N_C e^{-\frac{E_C - E_F}{KT}}$$

$$p = N_V e^{-\frac{E_F - E_V}{KT}}$$

### Question2

En déduire l'expression de la densité intrinsèque  $n_i$  et la position du niveau de Fermi intrinsèque  $E_{Fi}$ .

Le semi-conducteur considéré est du silicium de largeur de bande interdite (ou gap)  $E_g=1,1\text{eV}$  et pour lequel  $N_C=2,7.10^{19}\text{cm}^{-3}$  et  $N_V=1,1.10^{19}\text{cm}^{-3}$ .

### Solution2

Pour un semi-conducteur intrinsèque  $n=p=n_i$ . Ainsi la densité intrinsèque de porteurs est :

$$n_i = N_C e^{-\frac{(E_C-E_{Fi})}{KT}} = N_V e^{-\frac{E_{Fi}-E_V}{KT}} \Leftrightarrow n_i = \sqrt{N_C N_V} e^{-\frac{E_C-E_V}{2KT}}$$

Le niveau de Fermi s'obtient en écrivant :

$$\begin{aligned} \frac{n}{p} = 1 &\Leftrightarrow \frac{N_C}{N_V} e^{-\frac{(E_C+E_V-2E_{Fi})}{KT}} = 1 \\ &\Leftrightarrow \frac{-E_C - E_V + 2E_{Fi}}{KT} = \ln \frac{N_V}{N_C} \\ &\Leftrightarrow E_{Fi} = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{KT}{2} \ln \frac{N_V}{N_C} \end{aligned}$$

### Question3

Calculez sa densité intrinsèque et la position du niveau de Fermi à  $27^\circ\text{C}$ ,  $127^\circ\text{C}$  et  $227^\circ\text{C}$ . On rappelle qu'à  $300\text{K}$ ,  $kT=0.026\text{eV}$ , on prendra comme référence énergétique, le haut de la bande de valence ( $E_V=0\text{eV}$ ).

### Solution3

Calcul de la densité de porteurs intrinsèques :

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} e^{-\frac{E_C-E_V}{2KT}}$$

$$n_i = \sqrt{2,7 \times 10^{19} \times 1,1 \times 10^{19}} e^{-\frac{1,1}{2 \times 0,026}} \Leftrightarrow n_i = 1,12 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$$

Calcul du niveau de Fermi avec pour référence une énergie de valence nulle :

$$E_{F_I} = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{KT}{2} \ln \frac{N_V}{N_C}$$

$$E_{F_I} = \frac{1,1}{2} + \frac{0,026}{2} \ln \frac{1,1 \times 10^{19}}{2,7 \times 10^{19}} \Leftrightarrow E_{F_I} = 0.538 \text{ eV}$$

### I.3.2.4.2-Semi-conducteur extrinsèque

Le silicium est dopé avec du phosphore P (groupe V du tableau de Mendeleïev) de concentration  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

#### Question1

Calculez à  $27^\circ\text{C}$ , la densité d'électrons du Si ainsi dopé. En déduire la densité de trous. Quel est le type de semi-conducteur ainsi obtenu ?

#### Solution1

Le phosphore est comme l'arsenic, une impureté de type donneur :  $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

$N_D \gg n_i$  ainsi la densité d'électrons est égale à la densité de donneurs :

$$n = N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

A  $T = 27^\circ\text{C} = 300\text{K}$ , la densité de trous est donnée par :

$$p = \frac{n_i^2}{n} = \frac{n_i^2}{N_D} = \frac{(1,12 \times 10^{10})^2}{10^{18}}$$

$$p = 125 \text{ cm}^{-3}$$

Le semi-conducteur ainsi obtenu est de type N.

#### Question1

Calculez à  $27^\circ\text{C}$  la position du niveau de Fermi  $E_F$  puis donnez une représentation du diagramme de bandes du silicium ainsi dopé.

L'énergie de Fermi peut être déduite de la densité d'électrons comme suit :

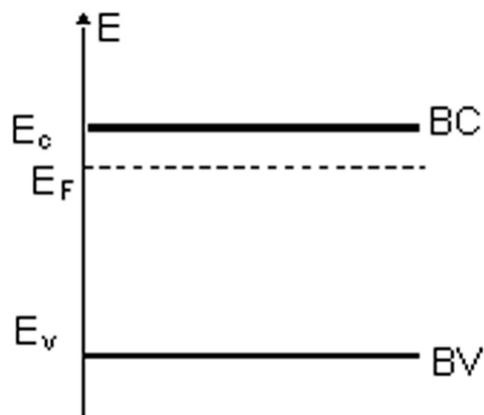
$$n = N_D = N_C e^{-\frac{E_C - E_F}{KT}} \Leftrightarrow N_D = N_C e^{-\frac{E_C - E_{F_I} + E_{F_I} - E_F}{KT}}$$

$$\Leftrightarrow N_D = n_i e^{\frac{E_{F_I} - E_F}{KT}}$$

$$\Leftrightarrow E_F = E_{F_I} + KT \times \ln \frac{N_D}{n_i}$$

$$\Leftrightarrow E_F = 0.538 + 0.026 \times \ln \frac{10^{18}}{1,12 \times 10^{10}}$$

$$\Leftrightarrow E_F = 1,014 \text{ eV}$$



**Fig. I. 11** : Représentation du diagramme de bandes du silicium dopé.



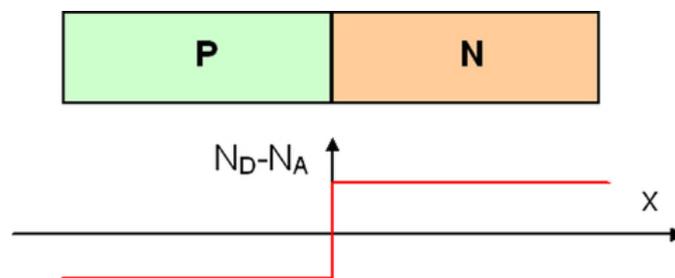
## Chapitre II

### *Jonction PN abrupte à l'équilibre thermodynamique et Jonction abrupte alimentée en courant*

#### II.A- Jonction abrupte à l'équilibre thermodynamique

##### II.A-1 Définition

Une jonction PN est la mise en contact entre un semi-conducteur type N et un semi-conducteur type P issus d'un même cristal. La différence des densités de donneurs et d'accepteurs  $N_D - N_A$  passe « brusquement » d'une valeur négative pour la région P à une valeur positive pour la région N. La loi de variation de cette différence est donnée par deux constantes pour une jonction dite abrupte.

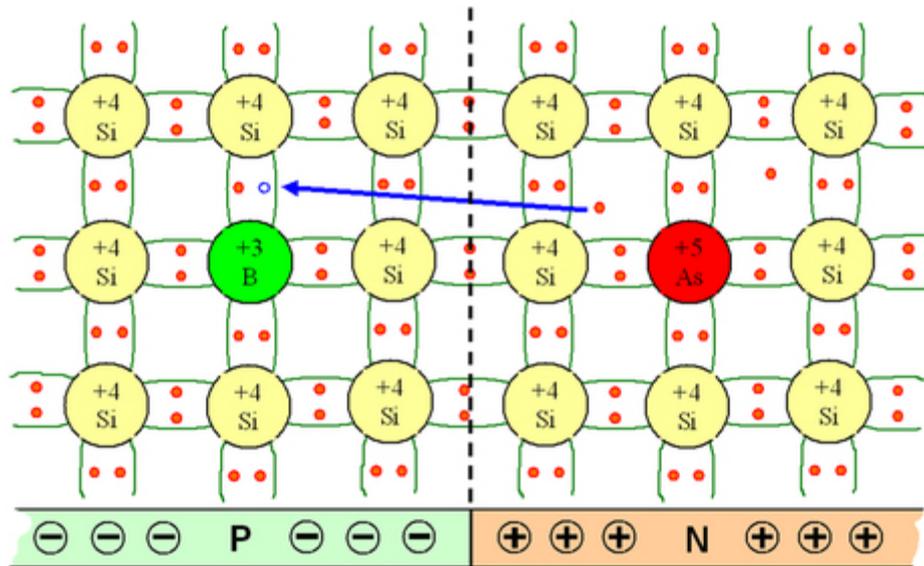


**Fig. II.1 :** Variation de la différence de densités de donneurs et d'accepteurs pour une jonction abrupte

Il existe d'autres types de jonctions comme les jonctions exponentielles, linéaires, etc. Cependant l'étude d'une jonction abrupte étant plus simple et de plus aisément généralisable à une jonction quelconque, nous n'étudierons que ce seul modèle.

La figure II. 2 permet de mieux comprendre l'effet du rapprochement des deux semi-conducteurs sur le bilan électronique de la jonction. Nous observons ainsi qu'à proximité de la jonction les électrons de conduction excédentaires coté N passent du coté P pour se recombiner avec des trous. Ainsi, une charge d'espace statique négative se crée coté P et une charge d'espace statique positive se crée coté N. Le lieu où réside cette charge d'espace est

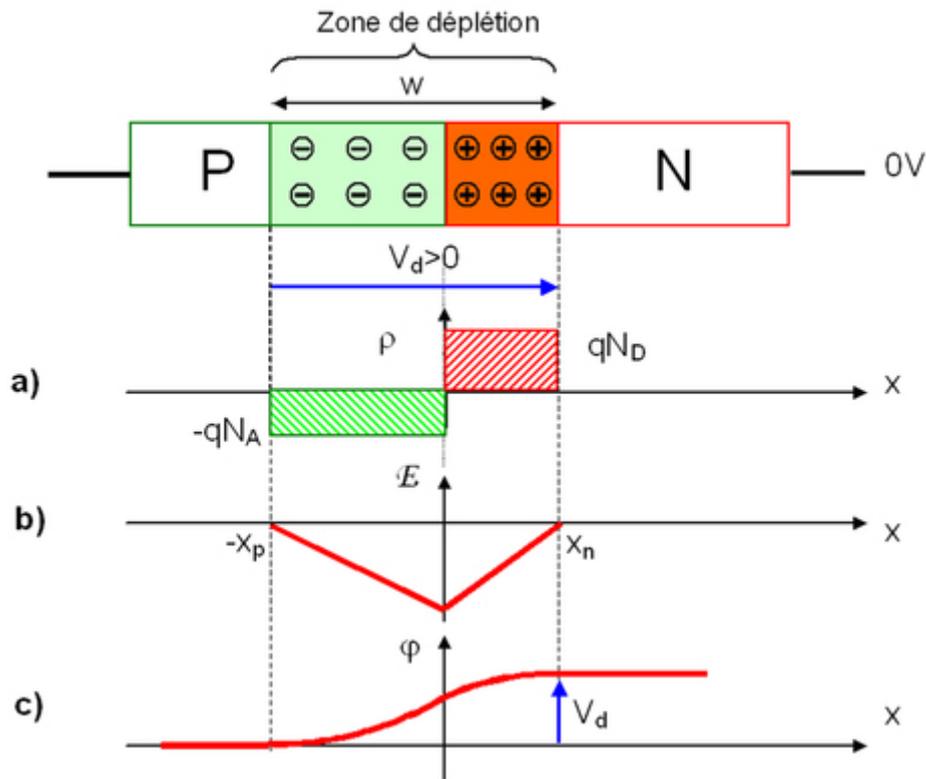
appelé zone de charge d'espace ou zone de déplétion. En raison de la présence, dans cette zone, d'un champ électrique intense, la densité de porteurs libres dans cette région est négligeable à l'équilibre thermodynamique. En outre les frontières entre la zone dépeuplée et les zones neutres de la jonction sont très abruptes.



**Fig. II. 2 :** Représentation schématique des liaisons électroniques pour une jonction PN de semi-conducteur silicium (Si). Le dopage N est obtenue par de l'arsenic (As) et le dopage P par du Bohr (B).

### II.A-2 Calcul de la largeur de la barrière de potentiel

Après la mise en contact des deux semi-conducteurs de dopage différent, une barrière de potentiel pour les trous et les électrons est constituée. En effet, la double couche de charges négatives coté P et positives coté N, crée un champ électrique dirigé de N vers P qui empêche la diffusion et maintient la séparation des trous coté P et des électrons coté N (Fig. II. 3). Par ailleurs à cause de cette double couche, le potentiel électrostatique varie brusquement dans la zone de la jonction et la d. d. p.  $V_d$ , appelée tension de diffusion, atteint des valeurs non négligeables (ex : 0,8V pour le silicium). Cependant si l'on connecte un multimètre entre les deux extrémités du cristal il indiquera 0, car cet instrument de mesure est sensible à une d. d. p. électrochimique et non pas à une d. d. p. électrostatique seule. En effet, le potentiel électrochimique est constant dans tout le cristal y compris dans la zone de charge d'espace car ce potentiel prend en compte non seulement le potentiel électrostatique mais aussi le gradient de concentration des porteurs qui compense exactement l'effet de ce dernier.



**Fig. II. 3 :** Jonction PN à l'équilibre thermodynamique. a) Charge d'espace, b) Champ électrique, c) Potentiel électrostatique.

La relation liant les grandeurs charges d'espace  $\rho(C \times cm^{-3})$ , champ électrique  $E$  et potentiel électrostatique  $\varphi$  est due à l'équation de Poisson, cette dernière s'écrit:

$$\Delta\varphi + \frac{\rho}{\epsilon_s} = 0$$

Dans le cas d'un modèle unidimensionnel, le Laplacien se ramène à une à une simple dérivée seconde et la relation s'écrit donc :

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} + \frac{\rho}{\epsilon_s} = 0$$

Où  $\epsilon_s$  est la permittivité du milieu ( $10^{-10}$  F/m pour le silicium).

On va donc résoudre cette équation successivement dans chacune des zones chargées en tenant compte des hypothèses de Schokley, puis on écrira les conditions de continuité du

champ électrique et du potentiel à la traversée d'une surface. Ce calcul nous permettra non seulement d'établir la relation donnant la largeur de la charge d'espace, mais aussi mettra en évidence le fait que la charge d'espace est globalement neutre.

Pour  $x$  compris entre  $-x_p$  et  $0$ :

La charge s'écrit;

$$\rho = -qN_A$$

L'équation de poisson est alors:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qN_A}{\epsilon_S}$$

L'intégrale première donne au signe près le champ électrique.

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{qN_A}{\epsilon_S}x + C^{te} = -E$$

soit

$$E = -\frac{qN_A}{\epsilon_S}x + C^{te}$$

La constante se détermine en écrivant que le champ électrique est nul à la limite de la charge d'espace, c'est-à-dire pour  $x = -x_p$ . Cela donne:

$$C^{te} = -\frac{qN_A}{\epsilon_S}x_p$$

Le champ électrique s'écrit donc:

$$E = -\frac{qN_A}{\epsilon_S}(x + x_p)$$

soit

$$\frac{d\varphi}{dx} = -E = \frac{qN_A}{\epsilon_S}(x + x_p)$$

En intégrant une deuxième fois, on obtient:

$$\varphi = \frac{qN_A}{\varepsilon_S} \left( \frac{x^2}{2} + xx_p \right) + C^{te}$$

La détermination de la constante d'intégration se fera aussi en utilisant les conditions aux limites. Le champ étant nul à l'extérieur de la charge d'espace, le potentiel qui en est l'intégrale première est constant. On le posera égal à  $\Phi_p$  dans la région P. Il s'en suit:

$$\varphi(x = -x_p) = \Phi_p = \frac{qN_A}{\varepsilon_S} \left( \frac{(-x_p)^2}{2} + (-x_p)x_p \right) + C^{te}$$

d'où

$$C^{te} = \frac{qN_A}{\varepsilon_S} \frac{x_p^2}{2} + \Phi_p$$

en reportant dans l'expression du potentiel, on obtient:

$$\varphi = \frac{qN_A}{2\varepsilon_S} (x + x_p)^2 + \Phi_p$$

Le même calcul fait entre 0 et  $x_n$  donnera des équations similaires. Il suffit de changer  $-x_p$  par  $+x_n$  et  $-qN_A$  par  $+qN_D$ . On obtient donc,

Pour  $x$  compris entre 0 et  $+x_n$ :

La charge s'écrit;

$$\rho = +qN_D$$

L'équation de poisson est alors:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{qN_D}{\varepsilon_S}$$

L'intégrale première donne un signe près le champ électrique.

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{qN_D}{\varepsilon_S}x + C^{te} = -E$$

soit

$$E = \frac{qN_D}{\varepsilon_S}x + C^{te}$$

La constante se détermine en écrivant que le champ électrique est nul à la limite de la charge d'espace, c'est à dire pour  $x = x_n$ . Cela donne:

$$C^{te} = -\frac{qN_D}{\varepsilon_S}x_n$$

Le champ électrique s'écrit donc:

$$E = \frac{qN_D}{\varepsilon_S}(x - x_n)$$

soit

$$\frac{d\varphi}{dx} = -E = -\frac{qN_D}{\varepsilon_S}(x - x_n)$$

En intégrant une deuxième fois, on obtient:

$$\varphi = -\frac{qN_D}{\varepsilon_S}\left(\frac{x^2}{2} - xx_n\right) + C^{te}$$

La détermination de la constante d'intégration se fera aussi en utilisant les conditions aux limites. Le champ étant nul à l'extérieur de la charge d'espace, le potentiel qui en est l'intégrale première est constant. On le posera égal à  $\Phi_N$  dans la région N. Il s'en suit:

$$\varphi(x = x_n) = \Phi_N = -\frac{qN_D}{\varepsilon_S}\left(\frac{(x_n)^2}{2} - (x_n)x_n\right) + C^{te}$$

d'où

$$C^{te} = -\frac{qN_D}{\varepsilon_S}\frac{x_n^2}{2} + \Phi_N$$

En reportant dans l'expression du potentiel, on obtient:

$$\varphi = -\frac{qN_D}{2\varepsilon_S}(x - x_n)^2 + \Phi_N$$

La continuité du champ et du potentiel en 0 donne:

$$E(x = 0) = -\frac{qN_A}{\varepsilon_S}(x_p) = \frac{qN_D}{\varepsilon_S}(-x_n)$$

soit

$$N_A x_p = N_D x_n \dots\dots\dots(1)$$

L'écriture de la continuité du potentiel en 0 donne:

$$\varphi(x = 0) = \frac{qN_A}{2\varepsilon_S}(x_p)^2 + \Phi_P = -\frac{qN_D}{2\varepsilon_S}(-x_n)^2 + \Phi_N$$

d'où

$$\Phi_N - \Phi_P = \frac{q}{2\varepsilon_S}(N_A x_p^2 + N_D x_n^2) \dots\dots\dots(2)$$

pour simplifier l'écriture, on posera:

$$\Phi = \Phi_N - \Phi_P$$

On obtient donc deux relations faisant intervenir  $x_p$  et  $x_n$ . Il est donc facile de résoudre le système afin de calculer  $W$  qui est la somme de ces deux termes.

$$\frac{x_p}{N_D} = \frac{x_n}{N_A} = \frac{x_p + x_n}{N_D + N_A} = \frac{W}{N_D + N_A}$$

soit

$$x_p = \frac{\delta N_D}{N_D + N_A} = \frac{\delta}{N_A} \frac{N_A N_D}{N_D + N_A} = \frac{W}{N_A} N^*$$

et

$$x_n = \frac{W N_A}{N_D + N_A} = \frac{W}{N_D} \frac{N_A N_D}{N_D + N_A} = \frac{W}{N_D} N^*$$

pour des simplifications d'écriture, on a posé:

$$N^* = \frac{N_A N_D}{N_D + N_A}$$

L'équation (2) s'écrit alors:

$$\Phi = \frac{q}{2\varepsilon_S} \left[ N_A \left( \frac{W N^*}{N_A} \right)^2 + N_D \left( \frac{W N^*}{N_D} \right)^2 \right]$$

tous calculs faits, on obtient:

$$\Phi = \frac{q N^*}{2\varepsilon_S} W^2$$

Ce qui donne:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_S}{q N^*} \Phi}$$

Il suffit donc de calculer la hauteur de la barrière de potentiel pour, connaissant les caractéristiques du matériau (dopages et constantes caractéristiques), obtenir la dimension de la charge d'espace.

### II.A-3 Calcul de la hauteur de la barrière de potentiel

Pour déterminer la hauteur de la barrière de potentiel  $\Phi$ , nous allons nous référer à sa définition à partir des diagrammes d'énergie. Le schéma de bandes représenté ci-après (Fig. II.4) montre que la hauteur de la barrière peut se déduire de la différence d'énergie des porteurs de même type de part et d'autre de la charge d'espace.

$$\Phi = \Phi_N - \Phi_P = -\frac{1}{q}(E_{C_N} - E_{C_P})$$

Or, les densités de porteurs sont directement liées aux énergies. Nous pouvons donc exprimer la densité des porteurs d'un même type de part et d'autre de la jonction.

L'expression des densités de porteurs s'écrit:

$$\bar{n} = N \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{KT}\right)$$

Si nous écrivons cette expression pour les électrons dans la région N et dans la région P, il vient:

$$\text{Région N :} \quad \bar{n}_N = N \exp\left(-\frac{E_{C_N} - E_F}{KT}\right)$$

$$\text{Région P :} \quad \bar{n}_P = N \exp\left(-\frac{E_{C_P} - E_F}{KT}\right)$$

$$\text{or} \quad \Phi = \Phi_N - \Phi_P = -\frac{1}{q}(E_{C_N} - E_{C_P})$$

$$\text{on en tire} \quad E_{C_P} = E_{C_N} + q \Phi = E_{C_N} + q(\Phi_N - \Phi_P)$$

En reportant cette valeur de  $E_{C_P}$  dans celle donnant la densité des électrons dans la région P, on obtient:

$$\bar{n}_P = N \exp\left(-\frac{E_{C_N} + q \Phi - E_F}{KT}\right) = N \exp\left(-\frac{E_{C_N} - E_F}{KT}\right) \exp\left(-\frac{q \Phi}{KT}\right)$$

$$\bar{n}_P = \bar{n}_N \exp\left(-\frac{q \Phi}{KT}\right)$$

ce qui donne

$$\bar{n}_P = \bar{n}_N \exp\left(-\frac{\Phi}{V_T}\right)$$

où  $V_T = \frac{KT}{q}$  est " tension thermodynamique " et vaut 26 mV à 300 °K.

Dans la région où ils sont majoritaires, la densité des électrons vaut:  $\bar{n}_N = N_D$

Dans celle où ils sont minoritaires, cette densité devient :  $\bar{n}_P = \frac{n_i^2}{N_A}$

En remplaçant dans l'expression qui fait intervenir  $\Phi$ , on a:

$$\bar{n}_P = \bar{n}_N \exp\left(-\frac{\Phi}{V_T}\right) \Leftrightarrow \Phi = V_T \ln \frac{\bar{n}_N}{\bar{n}_P} = V_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$$

Donc

$$\Phi = V_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$$

Ce potentiel (chimique) d'un semi-conducteur étant donné également par la différence des énergies de Fermi des régions N et P. la tension de diffusion  $V_d$  est proportionnelle à la différence des niveaux de Fermi des semi-conducteurs non joints:

$$V_d = \frac{1}{q} (E_{FP} - E_{FN}) = \frac{KT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$$

avec

$$N_D = n_i e^{\frac{E_{FN} - E_{FI}}{KT}}$$

$$N_A = n_i e^{\frac{E_{FP} - E_{FI}}{KT}}$$

d'où

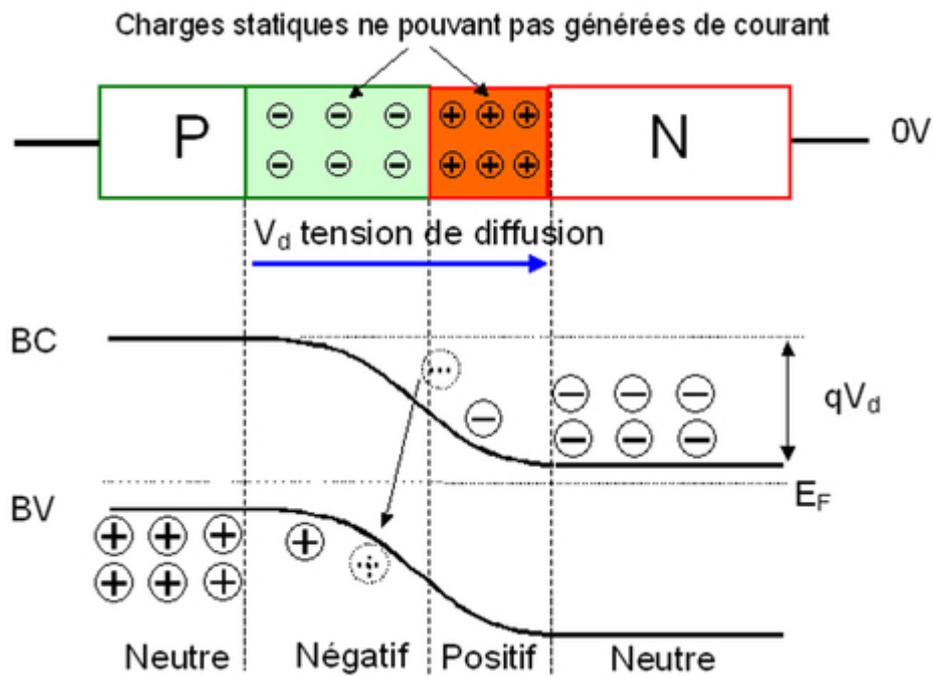
$$N_A N_D = n_i^2 e^{\frac{E_{FP} - E_{FN}}{KT}}$$

$$E_{FP} - E_{FN} = KT \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$$

et

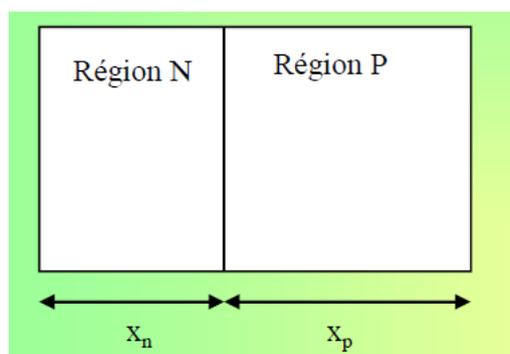
$$V_d = \frac{1}{q} (E_{FP} - E_{FN}) = \frac{KT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} = V_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$$

Pour la jonction et à l'équilibre thermodynamique, le niveau de Fermi coté dopé P et coté dopé N est identique. Le diagramme d'énergie de la jonction PN comporte donc une courbure des bandes de conduction et de valence. Cette courbure fait apparaître une différence d'énergie potentiel électrostatique de  $qV_d$ .



**Fig. II. 4 :** Diagramme d'énergie d'une jonction PN à l'équilibre thermodynamique.

**Exercice 1 :** On considère une jonction PN dont les caractéristiques sont données ci dessous.



Déterminer les caractéristiques de la région de charge d'espace (hauteur et largeur) dans les différents cas suivants:

1)  $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

2)  $N_D = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_A = 2,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

On étudiera successivement le cas du Germanium et du Silicium.

Déduire de ces résultats les dimensions électriques des régions N et P.

Même question dans le cas où les deux régions ont des dopages identiques égaux à :  $N = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

**Exercice 2 :** On reprend le cas de la diode correspondant à l'exercice précédent ( $N_D = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_A = 2,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ). Recalculer les dimensions électriques des régions dans les cas suivants:

- Diode au silicium polarisée par:
  - Une tension directe de 0,6 V
  - Une tension inverse de 5 V
- Diode au Germanium polarisée par:
  - Une tension directe de 0,3 V
  - Une tension inverse de 5 V

## II.B- Jonction abrupte alimentée en courant

### II.B.1-Densité de courant

Afin de décrire le comportement d'un semi-conducteur hors équilibre thermodynamique (soumis à une tension extérieure), nous devons étudier les courants résultants du déplacement des porteurs de charges que sont les électrons et les trous. Ce déplacement de charges se fait sous l'action d'une force dont l'origine peut être un champ électrique ou un gradient de concentration de porteurs de charges. Dans le premier cas, le courant est appelé courant de conduction, dans le second il est appelé courant de diffusion. Par ailleurs, nous ne caractériserons pas directement le courant mais la densité de courant  $J$ , proportionnelle à ce dernier. La densité de courant se définit comme étant la quantité de charges qui traversent une unité de surface par unité de temps.

Lorsque les trous et les électrons baignent dans le champ électrique créé par la mise sous tension de la jonction, ils se déplacent et génèrent ainsi le courant de conduction :

$$J_{n.c} = n \cdot q \cdot \mu_n E$$

$$J_{p.c} = p \cdot q \cdot \mu_p E$$

Où  $n$  et  $p$  sont les densités de porteurs,  $q=1,602 \cdot 10^{-19} \text{C}$  la charge d'un électron,  $E$  le champ électrique de la jonction polarisée et  $\mu_n$  et  $\mu_p$  les mobilités respectivement des électrons et des trous.

D'autre part, lorsque les électrons ou les trous ne sont pas distribués uniformément dans le semi-conducteur, leur mouvement s'effectue dans un sens qui tend à uniformiser leur distribution spatiale. Le flux de porteurs et donc le courant de diffusion est proportionnel à leur gradient de concentration :

$$J_{n.d} = q \cdot D_n \frac{\partial n}{\partial x}$$

$$J_{p.d} = -q \cdot D_p \frac{\partial p}{\partial x}$$

Où  $D_n$  et  $D_p$  sont les constantes de diffusion des deux types de porteurs.

La mobilité des électrons étant plus élevée que celle des trous, la relation d'Einstein montre que, pour un même gradient de concentration, le courant de diffusion des électrons est plus grand que celui des trous.

Relation d'Einstein :

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{KT}{q}$$

Il est évident que le courant total est constant dans toute la jonction. Aussi, pour l'évaluer, choisissons une région permettant de simplifier les calculs. Cette région correspond aux parties neutres N et P. En effet, loin de la zone de déplétion le champ électrique  $E$  en régime de faible injection est négligeable, ceci provenant de la conduction non nulle des semi-conducteurs. Le courant total est la seule somme des courants de diffusion des trous et des électrons. De plus, dans les zones neutres (hors zone de déplétion) la répartition spatiale des densités de porteurs majoritaires, c'est à dire les électrons coté N et les trous coté P, est

constante. Or les courants de diffusion sont proportionnels au gradient de concentrations des porteurs, ainsi le courant total est généré par les porteurs minoritaires, c'est à dire les électrons coté P et les trous coté N. L'expression de la densité de courant total est donc:

$$J = J_{n,d}(x_p) + J_{p,d}(x_n)$$

Où  $x_p$  (resp.  $x_n$ ) délimite la frontière de la zone de déplétion coté P (resp. N).

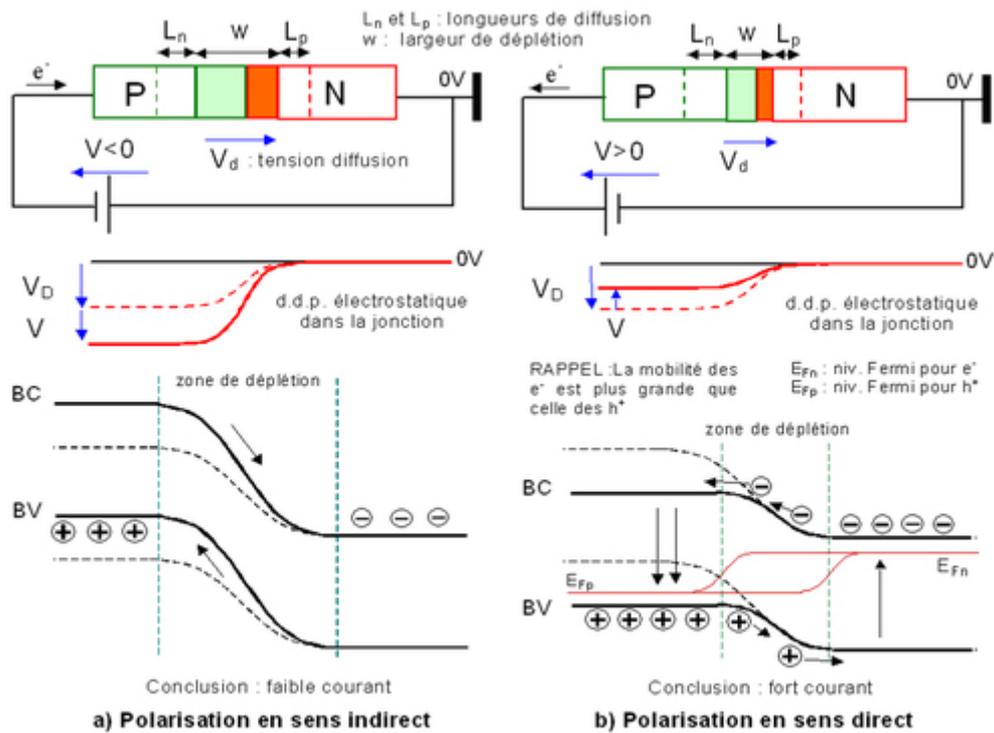


Fig. II. 5 : Polarisation d'une jonction PN

Afin d'exprimer  $J$  en fonction de la tension extérieure  $V$ , nous devons évaluer les densités de porteurs minoritaires  $n_p(= n(x_p))$  et  $p_n(= p(x_n))$  dans les zones neutres. Pour ce faire, nous allons écrire les équations dites de continuité donnant l'évolution du nombre de porteurs au cours du temps.

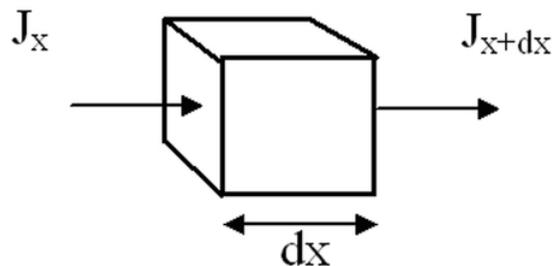


Fig. II. 6 : Élément de volume de semi-conducteur

Considérons un volume de semi-conducteur élémentaire de section unitaire et de longueur  $dx$ . La variation de porteurs par unité de temps dans cet élément de volume est la somme algébrique du nombre de porteurs qui entrent et qui sortent (traduit par l'apport de porteurs extérieurs  $\frac{1}{q} \frac{\partial J_x}{\partial x}$ ), de ceux qui se créent et de ceux qui se recombinent (traduit par les durées de vie  $\tau_n$  et  $\tau_p$ ). Ainsi, nous obtenons pour les trous et les électrons les équations de continuité suivantes :

$$\frac{dn_p}{dt} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_{n.d}}{\partial x} - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}$$

$$\frac{dp_n}{dt} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_{p.d}}{\partial x} - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}$$

Où  $n_{p0} = n(x_p)$  (*resp.*  $p_{n0} = p(x_n)$ ) est la densité d'électrons (*resp.* de trous) coté P (*resp.* N) pour la jonction non alimentée et  $\tau_n, \tau_p$  les durée de vie respectives des porteurs dans les régions neutres.

Les équations de continuité à l'état stationnaire sont alors :

$$\frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{L_n^2} = 0$$

$$\frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{L_p^2} = 0$$

Où  $L_{n/p} = \sqrt{D_{n/p} \cdot \tau_{n/p}}$  sont les longueurs de diffusions des porteurs.

En notant les densités porteurs majoritaires  $n_{n0}$  ( $=N_D$ ) et  $p_{p0}$  ( $=N_A$ ), l'expression de la tension de diffusion nous permet de lier les densités de porteurs majoritaires aux porteurs minoritaires pour la jonction à l'équilibre :

$$n_{n0} = n_{p0} e^{\frac{qV_d}{KT}}$$

$$p_{p0} = p_{n0} e^{\frac{qV_d}{KT}}$$

Lorsque la jonction est alimentée, la d.d.p. électrostatique devient  $V_d - V$ . Par analogie avec la jonction à l'équilibre, les densités de porteurs majoritaires et minoritaires sont liées par :

$$n_n = n_p e^{\frac{q(V_d - V)}{KT}}$$

$$p_p = p_n e^{\frac{q(V_d - V)}{KT}}$$

Où  $V$  est la tension de polarisation de la diode si l'on néglige les pertes ohmiques dans les semi-conducteurs dopés P et N

Dans le cadre de l'injection faible, les densités de porteurs majoritaires sont quasi constantes entre l'état à l'équilibre et hors équilibre, on obtient alors pour variation de porteurs minoritaires :

$$n_p - n_{p0} = n_{p0} \cdot \left( e^{\frac{qV}{KT}} - 1 \right)$$

$$p_n - p_{n0} = p_{n0} \cdot \left( e^{\frac{qV}{KT}} - 1 \right)$$

Nous pouvons à présent résoudre les équations de continuité écrites à l'état stationnaire. Ces équations différentielles nécessitent de connaître des conditions aux limites. Or les densités de porteurs minoritaires loin de la jonction n'ont pas été modifiées par l'alimentation de la diode, ce qui se traduit par :  $n_p(x = -\infty) = n_{p0}$  et  $p_n(x = +\infty) = p_{n0}$ . Les variations de densité de porteurs minoritaires sont alors exprimées en fonction de la position  $x$  dans la jonction hors zone de déplétion par :

$$n_p - n_{p0} = n_{p0} \cdot \left( e^{\frac{qV}{KT}} - 1 \right) \cdot e^{\frac{x - x_p}{L_n}}$$

$$p_n - p_{n0} = p_{n0} \cdot \left( e^{\frac{qV}{KT}} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{x - x_n}{L_p}}$$

En évaluant les densités de courants de diffusion aux limites de la zone de déplétion à l'aide des relations précédentes, on obtient la densité de courant totale :

$$J = J_s \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right)$$

avec

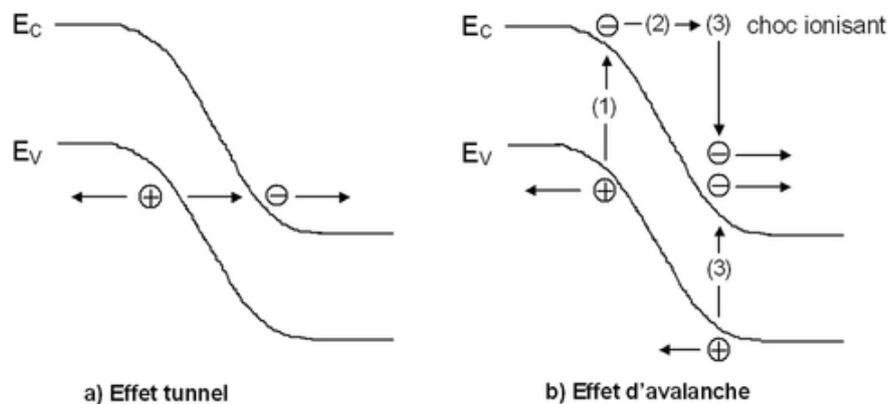
$$J_s = \frac{qn_{p0} D_n}{L_n} + \frac{qp_{n0} D_p}{L_p}$$

### II.B.2-Polarisation continue inverse

En polarisation continue inverse ( $V < 0$ ), quelque soit la tension faible appliquée aux borne de la jonction le courant total est constant et vaut  $-J_s$ . Ce courant est fort naturellement appelé courant de saturation. Cependant, pour de forte polarisation inverse le courant total peut brusquement et fortement augmenter. On dit alors que l'on a atteint la tension de claquage de la jonction, notée  $V_c$ . En effet, lorsque l'on augmente la tension de polarisation inverse, on augmente de ce fait le champ électrique à l'intérieur de la jonction. Or, il existe une valeur limite  $E_0$  à ce champ électrique. En effet, lorsque le champ électrique augmente, la force électrique  $\vec{F} = -q\vec{E}$  qui s'exerce sur les électrons liés au réseau cristallin s'accroît et devient supérieure à la force de liaison des électrons de valence sur les noyaux. Ces électrons sont ainsi libérés, le cristal devient alors conducteur et la tension de polarisation inverse, et par conséquent le champ électrique, n'augmente plus. Ceci signifie que le champ électrique maximum que l'on peut établir dans un cristal semi-conducteur est celui qui provoque l'excitation directe d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction, c'est à dire l'ionisation du matériau.

Le phénomène de claquage peut être due à deux processus distincts. Le premier est appelé effet tunnel ou *effet Zener*. Le champ électrique élevé ( $\sim 10^6$  V/cm pour le silicium) génère des paires électron-trou. Les électrons associés à ces paires sont émis à travers la zone de déplétion, de la bande de valence vers la bande de conduction, sans modification d'énergie, d'où le terme d'effet tunnel. Dans la pratique, cet effet n'est observable que dans les jonctions PN fortement dopées, pour lesquelles la zone de charge d'espace est très étroite ( $W = \sim 500 \text{Å}$ ) diminuant ainsi la longueur du "tunnel".

Lorsque la largeur de la zone de charge d'espace n'est pas particulièrement faible,  $W > 1000\text{\AA}$ , un phénomène appelé *effet d'avalanche* entraîne le claquage de la jonction avant l'*effet Zener*. Pour des champs électriques de l'ordre de  $10^5\text{V/cm}$ , c'est à dire pour une valeur environ dix fois inférieure au seuil d'*effet Zener*, l'accélération acquise par quelques porteurs, essentiellement d'origine thermique, est suffisante pour permettre de générer des paires électron-trou par choc avec les atomes du cristal. Ces paires électron-trou sont à leur tour accélérées, et peuvent créer d'autres paires. Il en résulte un processus en chaîne rappelant un phénomène d'avalanche. Ce processus est donné par la figure II. 7. Il se décrit comme suit : la phase (1) correspond à la création thermique d'une paire électron-trou ; dans la phase (2) l'électron est accéléré par le champ électrique et se trouve de ce fait de plus en plus haut dans la bande de conduction, on dit qu'il devient un porteur chaud ; la phase (3) correspond au moment où son énergie cinétique est suffisante pour créer par choc une autre paire électron-trou, à l'issue de ce choc, appelé impact d'ionisation, l'électron ayant perdu de l'énergie se trouve dans le bas de la bande de conduction et une deuxième paire d'électron-trou est créée. Si la largeur de la zone de charge d'espace est suffisante le processus peut se poursuivre. Notons que le phénomène décrit ici pour l'électron existe aussi pour le trou.



**Fig. II. 7 :** Bandes d'énergie à la tension de claquage.

### II.B.3-Polarisation continue directe

En polarisation continue directe ( $V > 0$ ) et dans le cadre de l'injection faible, le courant total traversant la jonction est une fonction exponentielle de la tension de polarisation  $V$ . Cependant, lorsque la polarisation directe devient importante, la barrière de potentielle constituée par la zone de déplétion devient faible et ainsi la résistance propre de la jonction

devient négligeable devant la résistance ohmique  $R$  des deux semi-conducteurs N et P. On ne peut plus écrire que la tension d'alimentation que l'on notera  $V_a$  est égale à la tension de polarisation seule mais à  $V + V_\Omega$  ou  $V$  est la tension de polarisation nécessaire pour réduire la barrière de potentiel à une valeur de l'ordre de  $KT/q$  et  $V_\Omega = R \times J$ .  $V_\Omega$  est la chute de tension due à la résistance ohmique des régions N et P.

#### II.B.4- Caractéristique courant-tension

Nous pouvons à présent tracer la courbe courant-tension pour une jonction PN en tenant compte des particularités des polarisations inverse et directe données dans les paragraphes précédents. Cette courbe montre l'existence d'une quasi tension d'offset  $V_{off}$  dans le cas où la résistance ohmique des semi-conducteurs est faible.

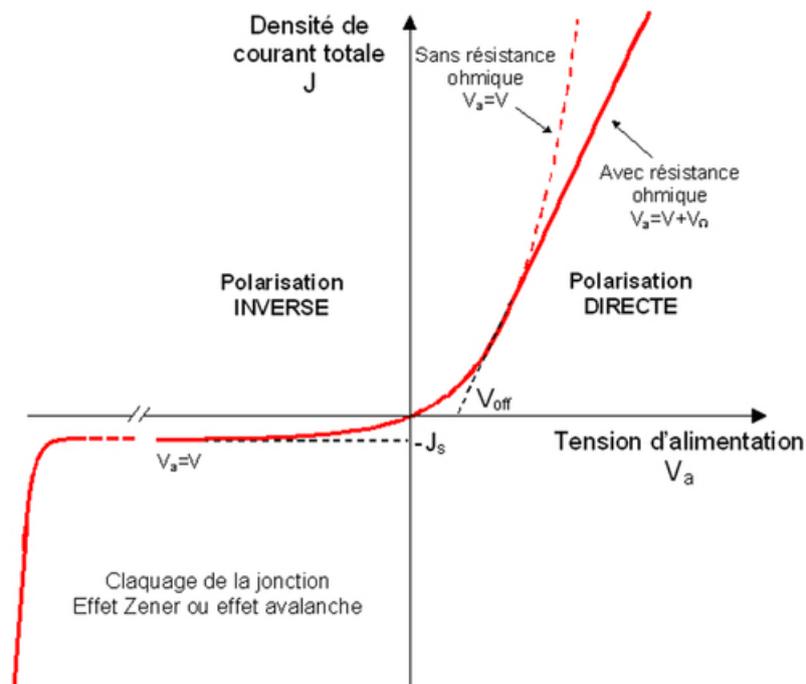


Fig. II. 8 : Courbe caractéristique de la jonction PN

#### II.B.5- Polarisation alternative directe, capacité de diffusion

En polarisation alternative directe la jonction PN est soumise à une tension de polarisation  $V$  composée d'une tension constante sens direct ( $V_0 > 0$ ) et d'une tension alternative de faible amplitude  $v$  et de fréquence  $f$ . On négligera la résistance ohmique des semi-conducteurs (régime de faible injection). Cette tension alternative va générer une densité

de courant total  $J$  composée elle aussi d'une partie constante  $J_0$  et d'une faible composante alternative  $\Delta J$  (complexe).

$$V = V_0 + \Delta V \cdot \exp(j\omega t)$$

et

$$J = J_0 + \Delta J \cdot \exp(j\omega t)$$

où  $\omega = 2\pi f t$  est la pulsation de modulation.

Pour des fréquences de modulation relativement basses telles que  $\omega\tau \ll 1$  où  $\tau = \tau_n$  ou  $\tau_p$  représente la durée de vie des porteurs, l'admittance complexe  $y = \frac{\Delta J}{\Delta V}$ , s'écrit :

Pour  $\omega\tau \ll 1$ ,  $y = g_d + j C_d \omega$  avec

$$g_d = \frac{q^2}{KT} \exp\left[\frac{qV_0}{KT}\right] \cdot \left(\frac{p_{n0}D_p}{L_p} + \frac{n_{p0}D_n}{L_n}\right)$$

$$C_d = \frac{q^2}{KT} \exp\left[\frac{qV_0}{KT}\right] \cdot (p_{n0}L_p + n_{p0}L_n)$$

Où  $g_d$  est la conductance de diffusion,  $C_d$  est la capacité de diffusion.

Cette relation montre que l'amplitude de la composante alternative du courant varie exponentiellement avec la partie continue de la tension de polarisation. De plus, il existe un déphasage entre la tension de polarisation et la réponse en courant, traduit par la capacité de diffusion. Cette capacité trouve son origine dans la mobilité élevée des porteurs. En effet, il faut savoir que les porteurs, électrons et trous, ont une masse non nulle, par ailleurs dépendante du cristal (pour GaAs ; masse effective de l'électron :  $m_e = 0.06 \cdot 10^{-30}$  kg). Sous l'action de la polarisation, de par leur mobilité élevée, ils ont la possibilité d'acquérir une vitesse relativement importante. Ainsi, lorsque cette polarisation est inversée rapidement les porteurs par un phénomène d'inertie ne répondent pas immédiatement à l'action de cette nouvelle polarisation. Par conséquent, le courant total généré par le déplacement de ces porteurs est déphasé par rapport à la tension de polarisation.

Pour des fréquences de modulation élevées telles que  $\omega\tau \gg 1$ , l'admittance complexe devient:

Pour  $\omega\tau \gg 1$ ;  $y = g_d + j(\omega) + j.C_d(\omega) \times \omega$  avec

$$g_d(\omega) = \frac{q^2}{KT\sqrt{2}} e^{\frac{qV_0}{KT}} (p_{n0}\sqrt{D_p} + n_{p0}\sqrt{D_n})\sqrt{\omega}$$

$$C_d(\omega) = \frac{g_d}{\omega}$$

Ainsi, la conductance et la capacité de diffusion deviennent tout deux dépendant de la fréquence de modulation et le courant est en retard de  $45^\circ$  sur la tension.

### Exercice : Jonction PN

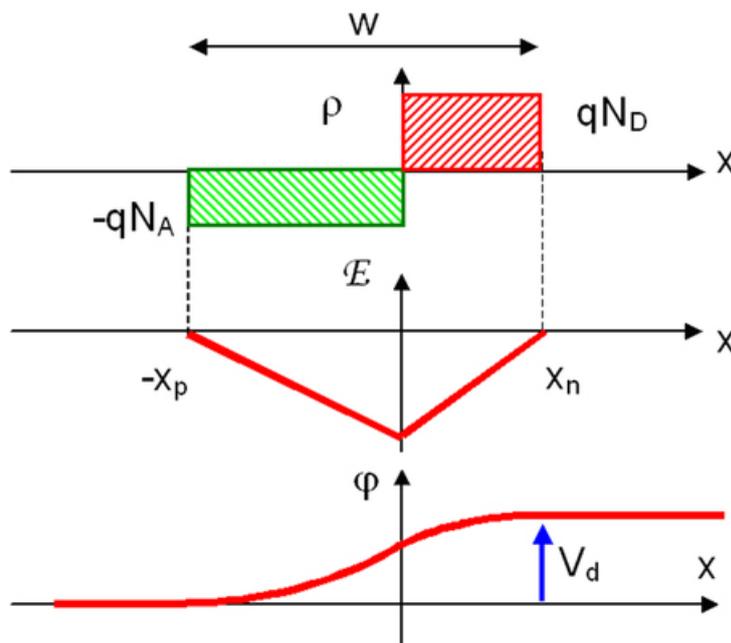
Soit une jonction PN réalisée au silicium.

#### Question :

Montrez que la zone de déplétion s'étend plus du côté le moins dopé ?

#### Solution

Pour une jonction PN abrupte les concentrations de dopant passent " brusquement " de  $N_A$  à  $N_D$ . La figure (II.9) donne la répartition de la charge, le champ électrique et le potentiel électrostatique dans la zone de déplétion.



**Fig. II. 9 :** Répartition de la charge  $\rho$ , le champ électrique  $E$  et le potentiel électrostatique  $\phi$  dans la zone de déplétion.

Le champ électrique est donné par :

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dx} &= \frac{\rho}{\epsilon_s} \Leftrightarrow E = \frac{1}{\epsilon_s} \int_{-x_p}^{x_n} \rho \times dx \\ &\Leftrightarrow \int_{-x_p}^0 -qN_A dx + \int_0^{x_n} qN_D dx = 0 \\ &\Leftrightarrow N_A x_p = N_D x_n \end{aligned}$$

Cette relation montre que la zone de déplétion s'étend du côté le moins dopé.

### Question

Calculez la tension de diffusion  $V_d$  à  $T=300K$  en fonction des densités de dopants  $N_A=10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_D=10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et de la densité de porteurs intrinsèques  $n_i \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  (300K). **Rappel** : constante de Boltzmann :  $k=1.38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$  et la charge de l'électron :  $q=1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ .

### Solution

La tension de diffusion est donnée par :

$$V_d = \frac{KT}{q} \ln \frac{[N_A N_D]}{n_i^2} \Leftrightarrow V_d = \frac{1.38 \times 10^{-23} \times 300}{1.602 \times 10^{-19}} \times \ln \frac{10^{19} 10^{16}}{10^{20}} \Leftrightarrow V_d = 0.892V$$

### Question

Donnez l'expression de la largeur de la zone de déplétion  $w$  en fonction de  $N_A$ ,  $N_D$ ,  $V_d$  et de la permittivité du milieu  $\epsilon_s = 10^{-10} \text{ F/m}$ . Calculez cette largeur à 300K pour les valeurs données en b).

### Solution

La largeur de la zone de déplétion est :

$$w = x_n + x_p \text{ or nous avons vu précédemment que : } N_A x_p = N_D x_n$$

Ainsi :

$$w = \frac{N_A + N_D}{N_D} x_p = \frac{N_A + N_D}{N_A} x_n$$

et donc :

$$x_n = \frac{N_A}{N_A + N_D} w$$

$$x_p = \frac{N_D}{N_A + N_D} w$$

D'autre part le potentiel électrostatique est lié à la répartition de charge par :

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{-\rho}{\epsilon_s}$$

On peut alors trouver l'expression de la tension de diffusion :

$$V_d = [\varphi]_{-x_p}^{x_n} = -\frac{1}{\epsilon_s} \int_{-x_p}^{x_n} \int_{-x_p}^{x_n} \rho dx$$

$$V_d = -\frac{1}{\epsilon_s} \left( -qN_A \left[ \int_{-x_p}^{x_n} (x + x_p) dx \right] + qN_D \left[ \int_{-x_p}^{x_p} (x - x_n) dx \right] \right)$$

$$V_d = -\frac{1}{\epsilon_s} \left( -qN_A \left[ \frac{x^2}{2} + x_p x \right]_{-x_p}^{x_n} + qN_D \left[ \frac{x^2}{2} - x_n x \right]_0^{x_p} \right)$$

$$V_d = \frac{-q}{2\epsilon_s} (N_A x_p^2 + N_D x_n^2)$$

Puisque :

$$x_n = \frac{N_A}{N_A + N_D} w$$

$$x_p = \frac{N_D}{N_A + N_D} w$$

on obtient :

$$V_d = \frac{q}{2\epsilon_s} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} w^2$$

La largeur de la zone de déplétion est donc :

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s V_d}{q} \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}$$

Application numérique :

$$w = \sqrt{\frac{2 \times 10^{-12} \times 0.892}{1.602 \times 10^{-19}} \left( \frac{1}{10^{19}} + \frac{1}{10^{16}} \right)} \Leftrightarrow w = 3.34 \times 10^{-5} = 0.334 \mu m$$

# Chapitre III

## ***Introduction à la télécommunication optique - rappels des lois de l'optique géométrique -***

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

De tout temps, l'être humain a éprouvé le besoin d'échanger de l'information, c'est-à-dire de communiquer. Mais c'est véritablement lors de l'industrialisation de nos sociétés que la multiplication du nombre de moyens de communications a pris une ampleur tout à fait impressionnante. On doit ce développement à l'approfondissement

1. des lois physiques qui régissent le fonctionnement des canaux de communication, mais également
2. de la notion d'information. De fait, la difficulté à transmettre un message est proportionnelle au contenu d'information qu'il renferme.

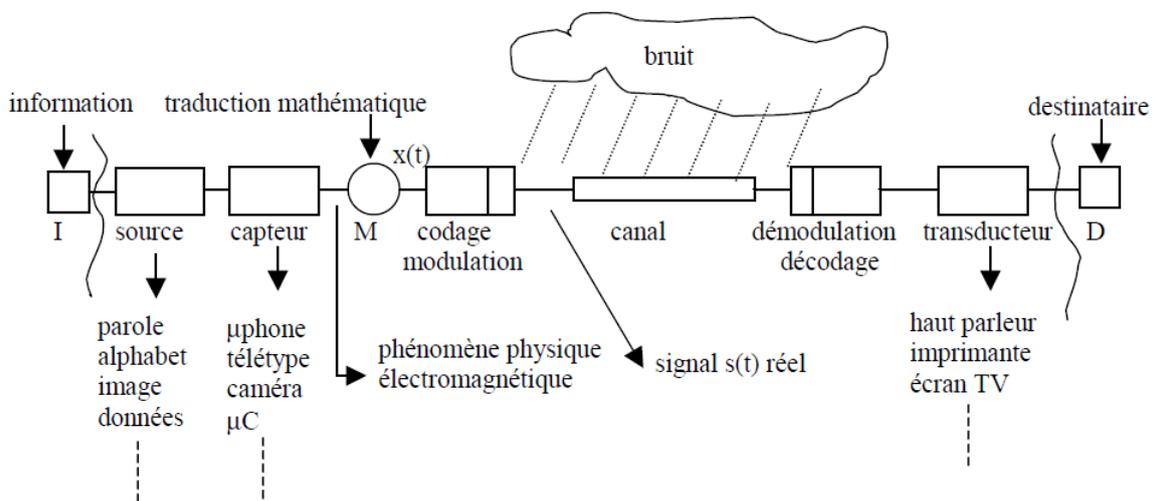
Le rôle des télécommunications est de *transmettre des informations* entre différents utilisateurs et de leur permettre de *dialoguer (communiquer)*. Ces informations peuvent provenir de sources ou capteurs de natures physiques variables, sous forme *analogique* ou *numérique* (*voix, caméra vidéo, fichier électronique*) et être transmises par le biais de supports de transmission divers, "bruités", et aux capacités limitées (air, lignes "métalliques", fibre optique) vers différents blocs de réception (*haut-parleur, écran d'ordinateur ou de portable*). Il faut alors adapter le signal initial au canal envisagé, afin de transmettre l'information le plus fidèlement possible tout en optimisant l'utilisation du canal

Pour un type de transmission donné, on doit alors définir un système global de télécommunications, intégrant et orchestrant le fonctionnement d'ensembles et sous-ensembles *a priori* hétérogènes, conçus par des personnes aux compétences diversifiées : composants et circuits d'émission et de réception (le "*front end*" : amplification, filtrage mélange, synthèse de fréquence), circuits spécifiques pour les traitements numériques et leur mise en œuvre (DSP, *Digital Signal Processor*, FPGA, *Field Programmable Gate Array*, et ASIC, *Application Specific Integrated Circuit*, pour le codage canal, le multiplexage, l'organisation en "trames" de l'information à transmettre), commutateurs et protocoles associés permettant à l'information de circuler en réseau, tout en gérant des problèmes comme

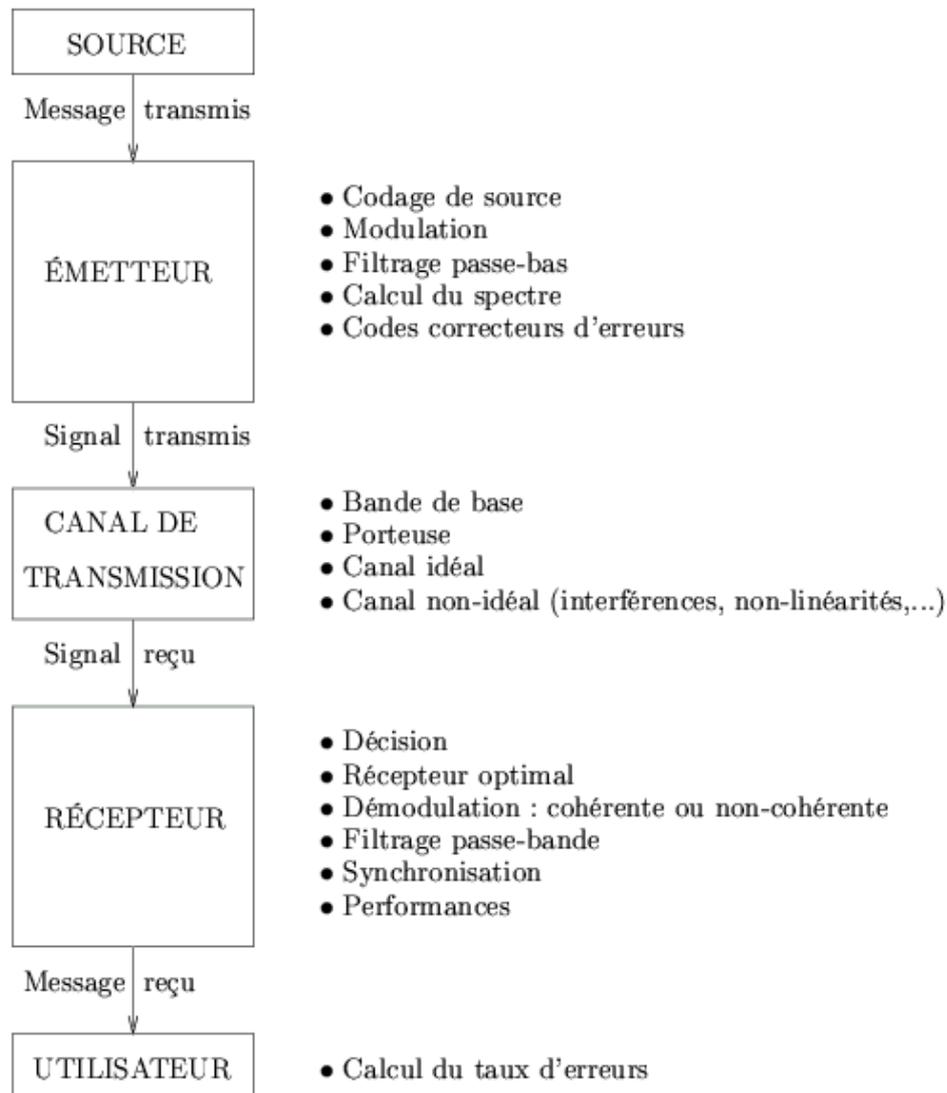
ceux liés aux divers changements possibles de "nature" du signal au cours de sa propagation (conversion analogique/numérique, électrique/optique), au bruit inhérent à la transmission ou encore à la compatibilité électromagnétique.

### III.2-Synoptique général d'un système de télécommunications

Le synoptique d'une chaîne de transmission en télécommunication pourrait être celui schématisé sur la Fig. III.1 ou la Fig. III.2 suivantes :



**Fig. III. 1:** Synoptique d'une chaîne de transmission, avec représentation "poétique" du bruit.



**Fig. III. 2:** Structure d'une chaîne de télécommunications numérique

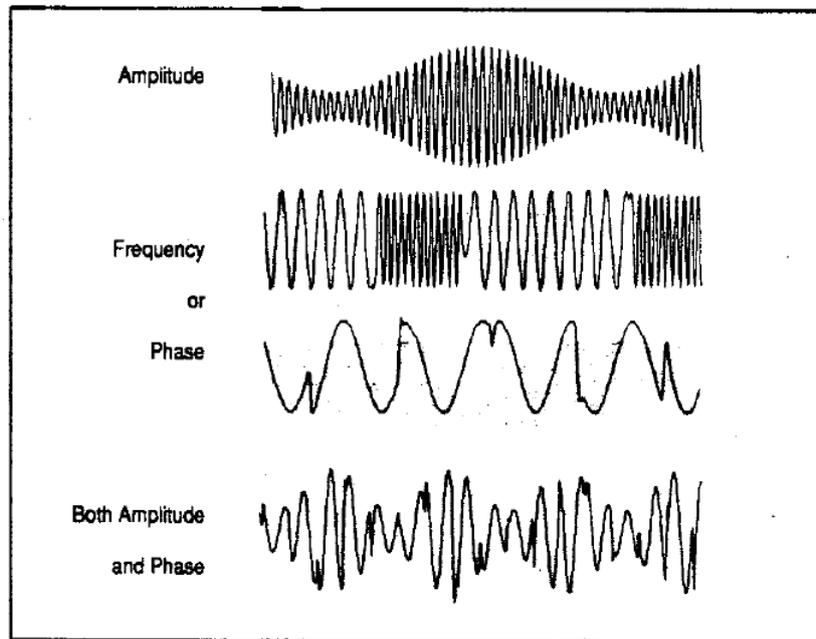
Le signal est la grandeur physique variable porteuse d'information. Si l'information portée peut être de type analogique ou numérique, la nature physique du signal est toujours analogique. Le canal de transmission est au cœur de cette chaîne. On doit absolument tenir compte de ses capacités et limitations pour dimensionner le reste de la chaîne. On distingue :

- les liaisons câblées : 2 fils parallèles ou torsadés, câbles coaxiaux, guides d'ondes, fibres optiques,
- les liaisons hertziennes qui nécessitent des antennes en émission et en réception. Le signal est la grandeur physique variable porteuse d'information. Si l'information portée peut être de type analogique ou numérique, la nature physique du signal est toujours analogique. Le canal de transmission est au cœur de cette chaîne. On doit absolument tenir compte de ses capacités et limitations pour dimensionner le reste de la chaîne. On distingue :

- les liaisons câblées : 2 fils parallèles ou torsadés, câbles coaxiaux, guides d'ondes, fibres optiques,
- les liaisons hertziennes qui nécessitent des antennes en émission et en réception.

Sauf dans quelques cas particuliers, on ne peut pas en général transmettre directement les signaux sur ces supports à grande distance, c'est-à-dire les transmettre dans leur "bande de base" en fréquence (300Hz - 3,4kHz pour la téléphonie, 30Hz - 15kHz pour l'audio hifi, 0-6 MHz pour la vidéo.). Ainsi, si l'on pense aux transmissions en espace libre ou "hertziennes", on se heurte rapidement au problème des dimensions des antennes utilisées à l'émission et à la réception. Les dimensions des antennes doivent être en effet au moins de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde  $\lambda$  associée à l'onde électromagnétique émise. Pour une fréquence  $\nu=1\text{kHz}$  par exemple,  $\lambda$  est égal à  $c/\nu = 3.10^8/10^3 = 300 \text{ km}$ , où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide... On comprend ainsi rapidement qu'il faut translater vers de plus hautes fréquences le signal à transmettre. Cette notion de translation en fréquence est également rendue nécessaire par le fait qu'on doit bien souvent partager la bande passante en fréquences disponible sur un canal de transmission entre plusieurs utilisateurs. On parle alors de multiplexage fréquentiel (FDMA pour *Frequency Division Multiple Access*).

Pour réaliser cette translation vers les hautes fréquences du signal à transmettre, il faut mettre en œuvre les techniques de modulation. Le signal à transmettre est alors utilisé pour "moduler" une porteuse de forme déterminée et de fréquence plus adaptée au canal que celles apparaissant dans la bande de base du signal modulant. Comme illustré sur la Fig. III.3, le signal modulant influe soit sur l'amplitude de la porteuse (AM, *Amplitude Modulation*), soit sur sa fréquence ou sa phase (FM ou PM, *Frequency Modulation* ou *Phase Modulation*, l'une et l'autre étant liée par une relation intégrale). On peut également combiner modulations d'amplitude et de phase.



**Fig. III. 3:** Allure temporelle de signaux obtenus par différentes techniques de modulation.

Les canaux réels utilisés en télécommunication déforment les signaux transmis (distorsion), introduisent des perturbations indésirables (bruit aléatoire qui se rajoute au signal à transmettre, diaphonie, c'est-à-dire perturbation d'un canal de transmission par un autre voisin), et enfin peuvent être chers. Il faut donc les utiliser de la manière la plus économique possible.

### III.3-Rappels des lois fondamentales de l'optique géométrique

L'optique est l'étude de la lumière. La lumière est le messager de notre Univers. Elle est émise par la matière et se manifeste par son action sur **l'œil** ou sur **d'autres récepteurs** parmi lesquels nous citerons :

- Plaque photographique, ...
- Ces récepteurs permettent de mettre en évidence des domaines de lumière que l'œil ne perçoit pas, tels ceux de l'**Ultraviolet** et de l'**Infrarouge**.

En optique géométrique, la lumière est considérée comme une **onde électromagnétique (vibration ondulatoire)** qui se propage dans toutes les directions de l'espace, même en absence du milieu matériel.

Une onde électromagnétique est une vibration ondulatoire caractérisée par :

- sa **fréquence**  $\nu$  ou par sa période temporelle  $= 1/\nu$ , Ces 2 paramètres T et  $\nu$  sont indépendants du milieu traversé.
- sa **longueur d'onde**  $\lambda$  définie par :  $\lambda = V \times T = \frac{V}{\nu}$

Où  $V$  est la vitesse de propagation de l'onde et  $\nu$  sa fréquence.

Ces 2 grandeurs  $V$  et  $\lambda$  dépendent du milieu traversé, à l'inverse de la période  $T$  et la fréquence  $\nu$  Fig. III. 4.

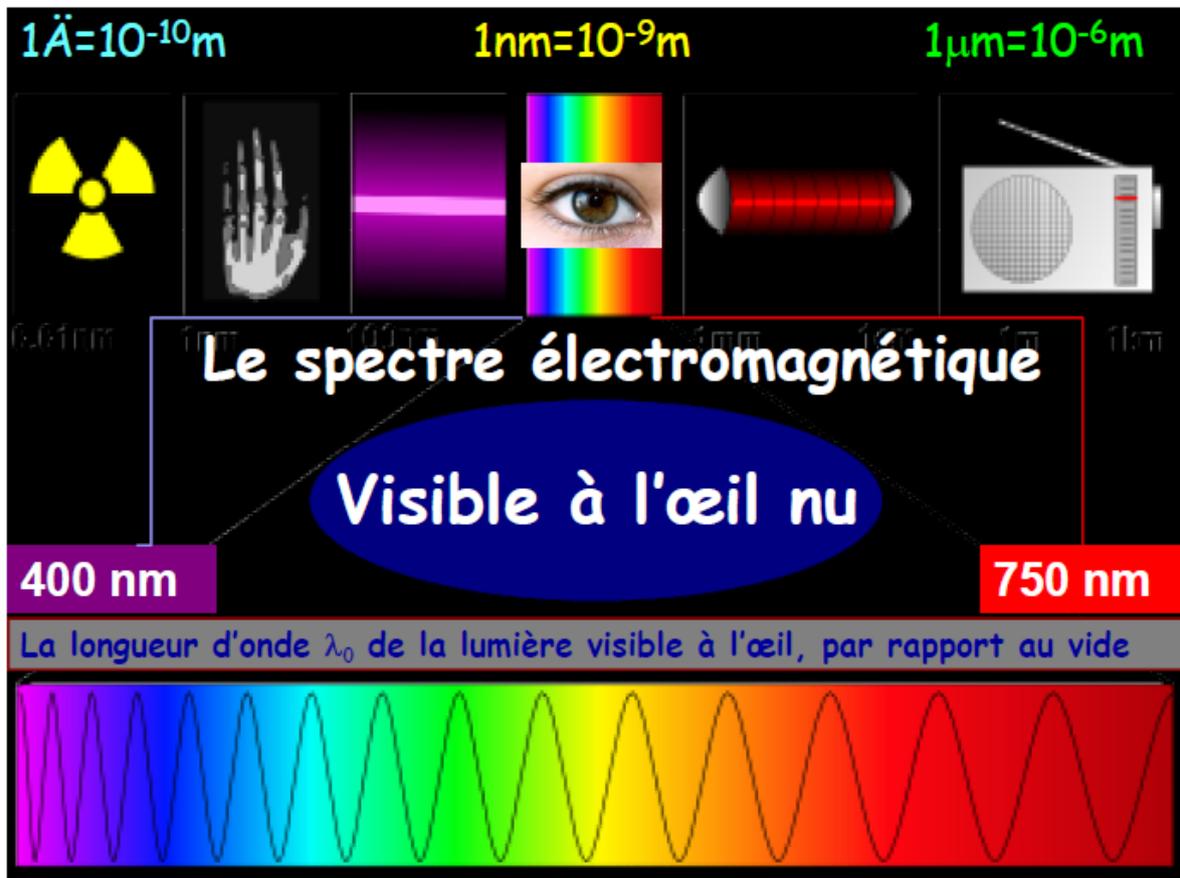


Fig. III. 4 : Le spectre électromagnétique en fonction de la longueur d'onde.

La vitesse  $\nu$  de propagation de la lumière dépend du milieu traversé :

**Air ou vide ( $\nu=300\ 000\ \text{km/s}$ ), eau ( $\nu=225\ 000\ \text{km/s}$ ), verre ( $\nu=200\ 000\ \text{km/s}$ )**

La lumière se propage dans les milieux transparents différents à des vitesses différentes.

On définit *l'indice de réfraction*  $n$  en un point M quelconque d'un milieu donné par la quantité :

$$n = \frac{C}{V} = \frac{\text{vitesse de la lumière dans le vide}}{\text{vitesse de la lumière dans le milieu}}$$

Comme  $V < C$  alors  $n > 1$ ; l'indice du vide :  $n_0 = C/C = 1$

L'indice de réfraction  $n$  reflète la tendance de la matière à ralentir la propagation des ondes électromagnétiques.

Milieu	Air	eau	éthanol	Verre	benzène	diamant
<b>Indice de réfraction n</b>	1	1.3	1.36	1.5<n<1.8	1.6	2.4

**Tab. III. 1:** Indice de réfraction  $n$  de quelques milieux usuels.

**Remarque :** Une radiation de **fréquence**  $\nu$  et de **longueur d'onde**  $\lambda_0$  dans le vide ( $n_0=1$ ), sa **longueur d'onde**  $\lambda$  dans un **milieu d'indice de réfraction  $n>1$**  s'exprime comme suit:

$$\lambda = V \times T = \frac{V}{C} \times C \times T = \frac{1}{n} \times \lambda_0$$

d'où :

$$n = \frac{\lambda_0}{\lambda}$$

En passant de l'air, milieu d'indice de réfraction 1, vers un autre milieu matériel d'indice de réfraction  $n$ , la lumière change sa longueur d'onde  $\lambda$ , c'est-à-dire sa vitesse  $v$  et non pas sa fréquence  $\nu$  ni sa période temporelle

$$\lambda = V \times T = \frac{\lambda_0}{n}$$

**Remarque :**

La longueur d'onde  $\lambda$  est inversement proportionnelle à l'**indice de réfraction  $n$**  du **milieu** où la radiation se propage.

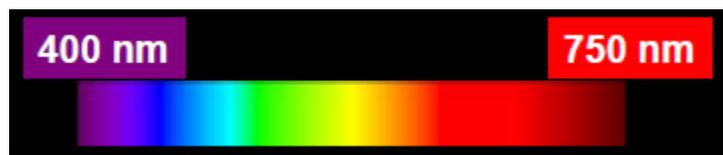
$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2}$$

Formule de Cauchy (**Milieu dispersif**)

**Milieu homogène :** tout milieu dans lequel la lumière se propage avec une vitesse  $v$  constante. Donc son **indice de réfraction  $n$**  est aussi constant.

**Milieu inhomogène (non homogène) :** Tout milieu dans lequel la lumière se propage avec une vitesse  $v$  variable. Donc son **indice de réfraction  $n$**  est aussi variable, dans ce milieu ( $n = c/V$ ).

La lumière blanche est décomposée en plusieurs radiations visibles, définies par des couleurs, c'est-à-dire par la fréquence  $\nu$  ou sa longueur d'onde  $\lambda$  Fig. III. 5. Chacune de ces radiations est dite simple ou monochromatique, car il est impossible de la décomposer en d'autres radiations.



**Fig. III. 5:** La longueur d'onde  $\lambda_0$  de la lumière visible à l'œil, par rapport au vide  $n=1$

- Une **source monochromatique** est une source capable d'émettre une seule radiation, donc une seule couleur.
- Une source de la **lumière blanche** est une source qui émet de la lumière blanche, c'est-à-dire **toutes les radiations**. Exemple : le Soleil
- **Source de lumière :** Tout corps qui émet de la lumière est une source lumineuse Fig. III. 6.

Cette source peut être :

- \* **Source principale** (bougie, lampe, étoile,...)
- \* **Source secondaire.** L'objet diffuse la lumière qu'il reçoit (La Lune, Planètes, vous, le mur, la table, ...)
- Sources étendues : Soleil, écran de cinéma, Lampe, ...
- Sources de faibles dimensions : Planètes, ...
- Sources ponctuelles : étoile, ...



**Fig. III. 6:** Sources de lumière.

- On appelle **corps transparent** tout corps qui laisse passer la lumière. Exemple : l'eau, le verre, la cellophane,...
- On appelle **corps opaque**, tout corps qui arrête totalement la lumière. Exemple : le bois, l'acier, le marbre...

Un rayon lumineux est représenté par une droite AB sur laquelle on place une flèche indiquant le sens de propagation de la lumière.

A —————> B

ou

A —————> B

- En pratique un rayon lumineux isolé n'existe pas.
- Les rayons sont toujours groupés en faisceaux.
- On distingue 3 sortes de faisceaux.
  - ✓ Faisceaux de rayons parallèles ou cylindriques
  - ✓ Faisceau convergent
  - ✓ Faisceau divergent
- tout faisceau étroit est appelé un **pinceau lumineux**.

Les fondements de l'optique géométrique

### III.4-Les fondements de l'optique géométrique

- L'optique géométrique repose sur la notion fondamentale du **rayon lumineux**. La lumière se propage en ligne droite dans un milieu homogène.
- L'optique géométrique schématise alors la lumière par un rayon lumineux.
- Le principe de retour inverse de la lumière : A —————> B alors B —————> A

L'indépendance des rayons lumineux permet de décomposer un faisceau en rayons, et d'étudier séparément **la marche de chaque rayon**, ce qui constitue le but de l'optique géométrique.

Le comportement de ce rayon lumineux à la surface de séparation ou d'un miroir est décrit par **les lois de Snell-Descartes**.

Les lois de Snell-Descartes fixent la direction des faisceaux réfléchis et réfractés en fonction de celle du faisceau incident Fig. II. 7.

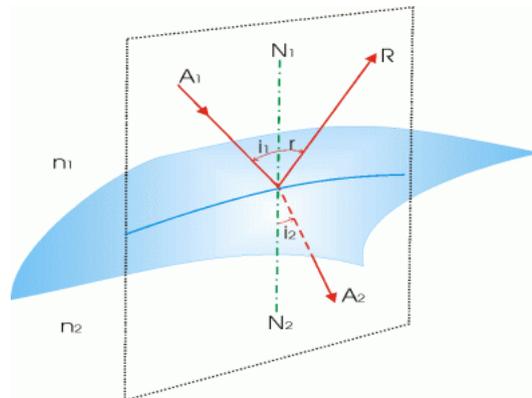


Fig. III. 7: direction des faisceaux réfléchis et réfractés en fonction de celle du faisceau incident.

### III.5-Les lois de Snell-Descartes

#### III.5.1- Les lois de la réflexion

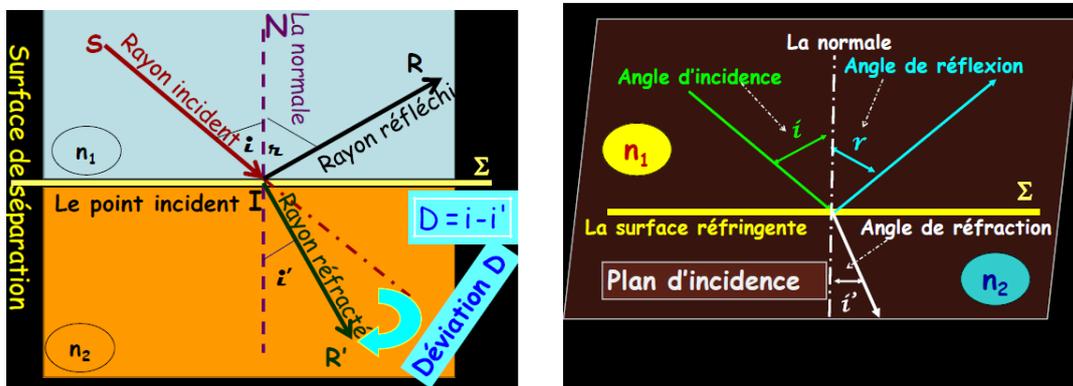


Fig. III. 8: Représentation schématique des directions des faisceaux réfléchis R et réfractés R' en fonction de celle du faisceau incident S (schéma de gauche) ainsi que les angles de réflexion r et d'incidence i (schéma de droite) dans deux milieux d'indice de réfraction  $n_1$  et  $n_2$ .

1. Le rayon réfléchi et le rayon incident sont dans le plan d'incidence formé par la normale et le rayon incident (IN, SI) Fig. III. 8.
2. L'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence, ce qui se traduit par :  $i = r$

Les rayons réfractés et incidents sont dans le même plan d'incidence défini par les deux vecteurs (IN, SI) Fig. III. 8.

### III.5.2-Les lois de la réfraction

L'angle de réfraction  $i_2$  et l'angle d'incidence  $i_1$  (Fig. III. 9) sont liés par la relation :

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$$

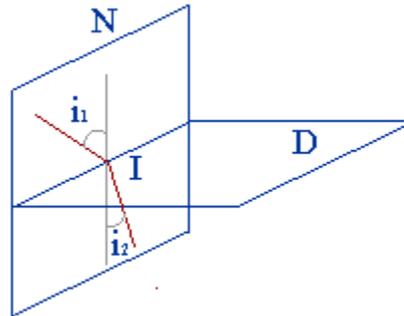


Fig. III. 9: Représentation schématique des angles de la loi de réfraction ( $i_1$  l'angle d'incidence et  $i_2$  l'angle réfracté).

#### III.5.2.1-Angle de réfraction limite

L'angle de la réfraction limite  $\Lambda$  (Lambda) se trouve toujours dans *le milieu le plus réfringent*. Quand la lumière se propage du milieu le plus réfringent vers le milieu le moins réfringent, *la réflexion totale* peut avoir lieu, à condition que l'angle d'incidence soit plus grand que  $\Lambda$ .

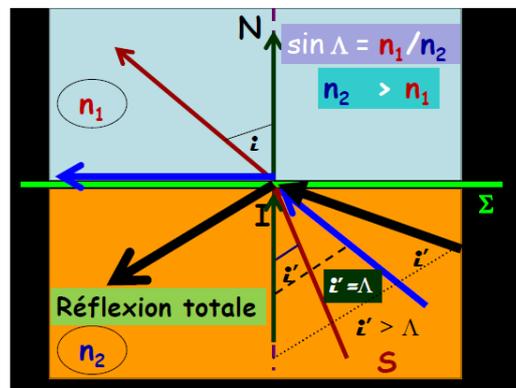


Fig. III. 10: Représentation schématique de l'angle de réfraction limite  $\Lambda$ .

$$\text{si } n_2 < n_1 \Rightarrow \sin \Lambda = \frac{n_2}{n_1}$$

$$\text{si } n_1 < n_2 \Rightarrow \sin \Lambda = \frac{n_1}{n_2}$$

L'angle de la réfraction limite  $\Lambda$  est défini par :  $\sin \Lambda = \frac{n_{faible}}{n_{grand}}$

Le phénomène de la **réflexion totale** est utilisé pour canaliser la lumière, par exemple dans les **fontaines lumineuses** ou dans les **fibres optiques, l'endoscopie, fibroscopie**.



**Fig. III. 11** : Images d'exemples d'application de la réfraction limite  $\Lambda$  : fibres optiques à gauche et fontaines lumineuses à droite.

Exemple de calcul de l'angle de réfraction limite  $\Lambda$  d'un faisceau lumineux se propageant du milieu de l'**eau** vers celui de l'**air** :

$$\sin \Lambda_{eau-air} = \frac{n_0 = 1}{n_1 = \frac{4}{3}} = \frac{3}{4} = 0.75 \Rightarrow \Lambda_{eau-air} = 48^\circ, 59$$

# *Chapitre IV*

## *Interaction lumière semi-conducteur*

### **VI.1- Introduction**

La matière est formée d'atomes, souvent regroupés par molécules. L'interaction matière-onde électromagnétique incidente met en jeu l'excitation des nuages électroniques des atomes. Dans le cas des molécules, se rajoute l'excitation de modes de vibration et/ou de rotation. L'interaction entre les atomes ou molécules voisins au sein de la matière perturbe sa réponse électromagnétique. Dans les solides, le mouvement mécanique de chaque atome ou molécule est restreint par la proximité des voisins, en revanche les phénomènes collectifs sont nombreux. Une description rigoureuse de l'interaction entre le champ électromagnétique et les atomes ou molécules nécessite le formalisme de la mécanique quantique. Cependant, des modèles classiques simplistes conduisent souvent à une assez bonne description qualitative d'un certain nombre de phénomènes, aussi bien pour un atome ou une molécule isolés que pour la matière solide. Ce paragraphe présentera d'abord ces méthodes simples, puis décrira les bases de l'optique quantique.

### **VI.2- Interaction rayonnement - semiconducteur**

#### **VI.2.1- Photons et électrons**

##### **a. Photons**

La nature ondulatoire du rayonnement électromagnétique est représentée par la combinaison des champs électriques  $E$  et magnétique  $H$  satisfaisant aux équations de **Maxwell**, s'écrivant dans un milieu non magnétique, isotrope et non chargée ainsi :

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \quad (4-1a)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (4-1b)$$

$$\text{div } \vec{E} = 0 \quad (4-1c)$$

$$\text{div } \vec{H} = 0 \quad (4-1d)$$

Avec  $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$  la constante diélectrique du milieu. Les champs électrique et magnétique vibrent perpendiculairement l'un à l'autre et à la direction de propagation. Leurs similaires comportements permettent de ramener la représentation du rayonnement à la seule expression du champ électrique s'écrivant :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (4-2)$$

Où  $\mathbf{E}_0$  est l'amplitude et la polarisation,  $\omega = 2\pi\nu$  la pulsation et  $\mathbf{k}$  le vecteur d'onde. L'expression (4-2) est solution des éqs. 1, elle représente une onde plane monochromatique de pulsation  $\omega$  se propageant dans la direction  $\mathbf{r}$ . En portant (4-2) dans les équations (4-1) on obtient facilement la relation  $\omega$

$$\omega = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r}} k = \frac{c}{n} k = v \cdot k \quad (4-3)$$

Où,  $1/c = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$  et  $v = c/n$  sont respectivement les vitesses de propagation de l'onde dans le vide et dans un milieu de constante diélectrique relative  $\varepsilon_r$ , c'est-à-dire d'indice de réfraction  $n = \sqrt{\varepsilon_r} = n_r$ .

La période de l'onde est  $T = 1/\nu$ , sa longueur d'onde est  $\lambda_0 = cT$  dans le vide, et  $\lambda = cT/n$  dans un milieu d'indice  $n$ . Ainsi  $\omega = 2\pi\nu = 2\pi/T$  et  $k = \omega/v = 2\pi/\lambda$ , de sorte que l'exp. 2 peut s'écrire sous la forme:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{\mathbf{r}}{\lambda}\right)} \quad (4-4)$$

La période  $T$  représente la périodicité dans le temps et la longueur d'onde  $\lambda$  la périodicité dans l'espace.

Dans l'exp. 4-2, le terme  $(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$  est la phase de l'onde. A un instant  $t$  donné, l'ensemble des points de l'espace correspondant à une même phase constitue une *surface d'onde*. Lorsque le temps s'écoule, les surfaces d'onde se déplacent avec la vitesse  $v = \omega/k$  que l'on appelle vitesse de phase.

Eq. (4-2) représente une onde parfaitement monochromatique qu'il est en pratique impossible de produire. Un rayonnement réel de pulsation  $\omega$  correspond en fait à un groupe d'ondes

monochromatiques de pulsations voisines de  $\omega$ . Les interférences entre ces ondes font que leur résultante n'est différente de 0 qu'en certaines régions de l'espace où elle constitue des paquets d'ondes. Il en résulte que, contrairement à l'onde parfaitement monochromatique, qui est étendue dans tout l'espace, l'onde réelle est constituée de paquets d'ondes se propageant avec une vitesse dite de groupe  $v_g = d\omega/dk$ .

La représentation *ondulatoire* du rayonnement est bien adaptée à l'étude des phénomènes tels que les interférences et la diffraction, qui mettent en jeu l'interaction rayonnement-rayonnement.

Concernant l'étude des interactions rayonnement-matière, et plus particulièrement lorsqu'il y a échange d'énergie, comme c'est le cas dans les composants optoélectroniques, la représentation *corpusculaire* du rayonnement est mieux adaptée. *Einstein* a suggéré que l'énergie du rayonnement n'était pas étalée dans tout l'espace mais concentrée dans certaines régions se propageant comme des particules qu'il a appelées des *photons*. L'énergie du photon est donnée par :

$$E = h\nu = \hbar\omega \quad (4-5)$$

où  $h$  est la constante de Planck et  $\hbar = h/2\pi$  (la constante de Planck réduite).

En tenant compte de l'exp. 4-3, la relation de dispersion du photon, qui relie l'énergie au vecteur d'onde, s'écrit :

$$E = \frac{\hbar c}{\sqrt{\epsilon_r}} k \quad (4-6)$$

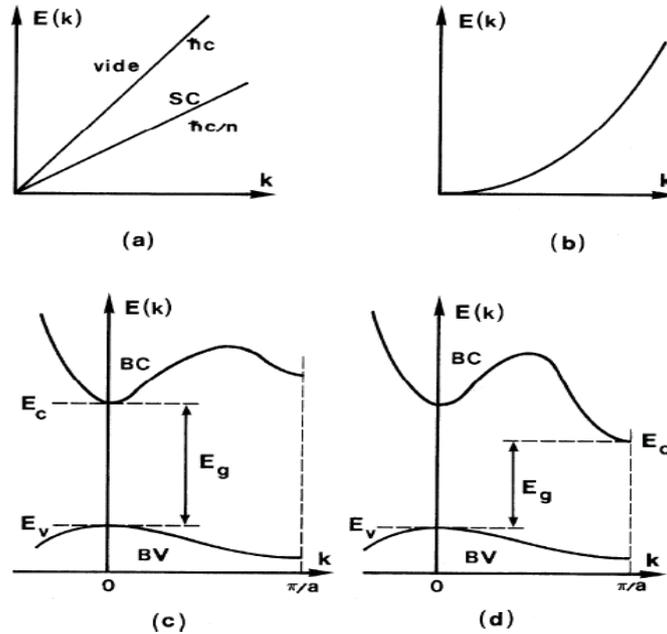
Cette relation est représentée sur la figure (VI. 1).

Notons en outre que, si le rayonnement est communément caractérisé par sa longueur d'onde dans le vide (ou dans l'air) mesurée en microns ( $\mu\text{m}$ ), le SC est quant à lui communément caractérisé par son gap mesuré en eV. Dans l'étude des composants optoélectroniques, qui mettent en jeu l'interaction rayonnement-SC, il est utile d'avoir en permanence à l'esprit la relation énergie-longueur d'onde, pour traduire en eV la caractéristique d'un rayonnement définie en  $\mu\text{m}$ .

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

soit

$$E(\text{eV}) = \frac{1.24}{\lambda(\mu\text{m})} \quad (4-7)$$



**Fig. VI. 1 :** Courbes de dispersion. a) Photons dans le vide et dans le SC. b) Electrons dans le vide. c) Electrons dans un SC à gap direct. d) Electrons dans un SC à gap indirect.

## b. Electrons

Considérons tout d'abord un électron libre dans le vide, sa quantité de mouvement et son énergie cinétique sont données par

$$P = mv, \quad E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2m} \quad (4-8)$$

De même qu'**Einstein** a proposé qu'à une onde plane de fréquence  $\nu$  et de longueur d'onde  $\lambda$ , on devait associer une particule, le photon d'énergie  $E = h\nu$  et de quantité de mouvement  $p = \frac{h}{\lambda}$ , **Louis de Broglie** a proposé, en 1924, qu'à une particule matérielle d'énergie  $E$  et de quantité de mouvement  $p$ , on devait associer une onde de fréquence  $\nu = \frac{E}{h}$  et de longueur d'onde  $\lambda = \frac{h}{p}$ . Ainsi la quantité de mouvement de la particule et le vecteur d'onde de l'onde qui lui est associée sont liés par la relation

$$P = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar k$$

ou, en représentation vectorielle

$$\vec{P} = \hbar \vec{k} \quad (4-9)$$

Il en résulte, compte tenu des relations (4-9 et 4-8), que la relation de dispersion de l'électron libre s'écrit

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (4-10)$$

Cette relation est représentée sur la figure (VI. 1).

Considérons maintenant l'électron dans le semiconducteur. Nous savons qu'en raison de la périodicité du réseau cristallin, les fonctions d'onde des électrons ne sont plus des ondes planes mais des ondes de **Bloch**, périodiques dans l'espace. Leur énergie ne varie plus de manière continue mais présente une structure de bandes permises séparées par des bandes interdites. Les courbes de dispersion typiques sont représentées sur la fig. VI. 2.

La caractéristique essentielle de cette structure de bande, qui va conditionner l'interaction électron-photon, est la nature du gap du semiconducteur. Nous savons qu'il existe des semiconducteurs à gap direct et des semiconducteurs à gap indirect, suivant que les extrema des bandes de valence et de conduction sont situés en un même point ou en des points différents de la zone de Brillouin, c'est-à-dire de l'espace des vecteurs d'onde  $k$ . Les courbes de dispersion d'un semiconducteur à gap direct et d'un semiconducteur à gap indirect sont schématisées sur la figure (VI-1). Il faut noter que lorsque le semiconducteur est indirect, le minimum de la bande de conduction est situé en bord de zone de Brillouin (ou à son voisinage dans le cas du silicium), c'est-à-dire pour  $k \approx \pi/a$  où  $a$  représente la maille du réseau cristallin. Au voisinage de chaque extremum la courbe de dispersion présente une loi parabolique analogue à celle de l'électron dans le vide, mais avec une courbure caractérisée par la masse effective de l'électron. Pour des semiconducteurs univallée et multivallée la loi de dispersion s'écrit respectivement :

$$E = E_C + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \quad (4-11)$$

$$E = E_C + \frac{\hbar^2}{2m_e} (k_{//} - k_0)^2 + \frac{\hbar^2}{2m_t} (k_{\perp})^2 \quad (4-12)$$

où  $k_0$  est voisin de  $\pi/a$  .

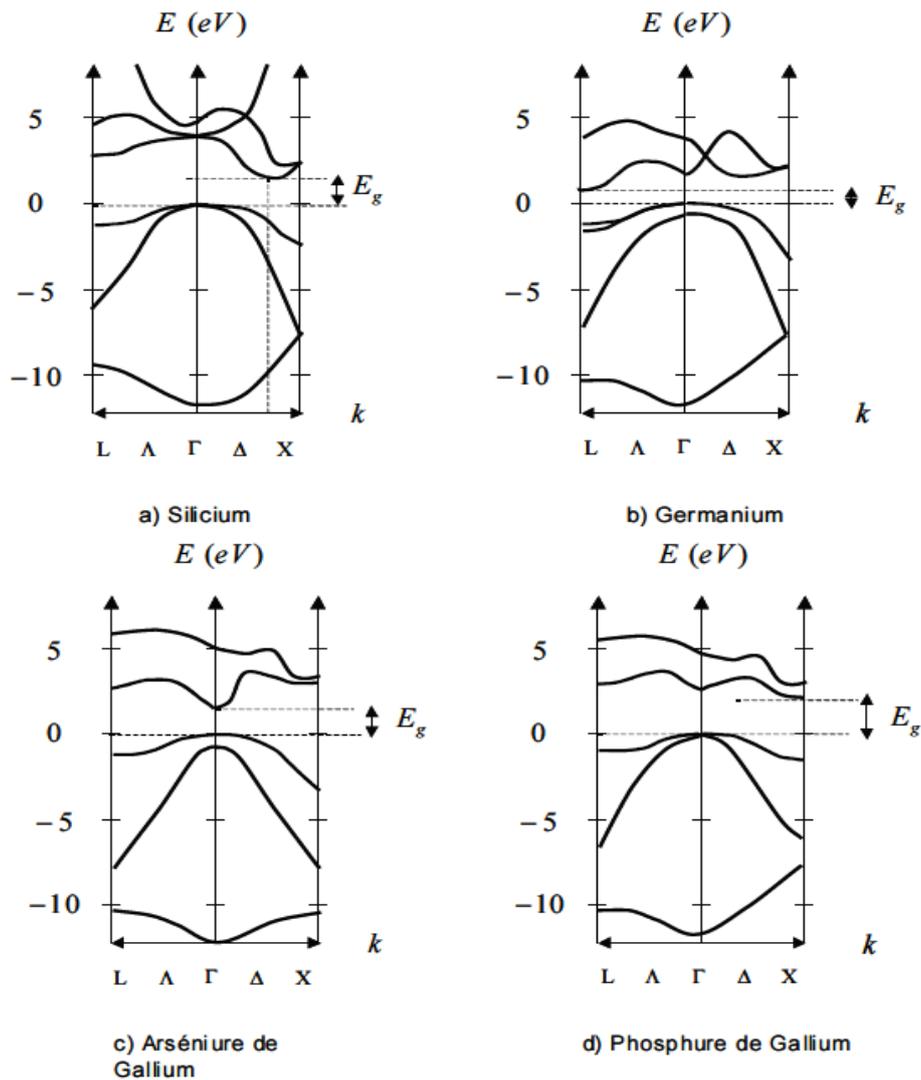


Fig. VI. 2 : Structures de bandes du silicium, du Germanium du Phosphure de Gallium et de l'Arséniure de Gallium dans les directions de haute symétrie.

## VI.2.2-Interaction électron-photon - Transitions radiatives

L'interaction du rayonnement avec les électrons du semiconducteur se manifeste selon trois processus distincts

- un photon peut induire le saut d'un électron, d'un état occupé de la bande de valence vers un état libre de la bande de conduction, c'est *l'absorption fondamentale*. Ce processus sera mis à profit dans **les capteurs de rayonnement**.
- un électron de la bande de conduction peut retomber spontanément sur un état vide de la bande de valence avec émission d'un photon, c'est *l'émission*

*spontanée*. Ce processus sera mis à profit dans les émetteurs de rayonnements tels que les **diodes électroluminescentes**.

- un photon présent dans le semiconducteur peut induire la transition d'un électron de la bande de conduction vers un état vide de la bande de valence, avec émission d'un deuxième photon de même énergie, c'est *l'émission stimulée*. Ce processus sera mis à profit dans les **lasers à semiconducteur**.

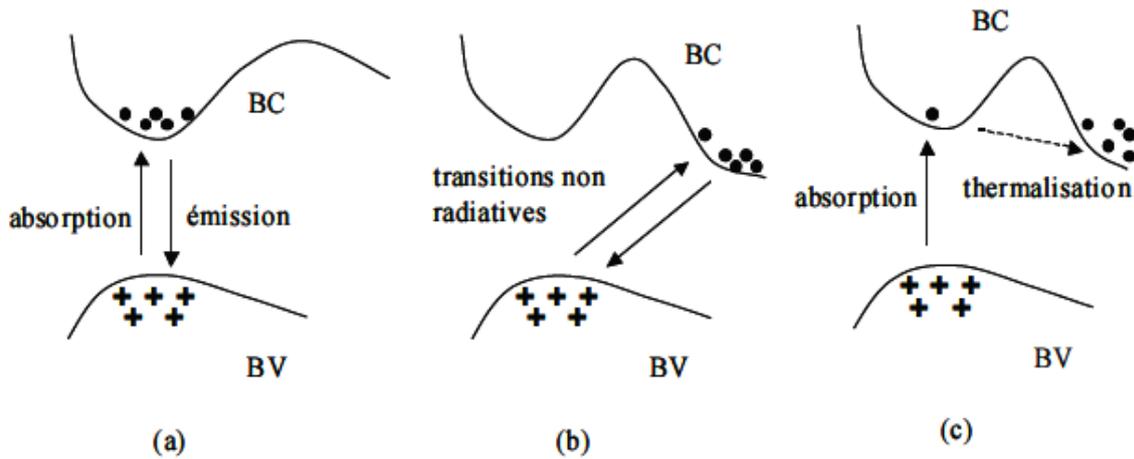
Ces différents processus sont conditionnés par les règles qui régissent les chocs élastiques entre deux particules, ici le *photon* et l'*électron*, la conservation de l'énergie et la conservation de la quantité de mouvement  $p$ , c'est-à-dire, compte tenu de la relation (4. 9), du vecteur d'onde  $k$ . Si on repère par les indices  $i$  et  $f$ , les états initial et final de l'électron, et par l'indice  $p$  l'état du photon, les règles de conservation s'écrivent

$$E_f - E_i = \pm E_p \quad (4-13a)$$

$$k_f - k_i = \pm k_p \quad (4-13b)$$

où le signe + correspond à l'absorption du photon et le signe - à l'émission.

Comparons les ordres de grandeur des vecteurs d'onde des photons et des électrons. Compte tenu du fait que le gap des différents semiconducteurs est de l'ordre de 1 eV, les rayonnements mis en jeu dans les composants optoélectroniques sont caractérisés par des longueurs d'onde de l'ordre du micron (Eq. 4. 7). Il en résulte que le vecteur d'onde des photons  $k = 2\pi / \lambda$ , est de l'ordre de  $10^{-3} \text{Å}^{-1}$ . En ce qui concerne les électrons, leur vecteur d'onde varie de zéro au centre de la zone de Brillouin à  $k_0 = \pi/a$  en bord de zone. La maille d'un semiconducteur étant de l'ordre de quelques Å, le vecteur d'onde  $k$  des électrons de bord de zone est de l'ordre de  $1 \text{Å}^{-1}$ . Ainsi, à l'échelle des figures (4. 1-c et d), la courbe de dispersion du photon, représentée sur la figure (4. 1-a), est pratiquement verticale. En d'autres termes, si on exclut une petite zone très étroite autour de  $k=0$ , le vecteur d'onde du photon est toujours négligeable devant celui de l'électron. Il en résulte que la condition de conservation du vecteur d'onde (Eq. 4.13-b) s'écrit simplement  $k_f \approx k_i$ . La transition d'un électron entre les bandes de valence et de conduction, se fait donc avec conservation du vecteur d'onde. On dit que les transitions radiatives, c'est-à dire accompagnées de l'absorption ou de l'émission d'un photon, sont verticales dans l'espace des  $k$ .



**Fig. VI. 3:** Transitions électroniques entre les extrema des bandes de valence et de conduction. a) Semiconducteur à gap direct, les transitions sont verticales et par suite radiatives. b) Semiconducteur à gap indirect, les transitions sont obliques et non radiatives au premier ordre. c) Absorption directe de photons dans un semiconducteur à gap indirect

*C'est la raison pour laquelle les processus d'absorption ou d'émission de photons, au voisinage du gap fondamental, sont considérablement plus importants dans les matériaux à gap direct que dans les matériaux à gap indirect.* La fig. VI. 3 représente les différents types de transitions. Dans le semiconducteur à gap direct (Fig. VI. 3 (a)), les transitions électroniques entre les extrema des bandes de valence et de conduction sont verticales, elles obéissent à la règle de conservation des  $k$ , et par suite sont radiatives. Dans le semiconducteur à gap indirect (Fig. VI. 3(b)), les transitions électroniques entre les extrema des bandes sont obliques et de ce fait non radiatives au premier ordre.

Notons toutefois que dans un semiconducteur à gap indirect, on peut exciter verticalement, c'est-à-dire optiquement, des électrons du sommet de la bande de valence vers le minimum central de la bande de conduction. Les électrons ainsi excités, se thermalisent ensuite dans le minimum absolu de la bande de conduction et peuvent participer aux phénomènes de conduction (Fig. VI. 3(c)).

Notons enfin que les règles de conservation (Eqs. 4. 13) régissent les transitions radiatives entre les bandes de valence et de conduction, c'est-à-dire entre les états de Bloch du cristal parfait. La présence d'impuretés dans le semiconducteur pondère beaucoup la règle de conservation des  $k$ . En densité relativement faible, les impuretés créent dans la bande interdite des états discrets dont les fonctions d'onde sont des combinaisons de fonctions de Bloch, la combinaison étant d'autant plus étendue que l'électron est localisé sur l'atome d'impureté. Il en résulte que suivant la nature de l'impureté, la transition niveau discret-bande permise peut

satisfaire à la règle de conservation des  $k$ , même dans un semiconducteur à gap indirect. Le centre azote dans GaP par exemple, crée des états d'énergie voisins du bas de la bande de conduction, dont le rendement radiatif particulièrement important est mis à profit dans certaines diodes électroluminescentes. Lorsque la densité d'impuretés est importante ( $N_i > N_c$  ou  $N_v$ ), les états discrets s'élargissent en bandes d'énergie qui atteignent les bandes permises et créent, aux extrema de celles-ci, des queues de densité d'états. Les transitions radiatives entre ces queues de densité d'états ne sont soumises à aucune règle de conservation des  $k$  la variation de quantité de mouvement de l'électron au cours de la transition étant transmise à un atome d'impureté.



# Chapitre V

## Emetteurs de lumière (diode électroluminescente LED, diode laser)

### V-A diode électroluminescente LED

#### V.A.1- Introduction - définition

Une **diode électroluminescente DEL** (en anglais : *Light-Emitting Diode*, **LED**), est un dispositif optoélectronique capable d'émettre de la lumière lorsqu'il est parcouru par un courant électrique Fig. (V. 1a et 1b).

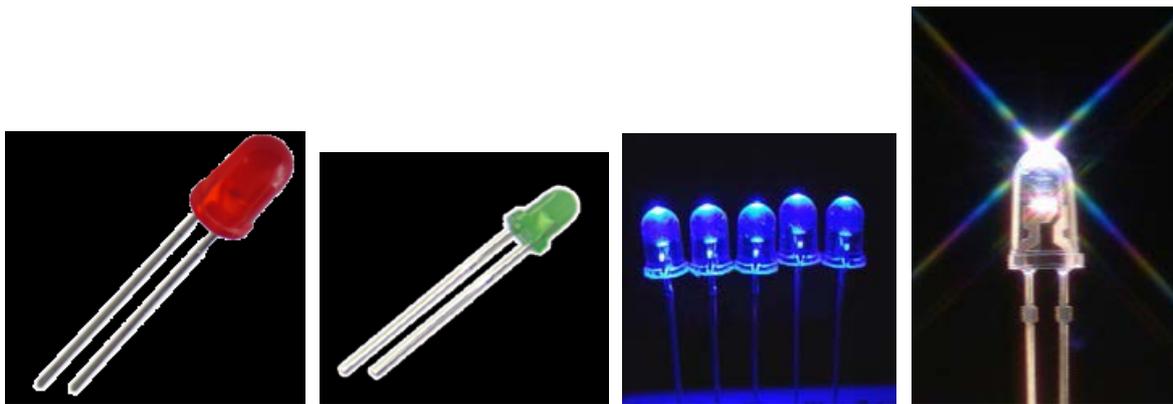


Fig. V. 1a : Diodes LED (Rouge, Vert, Bleu, blanc).

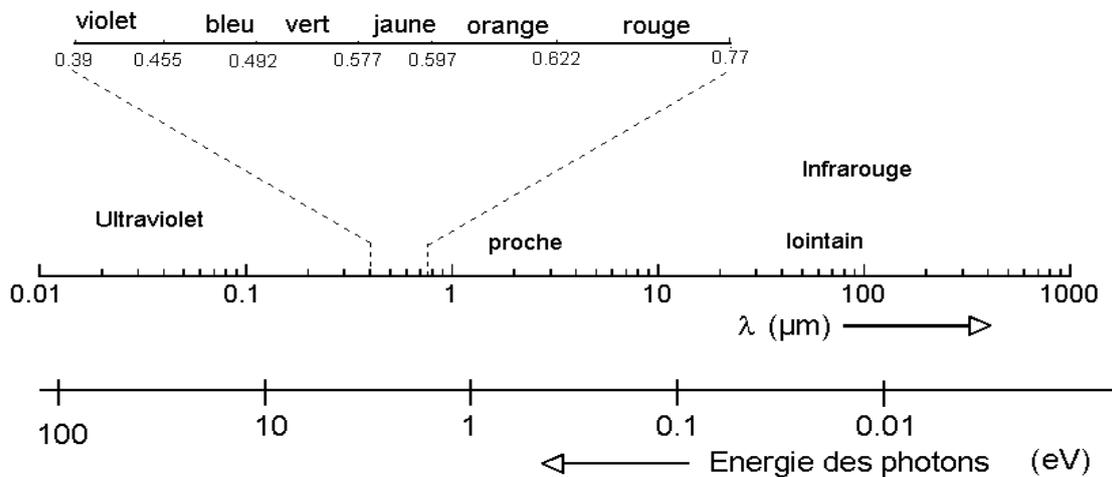


Fig. V. 1b : Domaine spectrale

## V.A.2- Historique des LED pour l'éclairage

- ✓ La première émission de lumière par un semi-conducteur date de 1907 et fut découverte par H. J. Round.
- ✓ Quelques années après, en 1927, O. V. Losev dépose le premier brevet de ce qui sera appelé, bien plus tard, une diode électroluminescente.
- ✓ Ce n'est qu'en 1962 que la première LED rouge est créée par Nick Holonyak Jr et S. Bevacqua Fig. (V.2).
- ✓ Durant quelques années, les chercheurs ont cru devoir se limiter à quelques couleurs telles que le rouge, le jaune ou le vert. Dans les années 1990, les recherches, entre autres, de Shuji Nakamura (en) et Takashi Mukai de Nichia, dans la technologie des semi-conducteurs InGaN permirent la création de DEL bleue, et par conséquent de DEL blanches, par l'utilisation couplée de DEL bleue et de luminophore jaune. Cette importante avancée fut le point de départ de nouvelles applications majeures : éclairage, écrans de téléviseurs et d'ordinateurs.

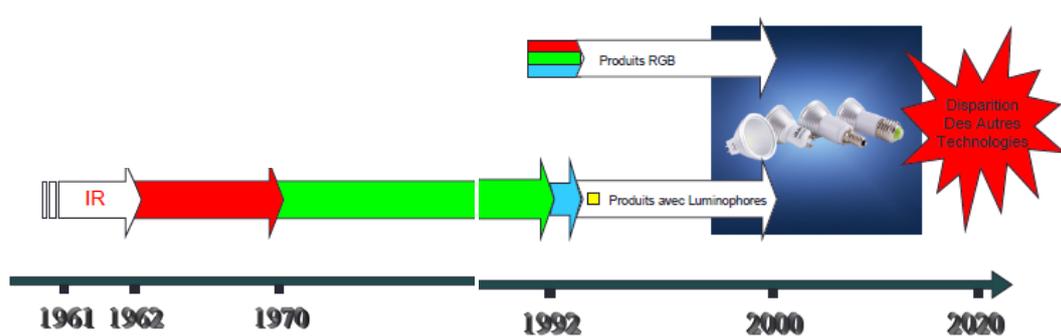
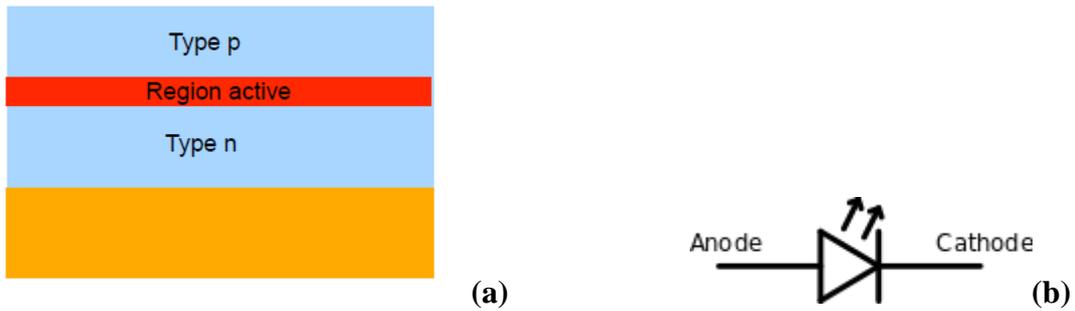


Fig. V .2 : Evolution technologique des LED

Une diode LED est constituée d'une jonction p-n et d'une zone active au cœur de celle-ci. C'est là que vont avoir lieu les recombinaisons électrons-trous Fig. V. 3(a).

Le symbole de la LED ressemble à celui de la diode classique mais on y a ajouté deux flèches sortantes pour représenter le rayonnement lumineux émis Fig. V. 3(b).



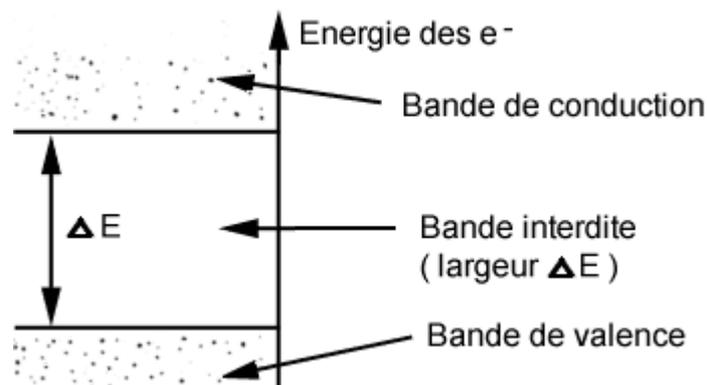
**Fig. V. 3 :** (a) constitution d'une LED, (b) Symbole de la diode LED

- Une diode électroluminescente ne laisse passer le courant électrique que dans un seul sens (le sens passant, comme une diode classique, l'inverse étant le sens bloquant) et produit un rayonnement monochromatique ou polychromatique non cohérent à partir de la conversion d'énergie électrique lorsqu'un courant la traverse.
- Cette diode émet de la lumière quand elle est polarisée en direct. Elle est actuellement très utilisée pour l'éclairage des habitations et depuis 1975 comme voyants lumineux dans les appareils électroniques.

### V.A.3-Mécanisme d'émission

#### V.A.3.1-Electroluminescence

La physique des semi-conducteurs nous enseigne que les électrons dans les solides cristallins se situent à des niveaux d'énergie spécifiques Fig. (V. 4). Ces niveaux très proches les uns des autres, sont regroupés en "bandes d'énergie".



**Fig. V. 4 :** Niveaux d'énergies dans un semiconducteur.

- Un électron de la bande de valence peut passer dans la bande de conduction à condition d'acquérir une énergie supplémentaire au moins égale à  $\Delta E$  : *c'est l'effet photo-électrique*.
- Un électron de la bande de conduction peut passer dans une bande de valence. Dans ce cas il libère une énergie au moins égale à  $\Delta E$  : Cette énergie peut être :
  - Dissipée sous forme de chaleur (phonons),
  - émise sous forme de lumière (photons).

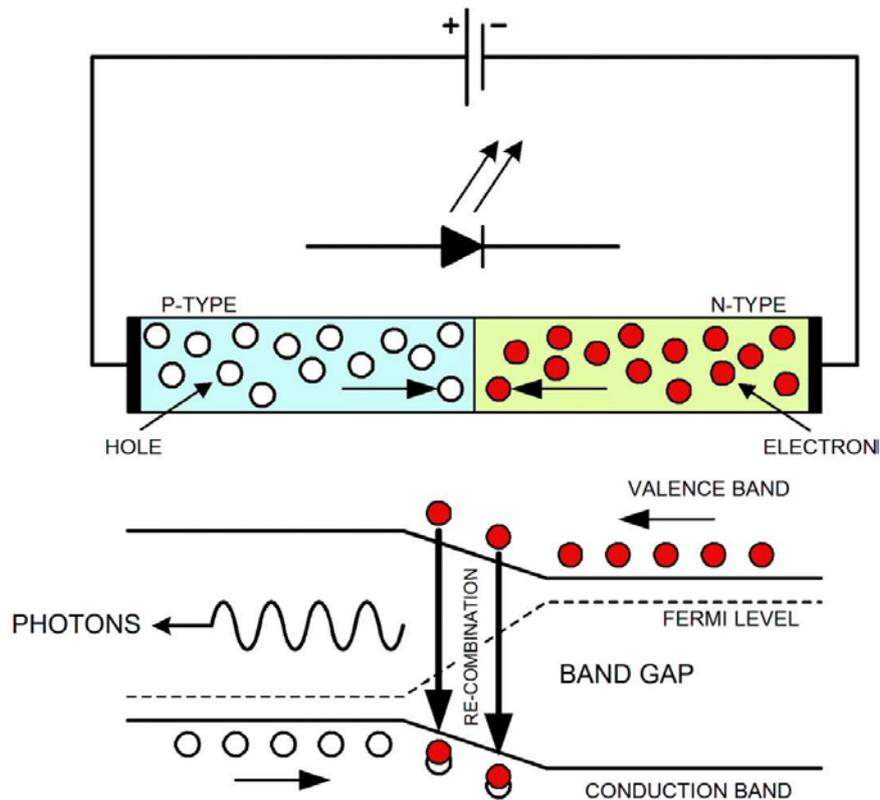
*C'est l'effet électroluminescence* (visible ou non).

### V.A.3.2-Jonction P.N.

Une diode électroluminescente fonctionne sur le principe d'une jonction *PN*. Cette jonction est en fait un semi-conducteur ayant deux régions de conductivité différente : une de type *P* (constituée essentiellement de charges positives : les trous) et une autre de type *N* (constituée essentiellement de charges négatives : les électrons), ainsi qu'une région de recombinaison radiative qui donne lieu au phénomène de luminescence.

Sous l'effet d'une différence de potentiel entre deux électrodes, les électrons se recombinent avec les trous dans la zone de recombinaison. Cela engendre l'émission de photons, dont la nature dépend des caractéristiques des matériaux constituant la jonction.

- ❖ Ce phénomène d'électroluminescence sera obtenu donc à la condition de **créer une forte quantité d'électrons dans la bande de conduction**. On l'obtient par injection de porteurs en polarisant dans le sens direct, une jonction PN à semi-conducteur. Le même résultat aurait pu être obtenu en irradiant le cristal avec une source lumineuse d'énergie importante (*photoluminescence*) ou par bombardement électronique (*cathodoluminescence*).

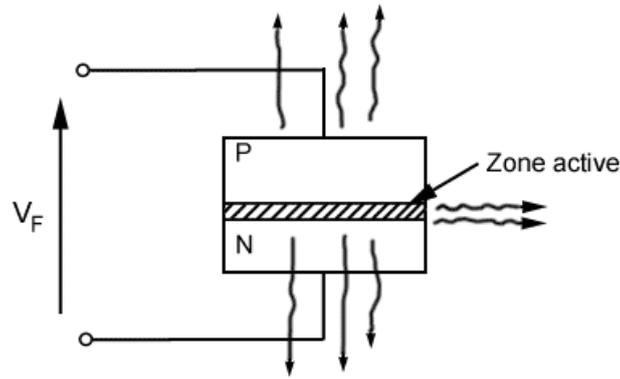


**Fig. V. 5 :** Principe de fonctionnement d'une LED

- ❖ C'est par recombinaison d'un électron et d'un trou dans un semiconducteur qu'un photon est émis. En effet, la transition d'un électron entre la bande de conduction et la bande de valence peut se faire avec la conservation du vecteur d'onde  $\vec{k}$ . Elle est alors radiative (émissive) c'est-à-dire accompagnée de l'émission d'un photon. Dans une transition émissive, l'énergie du photon créé est donnée par la différence des niveaux d'énergie avant ( $E_i$ ) et après ( $E_f$ ) la transition :

$$h\nu = E_i - E_f \text{ (eV)} \quad (3. 1)$$

- ❖ Selon la fabrication, la lumière peut être émise soit latéralement, soit perpendiculairement à travers la mince couche N ou P Fig. (V. 5).



**Fig. V. 6 :** Emission du rayonnement par la LED

#### **V.A.4-Techniques de fabrication**

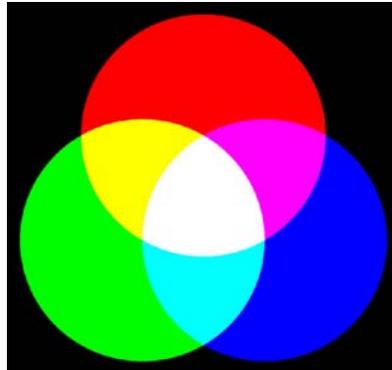
La longueur d'onde du rayonnement émis dépend de la largeur de la « bande interdite » et donc du matériau utilisé. Toutes les valeurs du spectre lumineux peuvent être atteintes avec les matériaux actuels. L'infrarouge est obtenu grâce à l'arséniure de gallium (GaAs) dopé au silicium (Si) ou au zinc (Zn). Les fabricants proposent de nombreux types de diodes aux spécificités différentes. Les diodes à l'arséniure de gallium sont les plus économiques et les plus utilisées. Les diodes à l'arséniure de gallium-aluminium (AlGaAs) offrent une plus grande puissance de sortie mais nécessitent une tension directe plus élevée et ont une longueur d'onde plus courte (< 950 nm, ce qui correspond au maximum de sensibilité des détecteurs au silicium); elles présentent une bonne linéarité jusqu'à 1,5 A. Enfin, les diodes à double hétérojonction (DH) AlGaAs offrent les avantages des deux techniques précédentes (faible tension directe) en ayant des temps de commutation très courts (durée nécessaire pour qu'un courant croisse de 10 % à 90 % de sa valeur finale ou pour décroître de 90 % à 10 %), permettant des débits de données très élevés dans les transmissions de données numériques par fibres optiques. Les temps de commutation dépendent de la capacité de la jonction dans la diode.

#### **V.A.5-Différents types de LED**

##### **➡ Trois LED de couleurs différentes (RGB) (Red Green Blue)**

Cette méthode consiste à utiliser trois types de LED de couleurs différentes (rouge, verte, bleue). La synthèse des trois couleurs conduit à la production de lumière blanche

dont la température de couleur proximale dépend de la proportion de chacune des trois couleurs Fig. (V. 7).

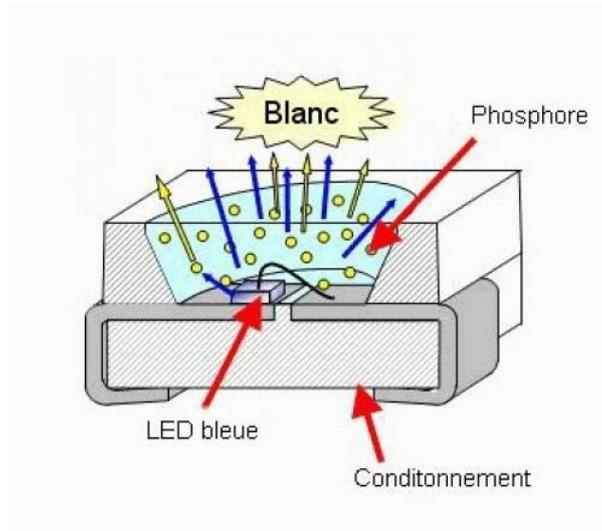


**Fig. (V.7) :** trois LED de couleurs différentes (rouge, verte et bleue)

Il est également possible d'envisager de créer de la lumière blanche à partir d'une multitude de LED de couleurs. Cela permet d'améliorer l'homogénéité spectrale de la source. Cela étant, il faut contrôler individuellement chaque type de LED parmi plusieurs dizaines, voire plus. Cela devient rapidement problématique et coûteux sachant que la tension directe d'alimentation varie en fonction des semi-conducteurs et de leurs degrés de dopage.

#### ➡ ***LED bleue et luminophore jaune***

La méthode qui est la plus répandue chez les industriels, consiste à utiliser une jonction PN, émettant de la lumière bleue, qui est recouverte d'un (ou de plusieurs) luminophore jaune. Typiquement, il s'agit d'yttrium aluminium garnet dopé au cérium (YAG : Ce) pour un blanc froid ou YAG : Ce+CaS : Eu pour obtenir un blanc chaud. Les photons émettant du bleu, au contact du luminophore, engendrent des photons émettant du jaune. Des photons de longueurs d'onde complémentaires provoquent une sensation de blanc.



**Fig. (V. 8) :** LED bleue et luminophore jaune.

## V.A.6-Caractéristiques des LEDs

### V.A.6.1-Caractéristiques optiques

#### V.A.6.1.a-Longueur d'onde du pic d'émission

Cette valeur nous indique la longueur d'onde ( $\lambda$ ), en nanomètre, à laquelle est émis la plus importante partie du rayonnement (wave length). La valeur est donnée pour une intensité de courant direct ( $I_F$ ).

#### V.A.6.1.b-Spectre ou largeur spectrale à mi-intensité

Le spectre d'émission d'une diode LED est relativement étroit. *Exemple* : pour une longueur d'onde à intensité maximale égale à 520 nm, la longueur d'onde à intensité moitié pourra être comprise de 505 nm à 535 nm (soit une largeur spectrale de 30 nanomètres) fig. V. 9.

Il existe actuellement plusieurs types de LED donnant chacun des spectres différents. Cela est obtenu par la variété des semi-conducteurs utilisés pour fabriquer les jonctions PN. Dans le tab. V. 1 on donne quelques exemples pour l'obtention de certaines longueurs d'onde :

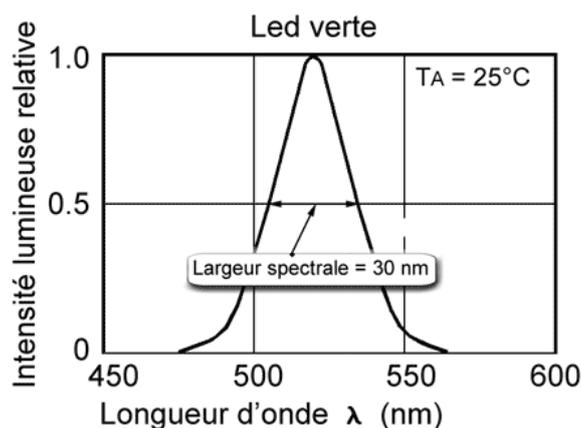


Fig. (V. 9) : Spectre ou largeur spectrale à mi-intensité

Tab. V. 1 : Quelques types des semi-conducteurs utilisés pour fabriquer les jonctions PN.

Matériaux	Rayonnement	Longueur d'onde
InAs	Infra-rouge	315 nm
InP	Infra-rouge	910 nm
GaAsP <sub>4</sub>	Rouge	660 nm
GaAsP <sub>8.2</sub>	Jaune	590 nm
GaP	Vert	560 nm

Tab. V. 2 : Correspondance couleurs, longueurs d'onde et énergie des photons

Couleur	Longueur d'onde ( $\lambda$ )	Energie des photons (eV)
Ultraviolet	<390	>3.18
Violet	390-455	2.72-3.18
Bleu	455-490	2.53-2.72
Cyan	490-515	2.41-2.53
Vert	515-570	2.18-2.41
Jaune	570-600	2.06-2.18
Orange	600-625	1.98-2.06
Rouge	625-720	1.72-1.98
Infrarouge	>720	<1.72

### V.A.6.1.c-Diagramme de rayonnement

Le flux lumineux n'est pas homogène tout autour de la LED. La répartition spatiale de la puissance émise dépend de la forme de la diode LED :

- forme de la partie émissive (point, trait...),
- avec lentille de concentration ou sans,
- diffusante ou non,

Cette répartition est définie par le diagramme de rayonnement qui représente la répartition angulaire de l'intensité relative émise figure (V. 10) :

Exemple :

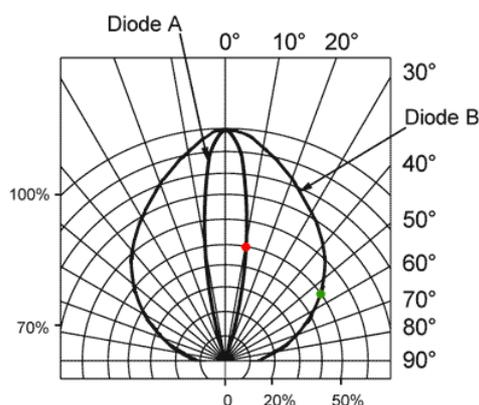


Fig. (V. 10) : Diagramme de rayonnement

### V.A.6.1.d-Angle d'émission à mi-intensité

Les fabricants précisent souvent l'angle pour lequel l'intensité lumineuse a été réduite de moitié. Sur le diagramme ci-dessus, le point rouge indique un angle de 10 degrés et le point vert un angle de 50° pour une intensité relative émise de 50%.

### V.A.6.1.e-Intensité lumineuse

L'intensité lumineuse (mesurée en *candelas*) est la quantité de lumière émise dans une certaine direction à 1 mètre de distance. Dans les caractéristiques optiques des LEDs nous l'exprimons aussi en micro-candela (mcd) et se note  $I_v$ .

## V.A.6.2-Caractéristiques électriques

### V.A.6.2.a-Point de fonctionnement et tension direct

Une LED se comporte électriquement comme une diode. Pour émettre elle doit être polarisée en direct Fig. (V. 11).

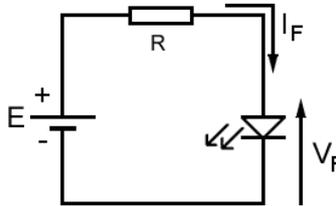


Fig.(V. 11) : Polarisation d'une LED

La caractéristique  $I_F(V_F)$  montre que la tension de conduction de la diode LED (forward voltage) est environ 1,5 volts à 2 V fig. (V. 12).

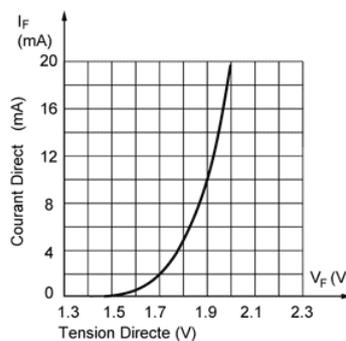
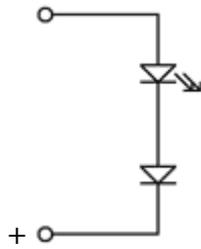


Fig. (V. 12) : Caractéristique courant-tension  $I_F(V_F)$

Le courant  $I_F$  vaut environ  $(E-2)/R$ . En pratique, le constructeur préconise 10 à 20 mA. Le courant traversant la LED détermine l'intensité lumineuse émise. Remarque : certaines diodes ont des tensions de conduction de l'ordre de 3 volts et plus.

### V.A.6.2.b-Tension inverse ( $V_R$ )

Dans certains cas, on peut avoir besoin de polariser en inverse la LED. La diode est alors éteinte : elle n'émet plus d'intensité lumineuse. Mais attention, la diode LED ne peut pas supporter des tensions inverses trop importantes comme une diode de redressement par exemple. Les valeurs courantes se situent telles que  $V_R \text{ max} = \pm 3 \text{ V à } 5 \text{ V}$  (reverse voltage) ; au delà de ces valeurs il y a endommagement ou destruction du composant. En cas de besoin nous plaçons une diode normale en série avec la LED Fig. (V. 13).



**Fig. (V. 13) :** Polarisation inverse : diode classique en // avec la LED

#### **V.A.6.2.c-Courant direct en continu ( $I_F$ )**

Le courant direct (mA) est donné en règle générale pour une température ambiante (TA) de 25°C. C'est le courant permanent que peut supporter la diode. Comme un semi-conducteur se chauffe (avec aggravement si  $TA > 25^\circ\text{C}$ ), il est recommandé de réduire l'intensité du courant (forward current).

#### **V.A.6.2.d-Courant direct de crête ( $I_{FM}$ )**

C'est l'intensité d'une impulsion de courant direct maximum qui peut être appliquée à la LED pendant une durée déterminée. Entre deux impulsions de cette intensité, le composant doit avoir le temps de refroidir. Il faudra donc choisir un rapport entre durée d'impulsion et durée de pause assez grand.

#### **V.A.6.2.e-Puissance et température de fonctionnement**

La température de jonction doit rester inférieure à 125°C. Mais souvent les diodes LED sont montées dans des boîtiers plastiques. Dans ce cas, la température de fonctionnement ne doit pas dépasser 100°C. La puissance que peut dissiper une diode LED commune (ou utilisée en tant que témoin lumineux) est de l'ordre de 20 à 100 mw. Les puissances des diodes LEDs destinées aux applications d'éclairage de locaux ou des lieux publics sont de l'ordre du Watt voir beaucoup plus quand il s'agit de module LED.

#### **V.A.6.2.f-Influence de la tension directe**

Toutes les LEDs présentent des variations de tension directe en fonction des changements de température de jonction. Le coefficient de température dépend du type de jonction. Les LEDs InGaAlP (jaune, orange et rouge) ont un coefficient compris entre -3,0 mV/K à -5,2 mV/K, et la LED InGaN (bleu, vert et blanc) ont un coefficient compris entre -3,6 mV/K et -5,2 mV/K.

#### **V.A.6.2.g-Influence du courant $I_F$ sur l'intensité lumineuse**

L'œil est sensible à l'intensité lumineuse moyenne émise. L'intensité lumineuse donnée par le fabricant est obtenue dans des conditions de fonctionnement qu'il doit spécifier. Généralement il utilise un courant continu (à  $T_A = 25^\circ\text{C}$ ).

D'autres valeurs de courant se traduisent par d'autres intensités lumineuses. En exploitant d'autres caractéristiques  $I_V$  ( $I_F$ ) on s'aperçoit alors que l'intensité lumineuse augmente plus vite que le courant, c'est-à-dire que le rendement augmente pour un courant  $I_F$ , élevé mais bref, appelé courant de crête.

Il est alors extrêmement intéressant d'alimenter la LED en courant pulsé au lieu du courant continu. La valeur crête du courant permet alors d'obtenir des intensités lumineuses importantes. De ce fait nous pouvons :

- augmenter l'intensité lumineuse émise à consommation électrique moyenne égale,
- diminuer la consommation électrique tout en obtenant une intensité lumineuse égale,
- réduire l'échauffement de la jonction.

#### **V.A.6.2.h-Influence de l'intensité lumineuse sur la température**

L'intensité lumineuse diminue à mesure que la température augmente. Il s'agit d'un résultat de l'évolution des gains d'efficacité dans le semi-conducteur, et non le résultat de la variation de la tension direct en fonction de la température. Ce changement de température est non linéaire.

#### **V.A.6.2.i-Décalage des coordonnées de chromaticité**

Les caractéristiques de couleur des LED sont dépendantes du courant direct. Une attention particulière doit être accordée lors de l'utilisation des pilotes ou driver utilisés avec des LEDs RVB (Rouge, Verte, Bleue). Les gradateurs d'éclairage ne devraient pas modifier le rendu des couleurs. La solution préférée, est une gradation par PWM (*Pulse Width Modulation*) pour que chaque LED, de la composante RVB, soit pilotée avec le courant direct adapté.

## V. B-Diode laser

### V.B.1-Introduction

Laser est un sigle venu de l'anglais, il veut dire "amplification de lumière par émission stimulée" (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Les lasers sont des dispositifs qui produisent ou amplifient un rayonnement cohérent et directif pour des longueurs d'onde situées dans le domaine optique des ondes électromagnétique couvrant l'infrarouge, le visible et l'ultraviolet.

Le LASER occupe une place particulière dans le bestiaire regroupant les principales inventions du XX<sup>ème</sup> siècle : en effet, contrairement à la plupart des découvertes, ce fut une invention à la fois pré-fantasmée et non-planifiée par la société.

#### V.B.1.1-Quelques dates

Voici les étapes scientifiques marquantes qui conduisirent à la découverte du laser :

- 1887 : Heinrich Hertz découvre accidentellement l'effet photoélectrique. Cet heureux effet du hasard permettra à Albert Einstein de mettre en place la notion de photons.
- 1901 : Le problème de la catastrophe ultraviolette (densité d'énergie divergente pour les hautes fréquences) est résolu par Planck grâce à une astucieuse hypothèse. Il supposa que l'énergie d'un mode de fréquence  $\nu$  n'était pas une variable aléatoire continue mais une variable aléatoire discrète prenant les valeurs  $nh\nu$ . On peut d'ailleurs noter que les contemporains de Planck (à commencer par lui-même d'ailleurs) eurent beaucoup de mal à accepter cette idée de sauts d'énergie discrets. Cependant, l'accord remarquable entre cette théorie et l'expérience les força à y adhérer.
- 1905 : Einstein postule la quantification de l'énergie électromagnétique. Ainsi prend naissance le photon. Malheureusement, l'arrivée du photon ne permet pas de prendre en compte le rayonnement du corps noir (densité spectrale d'énergie électromagnétique émise par une enceinte fermée à la température T à l'équilibre thermique). Mais, dans le même temps, Born montre la quantification des niveaux d'énergie des électrons (1913). Einstein peut alors démontrer en 1917 la compatibilité entre l'existence du photon et le rayonnement du corps noir en mettant en place la notion d'émission stimulée.

- 1949 : Kastler et Brossel réalisent le premier pompage optique et la première inversion de population. Dès 1950 apparaissent alors les premières propositions de dispositifs MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission Radiation) capables d'amplifier une onde électromagnétique dans le domaine des micro-ondes (Weber, Townes et Basov).
- 1954 : Le premier MASER est construit (MASER à ammoniac dont la longueur d'onde est de 13 mm). Le confinement de l'onde électromagnétique est assuré dans les trois dimensions de l'espace via une "boîte" sur les parois de laquelle l'onde se réfléchit. On se situe cependant toujours dans le domaine des micro-ondes et non dans le domaine optique. En effet, dans la tête des scientifiques de l'époque, le laser optique était impossible à faire car les longueurs d'ondes optiques auraient nécessité des cavités beaucoup trop petites (des boîtes de dimension de l'ordre de la longueur d'onde soit quelques dizaines de  $\mu\text{m}$  au maximum !).
- 1958 : Schawlow et Townes proposent d'utiliser une cavité ouverte de type Fabry-Perot. L'idée est de réaliser un confinement du champ électromagnétique comparable à celui d'une boîte fermée mais avec une seule dimension de confinement : l'axe de propagation de la lumière dans la cavité. Ceci permet de sélectionner quelques ondes électromagnétiques seulement qui se partagent le gain du milieu amplificateur et donc d'accéder à des niveaux d'amplification très importants.
- le 16 mai 1960, Maiman réalise le premier effet LASER jamais obtenu dans le domaine optique. Le milieu amplificateur utilisé était un cristal de rubis, cristal le plus utilisé au début des lasers car il était très utilisé dans le domaine des MASERS et donc parfaitement connu sur le plan de la spectroscopie. La longueur d'onde optique obtenue était de 694,3 nm et ce laser fonctionnait en impulsions.
- 1961 : Javan, Bennet et Herriot réalisent un laser à gaz hélium-néon fonctionnant en continu à 1,15  $\mu\text{m}$ . Le laser hélium-néon peut en effet émettre sur toute une gamme de longueur d'onde discrètes allant du vert à l'infrarouge en passant par l'orange et le rouge (633 nm bien connu).
- 1962 : Premier laser Hélium Néon rouge (633 nm)
- 1965 : Lasers à semi-conducteurs.
- 1966 : Lasers à colorants pulsés (rouge, orange, jaune).
- 1970 : Lasers à colorants continus (rouge, orange, jaune).

Depuis la réalisation du premier laser en 1961, de nombreux lasers ont été mis au point chaque année. La tendance actuelle dans la recherche va au développement de lasers tout solides (diodes lasers, solides cristallins ou amorphes dopés par des ions actifs, lasers à fibre optique) vers l'obtention d'impulsions de plus en plus courtes (la limite actuelle homologuée est de 4,5 fs soit 4,5 10<sup>-15</sup> seconde) et vers des lasers de plus en plus puissants (des lasers émettant une dizaine de kilowatt sont maintenant monnaie courante).

### **V.B.1.2-Un laser, pour quoi faire ?**

Au moment de sa découverte, le laser fait naître les espoirs les plus fous, inspirés de la science fiction et il se présente comme la solution magique à bien des problèmes : utilisation pour faire fondre les dangereux icebergs, remplacement du réseau téléphonique par un rayon laser, transport des hautes tensions continues supérieures au million de volts ( ?)... Laissant de côté ces applications fantaisistes (ou, pour ce qui concerne les télécommunications, prématurées), certains voient dès 1965 le réel intérêt du laser comme bistouri de lumière pour les applications médicales, comme potentiel outil permettant d'obtenir la fusion nucléaire, comme découpeur de précision pour les métaux, ou comme moyen de stocker l'information (les CDs) et d'obtenir des images en relief (l'holographie).

Cependant, toutes ces applications sont inaccessibles dans les premiers temps du laser et les gens de l'époque se demandent à quoi peut concrètement servir cet appareil. Il est amusant de remarquer que le laser ne fut pas inventé en réponse à un besoin exprimé par l'industrie, la communauté scientifique ou le grand public, contrairement à la plupart des inventions majeures du XX<sup>ème</sup> siècle. En effet, si les centrales nucléaires furent développées pour répondre à la demande croissante en énergie, si les ordinateurs ont été mis au point pour permettre de réaliser des calculs toujours plus complexes, si la mécanique quantique a été construite pour résoudre les problèmes théoriques non résolus tels que le rayonnement du corps noir ou l'effet photoélectrique, le laser est quant à lui sorti de nulle part, ou presque. Bien sûr, quelques théoriciens devenus célèbres (Townes, Schallow, Basov, Prokhorov and co) planchaient sur le sujet afin de transposer au domaine optique les amplificateurs de micro-ondes qu'on appelle Maser. Bien sûr certains scientifiques étaient intéressés par la prédiction de l'émission stimulée par Einstein et tentaient d'observer cet effet expérimentalement. Mais personne n'avait « besoin » du laser. Personne n'attendait son invention pour l'appliquer à quoique ce soit de réellement utile. Le meilleur exemple en est donné par Artur Schallow, l'un des glorieux inventeurs du laser: « Les machines à écrire seront un jour équipées d'un laser

qui effacera les fautes de frappe. En une fraction de seconde, le rayon vaporise l'encre de la lettre sans laisser la moindre trace sur le papier ». Alors, le laser ne serait destiné qu'à devenir un « super-correcteur pour dactylos distraites » ? Dans les premières années suivant sa mise au point, le laser est un sujet de railleries pour bon nombre d'industriels. Même les scientifiques de haut niveau s'y mettent : « Nous avons l'habitude d'avoir un problème et de chercher une solution. Dans le cas du laser, nous avons déjà la solution et nous cherchons le problème » annonce Pierre Aigrain (ancien secrétaire d'état à la Recherche, Chercheur et membre de l'Académie des Sciences à l'époque de la découverte du laser)

L'avenir prouvera que de nombreux problèmes ont été résolus grâce au laser et que les réalisations ont atteints les rêves des premiers temps (télécommunications, arme laser, fusion par laser, bistouri laser...). Ce qui ne semblait qu'un encombrant « joujou » pour les chercheurs est aujourd'hui unanimement cité parmi les inventions majeures du siècle dernier, au plan de la physique comme au plan des applications. Le laser a maintenant atteint une maturité qui lui ouvre des domaines très variés et de plus en plus larges : traitement des matériaux, biomédical, instrumentation et mesure, show laser....

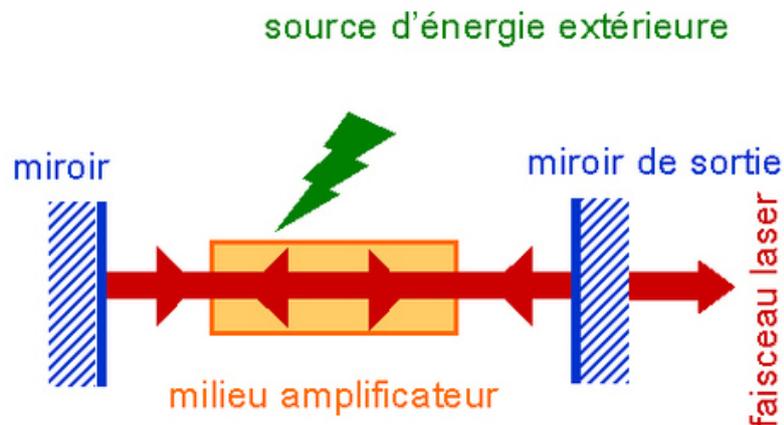
### V.B.1.3-Un laser, c'est quoi ?

Un laser se définit par 2 éléments fondamentaux :

- un *milieu amplificateur* : celui-ci peut être de différents types (gaz, plasma, solide voire liquide). Dans ce milieu, on trouve des atomes, molécules, ions ou électrons dont les niveaux d'énergie sont utilisés pour accroître la puissance d'une onde lumineuse au cours de sa propagation. Le principe physique mis en jeu est *l'émission stimulée*.
- un *système d'excitation du milieu amplificateur* (aussi appelé *système de pompage*) : il permet de créer les conditions d'une amplification lumineuse en apportant l'énergie nécessaire au milieu. Le système de pompage peut être de différente nature :
  - pompage optique (le soleil, lampes flash, lampes à arc continues ou lampes à filament de tungstène, diodes laser ou autres lasers ...),
  - électrique (décharges dans des tubes de gaz, courant électrique dans des semi-conducteurs ...) ou même chimique.

Le milieu amplificateur (et son système de pompage) peut être utilisé seul pour amplifier une lumière déjà existante. On parle alors d'*amplificateur laser*. Cependant, en général, l'amplificateur est inséré dans un résonateur optique (ou cavité) dont la fonction est de produire un rayonnement lumineux aux propriétés très particulières. On parle alors d'*oscillateur laser*. En général, un raccourci de langage consiste à appeler "lasers" les oscillateurs laser qui constituent l'immense majorité des dispositifs existants. Les oscillateurs laser ont pour particularité d'avoir des miroirs réfléchissants dont la fonction première est de confiner l'onde à l'intérieur de la cavité et d'augmenter son parcours dans le milieu amplificateur afin d'obtenir des niveaux d'amplification considérables. Ils ont également un miroir de sortie qui permet d'extraire une partie de l'onde lumineuse de la cavité afin de pouvoir utiliser le rayonnement.

Finally, the laser oscillator can be schematized by fig. V. 14 with its fundamental elements: the amplifying medium, the pumping system, and the mirrors forming the cavity, including the output mirror.



**Fig. V. 14 :** Schéma d'un oscillateur laser.

## V.B.2-Les mécanismes mis en jeu : émission, absorption, pompage

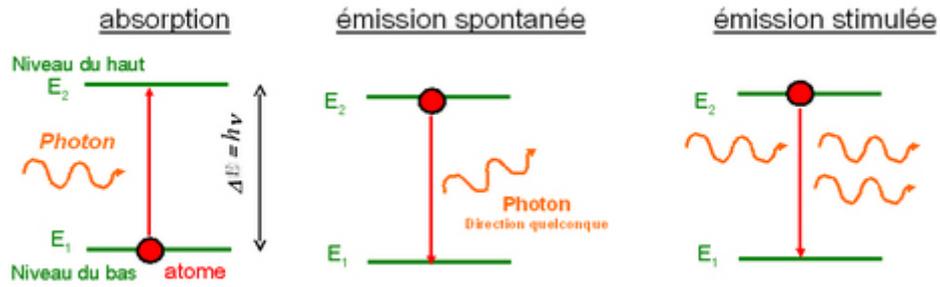
### V. B. 2. 1-Introduction

L'émission stimulée est à la base de l'amplification lumineuse et donc au cœur même du fonctionnement d'un laser. Pour la comprendre, il faut la replacer dans le contexte des interactions entre la lumière et la matière. La matière considérée ici est composée d'éléments optiquement actifs placés en "solution" dans un milieu tels un gaz, un plasma, un liquide ou un solide. Ce peut être des atomes, des ions, des molécules, des radicaux ou des électrons (pour simplifier, nous choisissons "atomes" dans la suite). Leur niveaux d'énergie sont quantifiés et sont tels qu'une lumière d'une fréquence particulière va pouvoir interagir avec la population qui se trouve sur les niveaux. Pour être plus précis, considérons deux niveaux d'énergie  $E_1$  et  $E_2$  ( $E_1 < E_2$ ) dont la population va pouvoir interagir avec une lumière de fréquence  $h\nu = E_2 - E_1$ . L'ensemble  $E_1$ - $E_2$  est appelé transition radiative si le passage des atomes de  $E_1$  à  $E_2$  (ou de  $E_2$  à  $E_1$ ) ne peut se faire que par interaction avec la lumière. Le niveau d'énergie  $E_1$  est appelé le niveau du bas et celui d'énergie  $E_2$ , le niveau du haut.

### V.B.2.2-Description des mécanismes d'émission-absorption

Il existe trois mécanismes d'interaction schématisés sur la fig. V. 15 :

- Absorption : Un atome du niveau du bas peut monter dans le niveau du haut par effet d'absorption d'un photon de fréquence  $h\nu$ .
- Emission spontanée : Un atome du niveau du haut peut se désexciter spontanément vers le niveau du bas et engendrer l'émission d'un photon de fréquence  $h\nu$  si la transition entre  $E_2$  et  $E_1$  est radiative. Ce photon a une direction et une phase aléatoire.
- Émission stimulée : par l'action d'un photon incident, un atome du niveau du haut peut également se désexciter en émettant un photon dit "stimulé" dont les propriétés sont exactement les mêmes que le photon incident. Le terme stimulé souligne le fait que ce type de rayonnement n'existe que si un photon incident est présent pour "stimuler l'émission". L'amplification vient des similitudes entre le photon incident et le photon émis.



**Fig. V. 15 :** Mécanisme d'interaction entre un atome et un photon. (On suppose que le photon a une énergie  $h\nu$  égale à la différence d'énergie entre les deux niveaux de l'atome).

### V.B.2.3-Les compétitions entre les 3 mécanismes

Pour une transition radiative, les trois mécanismes sont toujours présents en même temps. Pour faire un milieu laser, il faut donc trouver des conditions qui permettent de privilégier l'émission stimulée au détriment de l'absorption et de l'émission spontanée. Il y a donc une nécessité de sélectionner dans la nature les milieux qui pourront effectivement servir en tant que milieux laser. Il faudra également veiller à mettre le milieu dans de bonnes conditions pour que l'effet laser ait lieu.

- un photon incident d'énergie  $h\nu$  a autant de chance d'être absorbé par un atome du niveau du bas que d'être dupliqué (ou amplifié!) par interaction avec un atome du niveau du haut. L'absorption et l'émission stimulée sont vraiment deux processus réciproques soumis aux mêmes probabilités. Pour favoriser l'émission stimulée au détriment de l'absorption, la solution est de jouer sur les populations des niveaux : il faut s'arranger pour avoir plus d'atomes sur le niveau du haut que sur le niveau du bas.
- l'émission spontanée a tendance à vider naturellement le niveau du haut. Il faut donc trouver un moyen de vider le niveau du haut plus vite par émission stimulée que par émission spontanée. Or il se trouve que l'émission stimulée est d'autant plus probable que le milieu est éclairé avec un grand nombre de photons semblables. L'astuce va donc consister à éclairer fortement le milieu, un bon moyen pour cela est le confinement des photons dans une cavité.

#### **V.B.2.4-Inversion de population et pompage**

Avoir une population plus élevée dans le niveau du haut ( $N_2$ ) que dans le niveau du bas ( $N_1$ ) n'est pas une situation d'équilibre. En effet, à l'équilibre thermodynamique, la répartition des populations sur les niveaux est donnée par la loi de Boltzmann :

$$N_2 = N_1 \times e^{-\frac{E_2-E_1}{KT}}$$

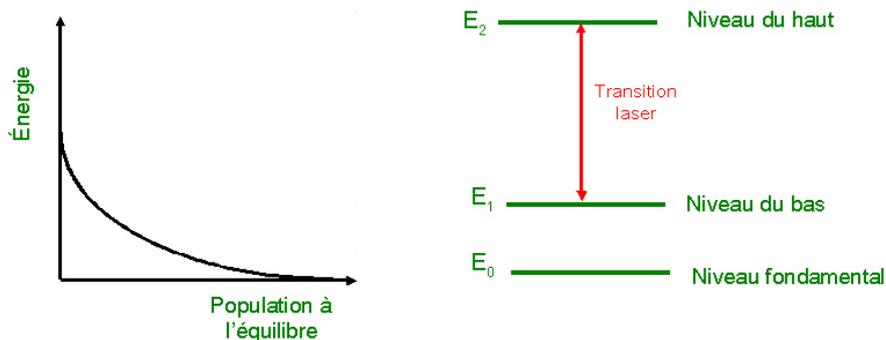
Dans ce cas,  $N_2$  est toujours inférieure à  $N_1$ . Il faut donc créer une situation hors équilibre en apportant de l'énergie au système des atomes via un "pompage" dont l'objectif est d'amener suffisamment d'atomes sur le niveau du haut.

On parle alors d'inversion de population que l'on appelle  $\Delta N=N_2-N_1$ . Il y aura amplification de lumière si l'inversion de population est positive. Le pompage pourra se faire par voie électrique, optique ou chimique.

#### **V.B.2.5-Les systèmes spectroscopiques qui "marchent" pour faire un laser**

Tous les atomes, ions, molécules, avec leurs différents niveaux d'énergie ne peuvent pas forcément donner lieu à une inversion de population et à un effet laser. Il faut d'abord sélectionner des transitions qui sont purement radiatives (passage des atomes entre les niveaux uniquement par interaction avec la lumière). Les transitions non radiatives sont évidemment à éviter. Il existe également des transitions qui présentent une part radiative et une part non radiative. Dans ce cas, le niveau du haut se vide non seulement par émission spontanée mais également par effet non radiatif. Ceci entraîne une difficulté supplémentaire pour arriver à faire une inversion de population car il est difficile de stocker des atomes sur le niveau du haut dans ces conditions. Les transitions de ce type sont également à éviter.

Il faut ensuite sélectionner des "atomes" présentant un ensemble de niveaux dont la position relative n'est pas quelconque dans l'objectif de réaliser une inversion de population. Par exemple, en choisissant un niveau du bas avec une énergie supérieure au niveau fondamental, on peut limiter fortement le peuplement  $N_1$ , voire même l'annuler complètement (fig. V. 16). Dans ce cas, il suffit d'apporter un atome dans le niveau du haut pour que l'inversion de population existe.



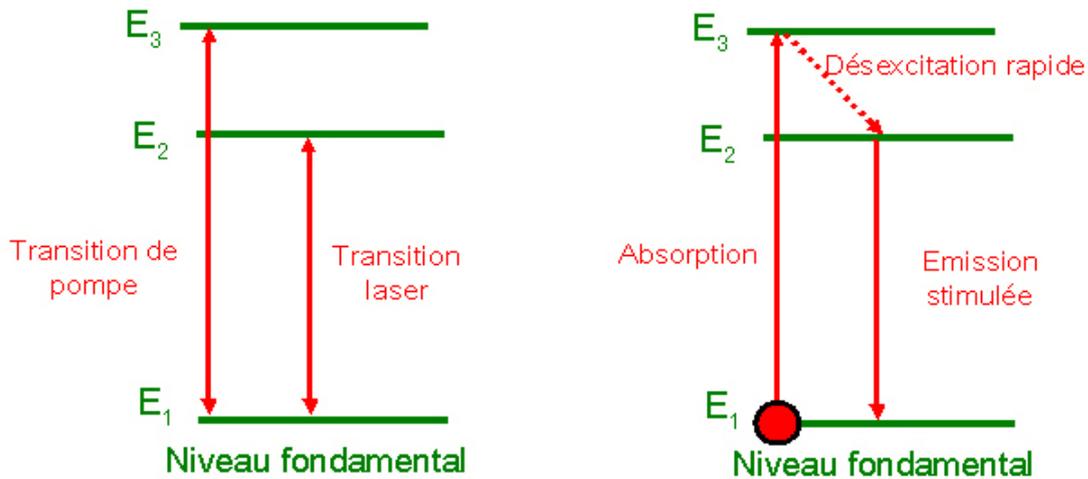
**Fig. V. 16 :** Transition laser avec niveau du bas loin du fondamental. La population à l'équilibre thermodynamique est donnée par la loi de Boltzmann.

Il faut également être capable d'apporter efficacement les atomes dans le niveau du haut grâce à un pompage. Quelque soit la nature du pompage (optique ou électrique en particulier), celui-ci correspond à une certaine énergie qui doit pouvoir être transférée aux atomes du milieu. Il faut donc trouver un niveau excité tel que la différence d'énergie avec le niveau fondamental corresponde à cette énergie de pompage.

Dans le cas d'un pompage optique, on peut montrer qu'il faut un minimum de trois niveaux pour réaliser une inversion de population. La fig. V. 21 donne l'exemple d'un tel système. On y distingue la transition dite de pompage (entre  $E_1$  et  $E_3$ ) et la transition laser (entre  $E_1$  et  $E_2$ ). L'objectif est de stocker les atomes dans le niveau  $E_2$  via le pompage par absorption d'un rayonnement dit "de pompe" dont la longueur d'onde est inférieure à la longueur d'onde de la transition laser. Pour cela, il faut que le niveau 3 se vide rapidement vers le niveau 2, et uniquement vers celui-là. Cette condition limite le choix des systèmes qui fonctionnent.

La fig. V. 17 présente également un cycle idéal pour un atome : il monte dans le niveau 3 par absorption d'un photon issu de la lumière de pompe. Il descend ensuite dans le niveau 2 très rapidement. Il se désexcite enfin par émission stimulée vers le niveau 1. Malgré sa simplicité, ce système n'est pas forcément facile à mettre en œuvre car le niveau du bas de la transition laser est très fortement peuplé à l'équilibre thermodynamique. Afin de réaliser une inversion de population, il faut déjà commencer par vider le niveau fondamental de la moitié de ses atomes et les mettre dans le niveau 2. Il faut pour cela que le niveau 2 soit capable de stocker les atomes, et donc que l'émission spontanée ne soit pas très probable : ceci est une condition sur le choix du système. Il faut également une énergie de pompage

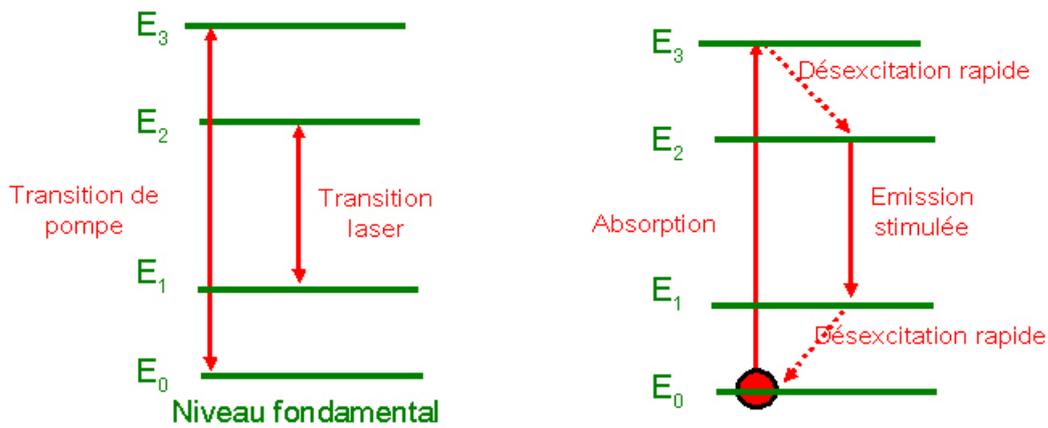
importante. Le premier laser qui n'ait jamais fonctionné dans le domaine optique était un laser de ce type : le laser à rubis met en effet en jeu 3 niveaux. La formule du rubis est :  $\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ . Il s'agit d'une matrice cristalline d'alumine avec un dopant  $\text{Cr}^{3+}$  dont on utilise les niveaux pour réaliser l'effet laser. Le pompage optique est intense via des lampes à décharge.



**Fig. 17 :** Exemple d'un système à trois niveaux avec un pompage optique.

Un autre exemple de système pouvant donner lieu à un effet laser est le système à 4 niveaux (fig. V. 18). Cette fois, la transition de pompe (pompage optique) et la transition laser se font sur un couple de niveaux distincts ( $E_0$ - $E_3$  pour la pompe et  $E_1$ - $E_2$  pour le laser). On choisit un système dont le niveau  $E_1$  est suffisamment loin du niveau fondamental  $E_0$  pour que le peuplement thermique à l'équilibre thermodynamique soit négligeable. Le système est également choisit de tel sorte que les atomes ne restent ni sur le niveau 3, ni sur le niveau 1. La figure 5 présente un cycle idéal de fonctionnement pour un atome. Contrairement au cas précédent, dès qu'un atome atteint le niveau 2, l'inversion de population est positive et le milieu devient amplificateur.

Pour maintenir l'inversion de population, il faut éviter que les atomes ne s'accumulent dans le niveau 1. C'est pour cela que le système doit être choisi de telle sorte que la désexcitation du niveau 1 vers le niveau 0 soit rapide. Un des milieux les plus connus fonctionnant sur ce schéma est le grenat d'aluminium et d'yttrium dopé au néodyme [ $\text{Nd}:\text{YAG}$  ( $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ )]



**Fig. V. 18 :** Exemple d'un système à quatre niveaux avec un pompage optique.

Un dernier exemple de système pouvant donner lieu à effet laser est le système gazeux hélium-néon (fig. V. 19). Dans ce cas, le pompage est électrique. On utilise les transitions du néon pour les transitions laser : il y en a en effet plusieurs, la plus connue étant la transition donnant la couleur 632,8 nm. L'hélium est utilisé comme gaz intermédiaire, capable de transférer l'énergie des électrons au néon, par des collisions. En effet, l'hélium présente la particularité d'avoir deux niveaux excités dits "métastables", c'est à dire que les atomes peuvent y rester très longtemps avant de redescendre vers le niveau fondamental. Les atomes d'hélium sont portés dans les niveaux excités par des collisions avec les électrons. Le transfert d'énergie vers le néon peut avoir lieu facilement car ces niveaux métastables coïncident avec des niveaux excités du néon. Il se produit lors de collisions entre les atomes : On peut résumer le transfert d'énergie par cette équation :  $\text{He}^* + \text{Ne} \rightarrow \text{He} + \text{Ne}^*$ . Un atome d'hélium excité rencontre un atome de néon dans l'état fondamental et lui transfère son énergie tout en redescendant dans l'état fondamental.

Sur la fig. V. 19, on peut remarquer que les niveaux du bas des transitions laser sont loin du niveau fondamental, ce qui est favorable pour réaliser une inversion de population (pas de peuplement thermique).

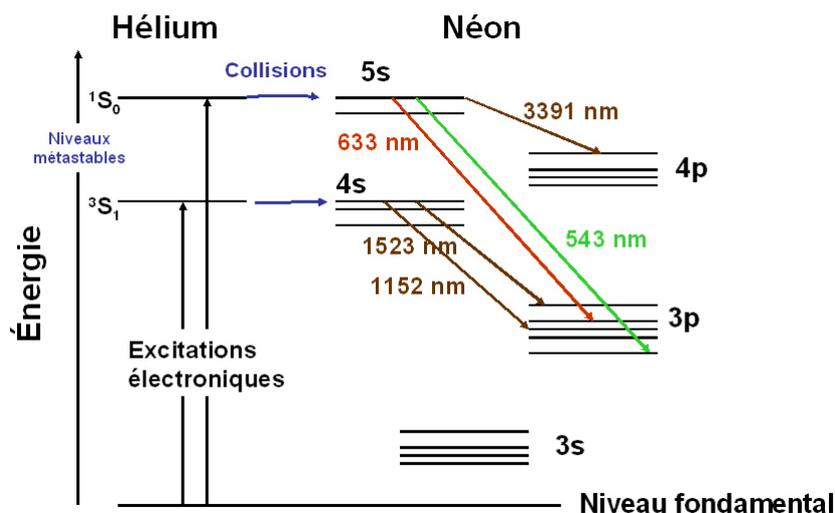
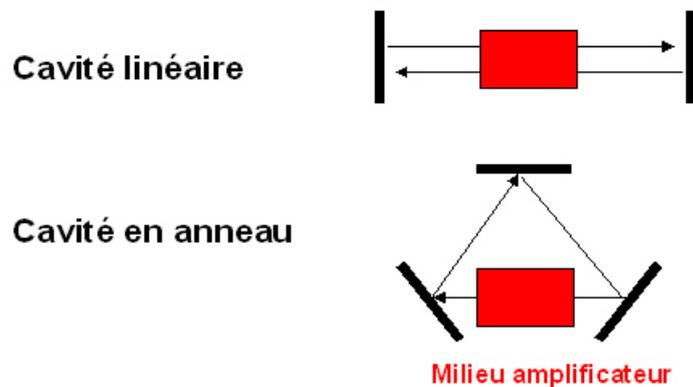


Fig. V. 19 : Cas de l'hélium néon.

### V.B.3-Le rôle de la cavité

#### V.B.3.1-Introduction

La partie précédente montre comment favoriser une inversion de population en choisissant bien le système et les niveaux d'énergie. Cependant, avoir une inversion de population positive n'est pas suffisant pour générer un effet laser. En effet, il ne faut pas oublier que les mécanismes d'émission stimulée et d'émission spontanée sont en compétition. Ainsi, avant d'être un milieu amplificateur de lumière, un milieu laser pompé par une source d'énergie extérieure est d'abord une "lampe" (émission spontanée). C'est la cavité qui va créer les conditions favorables pour que l'émission stimulée devienne prédominante par rapport l'émission spontanée. La cavité ou résonateur optique est composée de miroirs qui permettent à la lumière de passer de nombreuses fois dans le milieu amplificateur. On peut trouver deux types de cavités (fig. V. 20) : des cavités dites "linéaires" (la lumière fait des allers et retour) ou des cavités en anneau (la lumière fait des tours). On suppose dans la suite une cavité linéaire.



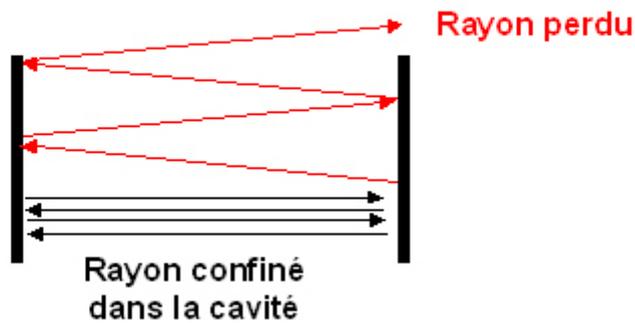
**Fig. V. 20 :** Les deux types de cavité.

Au démarrage du laser, la “lampe-milieu amplificateur” émet spontanément dans toutes les directions. Cependant, il existe une petite partie de l’émission qui se trouve dans l’axe de la cavité laser. Ces photons spontanés peuvent donc y faire des allers et retours. Au fur et à mesure, le milieu amplificateur va jouer son rôle et la quantité de lumière présente dans la cavité va augmenter de façon considérable. Le confinement de la lumière va ainsi accroître la probabilité d’émission stimulée, au détriment de l’émission spontanée. En parallèle, la cavité va jouer le rôle de filtre à cause des multiples allers et retours : seule l’onde parfaitement perpendiculaire à l’axe de la cavité pourra se propager et certaines fréquences seront privilégiées (fréquences de résonance de la cavité). Ainsi, la cavité donne au rayonnement laser ses propriétés si particulières (directivité, finesse spectrale).

Au bout de plusieurs dizaines de milliers d’allers et retours (en général), la quantité de photons générée dans l’axe de la cavité par émission stimulée va être devenir égale à celle qui est perdue (en particulier via le miroir de sortie). Il va donc y avoir un état stationnaire pour lequel un rayonnement (dit rayonnement laser) sort de façon continue par le miroir de sortie. On dit alors que le laser oscille : c’est à dire que le laser émet en continu un rayonnement majoritairement issu de l’émission stimulée filtré par la cavité.

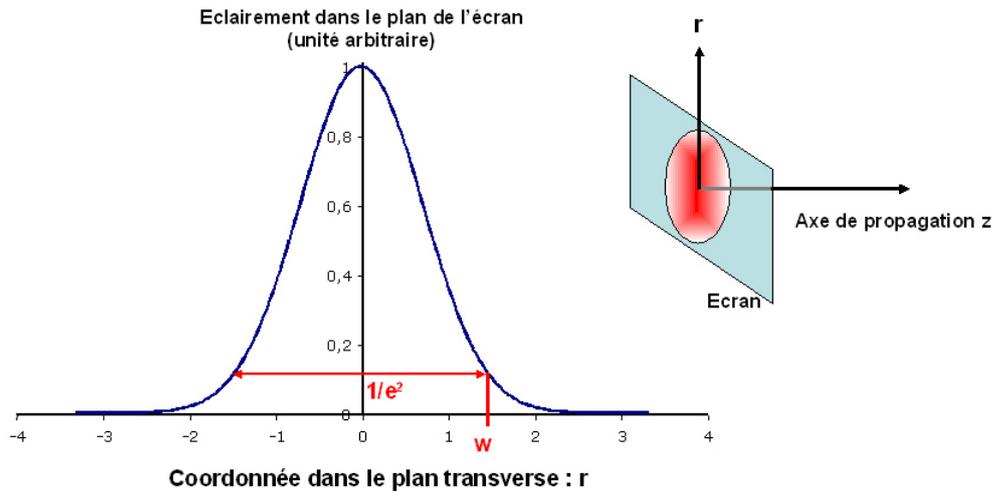
### **V.B.3.2-Qualité spatiale du faisceau laser en sortie**

La cavité laser est d’abord un filtre spatial sélectionnant uniquement les rayons lumineux qui sont très proches de l’axe de la cavité : les autres sont perdus à cause de l’éloignement progressif de l’axe et de la dimension finie des miroirs (fig. V. 21).



**Fig. V. 21 :** Comportement d'un rayon incliné par rapport à l'axe dans une cavité linéaire.

On constate qu'un laser fonctionnant à l'état stationnaire produit une onde lumineuse dont la structure spatiale ne varie pas dans le temps, et ce, malgré les nombreux allers et retour dans la cavité. Dans ce cas la cavité laser doit forcément admettre une onde lumineuse capable de se propager dans la cavité en revenant identique à elle-même en chaque point de la cavité après un aller et retour. Cette onde peut exister sous certaines conditions, c'est en général une onde dite "gaussienne", dont la répartition d'éclairement a une forme gaussienne dans un plan perpendiculaire à l'axe de propagation. Physiquement, l'onde gaussienne concentre la lumière sur l'axe de la cavité. Une onde gaussienne qui se propage dans l'espace ressemble à un pinceau de lumière : on parle de faisceau gaussien. En mettant un carton ou un détecteur dans un plan perpendiculaire à l'axe de propagation de l'onde (en sortie du laser), on peut mesurer son éclairement en tout point (c'est à dire le nombre de photons par seconde passant par unité de surface). Cet éclairement a une forme gaussienne dans ce plan (fig. V. 22).



**Fig. V. 22 :** Allure d'une onde gaussienne : répartition de l'éclairement dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation.

On peut définir dans ce plan une certaine extension spatiale de l'onde lumineuse. Le rayon du faisceau dans ce plan est par définition la distance entre l'axe optique et l'endroit où l'éclairement est divisé par  $1/e^2$  par rapport au maximum d'éclairement de l'onde. On l'appelle  $w$ .

Une onde gaussienne se propage d'une façon un peu particulière qui ne ressemble pas tout à fait à une propagation au sens de l'optique géométrique. Elle admet une taille minimale  $w_0$  en un plan particulier (cet endroit est appelé le col du faisceau ou waist en anglais) (fig. V. 23). Puis très loin du col, elle diverge "en ligne droite" avec un angle de divergence  $\theta$ . Ces deux grandeurs sont liées par la relation suivante :

$$W^2(Z) = W_0^2(1 + \theta Z)^2$$

Avec 
$$\theta = \frac{\lambda}{\pi W_0}$$

Pour un laser hélium néon par exemple, le rayon du faisceau dans le plan du col est de 1mm environ. Ceci correspond à une divergence très faible de 0,2mrad (il faut se propager sur 5m à partir du col pour que le rayon du faisceau ait doublé !). Il est impossible d'avoir de telles propriétés avec de la lumière issue de lampes classiques.

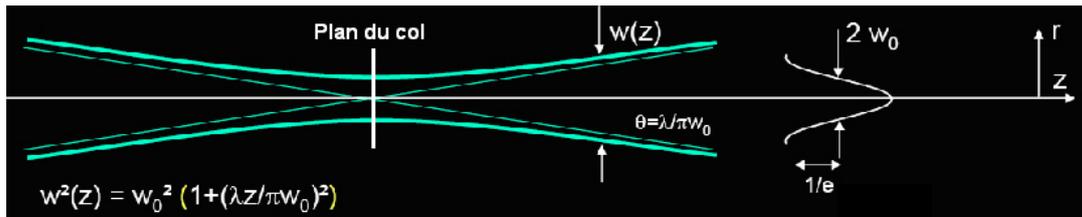


Fig. V. 23 : Allure du rayon de l'onde en fonction de la position (z étant l'axe de propagation).

La formule ci-dessus exprime également le fait que si la divergence du faisceau est grande (par exemple avec une lentille utilisée pour focaliser le faisceau) le rayon du faisceau dans le plan du col est très petit. En général, il est possible de focaliser un faisceau laser sur un rayon de l'ordre de la longueur d'onde. Cela pourrait être fait également avec une lampe classique mais la différence est le nombre de photons qu'il est possible d'apporter par seconde sur une petite surface. Il est très faible pour une lampe classique alors qu'il est considérable pour un laser. Par exemple, un faisceau à 633 nm transportant une puissance lumineuse de 1mW correspond à un flux de 1015 photons par seconde et ce faisceau peut être facilement focalisé sur une tache d'un rayon de l'ordre du micromètre (fig. V. 24). Ainsi, la densité de puissance d'un simple laser hélium néon en un point de focalisation peut largement dépasser celle qui serait donnée par l'image du soleil focalisé par une lentille.

Un exemple marquant est l'éclairement donné par un laser hélium néon émettant 1mw sur la rétine (de plus de 100W/cm<sup>2</sup> alors que le soleil y produit au maximum un éclairement de 10 W/cm<sup>2</sup>).

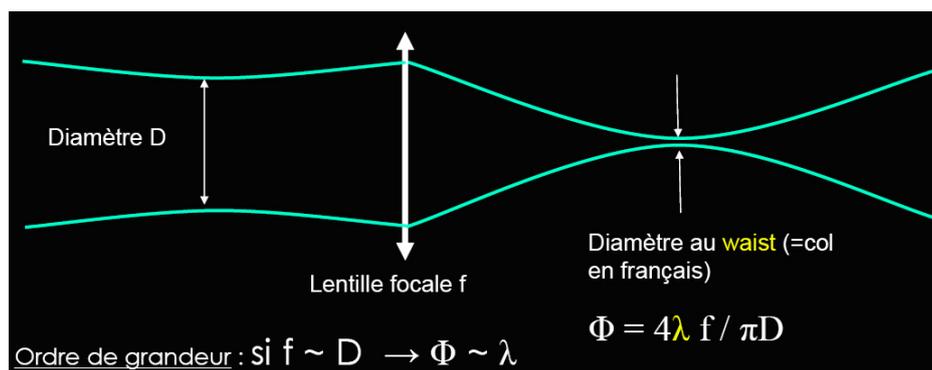


Fig. V. 24 : Ordre de grandeur pour un faisceau gaussien focalisé par une lentille.

### **V.B.3.3-Conclusion**

Pour résumer, parmi tous les photons spontanés émis au départ par la “lampe-milieu amplificateur”, la cavité sélectionne un pinceau de lumière particulier (une onde gaussienne) et le nombre de photons portés par ce pinceau est rendu considérable par le processus d'émission stimulée existant à chaque aller et retour. Ce faisceau peut avoir une divergence très faible. Il peut également être focalisé sur des surfaces très petites moyennant des optiques adaptées.

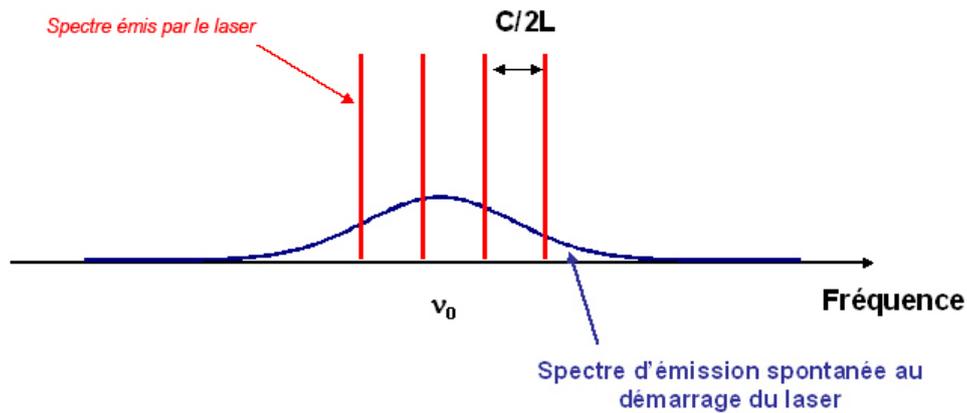
### **V.B.3.4-Spectre d'un oscillateur laser**

La cavité a également un rôle de filtre sur le spectre émis par le laser. Une cavité linéaire est en fait un interféromètre de Fabry Perot. Seules des ondes de certaines fréquences peuvent s'y propager. Ces fréquences sont telles que où  $k$  est un entier,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide et  $L$  la longueur optique de la cavité (supposée ici linéaire). Pour des fréquences optiques, l'entier  $k$  est très grand et peut atteindre plusieurs dizaines de milliers pour une cavité de quelques centimètres. Les ondes qui se propagent dans la cavité laser avec ces fréquences particulières sont appelées les modes longitudinaux de la cavité.

Dans le cas d'une cavité en anneau, les fréquences existant dans la cavité s'écrivent où  $L$  est la longueur optique d'un tour de cavité.

Ce filtre va s'appliquer au spectre de l'émission spontanée émise au démarrage du laser. Progressivement, les fréquences ne pouvant exister dans la cavité vont disparaître et seules vont rester des fréquences vérifiant l'équation ci dessus.

Le spectre émis par un oscillateur laser est donc composé d'un peigne de fréquences régulièrement espacées ( $C/2L$ ) en général centré sur le spectre d'émission spontanée (fig. V. 25).



**Fig. V. 25 :** Allure du spectre émis par le laser par rapport au spectre d'émission spontanée de la transition laser.

On dit souvent qu'un laser est monochromatique en parlant du laser hélium néon par exemple. Il faut bien en comprendre la définition. Ce n'est pas une généralité et de façon extrêmement schématique, la largeur spectrale d'un laser est d'abord donnée par la largeur de l'émission spontanée : si la transition est étroite entre le niveau du haut et celui du bas, l'émission spontanée se fait sur quelques fractions de nanomètre (c'est le cas pour la raie rouge dans le néon, avec une largeur spectrale d'un millième de nanomètre, 1GHz en fréquence). Le spectre du laser hélium néon est donc "monochromatique" dans le sens d'une seule couleur visible à l'œil parce que la raie est très fine. Mais il existe aussi des cas où la transition est très large (plusieurs centaines de nanomètres pour le saphir dopé au titane, par exemple avec un spectre d'émission spontanée qui s'étend de 700 nm à plus de 1000 nm) conduisant à un spectre émis par le laser qui n'est pas monochromatique.

Les propriétés spectrales des lasers deviennent intéressantes lorsqu'on est capable de sélectionner une seule fréquence parmi celles qui peuvent exister dans la cavité (moyennant des filtres insérés dans la cavité). On dit alors que le laser est monofréquence (on dit également monomode longitudinal). Dans ce cas la largeur spectrale peut être infiniment plus faible que le spectre d'émission spontanée. Par exemple, on arrive à concevoir des lasers hélium néon avec une largeur spectrale de 1Hz alors que la largeur de la raie est de l'ordre du GHz.

### V.B.3.4.1-Conclusion

Pour résumer, la cavité est capable de filtrer l'émission spontanée sous la forme de fréquences discrètes (les modes longitudinaux de la cavité). Lorsqu'on arrive à sélectionner un seul mode longitudinal, le rayonnement laser a une qualité spectrale inégalable : un nombre considérable de photons est émis dans une bande spectrale très étroite qui peut être de l'ordre du Hz !

### V.B.3.5-Conditions sur la cavité

#### V.B.3.5.1-Introduction

Les deux parties précédentes montrent que le rayonnement laser est finalement un "concentré de lumière" spatial et spectral et que la cavité y est pour beaucoup. Il y a cependant certaines conditions à respecter pour qu'un laser puisse effectivement fonctionner. On trouve une condition sur le gain et les pertes de la cavité et une condition sur la fréquence qui peut se reporter sur la longueur de la cavité.

#### V.B.3.5.2-Condition sur le gain

On peut définir le gain effectif d'un milieu amplificateur par le rapport entre la puissance de sortie  $P_s$  sur la puissance d'entrée  $P_e$  :

Ces deux puissances (exprimées en watt ou en photons par seconde) étant portées par le faisceau laser avant et après le passage du milieu amplificateur (fig. V. 26).

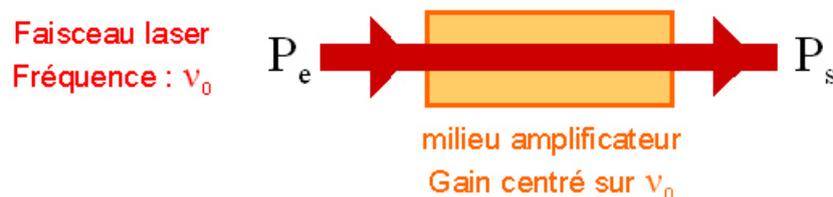


Fig. V. 26 : Puissance en entrée et en sortie du milieu amplificateur.

On peut également définir les coefficients de réflexion (en puissance optique) des miroirs de la cavité :  $R_1$  et  $R_2$ . On suppose qu'il n'y a pas d'autres pertes que les réflexions sur les miroirs (fig. V. 27).

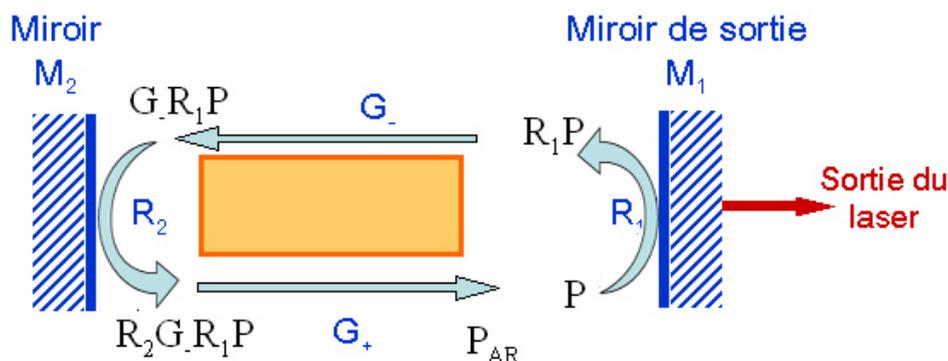
Lorsque le laser fonctionne en continu, il émet une puissance de sortie constante indépendante du fait que les photons circulant dans la cavité augmentent en nombre au passage du milieu amplificateur puis diminuent lors de la réflexion sur les miroirs. Ainsi, lorsque le laser fonctionne en continu, un aller et retour dans la cavité ne modifie pas la puissance portée par le faisceau laser (le nombre de photons gagnés est égal au nombre de photons perdus).

En appelant  $P$  la puissance du laser juste avant le miroir  $M_1$ .

La puissance après un aller et retour peut s'écrire :  $P_{AR} = G^+ \times R_2 \times G^- \times R_1 \times P$ .

$G^+$  et  $G^-$  étant les gains effectifs dans le sens "+" et le sens "-". Le sens "+" correspond par définition à la direction du faisceau laser en sortie. Le sens "-" est l'autre direction.

Il est nécessaire de différencier les gains effectifs selon le sens de propagation de l'onde car celui-ci dépend de la puissance incidente qui n'est pas la même dans un sens ou dans l'autre (les coefficients de réflexion sur les miroirs ont des valeurs différentes)



**Fig. V. 27** : Milieu amplificateur mis en cavité : effet des miroirs et du gain sur l'onde laser.

Lorsque le laser émet en continu, on a  $P=P_{AR}$ . Le produit  $G^+G^-$  qui représente le gain sur un aller et retour doit donc vérifier :  $G^+G^-=1/(R_1R_2)$ .

Si  $G^+G^- < 1/R_1R_2$ , le laser ne peut pas osciller.

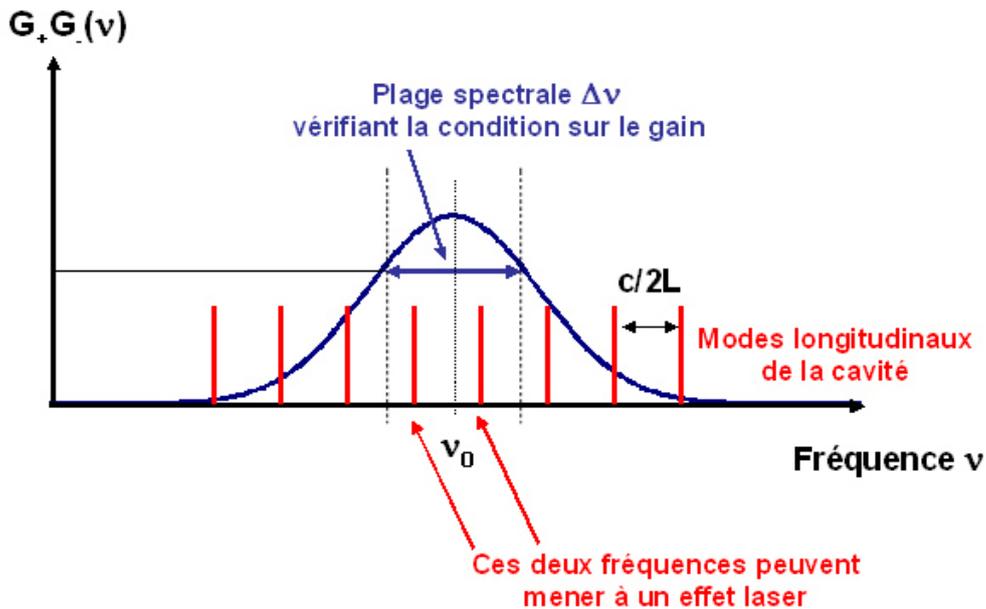
Si  $G^+G^- > 1/R_1R_2$ , la puissance dans la cavité augmente à chaque tour. L'augmentation n'est pas infinie car le nombre d'atomes du niveau du haut étant donné par le pompage, le nombre de photons stimulés est fini. Ainsi, supposons le nombre maximal de photons qu'il est possible de récupérer de façon stimulée par seconde soit égal à  $N$ . Le gain effectif peut s'écrire :  $G = (P_e + N)/P_e$  où  $P_e$  est la puissance juste avant le milieu amplificateur (en nombre de photons par seconde). Si  $P_e$  augmente, le gain effectif diminue et tend vers l'unité. On appelle ce phénomène la saturation du gain. Ainsi, lorsque la puissance dans la cavité augmente de façon importante, le produit  $G^+G^-$  diminue et fini par se stabiliser à la valeur  $G^+G^- = 1/(R_1R_2)$ .

### **V.B.3.5.3-Conclusion**

Les miroirs de la cavité doivent donc être choisis de telle sorte que le gain par aller et retour  $G^+G^-$  soit supérieur à  $1/R_1R_2$  : on dit aussi que le gain doit être supérieur aux pertes de la cavité (représentées par les transmissions des miroirs).

### **V.B.3.5.4-Condition sur la fréquence**

Les fréquences pouvant exister dans la cavité s'écrivent. Il faut également qu'elles se trouvent dans la bande de gain du milieu amplificateur. Le produit  $G^+G^-$  a en effet une certaine largeur spectrale donnée par la physique du milieu amplificateur (par exemple, cette largeur est de l'ordre de 1 GHz pour un laser hélium néon). La condition sur le gain peut donc se traduire par une certaine plage spectrale dans laquelle les fréquences vont pouvoir mener à une oscillation. On peut donc traduire les conditions sur le gain et sur la fréquence au niveau d'un même graphe (Fig. V. 28).



**Fig. V. 28 :** Conditions sur le gain et la fréquence (dans le cas montré ici, deux fréquences sont susceptibles d'osciller dans le laser).

Dans le peigne de fréquences imposées par la cavité, seules celles qui vérifient la condition sur le gain ont une chance de mener à une oscillation laser. Les autres ne peuvent pas exister. En général, la plage spectrale est plus grande que  $c/2L$ . Ainsi, l'ensemble des fréquences qui peuvent osciller peut être assez grand (quelques dizaines à quelques centaines de fréquences) : le nombre dépend de la largeur de la plage spectrale par rapport à l'intervalle spectral imposé par la cavité Fabry Pérot ( $c/2L$ ).

Cependant, dans certains cas, la plage spectrale est plus petite que  $c/2L$  (Fig. V. 29). Ce cas arrive lorsque le milieu amplificateur émet dans une bande très fine (par exemple avec des lasers  $CO_2$ ) ou alors lorsque la cavité est très petite (par exemple avec des microlasers dont la cavité a une longueur inférieure au millimètre). Il peut alors arriver qu'aucune fréquence ne soit capable d'osciller. Dans ce cas, il faut ajuster la longueur de la cavité pour permettre à une fréquence de se trouver dans la bande d'amplification.

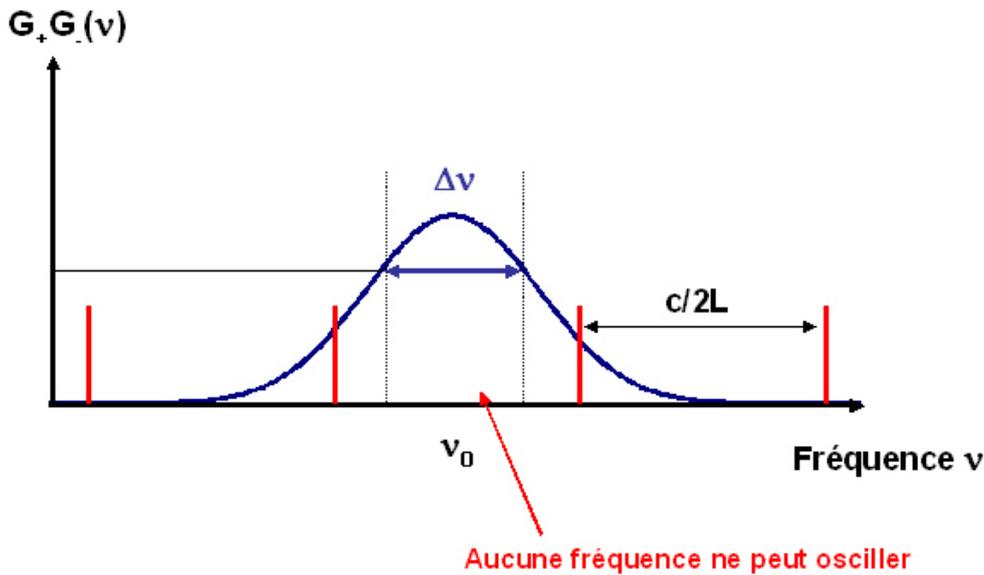


Fig. V. 29 : Cas extrême où la plage spectrale vérifiant la condition sur le gain est plus petite que l'intervalle spectral  $c/2L$ .

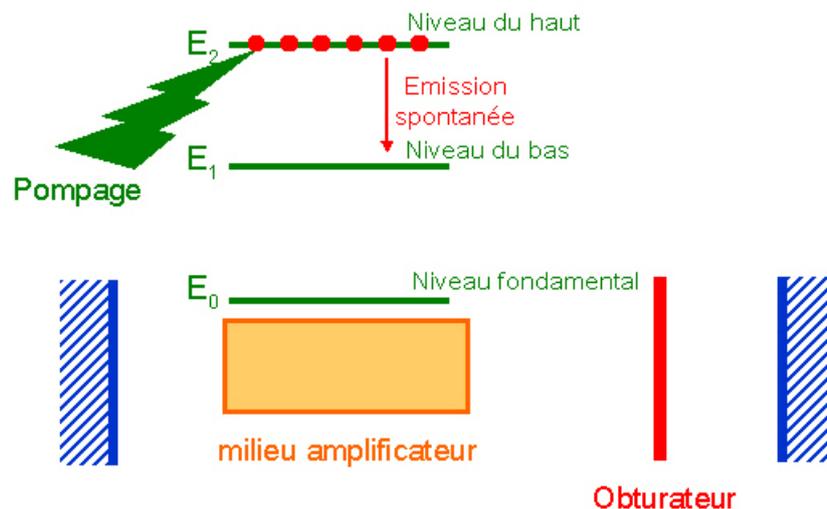
## V.B.4-Les différents régimes de fonctionnement temporels

### V.B.4.1-Introduction

La partie précédente montre que le rayonnement laser est un concentré de lumière au niveau spatial et au niveau spectral. Il est également possible d'en faire un "concentré temporel" en rassemblant les photons issus de l'émission stimulé sous la forme d'impulsions lumineuses à la fois courtes et énergétiques. Pour bien comprendre les régimes impulsionnels, il faut rappeler que l'émission stimulée est d'autant plus probable que la population du niveau du haut est élevée et que le nombre de photons incidents est élevé. Il y a donc deux façons de la favoriser, soit en jouant sur la population du niveau du haut, soit en jouant sur le nombre de photons. La première méthode pour faire un concentré temporel est de déclencher l'émission stimulée à partir du moment où il y a un nombre très élevé d'atomes dans le niveau du haut (régime déclenché). La seconde est de concentrer les photons de la cavité sous la forme d'un "paquet" qui va faire des allers et retours (régime de synchronisation des modes en phase).

#### V.B.4.2-Le régime déclenché

Pour stocker beaucoup d'atomes dans le niveau du haut, il faut dans un premier temps limiter les débits vers le niveau du bas. Il faut donc empêcher l'émission stimulée d'être prédominante : pour cela, on empêche la lumière de faire des allers et retours dans la cavité laser au moyen d'un obturateur (remarque : cet obturateur est rarement mécanique, il s'agit plutôt d'un modulateur de lumière capable de faire de fortes amplitudes entre l'état bloqué et l'état passant). Dans ce cas, pour une transition radiative, la seule vidange vers le niveau du bas est due à l'émission spontanée. Lorsque le pompage apporte nettement plus d'atomes par seconde qu'il n'en descend par émission spontanée, la population du niveau du haut peut devenir très importante (fig. V. 30).

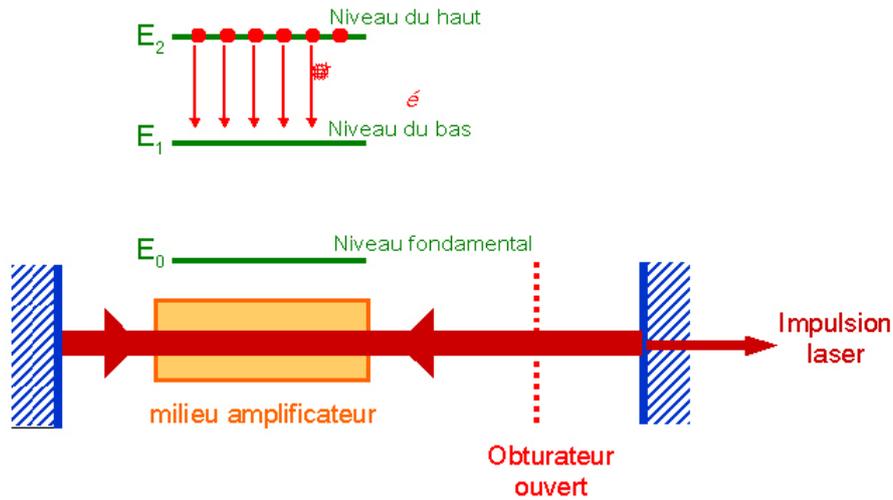


**Fig. V. 30 :** Accumulation d'atomes dans le niveau du haut lorsque la cavité est bloquée.

Cette condition est plus facile à réaliser pour des milieux dont le débit par émission spontanée est faible. C'est le cas pour des milieux solides avec des ions dopants (Nd:YAG ou Yb:YAG par exemple). En revanche, les gaz comme le néon ou l'argon ionisé et les semiconducteurs ont des débits d'émission spontanée très élevés et il est alors difficile d'atteindre une population importante dans le niveau du haut.

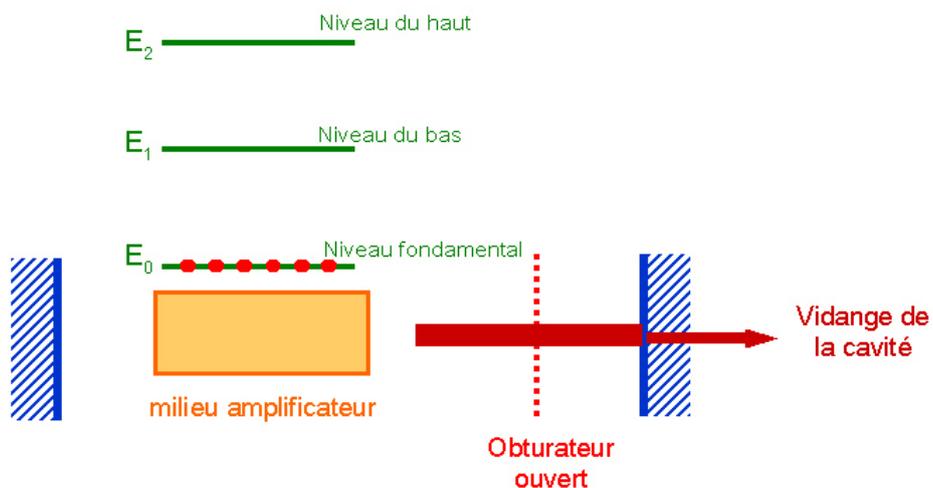
Après avoir suffisamment attendu, on réduit brutalement les pertes de la cavité de telle sorte que l'oscillation devienne possible. Comme la population du niveau du haut est très élevée, l'émission stimulée est très probable et le laser démarre brutalement. Le débit par émission

stimulée devient très important devant les autres débits (remplissage par le pompage et vidange par émission spontanée) : tous les atomes stockés en haut redescendent brutalement en émettant des photons stimulés (avec un démarrage initial sur l'émission spontanée qui se trouve piégée dans la cavité). La cavité laser se remplit donc de photons stimulés en même temps que le niveau du haut se vide (fig. V. 31).



**Fig. V. 31** : Effet laser lorsque la cavité est brutalement ouverte.

Il arrive un moment où le niveau du haut est complètement vide. Il ne peut plus y avoir d'émission stimulée et la cavité va se vider elle aussi car le miroir de sortie crée des pertes (en général, la cavité se vide en quelques allers et retours seulement) (fig. V. 32).



**Fig. V. 32** : Vidange de la cavité lorsque tous les atomes sont redescendus dans le niveau fondamental.

L'ensemble du processus donne naissance à une variation brutale du nombre de photons dans la cavité (par une forte amplification par émission stimulée au départ puis par vidange complète de la cavité à la fin). Ceci se traduit par l'émission d'une impulsion lumineuse, via le miroir de sortie.

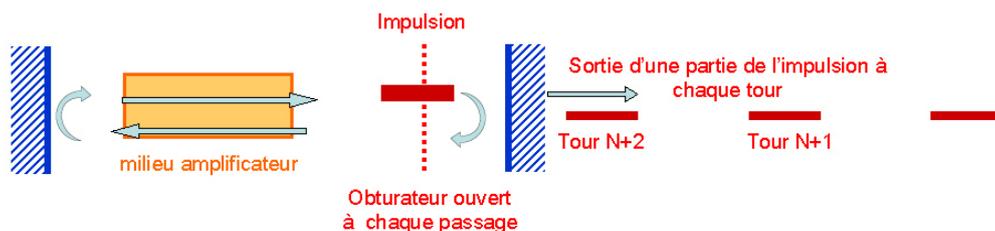
Il faut en général plusieurs allers et retours pour dépeupler complètement le niveau du haut et plusieurs allers et retours pour vider la cavité. La durée de l'impulsion est donc supérieure au temps d'un aller et retour dans la cavité. Pour des cavités de longueur inférieure au mètre (temps d'aller et retour inférieur à 6 ns), il est possible de générer des impulsions dans le domaine nanoseconde. Leur énergie peut aller jusqu'au milli-joule. La puissance crête (énergie divisée par la durée) est alors très grande, de l'ordre du mégawatt, voire plus.

Il faut noter que dans ce régime, le laser n'atteint pas un régime stationnaire puisqu'il s'arrête de fonctionner au bout de quelques allers et retours de la lumière dans la cavité.

#### **V.B.4.3-La synchronisation des modes en phase**

La deuxième méthode est complètement différente. Cette fois, on laisse l'oscillateur laser atteindre un état stationnaire et on ne bloque pas l'oscillation de la lumière dans la cavité. En revanche, on empêche la cavité de se remplir de photons en tout endroit en même temps : on autorise simplement un paquet de photons à se propager dans la cavité. Cette impulsion a une durée inférieure au temps d'aller et retour dans la cavité. Dit autrement, son extension spatiale est nettement inférieure à la longueur de la cavité. On oblige ainsi les photons stimulés à s'accumuler uniquement dans cette impulsion.

La méthode pour arriver à ce régime est d'utiliser un modulateur de lumière rapide capable de hacher la lumière présente dans la cavité avec une période exactement égale au temps d'un aller et retour. Ainsi, seuls les photons qui traversent le modulateur alors qu'il est passant pourront s'amplifier et retrouveront le modulateur dans son état passant après chaque aller et retour. Les autres photons situés ailleurs de la cavité subiront des pertes à chaque passage dans le modulateur (fig. V. 33).



**Fig. V. 33 :** Impulsion se propageant dans la cavité en régime de synchronisation des modes en phase.

En général, la durée des impulsions est nettement inférieure au temps d'aller et retour dans la cavité. Elle est fondamentalement limitée par la transformée de Fourier du spectre qui est émis par le laser. Plus le spectre émis est large, plus l'impulsion est courte. Ainsi, il est possible de générer des impulsions de quelques femtosecondes seulement, grâce à un milieu amplificateur exceptionnellement large (le saphir dopé au titane, dont la largeur spectrale dépasse 300nm).

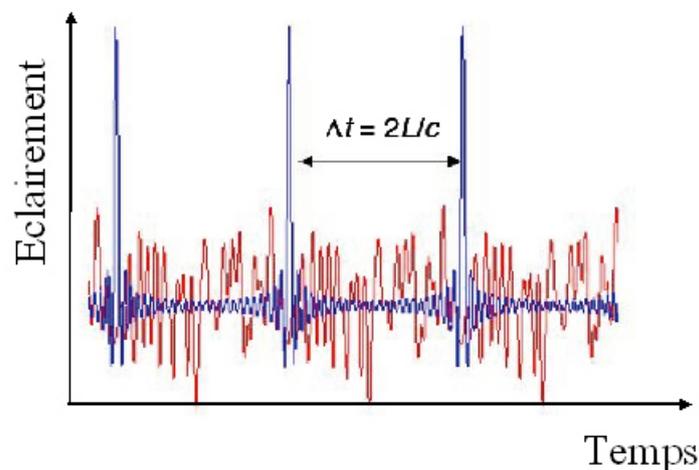
La figure (V. 33) montre qu'une seule impulsion voyage dans la cavité. Cependant, en sortie du laser, on voit un train d'impulsion, généré à chaque passage de l'impulsion sur le miroir de sortie. La périodicité du train est égale au temps d'aller et retour dans la cavité (soit quelque nanosecondes seulement, en général).

La puissance moyenne émise par ce type de laser est en général la même que celle qui est émise en régime purement continu. En fait, contrairement au régime déclenché, le laser atteint ici un régime stationnaire comme en régime continu. La différence vient du fait que les photons stimulés sont concentrés dans un paquet de photons localisé dans la cavité au lieu d'être répartis dans toute la cavité. Dans une durée d'un aller et retour, il sort une seule impulsion du laser, via le miroir de sortie. L'énergie de l'impulsion en sortie est donc égale à la puissance moyenne multipliée par la durée d'un aller et retour. En général, les énergies se situent dans le domaine du nanojoule.

Ce régime impulsionnel s'appelle "synchronisation des modes en phase". Ce terme provient de l'analyse en fréquence. En effet, un laser fonctionnant dans ce régime émet forcément sur plusieurs fréquences du fait de la modulation rapide qui est imposée par le modulateur. Ces fréquences sont également celles qui sont imposées par la cavité, toutes espacées de  $c/2L$  : les modes longitudinaux de la cavité.

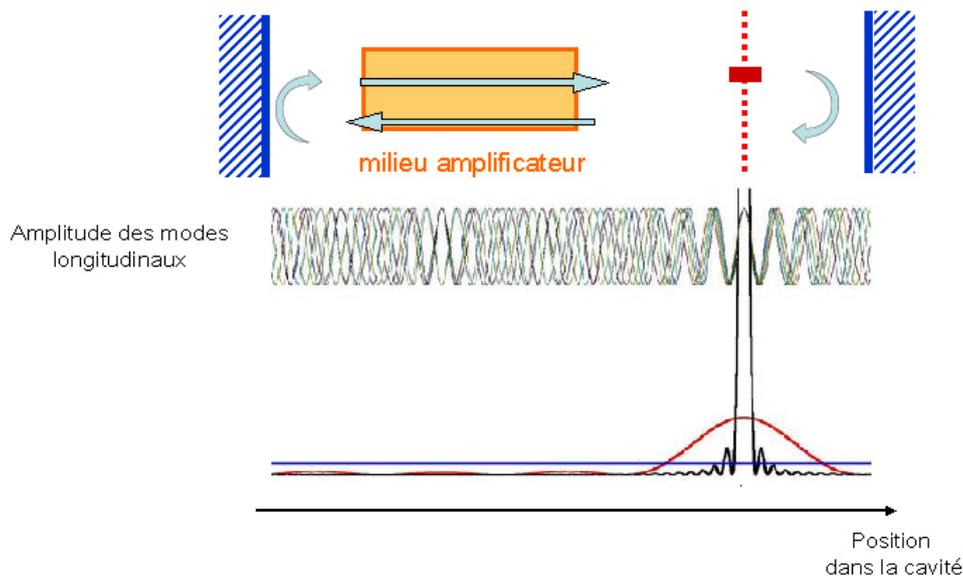
En fait, contrairement à ce que le sens commun laisse prévoir, les modes longitudinaux interfèrent même s'ils ont une fréquence différente car ils sont confondus spatialement. Par exemple, si le laser émet continûment sous la forme de deux fréquences séparées de  $c/2L$ , le signal lumineux en sortie résultant de l'interférence des deux ondes sera modulé par un terme sinusoïdale de fréquence  $c/2L$ . Cette modulation est en général très rapide (période de quelques nanosecondes pour une cavité d'une longueur de l'ordre du mètre). Pour la voir, il faut une détection suffisamment perfectionnée (photodiode et oscilloscope rapide). Il s'agit d'un battement de fréquences, résultant de l'interférence de faisceaux ayant des fréquences différentes.

Lorsqu'il y a plus de fréquences émises par le laser, le signal de battement devient assez complexe. Sa forme dépend de la phase relative des ondes ayant des fréquences différentes. Cependant il existe un cas particulier où le signal de battement a une forme très régulière : lorsque toutes les ondes émises par la cavité sont en phase. Dans ce cas, il existe certains moments et certains points de la cavité où toutes les ondes battent en phase. Le signal d'interférence est alors très intense (fig. V. 34).



**Fig. V. 34 :** Signal de battement (en sortie de la cavité) lorsque tous les modes sont en phase comparé à un signal de battement (en bleu) avec des phases aléatoires entre les modes (en rouge).

Lorsque les modes longitudinaux sont en phase, il y a un seul endroit dans la cavité où les amplitudes des champs électriques s'ajoutent constructivement. Tout se passe comme si une impulsion voyageait à l'intérieur de la cavité et on retrouve la description faite au début de cette partie (fig. V. 35).



**Fig. V. 35 :** "Photographie" à un instant donné. Les différentes sinusoïdes représentent l'amplitude du champ électrique pour les différents modes de la cavité.

#### V.B.4.4-Les autres régimes temporels

Il existe d'autres régimes impulsionnels qui découlent non pas d'une action sur la cavité mais d'une action sur le pompage. Lorsque le pompage est impulsionnel, le laser va naturellement émettre de façon impulsionnelle. Lorsqu'il n'y a rien d'autre dans la cavité que le milieu amplificateur (pas de modulateur), on parle de régime relaxé. En général, les impulsions en régime relaxé sont plus longues qu'en régime déclenché. La puissance crête est également plus faible.

Dans le cas des diodes laser, on peut facilement moduler le pompage par des impulsions de courant électrique. Le gain dans le semi-conducteur suit les modulations imposées et on parle de commutation du gain. Les impulsions peuvent être très courtes, jusqu'à quelques picosecondes. En revanche, elles ne sont pas énergétiques (de l'ordre de quelques 10-12J seulement).

#### V.B.5-Les différents types de laser

##### V.B.5.1-Introduction

Les différents types de laser peuvent être classés en fonction de la nature du milieu amplificateur : gazeux, liquide (colorant) ou solide. Le but de cette partie est de faire un tour d'horizon rapide des principales familles de lasers dans une perspective d'utilisation.

### **V.B.5.2-Les lasers à gaz**

Les lasers à gaz ont pour point commun de partager la même source de pompage : l'électricité. Les espèces gazeuses sont portées dans l'état excité de façon directe par collision avec des électrons ou de façon indirecte par collision avec d'autres gaz, eux-mêmes excités électriquement.

Les lasers à gaz couvrent tout le spectre optique, depuis l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge lointain. Cependant, le spectre n'est pas couvert continûment : les lasers à gaz émettent des raies très fines spectralement.

Parmi les lasers à gaz les plus courants, on trouve (de l'UV à l'IR lointain) :

- les excimères (ArF : 193 nm, KrF : 249 nm, XeCl : 308 nm)
- laser à argon ionisé (raies dans le bleu et le vert)
- laser hélium néon (c'est le néon qui est utilisé pour l'effet laser) 632,8 nm , 543,3 nm , 1,15  $\mu\text{m}$ , 3,39  $\mu\text{m}$ .
- laser CO<sub>2</sub> : très nombreuses raies autour de 9,6  $\mu\text{m}$  et 10,6  $\mu\text{m}$

Les lasers à CO<sub>2</sub> sont les seuls à être vraiment efficaces (rendement de 15 % à 20 %). Ils sont utilisés dans l'industrie pour le traitement des matériaux. Quand aux autres, le rendement est largement inférieur à 1%.

Les lasers à gaz sont souvent des lasers encombrants et nécessitant un refroidissement par eau important (quasiment toute l'énergie apportée par le pompage part en chaleur). Même si les lasers à gaz dans le visible (Argon, Hélium Néon) tendent à être remplacés par des lasers à solides, les lasers à excimères et les lasers CO<sub>2</sub> restent très utilisés (traitement des matériaux au sens large).

### **V.B.5.3-Les lasers à colorant**

Les lasers à colorant utilisent des molécules organiques émettant en général dans le visible (d'où leur nom de colorant). Ces molécules sont diluées dans un solvant (en général alcoolique, comme l'éthylène glycol ou le méthanol).

Le pompage des lasers à colorant est optique : soit par des lampes à arc, soit, dans la majorité des cas par d'autres lasers (lasers à gaz ou laser à solide).

Le spectre couvert est l'intégralité du visible. En effet, les colorants sont des molécules organiques complexes qui possèdent une multitude de niveaux d'énergie. Les niveaux sont tellement serrés qu'on parle plutôt de bande d'énergie. Une molécule de colorant couvre en général continûment une région du visible de l'ordre d'une cinquantaine de nanomètres. Les lasers à colorant sont les seuls lasers à couvrir entièrement le spectre visible.

Malgré ces propriétés intéressantes, les lasers à colorant sont peu utilisés car leur mise en œuvre est lourde : pour éviter de détruire les molécules à cause du pompage, le colorant circule dans la zone de pompage à partir d'un réservoir. De plus, le mélange colorant + solvant se dégrade dans le temps et doit être changé régulièrement.

#### **V.B.5.4-Les lasers à solide**

##### **V.B.5.4.1-Introduction**

Dans les lasers à solides, on distingue les lasers à semiconducteur (ou diodes laser) pompées électriquement, des solides à matrice cristalline ou vitreuse, pompés optiquement.

##### **V.B.5.4.2-Les diodes laser**

Les diodes lasers utilisent les recombinaisons entre les paires "électron-trou" existant dans les semi-conducteurs pour émettre de la lumière sous forme d'émission stimulée. Le pompage est électrique avec un rendement qui peut atteindre 60%. Selon les matériaux choisis (GaN, GaAlInP, AlGaAs,...) les longueurs d'onde peuvent couvrir du proche UV à l'infrarouge proche.

Ce sont les lasers les plus compacts (la cavité utilise les faces clivés du semi conducteur et mesure à peine 1mm de longueur) et les plus efficaces qui existent. La puissance peut maintenant atteindre plusieurs kilowatts en associant des centaines de diodes lasers et en les combinant dans une même fibre optique. Les seuls défauts des diodes laser sont la mauvaise qualité spatiale du faisceau émis et l'impossibilité de fonctionner en régime déclenché (à cause d'un débit d'émission spontanée trop important, cf chapitre sur les différents régimes de fonctionnement temporels)

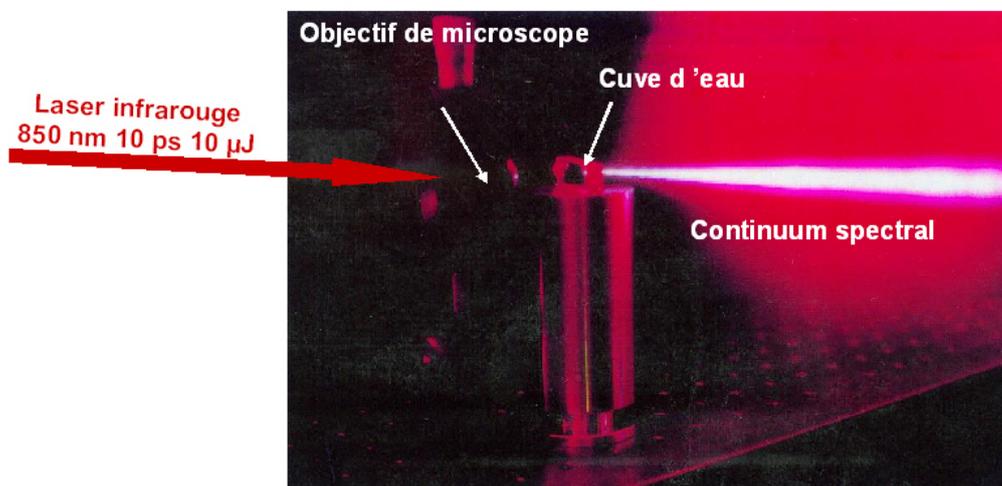
##### **V.B.5.4.3-Les lasers solides autres**

Les autres lasers à solide vont pouvoir pallier les défauts des diodes lasers.

Ils utilisent des matrices non conductrices du courant et ne peuvent donc pas être pompés électriquement. Ils sont pompés optiquement par des diodes lasers ou par des lampes à arc (flash). Les matrices sont dopées avec des ions dont on utilise les transitions pour réaliser l'effet laser ( $\text{Nd}^{+3}$ ,  $\text{Yb}^{+3}$ ,  $\text{Er}^{+3}$ ,  $\text{Ti}^{+3}$  ...).

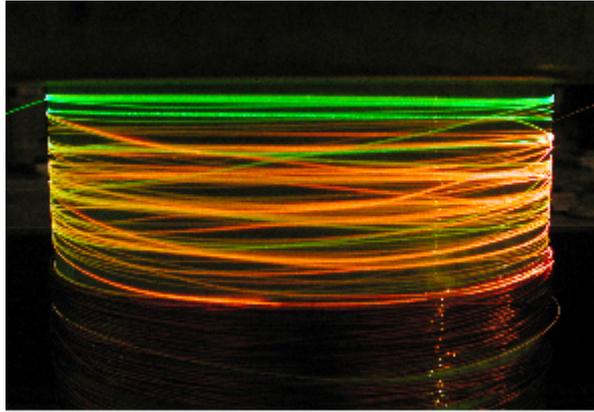
Les lasers à solide émettent en général dans le rouge et l'infrarouge proche. On notera en particulier la longueur d'onde du  $\text{Nd}^{+3}$ :YAG ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ) qui est un grenat d'aluminium et d'yttrium émettant principalement à 1064 nm. Suivant l'ion et la matrice utilisés, les bandes d'émissions peuvent être étroites ou larges. Le record appartenant au saphir dopé au titane ( $\text{Ti}^{+3}$ : $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), pouvant émettre entre 700 nm et 1100 nm.

Grâce à l'optique non linéaire, il est possible de convertir la longueur d'onde des lasers à solide dans le visible et dans l'ultraviolet. En fait, lorsque les champs électriques sont très intenses, comme c'est le cas pour les ondes lasers, la matière ne répond pas linéairement à l'excitation électromagnétique de la lumière. Elle répond en émettant de nouvelles fréquences. La fig. V. 36 montre qu'il est possible de générer de nouvelles fréquences dans une cuve d'eau si le laser est suffisamment intense.



**Fig. V. 36 :** Effet non linéaire (continuum de fréquence) avec un laser émettant des impulsions picosecondes focalisées dans l'eau à un diamètre de quelques microns (l'énergie est de  $10\mu\text{J}$ ).

La fig. V. 37 donne un autre exemple d'effet non linéaire créé dans une fibre optique standard lorsque la densité de puissance crête dépasse le  $\text{GW}/\text{cm}^2$  : un faisceau de couleur verte (532 nm) est injecté dans la fibre. De nouvelles fréquences sont générées dans l'orange et dans le rouge par effet Raman.



**Fig. V. 37 :** Effet non linéaire dans une fibre optique.

Les effets non linéaires sont plus ou moins importants selon la nature des matériaux. Pour favoriser cet effet on utilise des cristaux dit non linéaires. La fig. V. 38 donne un autre exemple de génération de fréquences dans le visible à partir cette fois d'un cristal non linéaire. L'effet non linéaire le plus utilisé est le doublement de fréquence, en particulier pour la conversion 1064 nm (laser Nd:YAG)  $\rightarrow$  532 nm (émission dans le vert).



**Fig. V. 38 :** Génération de fréquences visibles dans un cristal non linéaire (oscillateur paramétrique optique).

Les lasers à solides se différencient entre eux par la géométrie du milieu amplificateur : on trouve des milieux massifs (en général des cristaux) de dimensions millimétriques et des fibres optiques dont la longueur peut atteindre quelques mètres. Les lasers à solides pompés par diode, et en particulier les lasers à fibre, sont extrêmement robustes et possèdent des durées de vie supérieures à 10 000 heures. Ils sont très appréciés pour les applications industrielles (soudure, marquage...). Leur compacité est un atout supplémentaire.

## **V.B.6-Etude de cas: Laser Nd : YAG pompé par diode**

### **V.B.6.1-Introduction**

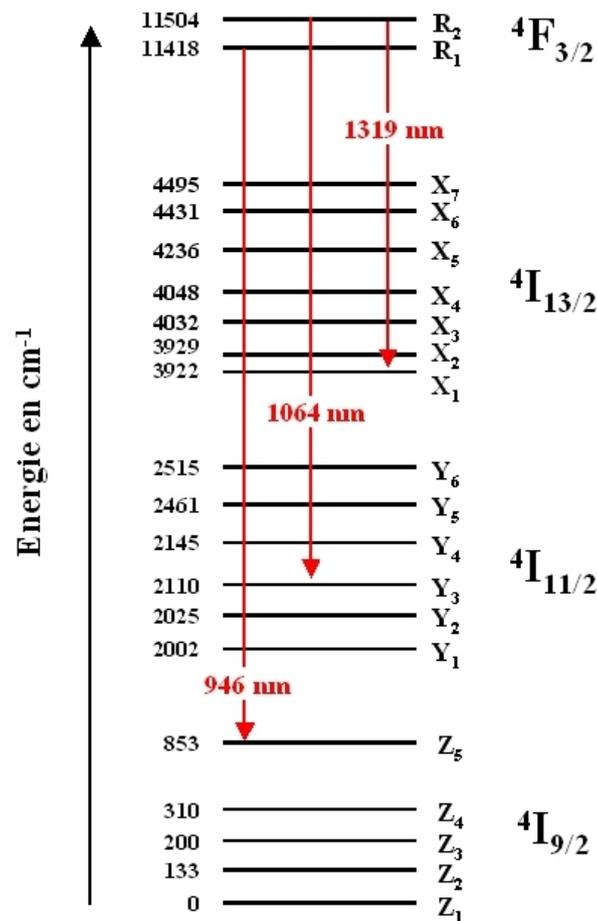
L'objectif de cette étude de cas est de regarder concrètement comment construire un laser Nd:YAG pompé par diode émettant à 1064 nm. Cette étude de cas permet de préciser et d'approfondir certaines notions dans une perspective concrète de mise en application. Nous allons voir quels sont les ordres de grandeurs et quels sont les points clefs technologiques.

### **V.B.6.2-Spectroscopie de l'ion néodyme**

#### **V.B.6.2.1-Présentation des niveaux d'énergie**

L'ion néodyme ( $\text{Nd}^{3+}$ ) dans la matrice de YAG ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ , grenat d'yttrium et d'aluminium) possède une multitude de niveaux qui peuvent donner différentes transitions laser. La fig. V. 39 repère les niveaux d'énergie en nombre d'onde exprimés par convention en  $\text{cm}^{-1}$ . Pour obtenir la longueur d'onde  $\lambda$  (en m) correspondant à une transition entre deux niveaux 1 et 2, il faut écrire :

Les niveaux d'énergie de l'ion  $\text{Nd}^{3+}$  sont repérés par un ensemble de lettres et de chiffres qui donnent les nombres quantiques associés aux différentes composantes : la lettre correspond au nombre quantique orbital, le chiffre en exposant donne le nombre quantique de spin et la fraction en indice le nombre quantique angulaire. A cause du champ cristallin (effet Stark), les niveaux d'énergie sont éclatés en sous niveaux qui sont repérés par des lettres indicées ( $Z_1 \dots R_2$ ).



**Fig. V. 39 :** Différents niveaux de l'ion néodyme. (Il existe également des niveaux d'énergie plus élevés non représentés qui ne participent pas à l'émission laser).

Le niveau  $4F_{3/2}$  est le seul dans lequel les ions néodyme restent longtemps. Le temps de vie de ce niveau est de l'ordre de  $230 \mu s$  alors qu'il est inférieur à la nanoseconde sur les autres niveaux. Les ions vont donc s'accumuler dans ce niveau et peuvent en descendre par émission stimulée intense.

le temps de vie d'un atome dans un niveau donne le temps moyen de présence dans ce niveau avant désexcitation. On peut montrer que si la population du niveau est  $N_0$  à  $t=0s$ , elle vaut, à l'instant  $t$ , avec le temps de vie.

La fig. V. 39 montre une multitude de niveaux d'énergie et donc une multitude de possibilités d'émission et de transitions laser à partir du niveau  $4F_{3/2}$ . Les flèches en rouge donnent les longueurs d'onde sur les transitions lasers les plus utilisées : 1064 nm correspond à la transition qui a la probabilité d'émission stimulée la plus grande. Il existe également une raie dans l'infrarouge plus lointain vers 1320 nm. Enfin, le Nd:YAG possède aussi une transition assez efficace dans l'infrarouge proche, à 946 nm.

### V.B.6.2.2-Peuplement des "niveaux du bas" à température ambiante

Afin de connaître l'efficacité d'une transition laser, il est important de savoir si le niveau du bas est peuplé ou non à l'équilibre thermodynamique. Pour cela, on applique la loi de Boltzmann :  $N_0$  étant la population du niveau fondamental dont l'énergie est prise à 0,  $N_1$  étant la population du niveau d'énergie  $E_1$  que l'on considère.

Afin d'en avoir une utilisation facile, on peut convertir l'énergie "thermique"  $kT$  en  $\text{cm}^{-1}$  grâce à la formule donnée en remarque ci-dessous. Pour une température de 300 K, on trouve  $kT=208 \text{ cm}^{-1}$ .

A partir de la relation entre une fréquence et un niveau d'énergie : on peut en déduire la relation entre les énergies exprimées en nombre d'onde et les énergies exprimées en joule :

$$E(\text{J}) = 100 h \times c E(\text{cm}^{-1})$$

En appliquant la loi de Boltzmann, on peut donc montrer que les niveaux du bas pour les transitions à 1064 nm et à 1320 nm ne sont pas peuplés car ils sont situés à plusieurs milliers de  $\text{cm}^{-1}$  du niveau fondamental : le rapport  $E_1/kT$  est alors très faible.

En revanche, le niveau du bas ( $Z_5$ ) pour la transition à 946 nm a une énergie qui est du même ordre de grandeur que  $kT$ . 1,6 % de la population du niveau fondamental se trouve dans le niveau du bas. Pour réaliser une inversion de population, il faudra donc mettre au moins la même quantité d'ions dans le niveau du haut et cette quantité ne sera pas utilisable pour l'amplification par émission stimulée, d'où une perte d'efficacité par rapport aux transitions précédentes.

### V.B.6.2.3-Le système fonctionnant à 1064 nm pompé par diode à 808 nm

L'ion néodyme a également d'autres niveaux situés à une énergie plus élevée que le niveau  $4F_{3/2}$  (Que nous n'avons pas représenté sur la fig. V. 43 par souci de simplicité). Par exemple, le niveau  $4F_{5/2}$  permet l'absorption de lumière à 808 nm. A partir du niveau  $4F_{5/2}$ , les ions redescendent de façon non radiative sur le niveau  $4F_{3/2}$ . Ainsi, la transition de pompage ( $4I_{9/2}$  vers  $4F_{5/2}$ ) est effectuée sur deux niveaux différents de ceux de la transition laser ( $4F_{3/2}$  vers  $4I_{11/2}$ ). Le système est donc à quatre niveaux (fig. V. 44).

Il faut également noter que les ions ne s'accumulent pas sur le niveau du bas une fois qu'ils ont cédé leur énergie sous forme lumineuse : le passage entre le niveau  $4I_{11/2}$  et le niveau fondamental est très rapide.

Le cycle d'un ion néodyme est résumé sur la fig. V. 40. Il s'agit en fait du schéma spectroscopique idéal car tous les ions excités s'accumulent sur le niveau du haut et le niveau du bas n'est jamais peuplé, ni à l'équilibre thermodynamique, ni en fonctionnement laser.

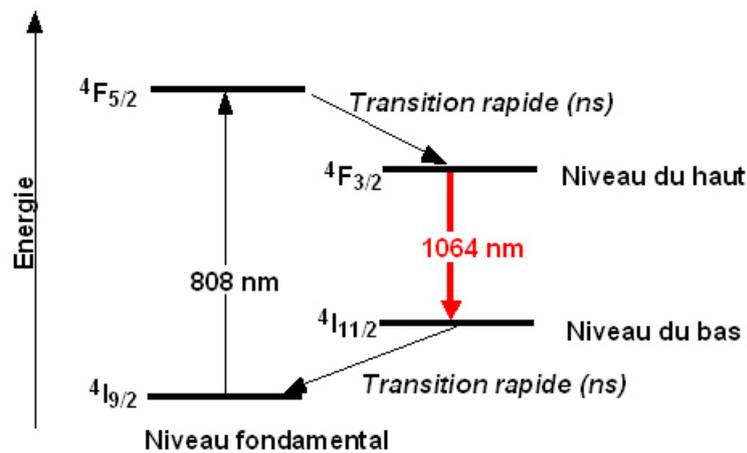


Fig. V. 40 : Schéma simplifiée pour la transition à 1064 nm.

### V.B.6.3-Le milieu amplificateur pompé par diode

#### V.B.6.3.1-Description expérimentale

Le pompage à 808 nm est assuré par une diode laser. Celle-ci émet une puissance de 500 mW sur une surface émettrice rectangulaire ( $1 \mu\text{m}$  par  $100 \mu\text{m}$ ). Le rayonnement de pompe est collecté par un objectif qui renvoie l'image de la surface émettrice à l'infini (collimation). Il est ensuite focalisé dans le cristal de Nd:YAG. Le grandissement de l'ensemble des optiques (collimation + focalisation) est de 1. Le rayonnement issu de la diode laser est très divergent ( $50^\circ$ ), il est donc nécessaire d'utiliser des optiques qui sont très ouvertes pour collecter l'ensemble du flux issu de la surface émettrice. C'est pourquoi nous utilisons ici un objectif de collimation avec une ouverture numérique de 0,5.

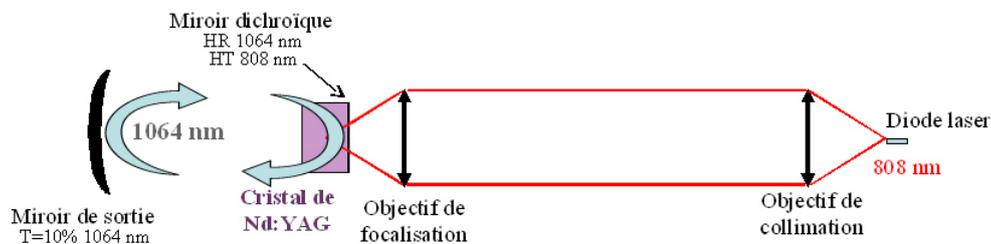
Le cristal laser a une longueur de 10 mm. L'axe optique de la cavité est dans le prolongement de l'axe optique de pompage : on parle de pompage longitudinal. Le cristal possède un

traitement diélectrique sur sa face d'entrée. Il s'agit d'un traitement miroir à la longueur d'onde 1064 nm et anti reflet à 808 nm. Ainsi, le faisceau de pompe traverse le cristal pendant que le signal laser est réfléchi.

Le point de focalisation dans le cristal laser est de l'ordre de 20  $\mu\text{m}$  par 100  $\mu\text{m}$  (les aberrations des optiques font que la section rectangulaire la plus fine de la diode (1  $\mu\text{m}$ ) n'est pas imagée correctement). Ce point peut sembler très petit mais il est essentiel que le faisceau de pompe soit focalisé dans le cristal pour que le pompage soit efficace et que le gain effectif atteigne une valeur importante, suffisante pour dépasser le seuil d'oscillation. En effet, on peut montrer que lorsque le faisceau laser a une intensité très petite, le gain effectif  $G_0$  est lié à l'éclairement de la pompe  $E_p$  sur le cristal par la formule suivante (dans l'hypothèse où le faisceau de pompe et le faisceau laser ont la même section).

où  $C_{ste}$  est une constante qui dépend des paramètres spectroscopiques du cristal et de la taille des faisceaux.

Expérimentalement, on peut facilement mesurer le gain dans le montage de la fig. V. 41. Pour une pompe de 500 mW focalisé sur une surface d'une centaine de microns de côté,  $G_0$  est de l'ordre de 1,5 à 1064 nm pour le Nd:YAG.



**Fig. V. 41 :** Schéma de l'optique de pompage.

## V.B.6.4-La mise en cavité du cristal de Nd :YAG

### V.B.6.4.1-Introduction

Afin de parvenir à construire un oscillateur laser, nous mettons en place un miroir de sortie faisant face au miroir qui est déposé sur le Nd:YAG. Le choix de ce miroir est important au niveau de sa transmission à 1064 nm, de sa réflectivité aux autres longueurs d'onde et de son rayon de courbure Fig. V. 42.

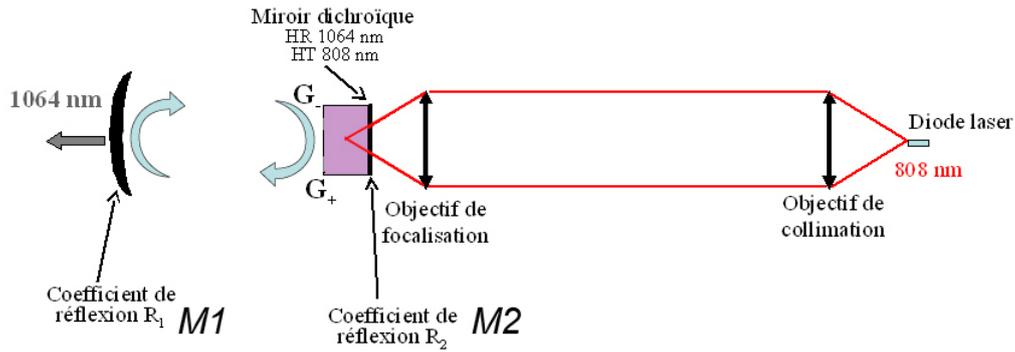


Fig. V. 42 : Schéma du montage complet avec le miroir de sortie.

### V.B.6.4.2-Puissance de pompe au seuil

#### V.B.6.4.2.1-Transmission du miroir de sortie

La transmission du miroir de sortie doit être choisie en fonction du gain disponible dans le milieu amplificateur. On sait, d'après le cours, que le produit des gains dans un sens et dans l'autre,  $G^+G^-$  doit être supérieur à  $1/R_1R_2$ . (voir figure V. 46 pour les grandeurs) pour avoir une oscillation laser. Ici, on suppose que le miroir déposé sur le cristal de Nd:YAG est très réfléchissant, de telle sorte que  $R_2=1$ . Cependant, la cavité peut avoir quelques pertes aux passages de l'interface cristal-air dans la cavité ou par diffusion sur des poussières collées sur les miroirs. Pour en tenir compte, nous les regroupons par convention sur le miroir M2 en donnant un coefficient de réflexion légèrement inférieur à 100 %. Ces pertes, dites passives, sont généralement de l'ordre de 1 % à 2 % dans ce type de cavité laser. Nous prenons ici 2 %, donc  $R_2 = 98\%$ . La transmission du miroir de sortie M1 restant petite ( $T_1=10\%$ ), l'intensité dans le laser ne va pas varier fortement avant et après le cristal. On peut donc supposer que dans tous les cas,  $G^+=G^-$ .

Sachant que  $R_1=1-T_1$ , la condition d'oscillation s'écrit :  $G^2 > 1/R_1R_2$ .

A pleine puissance de pompe, et pour un signal à 1064 nm petit,  $G_0^2$  vaut 2,25 d'après l'ordre de grandeur donné dans la partie «le milieu amplificateur pompé par diode». La fraction  $1/R_1R_2$  vaut 1,13. On est donc largement au dessus du seuil d'oscillation.

#### V.B.6.4.2.2-Puissance de pompe au seuil d'oscillation

On peut calculer la puissance de pompe PP nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation (de telle sorte que  $G_0^2 > 1/R_1R_2$ . Pour cela, on peut donner l'expression du gain  $G_0$  en fonction de la puissance de pompe en utilisant la formule de la partie « le milieu amplificateur pompé par diode » :

avec  $G_{0max}=1,5$  et  $P_{pmax}=500$  mW. D'où :

Ce qui donne une valeur pour la puissance de pompe au seuil de 77 mW.

#### V.B.6.4.2.3-Pourquoi faire des faisceaux si petits ?

Les faisceaux à 808nm et à 1064nm ont une dimension de l'ordre de 70 $\mu$ m en rayon à l'intérieur du cristal. Cette taille peut sembler très petite mais elle est nécessaire pour que le nombre d'ions par unité de volume soit suffisante et également pour que le nombre de photons à 1064nm soit suffisant pour déclencher une émission stimulée efficace. En utilisant la formule du gain en fonction de l'éclairement, on peut également introduire la puissance de pompe et le rayon du faisceau de pompe, r : . En supposant que les faisceaux à 808nm et à 1064nm gardent le même rayon, on peut calculer le rayon limite tel que le laser soit au seuil d'oscillation avec un miroir de sortie transmettant 10% et la puissance de pompe maximale :

Pour faire ce calcul, on reprend la formule avec les conditions suivantes données dans la partie « le milieu amplificateur pompé par diode » :  $G_{0max}=1,5$  pour une puissance de pompe de  $P_{Pmax}=500$ mW focalisé dans le cristal sur un rayon de  $r_{max}=70\mu$ m. La constante peut donc se trouver facilement :

Pour être au seuil avec la puissance de pompe maximale, il faut que  $G_0^2 = 1/(1 - T)$  avec

On en déduit que le rayon r vaut

On trouve que  $r=178\mu$ m. Ce qui veut dire que si les faisceaux ont un diamètre supérieur à cette valeur, la puissance de pompe est insuffisante pour atteindre le seuil d'oscillation. On voit qu'il faut garder des tailles largement inférieures au millimètre pour les rayons des faisceaux.

#### V.B.6.4.3-Sélection de la transition laser à 1064 nm, choix des miroirs diélectriques

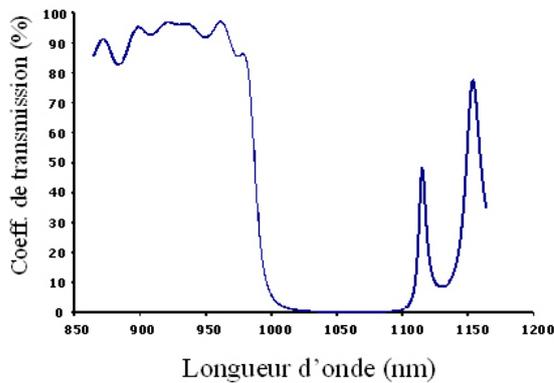
On a vu dans la partie « Spectroscopie de l'ion néodyme » que le Nd:YAG pouvait fonctionner sur de nombreuses transitions laser, en particulier sur trois "massifs" de raies : vers 1064nm, vers 946 nm et vers 1320nm. Il se trouve que la transition correspondant à 1064nm est, de loin, celle qui donne le plus grand gain effectif. Le laser va donc naturellement avoir tendance à fonctionner à 1064nm.

Cependant, pour éviter toute oscillation parasite, il vaut quand même mieux contrôler le coefficient de réflexion des miroirs aux longueurs d'onde indésirables. Ainsi, on va s'arranger pour que le produit  $1/R_1(\lambda)R_2(\lambda)$  soit plus grand que le gain disponible  $G_0^2$  à la longueur d'onde  $\lambda$  définie comme indésirable. Le seuil ne pourra donc pas être atteint.

Les traitements diélectriques utilisés pour réaliser les miroirs utilisent en fait le principe des interférences : il s'agit d'un dépôt de couches minces (par exemple une alternance de couches  $\text{SiO}_2$  et  $\text{TiO}_2$ ) telle que certaines longueurs d'onde se trouvent en interférences constructives à la réflexion sur l'ensemble des couches. Les interférences sont constructives pour certaines longueurs d'onde mais pas pour d'autres. Les miroirs diélectriques ont une bande de réflectivité donnée qui s'étend généralement sur quelques dizaines de nanomètres en longueur d'onde. De part et d'autre de la bande de réflectivité, le miroir est généralement bien transparent. La figure V. 43 présente une courbe de réflectivité classique pour un miroir réfléchissant à 1064nm ainsi qu'une photo d'un tel miroir posé sur une feuille blanche. On voit clairement la feuille blanche à travers le miroir, preuve que ce dernier est transparent dans le visible alors qu'il est complètement réfléchissant dans l'infrarouge proche.

Les miroirs utilisés dans les lasers ne sont jamais des miroirs métalliques. En effet, ces derniers ont un coefficient de réflexion moins bon, de l'ordre de 97%. Le reste étant absorbé par la surface métallique. Ces miroirs créent non seulement des pertes indésirables mais sont également sujet à un échauffement lorsqu'ils sont mis dans un laser. Ils peuvent même avoir tendance à se déformer localement sous l'influence du faisceau laser.

## Courbe de réflectivité d'un miroir classique

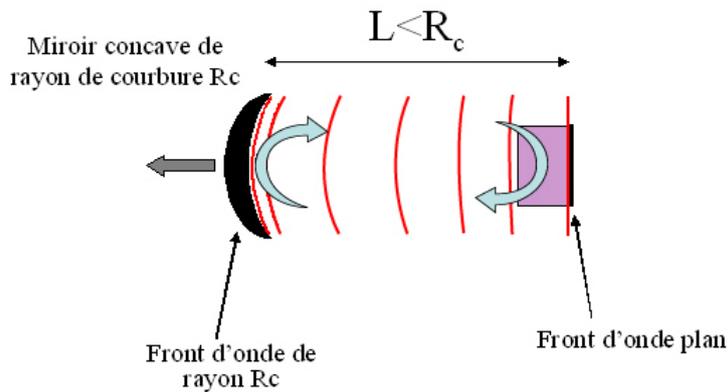


**Fig. V. 43 :** Photo d'un miroir hautement réfléchissant à 1064 nm et courbe de réflectivité associée.

### V.B.6.4.4-Choix du rayon de courbure du miroir, mode laser dans la cavité

La cavité décrite sur la figure Fig. V. 42 est une cavité dite "plan-concave" : composée d'un miroir plan déposé sur le cristal de  $N_d:YAG$  et d'un miroir concave de sortie. Le rayon de courbure du miroir ainsi que la distance entre les deux miroirs ne sont pas quelconques. Ils sont choisis pour qu'il puisse exister une onde gaussienne capable de se propager indéfiniment dans la cavité en gardant la même forme en tout point de la cavité.

La figure V. 44 donne l'allure du front de cette onde en quelques points de la cavité. Son rayon de courbure épouse la forme des miroirs d'extrémité : concave d'un côté et plan de l'autre. Pour qu'une telle onde gaussienne existe dans une cavité plan concave, on peut montrer que la longueur de la cavité doit être inférieure au rayon de courbure du miroir concave. On dit alors que la cavité est stable.



**Fig. V. 44 :** Allure du front de l'onde gaussienne se propageant indéfiniment dans la cavité.

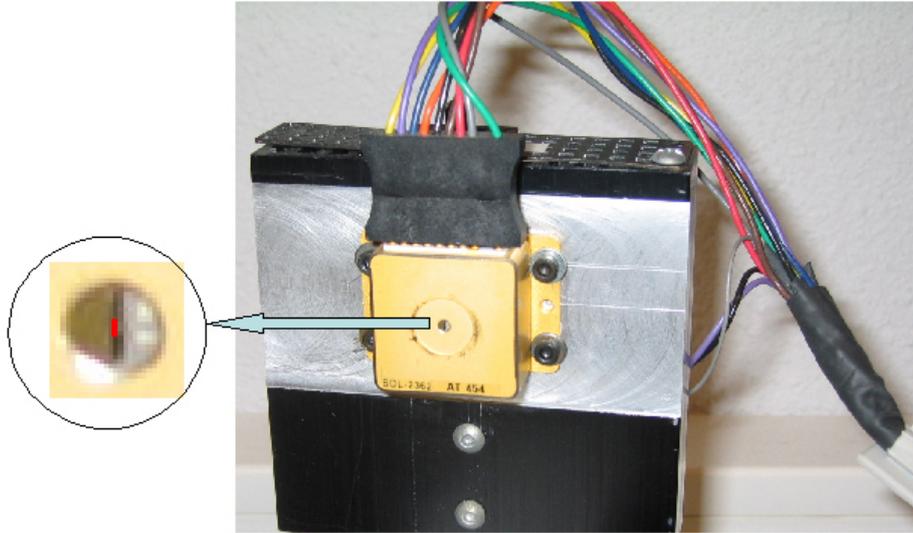
## V.B.6.5-Mise en œuvre du laser

### V.B.6.5.1-La diode laser pour le pompage

Cette partie décrit concrètement avec quels composants réels est construit le laser. Le boîtier de la diode laser est visible sur la figure V. 45. Un zoom permet de voir la diode laser elle-même avec sa surface émettrice rectangulaire de  $1 \mu\text{m}$  par  $100 \mu\text{m}$ . Elle est posé sur un socle vertical à l'intérieur du boîtier. Celui-ci contient également un élément Peltier qui permet de réguler la diode en température. Le boîtier est monté sur un radiateur métallique afin d'évacuer la chaleur dégagée lors du fonctionnement de la diode. Pour que la diode laser émette  $500 \text{ mW}$  à  $808 \text{ nm}$ , il faut lui injecter un courant de  $1 \text{ A}$  sous  $2\text{V}$  environ.

Sur la figure V. 45, on voit également l'ensemble des fils électriques qui vont vers l'alimentation permettant de contrôler le courant injecté dans la diode ainsi que sa température.

Le contrôle de la température est important car la longueur d'onde d'émission de la diode laser varie environ de  $0,3 \text{ nm}$  par  $^{\circ}\text{C}$ . Selon le courant injecté, l'échauffement de la jonction de la diode n'est pas le même et le spectre varie facilement de plus de  $1 \text{ nm}$ . Ceci est à prendre en compte car le spectre d'absorption du Nd:YAG est centré à  $808 \text{ nm}$  avec une largeur de l'ordre du  $\text{nm}$ . Un glissement de la longueur d'onde de la diode laser va donc entraîner une baisse d'absorption (les photons de pompe ne seront plus accordés avec la transition de pompe) et par conséquent une baisse du gain effectif.



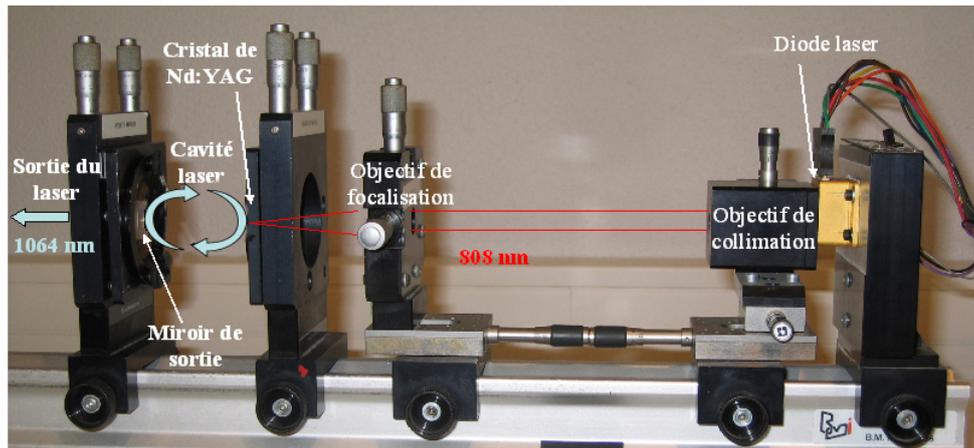
**Fig. V. 45 :** Photo du boîtier de la diode laser.

#### **V.B.6.5.2-Le laser Nd :YAG**

L'ensemble du laser est visible sur la figure V. 46. On y reconnaît les différents composants du laser, son optique de pompage et la cavité. Cette photo permet de constater que les différents composants sont positionnés dans des montures réglables : les objectifs de collimation et de focalisation sont montés dans des translations "xyz" dans les trois directions.

Il est important de comprendre que ces translations doivent être très précises. En effet, la taille des faisceaux dans le cristal de Nd:YAG n'est que de  $70\ \mu\text{m}$  en rayon. Pour que le faisceau laser et le faisceau de pompe soient au même endroit, il faut donc être capable de déplacer le faisceau de pompe avec une précision d'une dizaine de microns dans le plan perpendiculaire à l'axe optique.

Les miroirs de la cavité (Nd:YAG d'un côté et miroir de sortie de l'autre) sont montés dans des supports réglables en angle. En effet, il faut que les miroirs soient en regard l'un de l'autre avec une très grande précision pour que l'onde gaussienne puisse faire indéfiniment des allers et retours dans la cavité. Pour avoir un ordre de grandeur de la précision angulaire du réglage sur le miroir de sortie, il faut pouvoir régler son axe optique afin qu'il traverse la zone pompée dans le cristal. Cette zone ne faisant qu'une centaine de microns, il faut un réglage à  $10\ \mu\text{m}$  près alors que le miroir de sortie se trouve à  $7\ \text{cm}$  environ du Nd:YAG. Ceci donne un angle de  $0,1\ \text{mrad}$ .

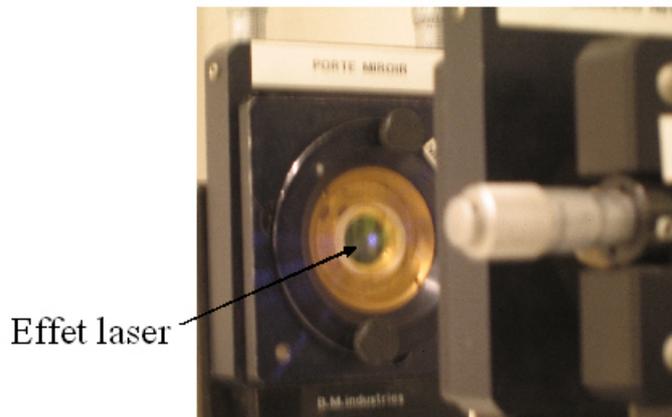


**Fig. V. 46 :** Photo de l'ensemble des composants du laser (construit par BM Industries).

Pratiquement, on commence par collimateur le faisceau de pompe puis par l'aligner parallèle au banc. Le faisceau de pompe définit alors un axe de référence (l'axe optique) qui va nous être utile pour régler les miroirs de la cavité. En effet, nous sommes ici dans le cas d'un pompage "colinéaire" pour lequel l'axe de pompe est confondu avec l'axe optique de la cavité.

On profite donc de ce faisceau pour régler le miroir "Nd:YAG" par autocollimation. On fait de même avec le miroir de sortie. On focalise ensuite le faisceau de pompe dans le cristal de Nd:YAG. En plaçant le miroir de sortie à une distance inférieure à la distance critique (qui est ici de  $100 \text{ mm} = R_c$ ), on obtient assez facilement l'effet laser.

Celui-ci se caractérise par un point lumineux intense, bien sûr invisible à l'œil (nous sommes à  $1064 \text{ nm}$ ) mais visible avec une caméra CCD ou un simple appareil photo, comme le montre la figure V. 47. Cette photo est prise hors de l'axe optique. Les photons laser qui arrivent sur le détecteur sont des photons diffusés par le miroir. Proportionnellement aux photons qui sont dans l'axe de la cavité, ils sont très peu nombreux. Ils sont cependant en nombre largement suffisant pour créer un signal sur le détecteur du même ordre de grandeur que celui des montures et de la pièce environnante. Il faut bien comprendre que si nous avons mis l'appareil photo directement dans le faisceau de sortie, celui-ci aurait été fortement ébloui, voir même endommagé. On peut noter également sur la photo V. 51 que le faisceau laser a une faible extension spatiale par rapport à la taille du miroir. Sur le miroir de sortie, il a un rayon de l'ordre de  $1 \text{ mm}$ .



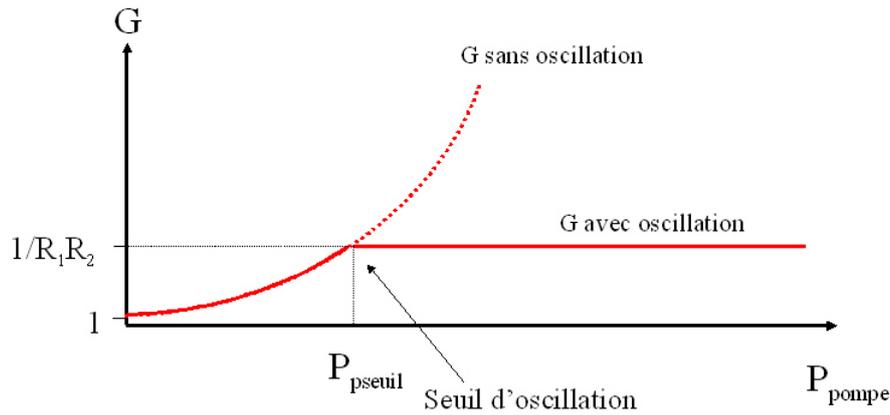
**Fig. V. 47 :** Photo du miroir de sortie en présence d'effet laser. Le point est invisible à l'œil mais visible par le détecteur de l'appareil photo numérique.

## V.B.6.6-Puissance de sortie

### V.B.6.6.1-Allure du gain

Avant de calculer la puissance de sortie, il est intéressant de regarder le comportement du gain effectif dans le laser en fonction de la puissance de pompe. En dessous du seuil d'oscillation, le gain effectif varie exponentiellement en fonction de PP.

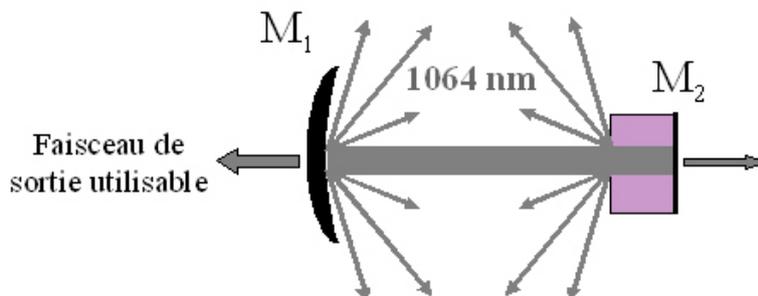
A partir du seuil d'oscillation et au delà lorsque le laser oscille, le gain effectif vérifie :  $G_2 = 1/(R_1 R_2)$ . Il est donc bloqué à une valeur fixée par les coefficients de transmission des miroirs et les pertes passives de la cavité. La figure V. 48 donne l'allure de cette évolution en fonction de la puissance de pompe. Lorsque la puissance de pompe est nulle, le gain effectif vaut 1. Ceci est dû au fait que le niveau du bas de la transition laser est vide. Il ne peut donc pas y avoir d'absorption. La figure V. 48 montre également l'évolution du gain effectif si la cavité n'existait pas : le gain continu alors sa croissance exponentielle.



**Fig. V. 48 :** Allure du gain effectif  $G$  dans le cristal de Nd:YAG en fonction de la puissance de pompe.

#### V.B.6.6.2-Expression de la puissance de sortie

A partir du seuil d'oscillation, la puissance à 1064nm devient non négligeable dans le laser. Pour simplifier, on va supposer que chaque photon de pompe au delà du seuil d'oscillation se transforme en un photon laser qui sort de la cavité. Pour cela, les photons ont deux solutions, soit traverser le miroir de sortie, soit subir les pertes passives de la cavité. La figure V. 53 permet de comprendre où se trouvent les différentes sorties du laser. Comme vu sur la photo de la figure V. 47, il y a des pertes par diffusion sur les miroirs et globalement sur toutes les interfaces. Ces pertes, ainsi que le résidu de transmission sur le miroir  $M_2$ , ne peuvent pas être utilisables : ce sont les pertes dites passives. La seule partie du faisceau utile est celle qui sort par le miroir  $M_1$ . La puissance qui sort par ce miroir est appelée la puissance de sortie  $P_{\text{sortie}}$ .



**Fig. V. 47 :** Sorties de la cavité laser.

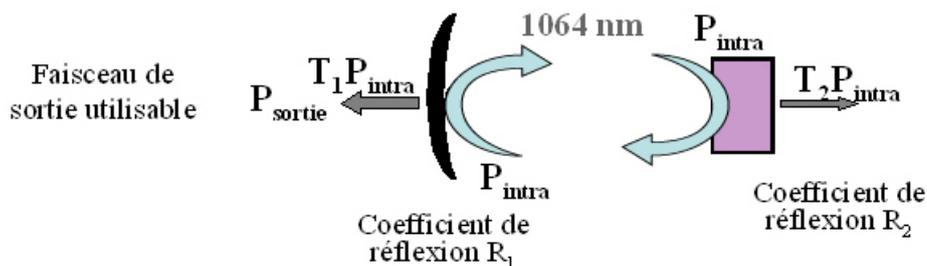
Comme expliqué dans la partie « Puissance de pompe en seuil », nous choisissons par convention de regrouper toutes les pertes passives en une seule grandeur : la transmission du miroir M2. En utilisant la transmission  $T_1$  du miroir de sortie :  $T_1 = 1 - R_1$  et  $T_2$  définie par  $T_2 = 1 - R_2$ , et en définissant la puissance  $P_{intra}$  circulant à l'intérieur de la cavité,  $P_{émise}$  la puissance totale émise à 1064 nm s'écrit :

$$P_{émise} = T_1 \times P_{intra} + T_2 \times P_{intra}.$$

La puissance de sortie vaut : (voir Fig. V. 50)

$$P_{sortie} = T_1 \times P_{intra}.$$

Par rapport à la puissance totale émise, elle vaut donc :  $P_{sortie} = P_{émise} \times \frac{T_1}{T_1 + T_2}$ .



**Fig. V. 50:** Grandeurs utilisées pour le calcul de la puissance de sortie.

Au dessus du seuil, on suppose que tous les photons de pompe sont absorbés par le cristal de Nd :YAG et se transforment par émission stimulée en photons laser. Le nombre de photons de pompe convertis par seconde vaut :

Le nombre de photons laser émis s'écrit.

D'où l'égalité :

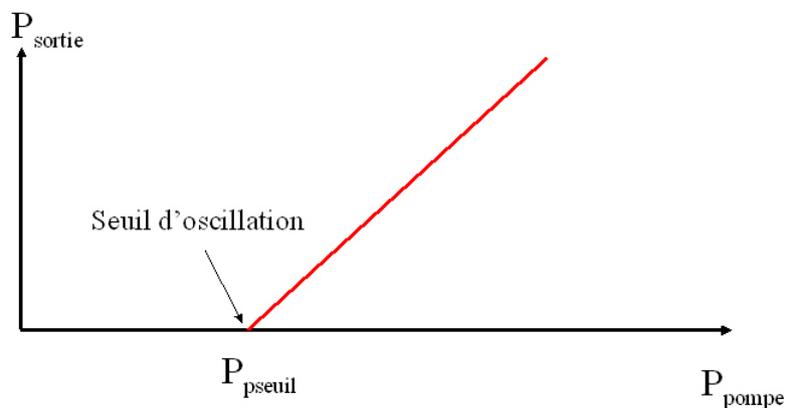
Finalement la puissance de sortie du laser peut s'écrire sous la forme :

### V.B.6.6.3-Application numérique

La figure V. 51 présente ce que l'on appelle la courbe d'efficacité du laser : la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe. On constate d'après la formule précédente qu'il s'agit d'une droite dont la pente dépend de deux paramètres :

- la part relative de la transmission du miroir de sortie par rapport à l'ensemble des pertes de la cavité : pour maximiser la puissance de sortie, il faut donc minimiser ces pertes.
- le rapport de la longueur d'onde de pompe sur la longueur d'onde laser. Ce rapport est fixé par rapport au système laser que l'on considère. Dans notre cas, il vaut 0,76.

La pente de la droite est souvent appelée l'efficacité du laser. Dans notre cas, elle vaut 63%. En utilisant la puissance de pompe au seuil calculée dans la partie «Puissance de pompe au seuil», on en déduit par le calcul une puissance de sortie égale à  $P_{\text{sortie}}=266\text{mW}$  pour la puissance de pompe maximale (500mW). Cette valeur est assez proche de ce que l'on trouve expérimentalement.



**Fig. V. 51 :** Courbe d'efficacité du laser : puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe.

### V.B.6.7-Exercices

Veillez répondre aux questions suivantes :

- 1- Un laser hélium néon émettant à 633 nm donne une tache de 100 mm de rayon à  $1/e^2$  à 500 m du laser. Quel est le rayon du faisceau dans le plan du waist (on suppose que ce plan est situé au niveau du laser) ?

**R1**-On utilise la formule qui lie la divergence du faisceau à la taille dans le plan du waist :

On en déduit

$\theta$  est exprimé en radian et vaut ici  $100 \cdot 10^{-3}/500$ .

$w_0 = 1\text{mm}$ .

- 2 -Un laser en anneau est composé de 4 miroirs identiques de coefficient de réflexion égal à 0,99. Donner la valeur du gain qu'il est nécessaire d'avoir dans le milieu amplificateur pour obtenir une oscillation laser.

**R2** -Dans un laser en anneau, l'onde ne passe qu'une fois dans le milieu à gain sur un tour. Si on appelle G ce gain et R le coefficient de réflexion d'un miroir, on a :  $GR^4=1$  à l'oscillation laser. D'où  $G=1/R^4=1,041$ .

- 3 -Donner l'écart en fréquence entre deux modes longitudinaux dans une cavité linéaire dont la longueur optique est  $L=300\text{mm}$ .

**R3** -L'écart entre deux modes longitudinaux consécutifs est  $c/2L$  avec  $c=3 \cdot 10^8\text{ms}^{-1}$ . Ici, cet écart vaut : 500MHz.

- 4 -Quelle est la fréquence de répétition des impulsions d'un laser dont les modes sont synchronisés en phase. Ce laser possède une cavité linéaire de longueur optique égale à  $L=1\text{m}$ .

**R4** -L'écart temporel entre deux impulsions issues d'un laser linéaire à modes synchronisés en phase est de  $2L/c$ . La fréquence est donc  $c/2L=150\text{MHz}$ .

- 5 -Un laser à modes synchronisés en phase émet une puissance moyenne de  $P=1\text{W}$ . La fréquence de répétition des impulsions issues de ce laser est de 100MHz. Donner l'énergie par impulsion.

**R5** -La période entre deux impulsions est  $T=1/100\text{MHz}=10\text{ns}$ . Durant cette période, une seule impulsion est émise. On peut donc dire que l'énergie  $E$  vaut :  $E=PT=10\text{nJ}$ .

**6** -On considère un niveau du bas situé à une énergie égale à  $200\text{cm}^{-1}$  du niveau fondamental. Il n'y a pas d'autre niveau à proximité. Donner la fraction de population qui se trouve dans ce niveau par rapport à la population du niveau fondamental, pour une température de  $300\text{K}$ .

On rappelle que la constante de Boltzmann vaut :  $1,38.10^{-23}\text{JK}^{-1}$

On donne également le passage de l'unité en  $\text{cm}^{-1}$  à l'unité en joules :

$$E(\text{J})=100hcE(\text{cm}^{-1})$$

avec  $h$  la constante de Planck :  $h=6,62 \cdot 10^{-34}\text{Js}$  et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide :  $c=3.10^8\text{ms}^{-1}$ .

**R6** -On utilise la loi de Boltzmann :

Ici on ne considère que le niveau fondamental à l'énergie nulle. La formule devient donc en appelant "0" le niveau fondamental et "1" le niveau du bas :

Avec la conversion  $\text{cm}^{-1} \rightarrow \text{joules}$ , on trouve  $E_1=3,97 \cdot 10^{-21}\text{J}$ .

$E_1/kT=0,96$ , d'où  $N_1/N_0=0,38$ .

38% de la population du niveau fondamental se trouve dans le niveau du bas.

**7** -On suppose un pompage optique à  $940\text{nm}$  d'un cristal d' $\text{Yb:YAG}$  inséré dans une cavité laser. La longueur d'onde d'émission de l'ytterbium est de  $1030\text{nm}$ . En supposant que tous les photons de pompe sont absorbés par le cristal et utilisés pour l'effet laser, donner la puissance maximale qu'il est possible d'obtenir de ce laser. La puissance de pompe est de  $1\text{W}$ .

**R7** -Au mieux, un photon de pompe va donner un photon laser en sortie. La puissance maximale en sortie est donc : où  $\lambda_p$  et  $\lambda_l$  sont les fréquences de pompe et la fréquence du laser. En passant par les longueurs d'onde, cette puissance vaut  $P_{\lambda_p/\lambda_l}=912\text{mW}$ .

**8**- Le milieu amplificateur hélium néon possède une bande spectrale d'amplification de  $633\text{nm}$ . On suppose que le profil spectral est rectangulaire pour simplifier. La cavité linéaire du laser a une longueur de

30cm. Donner le nombre de modes longitudinaux qui peuvent osciller dans cette cavité.

**R8-** Le nombre de modes est égal à la bande spectrale divisée par l'intervalle entre deux modes longitudinaux :

Remarque : le nombre de modes pouvant osciller sera généralement de 2 mais il est possible que 3 modes oscillent si un mode est parfaitement au centre de la transition.

**9-** Le CO<sub>2</sub> possède une bande spectrale d'amplification de à 10,6µm. On suppose que le profil spectral est rectangulaire pour simplifier. La cavité du laser a une longueur de 1m.

1-Donner le nombre de modes longitudinaux qui peuvent osciller dans cette cavité.

2-De quelle longueur faut-il déplacer un miroir de la cavité pour être sûr qu'un mode tombe dans la bande d'amplification ?

**R9-** 1-Même calcul que pour la question précédente : cette fois  $N=0,33$  ! Si on ne fait rien, le laser a peu de chance d'osciller.

2-Dans le pire des cas, la fréquence centrale du CO<sub>2</sub> est située exactement au milieu de deux modes longitudinaux. Dans ce cas, l'écart de fréquence qui sépare l'extrémité de la bande spectrale du mode le plus proche est :

formule ci-dessus

La fréquence d'un mode peut s'exprimer sous la forme : où  $k$  est un entier (en général très grand). Si on bouge la cavité de  $dL$ , la fréquence bouge de avec :  
D'où .

Ici l'écart de fréquence est donné par la formule ci-dessus, donc le déplacement du miroir de la cavité vaut :

Ici,  $dL=1,76\mu\text{m}$ .

Il est possible de réaliser ce mouvement fin du miroir avec une câle piezo électrique.

**10 -**Un laser déclenché produit des impulsions de 10µJ avec une durée de 1ns. La fréquence de répétition des impulsions est de 10kHz.

1-Donner la puissance crête des impulsions.

2-Donner la puissance moyenne en sortie du laser.

**R10** - 1-La puissance crête est le rapport de l'énergie sur la durée :  $P_{\text{crête}}=10\text{kW}$ .

2-La puissance moyenne est déterminée en disant que sur une période ( $T=1/10\text{kHz}$ ), une seule impulsion est émise :  $P_{\text{moyen}}=100\text{mW}$ .

# *Chapitre VI*

## *Fibre optique*

### **VI.I-Introduction**

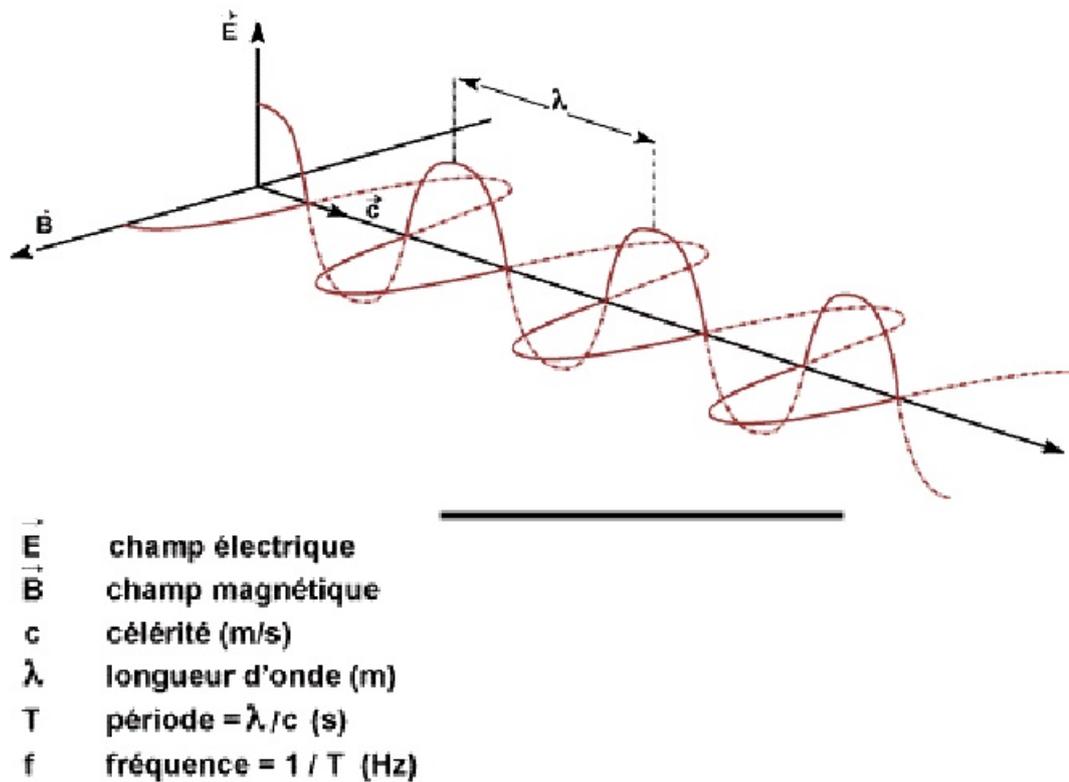
#### **VI.I.1-Généralités**

La lumière est une onde électromagnétique, de longueur d'onde  $\lambda$ , qui se propage dans un milieu transparent et isolant (diélectrique) avec  $\lambda = c \times T$  ou encore  $\lambda = c/f$  où  $c$  est la célérité et vaut approximativement  $3.10^8$  m/s dans le vide ou l'air et  $f$  est la fréquence en Hz.

Cette onde électromagnétique est un modèle utilisé pour représenter les rayonnements électromagnétiques. Il convient de bien distinguer : le rayonnement électromagnétique, qui est le phénomène étudié, et l'onde électromagnétique, qui est une des représentations du phénomène. Une autre représentation prend en compte l'existence du photon.

Une onde électromagnétique monochromatique peut se modéliser par un dipôle électrostatique vibrant : oscillation couplée du champ électrique et du champ magnétique Fig. (VI. 1), modèle du dipôle vibrant (le trièdre  $(\vec{k}, \vec{E}, \vec{B})$  doit être direct), ce modèle reflétant convenablement, par exemple, les oscillations du nuage électronique d'un atome intervenant dans la diffusion Rayleigh (modèle de l'électron élastiquement lié).

Les variations des champs électriques et magnétiques sont liées par les équations de Maxwell (voir chap. IV), on peut donc représenter l'onde par un seul de ces champs, en général le champ électrique.

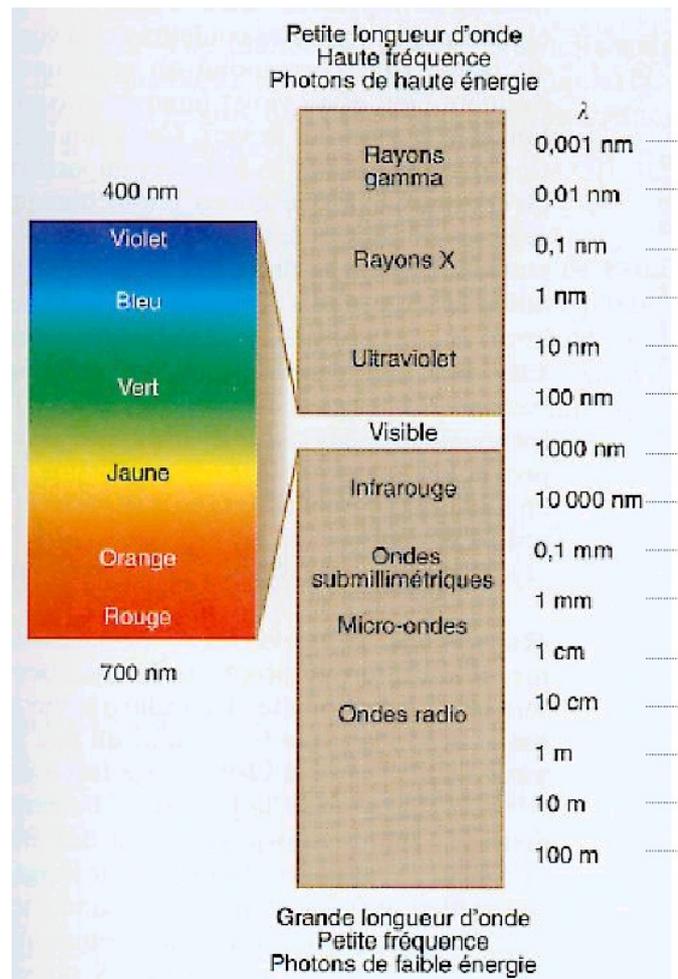


**Fig. VI. 1 :** Représentation d'une onde électromagnétique par un dipôle électrostatique vibrant : oscillation couplée du champ électrique et du champ magnétique

## VI.I.2-Spectre de la lumière

La lumière visible n'est qu'une petite partie de ce qu'on appelle le spectre électromagnétique Fig. (VI. 2). Une onde lumineuse est une onde électromagnétique dont la longueur d'onde correspond au spectre visible (spectre s'étend du violet au rouge), soit entre les longueurs d'onde 400 et 750nm, ce qui correspond aux énergies de photon de 1,5 à 3eV.

La communication par fibre optique utilise les longueurs d'onde comprises entre 800 et 1600 nm, dans le domaine de l'infrarouge.



**Fig. VI. 2 :** Spectre électromagnétique

Les supports de transmission dans le domaine des télécommunications, par exemple, fréquemment utilisés sont le fil de cuivre ou le câble coaxial.

Ces supports transportent des fréquences qui sont codées. Le codage utilisé est appelé modulation. Nous connaissons quelques types :

- modulation de fréquence,
- modulation d'amplitude,
- modulation de phase.

Le nombre de communications utilisées fait que les supports traditionnels sont saturés. De plus, ils sont limités en fréquence pour des raisons technologiques. Il a donc été nécessaire de développer un autre support de transmission : c'est la naissance de la fibre optique.

## VI.II- Constitution physique de la fibre

Une fibre optique est un guide d'onde optique à symétrie circulaire schématisé sur la figure (VI. 3). Cette onde optique codée a été préalablement converti à partir d'un signal électrique. Toutes les fibres se composent d'un cœur et d'une gaine, toutes deux des matériaux transparents en verre ou en plastique. Un revêtement protecteur, en plastique souple, entoure la gaine. Figure 1 Schéma général d'une fibre optique.

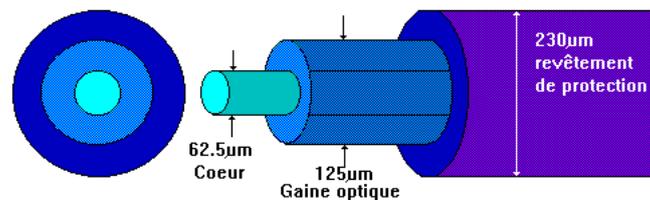


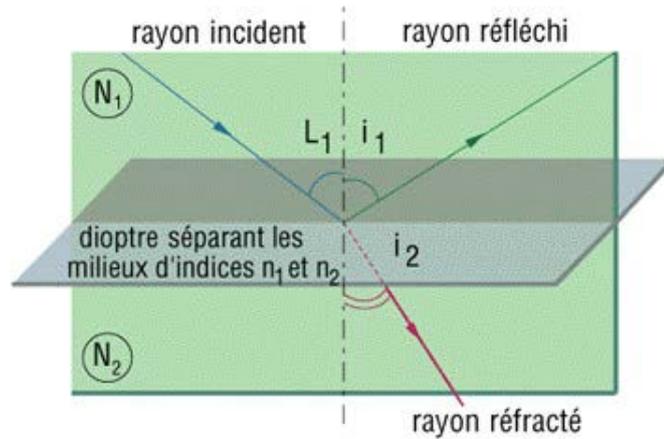
Fig. (VI. 3) : Constitution d'une fibre optique

- Le diamètre du cœur et de la gaine varient selon le type d'utilisation.
- La lumière se déplace dans le cœur de la fibre.
- Le cœur et la gaine sont des matériaux transparents, il est important que l'indice de réfraction du cœur,  $n_1$ , soit supérieur à l'indice de réfraction de la gaine optique,  $n_2$ . Cette information sera plus amplement développée dans la suite de ce dossier.

## VI.III- Principes physiques

Le principe physique majeur qui a inspiré la technologie des fibres optiques est ce qu'on appelle *la réflexion totale interne*. Ceci découle de la loi de la réfraction ainsi que celle de la réflexion. La loi correspondant à ce principe est : la loi de Descartes.

Lorsqu'un faisceau lumineux heurte obliquement la surface qui sépare deux milieux plus ou moins transparents, il se divise en deux : une partie est réfléchié tandis que l'autre est réfractée, c'est à dire transmise dans le second milieu en changeant de direction. L'indice de réfraction est une grandeur caractéristique des propriétés optiques d'un matériau. Il est obtenu en divisant la vitesse de la lumière dans le vide ( $c=3.10^3$  m/s) par la vitesse de cette même onde dans le matériau  $n = c/v$ . Plus l'indice est grand, et plus la lumière est lente. Ainsi, dans l'air, la vitesse de la lumière est à peu près égale à  $c$ ; dans l'eau, elle est égale à 75% de  $c$ ; dans le verre, elle est égale à environ 55% ou 60% de  $c$  selon le type de verre.



**Fig. VI.4 :** Loi de Descartes.

La lumière est une onde progressive qui se propage dans les milieux transparents. C'est ce principe qui est utilisé pour guider la lumière dans la fibre. La fibre optique comprend ainsi deux milieux : le cœur, dans lequel l'énergie lumineuse se trouve confinée, grâce à un second milieu, la gaine, dont l'indice de réfraction est plus faible.

Lorsqu'un faisceau lumineux R1 arrive sur une surface de séparation de deux milieux transparents d'indice de réfraction  $n_1$  et  $n_2$ , il y a simultanément un faisceau réfléchi R1 et un faisceau réfracté R2. Comme le représente la figure (VI. 4) il y a le faisceau R2 qui est réfracté. La relation qui prend en fonction l'angle du faisceau réfracté  $i_2$  et l'angle d'incidence  $i_1$  est :

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$$

Concernant la réflexion, lorsqu'un faisceau est réfléchi son angle  $i'$  est de même valeur que l'angle d'incidence  $i_1$ . Voici donc les deux grandes lois générales dont est soumise la lumière lorsque celle-ci parcourt des milieux transparents.

Une fibre optique est définie par :

1. son ouverture numérique,
2. son atténuation (db/Km)
3. sa bande passante (Hz/km)

### VI.III.1-Ouverture numérique d'une fibre optique

L'ouverture numérique caractérise l'angle maximum  $\theta_0$  que peut faire le faisceau pour assurer sa propagation dans la fibre optique (Fig. VI. 5), est donnée en fonction des indices de réfractions par la relation suivante par :

$$O.N = \sin(\theta_0) = \sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_0^2}}$$

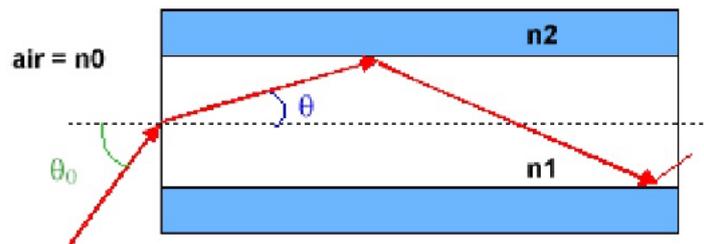


Fig. VI. 5 : Ouverture numérique d'une fibre optique.

Au delà de cette limite, les rayons sont déviés dans la gaine et finissent par disparaître.

- Une grande O.N permet d'injecter une grande quantité de lumière issue d'une source assez divergente (diode DEL).
- Une petite O.N n'autorise que l'injection d'un faisceau lumineux issue d'une source très directive (LASER).

### VI.III.1.1-Vitesse de groupe de l'onde

C'est la rapidité avec laquelle l'énergie lumineuse se propage d'une extrémité à l'autre du guide d'onde (Fig. VI. 6).

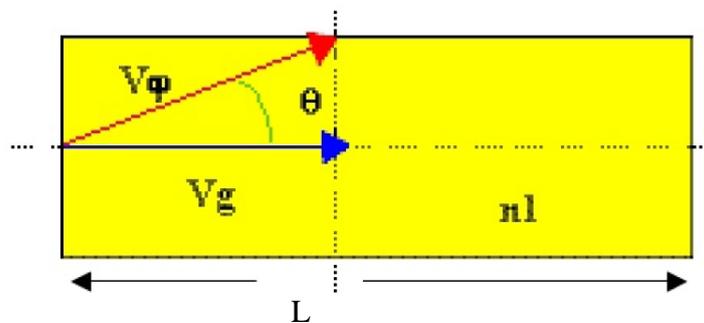


Fig. VI. 6 : Vitesse de propagation dans une fibre optique.

$$V_{gmax} = \frac{c}{n_1} \quad \text{et} \quad t_{min} = \frac{L}{V_{gmax}} = \frac{L n_1}{c}$$

$$V_{gmin} = c \frac{n_2}{n_1^2} \quad \text{et} \quad t_{max} = \frac{L}{V_{gmin}} = \frac{L n_1^2}{c n_2}$$

### VI.III.1.2-Différence relative des indices de réfraction $\Delta$ (donnée fabricant)

$$\Delta \cong \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad \text{pour} \quad n_1 \cong n_2$$

Remarque:  $\Delta$  s'exprime en %, soit :  $\Delta\% \cong \frac{n_1 - n_2}{n_1} \cdot 100$ , en général :  $\Delta\% < 1\%$

### VI.III.1.3-Paramètre de dispersion intermodale

Un mode de propagation correspond à un rayon lumineux possédant une inclinaison donnée.  $\Delta t$  représente l'écart de temps entre le mode le plus rapide et le plus lent.

$$\Delta t = \frac{L \cdot n_1 \cdot (n_1 - n_2)}{c \cdot n_2} \quad \text{soit} \quad \Delta t = \frac{L \cdot n_1 \cdot \Delta}{c}$$

### VI.III.2-Produit Bande Passante par Longueur

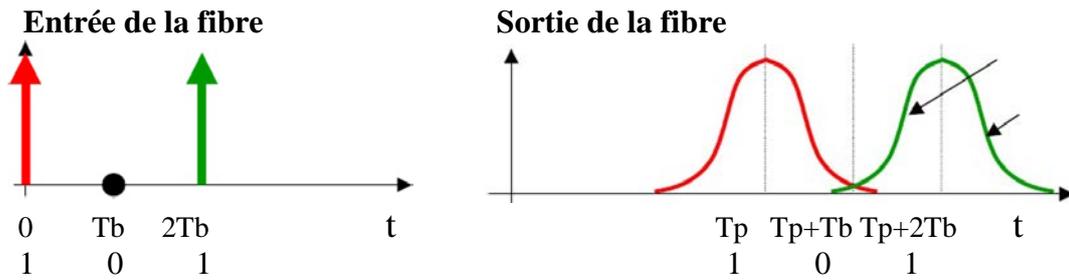
On montre que la bande passante d'une fibre s'écrit :  $BP = \frac{1}{2 \Delta t}$

Soit 
$$BP = \frac{c}{2L n_1 \left(\frac{n_1}{n_2} - 1\right)} \longrightarrow BP \times L = \frac{c}{2 n_1 \left(\frac{n_1}{n_2} - 1\right)} = Cste$$

Ce produit étant constant, l'usage veut qu'on exprime la bande passante en  $MHz \times km$ .

### VI.III.3-Dispersion intermodale

- A l'entrée de la fibre optique, on envoie une impulsion lumineuse infiniment étroite (Dirac). Cette impulsion excite tous les modes de propagation de la fibre.
- A la sortie de la fibre, on constate que l'impulsion s'est élargie dans le domaine temporel: C'est le phénomène de dispersion intermodale (Fig. VI. 7).



**Fig. VI. 7 :** Dispersion intermodale dans une fibre optique.

Si la durée  $T_b$  séparant 2 impulsions est trop brève, les signaux se recouvrent en sortie rendant le décodage impossible. (Interférence Inter Symbole ou I.I.S.)

- Il faut diminuer la fréquence du signal numérique.
- Le phénomène de dispersion modale se traduit par une limitation de la bande passante du guide d'onde.

#### VI.III.4-Atténuation linéique

Lorsqu'on injecte, à l'entrée d'une fibre optique, une puissance  $P_e = P(0)$  sous forme d'une onde électromagnétique, cette puissance décroît avec la longueur  $L$  de la fibre optique en fonction de l'atténuation linéique  $\alpha_{dB/km}$  (Fig. VI. 8), et à la sortie, on récupère la puissance suivante :

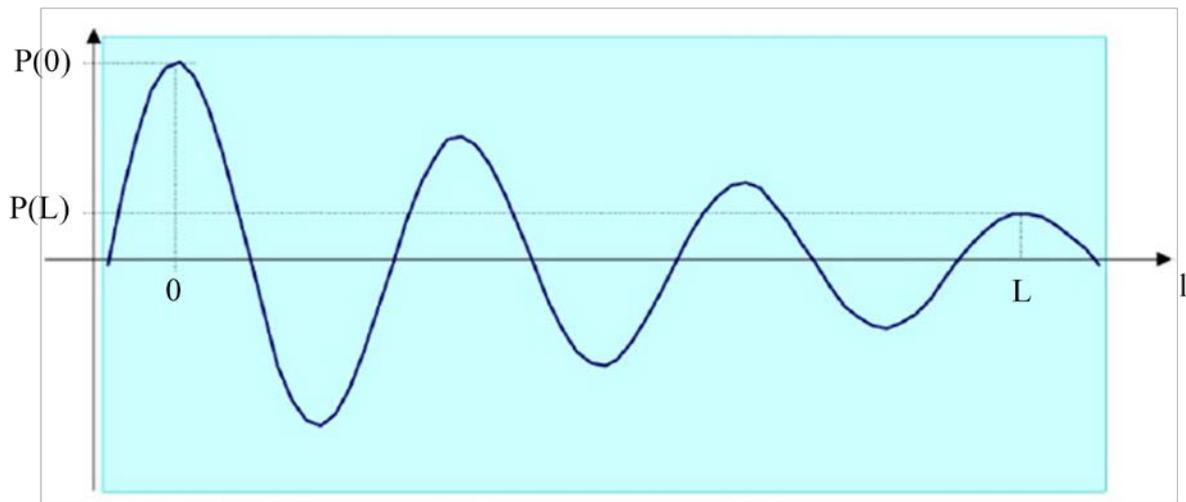
$$P_s = P(L).$$

Soit :

$$P(L) = P(0) \cdot 10^{-\alpha \frac{L}{10}}$$

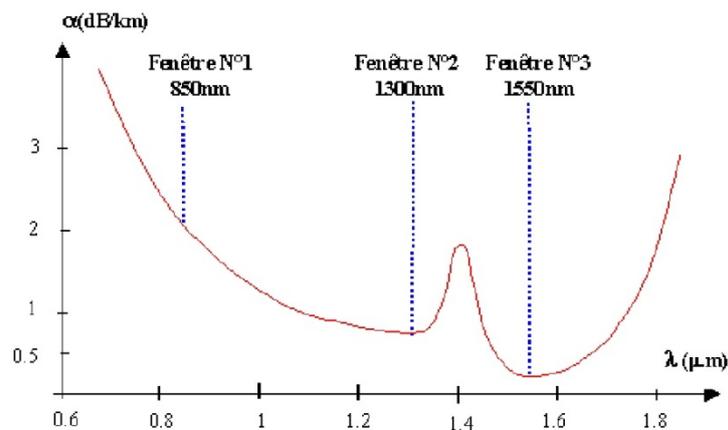
' $\alpha$ ' dépend du matériau (plastique, silice,...) et de la longueur d'onde  $\lambda$ .  $P(L)$

On montre expérimentalement que les fibres présentent une atténuation minimale pour une longueur d'onde optique de 1550nm.(cela correspond à un minimum d'absorption d'énergie par le matériau de la fibre).



**Fig. VI. 8 :** Atténuation linéique dans une fibre optique.

On montre expérimentalement que les fibres présentent une atténuation minimale pour une longueur d'onde optique de 1550nm. (Cela correspond à un minimum d'absorption d'énergie par le matériau de la fibre Fig. VI. 9).



**Fig. VI. 9 :** Atténuation linéique minimale dans une fibre optique.

En transmission optique on définit 3 fenêtres de transmission :

1. Les fenêtres 1 et 2 résultent d'un compromis technico-économique entre l'atténuation apportée par la fibre et les composants optoélectroniques utilisés en fonction des applications.
2. La fenêtre 3 correspond à l'atténuation minimale mais exige des composants optoélectroniques très performants, elle est réservée aux applications à haut débit et longues distances.

Examinons maintenant comment s'applique ces lois dans la fibre optique et comment fait-on pour que la réflexion totale interne soit respectée. Le but de la fibre optique est que l'intensité de lumière émise à l'entrée de celle-ci soit, dans son intégralité, autant que possible retrouvée à la sortie.

#### **VI.IV-Les 2 modes de transmission du signal optique**

Généralement utilisé pour de courte distance (réseaux LAN et MAN), il y a deux principaux type de *fibre multimode*: à saut d'indice (débit <50Mb/s) et à gradient d'indice (débit <1Gb/s).

Les fibres multimodes ont un diamètre de cœur important (de 50 à 85 microns). Un rayon lumineux pénétrant dans le cœur de la fibre, à l'une de ses extrémités, se propage longitudinalement jusqu'à l'autre extrémité grâce aux réflexions totales qu'il subit à l'interface entre le verre de cœur et le verre de gaine.

Généralement utilisée pour les grandes distances, les *fibres monomodes* ont un diamètre de cœur (10 microns), faible par rapport au diamètre de la gaine (125 microns) et proche de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de la lumière injectée. L'onde se propage alors sans réflexion et il n'y a pas de dispersion nodale.

Le petit diamètre du cœur des fibres monomodes nécessite une grande puissance d'émission qui est délivrée par des diodes-laser.

#### **VI.V-Les différents types de fibres optiques**

##### **VI.V.1-Les fibres optiques multimodes**

Seuls certains angles conduisent à des modes. Il est évident que la vitesse d'un mode dépend de l'angle. Le terme *multimode* signifie que plusieurs modes peuvent être guidés. Un nombre typique pour une fibre à saut d'indice est de 1000 modes (un mode correspond à un faisceau).

##### **VI.V.1.a-Les fibres optiques multimodes à saut d'indice**

Fibre optique multimode à saut d'indice C'est un guide d'onde dont le diamètre du cœur (quelques centaines de  $\mu\text{m}$ ) est grand devant la longueur d'onde.

L'indice de réfraction constant varie brusquement (saut) quand on passe du cœur à la gaine. Le guidage de la lumière se fait suivant des lignes brisées.

Sur la figure (VI. 10) on peut trouver les renseignements suivants:

- Les cotations du diamètre de la gaine ainsi que du cœur.
- L'indice de réfraction.
- Un schéma représentant le trajet du faisceau lumineux dans le cœur de la fibre, ainsi que les impulsions d'entrée et de sortie.

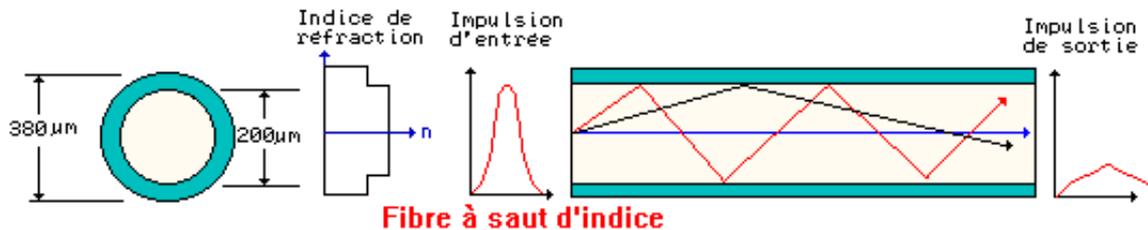


Fig. VI. 10 : Fibre optique à saut d'indice

C'est le type de fibre le plus simple, directement issue des applications optiques traditionnelles. Dans cette fibre, le cœur est homogène et d'indice  $n_1$ . Il est entouré d'une gaine optique d'indice  $n_2$  inférieur à  $n_1$ . Ces indices sont peu différents et doivent être de l'ordre de 1.5. Quant à la gaine optique, elle joue un rôle actif dans la propagation, et ne doit pas être confondue avec le revêtement de protection déposés sur la fibre. Le rayon est guidé par la réflexion totale au niveau de l'interface cœur-gaine, sinon il est réfracté dans la gaine.

Examinons comment est appliquée la loi de *Descartes* dans ce type de fibres.

Pour le cas du premier faisceau lumineux (le noir), son faisceau réfracté sera dans le prolongement de la gaine et de la fibre. Donc ce dernier ne sera pas perdu puisqu'il est dans le prolongement du cœur. Le faisceau réfléchi, lui, se propagera dans le cœur. Pour le second, le rouge, du fait que son angle de départ est différent de celui du premier, son faisceau réfracté ne sera plus dans le prolongement de la fibre, par conséquent il va entrer dans la gaine, c'est ici qu'elle intervient, elle va permettre pour certain faisceau de *recupérer* leurs faisceaux réfractés.

La capacité de transmission de ce type de fibre est d'environ 100 Mbits/s. Cette valeur correspond également à la bande passante. On peut également exprimer la bande passante en Mhz\*km. Ici pour la fibre à saut d'indice elle est de 22 Mhz\*km.

Cette capacité est assez faible car chaque rayon doit parcourir une distance différente. Par conséquent il faut à l'extrémité *attendre* que tous les faisceaux soient arrivés.

### VI.V.1.b-Les fibres optiques multimodes à gradient d'indice

Le cœur possède un indice de réfraction qui décroît progressivement du centre à la périphérie suivant un profil parabolique. Le faisceau lumineux suit une trajectoire d'allure curviligne. Le faisceau lumineux change de direction moins brusquement lors du rebond ce qui diminue les pertes. De plus, les différents modes ont des temps de propagation très proches. Le phénomène de dispersion modale est de ce fait considérablement réduit.

Leur cœur, contrairement aux fibres à saut d'indice, n'est pas homogène. Leur cœur est en fait constitué de plusieurs couches de verres dont l'indice de réfraction est différent à chaque couche et l'indice de réfraction diminue de l'axe jusqu'à la gaine figure (VI. 11).

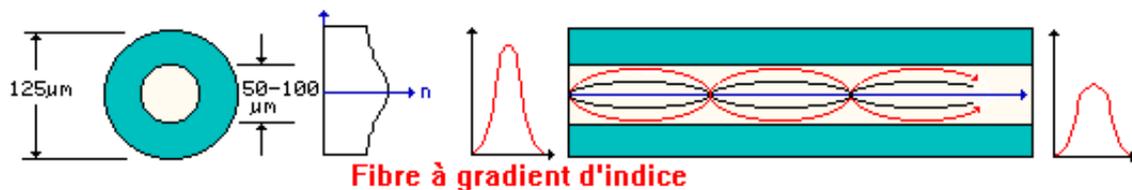


Fig. VI. 11 : Fibre optique à gradient d'indice

Le guidage est cette fois dû à l'effet du gradient d'indice. Les rayons suivent une trajectoire d'allure sinusoïdale. La gaine n'intervient pas directement, mais élimine les rayons trop inclinés.

L'avantage avec ce type de fibre est de minimiser la dispersion du temps de propagation entre les rayons. La valeur de l'indice décroît selon la loi suivante :

$$n(r) = n_r \sqrt{1 - \Delta \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha}$$

Avec :

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2}$$

$n_1$  : Indice de réfraction du cœur.

$n_2$  : Indice de réfraction de la gaine.

$r$  : distance à l'axe.

$a$  : rayon du cœur.

$\alpha$  : l'exposant de profil d'indice.

La bande passante de ce mode de fonctionnement est de 500 Mbits/s ou de 1 Ghz\*km. Cette capacité est plus élevée que celle du saut d'indice car la distance à parcourir des rayons est plus faible, donc il est possible d'augmenter en fréquence.

### VI.V.2-Les fibres monomodes

Le diamètre du cœur est inférieur à  $10\mu\text{m}$  de telle sorte que le parcours de la lumière devient presque longitudinal. Le diamètre de la gaine est compris entre  $50\mu\text{m}$  et  $125\mu\text{m}$ . Ce type de fibre nécessite une source de lumière quasiment monochromatique (diode Laser). Ne laissant passer que le mode longitudinal, la dispersion modale est nulle.

Le but recherché dans cette fibre est que le chemin que doit parcourir le faisceau soit le plus direct possible. Pour cela on réduit fortement le diamètre du cœur qui est dans la plupart des cas inférieur à  $10\mu\text{m}$  (Figure VI. 12).

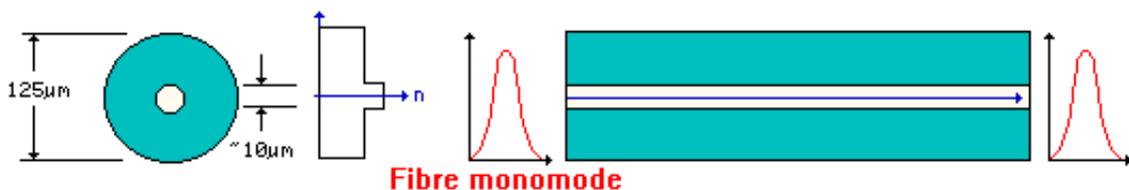


Fig. VI. 12 : Fibre optique monomode

Comme on ne casse pas le faisceau lumineux la bande passante est donc augmentée, environ 100 Ghz\*km ou de 1000 Mbits/s.

La fibre monomode classique est à saut d'indice. Son diamètre permet la propagation d'un seul mode, le fondamental; comme un seul mode se propage il n'y a pas de différence de vitesse contrairement aux fibres multimodes.

Du fait de ce précieux avantage, elle a pris une ampleur considérable dans les transmissions sur de grandes distances.

### VI.V.3-Bilan général des différentes fibres étudiées.

Etant donné qu'il a différentes structures de fibres, elles ont par conséquent des capacités et des caractéristiques différentes. Le tableau suivant donne un bref récapitulatif des avantages et des inconvénients de chaque structure.

**Tab. VI. 1 :** Tableau récapitulatif des avantages et des inconvénients de chaque structure.

<i>Structures</i>	<i>Avantages</i>	<i>Inconvénients</i>
<i>Multimode à saut d'indice</i>	Faible prix Facilité de mise en œuvre	Perte et distorsion importante du signal
<i>Multimode à saut d'indice</i>	Bande passante raisonnable Bonne qualité de transmission	Difficile à mettre en œuvre
<i>Monomode</i>	Très grande bande passante Aucune distorsion	Prix très élevé

#### **VI.V.4-Dispersion multimode des différentes fibres**

A plusieurs reprises il a été fait mention de dispersion dans les parties précédentes. Dans une fibre multimode, la puissance optique se divise en de nombreux modes qui voyagent à des vitesses différentes. On observe par conséquent un effet d'élargissement d'impulsion à la fin de la fibre, effet plus sensible dans le cas d'une fibre à saut d'indice. Dans une fibre à gradient d'indice, les différences de vitesse sont bien inférieures, ce qui s'obtient en augmentant la vélocité des modes d'ordre supérieur pour compenser la longueur de trajet plus importante. Ceci conduit à un élargissement d'impulsion moindre, respectivement à une bande passante plus élevée.

Dans une fibre monomode, toute la puissance optique est transportée via un mode unique. Donc les impulsions d'entrée et de sortie auront la même force. On n'observe aucun élargissement d'impulsion. Par conséquent, la dispersion multimode d'une fibre monomode peut être considérée comme négligeable.

La bande passante BP et la dispersion multimode sont liées par la relation :

$$BP = 0.44/dispersion$$

**Tab. VI. 2 :** Quelques données typiques.

Type de fibre	Dispersion multimode
Fibre à saut d'indice	20 ns/Km
Fibre à gradient d'indice	440 ps/Km
Fibre monomode	9 ps/Km

## **VI.VI-Les avantages et les inconvénients de la fibre optique**

### **VI.VI.1-Les avantages**

Les fibres optiques présentent donc plusieurs avantages sur leur homologue de cuivre. Nous pouvons débiter la longue liste en nommant évidemment la vitesse; comme nous l'avons amplement expliqué, la lumière qui voyage dans la fibre se propage à près de 300 000km/s, ce qui crée une vitesse de transmission relativement instantanée. La seule restriction sur la vitesse se trouvant à être la dispersion, la rapidité des fibres reste incontestablement plus grande que celle des fils de cuivre. Le deuxième grand avantage des fibres est la légèreté des matériaux utilisés pour leur conception. Un câble optique pèse beaucoup moins qu'un câble de cuivre. Ceci, en conjonction avec le type de matériaux utilisés, rend l'utilisation et la manipulation des fibres optiques énormément plus faciles et avantageuses. De plus, cette légèreté ne signifie pas nécessairement la fragilité. La gaine protectrice du câble accomplit très bien sa tâche en rendant ce moyen de communication très rigide et très peu corrosif. Par exemple un câble optique de 62.5 micromètres peut soutenir une tension de près de 150 livres. Il a aussi été observé plusieurs fois que la fibre optique est plus rentable à long terme que le fil de cuivre. La manutention est beaucoup moins nécessaire ce qui donne la possibilité d'établir un réseau plus fiable, plus rentable, et surtout, plus efficace. Un troisième avantage majeur est que le signal qui voyage dans la fibre est insensible aux champs magnétiques ou divers bruits pouvant créer une distorsion sur les signaux voyageant dans des fils de cuivres. Nous venons de citer les avantages de la fibre optique par rapport aux moyens de transmission usuels, examinons maintenant les inconvénients que la fibre comporte.

### **VI.VI.2-Les inconvénients**

Par contre, il reste deux problèmes majeurs que les fibres optiques ne règlent pas, bien qu'elles aident à les diminuer grandement. Premièrement, il y a ce qu'on appelle l'atténuation, ou la perte de force du signal lumineux. Les ondes voyageant sous forme de flux dans une fibre ne sont pas toutes alignées et parallèles; elles ont toutes une même direction générale, mais n'ont pas toutes le même parcours. Ceci fait que chaque onde ne se reflète pas au même moment et qu'il peut donc arriver que, à la suite de plis ou de virages dans le câble, une certaine quantité d'ondes lumineuses, ayant dépassé l'angle critique, soit perdue. La force du signal final est moindre que celle du signal initial dû à la perte de certaines ondes lumineuses. Pour une fibre optique commerciale, l'atténuation est calculée en décibels par kilomètre (dB/km), soit la quantité de décibels perdus au cours d'un kilomètre, et peut varier de 0,5

dB/km jusqu'à 1000 dB/km pour un câble à noyau large. Le deuxième problème majeur découlant aussi du non parallélisme des ondes est la dispersion. Si une onde voyage en zigzag, rebondissant d'un côté à l'autre du noyau, elle parcourt beaucoup plus de distance qu'une onde voyageant en ligne droite. En faisant un plus long parcours pour la même vitesse de propagation, elle prend du retard sur celle qui voyage en ligne droite. Ceci crée le phénomène d'allongement du signal, ou de dispersion dans le temps. Dans le cas où un deuxième signal serait émis trop rapidement derrière le premier, il pourrait se créer une superposition où le récepteur ne saurait plus différencier les deux signaux. On appelle largeur de spectre la fréquence maximale à laquelle on peut émettre des signaux successifs sans avoir de superposition. Par contre, il est possible de réduire ce problème en réduisant le diamètre du noyau. De fait, plus celui est petit, moins les ondes voyageant en zigzag prennent de retard sur les autres, et plus la largeur de spectre peut être grande (Fibres monomodes).

### **VI.VI. 3- Exercices**

#### **Exercice n°1 : Fibre optique**

A l'aide de votre cours et du document sur les fibres optiques, répondez aux questions suivantes.

- 1- Quels sont les avantages des fibres optiques par rapport aux liaisons filaires ?
- 2- Expliquer brièvement la façon dont une onde lumineuse se propage dans une fibre optique ?
- 3- Par quel moyen peut-on :
  - Transformer un signal électrique en signal lumineux.
  - Transformer un signal lumineux en signal électrique
- 4- Citer les 3 grandes familles de fibres existantes et indiquer leur principe de fonctionnement.
- 5- Combien de type de connecteurs fibre optique existe t-ils ? Quel est celui recommandé par la norme EIA/TIA et ISO11801 ?
- 6- Que permettent les connecteurs "duplex" ?
- 7- A quoi est due l'atténuation dans une fibre optique ?
- 8- Pour une fibre optique de 50  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur, si on utilise un rayon lumineux de 1300 nm de longueur d'onde, quelle sera l'atténuation d'une fibre 5643 m de long ?

### Exercice n°2 : Fibre optique

A- Avec les données du document 1 ci-dessous

A1- Calculer les angles  $i_1$  et  $i_2$  sachant que l'angle  $i = 60^\circ$

A2- Tracer la marche du rayon lumineux jusqu'à sa sortie du cylindre

B- Un rayon lumineux arrive de l'air, d'indice de réfraction  $n_0=1$ , sous une incidence  $i_e$  et pénètre dans le coeur d'une fibre optique d'indice de réfraction  $n_1$ .

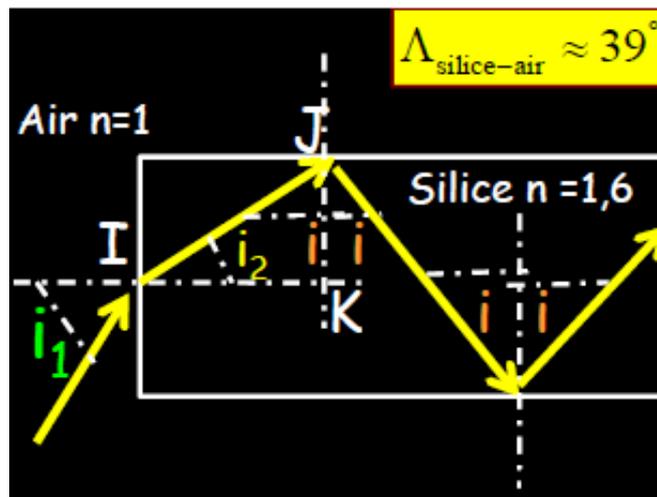
B1- Exprimer le sinus de l'angle de réfraction  $r$  en fonction de  $n_1$  et de l'incidence  $i_e$ .

B2- L'angle d'incidence sur la surface de séparation coeur - gaine est  $i$ . Donner la relation entre  $i$  et  $r$  et l'expression de  $\cos i$ .

B3- L'indice de la gaine a pour valeur  $n_2$  ( $n_2 < n_1$ ). Exprimer le sinus de l'angle de réfraction limite  $L$  de réfraction entre les milieux d'indice  $n_2$  et  $n_1$ .

C- Trouver la condition pour qu'un rayon lumineux puisse se propager dans la fibre (document 2).

### Solution 2



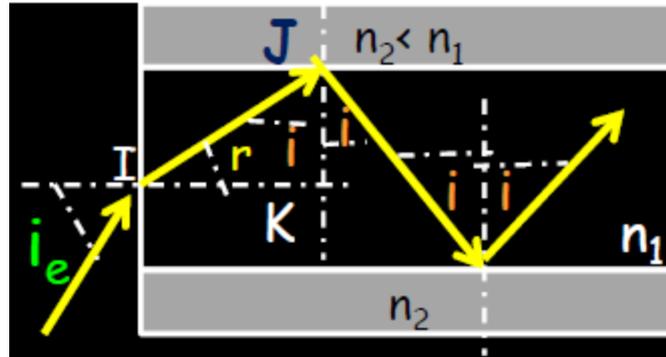
$$i + i_2 + \hat{K} = 180^\circ \Rightarrow i_2 = 30^\circ$$

$$n_{\text{air}} \sin i_1 = n \sin i_2 = 1.6 \times 0.5 = 0.8$$

$$\sin i_1 = 0.8 \Rightarrow i_1 = 53^\circ$$

$$\sin \Lambda = \frac{1}{n} = \frac{1}{1.6} = 0.625 \Rightarrow \Lambda = 38.68^\circ$$

Comme on a  $i > \Lambda$  ( $60^\circ > 38.68^\circ$ ), alors on a une réflexion totale au point J. De proche en proche, le rayon lumineux se propage le long de la fibre jusqu'à sa sortie.



$$n_0 \times \sin i_e = n_1 \times \sin r \Rightarrow 1 \times \sin i_e = n_1 \times \sin r$$

$$i + r = 90^\circ \Rightarrow \sin i = \cos r$$

$$(\sin i_e)^2 = n_1^2 \times (\sin r)^2 = n_1^2 \times (1 - (\cos r)^2) = n_1^2 \times (1 - (\sin i)^2)$$

Pour que le rayon lumineux se propage dans la fibre, il faut qu'il subisse une réflexion totale au point J. Donc il faut que l'angle  $i$  soit supérieur à l'angle de réfraction limite  $\Lambda$ . Dans le cas affirmatif, de proche en proche, le rayon lumineux se propage le long de la fibre jusqu'à sa sortie.

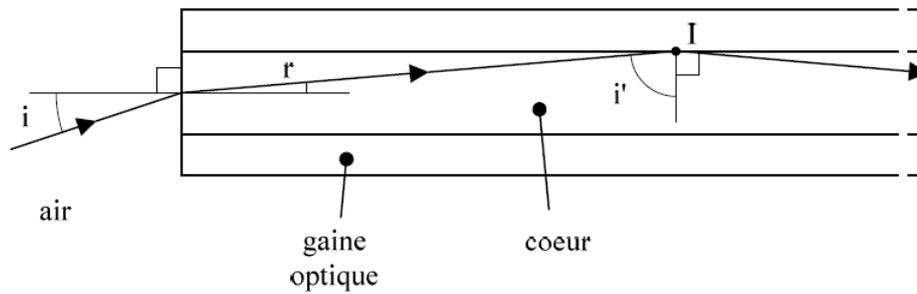
$$i > \Lambda_{c-g} \Rightarrow \sin i > \sin \Lambda_{c-g} = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow (\sin i)^2 > \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2$$

$$(\sin i_e)^2 = n_1^2 \times (1 - (\sin i)^2) < n_1^2 \times \left(1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2\right)$$

$$(\sin i_e)^2 < n_1^2 - n_2^2 \Rightarrow \sin i_e < \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

$$i_e < \arcsin \left( \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \right)$$

### Exercice n°3: fibre optique à saut d'indice



Une fibre optique à saut d'indice est constituée d'un cœur cylindrique entouré d'une gaine :

1. Le cœur a un indice de réfraction  $n_c = 1,48$ . Calculer la vitesse de la lumière dans le cœur.
2. Pour que la lumière puisse se propager correctement dans la fibre optique, il faut avoir réflexion totale en I. Pourquoi ? A quelle condition sur l'angle  $i'$  a-t-on réflexion totale en I ? En déduire la condition sur  $r$ .

En déduire la condition sur l'angle d'incidence  $i$ .

On donne : indice de la gaine :  $n_g = 1,46$ .

3. On appelle **ouverture numérique ON** de la fibre, le sinus de l'angle d'incidence maximal pour lequel les rayons qui pénètrent dans le cœur sont transmis jusqu'à la sortie. Calculer la valeur de ON.

4. Montrer que l'ouverture numérique peut aussi s'écrire :

$$ON = \sin i_{max} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$$

5. La fibre a une longueur totale  $L = 1\text{km}$ .

- 5.1. Considérons un rayon incident qui entre dans la fibre en incidence normale ( $i = 0$ ).

Calculer la durée du trajet de la lumière jusqu'à la sortie.

- 5.2. Même question avec l'angle d'incidence  $i_{max}$ .

- 5.3. Vérifier que la différence entre les deux durées précédentes peut s'écrire :

$$\Delta t = \frac{n_c(n_c - n_g)}{n_g} \frac{L}{c_0}$$

avec :  $c_0 \approx 300\,000\text{ km/s}$  (vitesse de la lumière dans le vide)

Faire l'application numérique.

- 5.4. Application à la transmission d'information

En entrée de la fibre, on place une diode Laser qui émet des impulsions lumineuses.

Ces impulsions correspondent au codage binaire d'une information numérique.

Quelle durée  $\tau$  doit séparer deux impulsions successives pour qu'elles ne se superposent pas à la sortie de la fibre ?

En déduire le débit maximal (en bits par seconde) de cette fibre optique.

### Solution 03

1.  $c_0/n_c \approx 300\,000/1,48 \approx 203\,000$  km/s

2. C'est nécessaire pour qu'il n'y ait pas de perte énergétique du faisceau lumineux.

$i' > i'_c$  (angle critique) avec :  $\sin i'_c = n_g/n_c$

A.N.  $i' > 80,6^\circ$

$i' + r = 90^\circ$  donc :  $r < 9,4^\circ$

Loi de la réfraction :  $\sin i = n_c \sin r$  donc :  $i < 14,0^\circ$

3.  $ON = \sin i_{max} = \sin 14,0^\circ = 0.24$

4.  $\sin i = n_c \sin r = n_c \sin(90 - i') = n_c \cos i'$

si :  $i = i_{max}$  alors :  $i' = i'_c$  ,  $ON = \sin i_{max} = n_c \cos i'_c$

$\sin i'_c = \frac{n_g}{n_c}$   $(\sin i'_c)^2 + (\cos i'_c)^2 = 1$  d'où  $\left(\frac{n_g}{n_c}\right)^2 + \left(\frac{ON}{n_c}\right)^2 = 1$

Finalement  $ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$

5.1. Distance parcourue par la lumière : L

Vitesse de la lumière :  $c_0/n_c$

Durée :  $t_1 = \frac{n_c L}{c_0} = 4.93 \mu s$

5.2. Distance parcourue par la lumière :  $L/\sin i'_c$

$$t_2 = \frac{n_c L}{c_0 \sin i'_c} = \frac{n_c^2 L}{c_0 n_g} = 5.00 \mu s$$

5.3.  $\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{n_c(n_c - n_g) L}{n_g c_0}$

Application numérique :  $\Delta t = 68 ns$

5.4.  $\tau > \Delta t$

$$\frac{1}{\Delta t} = \frac{1}{68 ns} = 14.8 Mbit/s$$

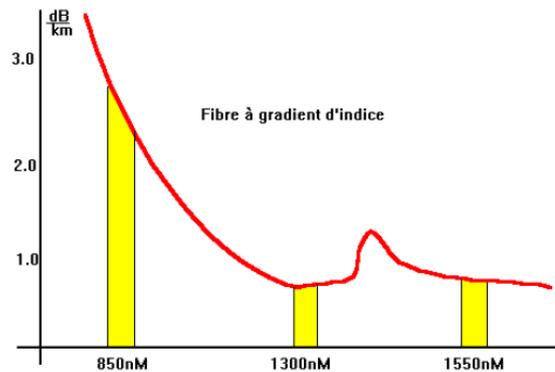
### Exercice n°4: Fibre optique

Partie 1 : Étude d'une liaison optique.

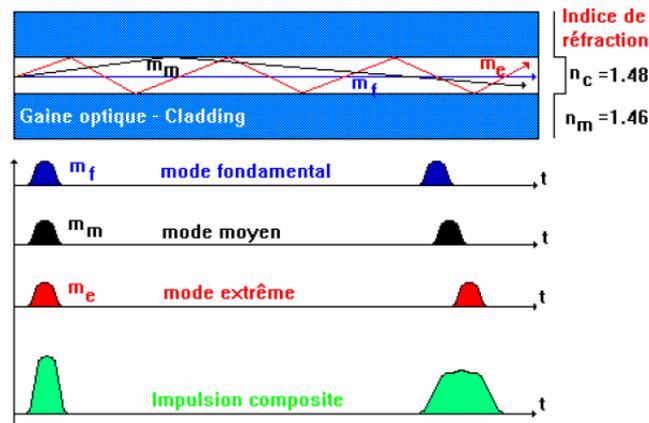
NB : Utiliser l'annexe 1 pour cette partie.

## ANNEXE 1

### Courbe d'atténuation d'une fibre optique.



### Propagation des rayons lumineux dans la fibre.



### Glossaire :

$$\text{Log } A / B = \text{Log } A - \text{Log } B$$

$$\text{Log } U^n = n \text{ Log } U$$

$$p_{\text{dbm}} = 10 \text{ Log } ( p_{\text{mw}} )$$

1.1- Indiquer les avantages et les inconvénients, à ce jour, de la fibre optique par rapport à la paire torsadée en cuivre, en fonction des critères suivants :

- performances de transmission
- sécurité
- mise en œuvre

- économique

1.2- Citer les trois types de fibres actuellement commercialisés.

1.3- En réseau local, quel est le type de fibre principalement utilisé ?

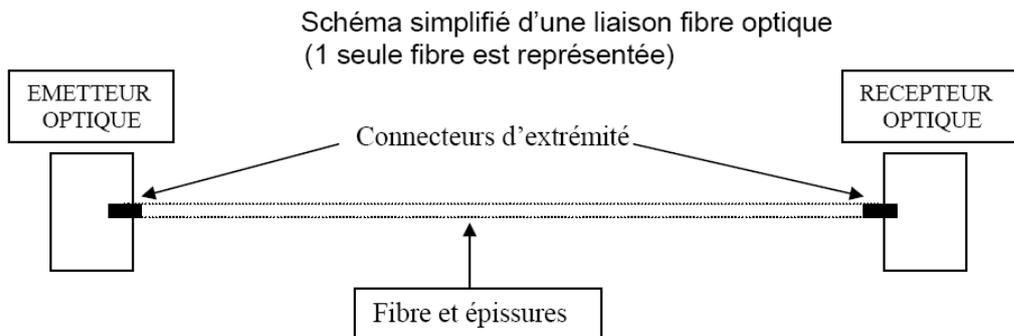
Les émetteurs optiques sont de deux types : la diode laser ou la diode électroluminescente.

1.4- Comment est caractérisée l'émission lumineuse d'une diode laser par rapport à l'émission d'une diode électroluminescente ?

La fibre multimode à saut d'indices a une dispersion modale importante. En vous aidant des chronogrammes « propagation des rayons lumineux dans la fibre » de l'annexe 1,

1.5 Expliquer simplement ce qu'est la dispersion modale (on parle aussi de dispersion des temps de propagation).

1.6 Sur quel paramètre d'une liaison par fibre optique influe une augmentation de la dispersion modale ?



La liaison est composée d'un émetteur, d'un récepteur optique et de deux connecteurs d'extrémités. La liaison fibre optique est composée de plusieurs brins raccordés par des épissures.

#### Caractéristiques:

- longueur de la liaison 10500 m
- longueur d'un brin 2200 m
- ouverture numérique de la fibre :  $ON = 0.2$
- affaiblissement de la fibre 1,2dB/km
- pertes aux épissures 0.6dB
- pertes aux connecteurs 1 dB par connecteur
- Le rendement de couplage à l'émission :  $R = ON^2 / 2$
- $P_{\text{émise}} * R = P_{\text{couplée}}$

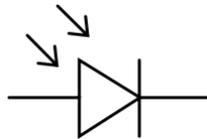
# Chapitre VII

## Détecteurs de lumière (photodiode, PIN)

### VII.A-Photodiode

#### VII.A.I-Définition

Une **photodiode** est un composant semi-conducteur ayant la capacité de détecter un rayonnement du domaine optique et de le transformer en signal électrique fig. (VII. 1).

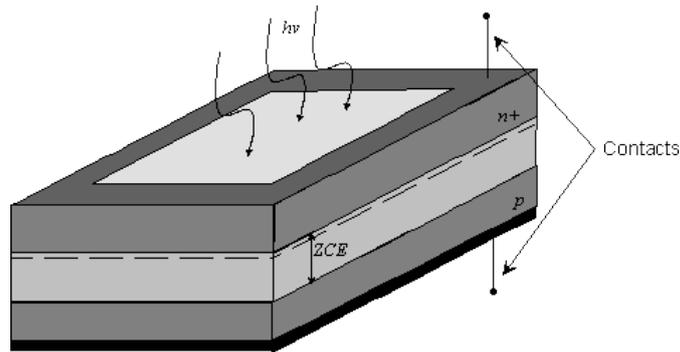


**Fig. VII. 1:** Symbole de la photodiode

#### VII.A.II-Généralités

Comme beaucoup de diodes en électronique elle est constituée d'une jonction PN. Cette configuration de base fut améliorée par l'introduction d'une zone intrinsèque (I) pour constituer la photodiode PIN figure (VII. 2). En absence de polarisation (appelé mode photovoltaïque) elle crée une tension. En polarisation inverse par une alimentation externe (mode photoampérique), elle crée un courant. On repère 3 régions distinctes :

1. une zone de charge d'espace (ZCE) appelée couramment zone de déplétion et de diffusion
2. une région neutre de type N
3. une région neutre de type P.



**Fig. VII. 2 :** Structure d'une photodiode.

Ce composant relève de l'optoélectronique.

### VII.A.III-Fonctionnement

Quand un semi-conducteur est exposé à un flux lumineux, les photons sont absorbés à condition que l'énergie du photon ( $E_{ph} = h\nu$ ) soit supérieure à la largeur de la bande interdite ( $E_g$ ). Ceci correspond à l'énergie nécessaire que doit absorber l'électron afin qu'il puisse quitter la bande de valence (où il sert à assurer la cohésion de la structure) vers la bande de conduction, le rendant ainsi mobile et capable de générer un courant électrique. L'existence de la bande interdite entraîne l'existence d'un seuil d'absorption tel que  $h\nu_0 = E_g$ . Lors de l'absorption d'un photon, deux phénomènes peuvent se produire :

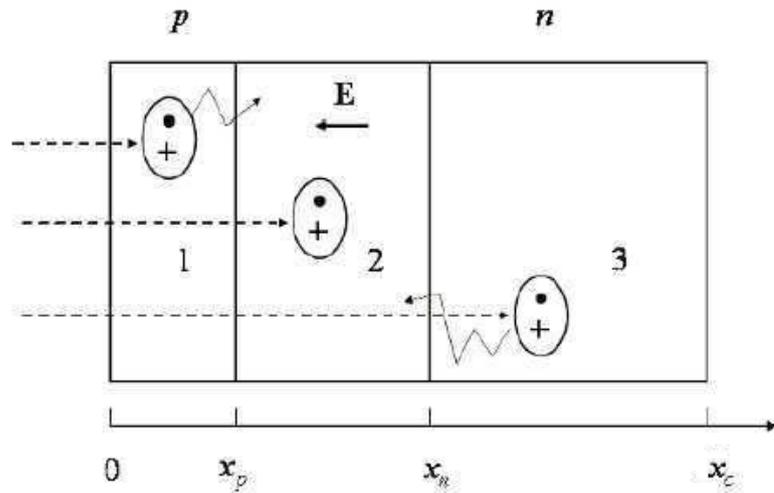
- **La photoémission** : c'est la sortie de l'électron hors du matériau photosensible. L'électron ne peut sortir que s'il est excité près de la surface.
- **La photoconductivité** : l'électron est libéré à l'intérieur du matériau. Les électrons ainsi libérés contribuent à la conductivité électrique du matériau.

Lorsque les photons pénètrent dans le semi-conducteur munis d'une énergie suffisante, ils peuvent créer des photoporteurs (électrons et trous d'électrons) en excès dans le matériau. On observe alors une augmentation du courant. Deux mécanismes interviennent simultanément figure (VII. 3):

- Il y a création de porteurs minoritaires dans les régions neutres N et P, c'est-à-dire des électrons dans la région P et des trous dans la région N. Ceux-ci sont susceptibles d'atteindre la ZCE par diffusion et d'être ensuite propulsés vers des zones où ils sont majoritaires. En effet, une fois dans la ZCE, la polarisation étant inverse, ceci favorise

le passage des minoritaires vers leur zone de prédilection. Ces porteurs contribuent ainsi à créer le courant de diffusion.

- Il y a génération de paires électron-trou dans la ZCE, qui se dissocient sous l'action du champ électrique ; l'électron rejoignant la zone N, le trou la zone P. Ce courant s'appelle le courant de transit ou photocourant de génération.

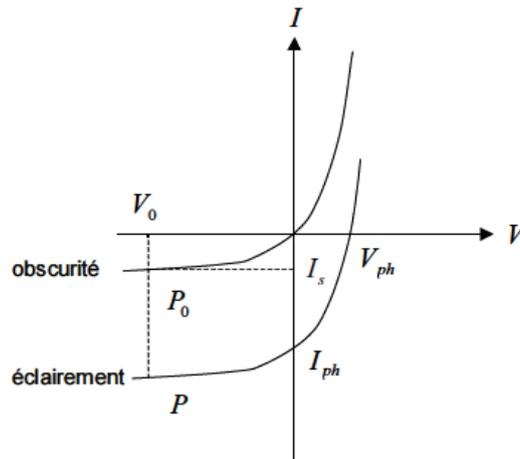


**Fig. (VII. 3) :** Principe de la photodiode.

Ces deux contributions s'ajoutent pour créer le photocourant  $I_{ph}$  qui s'additionne au courant inverse de la jonction. L'expression du courant traversant la jonction est alors :

$$I = I_s \left( e^{\frac{eV}{nKT}} - 1 \right) - I_{ph}$$

La caractéristique de la photodiode est représentée sur la figure (VII. 4). Le photocourant est pratiquement indépendant de la tension de polarisation. Dans la pratique, on mesure soit le photocourant débité par la diode, soit le photovoltage qui apparaît aux bornes de la diode



**Fig. (VII. 4) :** Courant d'une photodiode

Dans le premier cas, la diode est polarisée en inverse par une tension négative  $V_0$ . Dans la mesure où  $-V_0 \gg kT/e$ , l'expression du courant  $I$  s'écrit

$$I = -(I_s + I_{ph})$$

Dans la pratique  $I_s$  est très inférieur à  $I_{ph}$  de sorte que le courant mesuré est égal au photocourant et par suite proportionnel au rayonnement incident.

Dans le mode photovoltaïque la diode est connectée aux bornes d'un voltmètre, le courant est alors nul et  $V=V_{ph}$  le photovoltage. L'expression du courant  $I$  donne alors

$$V_{ph} = \frac{KT}{e} \ln \left( \frac{I_{ph}}{I_s} + 1 \right)$$

Le photovoltage varie donc logarithmiquement avec le photocourant, et par voie de conséquence avec l'intensité du rayonnement.

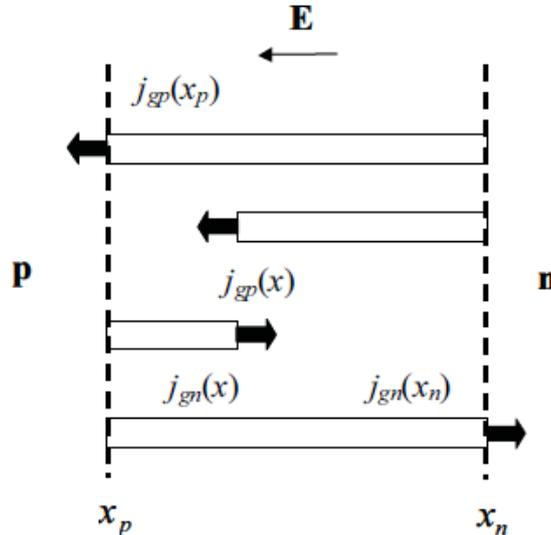
### VII.A.III.1-Calcul du photocourant

Le photocourant résultant est la somme de trois composantes, le courant de diffusion des photoélectrons de la région de type p, le courant de photogénération dans la zone de charge d'espace et le courant de diffusion des phototrous de la région de type n. On obtient le photocourant total en ajoutant ces trois composantes calculées en un même point, au point  $x_n$

par exemple (Fig. VII. 5), soit

$$J_{ph} = J_{ndiff}(x = x_n) + J_g(x = x_n) + J_{pdiff}(x = x_n)$$

Considérons tout d'abord le courant de diffusion d'électrons. On ne peut le calculer que dans la région p, mais si on néglige les recombinaisons dans la zone de charge d'espace tous les



**Fig. (VII. 5) :** Les courants dans une photodiode

électrons qui arrivent en  $x_p$  se retrouvent en  $x_n$ . On peut donc écrire

$$J_{ndiff}(x_n) = J_{ndiff}(x_p)$$

Considérons le courant de génération dans la zone de charge d'espace (Fig. VII. 5).

- En un point quelconque  $x$  de cette zone le courant résulte à la fois des photoélectrons créés entre  $x_p$  et  $x$  et des phototrous créés entre  $x$  et  $x_n$ . Il s'écrit

$$J_g(x) = J_{gn}(x) + J_{gp}(x)$$

- En  $x=x_p$  ce courant n'est dû qu'aux trous, qui arrivent en  $x_p$  et qui ont été créés tout au long de la zone de charge d'espace, depuis  $x_p$  jusqu'à  $x_n$ , soit

$$J_g(x_p) = J_{gp}(x_p)$$

- En  $x=x_n$ , le courant de génération est dû uniquement aux électrons, qui ont été créés depuis  $x_p$  jusqu'à  $x_n$ , soit

$$J_g(x_n) = J_{gn}(x_n)$$

Compte tenu des expressions suivantes

$$J_{ndiff}(x_n) = J_{ndiff}(x_p), J_g(x_n) = J_{gn}(x_n)$$

L'expression précédente du photocourant s'écrit ainsi sous la forme suivante

$$J_{ph} = J_{ndiff}(x_p) + J_{gn}(x_n) + J_{pdiff}(x_n)$$

Nous allons calculer ces différentes composantes du photocourant.

En régime stationnaire ( $\partial n/\partial t=0$ ) et en négligeant les recombinaisons dans la zone de charge d'espace ( $r_n=0$ ), l'équation de continuité s'écrit

$$0 = \frac{1}{e} \frac{dJ_n}{dx} + g$$

Le courant de génération d'électrons en  $x=x_n$  est par conséquent donné par

$$J_{gn}(x_n) - J_{gn}(x_p) = J_{gn}(x_n) = -e \int_{x_p}^{x_n} g dx$$

Le taux de génération de photoporteurs est donné par l'expression qui s'écrit  $g = \Phi a e^{-\alpha x}$  où  $\Phi = (1 - R)\Phi_0$ . En portant cette expression de  $g$  dans l'équation précédente et en intégrant, on obtient

$$J_{gn}(x_n) = -e\Phi(e^{-\alpha x_p} - e^{-\alpha x_n})$$

Où

$$J_{gn}(x_n) = -e\Phi e^{-\alpha x_p}(1 - e^{-\alpha w})$$

où  $w=x_n-x_p$  est la largeur de la zone de charge d'espace. Le courant est négatif en raison de l'orientation de l'axe  $x$  sur la figure (VII. 6).

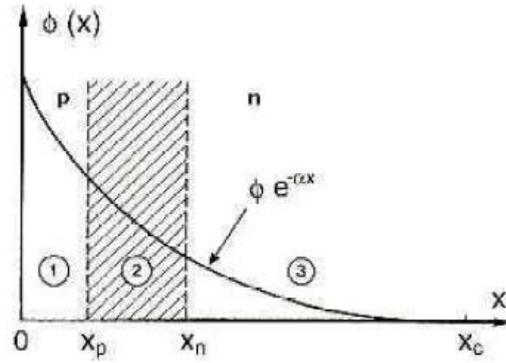


Fig. VII. 6 : Répartition du flux

### VII.A.III.2-Courant de diffusion de trous en $x=x_n$ (région 3) et de diffusion des électrons en $x=x_p$ (région 1)

Le courant de trous dans la région 3 de la structure est un courant de diffusion

$$J_{pdiff} = -eD_p \frac{d\Delta p}{dx} \approx -e\phi \frac{\alpha L_p}{1 + \alpha L_p} e^{-\alpha x_n}$$

On simplifie considérablement l'expression de  $J_{ph}$  en se plaçant dans le cas pratique où la région frontale (région 1) de la photodiode, est d'épaisseur beaucoup plus faible que  $1/\alpha$ . Cette condition doit être remplie en pratique si l'on veut que le nombre de photoporteurs créés dans la zone de charge d'espace soit important. Dans ce cas, le courant de diffusion d'électrons est négligeable et d'autre part on peut faire les approximations  $x_p \approx 0$  et  $x_n \approx w$  dans les expressions des deux autres courants, qui s'écrivent alors

$$J_g(x_n) \approx -e\phi(1 - e^{-\alpha w})$$

$$J_{pdiff}(x_n) \approx -e\phi \frac{\alpha L_p}{1 + \alpha L_p} e^{-\alpha w}$$

Le photocourant résultant s'écrit par conséquent

$$J_{ph} \approx -e\phi \left( 1 - \frac{1}{1 + \alpha L_p} e^{-\alpha w} \right)$$

Le signe - montre tout simplement, compte tenu de l'orientation de l'axe x sur la figure (VII. 6), que le photocourant à travers la jonction est dirigé de la région de type n vers la région de

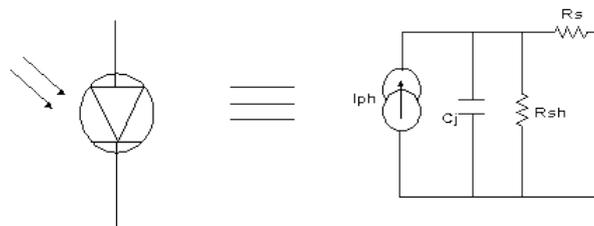
type p, c'est-à-dire que c'est un courant inverse. Pour obtenir un photocourant important on a intérêt à réaliser la condition  $\alpha w \gg 1$ , dans ce cas le photocourant est maximum et simplement donné par

$$J_{ph} \approx -e\Phi$$

Cette expression traduit tout simplement le fait que dans ces conditions optima le flux d'électrons débités par la photodiode  $j_{ph}/e$ , est égal au flux  $\Phi$  de photons d'énergie supérieure au gap du semiconducteur, qui pénètrent dans le détecteur. Le rendement de la photodiode est maximum.

#### VII.A.IV-Caractéristiques électriques

Une photodiode peut être représentée par une source de courant  $I_{ph}$  (dépendant de l'éclairement), en parallèle avec la capacité de jonction  $C_j$  et une résistance de shunt  $R_{sh}$  d'une valeur élevée (caractérisant la fuite de courant), l'ensemble étant en série avec une résistance interne  $R_s$  figure (VII. 7) :



**Fig. VII. 7** : Symbole d'une photodiode (gauche) et son schéma électrique équivalent (droite).

- **résistance de shunt  $R_{sh}$**  : la résistance de shunt d'une photodiode idéale est infinie. En réalité cette résistance est comprise entre  $100k\Omega$  et  $1G\Omega$  selon la qualité de la photodiode. Cette résistance est utilisée pour calculer le courant de fuite (ou bruit) en mode photovoltaïque, c'est-à-dire sans polarisation de la photodiode.
- **capacité de jonction  $C_j$**  : cette capacité est due à la zone de charge ; elle est inversement proportionnelle à la largeur de charge d'espace (W):  $C_j = \frac{\delta_{sc}}{W} A$ . Où A est la surface de coupe de la photodiode. W est proportionnel à la polarisation inverse et la capacité diminue si la polarisation augmente. Cette capacité oscille autour de 100 pF pour les faibles polarisations à quelques dizaines de pF pour les polarisations élevées.

- **résistance interne** : cette résistance est essentiellement due à la résistance du substrat et aux résistances de contact.  $R_s$  peut varier entre 10 et 500 $\Omega$  selon la surface de la photodiode.

Autres caractéristiques :

- **temps de réponse** : il est habituellement défini comme le temps nécessaire pour atteindre 90 % du courant final dans la photodiode. Ce temps dépend de 3 facteurs :
  1.  $t_{transit}$  : temps de parcours des porteurs dans la zone de charge d'espace.
  2.  $t_{diffusion}$  : temps de parcours des porteurs dans les régions neutres.
  3. la constante de temps  $t_\tau$  : constante de temps du schéma équivalent (de résistance  $R_s + R_{SH}$  et de capacité  $C_j + C_\gamma$ ) :  $t_\tau = (R_s + R_{SH})(C_j + C_\gamma)$ . Ainsi la constante de temps est égale à :  $\sqrt{t_{transit}^2 + t_{diffusion}^2 + t_\tau^2}$ . Mais chaque temps est difficile à déterminer ; seul le temps global est pris en compte. En général le temps de diffusion est plus lent que le temps de transit.
- **photosensibilité** : elle est définie par  $S_{ph} = \frac{\Delta I_{ph}}{\Delta E}$  et détermine les conditions d'utilisation (200nA/Lux pour les photodiodes à germanium (Ge), 10nA/Lux pour les photodiodes à silicium (Si)). Les photodiodes Ge présentent une photosensibilité plus importante mais leur courant d'obscurité est notable  $I_0 = 10 \mu A$ . Il est donc préférable d'utiliser des photodiodes Si ( $I_0 = 10 \text{ pA}$ ) pour la détection des éclaircissements faibles.
- **rendement de capture** : c'est le rapport du nombre de charges élémentaires traversant la jonction sur le nombre de photons incidents. Ce rendement dépend de la longueur d'onde du rayonnement et des paramètres de construction du composant. Il va définir le domaine spectral d'utilisation du détecteur.

#### VII.A.V- Optimisation

Pour avoir une meilleure efficacité quantique, la majorité des photoporteurs devront être créés dans la ZCE, où le taux de recombinaison est faible. On y gagne ainsi au niveau du temps de réponse de la photodiode. Pour réaliser cette condition, la photodiode devra avoir une zone frontale aussi mince que possible. Cette condition limite cependant la quantité de rayonnement absorbée. Il s'agit donc de faire un compromis entre la quantité de rayonnement absorbée et le temps de réponse de la photodiode : généralement  $W \geq \frac{1}{\alpha}$ .  $W$  étant la largeur de la ZCE et  $\alpha$ , le coefficient d'absorption.

Nous venons de voir l'intérêt d'avoir une zone de charge d'espace suffisamment grande pour que le photocourant soit essentiellement créé dans cette zone et suffisamment mince pour que le temps de transit ne soit pas trop important. On peut toutefois augmenter artificiellement en intercalant une région intrinsèque I entre les régions de type N et de type P. Ceci conduit à un autre type de photodiode : les photodiodes PIN.

Si la polarisation inverse de la structure est suffisante, un champ électrique important existe dans toute la zone intrinsèque et les photoporteurs atteignent très vite leur vitesse limite. On obtient ainsi des photodiodes très rapides. De plus, le champ électrique dans la région de déplétion (la ZCE) empêche la recombinaison des porteurs, ce qui rend la photodiode très sensible.

## VII.B-Photodiode PIN

### VII.B.I-Définition

La photodiode PIN est un composant semi-conducteur de l'optoélectronique. Elle est utilisée comme photodétecteur dans de nombreuses applications industrielles. Sa particularité vient de sa jonction composée d'une zone intrinsèque intercalée entre une région fortement dopée P et une autre fortement dopée N.



Fig. 5. 8 : Structure d'une jonction PIN

### VII.B.II-Historique

Le premier détecteur de lumière fut le tube photoélectrique conçu en 1913 par Elster et Geiter, suite aux études du phénomène photoélectrique menées par Albert Einstein en 1905. Le premier tube photomultiplicateur, inventé dans le laboratoire RCA, a pu être commercialisé à partir de 1936.

C'est en 1940 que Ohl découvre la jonction PN. Il remarqua qu'en associant des cristaux de silicium dont les quantités d'impuretés sont différentes, il obtenait une jonction de type diode. La théorie de cette jonction fut élaborée par W.Shockley en 1949, ce qui a ensuite incité la recherche sur les autres types de liaisons de semi conducteurs.

Ces études ont permis au Japonais Jun-ichi Nishizawa d'inventer la diode PIN dès 1950. Elle était alors utilisée comme redresseur de puissance. Nishizawa continua ses recherches et améliora la photodiode PIN. Il inventa également la photodiode à avalanche en 1952.

La fin des années 1950 a vu un intérêt grandissant pour l'utilisation des diodes en mode photovoltaïque ainsi que l'amélioration des capacités photoabsorbantes des capteurs optiques. Ces recherches ont pu voir le jour, notamment grâce aux propriétés particulièrement intéressantes des photodiodes PIN. Enfin, les premières photodiodes PIN en Germanium, permettant de détecter les infrarouges, furent créées par Riesz en 1962.

### **VII.B.III-Principe**

Lorsqu'un photon, d'énergie suffisante, pénètre dans la zone de charge d'espace (ZCE) d'une jonction PN, il génère, du fait de son absorption, une paire électron/trou. Cette dernière est alors dissociée sous l'action du champ E et chacun de ces photoporteurs est propulsé vers la région dans laquelle il sera majoritaire. Le déplacement de ces porteurs est à l'origine du photocourant.

Cependant, afin d'obtenir un bon courant, il est important de limiter le nombre de recombinaisons de paires électron/trou (sources de bruit) avec ces photoporteurs. Aussi, il est nécessaire que les photons soient absorbés dans une zone dénuée de porteurs de charges mobiles, la ZCE.

Si une région est plus dopée qu'une autre, la ZCE se forme principalement sur celle la moins dopée. Or, un semi-conducteur intrinsèque a la propriété, par définition, de ne pas être dopé. Aussi, face aux régions de type P et de type N qui sont très fortement dopées, la ZCE va s'étendre essentiellement sur la partie intrinsèque. L'intérêt de la photodiode PIN est donc d'augmenter artificiellement la taille de la ZCE. Ainsi, la majorité des photons y est absorbée. De plus, cette région intrinsèque étant pure (99.99% pour le silicium), la vitesse des porteurs y est significativement augmentée. En effet, ces derniers n'y subissent que très peu de collisions du fait de cette absence d'impureté.

Enfin, afin qu'un maximum de photons atteignent la ZCE, la zone traversée par le flux (P dans la figure ci-contre) doit être de faible épaisseur.

Ainsi une photodiode PIN a un meilleur rendement qu'une photodiode usuelle.

Le rendement correspond au nombre de paires électrons/trous générées, par photon absorbé, participant au photocourant.

Il s'exprime :

$$\eta = \frac{1240 \times S}{\lambda}$$

Dans cette expression :

- $\eta$  est le rendement
- $S$  est la sensibilité spectrale de la photodiode en ampère par watt (A/W )
- $\lambda$  est la longueur d'onde en nanomètre (nm)

Comparaison du rendement entre les photodiodes PIN et à jonction PN, en silicium

**Tab. VII. 1 :** Rendement moyen au maximum de la sensibilité d'une jonction PN et PIN.

Type de jonction	Rendement moyen au maximum de la sensibilité
PN	0.6 à 0.65
PIN	0.7 à 0.75 voire 0.85 pour les plus performants

#### VII.B.IV-Limitations en fréquence

La montée en fréquence de la photodiode PIN dépend de la largeur de sa ZCE et donc de sa couche intrinsèque. Or, la dimension de cette région influe sur la valeur de la capacité  $C$  ainsi que sur le temps de transit des photoporteurs. De plus, ces deux derniers jouent un rôle majeur sur la montée en fréquence de cette photodiode. Aussi, deux types de limitations en fréquence sont observables.

- Limitation, à la montée en fréquence, associée à la constante de temps  $\tau=RC$  de la photodiode PIN

Lorsque la taille de la ZCE augmente, la capacité  $C$  de la photodiode diminue. Aussi, sa bande passante augmente.

Fréquence de coupure associée :

$$f_c = \frac{1}{2\pi RC}$$

avec  $R$  la résistance de charge utilisée pour mesurer le photocourant.

- Limitation, à la montée en fréquence, associée au temps de transit T des photoporteurs dans la ZCE.

Plus la largeur W de la ZCE augmente, plus le temps de transit des photoporteurs croît et plus la bande passante qui lui est associée diminue.

Fréquence de coupure associée :

$$f_t = \frac{3.5v}{2\pi W}$$

avec

$$\frac{1}{v^4} = 0.5 \times \frac{1}{ve^4} + \frac{1}{vt^4}$$

ve est la vitesse de saturation des électrons et vt la vitesse de saturation des trous.

- Réponse en fréquence de la photodiode PIN

Fréquence de coupure  $f_c$  (3dB) de la photodiode :

$$\frac{1}{f_c(3dB)} = \frac{1}{f_c} + \frac{1}{f_t}$$

Afin d'obtenir un bon rendement avec une bande passante pas trop limitée, il est donc nécessaire de faire un compromis sur la largeur de la ZCE. Aussi, en fonction de la géométrie utilisée, le temps de transit d'une photodiode PIN peut aller de quelques centaines de nanosecondes à moins d'une demi-nanoseconde.

## VII.B.V-Fabrication

La photodiode PIN peut être composée de différents matériaux suivant les applications souhaitées. Pour celles dans le visible, le silicium est principalement utilisé pour son faible coût de production. En abondance à la surface de la Terre, le quartz, sous forme de roche, est purifié puis cristallisé sous forme de barreau. Le silicium ainsi obtenu sert de base à la fabrication des semi-conducteurs. Pour des applications dans l'infrarouge, du fait de sa sensibilité plus élevée dans les grandes longueurs d'ondes, c'est le germanium qui compose la photodiode PIN. Il existe aussi des photodiodes PIN en arséniure de gallium.

Pour pouvoir être utilisée, il est nécessaire que les différentes parties semi conducteur de la photodiode PIN soient dopées, en ajoutant un excédant de porteurs: des électrons dans la zone N et des trous dans la zone P. Ce dopage peut être réalisé par deux méthodes, le dopage par diffusion et le dopage par implémentation ionique. Dans le dopage par diffusion, une plaque

de dopant est déposée sur le semi conducteur. En chauffant, les atomes du dopant pénètrent et se répartissent en surface dans la zone voulue. Le dopage par implémentation ionique consiste à appliquer un champ électrique qui va accélérer les particules dopantes qui vont pénétrer en profondeur dans le substrat.

Plusieurs procédés, comme la photolithographie ou la déposition en phase vapeur (CVD *Chemical Deposition Vaporisation* en anglais) servent à fabriquer les différentes couches de semi conducteur de la photodiode PIN.

### **VII.B.VI-Applications**

- Contrôle Infrarouge à distance: cette technologie est utilisée pour les souris infrarouges et pour le contrôle à distance des lumières domestiques.
- Photométrie stellaire: la photodiode PIN est bien adaptée à la photométrie photoélectrique, instrument qui sert à mesurer l'énergie rayonnée par les étoiles.
- Photodétecteur: elle est utilisée dans la détection de lumière, comme pour le déclenchement automatique d'éclairage. La photodiode PIN joue alors le rôle d'un commutateur pour rallumer les lumières.
- Détecteur de fumée: certains détecteurs optiques de fumée utilisent le principe de dispersion de la lumière. Un émetteur lumineux et une photodiode PIN sont placés dans une chambre de mesure de sorte qu'aucune lumière ne peut atteindre la photodiode. La dispersion de la lumière ne se produit que si des particules de fumée entrent dans cette chambre. Le faisceau lumineux est reflété par les particules de fumée et est enregistré par la photodiode PIN. Le circuit électronique d'analyse génère une alarme si les niveaux enregistrés dépassent un seuil spécifique.
- Système de transmission par fibre optique: ce système est utilisé pour la transmission haute qualité de signaux TV. La photodiode PIN est utilisée comme récepteur optique afin de détecter le signal, car elle a une bonne sensibilité (0.5 A/W) et son temps de montée est faible (quelques nanosecondes)
- Télémètre laser : cette technologie utilise des photodiodes PIN comme photodétecteur. Les télémètres lasers qui utilisent la photodiode PIN se retrouvent dans les systèmes de sécurité, que l'on retrouve au sein des automobiles. Parmi les applications destinées

à accroître la sécurité au volant, on peut citer le contrôle des distances de sécurité, les systèmes de maintien sur les voies et les systèmes de freinage d'urgence qui se déclenchent dès que d'autres véhicules sont trop près.



## *Bibliographies*

- [1] "Physics of Semiconductor Devices" de S. M. SZE, K. Ng. KWOK J. 2006 . ISBN: [978-0-471-14323-9].
- [2] "optoelectronics devices" de J. Singh, McGrawHill, 1996.
- [3] "semiconductors physics and devices" de D.A. Neamen, McGrawHill, 3<sup>e</sup> Ed, 2003.
- [4] "Light emitting diodes" de F. Schubert, « [www.lightemittingdiodes.org](http://www.lightemittingdiodes.org) »
- [5] "Optoélectronique Industrielle conception et applications" de P. MAYE, DUNOD, 2001.
- [6] "Physique des semiconducteurs et des composants électroniques" de H. MATHIEU, DUNOD, 2004.
- [7] "Les composants optoélectroniques" de F. CERF, Hermes Science Publications, 1999.
- [8] "Fundamentals of Photonics" de B. E .A. SALEH, M. C. TEICH, Copyright © 1991 John Wiley & Sons, Inc. [ISBN 0-471-83965-5].
- [9] "Les lasers : Cours et exercices corrigés" D. DANGOISSE, D. HENNEQUIN, V. ZEHNLE-DHAOUI. MASSON, 1998, XIII - 233p.
- [10] "Introduction aux lasers et à l'optique quantique", G. GRYNBERG, A. ASPECT, C. FABRE (préfacier C. COHEN-TANNOUDJI), ELLIPSES, 1997, XIII, 562 pages. [ISBN 2-7298-5778-8].
- [11] "Lasers, interaction lumière-atomes" B. CAGNAC, J. P. FAROUX , EDP Sciences, 2002.
- [12] "Les Lasers (5e édition mise à jour) " F. HARTMANN, PUF, 1991, 127 pages, [ISBN 2-13-044176-9].
- [13] "Principles of laser" O. SVELTO, (traducteur C. HANNA), 2<sup>ème</sup> éd. PLENUM PRESS, 1982, XV, 375 pages. [ISBN 0-306-40862-7].
- [14] "Lasers" P. W. MILONNI, J. H. EBERLY, WILEY & SONS, 1988. [ISBN 0-471-62731-3].
- [15] "Fundamentals of laser optics" K. I. IGA, R. B. MILES, PLENUM PRESS, 1994, XV, 285 pages, [ISBN 0-306-44604-9].
- [16] "physique du laser et optique non linéaire moléculaire" J. R. LALANNE, A. DUCASSE, S. KIELICH, Interaction laser molécule : Ed. Polytechnica, [ISBN 2-84054-017-7].
- [17] " traité des nouvelles technologies de télécommunications " Pierre. LECOY, Editions HERMES.
- [18] " Laser et optoélectronique" Jean-Pierre LAUDE, Editions MASSON.
- [19] " Télécommunications optiques" J. J. CLAIRE, Editions MASSON.
- [20] <http://www.unige.ch/seinf/jfl/fibre/welcome.html>.
- [21] <http://opt-fibre.phys.polymtl.ca/>
- [22] <https://fr.scribd.com/doc/21665606/Les-fibres-optiques>
- [23] [http://optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI\\_fr\\_M01\\_C01/co/Grain\\_OPI\\_fr\\_M01\\_C01\\_1.html](http://optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M01_C01/co/Grain_OPI_fr_M01_C01_1.html)