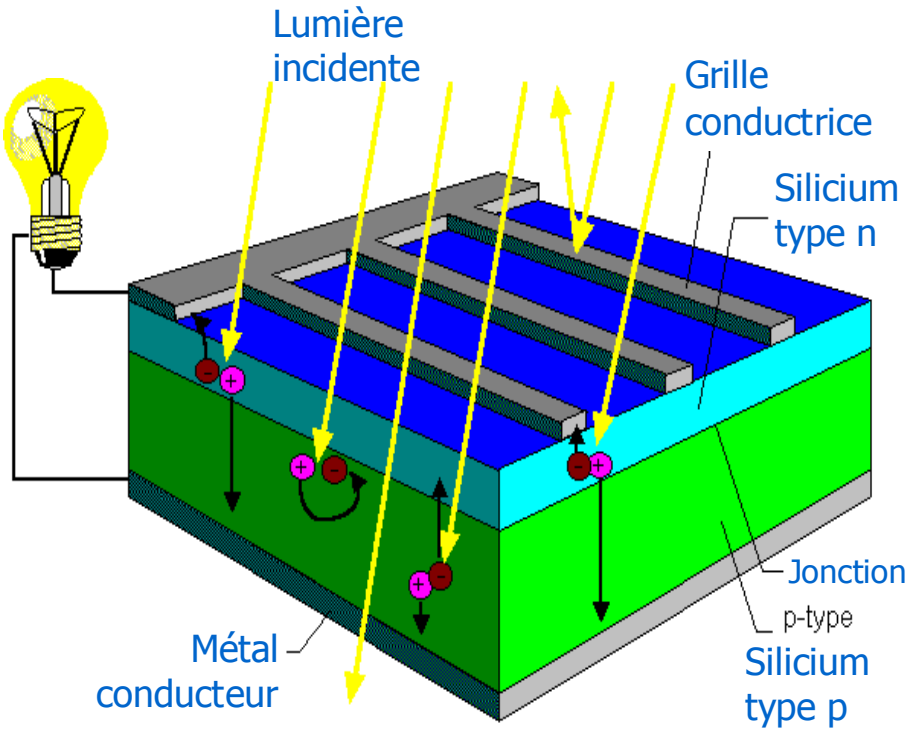
Convertisseurs photovoltaïques



©Alain Ricaud, Nov 2007

Sommaire

LES CONVERTISSEURS PHOTOVOLTAÏQUES 4

1 RAPPELS DE DEFINITIONS 6
1.1 Unités photométriques 6
1.2 Grandeurs liées à l'éclairement 6
2 GISEMENT SOLAIRE 10
2.1 Profils types d'irradiations mensuelles 10
2.1.1 Lille (lat : 51°) 10
2.1.2 Chambéry (lat 46°) 11
2.1.3 Ajaccio (lat 42°) 11
2.2 Flux d'énergie et flux de photons 13
3 LA CONVERSION PHOTON-ELECTRON 14
3.1 Les matériaux semi-conducteurs à l'équilibre thermodynamique: 14
3.1.1 Définition: 14
3.1.2 Structure électronique des semi-conducteurs: 14
3.1.2.1 Approche atomique ou approximation des liaisons fortes: 14
3.1.2.2 Structure cristalline: 16
3.1.2.2.1 Réseau et maille élémentaire 16
3.1.2.2.2 Réseau réciproque et zone de Brillouin: 16
3.1.2.2.3 Repérage des plans cristallins: 17
3.1.2.2.4 Structure cubique à faces centrées: 17
3.1.2.2.5 Structure cristalline du silicium: 18
3.1.2.2.6 Loi de Bragg: 18
3.1.2.3 Approche quantique: 19
3.1.2.3.1 Equation de Schrödinger: 19
3.1.2.3.2 Théorie de Sommerfeld: 20
3.1.2.3.3 Densité d'état par unité de volume et d'énergie: 21
3.1.2.3.4 Electrons dans un potentiel périodique: 22
3.1.2.3.5 Première zone de Brillouin: 23
3.1.2.4 Propriétés liées à la structure en bandes: 23
3.1.2.4.1 Schéma des bandes de semi-conducteurs usuels: 24
3.1.2.4.2 Vitesse de groupe: 24
3.1.2.4.3 Masse effective: 25
3.2 Répartition des électrons à l'équilibre thermodynamique : 26
3.2.1 Métal, isolant et semi-conducteur: 26
3.2.1.1 Métaux: 27
3.2.1.2 Semi-conducteurs: 27
3.2.1.3 Isolants: 27
3.2.2 Fonction de Fermi-Dirac: 27
3.2.2.1 Métaux: 28
3.2.2.2 Semi-conducteurs: 29
3.2.3 Rôle des défauts et des impuretés: 31
3.2.3.1 Donneurs: 31
3.2.3.2 Accepteurs: 32
3.2.3.3 Position du niveau de Fermi: 33
3.3 Interaction rayonnement-matière : 35
3.3.1 Notion de paire électron-trou 36
4 LA CELLULE SOLAIRE IDEALE 37
4.1 Mécanismes élémentaires 37
4.1.1 Absorption du rayonnement dans le matériau 37
4.1.1.1 Transitions directes et indirectes 39
4.1.2 Séparation des charges 41
4.2 Calcul du courant 42

4.3 Calcul de la tension ... 42
4.4 Calcul du rendement ... 43
5 LA PHOTODIODE A SEMI-CONDUCTEUR ... 45
5.1 Structure de collecte ... 45
5.1.1 Jonction PN ... 45
5.1.2 Barrière de potentiel ... 47
5.1.3 Application d'un potentiel externe ... 47
5.1.4 Collecte ... 48
5.2 Génération du photo-courant ... 49
5.2.1 Description qualitative ... 49
5.2.1.1 Court-circuit : ... 49
5.2.1.2 Circuit-ouvert : ... 51
5.3 Caractéristique I = f (V) ... 52
5.4 Localisation des pertes ... 53
5.5 Schéma équivalent ... 56
5.5.1 Générateur de courant ... 56
5.5.2 La photopile, générateur mixte ... 57
5.5.3 Influence de l'éclairement ... 59
5.5.4 Influence de la température ... 60
5.5.5 Perte de puissance par résistance série ... 61
5.5.6 Photodiodes à grilles métalliques: ... 62
5.5.7 Influence de la résistance shunt ... 63
5.6 Modélisation et caractéristique dans l'obscurité ... 64
5.6.1 Courant d'obscurité ... 64
5.6.1.1 Courant de diffusion ... 64
5.6.1.2 Courant de génération-recombinaison ... 65
5.6.2 Effets de la température ... 66
5.6.3 Modélisation ... 68
5.7 Cellules à haut rendement ... 69
5.7.1 Structure à quatre miroirs ... 69
5.7.2 Cellule PERL de l'UNSW ... 70
6 LE MODULE PHOTOVOLTAÏQUE ... 73
6.1 Notion de puissance crête (Pc) et de température d'utilisation (TUC) ... 73
6.2 Le groupement de cellules en série ... 73
6.3 Le groupement de cellules en parallèle ... 74
6.4 L'encapsulation des modules ... 75
6.5 Le test des modules ... 76
6.6 Standards, mesures et garanties ... 77
6.6.1 Vieillissement accéléré ... 77
6.6.2 Standards ... 77
6.6.3 Mesures sur le terrain ... 78
6.6.4 Garanties ... 78
6.7 Déséquilibres en fonctionnement ... 79
6.7.1 La photopile fonctionnant en récepteur ... 79
6.7.2 Déséquilibre dans un groupement série ... 79
6.7.2.1 Protection par diode ... 80
6.7.3 Déséquilibre dans un groupement parallèle ... 81
6.7.3.1 Généralisation des protections par diodes ... 82
ADRESSES INTERNET UTILES ... 84

Alain RICAUD
Consultant-associé et gérant de CYTHELIA, Président de SCREEN SOLAR, Professeur Associé à l'Université de Savoie. ar@cythelia.fr

Biographie

Né en 1947. Marié, 3 enfants, 3 petits enfants.
Ingénieur de l'Ecole Supérieure d'Electricité, Docteur es-Sciences et MBA – ICG Paris.
Début de carrière en tant qu'ingénieur process chez IBM-France La Gaude et chercheur au Laboratoire d'Electro-optique de Nice sur le silicium et ses propriétés électro-optiques.

En 1979, Alain Ricaud devient Directeur Général de la société France-Photon à Angoulême (30 personnes) l'un des premiers producteurs de cellules et modules photovoltaïques. Il contribue à la construction des premières centrales PV de démonstration en Corse (50 kW), Crête, Guyane française et Pakistan.

En 1985, il est R&D Director puis General Manager de Solarex corp. (400 personnes), à Washington, filiale du groupe Amoco et n°2 mondial de l'industrie photovoltaïque.

A partir de 1989, il est Directeur Général de Solems SA (48 personnes), à Palaiseau, joint venture des groupes TOTAL et MBB, où il développe des dispositifs électro-optiques en couches minces pour photopiles au silicium amorphe et applications aux écrans plats.

Entre 1995 et 1996, il est Directeur commercial de HCT Shaping Systems SA, à Lausanne, leader mondial des machines de sciage à fil pour l'industrie PV et des semi-conducteurs.

Depuis sa création en 1994, Alain Ricaud est Consultant-associé et gérant majoritaire de *CYTHELIA consultants*, sarl de 12 associés et 8 employés. *CYTHELIA* est un cabinet d'expertise et de conseil en nouvelles technologies de l'énergie, spécialisé dans le photovoltaique (stratégie, technologie, marchés) et dans les constructions à très basse consommation (zero-energy-net). Missions de conseil auprès d'entreprises industrielles et de collectivités désireuses d'intégrer une activité dans le domaine photovoltaïque.

Alain Ricaud a enseigné, à l'EPFL Lausanne, au Master ENSAM Bastia, au Master La Rochelle, au Master européen de l'Ecole des Mines à Sophia-Antipolis, au Master Mat'ERE de Poitiers, au Master CEDER de Versailles, au CIFRES de Dakar, à l'ASDER, à l'Ecole Centrale de Lyon et à l'INES.
Il est actuellement Professeur Associé à l'Université de Savoie (Polytech' Savoie).
Expert auprès de l'ANR et de l' ANVAR, ainsi que des DG TREN et DGR, de l'UE.

Titulaire de 6 brevets d'invention
Auteur de 20 publications internationales et de deux ouvrages :

« Photopiles solaires » paru aux PPUR, Lausanne 1997

« Modules photovoltaïques en couches minces », Techniques de l'Ingénieur, Paris 2005.

Editeur de « La Lettre du Solaire », publication mensuelle depuis Oct 2000.

Les convertisseurs photovoltaïques

Nous allons nous familiariser avec les cellules solaires en entrant dans le sujet de façon itérative.

Après un bref rappel de définitions, quelques données de base sur le gisement solaire et sur le spectre solaire de référence, nous allons d'abord étudier les principes de base des semi-conducteurs, notamment leur structure en bandes d'énergies et la répartition des électrons à l'équilibre thermodynamique.

Puis nous étudierons l'interaction lumière-matière permettant la conversion de lumière en électricité : absorption de la lumière, création de porteurs libres, séparation des charges, récupération du courant.

Puis nous considérerons la photopile comme une boîte noire dont on ne veut pas connaître les mécanismes détaillés de fonctionnement interne; cette démarche permet de ne pas s'enfermer dans une description trop traditionnelle des photopiles existantes; elle permet d'ouvrir le champ de la découverte à d'autres principes de mise en oeuvre. Cette démarche est d'autant plus nécessaire que l'on parle maintenant de photopiles de troisième génération dont les rendements théoriques pourraient atteindre 87% !…

Nous étudierons ensuite la photodiode à semi-conducteur, dispositif le plus répandu, sans trop rentrer dans les détails de la physique des semi-conducteurs, mais seulement à travers ses caractéristiques électriques en fonction de l'éclairement, de la charge et de la température.

Nous analyserons enfin comment se comporte un groupement de cellules en série, pour former un module, le groupement de modules en série et en parallèle pour former des panneaux et nous étudierons les problèmes de déséquilibre dans les réseaux, problèmes dont l'importance pratique croit avec la généralisation des modules intégrés au bâti dans un cadre urbain.

1 Rappels de définitions

On rappelle ici les définitions de base des grandeurs utilisées en énergie solaire:

1.1 Unités photométriques

Grandeur	unités énergétiques	unités visuelles
flux lumineux Φ	Watt (W)	lumen (lm)
éclairement (irradiance) E	W/m²	lm/m²= lux
intensité I	W/Sr	candela (cd)
luminance (brillance) L	W/m².Sr	cd/m²= nit

Tableau 1 : grandeurs et unités photométriques

1.16 10^5 lux à 5 760 °C (température de la surface du soleil) équivaut à 1 030 W/m², pour le spectre AM 1 (une traversée d'atmosphère), soit 112 lm/W.

1.2 Grandeurs liées à l'éclairement

- **Durée d'insolation :** les durées d'insolation sont mesurées avec des héliographes dont le seuil est de 120 W /m². Par exemple, Embrun dans le Briançonnais jouit de 2 700 h d'ensoleillement par an (7.4 h/jour) contre seulement 1 750 à Rennes (4.8 h/j). On notera que le nombre théorique maximal est de 4 380 h (12h/jour). Attention à ne pas confondre le nombre d'heures d'ensoleillement et le nombre d'heures équivalent plein soleil, dérivé de l'irradiation globale annuelle mesurée dans le plan horizontal: par exemple,1500 kWh/m².an à Briançon équivaut à 1 500 h plein soleil et non pas 2 700 d'ensoleillement.

- **Irradiation :** les résultats de mesures d'éclairement intégrées dans le temps, sont en général présentés sous forme de tableaux mensuels de relevés journaliers exprimés en kWh/m², en J/cm²ou en Langleys [1]. Nous utiliserons les kWh/m². jour, les kWh/m².mois et les kWh/m².an

- **Fraction solaire :** c'est le paramètre représentatif des conditions de nébulosité du ciel. La nébulosité est le rapport entre la surface du ciel couverte par les nuages et la surface totale du ciel au-dessus du territoire correspondant. Cette notion n'étant que descriptive, on la relie à la fraction d'insolation qui est une grandeur mesurable dès qu'on connaît les durées d'insolation enregistrées par l'héliographe et qui s'en déduit par le rapport $\sigma = S/S_0$ avec S = durée d'insolation mesurée et S_0 durée maximale d'insolation.

- **Rayonnement global :** le rayonnement solaire arrivant au sol a au moins deux composantes: une composante directe I et une composante diffuse D, le tout formant le rayonnement global G.

[1] On retiendra au passage les correspondances suivantes: 1 J /cm² = 2.39 kcal /m² = 2.78 Wh /m²
1 Langley = 1 cal/cm² = 11.62 Wh/m².

- **Rayonnement diffus :** la composante diffuse provenant de toute la voûte céleste, elle n'a pas d'orientation privilégiée. Elle ne peut donc être concentrée par des instruments optiques.Le rayonnement diffus est plus riche en bleu que le rayonnement global. Les photopiles étant des détecteurs sélectifs, ce point a son importance.

- **Albédo :** c'est la fraction d'un rayonnement incident diffusée ou réfléchie par un obstacle. Ce terme étant généralement réservé au sol ou aux nuages, c'est une valeur moyenne de leur réflectance pour le rayonnement considéré et pour tous les angles d'incidences possibles. Par définition, le corps noir possède un albédo nul. I faudra tenir compte de l'albédo du sol pour le dimensionnement d'installations solaires installées sur une surface enneigée (refuges de montagne), sur l'eau (bouées de navigation), dans les zones désertiques, ou même sur les toitures des immeubles.

Bien distinguer l'éclairement direct de l'éclairement diffus ; toujours tenir compte de l'albedo pour calculer l'éclairement global.

La composante du diffus dans un plan d'inclinaison quelconque i

$$D = \frac{1+\cos i}{2}.D_h + \frac{1-\cos i}{2}.\alpha.G_h$$

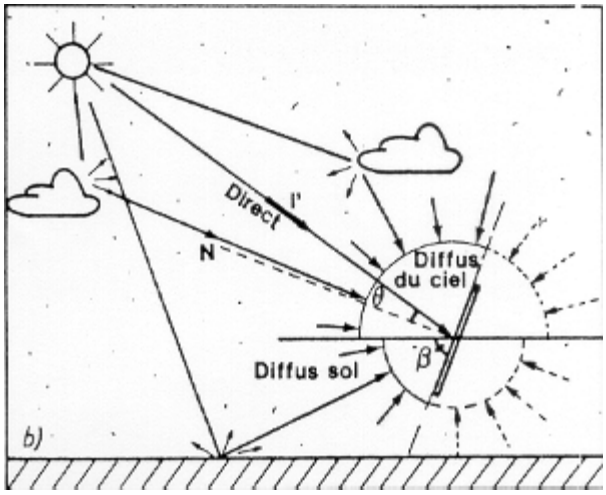


Figure 1 : Composante diffuse en provenance du sol sur un capteur incliné d'un angle quelconque.

- **Absorption :** les rayons UV lointains sont totalement absorbés dans l'ionosphère et dans la stratosphère. Dans la gamme de longueur d'ondes qui nous intéresse (0.2 à 2 µm) pratiquement seuls l'ozone, la vapeur d'eau et le gaz carbonique dans une moindre mesure, interviennent de manière sensible dans l'absorption gazeuse.

- **Epaisseur d'atmosphère :** prenant pour référence unité, l'épaisseur verticale de l'atmosphère moyenne réduite à 7.8 km (conditions dites normales), supposant cette couche plane et stratifiée horizontalement, la longueur du trajet rectiligne d'un rayon lumineux incliné d'un angle h par rapport à l'horizontale sera donnée par la formule:

$$OM = \frac{OA}{\sinh}$$

A une pression p différente de 1013 mbar et à une altitude z (km), on désignera par masse atmosphérique ou nombre d'air masse le nombre:

$$m = \frac{p_m}{1013} . \frac{1}{\sinh} . \exp - \frac{z}{7.8}$$

Où p_m est la pression atmosphérique au niveau de la mer. La pression atmosphérique au niveau de la mer peut varier autour de sa valeur de référence égale à 1 013 hPa (mbar) entre 950 hPa (dépression) et 1 050 hPa (anticyclone).

Exemples: soleil au zénith, niveau de la mer: AM 1,
soleil à 42 ° sur l'horizon: AM 1.5,
soleil à 30 ° sur l'horizon: AM 2

- **Diffusion :** La diffusion de la lumière est une redistribution spatiale du rayonnement par des particules matérielles. C'est un phénomène complexe puisqu'il intègre à la fois la diffraction, la réfraction et la réflexion par les particules. L'indice de réfraction des particules diffusantes, mais aussi et surtout leurs dimensions par rapport à la longueur d'onde de la lumière, modifient sensiblement la répartition spectrale et l'intensité lumineuse. La variation spectrale de la densité optique est liée aux longueurs d'onde suivant une loi du type:

$$\beta = \beta_a . \lambda^{-p}$$

L'exposant p affecté à la longueur d'onde varie donc entre 1 et 4 sauf dans le cas des grosses gouttelettes nuageuses où p = 0.
La valeur 1.3 est une moyenne acceptable qui a été proposée par Angström au vu de nombreuses mesures. Le coefficient de **trouble d'Angström** varie entre 0.02 pour un ciel bleu profond, 0.10 pour un ciel moyen, 0.20 pour les zones urbaines polluées et 0.8 pour un ciel laiteux (Tableau 2).

Trouble de Link : le facteur de trouble de Link T_L est relié au coeff de trouble d'Angström : βa (qui donne la couleur du ciel) et à la hauteur d'eau condensable w, par la formule :

$$T_L = 1{,}6 + 16\,\beta a + 0{,}5 . \ln t$$

Elle est reliée à la tension de vapeur par la formule empirique de Hahn: w (cm)=0.17 t, où t (mbar) représente la tension de vapeur d'eau au sol.

Pour des sites de faible altitude, on peut relier le facteur de trouble de Link à la couleur du ciel :

Trouble de Link	**Couleur du ciel**	**Bleu profond**	**Bleu pur**	**Moyen**	**Laiteux**
	Visibilité au sol	>100 km	60 à 100	30 à 50	12 à 25
	Trouble d'Angström	0.015	0.045	0.110	0.300
Tension de vapeur d'eau t (hPa)	Hauteur d'eau condensable w (g/cm² ou cm)	**T_L**	**T_L**	**T_L**	**T_L**
3-5	0.5	2.0	2.6	3.4	4.9
6-8	1.0	2.3	2.9	3.7	5.2
9-16	2.0	2.6	3.2	4.0	5.6
18-30	4.0	2.9	3.5	4.3	5.9

Tableau 2 : Facteur de trouble de Link

Il convient toutefois d'apporter la correction liée à l'altitude (ΔTL = - 0,35.z avec z en km) très approximative mais justifiée en moyenne. TL = 3,2 ± 0,5 en régions tempérées (mini en hiver : 2,5 à 3, maxi en été : 3,5 à 4).TL = 3,9 ± 0,4 en régions intertropicales humides (maxi en saison sèche : 4,5 à 5)

- **Constante solaire:** le Tableau 3 indique les valeurs de la constante solaire en fonction de la masse d'atmosphère traversée (nombre d'air masse).

m	**0**	**1**	**1.5**	**2**	**3**	**4**	**5**
E(W/m²)	1 353	931	834	755	610	530	430

Tableau 3 : Valeur de la constante solaire en fonction de l'épaisseur m d'atmosphère traversée

Concernant la répartition spectrale, on retiendra pour le spectre AM0 les proportions suivantes:

AM0	**UV**	**Visible**	**IR**
0.2 à 4µm	0.1 à 0.4µm	0.4 à 0.75 µm	0.75 à 5 µm
1 350 W/m² [2]	9%	42%	49%

Tableau 4 : Répartition énergétique du spectre solaire de référence AM0

La Figure 2 donne les irradiances spectrales correspondantes.

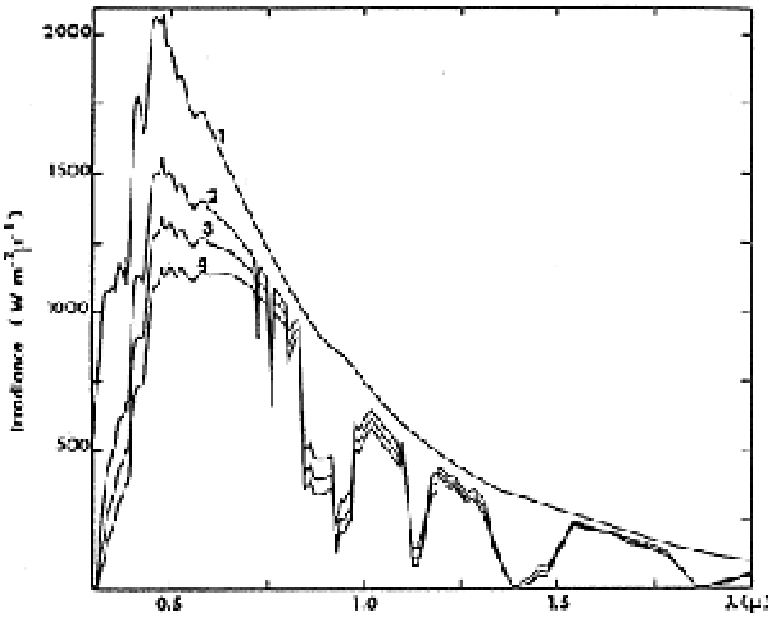


Figure 2 : Irradiance spectrale pour une atmosphère peu polluée de type méditerranéen (n= 1.3, β= 0.04, ϖ = 2 cm) (1) AM0, (2) AM1, (3) AM1.5, (4) AM2.

La répartition spectrale de l'éclairement énergétique solaire de référence qui a été adoptée par la France (norme NFC57-100), puis par la CEI (IEC 1215) est une répartition de l'éclairement énergétique solaire global (direct + diffus), correspondant artificiellement à un éclairement de 1000 W / m² avec une traversée AM 1.5 d'atmosphère, sur une surface plane inclinée de 37 ° par rapport à l'horizontale, l'albédo (facteur de réflexion au sol) étant de 0.2, et les conditions météorologiques les suivantes: hauteur d'eau condensable: w = 1.42 cm ; hauteur réduite d'ozone: ϖ = 0.34 cm ; trouble atmosphérique: T_L = 2.7 à 5

[2] Duffin & Beckman ont trouvé 1367 W /m² en 1991

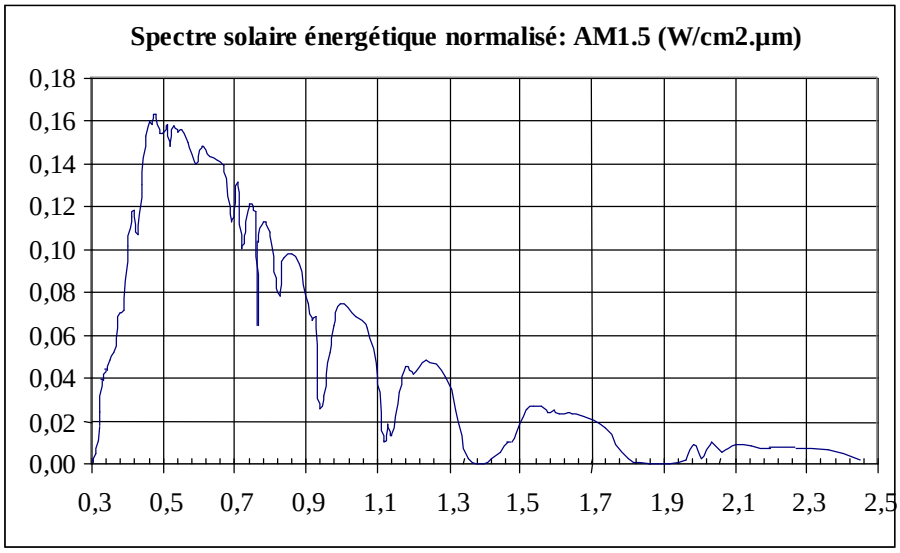


Figure 3 : Spectre solaire énergétique normalisé à 100 mW /cm²: AM1.5 from R.Hulstrom, R. Bird, C.Riordan, Solar cells, Vol. 15, p.365 1985

2 Gisement solaire

2.1 Profils types d'irradiations mensuelles

2.1.1 Lille (lat : 51°)

Irradiation annuelle pour une surface horizontale:

– 973 kWh /m².an (30% direct, 70% diffus)

Irradiation annuelle pour une surface verticale:

– 704 kWh /m².an (38% direct, 62% diffus)

Irradiation annuelle à l'inclinaison optimale 25 +/- 5° :

– 1 013 kWh /m².an

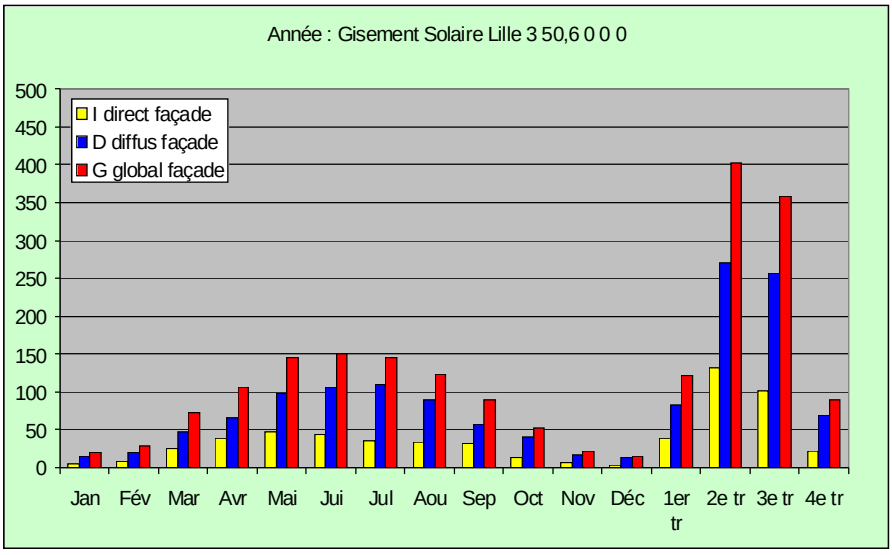


Figure 4 : Lille : irradiation mensuelle pour une surface horizontale(kWh/m²)

2.1.2 Chambéry (lat 46°)

Irradiation annuelle pour une surface horizontale

- 1 267 kWh /m².an (56% direct, 44% diffus)

Irradiation annuelle pour une surface verticale

- 975 kWh /m².an (59% direct, 41% diffus)

Irradiation à l'inclinaison optimale 33 +/- 5 °

- 1 408 kWh /m² .an

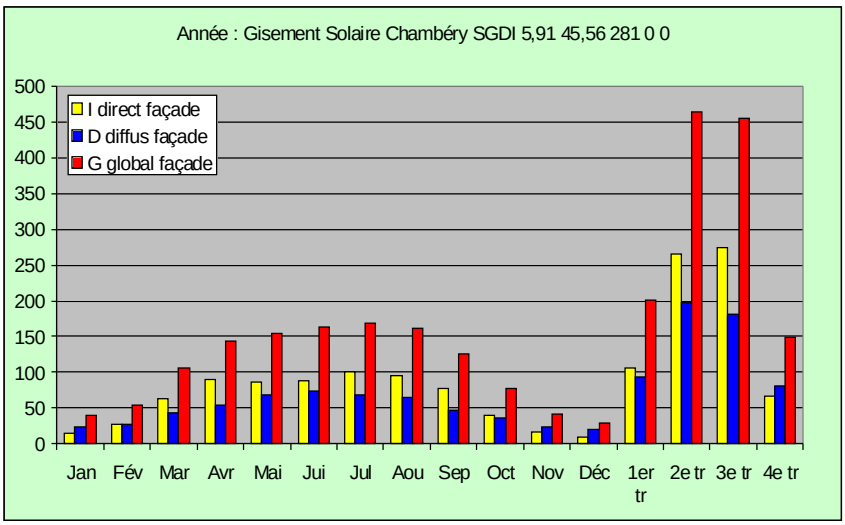


Figure 5 : Chambéry: irradiation mensuelle pour une surface horizontale (kWh/m²)

2.1.3 Ajaccio (lat 42°)

Irradiation annuelle pour une surface horizontale

- 1 551 kWh /m².an (60% direct, 40% diffus)

Irradiation annuelle pour une surface verticale

- 1 135 kW /m².an (59% direct, 41% diffus)

Irradiation à l'inclinaison optimale 30 +/- 5 °

- 1 705 kWh /m² .an

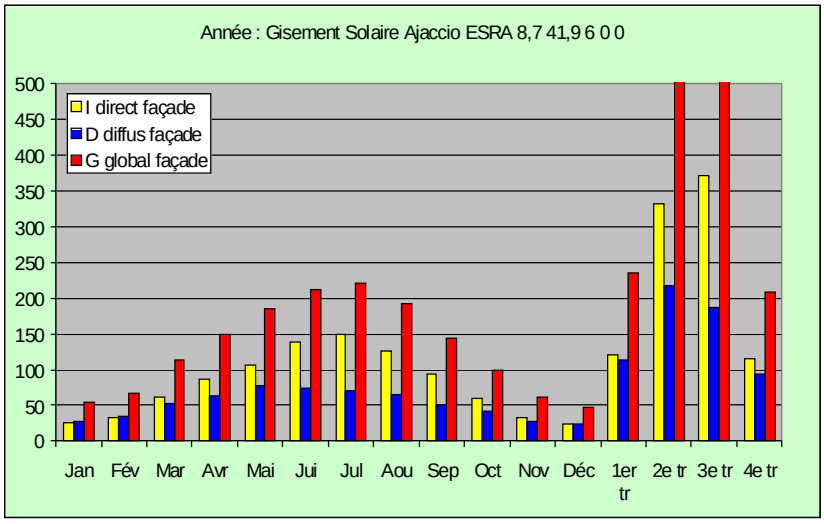


Figure 6 : Ajaccio : irradiation mensuelle pour une surface horizontale (kWh/m²)

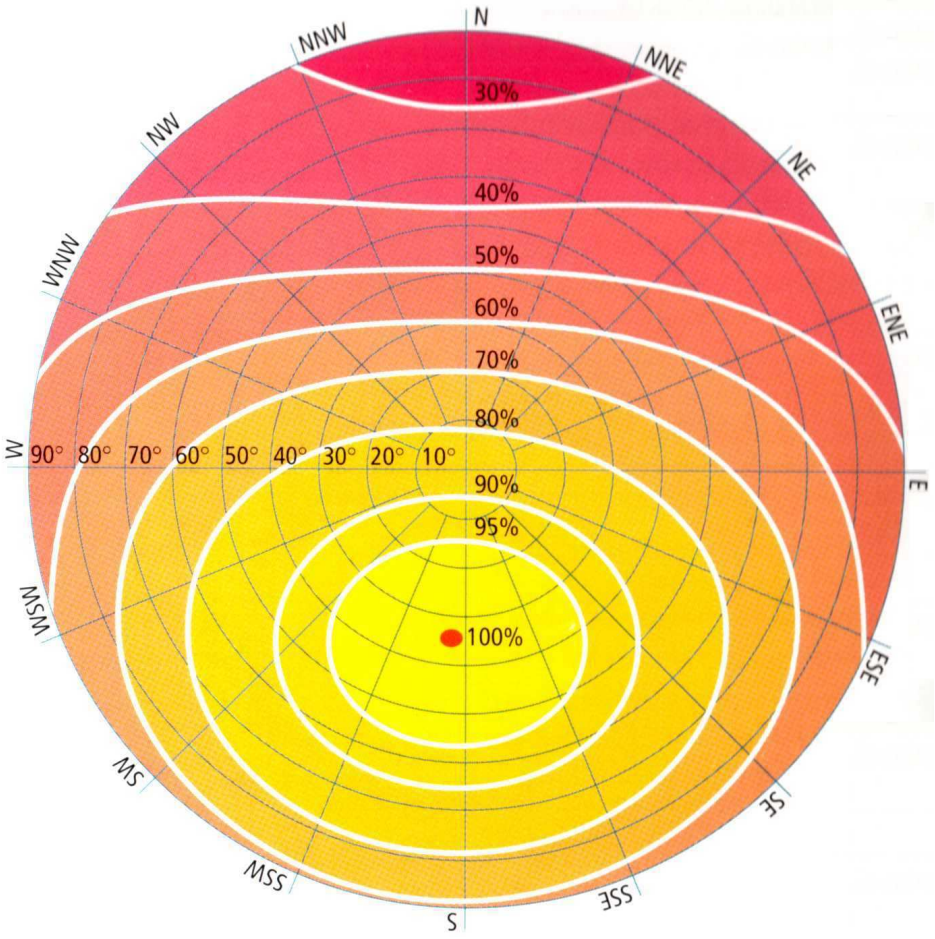


Figure 7 : Irradiation annuelle relative en France, fonction de l'orientation et de l'inclinaison: plus de 95% pour orientation Sud +/- 45 °et pour inclinaison 35 °+/- 20°

2.2 Flux d'énergie et flux de photons

Les spectres $M(\lambda)$ permettent aussi de connaître le nombre $N(\lambda)$ des photons contenus dans un tranche de longueur d'onde donnée.

$$N(\lambda) = M(\lambda).\frac{\lambda.d\lambda}{hc}.$$

Cette information est indispensable pour le calcul du photocourant d'une photopile.

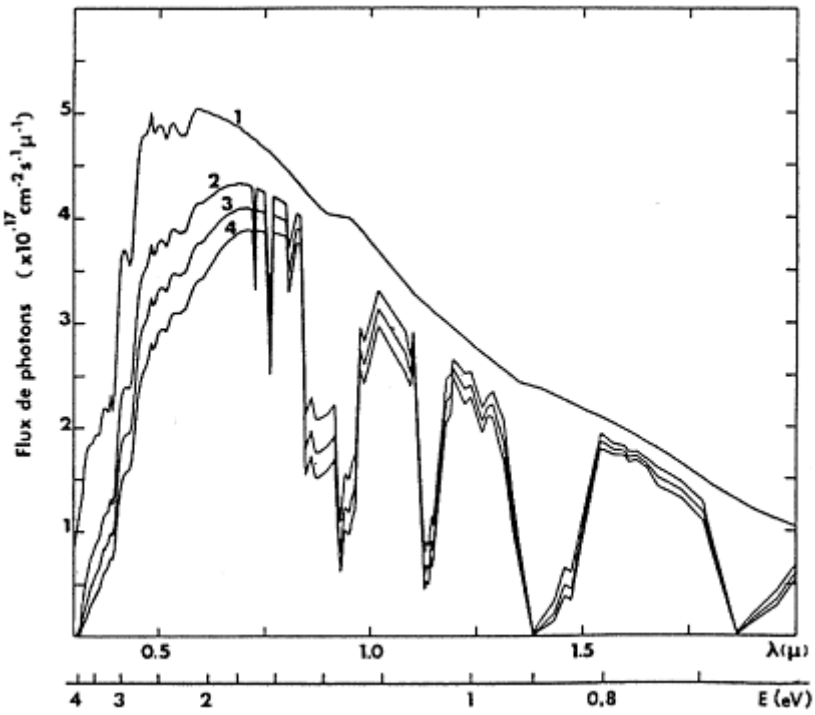


Figure 8 : Flux de photons pour une atmosphère peu polluée de type méditerranéen (n= 1.3, β= 0.04, ϖ = 2 cm) (1) AM0, (2) AM1, (3) AM1.5, (4) AM2.

Les flux de photons correspondant aux spectres de la Figure 1 sont représentés Figure 3 et le flux de photons correspondant au spectre solaire normalisé AM1.5 est représenté Figure 9.

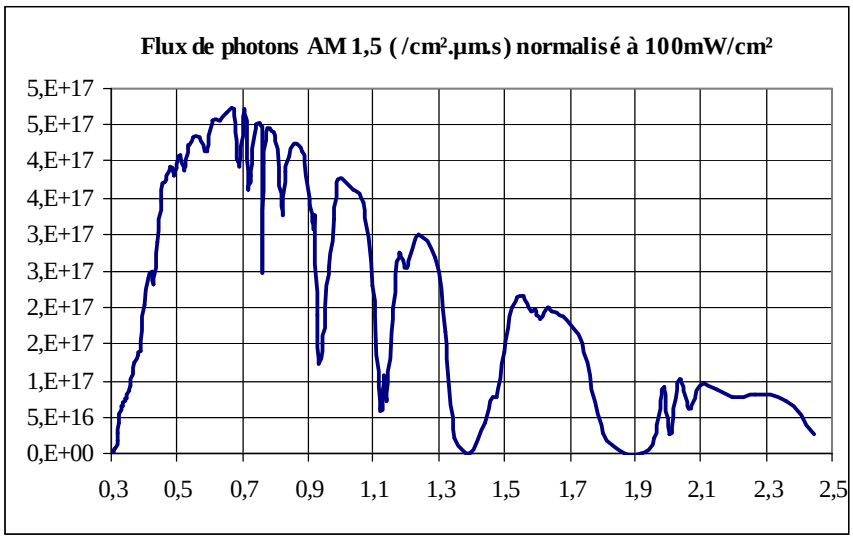


Figure 9 : Flux de photons AM 1,5 (/cm².µm.s) normalisé à 100mW/cm²

3 La conversion photon-électron

Une photopile est un transformateur d'énergie convertissant un rayonnement électromagnétique en courant électrique. L'intérêt de l'utilisation de semi-conducteurs pour la réalisation de cellules solaires tient à la possibilité de moduler dans le temps et dans l'espace la concentration interne des porteurs de charges. Cette faculté est elle même dépendante de la structure électronique fondamentale des semi-conducteurs qui les différencie nettement des métaux et dans une moindre mesure des isolants.

3.1 Les matériaux semi-conducteurs à l'équilibre thermodynamique:

L'objectif de ce premier chapitre est de présenter en termes simples **le modèle physique du schéma des bandes dans les semi-conducteurs cristallins** et de donner les formules de base qui régissent la répartition des électrons à l'équilibre thermodynamique et les mécanismes de la conduction électrique.

3.1.1 Définition:

Après la découverte du transistor en 1948, l'étude des semi-conducteurs est devenue l'un des principaux domaines de la physique. Parmi les semi-conducteurs, peuvent être classés:

- des éléments simples tels que le carbone, le germanium, le silicium, l'étain...
- des composés minéraux binaires (InSb, GaAs,CdTe,GaP,InP,...)
- des composés organiques très nombreux

L'étude de ces derniers est en plein développement; on notera que l'intérêt de leur étude est lié à la présence parmi eux de corps constitutifs des organismes vivants (chlorophylle, hémoglobine, acide désoxyribonucléique...)

Leur état physique lui-même peut revêtir divers aspects. En effet si la majorité des semi-conducteurs sont cristallisés, il existe aussi des semi-conducteurs amorphes et des semi-conducteurs liquides. Ces dernières affirmations semblent contredire l'idée généralement répandue selon laquelle le caractère semi-conducteur est lié à l'arrangement rigoureusement périodique des atomes d'un cristal.

On admet maintenant que dans les semi-conducteurs liquides et solides amorphes, subsistent des groupes ordonnés d'atomes contenant une dizaine d'atomes pour lesquels l'ordre cristallin existe à courte distance et se défait au-delà des deux ou trois premiers voisins.

Nous définirons un **semi-conducteur** comme: "**un matériau où les électrons périphériques se répartissent à une température supérieure au zéro absolu, entre deux bandes d'énergie au moins, séparées par un intervalle d'énergie (gap), relativement faible (de l'ordre de 1 eV)**".

3.1.2 Structure électronique des semi-conducteurs:

Dans un atome isolé on sait que les électrons ne peuvent pas prendre n'importe quelle énergie. Les règles de distribution des niveaux énergétiques ont été énoncées par Niels Bohr en 1913. Lorsque les atomes sont rassemblés pour former un solide, les niveaux discrets de chaque atome se différencient pour former des bandes continues d'énergie.

C'est ce que l'on appelle la structure de bande des solides.

3.1.2.1 Approche atomique ou approximation des liaisons fortes:

Cette méthode de calcul consiste à observer l'interaction entre niveaux atomiques de deux atomes qui résulte du rapprochement de ceux-ci pour former un solide.

Si l'on considère par exemple la structure électronique du Germanium: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^2$, (ou de tout élément de la colonne IV), on remarque que les électrons des couches périphériques (dits de valence) $3s^2 3p^2$, sont ceux qui forment la structure électronique utile à la liaison chimique.

Rapprochons deux atomes de la colonne IV. A faible distance de séparation, le couplage entre niveaux conduit à la division et au recouvrement des orbitales s et p. Le résultat de la mise en interaction est le remplissage complet des niveaux s et p inférieurs (dits liants) par les 8 électrons de valence disponibles alors que les niveaux s et p supérieurs (dits anti-liants) restent vides. La Figure 10 illustre ce résultat.

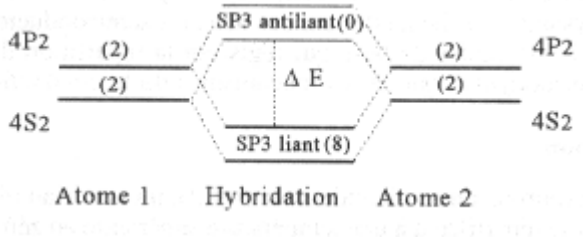


Figure 10 : Formation d'une liaison covalente entre deux atomes de la colonne IV par hybridation sp^3 d'états atomiques s^2et p^6.

La réunion de N atomes aboutirait à un schéma semblable, où chaque niveau est élargi en une bande d'énergie contenant 4 N états électroniques dont la largeur croît quand la distance interatomique décroît. Ce phénomène est analogue à celui qu'on obtient en couplant N oscillateurs accordés initialement et séparément sur la même fréquence. A mesure que le couplage augmente, il apparaît N fréquences de résonance de plus en plus écartées les unes des autres. On remarquera au passage grâce à ce modèle simplifié que la bande de valence est formée d'orbitales p et la bande de conduction d'orbitales s. C'est la situation des semi-conducteurs de la colonne IV du tableau périodique. Cette description qui aboutit à la notion de bande interdite n'a pas besoin de supposer l'existence d'un réseau cristallin. Elle n'est fondée que sur l'effet des interactions à courte distance entre atomes et **s'applique donc aussi aux semi-conducteurs amorphes et liquides**.
La Figure 11 montre à titre d'exemple, l'aspect des bandes d'énergie obtenues pour le Germanium par le calcul suivant la méthode de Mott et Jones.

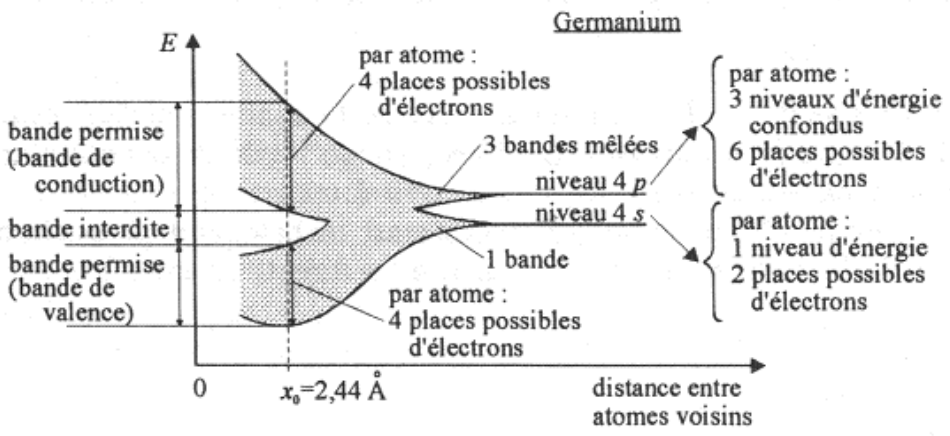


Figure 11 : Approximation des liaisons fortes : cristal covalent avec formation d'états hybrides. Une bande interdite sépare la bande liante de la bande anti-liante

3.1.2.2 Structure cristalline:

3.1.2.2.1 Réseau et maille élémentaire

L'arrangement des atomes d'un cristal s'effectue suivant un réseau défini par trois vecteurs de translation fondamentaux: $\mathbf{a_1}, \mathbf{a_2}, \mathbf{a_3}$ tels qu'on atteigne tous les noeuds du réseau par des translations du type:

$$\mathbf{T} = n_1.\mathbf{a_1} + n_2.\mathbf{a_2} + n_3.\mathbf{a_3} \qquad \text{avec } n_1, n_2, n_3 \text{ entiers positifs.}$$

On peut construire 14 réseaux différents: ce sont les fameux **14 réseaux de Bravais**.

Une maille élémentaire ne comporte de noeuds qu'à ses 8 sommets, chacun appartenant à 8 mailles élémentaires adjacentes. Ainsi, dans le volume du cristal, la maille élémentaire ne comporte qu'un seul noeud. Le plus petit volume obtenu en joignant entre eux les plans médiateurs aux lignes qui relient entre eux les noeuds du réseau s'appelle cellule de **Wigner-Seitz** (Figure 12).

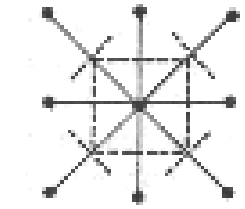


Figure 12 : Cellule de Wigner-Seitz d'un réseau carré

3.1.2.2.2 Réseau réciproque et zone de Brillouin:

Pour un jeu donné de vecteurs de base $\mathbf{a_i}$ on peut définir un jeu de vecteurs $\mathbf{g_j}$, tel que le produit scalaire: $\mathbf{a_i}.\mathbf{g_j} = 2\pi.\delta_{ij}$ et le parallélépipède décrit par les vecteurs $\mathbf{g_j}$ est la cellule réciproque ou maille élémentaire du réseau réciproque.

Si $\mathbf{G} = m_1.\mathbf{g_1} + m_2.\mathbf{g_2} + m_3.\mathbf{g_3}$ on aura le produit scalaire $\mathbf{T}.\mathbf{G} = 2\pi$ N.

Tous les vecteurs **T** qui pour un vecteur **G** donné satisfont cette équation sont dans un plan normal à **G.** Ainsi, chaque vecteur **G** peut être utilisé pour repérer un jeu de plans du réseau cristallin.

Le volume V* du réseau réciproque est inversement proportionnel au volume V de la cellule élémentaire du réseau direct:

en effet: $V = \mathbf{a_1}.(\mathbf{a_2} \wedge \mathbf{a_3})$ et sachant que $\mathbf{g_j} = 2\pi.\dfrac{\mathbf{a_k} \wedge \mathbf{a_i}}{\mathbf{a_j}.(\mathbf{a_k} \wedge \mathbf{a_i})}$, il vient: $V^* = \dfrac{(2\pi)^3}{V}$

La transposition de la cellule élémentaire de Wigner-Seitz au réseau réciproque s'appelle **zone de Brillouin** (Figure 13).

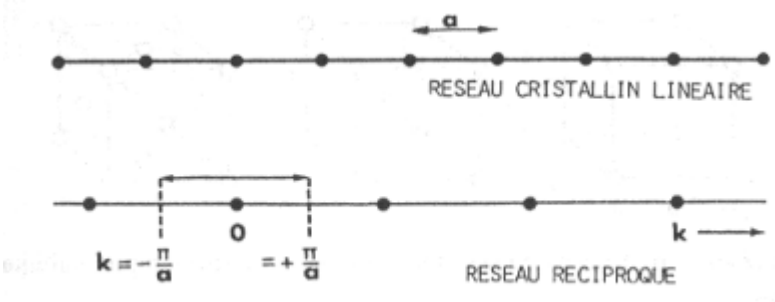


Figure 13 : Réseau cristallin et son réseau réciproque linéaire.

3.1.2.2.3 Repérage des plans cristallins:

En choisissant pour les m_i les plus petites valeurs entières possibles, on obtient les plus courtes translations possibles dans le réseau réciproque. Les m_i sont alors appelés **indices de Miller**.

Ils sont systématiquement utilisés par les cristallographes et les physiciens du solide pour identifier un plan ou une direction. Par exemple les « wafers » des photopiles sont réalisées à partir de silicium monocristallin d'orientation (111) ou (100).

Les conventions relatives aux indices de Miller sont les suivantes (*Figure 14*): pour identifier un plan (h,k,l), on détermine les coordonnées des intersections du plan avec les trois axes a_i. On prend l'inverse des nombres trouvés et on conserve le triplet des plus petits nombres entiers qui présentent entre eux le même rapport que ces inverses.

- Les plans ayant une symétrie équivalente telle que (100), (010), (001) sont désignés par le symbole générique {100}.
- Les directions perpendiculaires aux plans du même nom sont désignées par [h,k,l].
- Un jeu de directions équivalentes est désigné par <h,k,l>.

Pour le silicium et le germanium, les plans de clivage les plus faciles sont {111}. Par contre pour l'AsGa qui a une structure de réseau similaire, mais une légère composante ionique dans les liaisons, le plan de clivage préférentiel est {110}.

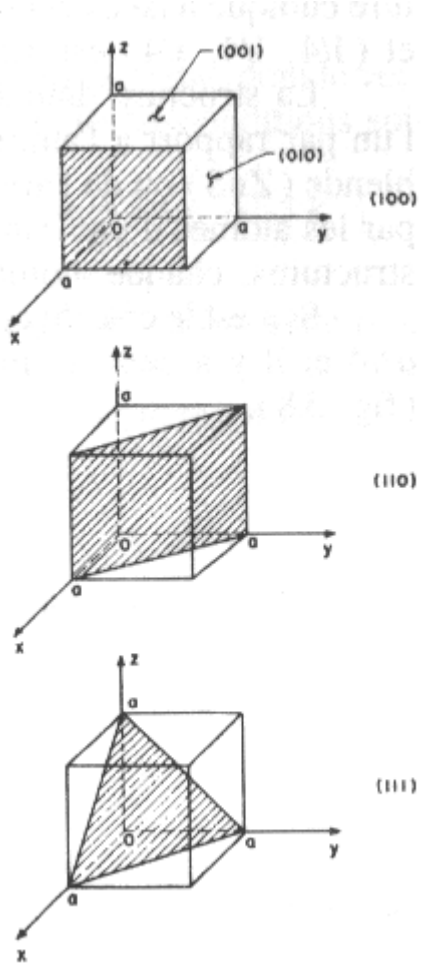


Figure 14 : Indices de Miller des plans cristallins les plus courants dans un cristal cubique où a est la constante de réseau.

3.1.2.2.4 Structure cubique à faces centrées:

Une structure cristalline est obtenue en ajoutant un motif à l'un des 14 réseaux de base de Bravais. Le motif peut n'être constitué que par un atome présent en chaque noeud du réseau: c'est le cas des éléments suivants : Al, Ag, Cu, Ni, Au, Pb dans la structure cubique à faces centrées (Figure 15).

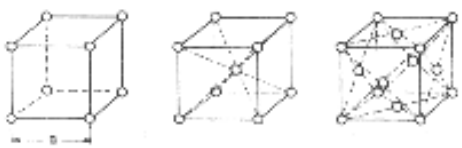


Figure 15 : Les trois réseaux de Bravais du système cubique : cubique simple, cubique centré, cubique à faces centrées

3.1.2.2.5 Structure cristalline du silicium:

Elle est identique à la structure diamant elle-même dérivée de la structure cubique à faces centrées, où un motif de deux atomes en position (0,0,0) et (1/4,1/4,1/4) est associé à chaque noeud de la maille élémentaire.

La structure diamant est donc formée par deux réseaux CFC déplacés l'un par rapport à l'autre d'un quart de diagonale du cube. Dans le cas de la blende (ZnS) ou de l'arséniure de gallium (GaAs), un des réseaux est occupé par les atomes d'une espèce et le second par ceux de l'autre espèce.

Dans ces structures, chaque atome a 4 plus proches voisins et 12 seconds voisins. Si a est le côté du cube, la maille élémentaire est un rhomboèdre de volume $\frac{a^3}{4}$ et il y a deux atomes par maille élémentaire (2x1/8 + 6x1/8 + 1). (Figure 16).

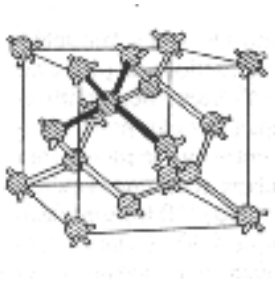


Figure 16 : Structure diamant

3.1.2.2.6 Loi de Bragg:

Pour étudier les structures cristallines, les cristallographes utilisent la diffraction des rayons X dont la longueur d'onde est de l'ordre de la distance inter atomique (quelques °A). Bragg a montré par un raisonnement de mécanique classique que les conditions de réflexion des ondes incidentes sont imposées par une relation entre la longueur d'onde, la distance des plans réticulaires et l'angle d'incidence de l'onde sur ces plans.

La Figure 17 montre une série de plans réticulaires équidistants d'une distance d définis par un vecteur **G**. Chaque noeud du réseau est la source d'une onde diffusée. Toutes ces ondes sont susceptibles d'interférer.

La différence de marche entre les rayons réfléchis par des plans adjacents est $\delta = 2d \sin\theta$.

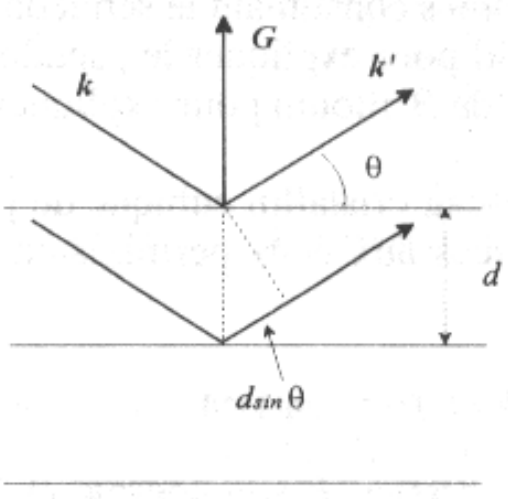


Figure 17 : Conditions de réflexion de Bragg

La diffusion élastique d'une onde monochromatique et plane dont le vecteur d'onde incident **k** fait un angle θ avec le plan, impose les conditions suivantes:

- élastique= pas de perte d'énergie $\Rightarrow |k| = |k'|$
- interférences additives $\boxed{\delta = 2d\sin\theta = N\lambda}$

C'est la **loi de Bragg.**

Les ondes incidentes ne satisfaisant pas cette relation ne sont pas réfléchies par le réseau cristallin.

Il est facile de montrer que cette condition est équivalente à:

$$(1)\qquad \begin{aligned} \mathbf{k}' &= \mathbf{k} + \mathbf{G} \\ \mathbf{k}'^2 &= (\mathbf{k}+\mathbf{G})^2 = \mathbf{k}^2 + 2\mathbf{k}.\mathbf{G} + \mathbf{G}^2 \end{aligned}$$

la condition de diffusion élastique imposant $\mathbf{k}'^2 = \mathbf{k}^2$, on a la relation:

$$2\mathbf{k}.\mathbf{G} + \mathbf{G}^2 = 0$$

soit encore: (2)
$$2kG.\cos(\frac{\pi}{2} + \theta) + G^2 = 0$$
$$2k\sin\theta = G$$

Si G est un vecteur du réseau réciproque ($G = n\frac{2\pi}{d}$), alors la relation de Bragg est vérifiée.

Une conséquence fondamentale de la loi de Bragg va apparaître lorsque nous étudierons la propagation dans les cristaux des ondes de la mécanique quantique associées aux électrons : toute onde qui satisfera la condition de Bragg sera rejetée par le réseau cristallin; seules pourront se propager celles qui ne satisfont pas la condition.

3.1.2.3 Approche quantique:

3.1.2.3.1 Equation de Schrödinger:

Dans ce paragraphe, on va déterminer la distribution en énergie des électrons apportés par les atomes constituant le semi-conducteur en utilisant d'abord le modèle de Sommerfeld pour expliquer le pseudo-continuum des états énergétiques, puis le modèle de Brillouin pour expliquer l'existence de bandes permises et interdites.

Considérons un réseau cristallin cubique de périodicité atomique a. Les fonctions d'ondes associées aux états permis sont solutions de l'équation de Schrödinger:

$$(3)\qquad \frac{-\hbar^2}{2m}\Delta\psi(\mathbf{r}) + V(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r})$$

où m est la masse de l'électron, E son énergie et V le potentiel auquel il est soumis. La fonction $\psi(\mathbf{r})$ étant la composante spatiale de la fonction d'onde associée aux électrons:

$$(4)\qquad \psi(\mathbf{r},t) = \psi(\mathbf{r}).\exp(-i\omega t)$$

dans laquelle on peut séparer la partie temporelle quand l'énergie est définie et indépendante du temps. On sait (voir cours de mécanique quantique) que pour un potentiel constant, les solutions sont des ondes planes de la forme:

$$(5)\qquad \psi(\mathbf{r}) = A.\exp(i.\mathbf{k}.\mathbf{r}) + B.\exp(-i.\mathbf{k}.\mathbf{r})$$

avec:
$$E = \hbar^2\frac{k^2}{2m} + V = \frac{p^2}{2m} + V$$

3.1.2.3.2 Théorie de Sommerfeld:

Historiquement, la première théorie électronique des métaux qui fit appel à la mécanique quantique, dite **théorie de Sommerfeld** ou de l'électron libre (1928), faisait comme seule hypothèse que le solide constituait une boîte à l'intérieur de laquelle le potentiel valait V_0 et 0 à l'extérieur. Elle aboutissait à certains résultats concordant bien avec l'expérience pour les métaux mais pas pour les semi-conducteurs.

Dans un solide infiniment grand où **k** peut prendre n'importe quelle valeur, la relation entre **k** et E(**k**) (encore appelée relation de dispersion), n'est autre qu'une paraboloïde dans laquelle:

$$(6) \qquad E - V_0 = \frac{\hbar^2 . \mathbf{k}^2}{2m}.$$

et les surfaces isoénergétiques sont un continuum de sphères concentriques.

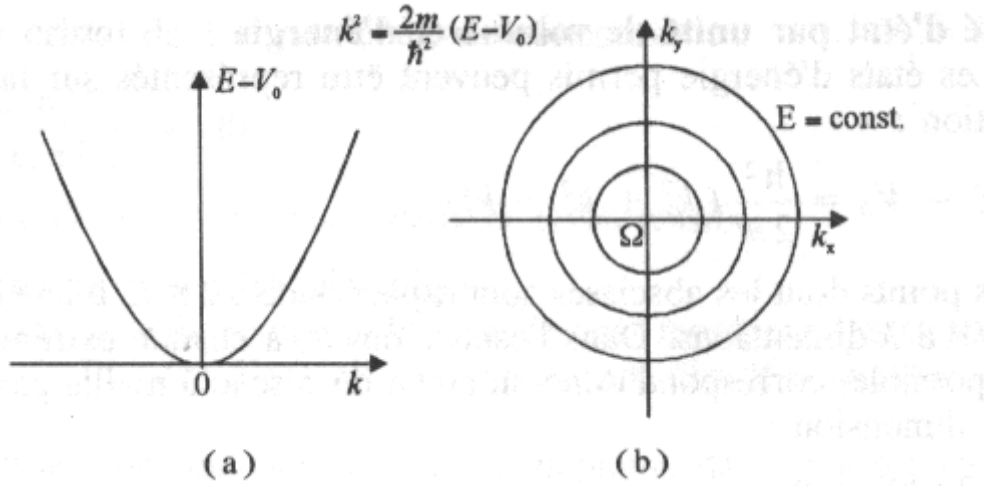


Figure 18 : Solide infiniment grand : (a) courbe de dispersion énergétique des électrons ; (b) surfaces isoénergétiques.

Dans un solide de dimensions finies, les conditions aux limites vont imposer certaines valeurs de **k** et de E. En particulier, pour signifier que l'électron ne peut être en dehors d'un cristal de dimensions L_x,L_y,L_z on imposera la condition aux limites:

$$(7) \qquad \psi(0) = \psi(L_x) = \psi(L_y) = \psi(L_z) = 0$$

Comme pour les cordes vibrantes, la solution est une fonction sinusoïdale avec un nombre entier de demi-périodes entre 0 et L. L'énergie n'est plus une fonction continue de **k** ; elle est quantifiée en niveaux discrets:

$$(8) \qquad E - V_0 = \frac{\hbar^2}{2m}(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$$

les valeurs des k_i étant: $0, \frac{2\pi}{L_i}, \frac{4\pi}{L_i}, \ldots$ avec $L_i = \frac{n_i . \lambda}{2}$, soit $k_i = \pi \frac{n_i}{L_i}$.

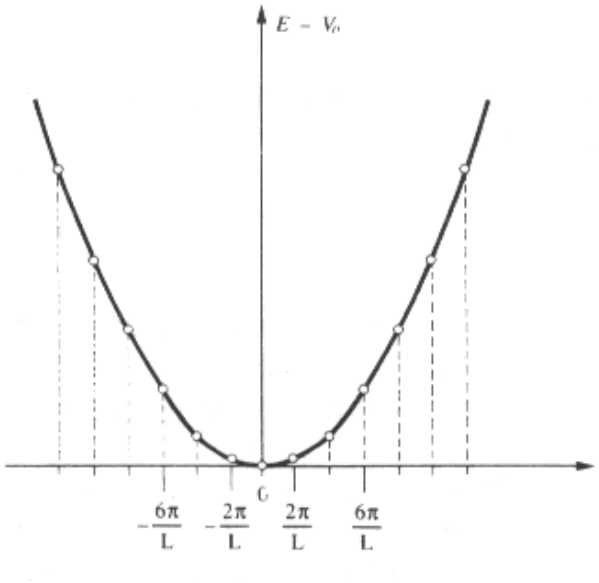


Figure 19 : Solide de dimensions finies : quantification des niveaux ; les surfaces isoénergétiques sont encore des sphères concentriques mais disjointes

3.1.2.3.3 Densité d'état par unité de volume et d'énergie:

Les états d'énergie permis peuvent être représentés sur la paraboloïde d'équation:

$$(9) \qquad E - V_0 = \frac{\hbar^2}{2m}(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$$

par des points dont les abscisses sont espacées de: $\frac{2\pi}{L_i}$ à une dimension et $\frac{(2\pi)^3}{V}$ à trois dimensions. Dans l'espace des **k,** à chaque extrémité d'un vecteur **k** possible correspond donc un noeud du réseau à maille parallélépipédique de dimension : $\frac{(2\pi)^3}{L_x . L_y . L_z} = \frac{8\pi^3}{V}$, où V est le volume du cristal réel.

Les états de même énergie E_0 sont situés dans l'espace des k sur une sphère de rayon:

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}.(E_0 - V_0)}\,.$$

Pour dénombrer ces états, il suffit de compter le nombre de parallélépipèdes élémentaires contenus dans la sphère de rayon k et de volume :

$$\frac{4}{3}\pi.k^3 = \frac{4\pi}{3}\left(\frac{2m}{\hbar^2}.(E_0 - V_0)\right)^{\frac{3}{2}}$$

$$(10) \qquad N(E_0) = \frac{\frac{4\pi}{3}.\left(\frac{2m}{\hbar^2}.(E_0 - V_0)\right)^{\frac{3}{2}}}{\frac{(2\pi)^3}{V}}$$ et le nombre d'états possibles

dans un intervalle d'énergie déterminé compris entre E_0 et E_0+ dE vaudra: (11)

$$\boxed{N(E)dE = \frac{V}{4\pi^2}.\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}}.(E - V_0)^{\frac{1}{2}}.dE}$$

C'est la densité d'états offerte à l'électron par le cristal de volume V.
Compte tenu du principe de Pauli (ou de dégénérescence de spin), il faut multiplier par deux cette densité d'états pour obtenir le nombre de places possibles d'électrons.
Ces états discrets d'énergie sont en fait très voisins les uns des autres. On est en présence d'un pseudo continuum d'états. Pour s'en convaincre, il suffit d'écrire que l'énergie moyenne d'agitation thermique d'un électron:

$$k_B T = 0.026 \text{ eV} = 4.2\ 10^{-21} \text{Joule}$$

Pour un cristal de 1cm de côté, on obtiendrait :

$$n = \left(\frac{L^2.\hbar^2}{2m.\pi^2}\right)^{\frac{1}{2}} \cong 10^6$$

et un intervalle de $5.\ 10^{-34}$ Joule entre deux états successifs.

3.1.2.3.4 Electrons dans un potentiel périodique:

On vient de voir que la théorie de Sommerfeld ne suffit pas pour expliquer que les bandes d'énergies permises sont séparées par des bandes interdites.

Considérons donc maintenant un électron plongé dans un potentiel périodique (comme on en trouve dans un cristal) tel que:

$$V(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r}+\mathbf{a})$$

où **a** est un vecteur quelconque de translation du réseau cristallin.

Dans ce cas, **Bloch** a montré en 1928 que la solution de l'équation de Schrödinger est une fonction telle que:

(12) $$\psi(\mathbf{r}) = u(\mathbf{r}).\exp(i\mathbf{k}.\mathbf{r})$$

où $u(\mathbf{r}) = u(\mathbf{r}+\mathbf{a})$ est une fonction ayant la périodicité du réseau cristallin.

Si **k** est un vecteur **g** du réseau réciproque, rappelons que **a.g** = $2\pi.N$, alors :

$$\psi(\mathbf{r}+\mathbf{a}) = u(\mathbf{r}+\mathbf{a})\exp(i\mathbf{g}(\mathbf{r}+\mathbf{a})) = u(\mathbf{r})\exp(i\mathbf{g}.\mathbf{r})\exp(i\mathbf{g}.\mathbf{a}) = \psi(\mathbf{r})\exp(i\mathbf{g}.\mathbf{a}) = \psi(\mathbf{r})$$

et la fonction d'onde est périodique de période **a.**

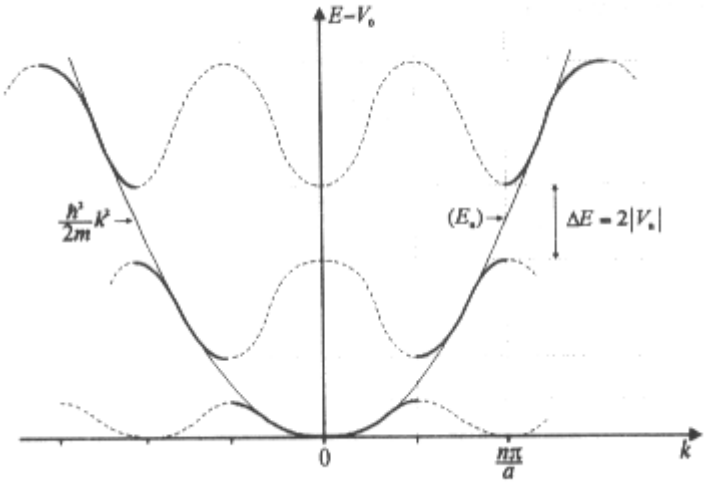


Figure 20 : Bandes d'énergie pour un électron se déplaçant dans un cristal linéaire. Bandes permises et interdites associées aux réflexions de Bragg en bords des zones de Brillouin.

A la limite des zones de Brillouin, l'onde associée à l'électron est rejetée par le réseau comme nous l'avons démontré plus haut par la condition de Bragg. Pour cette valeur de k la fonction d'onde représente un système d'ondes stationnaires et deux énergies distinctes apparaissent séparées par un "gap". Ces coupures dans la propagation des ondes de Bloch définissent les limites de la première, deuxième, troisième, etc... zones de Brillouin (Figure 20). Le nombre de valeurs permises des vecteurs **k** dans une zone de Brillouin est égal au nombre de mailles élémentaires contenues dans le volume V du cristal.

3.1.2.3.5 Première zone de Brillouin:

Une importante propriété de symétrie fait que tous les états permis peuvent être ramenés dans la première zone de Brillouin. En effet, si **k** est un vecteur d'onde quelconque et si **k'** est un autre vecteur d'onde tel que **k' = k + g**, on peut écrire la fonction d'onde associée à ce dernier:

$$\psi(\mathbf{r}) = u'(\mathbf{r}).\exp(i\mathbf{k}'.\mathbf{r}) = \left[u'(\mathbf{r}).\exp(i\mathbf{g}.\mathbf{r})\right].\exp(i\mathbf{k}.\mathbf{r})$$

comme la fonction entre crochets possède la même périodicité a que u(**r**), et que nous n'avons fait aucune hypothèse sur cette dernière fonction, les fonctions $\psi_k(\mathbf{r})$ et $\psi_{k'}(\mathbf{r})$ sont identiques et donc représentent le même état de l'électron pourvu que **k'= k+g** (Figure 21). Pour obtenir toutes les valeurs des fonctions de Bloch, il suffit donc d'effectuer l'étude de ces fonctions dans un volume de l'espace réciproque contenant tous les vecteurs **k** non équivalents. Si l'on centre ce volume au point k=0, on l'appelle **première zone de Brillouin**.

3.1.2.4 Propriétés liées à la structure en bandes:

Dans notre modèle simplifié (Figure 21), la **bande de valence** qui est la dernière bande remplie d'électrons, a une courbure négative au voisinage de k= 0. Son sommet est noté E_V. La **bande de conduction**, immédiatement supérieure a une courbure positive et son minimum est noté E_C. La différence entre le sommet de la bande de valence et le bas de la bande de conduction est la **bande interdite** ou gap: $E_g = E_C - E_V$.

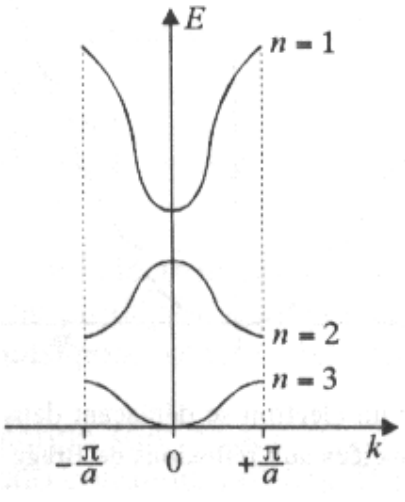


Figure 21 : Schéma des zones réduites dans le cas d'un cristal linéaire

3.1.2.4.1 Schéma des bandes de semi-conducteurs usuels:

Dans un modèle tridimensionnel réel, la situation peut être beaucoup plus compliquée; dans une direction **k** donnée, une branche peut avoir plusieurs maxima et minima à l'intérieur d'une même zone de Brillouin. Il peut y avoir aussi plusieurs bandes se chevauchant dans une même direction. En fait l'évaluation théorique de la fonction E(**k**) constitue un énorme problème même dans le cas de cristaux assez simples. Heureusement, dans la pratique, il suffit d'avoir une bonne connaissance de E(k) au voisinage des minimum-minimorum et des maximums-maximorums d'une bande pour résoudre les problèmes qui nous intéressent. Les surfaces iso-énergétiques sont en général des ellipsoïdes de révolution au voisinage des extréma de bandes. La Figure 22 représente le schéma des bandes du germanium, du silicium et de l'arséniure de gallium et les surfaces iso-énergétiques correspondantes dans la première zone de Brillouin pour des directions de **k** pertinentes.

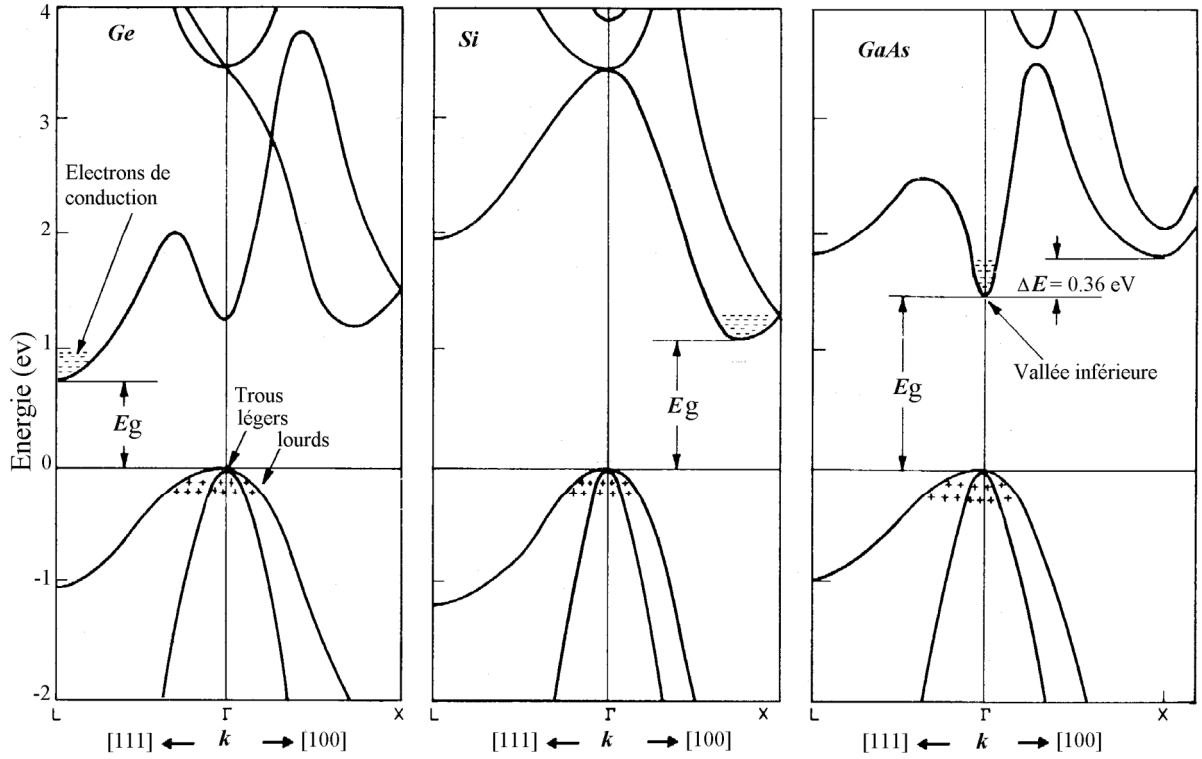


Figure 22 : Structure des bandes d'énergie du Ge, du Si, et de l'AsGa (d'après Cohen et Berstresser, Phys. Rev., 141, 789, 1966)

3.1.2.4.2 Vitesse de groupe:

La vitesse moyenne d'un électron dans un état quantique défini par le vecteur d'onde **k**, est égale à la vitesse de groupe de l'onde qui lui est associée. On aura donc (voir cours ondes et particules):

$$(13) \qquad v_x = \frac{\partial \omega}{\partial k_x} = \frac{1}{\hbar}.\frac{\partial E}{\partial k_x} \quad \text{à une dimension}$$

et en généralisant à trois dimensions:

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\hbar}.\vec{\text{grad}}_k E$$

Il en résulte que les tangentes aux courbes E(**k**) aux bords des zones de Brillouin, sont horizontales puisque l'onde de particule est alors stationnaire (il n'y a pas propagation). On retrouve la même propriété dans la configuration réduite, aux bords et au centre de la première zone de Brillouin.

3.1.2.4.3 Masse effective:

La symétrie du potentiel dans un cristal fait que la fonction de dispersion E(**k**) est une fonction paire. Sa première dérivée est donc nulle au voisinage des extrémums E_C et E_V. Dans le cas général où les surfaces isoénergétiques sont des ellipsoïdes de révolution, on pourra écrire par exemple au voisinage de l'extrémum de la bande de conduction:

$$(14) \qquad E(\mathbf{k}) = E_c + \frac{\hbar^2}{2} \sum_{i,j} \frac{k_i . k_j}{m_{ij}}$$

Le tenseur m_{ij} s'appelle le tenseur de masse effective.

Dans le cas d'une symétrie sphérique il peut se réduire à un scalaire m* et on écrira tout simplement:

$$E(k) = E_c + \frac{\hbar^2 . k^2}{2 m_c^*} \quad \text{pour la bande de conduction}$$

$$\text{et} \qquad E(k) = E_v + \frac{\hbar^2 . k^2}{2 m_v^*} \quad \text{pour la bande de valence.}$$

Les masses effectives sont donc liées à la courbure de bande au voisinage des extréma et l'on peut écrire d'une façon plus générale:

$$(15) \qquad m^* = \hbar^2 \left(\frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \right)^{-1}_{k=0}$$

Le concept de masse effective est une manière simplifiée de prise en compte de l'influence du réseau cristallin dans la dynamique de mouvement des électrons. On remarque en particulier que les électrons du haut de la bande de valence ont une masse effective négative. Nous verrons le sens qu'il faut accorder à cette quantité en introduisant la notion de trous ou lacunes, qui eux auront bien une masse positive mais aussi une charge positive.

Les semi-conducteurs du type Si, Ge, GaP ont une structure de bande à "gap" indirect, en ce sens que les extremums E_C et E_V ne se situent pas au même point de l'espace des **k**. Dans la Figure 22, les courbes de dispersion du silicium font apparaître 6 minima équivalents dans la bande de conduction dans la direction générique <100>. Autour de ces minima, l'énergie peut se développer suivant la formule:

$$(16) \qquad E(k) = E_c + \frac{\hbar^2}{2} . \left(\frac{(k_0 - k_x)^2}{m_{cl}^*} + \frac{(k_y^2 + k_z^2)}{m_{ct}^*} \right)$$

Nous sommes là en présence d'une situation tout à fait particulière où la masse est anisotrope. Il y a donc lieu de distinguer la masse longitudinale dans la direction [100], des masses transversales dans les deux directions perpendiculaires de l'espace des **k.**

La masse effective utilisée dans le calcul de la densité d'état de la bande de conduction vaudra alors: $m_{cd}^* = 6^{\frac{2}{3}} . (m_{cl}^* . m_{ct}^{*2})^{\frac{1}{3}}$

De même, on peut montrer que la bande de valence comprend trois bandes proches dont deux sont dégénérées au voisinage de **k**=0 (bande à forte courbure dite des trous lourds et bande à faible courbure dite des trous légers) et la troisième est légèrement déplacée vers le bas de 0.044 eV par l'énergie d'interaction spin-orbite.
Pour le calcul de la densité d'états effective de la bande de valence, on utilisera une masse composée par la formule:

$$m_d^* = (m_{lh}^{*\frac{3}{2}} + m_{hh}^{*\frac{3}{2}})^{\frac{2}{3}}$$

Dans la suite, les masses effectives de valence seront toujours prises en valeur absolue.

3.2 Répartition des électrons à l'équilibre thermodynamique :

Nous allons voir que l'occupation par des électrons des états permis d'énergie dans un semi-conducteur est hautement variable. Elle est contrôlée principalement par la température et par l'incorporation d'atomes étrangers, appelés impuretés. L'objectif de ce chapitre est de donner l'expression de la concentration d'électrons dans la bande de valence et de trous dans la bande de conduction, en fonction de la température, de la nature et de la concentration des impuretés. Mais voyons d'abord en quoi diffèrent un métal, un semi-conducteur et un isolant.

3.2.1 Métal, isolant et semi-conducteur:

Nous avons appris plus haut que par maille élémentaire du cristal réel, il existe dans chaque bande permise un état d'énergie possible, soit 2 places possibles d'électrons.

La Figure 23 schématise l'occupation des bandes d'un solide métallique (a)-(b), ou isolant (c) à T= 0°K à l'état fondamental (énergie minimale). Les bandes se garnissent en fonction des énergies croissantes des électrons, conformément au principe de Pauli.

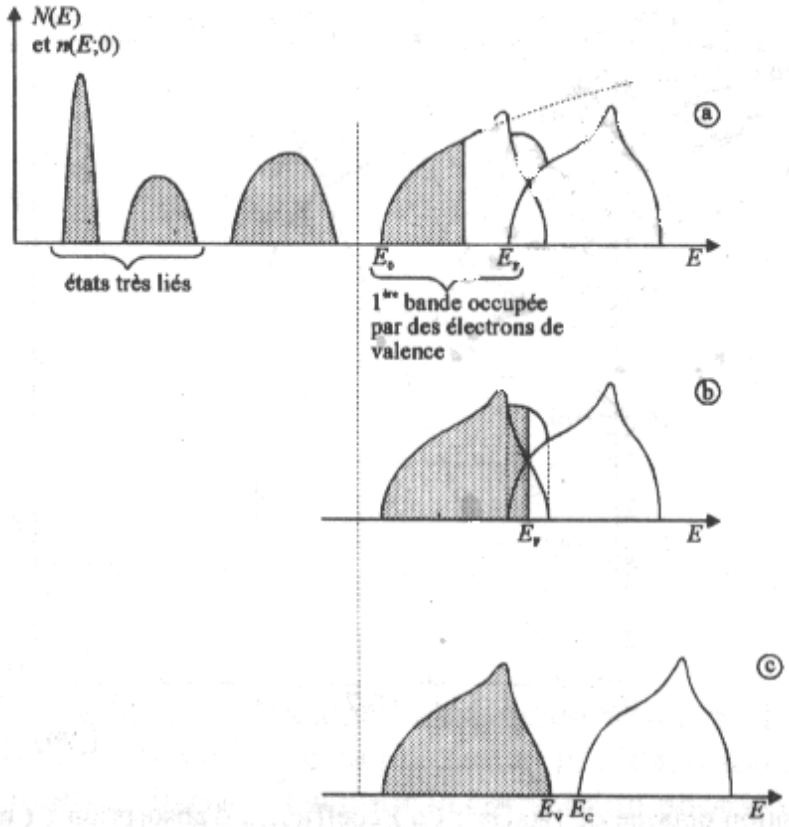


Figure 23 : Schéma d'occupation des bandes au zero absolu, d'un solide métallique monovalent (a), d'un métal polyvalent (b) et d'un isolant(c).

3.2.1.1 Métaux:

Si le nombre d'électrons par maille élémentaire est impair, la dernière bande garnie est à moitié remplie. Tous les corps de cette catégorie sont des métaux: c'est le cas des métaux monovalents (a) alcalins: Li, Na, K, Rb, Cs

et nobles: Cu, Ag, Au.

C'est aussi le cas des métaux trivalents: Al, Ga, In, Ti, où les trois électrons de valence garnissent une bande et demi.

Si le nombre d'électrons par maille élémentaire du cristal est pair, la dernière bande garnie est complètement occupée. Mais le haut de cette bande peut être recouvert en partie par une bande supérieure vide (b). C'est le cas des métaux divalents, tétravalents, et pentavalents (As, Sb, Bi, qui possèdent deux atomes par maille et donc 10 électrons de valence par maille et qu'on appelle semi-métaux). Ce sont en général de mauvais conducteurs.

3.2.1.2 Semi-conducteurs:

Le haut de la dernière bande occupée peut être plus ou moins éloigné de la bande vide suivante. Pour qu'il y ait conduction électrique, il faut que l'énergie des électrons puisse changer sous l'effet d'un champ électrique. Compte tenu des tensions de claquage de la plupart des matériaux, les champs électriques que l'on peut appliquer ne dépassent pas 10^6 V/cm produisant sur une distance inter atomique des énergies de l'ordre du meV (10^{-3}eV). La conduction n'est possible que s'il existe des niveaux vides très voisins des niveaux occupés.

3.2.1.3 Isolants:

La conduction est impossible au zéro absolu dans le cas (c). Seule la largeur de cette bande interdite permet de différencier un isolant d'un semi-conducteur. Les corps isolants au zéro absolu deviennent plus ou moins conducteurs quand la température croît. En pratique on met dans la classe des isolants les matériaux dont l'énergie d'activation intrinsèque ou "gap" est supérieure à 5 eV.

3.2.2 Fonction de Fermi-Dirac:

Considérons maintenant l'occupation des bandes à une température T différente de 0. La probabilité d'occupation par un électron d'un état d'énergie E, à la température T est donnée par la fonction de distribution de Fermi-Dirac (représentée sur la Figure 24):

$$(19) \qquad f(E,T) = \frac{1}{1+\exp(\frac{E-E_F}{kT})}$$

où k désigne la constante de Boltzmann et E_F, dénotée énergie de Fermi, est une énergie de référence déterminée par la loi de conservation du nombre total de particules dans le système.

Pour $E-E_F>>kT$, la fonction de distribution f prend la forme bien connue de la statistique classique de Boltzmann:(20) $f(E,T) = \exp-(\frac{E-E_F}{kT})$

Le nombre d'électrons dans une bande sera donné par l'intégrale sur tous les états possibles:

$$(21) \qquad n_b(T) = 2\int N(E).f(E)dE,$$

le facteur 2 tenant compte de la dégénérescence de spin.

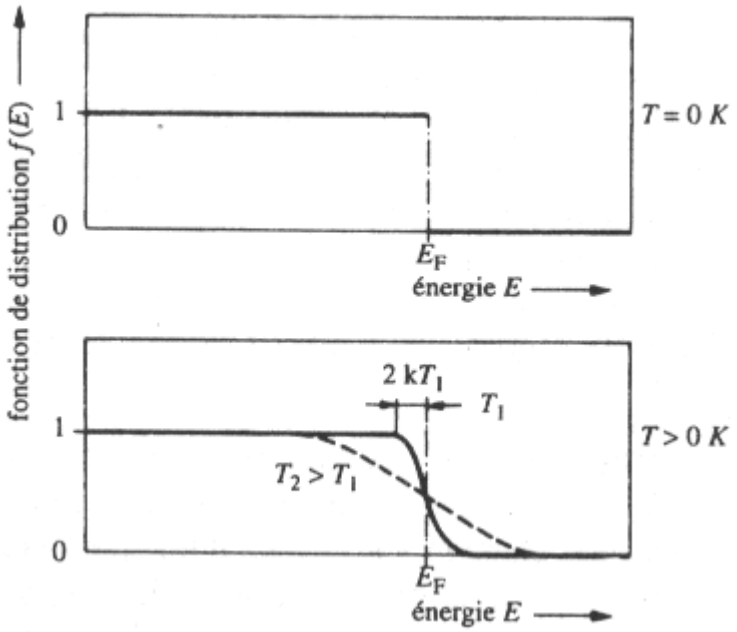


Figure 24 : Fonction de distribution de Fermi

3.2.2.1 Métaux:

Dans le cas des métaux, où la densité d'états par unité de volume s'écrit, en prenant l'origine des énergies au bas de la dernière bande occupée et en admettant que dans cette dernière bande la répartition N(E) est parabolique:

$$(22) \qquad \mathrm{N(E)dE} = \frac{1}{4\pi^2}.(\frac{2\mathrm{m}}{\hbar^2})^{\frac{3}{2}}.\mathrm{E}^{\frac{1}{2}}.\mathrm{dE}$$

étant donné le caractère rapidement décroissant de la fonction de Fermi-Dirac, l'intégrale peut s'étendre jusqu'à l'infini:

$$n(T) = 2\int_0^\infty N(E)\,f(E)dE = \frac{1}{2\pi^2}(\frac{2m}{\hbar^2})^{\frac{3}{2}}\int_0^\infty E^{\frac{1}{2}}(1+\exp\frac{E-E_F}{kT})^{-1}dE$$

qui, moyennant quelques approximations, peut se calculer pour donner:

$$(23) \qquad n(T) = \frac{1}{2\pi^2}.\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}}.\frac{2}{3}.E_F^{\frac{3}{2}}$$

où l'on peut montrer que le niveau de Fermi E_F varie très peu en fonction de T.

3.2.2.2 Semi-conducteurs:

Sous l'influence de la température quelques électrons de la bande de valence peuvent acquérir suffisamment d'énergie pour franchir la bande interdite. Dans un semi-conducteur, deux bandes vont donc participer à la conduction:

- la bande de conduction faiblement occupée
- la bande de valence presque complètement occupée.

Les zones à considérer seront les extrémités de bande. On admettra, qu'en leur voisinage, la fonction de répartition est parabolique, la seule différence avec le cas précédent étant que la masse des électrons sera le tenseur de masse effective de densité d'état, vu plus haut, inversement proportionnel à la courbure de bande.

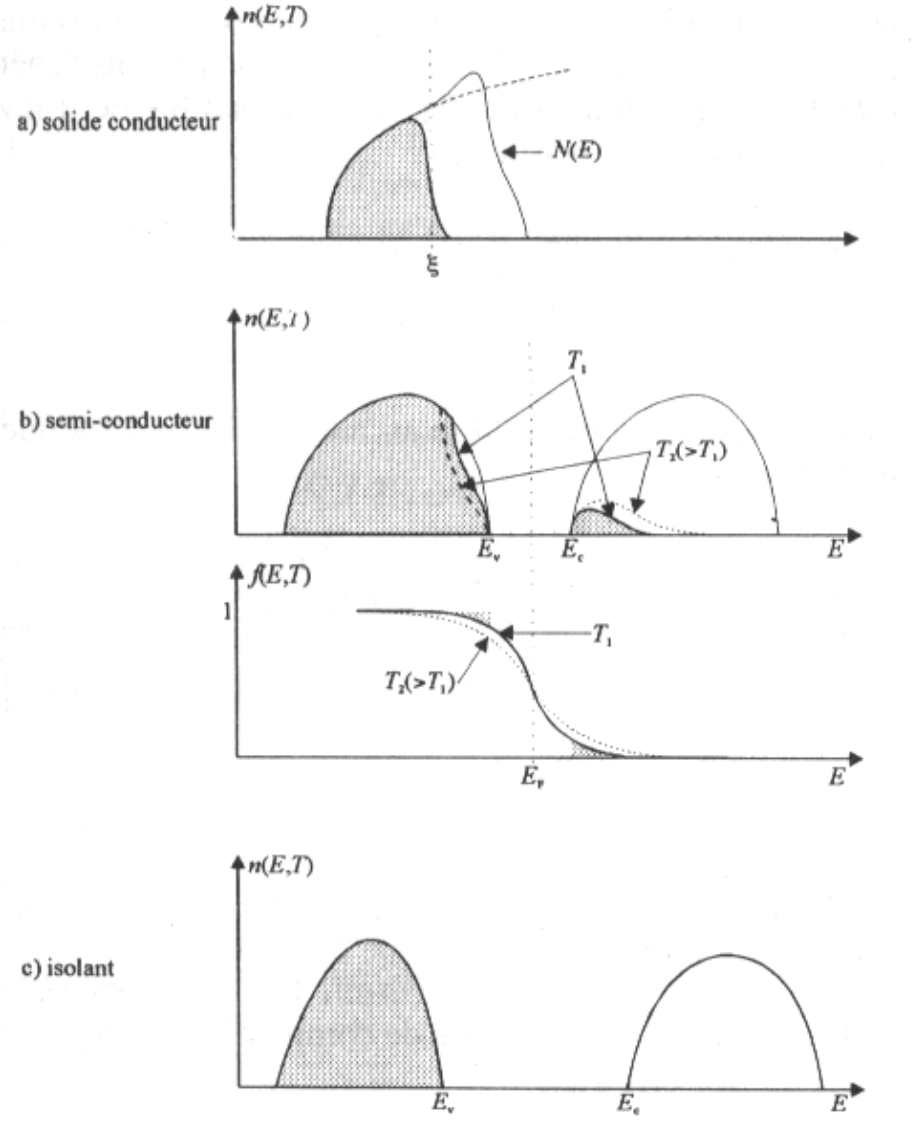


Figure 25 : Schéma d'occupation des bandes à la température ambiante d'un solide conducteur (a), d'un semi-conducter (b) et d'un isolant (c)

Dans le bas de la bande de conduction nous noterons:

$$(24) \qquad N_c(E) = \frac{1}{2\pi^2}.\left(\frac{2m_c^*}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}}.\left(E - E_c\right)^{\frac{1}{2}}$$

et dans le haut de la bande de valence, nous adopterons la convention de prendre la valeur absolue de la masse effective et nous compterons l'énergie en sens contraire de celle des électrons. En effet, si la probabilité de trouver un électron au-dessus du niveau de Fermi est:

$$(25) \qquad f(E-E_F,T)=\frac{1}{1+\exp(\frac{E-E_F}{kT})}$$

la probabilité de trouver une place libre au même niveau d'énergie est la probabilité complémentaire:

$$(26) \qquad 1-f(E-E_F,T)=\frac{\exp(\frac{E-E_F}{kT})}{1+\exp(\frac{E-E_F}{kT})}=\frac{1}{1+\exp(\frac{E_F-E}{kT})}=f(E_F-E,T)$$

La probabilité de trouver un trou à une distance E_F-E au dessous du niveau de Fermi est donc la même que celle de trouver un électron à une distance E-E_F au dessus du niveau de Fermi. Les trous obéissent donc à la statistique de Fermi-Dirac à la condition de compter leur énergie négativement par rapport à celle des électrons.

Nous avons à calculer des intégrales du type:

$$(27) \qquad n(T)=\frac{1}{2\pi^2}.\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}}\int_{E_0}^{\infty}(E-E_0)^{\frac{1}{2}}(1+\exp(\frac{E-E_F}{kT}))^{-1}.dE$$

ce qui donne pour les électrons:

$$(28) \qquad n_c(T)=\frac{1}{4}(\frac{2m_e^*kT}{\pi.\hbar^2})^{\frac{3}{2}}.\exp(\frac{E_F-E_c}{kT})=N_C.\exp(\frac{E_F-E_c}{kT})$$

tout se passe comme si les électrons libres avaient à leur disposition un nombre de places disponibles au bas de la bande de conduction qui est une densité effective d'états:

$$(29) \qquad N_c(T)=\frac{1}{4}(\frac{2m_e^*kT}{\pi.\hbar^2})^{\frac{3}{2}}.$$

De même pour les trous, on aura:

$$(30) \qquad p_v(T)=\frac{1}{2\pi^2}.\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}}\int_{E_v}^{\infty}(E_v-E)^{\frac{1}{2}}.(1+\exp(\frac{E_F-E}{kT}))^{-1}.dE$$

soit de façon similaire:

$$(31) \qquad p(T)=N_v(T).\exp\frac{E_v-E_F}{kT}$$

avec une densité effective d'états de trous dans la bande de valence:

$$(32) \qquad N_v(T)=\frac{1}{4}(\frac{2m_h^*kT}{\pi.\hbar^2})^{\frac{3}{2}}.$$

On remarque que le produit :

$$(33) \qquad \boxed{n(T)p(T)=N_c(T).N_v(T).\exp-(\frac{E_c-E_v}{kT})}$$

est indépendant de la position du niveau de Fermi.
Le niveau de Fermi d'un semi-conducteur intrinsèque est obtenu en faisant: n(T)=p(T)

$$(34) \qquad E_{Fi}=\frac{E_c+E_v}{2}+\frac{kT}{2}.Ln\left(\frac{N_v}{N_c}\right)=\frac{E_c+E_v}{2}+\frac{3kT}{4}.Ln\left(\frac{m_h^*}{m_e^*}\right)$$

Aussi le niveau de Fermi d'un semi-conducteur intrinsèque est très proche du milieu de la bande interdite à la température ordinaire.

La concentration intrinsèque des porteurs de charge est donnée en faisant:

$$(35) \qquad n_i^2 = n.p = N_c.N_v.\exp-\frac{E_g}{kT}$$

d'où $n_i = 4.9 10^{15}\left(m_e^*.m_h^*\right)^{\frac{3}{4}}.T^{\frac{3}{2}}.\exp-\frac{E_g}{2kT}$ soit 1.6 10^{10} cm^{-3} pour le Silicium

3.2.3 Rôle des défauts et des impuretés:

Toute modification à la périodicité du réseau est un défaut qui peut créer de ce fait des niveaux d'énergie supplémentaires. Deux cas typiques peuvent être distingués:

- les niveaux superficiels (niveaux dopants) aux voisinages des bords de bandes. Ils ont une influence directe sur la densité d'électrons et de trous. C'est grâce à eux que l'on peut réaliser les jonctions P-N des diodes.
- les niveaux profonds (niveaux recombinants) proches du milieu de bande interdite. Ils peuvent jouer un rôle de centres de recombinaison pour les porteurs mobiles, très néfaste dans le cas des photopiles.

3.2.3.1 Donneurs:

Un **donneur** est une impureté en position de substitution dans le réseau, un élément atomique dont le nombre d'électrons de valence est supérieur à celui de l'atome du réseau qu'il remplace.

L'exemple classique est un élément du groupe V du tableau périodique (P,As,Sb) en substitution dans le réseau du silicium.

Nous pouvons calculer son énergie en utilisant le **modèle hydrogénoïde**.

Par exemple, sur les 5 électrons de valence d'un atome de phosphore implanté dans le réseau du silicium, 4 servent à établir les liaisons chimiques covalentes, le cinquième étant plus ou moins libre en fonction des forces en compétition qui s'exercent sur lui. A basse température cet électron est attiré par le champ coulombien associé à la différence de la charge du noyau de Phosphore par rapport à celles des atomes de Silicium. A haute température, cet électron faiblement lié se libère dans la bande de conduction. L'atome donneur est alors ionisé positivement.

L'analogie avec un atome d'hydrogène immergé dans un milieu de constante électrique égale à celle du cristal et dont l'électron aurait la masse effective de conduction donne, en se rappelant que l'énergie de liaison dans l'atome d'hydrogène:

$$(36) \qquad E_H = -\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2.\frac{m.q^4}{2\hbar^2}.\frac{1}{n^2} = \frac{-13.6eV}{n^2}$$

en choisissant comme origine des énergies le bas de la bande de conduction et n représentant le nombre quantique principal:

$$(37) \qquad E_P = \frac{-13.6eV}{n^2}.\frac{m_c^*}{m_e}.\frac{1}{\varepsilon_r^2}$$

Sachant que $\frac{m_c^*}{m_e} \cong 0.50$ et que $\varepsilon_r = 11.8$, on trouve pour n=1: E_p= -0.048 eV.

Cette énergie est de l'ordre de 2 kT à la température ambiante. L'agitation thermique brisera donc très facilement les liaisons.

On peut de manière similaire, évaluer le "rayon" de Bohr effectif de l'atome donneur, en se rappelant que dans l'atome de Bohr:

$$r_H = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{m_e.q^2} = 0.53A \quad (38)$$

en faisant les mêmes hypothèses que précédemment:

$$r_P = 0.53.\frac{m_e}{m_c^*}.\varepsilon_r = 12.5A \quad (39)$$

soit environ 25 distances interatomiques.

Si N_D est le nombre d'atomes donneurs, le nombre d'électrons dans la bande de conduction $n=N_D$ puisqu'à la température ambiante toutes les impuretés sont ionisées.

Dans le silicium où le nombre d'atomes par cm^3 est de $5\ 10^{22}$, une concentration d'impuretés de 1 ppm, représente $5\ 10^{16}\ cm^{-3}$ électrons de conduction, nombre très grand en comparaison du nombre de porteurs intrinsèque $n_i=1.6\ 10^{10}$ calculé précedemment. On dit que le matériau est dopé de type N ou simplement que le semi-conducteur ainsi dopé est de type N.

3.2.3.2 Accepteurs:

Un **accepteur** est une impureté en position de substitution dans le réseau comportant un nombre d'électrons de valence inférieur à celui de l'atome qu'elle remplace. Tel est le cas des atomes du groupe III (B, Al, Ga) pour un réseau cristallin formé d'atomes du groupe IV.

La liaison manquante (défaut d'électron de valence) peut être décrite comme un trou positif. L'énergie du trou est comptée à partir du haut de la bande de valence E_V et croît dans le sens opposé à celui des énergies électroniques. A la température ambiante, l'accepteur s'ionise et le trou peut être comblé par un électron de la bande de valence qui laisse un trou derrière lui. Comme on l'a supposé pour les donneurs on admettra qu'à la température ambiante, tous les accepteurs sont ionisés, par conséquent: $p=N_A$.

On notera que les formules précédentes donnant l'énergie de liaison et le rayon effectif, ne s'appliquent rigoureusement que dans les cas simples de donneurs ou d'accepteurs proches de bandes isotropes et non dégénérées.

La Figure 26 résume en 4 colonnes le schéma des bandes simplifié, la densité d'états, la distribution de Fermi et le nombre de porteurs mobiles pour les trois configurations de semi-conducteur intrinsèque, dopé N et dopé P.

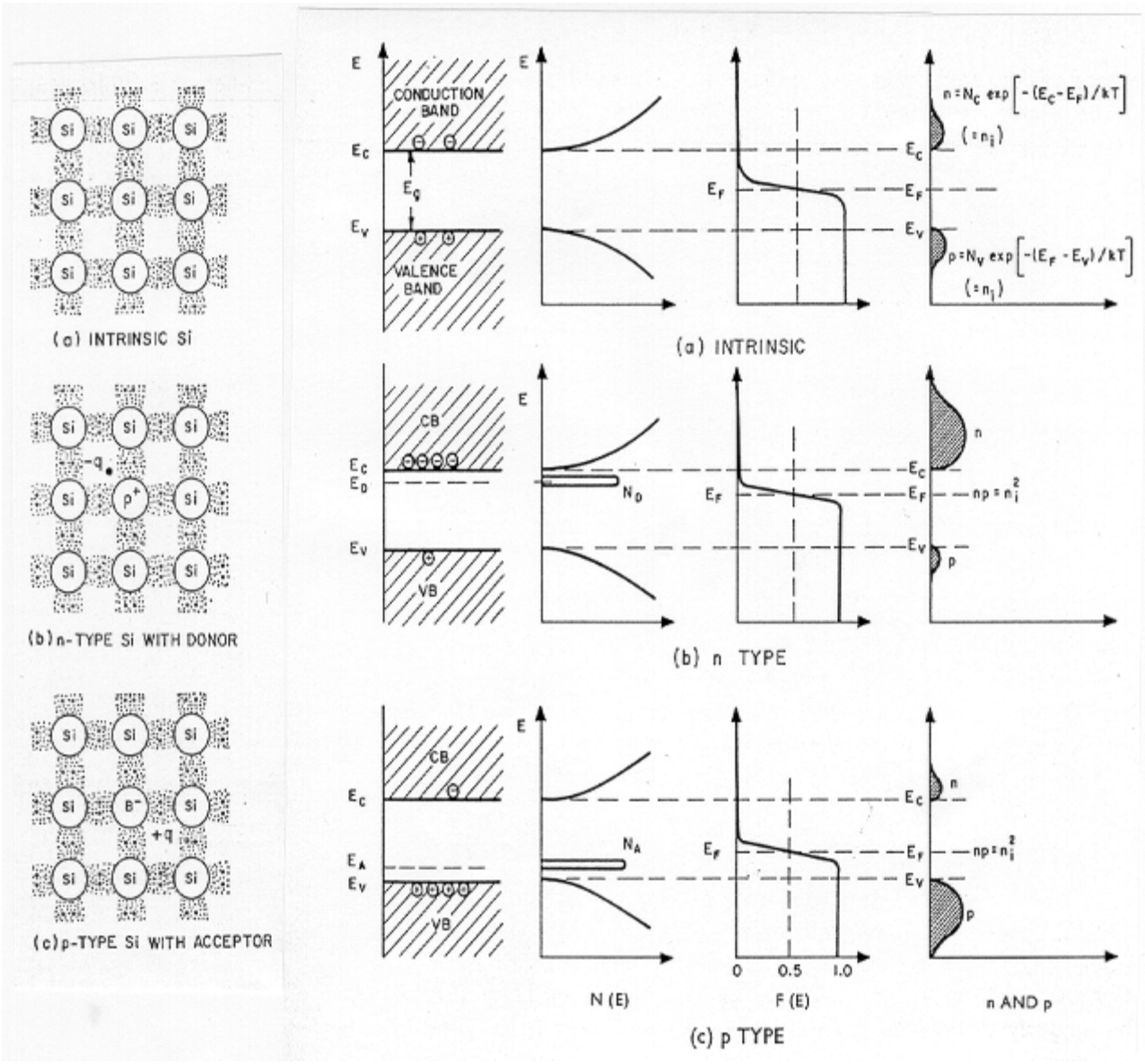


Figure 26 : Les trois configurations possibles d'un semiconducteur :a) état intrinsèque ; b) dopé n ; c) dopé p. Schéma des bandes simplifié, allure de la densité d'états, distribution de Fermi et nombre de porteurs libres (d'après SM Sze, Physics of Semiconductor Devices, Wiley Interscience, N-Y, 1969)

3.2.3.3 Position du niveau de Fermi:

La Figure 29 montre en particulier que l'introduction d'impuretés impose une modification de la position du niveau de Fermi pour préserver la neutralité électrique.

On a en effet dans le cas d'un semi-conducteur de type N, ayant N_D donneurs:

(40) $$n = N_D^+ + p$$

où le nombre d'atomes donneurs ionisés est donné par la statistique de Fermi-Dirac:

(41) $$N_D^+ = N_D.(1 - f(E_D,T)) = N_D.\left(1 + 2\exp(\frac{E_F - E_D}{kT})\right)^{-1}$$

le facteur 2 étant un facteur de dégénérescence lié au spin.

Symétriquement, dans le cas d'un semi-conducteur de type P, ayant N_A accepteurs:

$$(42) \qquad N_A^- = N_A.(1+\frac{1}{4}\exp(\frac{E_A - E_F}{kT})^{-1}$$

cette fois le facteur 1/4 est un facteur de dégénérescence lié à l'existence de deux bandes de valence doublement dégénérées pour **k**=0.

Dans un semi-conducteur de type N, la conservation de la charge s'écrira donc:

$$(43) \qquad N_C \exp-(\frac{E_C - E_F}{kT}) = N_D.\frac{1}{1+2\exp(\frac{E_F - E_D}{kT})} + N_V.\exp(\frac{E_V - E_F}{kT}).$$

Une méthode graphique élégante, développée en 1950 par **W. Shockley** pour déterminer, à une température donnée, la position du niveau de Fermi est décrite dans la Figure 27.
Dans l'exemple, il s'agit de silicium de type N, dopé au phosphore avec une concentration d'atomes donneurs de $10^{16}cm^{-3}$.

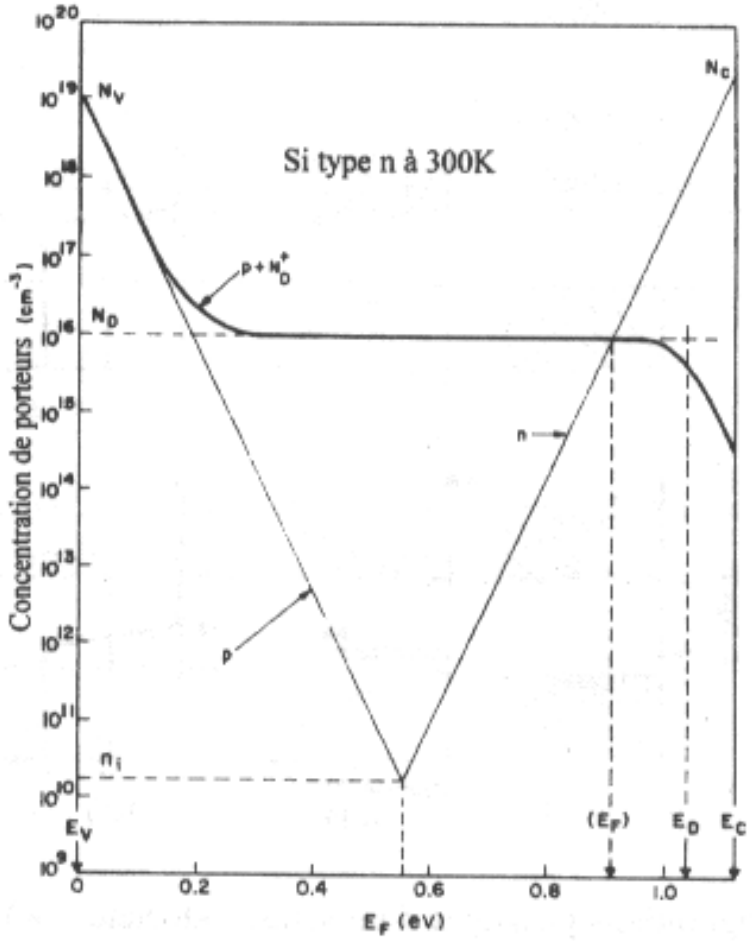


Figure 27 : Méthode graphique de détermibation du niveau de Fermi d'un semi-conducteur (d'après Shockley, Electrons and holes in semiconductors, van Nostrand, Princeton, 1950)

On trouve pour un semi-conducteur de **type N:** (44) $E_F = E_C - kT.Ln\frac{N_C}{N_D}$

et pour un semi-conducteur de **type P:** (45) $E_F = E_V + kT.Ln\frac{N_V}{N_A}$

3.3 Interaction rayonnement-matière :

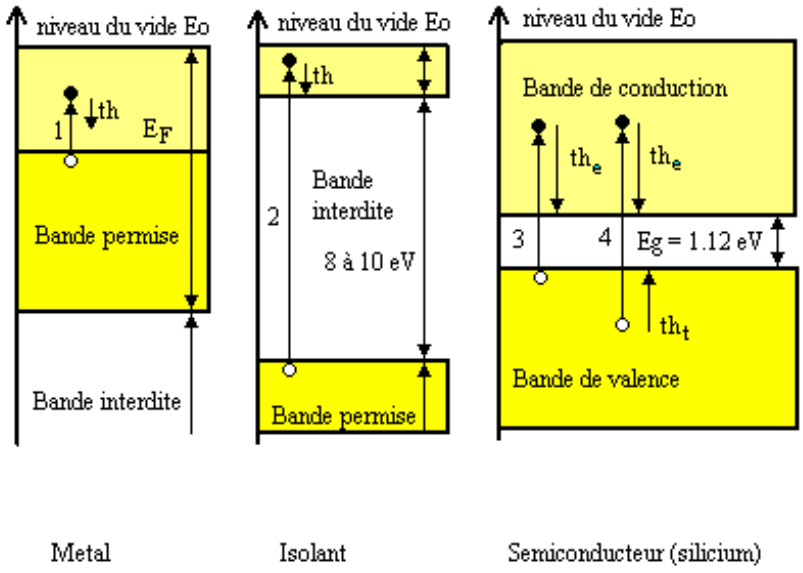


Figure 28 : Structure électronique des trois grandes familles de solides

La Figure 28 représente schématiquement cette structure électronique pour les trois grandes familles de matériaux: **les métaux, les isolants et les semi-conducteurs**.

Lorsqu'un photon interagit avec un électron, il transfère intégralement son énergie à ce dernier, à la condition que le niveau énergétique final de l'électron soit autorisé et libre.

- Ainsi dans un métal tous les niveaux supérieurs à E_F étant autorisés et la quasi totalité de ces niveaux étant inoccupés à température ambiante, toutes les longueurs d'onde peuvent être absorbées. Mais l'électron excité revient immédiatement dans son état initial (en un temps de l'ordre de la picoseconde), l'énergie perdue étant transformée en chaleur (augmentation de l'état vibrationnel des atomes du réseau). On dit que l'énergie apportée par le rayonnement est convertie en phonons à travers la thermalisation des électrons. Un métal réfléchit et absorbe le rayonnement mais il n'est pas possible d'utiliser l'énergie reçue par les électrons autrement que sous forme thermique.
- Dans un isolant, le photon n'interagit avec l'électron que s'il peut fournir à cet électron une énergie supérieure à la largeur de la bande interdite E_g afin d'atteindre les premiers niveaux autorisés et libres. Il faudra donc $E_{ph} > 5$ eV soit $\lambda < 0.25$ µm. Comme la quasi-totalité du spectre solaire est supérieure à 0.3 µm, le rayonnement solaire ne peut pas être absorbé par les isolants.
- Dans un semi-conducteur, la largeur de la bande interdite est plus faible que pour les isolants et varie d'environ 0.6 eV à 2 eV. Elle est de 1.12 eV pour le silicium cristallin (c-Si) et de 1.8 eV pour le silicium amorphe (a-Si). Les photons d'énergie $E_{ph} > 1.12$ eV, soit une longueur d'onde $\lambda < 1.12$ µm, pourront fournir leur énergie aux électrons de la bande de valence. Cet électron ainsi libéré de la liaison chimique pourra se promener "librement " dans le cristal comme un électron de conduction. Si l'énergie du photon E_{ph} est supérieure à l'énergie du gap E_g, l'excès d'énergie est perdu par thermalisation.

3.3.1 Notion de paire électron-trou

La transition électronique qui vient d'être décrite a en fait généré deux types de porteurs de charge:

- des électrons de conduction
- des liaisons chimiques manquantes, absences d'électron de valence appelées lacunes ou trous.

On a créé une paire électron-trou dont les deux composantes se meuvent dans le matériau suivant des modalités différentes. **Le trou peut en effet se déplacer dans le matériau par le saut en sens inverse d'un électron de valence qui se déplace de liaison chimique lacunaire en liaison chimique lacunaire.** Ainsi la mobilité d'un trou est toujours plus faible que celle d'un électron de conduction.

L'absorption d'un photon produit en général un électron et un trou chauds puisque leur énergie cinétique totale peut être très supérieure à kT. Cette énergie cinétique supplémentaire est inutile dans la conversion photovoltaïque; elle est rapidement perdue par interaction avec les phonons du réseau. C'est le phénomène de relaxation dont la durée est de l'ordre de la pico-seconde. Pour le restant de leur durée de vie, les porteurs en excès peuvent être considérés comme indiscernables des porteurs présents à l'équilibre thermodynamique; on dit qu'ils sont thermalisés.

Si la transition électronique concerne un électron de l'intérieur de la bande de valence (couches profondes), la thermalisation aura lieu pour les deux types de porteurs. En définitive, on ne dispose après thermalisation que d'une paire électron-trou d'énergie Eg (Figure 29).

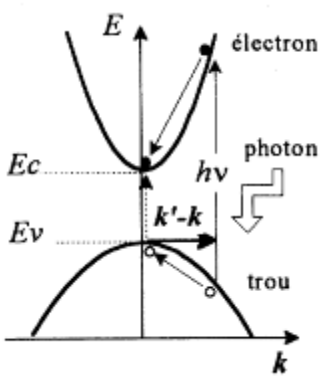


Figure 29 : Relaxation des porteurs en excès d'énergie par rapport au gap

Contrairement à ce qui se passe dans un métal, ces paires électron-trou pourront être utilisées pour générer un courant électrique avant de disparaître par recombinaison. La durée de vie des porteurs dans un semi-conducteur est un million de fois plus grande que dans un métal. Il est alors possible de séparer les électrons des trous par un champ électrique afin de les collecter pour créer un courant électrique utilisable.

4 La cellule solaire idéale

4.1 Mécanismes élémentaires

L'optimisation de la conversion de l'énergie solaire en électricité requiert au moins que trois phénomènes physiques de base aient lieu quasi-simultanément:

-l'absorption du maximum possible de photons;

-la transformation de l'énergie ainsi absorbée en charges électriques libres;

-la collecte sans perte de ces derniers dans un circuit électrique extérieur.

Une photopile solaire doit donc être constituée:

-d'un matériau absorbant dans la bande optique du spectre solaire, possédant au moins une transition possible entre deux niveaux d'énergie, transformant l'énergie lumineuse sous forme potentielle et non thermique,

- et d'une structure de collecte de faible résistance électrique.

4.1.1 Absorption du rayonnement dans le matériau

Le premier phénomène à optimiser est l'absorption de la partie la plus intense du spectre solaire par un matériau approprié, ayant pour résultat la libération d'électrons qui deviennent alors des porteurs de charge électrique mobiles laissant derrière eux des vacances, des trous, qui à leur tour peuvent se déplacer dans le matériau, en général à une vitesse différente par le réarrangement des électrons qui les entourent.

On serait en droit de penser que le matériau idéal doit être choisi parmi les matériaux à petits "gap" afin d'absorber tous les photons solaires y compris les photons infrarouges dont l'énergie est inférieure à l eV.

C'est oublier que, ce faisant, on abaisse la valeur de la tension de sortie de la photopile qui est égale à Eg/q. En réalité, elle est directement proportionnelle au "gap" du matériau ; en tous cas elle ne peut lui être supérieure. Comme la puissance du photo générateur est au plus égale au produit du courant par la tension, un compromis sur la valeur du "gap" est donc inévitable. Il est en général compris entre 1 et 1.5 eV et ne dépend que du matériau utilisé. A cause de nombreuses sources de pertes, dans la réalité, la tension de circuit ouvert d'une photopile dépasse rarement la valeur de la moitié du "gap".

On conçoit bien que le système idéal à deux niveaux n'est pas adapté à un spectre continu de longueurs d'ondes comme le spectre solaire (Figure 30).

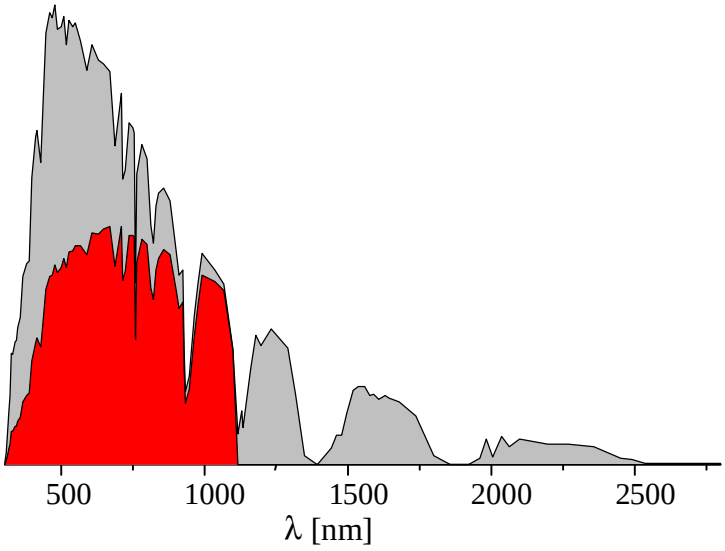


Figure 30 : Fraction d'utilisation du spectre solaire dans le silicium cristallin

Pour mieux adapter le système le physicien a trois possibilités:

- soit on convertit le spectre solaire en une raie de largeur réduite dont la longueur d'onde est la mieux adaptée au gap du matériau photosensible.
- soit on crée des niveaux relais en milieu de bande interdite permettant le transfert énergétique d'un électron de la bande de valence au niveau relais, puis du niveau relais à la bande de conduction grâce à deux photons faiblement énergétiques
- soit on empile plusieurs matériaux dont les gaps vont en décroissant, chaque tranche de matériau convertissant la partie du spectre correspondant à son propre gap (photopiles multicolores). Cette dernière solution a été réalisée à un niveau de pilote industriel avec trois photopiles empilées (Figure 31).

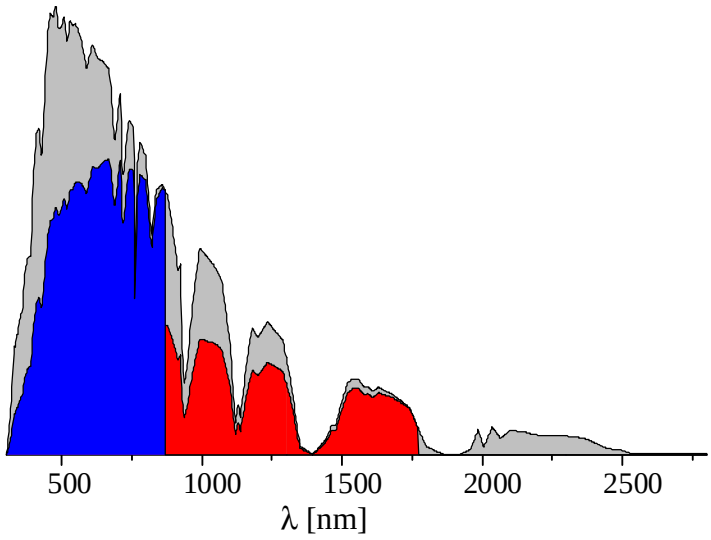


Figure 31 : Fraction d'utilisation du spectre solaire dans le tandem GaAs-Ga-Sb

Dans le cas de la photopile idéale on fera l'hypothèse que 100 % du rayonnement pénètre dans le matériau, sachant qu'en réalité il faudra tenir compte de la réflexion sur la face avant et de l'absorption du verre protecteur, de la réflexion due au changement d'indice, et de la perte de surface active due à l'ombre portée par les grilles métalliques de collecte.

L'absorption optique provient du fait que l'énergie d'un photon incident, peut si elle est suffisante, déclencher le transfert d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction. La détermination expérimentale du seuil d'absorption optique constitue un moyen simple de mesurer avec précision la largeur Eg de la bande interdite.

Par définition, si $\alpha(\lambda)$ est le coefficient d'absorption optique d'un matériau, l'intensité transmise par un matériau absorbant s'écrit:

$$I(z) = I_0 . \exp(-\alpha(\lambda).z)$$

le produit $\alpha(\lambda).z$ étant parfois dénommé densité optique.

Le détail de la structure de bande influera beaucoup sur $\alpha(\lambda)$ selon que les transitions seront de type direct ou indirect (Figure 32).

L'absorption diminue lorsque la longueur d'onde augmente. A la limite, les photons d'énergie inférieure au gap n'étant pas absorbés, ils traversent le matériau comme s'il n'existait pas. Nous retiendrons pour l'instant que les faibles longueurs d'onde sont absorbées près de la surface du matériau générant donc des paires électrons-trous près de la surface libre; en raison des nombreux défauts d'un cristal à sa surface, les paires électrons-trous auront tendance à se recombiner, limitant par là-même la réponse de la photopile pour la partie la plus bleue du spectre. Les photons rouges seront absorbés plus profond dans le matériau; le problème à résoudre sera alors de faire en sorte que les paires électron-trous générées en profondeur ne se recombinent pas avant d'être collectées.

λ (µm)	% ($2.7\ 10^{17}$ photons / cm² .s)	$\alpha(\lambda)$ (cm^{-1})	x_0 (µm)
0.40	4	50 000	0.4
0.50	13	10 000	2
0.53	16	7 500	3
0.60	25	4 500	5
0.70	42	2 000	11
0.80	58	900	26
0.90	72	300	76
1.00	82	100	230
1.06	90	15	1535
1.15	96	0.4	57500

Tableau 5 : Coefficient d'absorption du silicium monocristallin en fonction de la longueur d'onde

Afin de se faire une idée qualitative assez juste de l'absorption dans le silicium (matériau à gap indirect et par conséquent peu absorbant dans le rouge), le Tableau 5 donne le pourcentage du nombre de photons disponibles pour la conversion photovoltaïque sous un éclairement AM 1 de 100 mW /cm² ainsi que le coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$ du silicium monocristallin en fonction de la longueur d'onde et la profondeur x_0 est la profondeur pour laquelle l'intensité sortante vaut le dixième de l'intensité entrante.

Ainsi donc la réponse spectrale d'une photopile au Silicium est-elle limitée entre 0.4 et 1.15µm. On remarque que 5 µm de silicium permettent d'absorber 25% du spectre et que 76µm de silicium permettent d'absorber 72% du spectre.

4.1.1.1 Transitions directes et indirectes

La Figure 32 montre qu'il existe deux types de transitions : les transitions directes, et les transitions assistées. Dans le cas (a) (AsGa par exemple), le maximum de la bande de

valence (qui dans tous les cas se situe à k = 0), correspond au minimum-minimorum de la bande de conduction. On dit que c'est un semi-conducteur à **gap direct**.

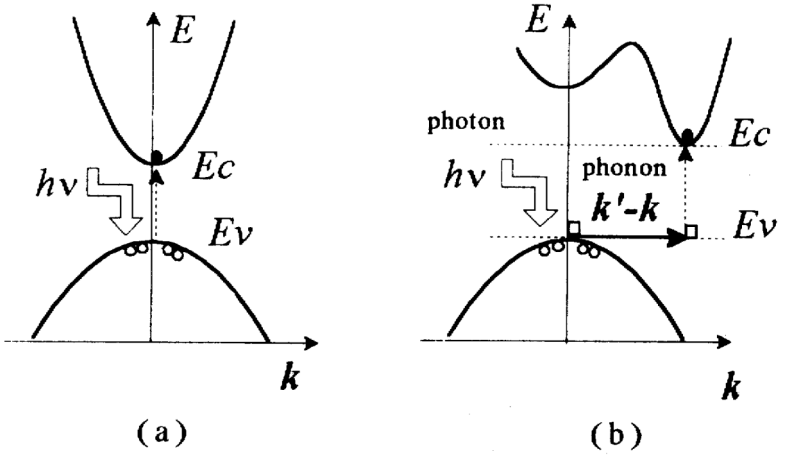


Figure 32 : Absorption d'un photon dans un matériau semiconducteur : a) structure de bande à gap direct ; b) structure de bande à gap indirect .

Dans le cas d'une transition directe (AsGa, CdS) la conservation du moment (de l'impulsion) est satisfaite, puisque **k = k' = 0**. Dans ce cas, le front d'absorption en fonction de l'énergie des photons est très raide; il varie typiquement en:

$$\alpha(h\upsilon) = (h\upsilon - E_g)^{\frac{1}{2}}$$

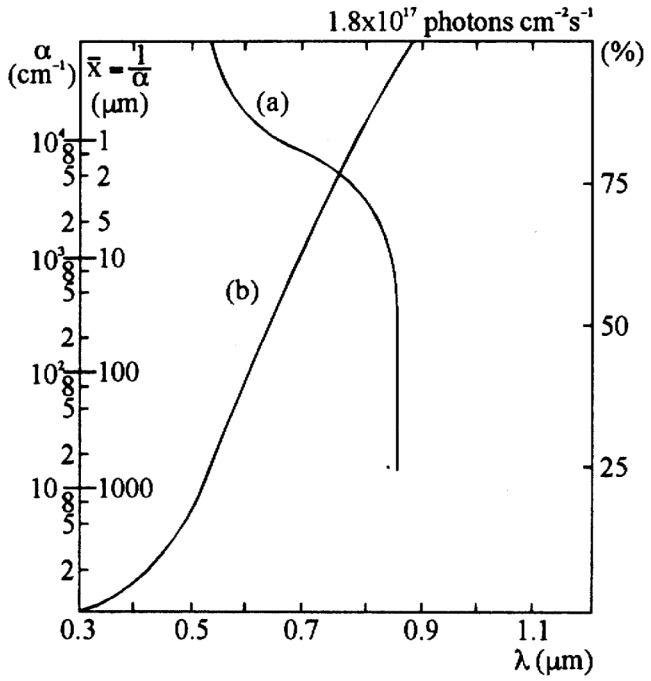


Figure 33 : Absorption optique de l'AsGa, matériau à gap direct : a) coef d'absorption ; b) répartition du nombre de photons disponibles pour la conversion photovoltaïque sous AM1 (D'après E. Fabre, Acta Electronica, 20.1, 1977)

En revanche, dans le cas (b) de la Figure 32 les matériaux à gap indirect (Silicium, Germanium), pour satisfaire la relation de conservation de l'impulsion, il faut qu'une troisième

particule intervienne; en effet, le vecteur k initial est différent du vecteur k' final et la différence de quantité de mouvement:

$$\hbar(\mathbf{k}'-\mathbf{k}) >> \hbar.\mathbf{k}_{ph}$$

puisque le moment associé à un photon est très petit pour ces longueurs d'ondes.

La troisième particule mise en jeu, doit avoir une énergie faible devant Eg et un vecteur d'onde: **K = k'- k.** Dès que T est différent de 0°K, ces particules existent dans le réseau. Ce sont les **phonons**, particules associées aux modes de vibrations quantifiées du réseau qui assistent les transitions. Puisqu'il s'agit d'un problème à trois corps, on comprend que la probabilité d'absorption soit plus faible que dans les transitions directes.

Comme le montre les Figure 33 et Figure 34 où l'on compare les deux types de transitions dans le cas de matériaux purs à 0°K, le front d'absorption est cette fois beaucoup plus progressif; il varie typiquement en:

$$\alpha(h\upsilon) = (h\upsilon - E_g)^2$$

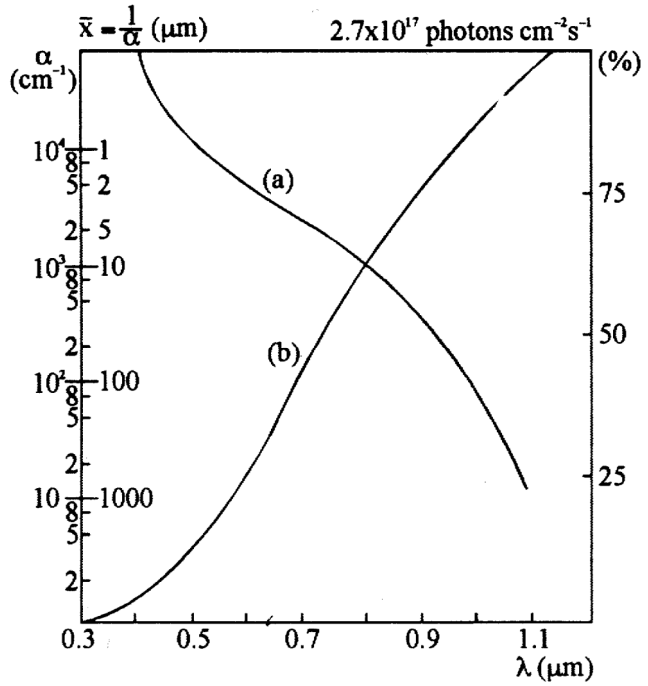


Figure 34 :Absorption optique du Silicium cristallin, matériau à gap indirect : a) coef d'absorption ; b) répartition du nombre de photons disponibles pour la conversion photovoltaïque sous AM1 (D'après E. Fabre, Acta Electronica, 20.1, 1977)

4.1.2 Séparation des charges

Le second phénomène à optimiser est la rapide séparation des électrons et des trous avant qu'ils ne se recombinent, et leur entraînement vers les électrodes collectrices. Cette séparation est obtenue par un champ électrique (permanent et indestructible) qui est le plus souvent généré par la jonction de deux semi-conducteurs de nature et de type différents (hétérojonctions), ou par la barrière de potentiel entre un métal et un semi-conducteur (diode Schottky), ou bien plus simplement encore, à l'interface de deux zones d'un même semi-conducteur dont les concentrations en électrons libres sont différentes (homo jonction ou jonction p-n).

Mais rien n'impose que ces deux phénomènes aient lieu au sein du même matériau. Au contraire si l'on veut optimiser la structure de la photopile, il peut être avantageux de séparer

les fonctions d'absorption des photons et de collecte des charges mobiles au prix d'une petite complication dans la structure et le procédé de fabrication.

4.2 Calcul du courant

Dans le modèle idéal, un photon absorbé fournit un électron; on dit que le rendement quantique est égal à un. Pour obtenir le courant il suffit de considérer une tranche d'énergie pour laquelle le nombre de photons correspondant à cette énergie est donné par le tableau de Thekaekara (Annexe 1) et la formule:

$$N(\lambda)=M(\lambda).\lambda/hc\ d\lambda$$

et d'intégrer sur la totalité du spectre jusqu'à la longueur d'onde de coupure correspondant au gap du matériau.
On aura par exemple pour le Silicium cristallin:

$$E_g=1.12\ eV,\ M(\lambda) = 560\ W/m^2.\mu m$$

soit un flux de 3.2 10^{17} photons/cm².µm.s ,équivalent à un courant de court-circuit:

$$Jsc = 50\ mA\ /cm^2\ par\ tranche\ de\ 1\mu m$$

Et l'intégrale:

$$\int M(\lambda).\frac{\lambda.d\lambda}{hc} = 53\ mA/cm^2$$ pour le spectre AM0.

Pour le spectre AM1.5, l'intégrale ne vaudra plus que:

$$\int M(\lambda).\frac{\lambda.d\lambda}{hc} = 36\ mA/cm^2.$$

Pour un facteur de concentration de 300 en AM1.5, le courant serait d'environ 10A /cm².

4.3 Calcul de la tension

La tension de circuit ouvert Vco d'une photopile élémentaire idéale devrait être égale à E_g/q. Elle est donc proportionnelle au gap. [3]
On définit un facteur de tension:

$$\eta_v = q\ V_{oc}/E_g$$

Pierre Baruch et Bernard Theys, du groupe de physique des solides de l'Université ParisVI, ont démontré par une approche classique purement thermodynamique, les limites théoriques du rendement d'une photopile, notamment à travers le facteur de tension de circuit ouvert qui dépend lui-même de la température de cellule, du coefficient de concentration du soleil, de la géométrie de la cellule, et des processus de recombinaisons.

Ils ont montré qu'on peut mettre le rendement de tension sous la forme:

$$\eta_v = \left(1-\frac{T_c}{T_R}\right) - \left(k.\frac{T_c}{E_g}.\log\frac{\pi}{\Omega}\right) - \left(k.\frac{T_c}{E_g}.\log f\right) \qquad [4.3]$$

où Ω est l'angle solide sous lequel la source lumineuse, corps noir à la température T_R , est vue depuis la cellule à la température T_C , supposée plane et active sur une seule face.

- le premier terme est le rendement de Carnot.

- le deuxième terme est représentatif de l'irréversibilité liée à l'angle solide fini. Il ne peut y avoir réversibilité que si la source est vue sous un angle 4π. Et que toutes les recombinaisons sont radiatives.
L'expression ici obtenue n'est valable que pour $\Omega << 4\pi$.

- le troisième terme représente les irréversibilités dues aux recombinaisons des paires électrons-trous. Le meilleur des cas est obtenu si l'on a des recombinaisons radiatives de bande à bande. Mais même dans ce cas, il reste l'irréversibilité dûe au fait que la source de lumière est un corps noir au large spectre, alors que

[3] En ce qui concerne les photodiodes, à la température ambiante, pour des dopages égaux aux densités d'état, la hauteur maximum théorique de la barrière de potentiel dans le silicium vaudrait: 1.08 V. Ce cas n'est jamais rencontré en pratique à cause des faibles durées de vie associées aux dopages élevés. En réalité, dans une photopile au silicium, la barrière de potentiel Vb = 830 mV.

l'émission thermique est centrée autour de: $E_g \pm kT_c$*. On peut réécrire l'équation [4.3] sous la forme d'un pur rendement de Carnot où la température apparente de la source de viendrait* T_R^* *telle que:*

$$\frac{1}{T_R^*} = \frac{1}{T_R} + \frac{k}{E_G}(\log\frac{\pi}{\Omega} + \log f)$$

Dans le cas d'une cellule au Silicium, E_g = 1.12 eV, illuminée sous AM0, avec une densité de porteurs libres de $10^{16}cm^{-3}$, une épaisseur de 100 µm, et une température de cellule de T_C = 300 °K., sans concentration :

$$\eta_v = q\frac{V_{co}}{E_g} = 0.57 \text{ et } V_{CO} = 0.630 \text{ V.}$$

Avec une concentration 50 : $\eta_v = q\frac{V_{co}}{E_g} = 0.66$, et V_{CO}=0.730 V.

4.4 Calcul du rendement

Sachant que le courant décroît quand le gap augmente et que la tension croît avec celui ci, la puissance que l'on peut extraire d'une photopile est le meilleur compromis obtenu par le produit :

$$\eta = \frac{Jsc.Eg}{q.Et}$$

Le rendement théorique de la photopile élémentaire idéale en fonction du gap du matériau, est donné sur la Figure 35 pour un spectre AM0 et AM1.5. On voit qu'elle passe par un maximum pour E_g = 1.1 eV qui est précisément la valeur du gap du silicium cristallin. Le rendement photovoltaïque d'une telle photopile est voisin de 46 % dans l'intervalle 0.9 à 1.5 eV. Pour AM0 il est sensiblement inférieur, 43.5 %, mais cela correspond à une puissance de sortie supérieure puisque l'éclairement intégré du spectre AM0 est supérieur à celui du spectre AM1.5.

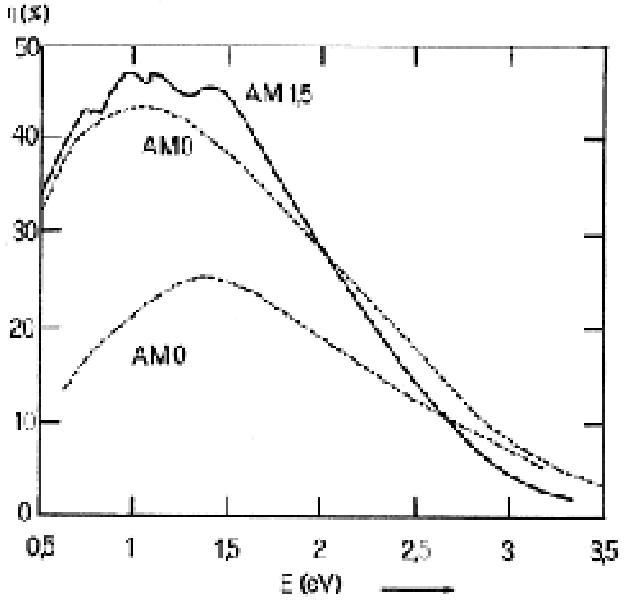


Figure 35 : Rendement théorique de la photopile élémentaire idéale sous AM0 et sous AM1.5. Pour comparaison, on a montré le rendement théorique calcué en tenant compte des pertes (T = 300 K).

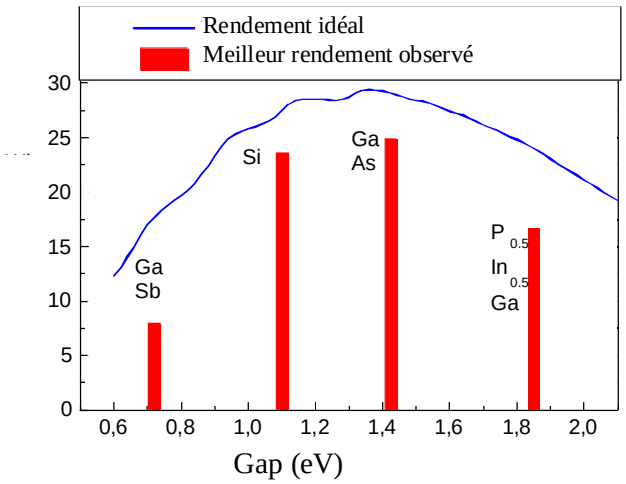


Figure 36 : Rendement idéal et meilleur rendement observé en fonction du Gap sous AM1.5.

5 La photodiode à semi-conducteur

L'effet photovoltaïque tel qu'il se manifeste dans les photodiodes peut se définir comme la variation de la barrière de potentiel de la jonction quand elle est soumise à un rayonnement lumineux. En fait, la génération de porteurs en excès dans le matériau induit une polarisation directe de la jonction qui a pour effet de diminuer la barrière de potentiel et qui permet au photocourant de circuler dans un circuit extérieur.

Nous allons considérer la barrière de potentiel formée par l'homo-jonction de deux régions semi-conductrices d'un même matériau et de types de conductivité opposés.

5.1 Structure de collecte

Pour être utilisables les paires électrons-trous doivent être dissociées dans le volume du matériau. Pour ce faire on crée un champ électrique interne en instituant une barrière de potentielle permanente dans le matériau. On peut réaliser cette modification de différentes manières:

- par variation abrupte du dopage du semi-conducteur ce qui conduit à la jonction PN;
- par variation de la composition du matériau, ce qui conduit aux structures composées à bande interdite variable ;
- par variation des deux, ce qui conduit aux hétérojonctions.

5.1.1 Jonction PN

Sur la Figure 37 on a représenté deux semi-conducteurs de même bande interdite Eg et de types n et p. La différence d'énergie entre leurs niveaux de Fermi est égale à la différence entre leurs potentiels chimiques.

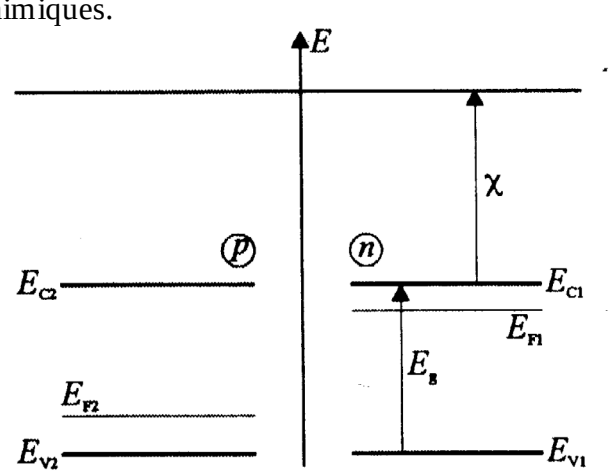


Figure 37 : De morceaux d'un même semiconducteur de type N et P

Si on les met en contact intime par un procédé ad-hoc, par définition, leurs potentiels chimiques doivent s'égaliser; on constate alors l'existence de trois zones (Figure 38).
D'abord à gauche, la zone p non perturbée qui se trouve encore en équilibre thermodynamique; de même à l'autre extrémité, la zone n; et entre les deux, une zone interfaciale chargée, vidée de ses porteurs mobiles majoritaires qui ont diffusé vers les zones de plus faible concentration, laissant derrière eux des atomes d'impuretés ionisés, donc des charges fixes.
On appelle cette région: zone de charge d'espace ou zone de déplétion. C'est le seul lieu du semi-conducteur qui soit hors d'équilibre et où il n'y a plus neutralité électrique en tout point.

Ces charges fixes sont à l'origine d'un champ électrique approximativement linéaire dont l'intensité culmine au point de jonction.
Ce champ est à son tour à l'origine d'un courant de porteurs minoritaires dirigé en sens inverse du courant de porteurs majoritaires et tel que:
pour les trous: $Idp + Iip = 0$
et pour les électrons: $Idn + Iin = 0$

A l'équilibre thermodynamique, le courant total traversant la jonction est nul; chaque courant de diffusion étant compensé par un courant de conduction de porteurs de même type mais en sens inverse.

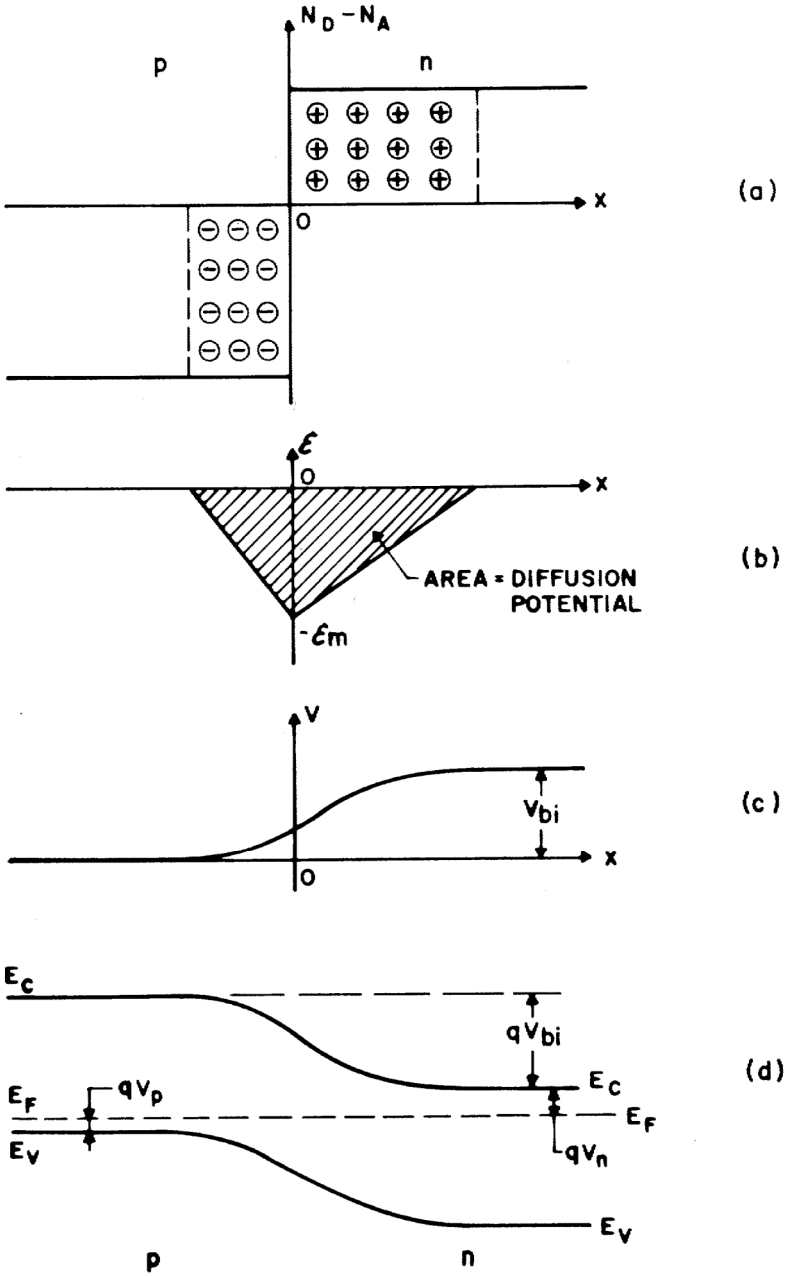


Figure 38 : Jonction PN à l'équilibre : a) distribution des impuretés ionisées ; b) distribution du champ électrique ; c) variation du potentiel ; d) diagramme des bandes d'énergie

5.1.2 Barrière de potentiel

Dans une jonction isotherme, en l'absence de tout champ extérieur, les trous, porteurs majoritaires de la région P tendent à diffuser vers la région N où ils sont peu nombreux, donnant naissance à un courant de diffusion I_{dp} de P vers N. Il en est de même en sens inverse pour les électrons, ces deux courants additionnant leurs effets pour former le courant de diffusion des majoritaires dont l'intensité serait très grande si elle n'était compensée par le champ local , dirigé de N vers P qu'ils ont eux-mêmes créé en laissant derrière eux deux zones remplies de charges fixes de natures opposées. On dit qu'il apparaît à la jonction une barrière de potentiel qui s'oppose à la diffusion des porteurs majoritaires.

La hauteur de la barrière qui s'oppose au courant de majoritaires peut être déduite du schéma c de la Figure 38; on aura la relation:

$$V_b = \frac{E_g}{q} - \frac{E_{cn} - E_F}{q} - \frac{E_F - E_{cp}}{q} = \frac{E_g}{q} - V_n - V_p$$

$$(1) \qquad V_b = \frac{kT}{q}\mathrm{Log}\left(\frac{N_c.N_v}{n_i^2}\right) - \frac{kT}{q}\left(\mathrm{Log}\frac{N_c}{n_{n0}} + \mathrm{Log}\frac{N_v}{p_{p0}}\right)$$

Sachant par ailleurs que:

du côté n: (2) $$n_{n0} = N_D, p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}$$

et du côté p: (3) $$p_{p0} = N_A, n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A}$$

on en déduit: (4) $$V_b = \frac{kT}{q}\mathrm{Log}\frac{N_A.N_D}{n_i^2}$$

A la température ambiante, pour des dopages égaux aux densités d'état, la hauteur maximum théorique de la barrière de potentiel dans le silicium vaudrait: 1.08 V. Ce cas n'est jamais rencontré en pratique à cause des faibles durées de vie associées aux dopages élevés.

En réalité, dans une photopile au silicium, la jonction est rendue très dissymétrique, le côté p étant épais et peu dopé (5.10^{15}) est appelé base et le côté n, exposé à la lumière, très mince et fortement dopé (5.10^{18}), appelé émetteur, ce qui donne pour la barrière de potentiel V_b = 0.83 V.

5.1.3 Application d'un potentiel externe

Dans la jonction non polarisée, la nullité du courant relatif à un type de porteur résulte de l'équilibre entre deux actions très fortes dues l'une à la diffusion, l'autre au champ électrique. Dans une jonction polarisée, la densité de courant due à un type de porteur va être provoquée par un déséquilibre relativement faible entre ces deux actions. Il apparaît alors en tout point du semi-conducteur un certain champ électrique supplémentaire. Dans les zones homogènes P et N il se produit une légère chute ohmique de tension ne représentant qu'une fraction faible de la tension extérieure appliquée V_a. Presque toute celle-ci se trouve appliquée aux limites de la zone diélectrique déplétée (encore dite zone de transition).

On aura pour les concentrations de porteurs aux limites de la zone de charge d'espace:

$$\frac{n_p(-xp)}{n_n(+x_n)} = \frac{p_n(+x_n)}{p_p(-x_p)} = \exp.q\left(\frac{(V_a - V_b}{kT}\right)$$

La relation entre largeur de zone de charge d'espace et barrière de potentiel reste valable pour un potentiel V_a appliqué de l'extérieur.
On aura dans ce cas:

$$V_b - V_a = \frac{qw^2}{2\varepsilon\varepsilon_0(\frac{1}{N_A}+\frac{1}{N_D})}. \quad (13)$$

La variation de potentiel est la plus prononcée dans la zone déplétée du côté du matériau le moins dopé: $\left|\frac{\varphi(x_n)}{\varphi(-x_p)}\right| = \frac{N_A}{N_D}$

Si la jonction est connectée à une source extérieure de tension, celle-ci impose une variation de potentiel chimique et décale les niveaux de Fermi (Théorie des quasi niveaux de Fermi de Shockley). Dans la zone de charge d'espace, les niveaux de Fermi des électrons et des trous, confondus et horizontaux à l'équilibre, vont se dédoubler en deux quasi-niveaux de Fermi E_{Fn} et E_{Fp} s'appliquant respectivement aux électrons et aux trous. Bien que dédoublés, on admet qu'ils sont horizontaux dans la région de charge d'espace. Cela signifie que dans cette zone les électrons sont à l'équilibre entre eux et les trous sont à l'équilibre entre eux.

En polarisation directe, la barrière de potentiel est abaissée et la différence des quasi-niveaux de Fermi est égale à qV_a. Dans ce cas :

$$n_p.p_p = n_i^2.\exp(\frac{qV_a}{kT}) \quad (17)$$

et on a en $x = -x_p$: $$n_p = n_{p0}.\exp\frac{qV_a}{kT}. \quad (18)$$

et en $x = +xn$: $$p_n = p_{n0}.\exp\frac{qV_a}{kT} \quad (19)$$

On retiendra que l'application à une jonction d'une tension externe V_a provoque aux limites de la zone de transition une modification de la concentration des porteurs minoritaires dans le rapport $\exp(\frac{qV_a}{kT})$.
En régime de faible injection (densité générée de paires électrons trous inférieure à 10^{14} cm^{-3}), l'accroissement relatif des porteurs majoritaires reste négligeable.

5.1.4 Collecte

Une telle jonction crée entre les deux zones un champ électrique élevé et permanent résultant du seul contact entre les deux matériaux. Tout porteur de charge mobile ayant pu diffuser (par l'effet du gradient de concentration) jusqu'à cette zone de champ, est vigoureusement drainé vers le côté N pour les électrons et le côté P pour les trous.

Dès que les porteurs de charge se trouvent dans une zone de leur type, ils ne risquent plus de se recombiner autrement que par les défauts du réseau ou de la surface. Ils sont alors collectés par une grille métallique où ils peuvent circuler sans contrainte. En ce qui concerne les trous de la zone P, ils sont remplacés par des électrons injectés par la grille de collecte.

5.2 Génération du photo-courant

L'effet photovoltaïque tel qu'il se manifeste dans les photodiodes peut se définir comme la variation de la barrière de potentiel de la jonction quand elle est soumise à un rayonnement lumineux, et donc à la génération de paires électrons-trous de part et d'autre.

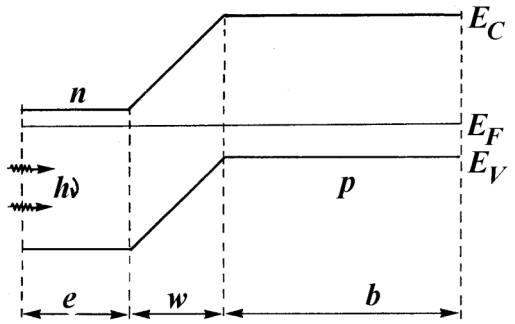


Figure 39 : Schéma de principe d'une photo-diode à jonction P-N

En effet, la génération de porteurs en excès dans le matériau induit une polarisation directe de la jonction qui a pour effet de diminuer la barrière de potentiel et qui permet à un photocourant de s'additionner au courant de minoritaires pour circuler dans un circuit extérieur.

5.2.1 Description qualitative

La caractéristique d'une jonction éclairée est identique à celle de la même jonction dans l'obscurité à ceci près qu'un photocourant vient s'ajouter au courant d'obscurité avec les caractéristiques suivantes:

- il circule en sens inverse du courant direct
- il est proportionnel à l'éclairement
- il est indépendant de la tension appliquée de l'extérieur.

5.2.1.1 Court-circuit :

Si les deux électrodes sont en court-circuit à travers un ampèremètre, les électrons drainés par le champ interne de la jonction vont donner naissance à un courant de court-circuit Icc qui correspond au photocourant Iph généré par le rayonnement. Pour une distribution spectrale donnée, ce photocourant est proportionnel à l'irradiance du rayonnement incident et à la surface active de captation. Il dépend très légèrement de la température. Pour les cellules au Silicium monocristallin, il vaut 0.35 A / W, ce qui correspond à environ 2.8 A pour une cellule de 100 mm de côté éclairée par un spectre AM 1.5.

La Figure 40 représente les profils de concentration de porteurs d'une jonction n+p illuminée par la face n dans les conditions de court-circuit. Les paires électron-trous sont générées dans la base, dans la zone de charge d'espace et dans l'émetteur. Les porteurs de charge en excès diffusent sous l'effet des gradients de concentration.

Dans des conditions de faible injection (sous la constante solaire, on a un flux de l'ordre de 10^{17} photons/cm².s qui génère dans une épaisseur de 100 µm environ 10^{14} cm^{-3} paires électrons-trous, soit beaucoup moins que le nombre de porteurs majoritaires et infiniment plus que le nombre de porteurs minoritaires) on aura:

$\delta n = \delta p \cong p$ dans l'émetteur N et $\delta n = \delta p = n$ dans la base P
$n \cong n_0$ $p \cong p_0$

Les électrons en excès créés dans la base de type P et les trous en excès créés dans l'émetteur de type N diffusent vers la jonction où ils sont happés par le champ.

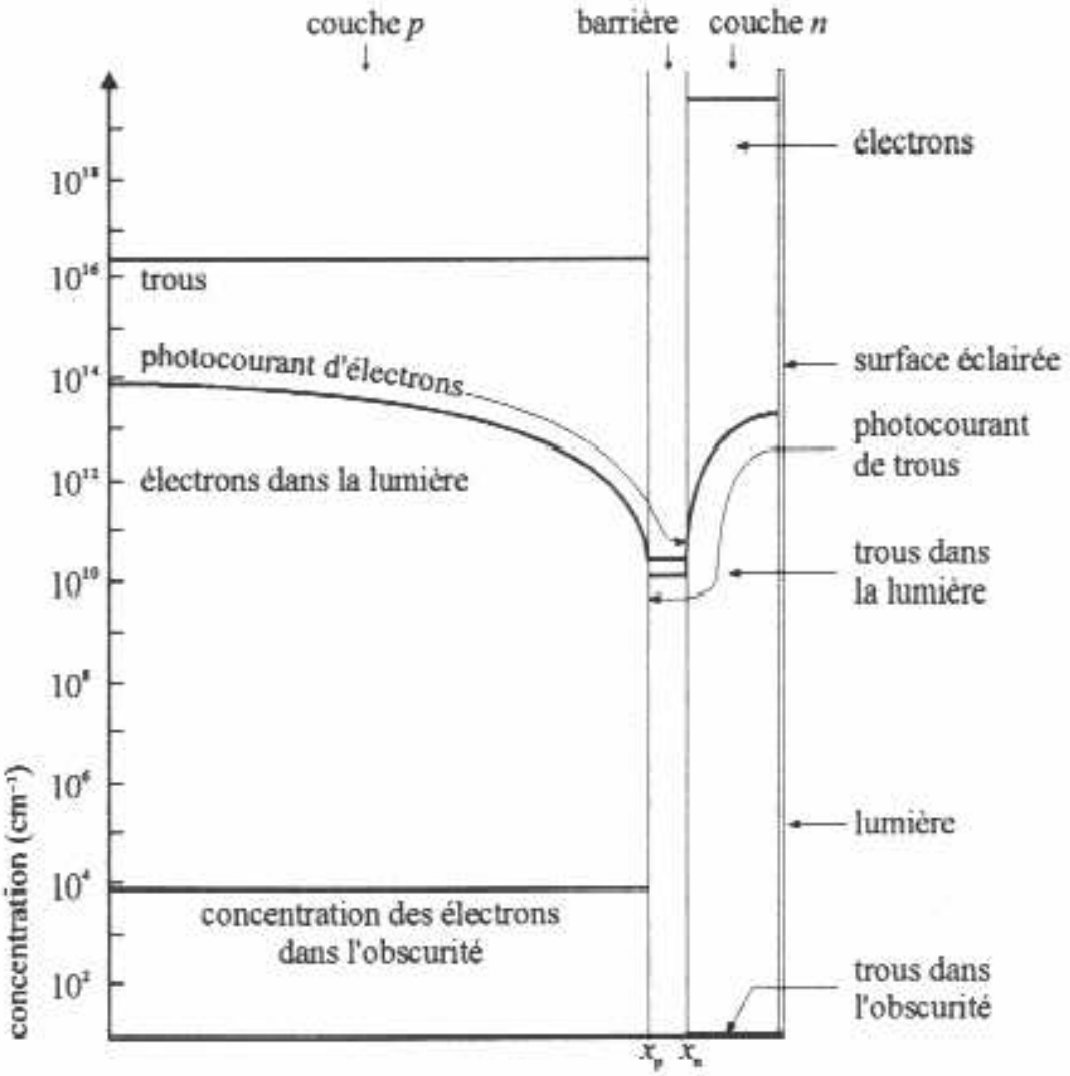


Figure 40:Profil de concentration des porteurs dans une photodiode au silicium éclairée par sa face N dans les conditions de court-circuit (d'après W. Palz, Solar Electricity, UNESCO, Butterworths, 1978.

Les paires électrons-trous créées dans la zone de charge d'espace, ainsi que tous les porteurs qui s'y trouvent injectés, sont exposées à un champ électrique intense de l'ordre de 10^4 V/cm. Soumis à un champ d'une telle intensité, les porteurs n'obéissent plus à la loi qui relie la vitesse au champ par la mobilité. Ils atteignent en fait une vitesse limite de l'ordre de 10^7 cm/s. Le temps de transit dans la zone de déplétion est de l'ordre de 10^{-13}s.
Ceci explique pourquoi le photo-courant est indépendant de la tension appliquée.
Sous l'effet de cette séparation des charges, la jonction se polarise dans le sens direct et en circuit ouvert, la barrière de potentiel s'abaisse à Vb-Vco.
Elle ne pourrait s'annuler complètement que pour un éclairement infini. Ceci explique pourquoi la tension de circuit ouvert n'atteint jamais la valeur théorique donnée par la valeur de la barrière à l'obscurité : Vb

5.2.1.2 Circuit-ouvert :

Si la cellule est laissée en circuit ouvert, les porteurs générés par le rayonnement et séparés par le champ interne vont s'accumuler de part et d'autre de la jonction (électrons côté P et trous côté N), induisant une autopolarisation de la jonction dans le sens passant.

Cette autopolarisation induit un courant de diode dans le sens direct égal et opposé au photocourant. La tension alors mesurée aux bornes des électrodes est appelée tension de circuit ouvert V_{OC}. C'est la tension qu'il faudrait appliquer à la diode dans le sens passant pour générer un courant égal au photocourant.

La Figure 41 représente les profils de concentration de porteurs d'une jonction n+p illuminée par la face n dans les conditions de circuit ouvert.

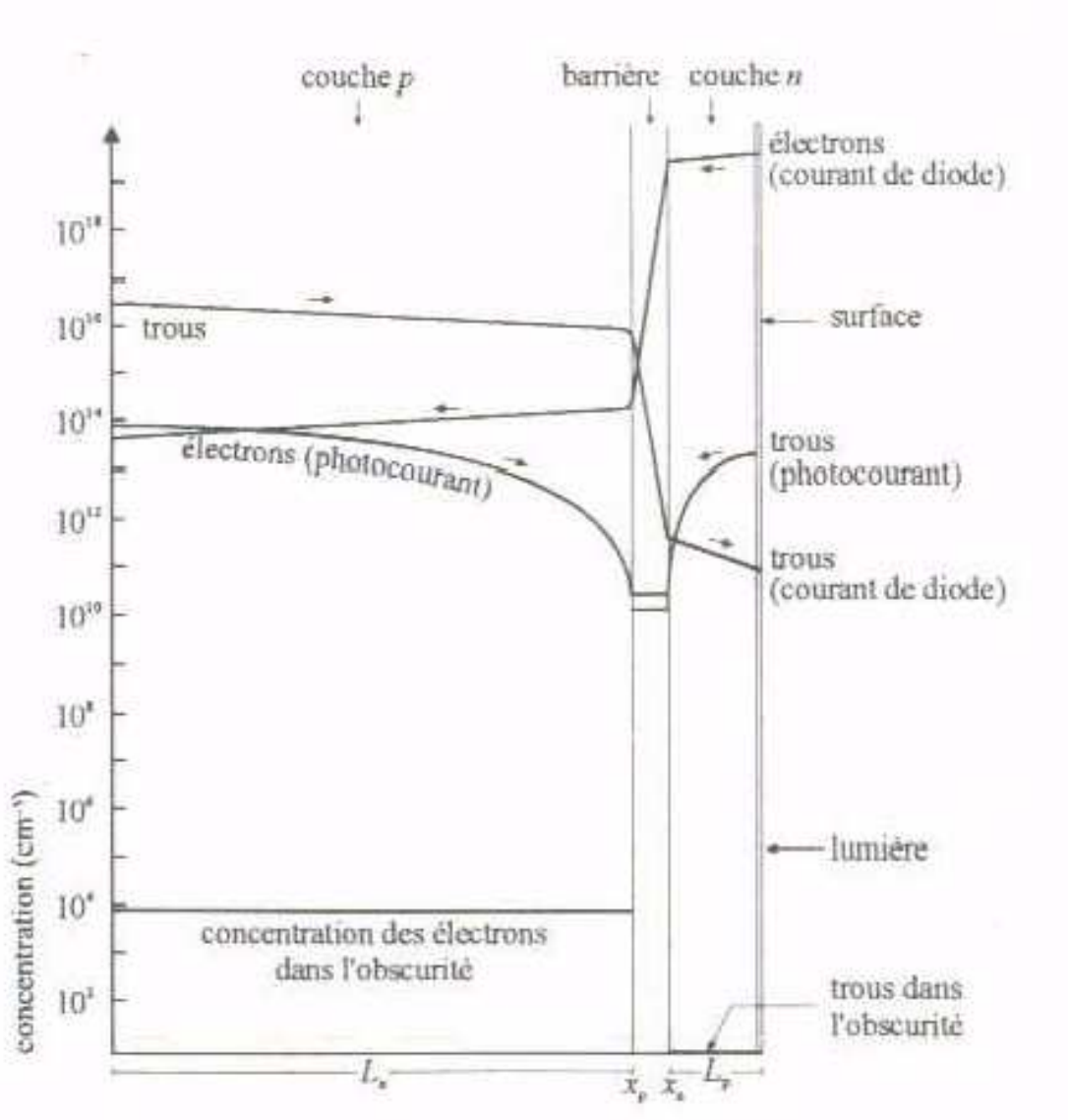


Figure 41:Profil de concentration des porteurs dans une photodiode au silicium éclairée par sa face N dans les conditions de circuit-ouvert. (d'après W. Palz, Solar Electricity, UNESCO, Butterworths, 1978)

En somme, aussi bien en état de court circuit où la tension est nulle, qu'en état de circuit ouvert où le courant est nul, aucune puissance ne peut être extraite de la photopile.

5.3 Caractéristique I = f (V)

Si l'on place maintenant une charge non nulle et non infinie aux bornes de la photodiode, on se trouve dans un cas intermédiaire entre le court-circuit et le circuit ouvert. Le courant va se répartir entre la charge extérieure et la diode. Il en résultera une tension de travail inférieure à la tension de circuit ouvert.

Une caractéristique fondamentale des photodiodes est que pour une irradiance et une température donnée, elles n'imposent ni le courant ni la tension de fonctionnement. Seule la courbe I(V) est fixée. C'est la valeur de la charge R qui va déterminer le point de fonctionnement. La Figure 42 montre en particulier que, fermée sur une charge de résistance R_1, la cellule ne cédera qu'une puissance P_{R1} bien inférieure à la puissance optimale P_{op} qu'elle pourrait débiter. On verra plus loin les conséquences de ce comportement lorsque l'on veut adapter l'impédance d'un système quelles que soient les conditions d'éclairement.

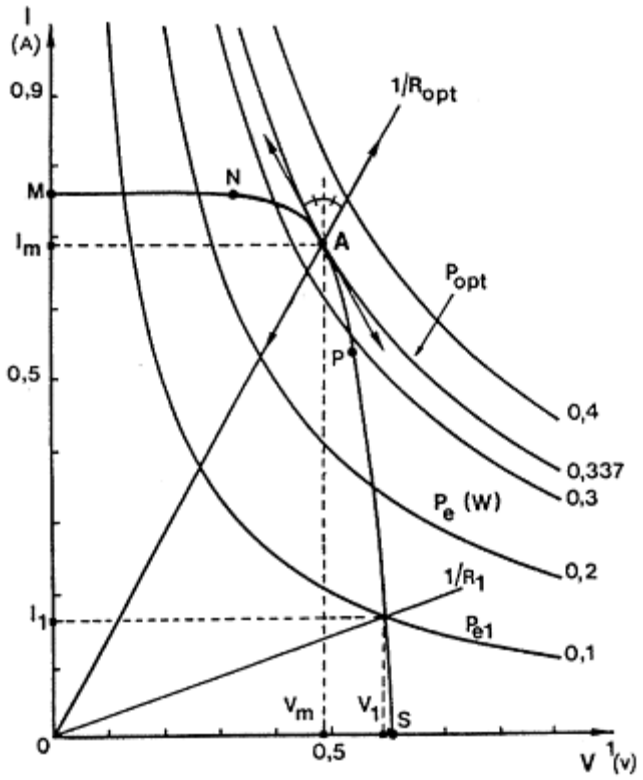


Figure 42 : Caractéristique I(V) d'une photopile débitant sur une charge résistive

La caractéristique courant-tension d'une photopile peut se mettre sous la forme mathématique:

$$I = I_{ph} - I_0.(\exp\frac{q(V + R_s I)}{nkT} - 1) - \frac{V + R_s I}{R_{sh}}$$

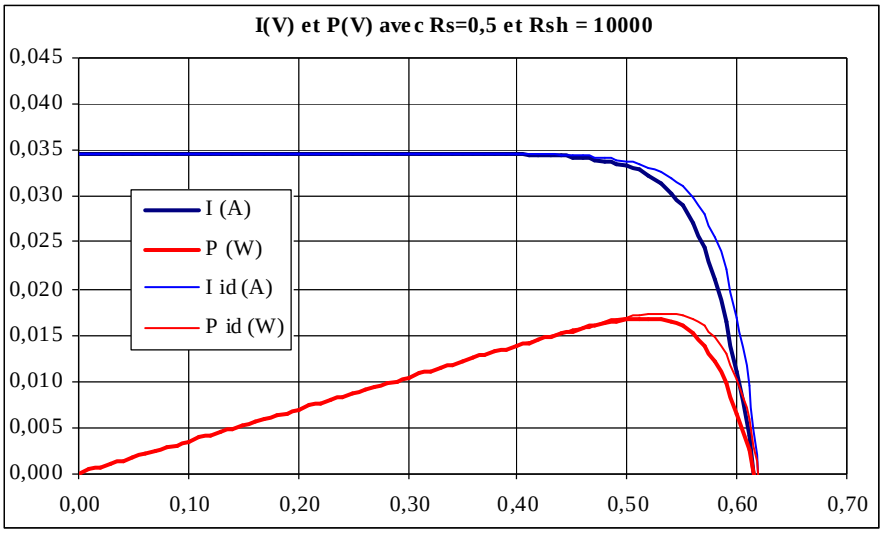


Figure 43 : Caractéristique I (V) et P(V)

Le deuxième terme de l'équation est l'expression qui donne le courant de diode ou courant d'obscurité; il peut s'exprimer de façon plus détaillée sous la forme d'un courant de diffusion et d'un courant de génération-recombinaison.

$$I_d = I_{0d}.(\exp\frac{q(V+R_sI)}{kT}-1)+I_{0g}.(\exp\frac{q(V+R_sI)}{2kT}-1)$$

Nous verrons dans la suite pourquoi le courant de diode est en fait la superposition de deux mécanismes et la raison de la distinction entre courant de diffusion et courant de recombinaison.

5.4 Localisation des pertes

Les principaux facteurs de pertes sont les suivants:

- Rendement quantique < 1; absorption incomplète des photons
- Excès d'énergie par rapport au gap
- Reflexion par la surface: $R=\left(\frac{n_1-n_2}{n_1+n_2}\right)^2$ formule de Fresnel en incidence normale.
- Ombrage de la surface active par les grilles de collecte
- Rendement de collecte
- Facteur de tension de circuit ouvert
- Facteur de forme comprenant dans le cas d'une photodiode:
    - Résistance shunt
    - Facteur d'idéalité
    - Résistance série

La Figure 44 illustre l'exploitation du spectre solaire AM0 pour une photopile au Silicium cristallin. La zone A correspond à l'énergie des photons non absorbés parce que pas assez énergétiques; la zone B correspond aux photons dont l'excès d'énergie par rapport au gap est thermalisé. Typiquement, la perte en A est de 23.5 %, elle peut être plus élevée si le matériau n'a pas une épaisseur suffisante ou ce qui revient au même si son coefficient d'absorption est trop faible.

La zone B qui correspond à la thermalisation des électrons représente 33 % de pertes pour le Silicium. La somme de ces deux pertes, 56.5 % appliquée au photocourant si la

collecte était parfaite et si le facteur de tension était égal au gap, donne pour le rendement théorique du matériau Silicium:

$$\eta = \frac{Jsc.Eg}{q.Et} = 43.5\,\%$$

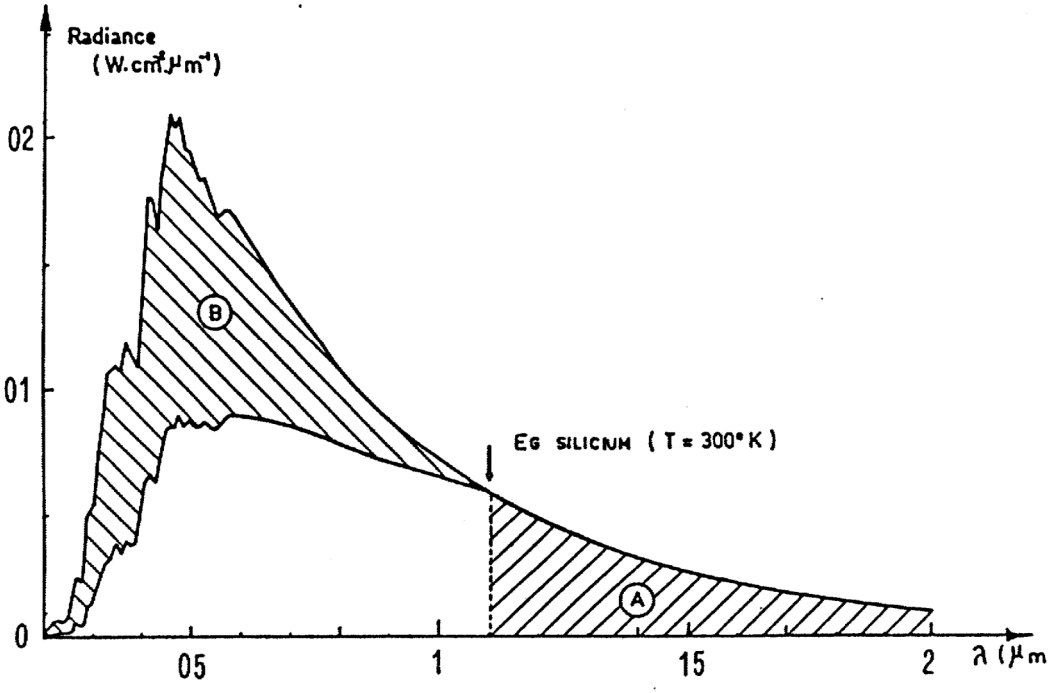


Figure 44 :Exploitation du spectre solaire AM 0 par une photopile Si. La zone A correspond à l'énergie perdue par les photons non absorbés. La zone B correspond à l'excès d'énergie, non utilisé, des photons d'énergie supérieure au gap.

Lorsque l'on parle du rendement théorique d'une photopile, il faut clairement distinguer le rendement théorique du matériau, du rendement théorique du dispositif.

S'il s'agit d'une photodiode de type jonction P-N par exemple, le modèle de Shockley implique une perte due au courant de saturation et aux recombinaisons des porteurs dans la zone de charge d'espace. Il s'ensuit que même une diode idéale aura un facteur de forme d'au plus 84 %.

Les pertes par réflexion peuvent être minimisées par des traitements de surface convenables (une texturisation, une couche antireflet ou les deux à la fois). Ainsi on peut ramener le coefficient de réflexion naturel du Silicium de 30 % à seulement 3 ou 4 %.

Les pertes de surface active par les grilles de collecte peuvent être réduites à 8 % et même moins si l'on utilise des matériaux hautement conducteurs.

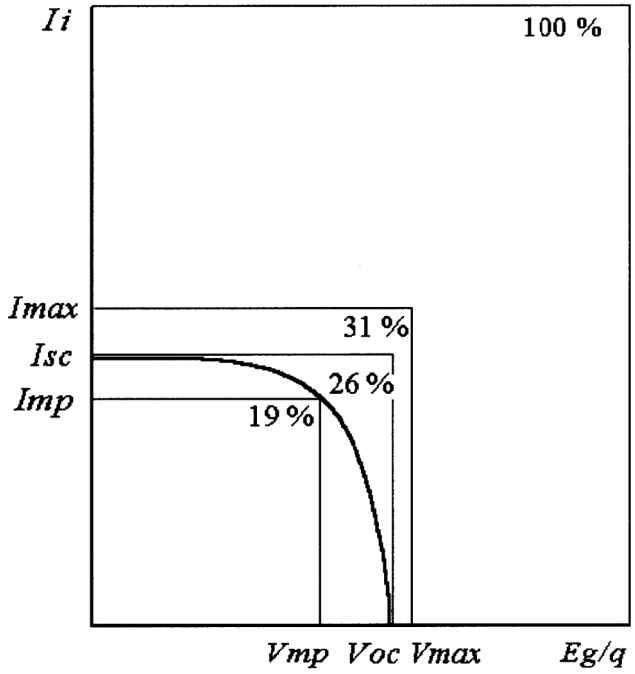


Figure 45 : Caractéristique I(V) d'une photodiode

Une caractéristique idéale de photopile aurait une courbe I = f (V) décrite par deux droites perpendiculaires, la photopile se comportant comme une source de courant idéale I_i jusqu'à une tension limite Eg/q ou comme une source de tension idéale Eg/q jusqu'à un courant Ii (Figure 45).

En fait, le facteur de tension q Voc/ Eg peut varier de 0.50 à 0. 75 suivant les matériaux, le facteur de concentration et le soin avec lequel la photopile a été réalisée.

La résistance shunt ou la conductance parallèle, qui caractérise la résistance interne de la source de courant peut varier de 1000 Ω à 10000 Ω.cm². La conductance est la pente de la caractéristique pour V= 0.

La résistance série qui caractérise essentiellement la résistance d'accès au coeur de la photopile, peut varier de 1 à 3 Ω.cm². Elle se compose de la résistance métallique des grilles, de la résistance de contact grille-silicium, et de la résistance de couche du silicium.

On peut finalement décrire un diagramme de pertes d'énergie de la façon suivante pour une photopile au Silicium extrêmement performante:

- Absorption incomplète: 23.5 %
- Excès d'énergie par rapport au gap: 33 %
- Réflexion par la surface: 3 %
- Perte de surface active par les grilles: 7 %
- Perte de collecte: 5 %
- Perte de tension: 40 %
- Perte de facteur de forme: 27 %

  comprenant
  - Résistance shunt: 3 %
  - Résistance série: 6 %
  - Facteur d'idéalité de la diode: 16 %

Le rendement final d'une telle photopile serait de 19.20 %.

Le facteur de forme peut s'écrire sous une forme mathématique simple avec une très bonne approximation:

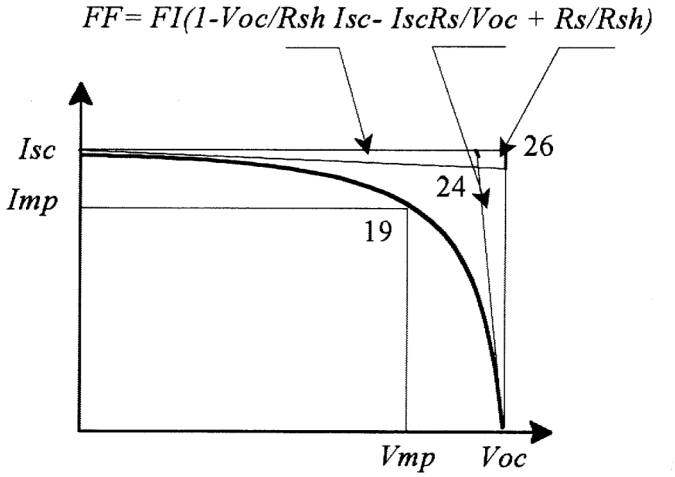


Figure 46 :Expression graphique du facteur de forme d'une photopile

5.5 Schéma équivalent

5.5.1 Générateur de courant

Une cellule solaire ne peut être assimilée à aucun générateur classique. On peut en effet la considérer comme un générateur à tension constante dans la partie verticale de sa caractéristique et comme une source de courant constant dans la partie horizontale de sa caractéristique (Figure 47).

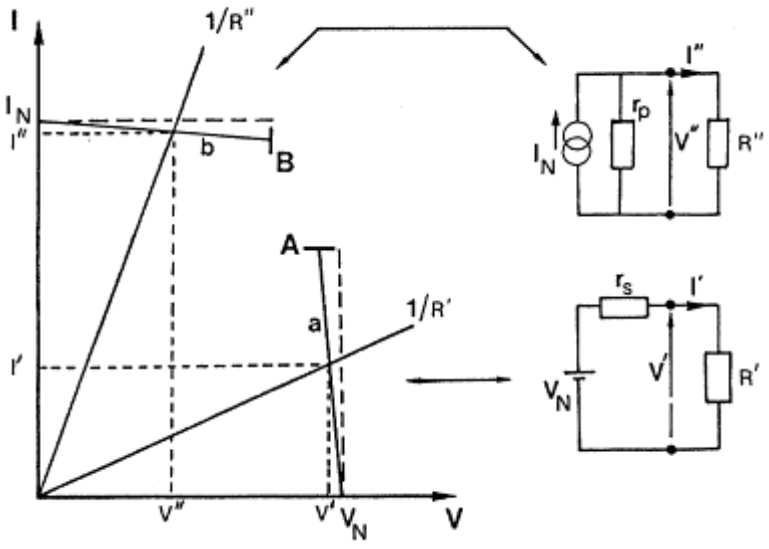


Figure 47 : Cellule solaire comme un générateur à tension constante dans la partie verticale de sa caractéristique et comme une source de courant constant dans la partie horizontale de sa caractéristique.

En fait la cellule photovoltaïque possède les avantages combinés d'une source de courant et d'une source de tension, sans en supporter les inconvénients : ainsi, on peut laisser un module en court-circuit, ou en circuit ouvert sans aucun problème.

5.5.2 La photopile, générateur mixte

La Figure 49 représente le schéma électrique équivalent d'une photopile sous éclairement. Il correspond en fait à un générateur de courant imparfait monté en parallèle sur une diode imparfaite.

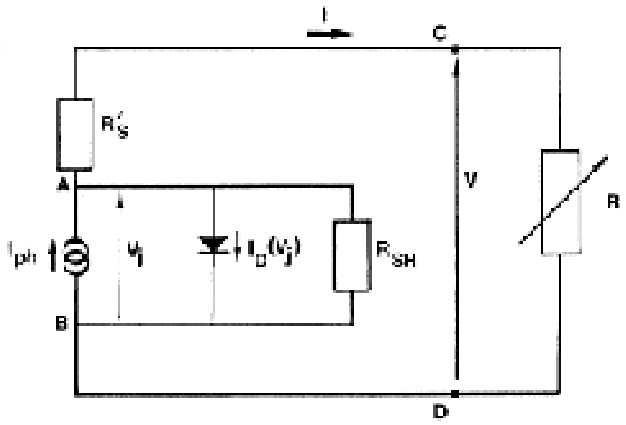


Figure 48 : Schéma électrique équivalent d'une photopile sous éclairement

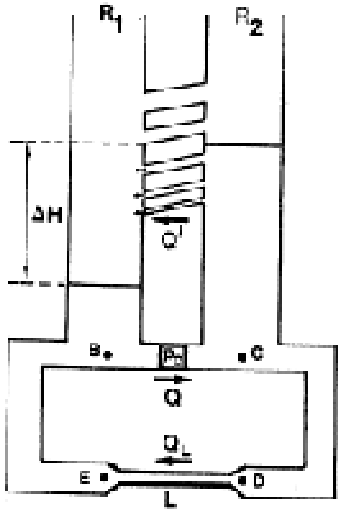


Figure 1.6 :
Simulation hydraulique :
condition de puissance maximale

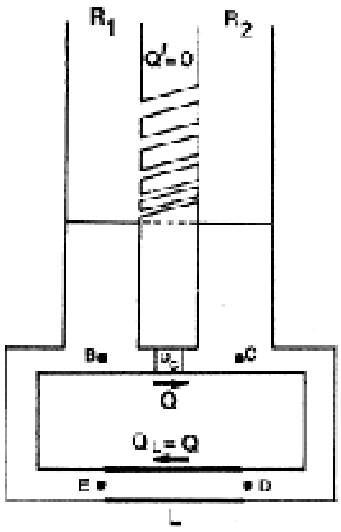


Figure 1.7 :
Simulation hydraulique :
condition de court-circuit

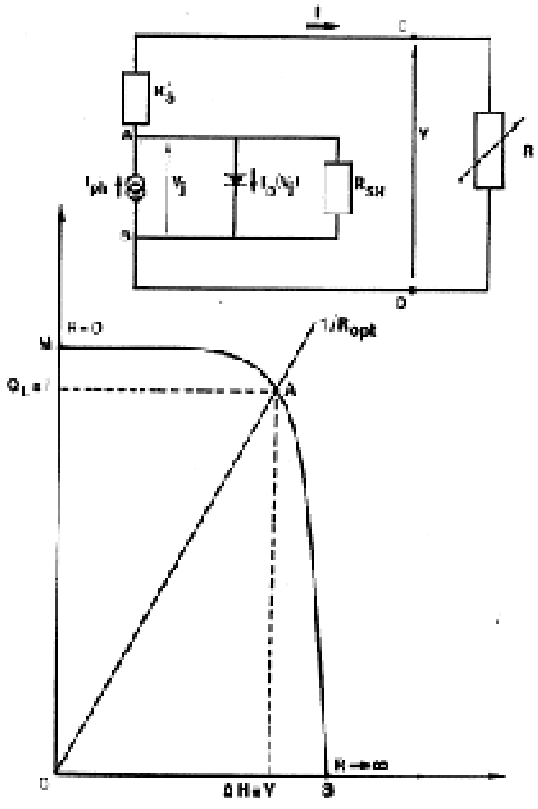


Figure 1.9 :
Caractéristique de la photopile

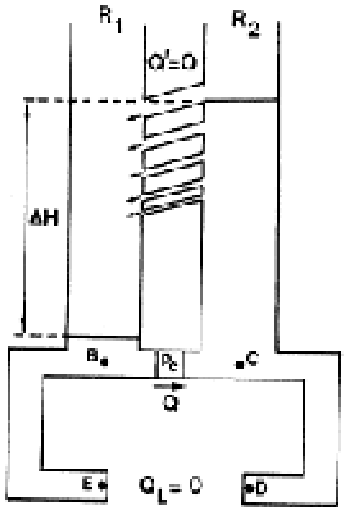


Figure 1.8 :
Simulation hydraulique :
condition de circuit ouvert

A : condition de puissance maximale
M : condition de court-circuit
O : condition de circuit ouvert

Figure 49 : Schéma hydraulique équivalent d'une photopile (d'après A. Laugier et J.A Roger, « Les Photopiles solaires», Lavoisier, Technique et Documentation, Paris, 1981)

5.5.3 Influence de l'éclairement

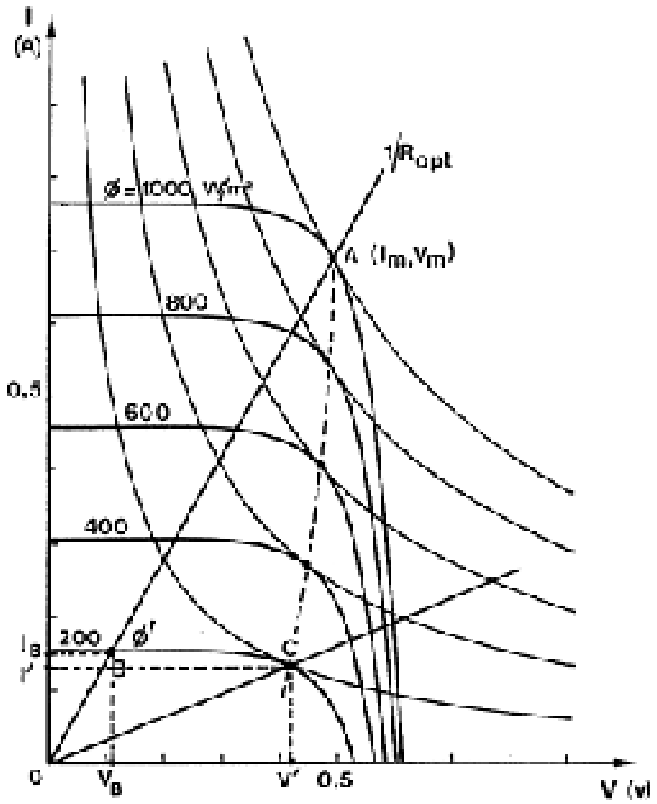


Figure 50 :Influence du flux lumineux sur la courbe de puissance d'une photopile

Nous avons vu plus haut que le courant de court-circuit est pratiquement égal au photocourant, lui-même directement proportionnel à la surface éclairée et à l'irradiance pour un spectre donné. Le courant de court-circuit d'une photopile est donc strictement proportionnel à l'éclairement. Une fois calibré, il peut être utilisé pour la mesure de l'irradiance.

Mais qu'en est-il de la tension de circuit ouvert ?

L'équation caractéristique, s'écrit pour un courant d'utilisation nul:

$$I_{ph} = I_0.(\exp\frac{q(V+R_sI)}{nkT}-1)-\frac{V+R_sI}{R_{sh}}$$

Si l'on fait R_{sh} infini et R_S nulle, l'équation donnant la tension de circuit ouvert devient:

$$\boxed{V_{oc} = n.\left(\frac{kT}{q}\right)Log(\frac{I_{ph}}{I_0})}$$

On voit donc que **la tension de circuit ouvert est proportionnelle au Log de l'irradiance**.

Il s'ensuit qu'elle varie peu et d'autant moins que le facteur de diode n est voisin de 1. On aura typiquement pour n=1, delta V_{OC}= 60 mV par décade. Pour un éclairement de 100 lux (1/1000 de soleil) la tension sera encore de 400 mV. Cette propriété est utilisée pour les photopiles à usage intérieur, notamment celles qui équipent les calculettes

Le réseau de courbes de la Figure 50 met en évidence le problème de l'adaptation d'impédance en fonction de l'éclairement. En particulier pour une charge résistive, il est clair que l'adaptation d'impédance ne peut se faire que pour une seule valeur de l'éclairement.

On constate aussi que les points de puissance optimale se situent sur une courbe dont l'allure est assez proche d'une droite verticale; ainsi une batterie d'accumulateurs dont le point de fonctionnement est une tension fixée, est-elle parfaitement adaptée à la caractéristique d'une photodiode.

A y regarder de plus près, on constate même que le système constitué par le couple photodiode-batterie est autorégulé en ce sens que le courant de charge diminue naturellement quand la tension de batterie augmente légèrement en fin de charge.

5.5.4 Influence de la température

La température est un paramètre important dans le comportement des photopiles, ne serait-ce que parce qu'une cellule exposée à une irradiance de 1 kW /m² n'en transforme en électricité que 12 % au plus, le reste (soit 88 % !) étant dissipé en chaleur. Ainsi si la photopile n'est pas correctement ventilée, elle peut monter très haut en température et voir ses performances électriques se dégrader. La Figure 51 montre l'influence de la température sur la courbe de puissance d'une photopile au silicium cristallin.

On observe une augmentation du photocourant, notamment à cause de la diminution de la largeur de bande interdite. Cette augmentation est de l'ordre de 25 µA /cm².°K, soit une variation de + 0.1 % /°K.

En même temps, on assiste à une augmentation notable du courant direct de diode, entraînant une diminution nette de la tension de circuit ouvert (environ - 2.2 mV /°K, soit une variation relative de -0.4 % / °K).

L'augmentation de température se traduit au total par une baisse relative de la puissance disponible de -0.35 % / °K et par une modification de la valeur de la charge permettant d'extraire cette puissance maximum.

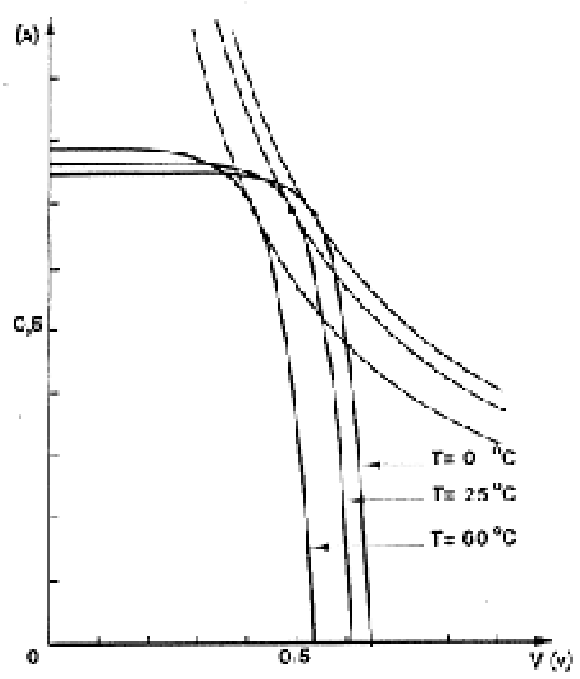


Figure 51 : Influence de la température sur la courbe de puissance d'une photopile

5.5.5 Perte de puissance par résistance série

La résistance série agit sur la pente de la caractéristique dans la zone où la photodiode se comporte comme un générateur de tension. Elle ne modifie pas la tension de circuit ouvert, mais lorsqu'elle anormalement élevée, elle peut diminuer la valeur du courant de court-circuit.
La résistance série est gouvernée par la résistivité du matériau, par les résistances de contact des électrodes et par la résistance de la grille collectrice.

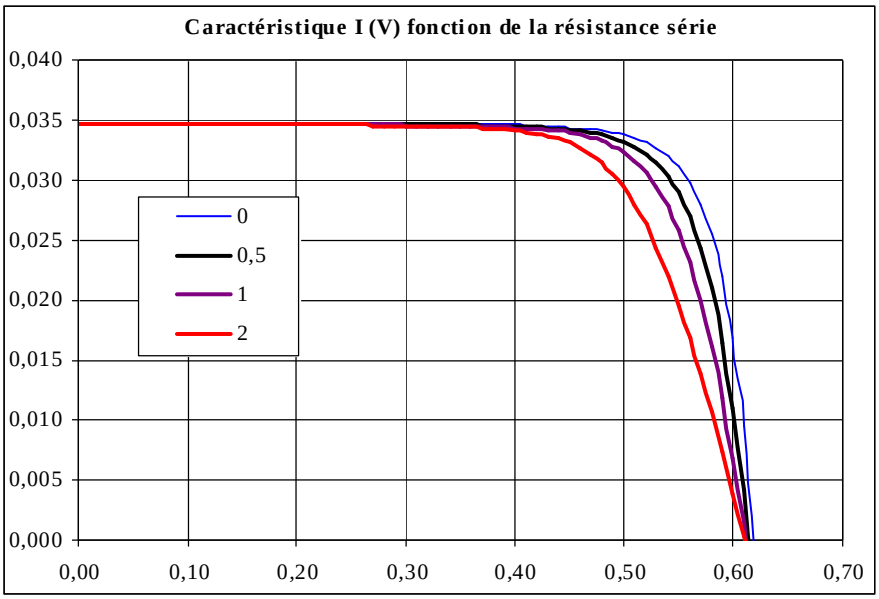


Figure 52 : Effet de la résistance série (RS variant de 0 à 2 ohm.cm²) sur la pente de la caractéristique au voisinage du point de circuit ouvert

Les caractéristiques I(V) pour différents éclairements s'obtiennent par simple translation de l'ordonnée lorsque la résistance série est nulle. En d'autres termes la forme de la courbe est invariante lorsqu'on change l'intensité lumineuse. Il n'en va pas de même si l'on tient compte d'une résistance série non nulle.

Reprenant l'équation de base: $I = I_{ph} - I_0.(\exp\frac{q.(V+R_sI)}{nkT} - 1) - \frac{V+R_sI}{R_{sh}}$

et négligeant l'effet de la conductance shunt, on trouve que la tension de circuit ouvert:

$$V_{co} = \frac{nkT}{q}.\mathrm{Log}\frac{I_{cc}}{I_0}$$

reste inchangée quand R_S augmente et que le courant de court circuit, varie sensiblement dès que $R_sI_{cc}>>$
et pour le courant optimum: I_m devient)

et la puissance optimale devient :
Si le produit RsI n'est pas négligeable devant V, et que l'on veut déterminer la caractéristique I (L_2) à partir de la caractéristique connue I (L_1), il faut ajouter à la translation parallèle à l'ordonnée:

$$\Delta I_L = I_{L1} - I_{L2},$$

une translation parallèle à l'abscisse: $R_S \Delta I_L$, pour tenir compte de la chute de tension proportionnelle à la différence des courants et à la résistance série.
A l'inverse, si l'on dispose de deux courbes tracées pour des intensités lumineuses différentes, on peut en déduire d'une manière élégante la résistance série. La méthode a été suggérée par Swanson dès 1960, a été décrite par Martin Wolf et Hans Rauschenbach (Solar cells, IEEE, 1976) et est représentée par la figure ci-dessus.

Si $I_2 = I_1 - \Delta I_L$ et $V_2 = V_1 - R_s\Delta I_L$ alors $R_s = .$

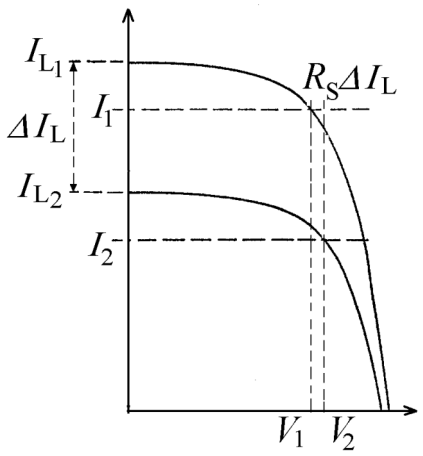


Figure 53 : Méthode expérimentale de mesure de la résistance série par variation de l'éclairement.

5.5.6 Photodiodes à grilles métalliques:

Il est intéressant de pouvoir quantifier les éléments constitutifs d'une grille de collecte. Le calcul développé ci-dessous se limite à une grille simple à un seul niveau et de géométrie rectangulaire.

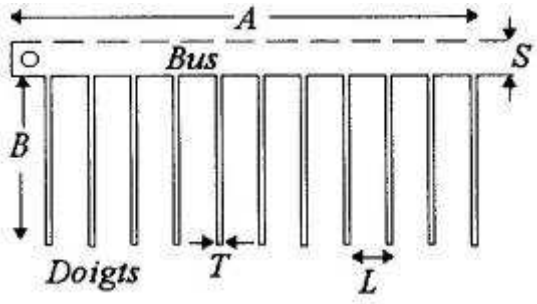


Figure 54: Eléments constitutifs d'une grille de collecte de géométrie simple.

Les éléments à prendre en compte dans le calcul des pertes engendrées par les métallisations frontales à grille sont les suivants:

- ombrage créé par la grille, que l'on désigne par P_o.
- perte due au courant horizontal dans l'émetteur, que l'on désigne par P_s.
- perte de contact à l'interface silicium-métal, P_i.
- perte de conduction dans les doigts métalliques, P_d.
- perte de conduction dans le bus principal, P_b.

L'élément de cellule sans pertes fournirait:

$$P_m = A.B.J_m.V_m$$

La perte par ombrage est obtenue à partir du coefficient de couverture de la grille:

$$P_o = (\frac{T}{L+T} + \frac{S}{B}).P_m$$

La perte dans le silicium est obtenue par intégration du courant entre deux doigts:

$$P_S = \frac{R_{CE}.J_m^2.L^3.A.B}{12(L+T)}$$

où R_{CE} est la résistance par carré de l'émetteur ($R_{CE} = \frac{\rho}{e}$, e étant l'épaisseur de l'émetteur).

La perte de contact à l'interface silicium -métal:

$$P_i = \frac{R_{CI}.J_m^2.L^2.A.B}{TT.(L+T)}$$

où R_{CI} est la résistivité de l'interface exprimée en ohm.cm².

La perte de conduction dans les doigts métalliques est obtenue en intégrant le courant sur toute la longueur du doigt:

$$P_d = \frac{R_{CD}.J_m^2.L^2.A.B^3}{3T.(L+T)}$$

où R_{CD} est la résistance par carré de la métallisation.

Enfin, la perte dans le bus:

$$P_b = \frac{J_m^2.B^2.A^3.R_{CB}}{3.S}.(1-\frac{3}{2}.(\frac{S}{B}+\frac{T}{L+T}))$$

La résistance série de l'ensemble s'obtient à partir des pertes par effet Joule, soit:

$$R_S = \frac{P_b + P_d + P_S + P_i}{\left[J_m.(A.B - A.S - N.B.T)\right]^2}$$

On peut alors optimiser la géométrie de la grille en annulant la dérivée de la résistance série par rapport aux différents paramètres. On jouera notamment sur la distance L entre doigts et sur la résistance par carré de l'émetteur.

Les valeurs types des pertes relatives sont pour une photopile industrielle au silicium cristallin de 100 cm² de surface totale:

- pour la perte d'ombrage (le coefficient de couverture), environ 6 à 7%.
- pour la perte dans le silicium, environ 2 à 3 %.
- pour la perte dans l'interface, environ 0.5 à 1 %.
- pour la perte dans les doigts, environ 0.5 à 1 %.
- pour la perte dans le bus, environ 3 à 4 % dépendant grandement de sa géométrie.
- soit au total pour la résistance série: 6 à 9 %.

5.5.7 Influence de la résistance shunt

Il s'agit le plus souvent d'une conductance de fuite. C'est comme si l'on devait soustraire au photo-courant, outre le courant de diode, un courant supplémentaire proportionnel à la tension développée. La résistance shunt est en général très élevée.

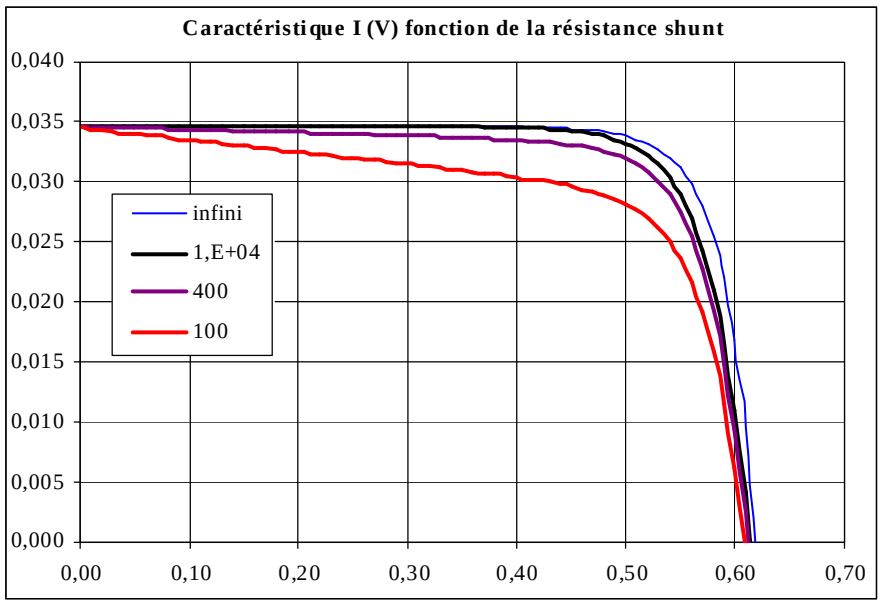


Figure 55 : Effet de la résistance shunt (R_{SH} = 100 ohm.cm²) sur la pente de la caractéristique en court-circuit

On peut percevoir une anomalie à la lecture de la caractéristique par la présence d'une légère pente au voisinage du point de courant de court-circuit. Une résistance shunt trop faible aura un impact sur la tension de circuit ouvert de la photopile; à cause de cela une photopile dont la résistance shunt est trop faible ne donnera plus de tension sous faible éclairement.

5.6 Modélisation et caractéristique dans l'obscurité

On peut toujours modéliser une photopile en utilisant l'équation implicite :

$$I = I_{ph} - I_0.(\exp\frac{q.(V+R_sI)}{nkT} - 1) - \frac{V+R_sI}{R_{sh}}$$

5.6.1 Courant d'obscurité

Le deuxième terme de l'équation n'est rien d'autre que l'expression qui donne le courant de diode; le facteur n caractérisant la qualité de la diode : plus il est proche de 1 et plus la diode est idéale.

Il est d'usage de représenter ce courant de diode sous la forme de la superposition linéaire d'un courant de diffusion en provenance de l'ensemble du matériau et d'un courant de génération-recombinaison essentiellement issu de la région de charge d'espace.

$$I_d = I_{0d}.(\exp\frac{q(V+R_sI)}{kT} - 1) + I_{0g}.(\exp\frac{q(V+R_sI)}{2kT} - 1)$$

5.6.1.1 Courant de diffusion

Le courant de diffusion s'écrit :

$$J_d = J_0.(\exp\frac{qV_a}{kT} - 1)$$
$$J_0 = q.(\frac{p_{n0}.D_p}{L_p} + \frac{n_{p0}.D_n}{L_n})$$

où $J_0 = J_{0d}$ est le courant de diffusion de la jonction pour V = 0.

Dans le cas d'une jonction dissymétrique n^+p:

$$J_0 \cong q\frac{D_n.n_{p0}}{L_n} = \frac{qD_n}{L_n}.\frac{n_i^2}{N_A} = q.\sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}}.\frac{n_i^2}{N_A}$$

La variation du courant de saturation avec la température est de la forme:

$$J_0 \approx T^{3+\frac{\gamma}{2}}.\exp\frac{-E_g}{kT}$$

$$\frac{D_n}{\tau_n} \approx T^{\gamma} \qquad \text{avec } \gamma \cong 1$$

Le courant de saturation diminue quand augmente la hauteur du gap et il varie très largement avec la température. Entre -13°C et +77 °C, il varie d'un facteur 20 000 pour le silicium.

5.6.1.2 Courant de génération-recombinaison

Par ailleurs, comme toute recombinaison nette de porteurs de charges provoque un courant, dans une jonction polarisée dans le sens direct, les concentrations de porteurs dans la zone de charge d'espace deviennent assez élevées pour provoquer des recombinaisons par pièges dans cette zone. Pour des polarisations directes faibles (200 à 500 mV), la valeur du courant de recombinaison peut être supérieure à celle du courant de diffusion.

La densité de courant de recombinaison est donnée par l'intégrale du taux net de recombinaison par unité de volume u sur toute la zone de charge d'espace :

$$J_r = q\int_{-x_p}^{+x_n} u\,dx$$

$$\text{on trouve : } J_r = \frac{q\sigma W v_{th} N_R.n_i}{2}.(\exp\frac{qV_a}{2kT} - 1)$$

On notera que la densité de courant de recombinaison est proportionnelle à ni alors que la composante du courant de diffusion était proportionnelle au carré de ni. Ces deux composantes du courant direct n'ont donc pas le même comportement avec la largeur du gap et avec la température.

En l'absence de résistance série et de conductance shunt, l'expression de la densité du courant total d'une jonction n^+p à l'obscurité, s'écrira comme la somme des deux composantes que nous venons de calculer:

$$\boxed{J = J_d + J_r = q\sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}}.\frac{n_i^2}{N_A}.(\exp\frac{qV_a}{kT} - 1) + \frac{q\sigma W v_{th} N_R n_i}{2}(\exp\frac{qV_a}{2kT} - 1)}$$

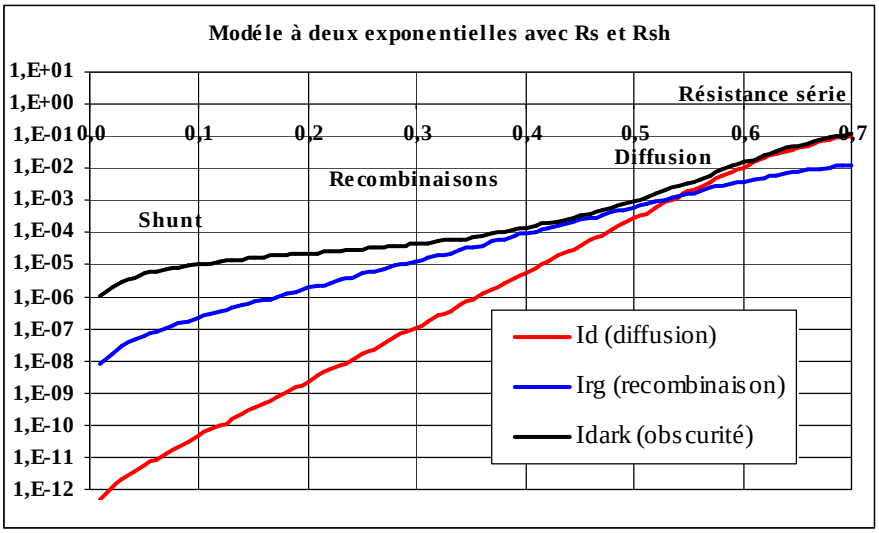


Figure 56 :Modèle à deux exponentielles (courant de diffusion + courant de recombinaison) avec les effets de Rs et Rsh

On aura comme valeurs typiques de densité de courant d'obscurité: pour la zone fortement dopée (émetteur): J_{0E} = 4.10^{-15} A/cm² et pour la zone faiblement dopée (base): J_{0B} = 4.10^{-12} A/cm². A l'obscurité, le courant de diffusion est donc principalement dû à la base peu dopée.

La densité de courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace peut être obtenue par un calcul plus détaillé; en extrapolant pour V=0, on en déduit une densité de courant d'obscurité:

$$J_{0rg} = \frac{qn_i.w}{2\sqrt{\tau_n.\tau_p}}$$

Un valeur typique pour une jonction n^+p au silicium est J_{0rg} = 10^{-8} A/cm².
Comme on le voit sur la Figure 56, J_{rg} bien que très souvent 1000 à 10 000 fois plus grand que J_d pour V=0, augmente deux fois moins vite et ne représente qu'une portion négligeable du courant direct pour une polarisation de 0.6 V.
En général, au point de fonctionnement normal d'une homo-jonction N+P classique (0.45-0.55 V), Jrg et Jd ont à peu près la même valeur.
Cependant si la durée de vie dans l'émetteur devient très basse ou si la jonction est de mauvaise qualité, Jrg peut devenir supérieur à Jd ce qui réduit la performance de la photopile ; le coude de la caractéristique I (V) de la diode étant plus rond.

La Figure 56 représente donc sur une échelle semi-logarithmique en polarisation directe, le courant de diode d'une jonction N+P au silicium cristallin modèlisée, de 1 cm² de surface. On note que pour des tensions inférieures à 0.2 V, c'est le paramètre shunt Rsh qui contrôle la forme de la courbe. Pour des tensions supérieures à 0.2 V et inférieures à 0.5 V, le courant augmente en exp (qV/2kT), ce qui traduit le fait qu'il est contrôlé par des phénomènes de génération-recombinaison (Irg). Le comportement normal de diode où le courant direct croît en exp (qV/kT) ne se manifeste qu'en dessus de 0.5 V, là où le courant est contrôlé par les phénomènes de diffusion (Id). Au-delà de 0.7 V, c'est la résistance série Rs qui contrôle la forme de la courbe.

5.6.2 Effets de la température

Pour accéder aux paramètres caractéristiques d'une photopile, et pour connaître leur dépendance en température, on a l'habitude d'étudier le comportement de la cellule sur une plaque chauffante, dans le noir, en polarisation directe et inverse.

La Figure 57 présente les caractéristiques sous obscurité, en polarisation directe et inverse, de cellules solaires de 25 cm² de surface pour deux températures différentes $T_1 > T_2$.

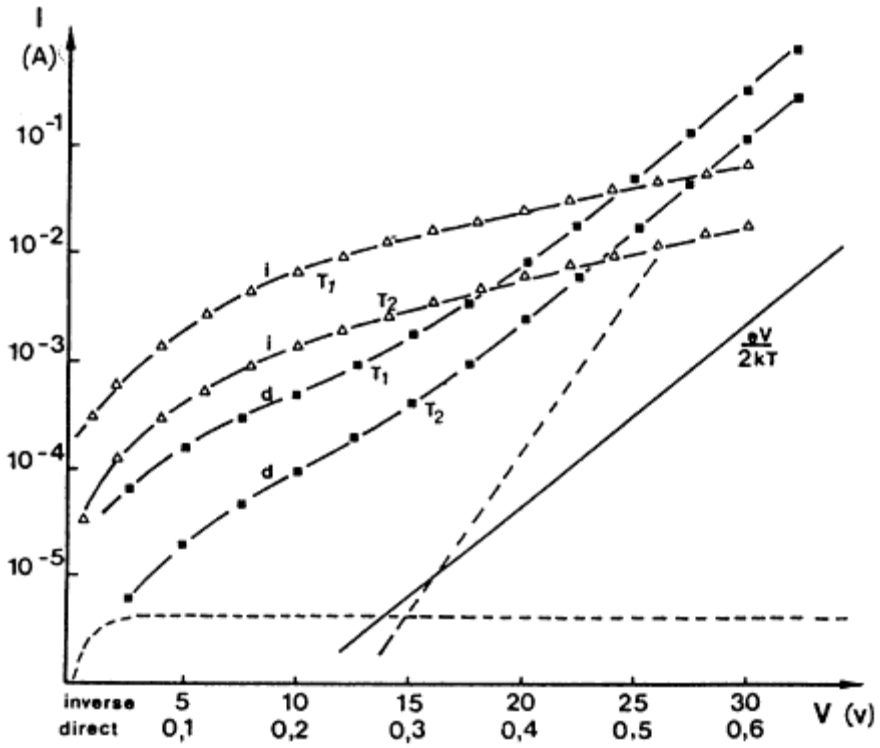


Figure 57 : Caractéristique sous obscurité d'une jonction de grandes surface

A nouveau, on voit qu'en polarisation directe, et pour des tensions comprises entre 0.2 et 0.5V, le courant augmente en exp (qV/2kT), ce qui traduit le fait qu'il est contrôlé par des phénomènes de génération-recombinaison de porteurs dans la région de charge d'espace. Le comportement normal de diode où le courant direct croît en exp(qV/kT) ne se manifeste qu'au dessus de 0.5 V, là où le courant est contrôlé par la diffusion.

En polarisation inverse (attention au changement d'échelle dans les tensions), les courants mesurés sont de plusieurs ordres de grandeur supérieurs à ce que prévoit la théorie de Shockley (courbe de référence en pointillé). On remarque en particulier que le courant d'obscurité n'est pas un vrai courant de saturation. En augmentant la polarisation inverse au-delà de -30 V on atteindrait le coude d'avalanche correspondant au claquage de la diode. C'est ainsi que l'on décèle les micro-shunts d'une jonction de grande surface; on peut parfois les éliminer par l'envoi d'impulsion de courant contrôlées en polarisation inverse.

5.6.3 Modélisation

	JONCTION PLANAR N+P				
	Paramètre	**Unité**	**I(V) idéale**	**I(V) réelle**	**Influence**
Permitivité électrique du vide	epsilon0	F/cm	8,85E-14	8,85E-14	
Permitivité électrique relative du silicium	epsilonSi		11,8	11,8	
Gap du Silicium	Eg	eV	1,119	1,102	
Température	T	(°K)	293	323	
1,38e-23 .T	kT		4,04E-21	4,46E-21	
Charge de l'électron	q	Cb	1,60E-19	1,60E-19	
Densité d'états intrinsèque	ni	cm-3	4,09E+09	4,29E+10	
Densité apparente d'états dans la bande de conduction	Nc	cm-3	2,80E+19	3,24E+19	
Densité apparente d'états dans la bande de valence	Nv	cm-3	1,00E+19	1,16E+19	
Nombre de donneurs d'électron	Nd	cm-3	5,00E+19	1,25E+19	Vco
Mobilité des électrons	µn	cm² /V.s	1500	1500	
Durée de vie des électrons	Taun	s	1,00E-04	1,00E-04	Vco+ coude
Coefficient de diffusion des électrons	Dn	µn . kT/q	3,79E+01	4,18E+01	
Longueur de diffusion des électrons	Ln	cm	6,16E-02	6,46E-02	
Vitesse de recombinaison en face arrière des électrons	Sn	cm/s	1,00E+02	1,00E+02	Vco
Epaisseur éclairée de l'émetteur	Emetteur	cm	4,00E-05	4,00E-05	
Nombre d'accepteur d'électron	Na	cm-3	1,00E+16	2,00E+15	Vco
Mobilité des trous	µp	cm² /V.s	50	50	
Durée de vie des trous	Taup	s	1,00E-08	1,00E-08	coude
Coefficient de diffusion des trous	Dp	µp . kT/q	1,26E+00	1,39E+00	
Longueur de diffusion des trous	Lp	cm	1,12E-04	1,18E-04	
Vitesse de recombinaison en face avant des trous	Sp	cm/s	1,00E+03	1,00E+03	Vco
Epaisseur éclairée de la base	Base	cm	2,40E-02	2,40E-02	
Densité de courant émetteur	Joe	A/cm²	2,51E-16	1,11E-13	
Densité de courant base	Job	A/cm²	8,30E-14	4,60E-11	Vco
Densité de courant de diffusion	Jod	A/cm²	8,32E-14	4,61E-11	
Densité de courant de recombinaison génération	J0rg	A/cm²	1,16E-08	2,54E-07	coude
Facteur de concentration de la lumière	Conc		1	1	Vco
Longueur de la zone de charge d'espace en zone n	xn	cm	5,00E-07	9,38E-07	
Longueur de la zone de charge d'espace en zone p	xp	cm	3,54E-05	7,42E-05	
Epaisseur de la zone de charge d'espace	w	cm	3,54E-05	7,42E-05	
Courant maximal générable par la source (dépendant de l'épaisseur de silicium)	Il	A/cm²	0,043	0,036	Icc
Facteur de transmission de couche anti-reflet			1,000	0,960	
Facteur d'idéalité	FI		0,822	0,779	coude
Résistance série	Rs	ohm.cm²	0,05	0,5	pente à Vco
Résistance shunt	Rsh	ohm.cm²	100000	10000	pente à Isc
Barrière de potentiel à la jonction	Vb	V	0,959	0,842	
Tension de circuit ouvert (calculé par Macro…)	Vco idéal	V	0,678		
Tension de circuit ouvert (calculé par Macro…)	Vco réel	V		0,566	
Calcul de la puissance maximum	Pmax	W	0,024	0,015	
Facteur de forme	FF		0,819	0,753	
Rendement	**Eta**	**%**	**23,66%**	**15,35%**	
Courant d'émetteur	Jle	*A/cm²*	0,000877	0,001737	
Courant de la zone déplétée	Jlzd	*A/cm²*	0,003118	0,003118	
Courant de la base	Jlb	*A/cm²*	0,033956	0,031158	

Tableau 6 : Les paramètres caractéristiques d'une photopile au Silicium cristallin de type N+P

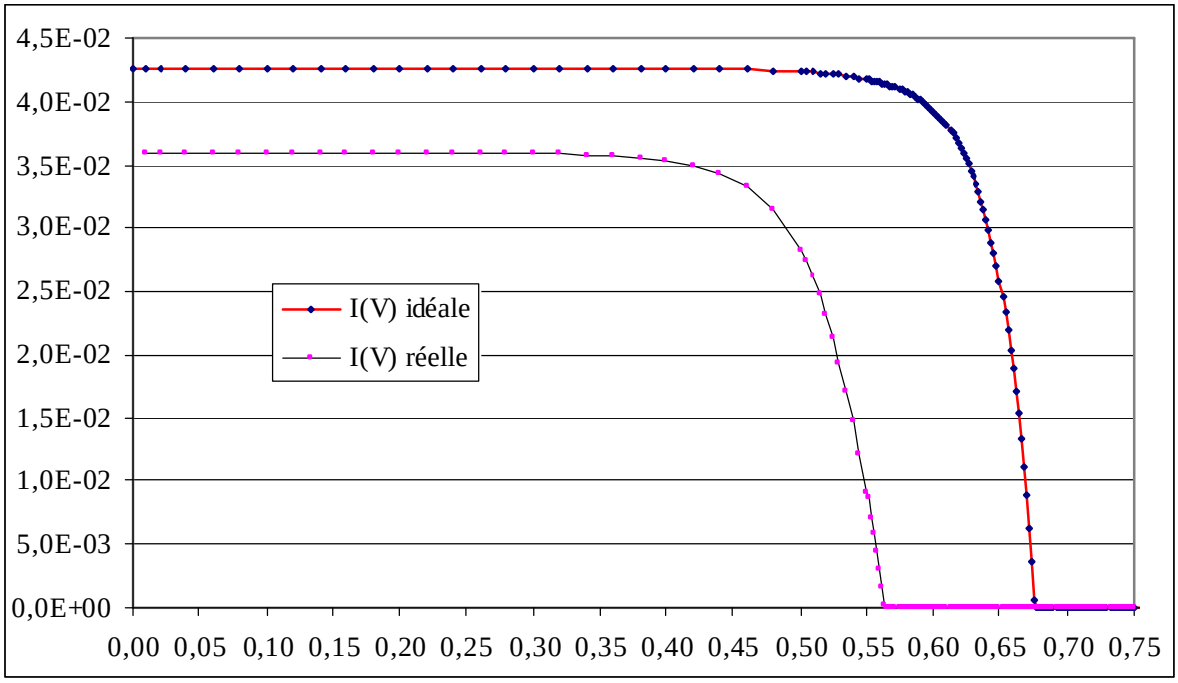


Figure 58 : Courbes I (V) idéale et réelle déduites des paramètres du Tableau 6

5.7 Cellules à haut rendement

Dès 1980, il a été montré que le rendement théorique d'une photodiode au silicium cristallin pouvait atteindre 27% [4]

5.7.1 Structure à quatre miroirs

Les principes des structures proposées reposaient sur les dispositions suivantes:

- diminution de la résistivité de la base, d'où une diminution du courant de saturation et une augmentation de Vco.
- pour compenser la diminution corrélative des longueurs de diffusion, réduction de l'épaisseur de la base et établissement d'une cavité optique à deux miroirs, pour augmenter le chemin optique des photons non absorbés.
- établissement d'un champ accélérateur des porteurs majoritaires au fond de la base et à la surface de l'émetteur.
- passivation des surfaces avant et arrière pour réduire les vitesses de recombinaison superficielle.

Une cellule à quatre miroirs devra être conçue avec le souci premier de passiver au maximum les surfaces avant et arrière. Les contacts ne se feront que de façon très ponctuelle à travers des zones surdopées. La partie très dopée des émetteurs sera minimisée en volume de façon à diminuer l'incidence de la recombinaison. Des pyramides inversées devront réduire les pertes par réflexion d'une part, et d'autre part agiront comme réflecteur de la lumière réfléchie par le miroir arrière.

[4] « Ultra high efficiency thin silicon P-N junctions solar cells using reflecting surfaces », Loferski and al, 14th IEEE, San Diego, 1980.

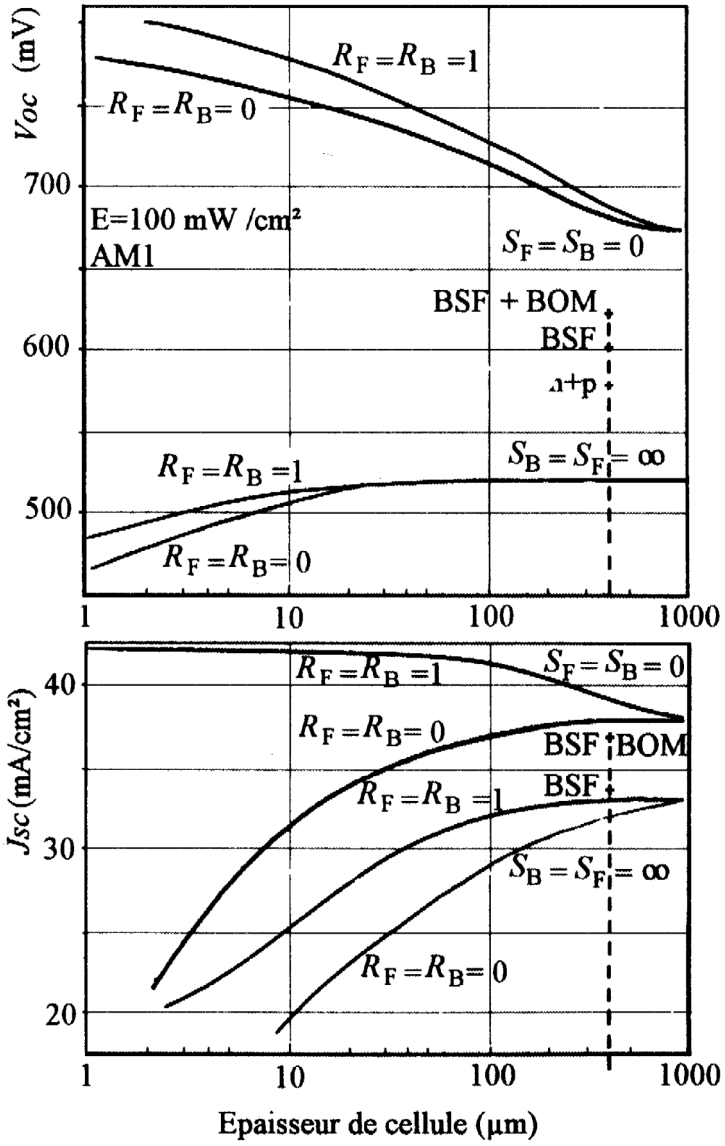


Figure 59 :Courant de court-circuit et tension de circuit ouvert dans la configuration d'une cellule optimisée à 4 miroirs (d'après Spitzer, Loferski et all, IEEE,1980)

5.7.2 Cellule PERL de l'UNSW

Ce sont les groupes de Martin Green de l'Université de New South Wales (Australie) et de R. Swanson de Standford University (USA), maintenant president de la société Sun Power (Sunnyvale, Ca), qui ont obtenu les meilleurs rendements avec le silicium monocristallin sans concentration.

La cellule PERL de l'UNSW est représentée schématiquement sur la Figure 47. Comme son nom l'indique, « Passivated emitter, rear locally diffused », cette cellule est conçue avec le souci premier de passiver au maximum les surfaces avant et arrière. Les contacts ne se font que de façon très ponctuelle à travers des zones surdopées. La partie très dopée de l'émetteur est minimisée en volume de façon à diminuer l'incidence de la recombinaison. Les pyramides inversées de la face frontale réduisent les pertes par réflexion d'une part et d'autre part agissent comme réflecteur de la lumière réfléchie par le contact arrière.

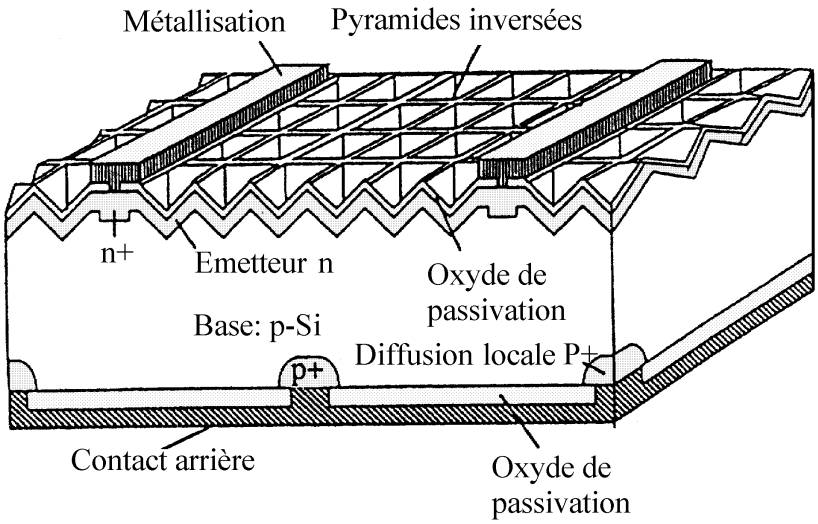


Figure 60 :Cellule de laboratoire de type PERL développée par l'UNSW.

Un rendement de 24.2 % a été atteint avec I_{CC} = 43 mA/ cm², V_{OC} = 696 mV et FF = 0.81.

La Figure 61 montre le schéma d'une cellule utilisant les mêmes astuces mais avec des techniques de métallisations plus proches des possibilités industrielles, notamment la technique LGBC, « Laser Grooved Buried Contact » où le métal peut être du Nickel chimique comme décrit plus haut dans ce chapitre.

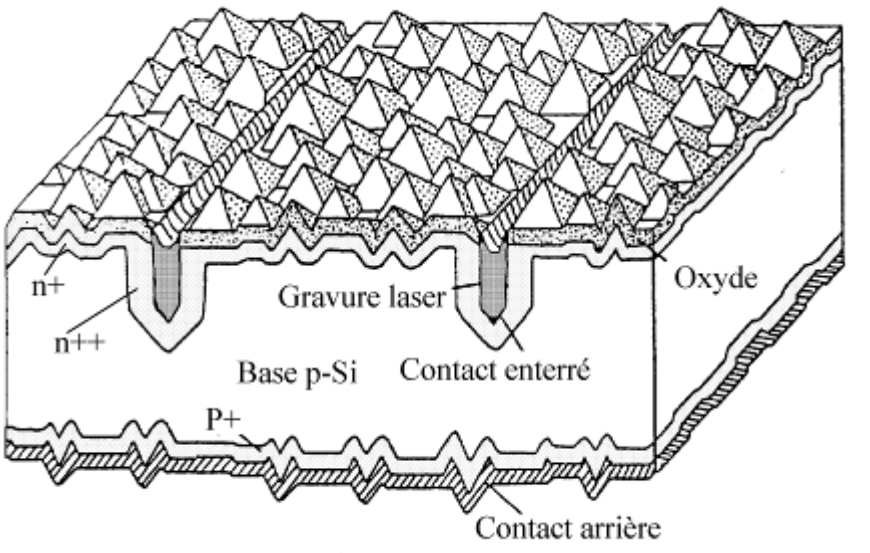


Figure 61 : Cellule industrielle à contacts enterrés type « Saturn » de BP Solar

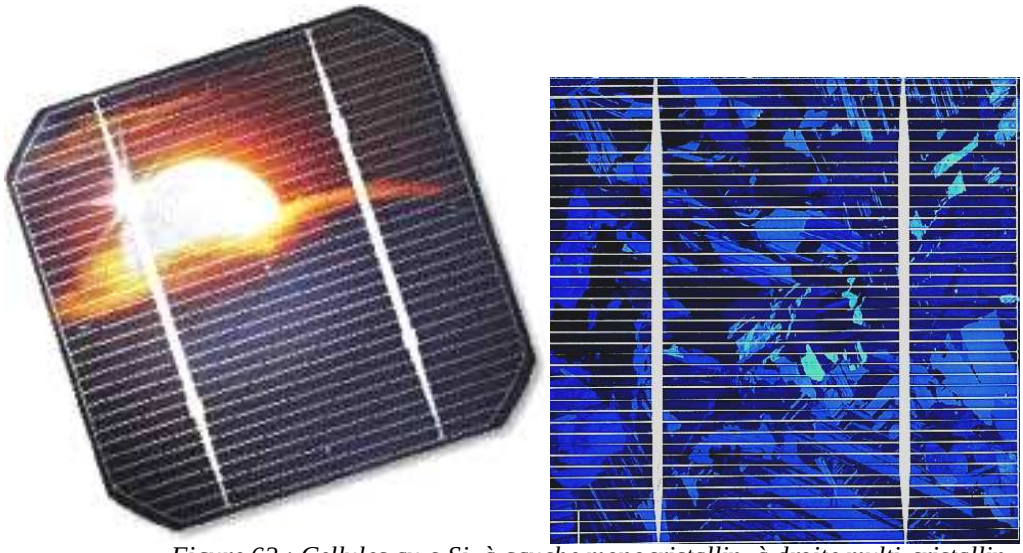


Figure 62 : Cellules au c-Si, à gauche monocristallin, à droite multi-cristallin.

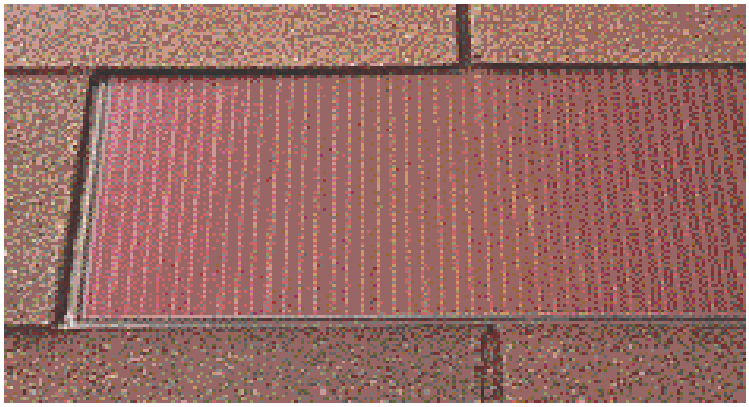


Figure 63 : Tuile en silicium amorphe a-Si :H

6 Le module photovoltaïque

6.1 Notion de puissance crête (Pc) et de température d'utilisation (TUC)

La puissance crête d'un module photovoltaïque s'exprime en Watt-crête (Wc): c'est la puissance qu'il peut fournir s'il est fermé sur sa charge optimale et soumis à un éclairement de 1 000 W / m² (spectre AM 1.5) alors que la température des cellules est de 25 °C.

La température d'utilisation de cellule (TUC en français et NOCT en anglais), est la température qu'atteint une cellule encapsulée dans un module soumis à un éclairement de 800 W/m², à une température ambiante de 20 °C, une inclinaison de 45 ° et avec un vent de 1 m/s dans les conditions de circuit ouvert.

Corrélativement, la puissance NOCT (TUC), d'un module photovoltaïque est la puissance qu'il peut fournir s'il est fermé sur sa charge optimale et soumis à un éclairement de 800 W / m² (spectre AM 1.5) alors que la température des cellules est la TUC. Cette puissance est beaucoup plus proche de ce que l'on obtient dans la réalité que la puissance crête.

En première approximation, la température d'une photopile est directement proportionnelle à l'irradiance et peut être obtenue par la formule empirique:

$$T_c = T_a + \frac{E_m}{800}(TUC - 20)$$

où Em est l'irradiance exprimée en W/m².

Une formule plus précise que la précédente :

$$T_c = T_a + \frac{E_m}{800}(TUC - 20).(1 - \frac{\eta}{\tau.\alpha})$$

Avec η, le rendement du module, qui peut être, en première approximation, pris égal au rendement nominal donné par les constructeurs. Le produit τ.α représente le coefficient d'absorption du module (coefficient d'absorption modules α et coefficient de transmission du vitrage τ).

Il existe une méthode simple pour mesurer la température d'utilisation de cellule grâce à l'extrême sensibilité de la tension de circuit ouvert aux variations de température.

6.2 Le groupement de cellules en série

Typiquement la tension d'extraction de la puissance maximum d'une cellule au Silicium cristallin vaut 475 mV dans les conditions STC. Pour obtenir la tension compatible avec la charge d'une batterie d'accumulateurs au plomb, on doit assembler au moins 34 cellules en série. En effet, la tension de fin de charge d'un élément de batterie au plomb est de 2.42 V, ce qui impose une tension maximum au niveau de la batterie de 14.5V. A cela il faut ajouter les pertes dans les câbles, la tension de déchet de la diode anti-retour et l'effet de la température.

Sachant que les modules fonctionnent en général à une température de l'ordre de 45 °C (TUC), la chute de tension par cellule est de 44 mV.

Pour une batterie d'accumulateurs au plomb de P éléments, le nombre optimal N de cellules sera donné par la formule:

$$N = \frac{(P \times 2.42) + 0.6}{0.475 - 0.044}$$

La caractéristique courant-tension d'un groupement quelconque de photopiles sera homothétique de la courbe I(V) d'une cellule de base. Il en sera de même pour tout le réseau de caractéristiques. En conséquence, tout ce qui a été dit pour une cellule reste valable pour un groupement de cellules.

Le courant généré par Ns générateurs en série étant le même dans toute la branche, on prendra soin de ne connecter en série que des cellules identiques ayant même densité de courant. D'où la nécessité en production de tester toutes les cellules et de les classer en fonction de leur rendement.

La Figure 64 présente la courbe de puissance du groupement ainsi réalisé. La caractéristique résultante est obtenue en multipliant point par point et pour un même courant la tension individuelle par Ns. En particulier, l'impédance optimale du groupement sera Ns fois plus grande que celle de la cellule de base.

Les résistances séries s'ajoutent et les résistances parallèles s'ajoutent également. Comme l'augmentation de la résistance série est synonyme de perte de puissance, on se souciera donc en priorité de la résistance d'interconnexion des cellules dans un assemblage série. Le facteur de forme d'un module ne peut en général pas être meilleur que celui de ses éléments constitutifs. En fait il se rapprochera de celui de la plus mauvaise des cellules. On peut en déduire une méthode de détection des défaillances d'une cellule dans un module.

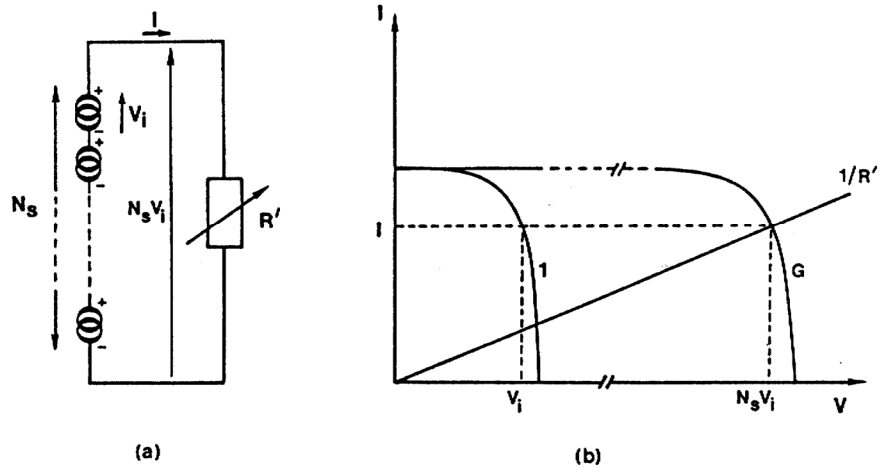


Figure 64 :Groupement de cellules en série

6.3 Le groupement de cellules en parallèle

La Figure 65 présente la courbe de puissance d'un groupement de Np cellules ou de Np modules en parallèle. Cette fois-ci, c'est la tension de chacun des éléments qui doit être identique, les courants s'ajoutant, la nouvelle courbe est obtenue en multipliant point par point et pour chaque valeur de tension, le courant de la cellule élémentaire par Np. L'impédance optimale du groupement sera Np fois plus faible que celle de l'élément de base. Ce sont les inverses des résistances série qui s'ajoutent ainsi que les conductances shunt.

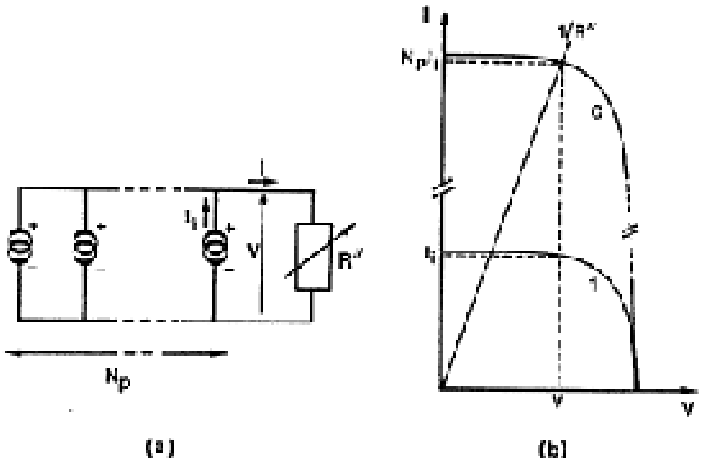


Figure 65 : Groupement de cellules en parallèle

6.4 L'encapsulation des modules

L'industrie photovoltaïque terrestre étant la fille en ligne directe des programmes spatiaux des années 70 de la NASA, on ne sera pas surpris d'apprendre que la fiabilité a toujours été une préoccupation majeure des ingénieurs de conception.
Par définition, la fiabilité d'un module photovoltaïque est la probabilité qu'il produise sans faille et pour une durée déterminée, un certain courant à une certaine tension lorsqu'il est éclairé dans des conditions définies. Certains modules encapsulés dans de la résine silicone, fonctionnent depuis près de 25 ans sans aucun problème [5].

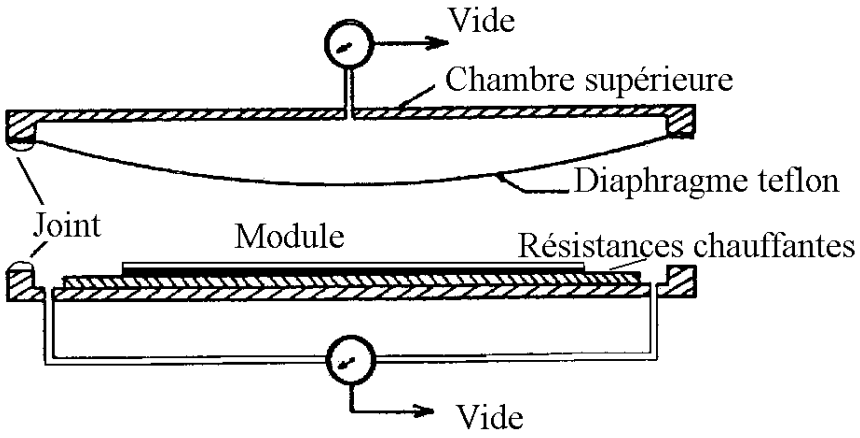


Figure 66 : Principe d'encapsulation des modules par « laminage » à chaud

Les modules modernes sont construits avec comme superstrat, un verre trempé à haute transmission, devant résister à la grêle, un encapsulant à base d'éthylène-vinyl-acétate recouvert à l'arrière d'une feuille de Tedlar-Aluminium-Tedlar ou de polyéthylène

Pour échapper aux risques de fuites dans les installations à haute tension, une distance suffisante est recommandée entre le cadre métallique et les cellules.

[5] Modules France-Photon de 1981 exposés au Centre de Recherche de l'Union Européenne à ISPRA.

En outre, il est recommandé de placer une diode parallèle toutes les 18 cellules pour éviter les problèmes de points chauds lors d'occultations partielles d'une cellule. Autant d'exemples simples de règles de l'art qu'il suffit de respecter pour ne pas s'exposer à des défaillances.
Celles qui ont été rapportées en 1994 dans le champ des modules ARCO à Carrissa Plain en Californie provenaient d'une extrapolation hardie des conditions de fonctionnement normal garanties. Le jaunissement prématuré des modules, qui en même temps perdaient une partie de leur puissance, n'avait d'autre cause que la concentration des miroirs plans (ils doublaient la valeur de l'éclairement et élevaient la température de fonctionnement à des niveaux qui n'étaient pas admissibles pour ce type d'encapsulation).

Il y a de très nombreux autres types d'encapsulants, spécialement pour les films minces qui ne requièrent pas la fonction d'enrobage indispensable aux cellules épaisses. En outre, quand le verre n'est pas absolument nécessaire, et en particulier pour les applications mobiles, plusieurs type de polymères fluorés ont été développés pour servir en face avant de protection transparente et flexible. Ce type de superstrat n'est cependant pas garanti pour les expositions de longue durée en environnement extérieur.

En matière d'encapsulation, deux philosophies s'affrontent depuis que l' industrie des photopiles existe. Il y a d'un côté les partisans de l'étanchéité totale (encapsulation bi-verre allant jusqu'à la nécessité de scellement de la tranche) et de l'autre, ceux qui , reconnaissant humblement que l'étanchéité à la vapeur d'eau n'existe pas (ne serait-ce que par les connexions de sortie du module), préfèrent recommander une couverture en face arrière qui "respire", en d'autres termes qui puisse restituer le jour le peu de vapeur d'eau qui a réussi à pénétrer la nuit.

Les boîtiers de connexion électrique sont en général fixés sous les modules en partie basse. Ils représentent un point critique du module car un endroit favorable à l'accumulation d'eau de condensation, de poussières et d'insectes. L'expérience montre qu'une étanchéité totale des boîtes à bornes n'est pas souhaitable, et qu'un orifice de respiration et d'évacuation de l'eau de condensation doit être ménagé au bas de la boîte.

6.5 Le test des modules

Chez tous les fabricants, tous les modules sont testés en usine à l'aide d'un simulateur à flash dont la durée de quelques ms permet d'obtenir un éclairement de 1kW /m² sans pour autant réchauffer le module. Les tests sont donc effectués suivant les conditions standard (STC). Certains fabricants apposent sur chacun des modules une étiquette individuelle indiquant les paramètres principaux effectivement mesurés dans les conditions standard (STC) et le comportement du module en utilisation réelle (FOC), et donnent en sus une garantie de puissance minimum pour une durée de 10 ans.

La norme française NF EN 50380 de Juin 2003 « Spécifications particulières et information sur les plaques de constructeurs pour les modules photovoltaïques » définit clairement les spécifications techniques obligatoires pour un module.

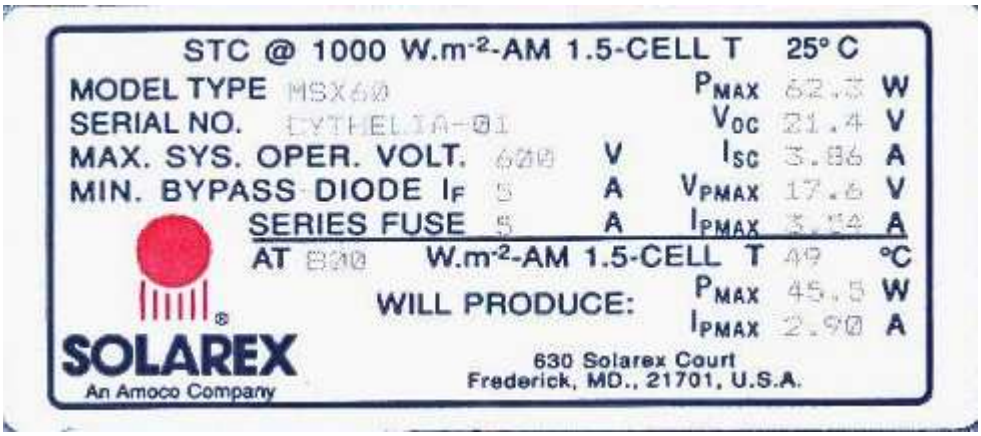


Figure 67 : Etiquette d'un module « Solarex »

6.6 Standards, mesures et garanties

6.6.1 Vieillissement accéléré

Dans le but d'estimer la durée de vie des modules et de donner aux clients les garanties auxquelles ils ont droit, des tests d'accélération des contraintes d'environnement ont été systématiquement étudiés dans les laboratoires, discutés en commissions, approuvés dans des comités nationaux et internationaux depuis près de vingt ans.

Les principes admis généralement consistent à accélérer les dégradations connues des modules à travers un stockage haute température, un test de chaleur humide, des cycles chaud-froid, des cycles gel-dégel, une exposition prolongée aux ultraviolets, des tests d'occultation partielle, etc...

Dans tous les cas, comme les énergies d'activation des processus sont mal connues, il est recommandé que les tests d'accélération des contraintes se fassent dans les conditions les plus proches des conditions réelles, afin de ne pas provoquer de défaillances non pertinentes.

D'autres tests s'y ajoutent: inspection visuelle, performances électriques aux conditions standard, isolation électrique, charge mécanique, torsion, robustesse des connexions, mesure de la température de fonctionnement des cellules, etc...

6.6.2 Standards

Plusieurs documents officiels servent de référence à la communauté internationale de l'industrie photovoltaïque; on mentionnera par ordre chronologique de publication:

- "Jet Propulsion Laboratory, Block V"-USA.
- "Norme française NFC 57-101,102, 103, relative aux modules photovoltaïques au silicium cristallin pour applications terrestres" (1982).
- "Qualification test procedures for crystalline silicon photovoltaïc modules", specification n° 503 CEC-JRC- Ispra.
- "IEC 1215". Le groupe 2 du Comité technique de la CEI (Commission Internationale Electrotechnique) après une dizaine d'années d'efforts conjoints de la part des USA, Canada, France, Allemagne et Japon, a publié un document, assez proche en fait de la Spec 503 CEC-JRC d'Ispra.
- "Interim qualification tests and procedures for terrestrial Photovoltaïc thin film flat-plate modules" NREL, USA.

Les normes actuellement en usage pour ***les modules photovoltaïques au silicium cristallin*** *à usage terrestre sont: NF EN 61215: 1995-09 et NF EN 61215: 2005-08. Les*

qualifications de la conception et l'homologation sont régies par la CEI 61215 (1993, modifiée en août 2005) et conduites par les laboratoires JRC de l'UE à ISPRA (Italie).

Les modules au silicium amorphe ont causé bien du tracas aux membres des comités de normalisation à cause de leur fâcheuse tendance à se dégrader sous éclairement et de se stabiliser avec des bonheurs divers suivant les techniques de dépôt. Au début des années 90, des groupes de chercheurs se sont constitués à travers le monde entier pour stimuler les expériences et coordonner leurs interprétations (SMART aux USA, EMMA en France, SESAME en Allemagne).

Un travail considérable a été entrepris par la CEI, par le JRC d'Ispra (Spec 70 X), et par les pays déjà cités pour élaborer des recommandations temporaires concernant le comportement spécifique des modules au a-Si:H en particulier et des films minces en général.

Les normes actuellement en usage pour les modules photovoltaïques en couches minces pour application terrestre sont: NF EN 61646: 2005-01. Les qualifications de la conception et l'homologation sont régies par la CEI 61646 (1996) et conduites par les laboratoires JRC de l'UE à ISPRA (Italie).

6.6.3 Mesures sur le terrain

A partir des mesures de terrain, il est possible de remonter aux valeurs standard :
STC: E_S=1000 W /m², T_S=25°C.

Les formules de correction à utiliser sont les suivantes:

$$I_s = I_m + I_{ccm}\left(\frac{1000}{E_m} - 1\right) + \alpha\left(T_s - T_m\right)$$

$$V_s = V_m - R_s.\left(I_s - I_m\right) - K.I_s.\left(T_s - T_m\right) + \beta.N.\left(T_s - T_m\right)$$

où Is, Vs sont le courant et la tension corrigés à leur valeur standard.
Tm = température de cellule mesurée,
Em = irradiance mesurée,
Im = courant de charge mesuré,
Vm= tension de charge mesurée,
Ts= température standard (25 °C)
α = coeff de température du courant (+ 22 µA/cm².°K)
β = coeff de température de la tension (-2.2 mV /°K et par cellule)
N= nombre de cellules en série
K = coefficient de courbure (2 mΩ / ° K)

Ce dernier coefficient permet de tenir compte d'une perte de tension supplémentaire au voisinage du coude de la caractéristique. Il ne faut bien sûr pas en tenir compte en circuit ouvert.

Les normes actuellement en usage pour les procédures pour les corrections en fonction de la température et de l'éclairement à appliquer aux caractéristiques I(V) mesurées des modules photovoltaïques au silicium: NF EN 60891: 1995-02.

6.6.4 Garanties

La plupart des modules PV sont garantis entre 2 et 5 ans suivant les fabricants. Ces derniers offrent en outre une garantie des performances électriques à plus de 80% (ou 90%) de la valeur indiquée sur l'étiquette au bout de 25 ans (ou de 20 ans).

6.7 Déséquilibres en fonctionnement

6.7.1 La photopile fonctionnant en récepteur

La Figure 68 montre la caractéristique complète (dans les trois quadrants) d'une photopile sous illumination. Le quadrant 1 correspond au fonctionnement en générateur avec I>0 et V>0.
Si la tension aux bornes de la cellule est en raison du circuit extérieur, amenée à dépasser Voc (quadrant 2), la cellule travaille alors en récepteur de très faible impédance, comme une diode polarisée en direct. Si c'est le courant qui traverse la cellule qui, en raison du circuit extérieur, est amené à dépasser la valeur du courant de court-circuit, la cellule va à nouveau travailler en récepteur, mais cette fois de très forte impédance, comme une diode polarisée en inverse . On notera dans ce cas, qu'en raison de la résistance série Rs, la jonction n'est polarisée en inverse qu'à partir du point A pour lequel V= -RsI.

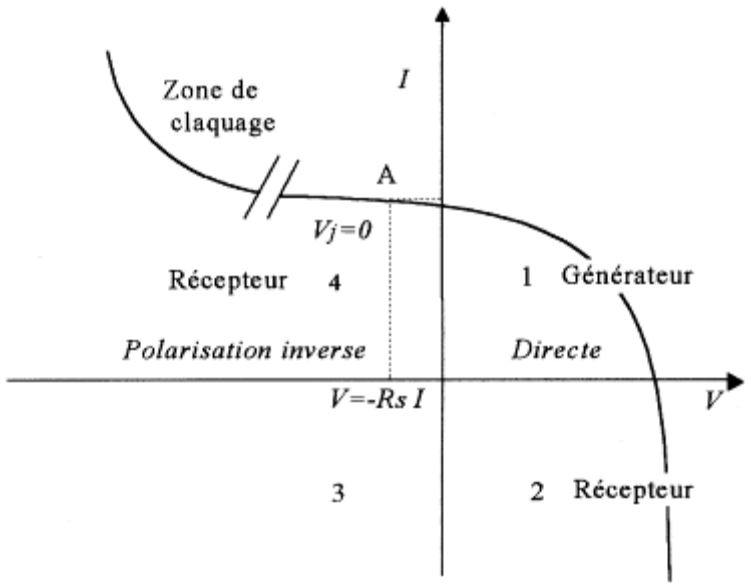


Figure 68 : Caractéristique courant-tension d'une photopile éclairée et polarisée par une source extérieure

6.7.2 Déséquilibre dans un groupement série

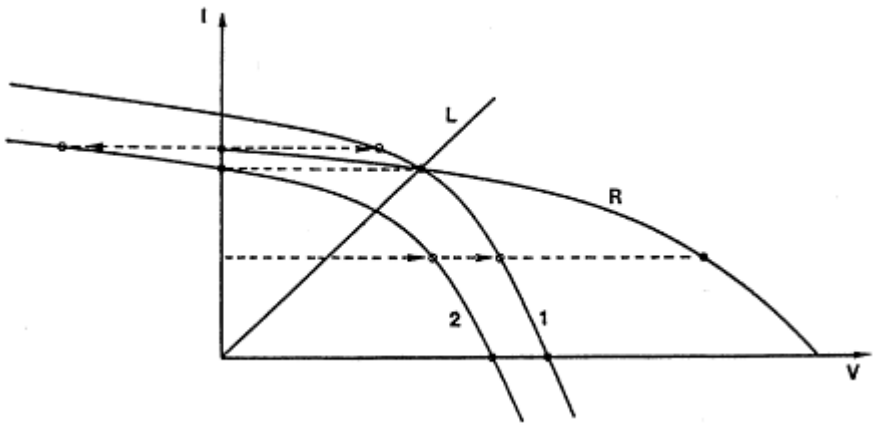


Figure 69 : Groupement en série de deux cellules non identiques

La Figure 69 donne la caractéristique résultante (l'addition point par point) de deux photopiles montées en série dont l'une est moins performante que l'autre. Pour une charge dont l'impédance correspond à la droite L, la cellule 2 voit sa tension s'annuler: elle ne fonctionne alors ni en générateur ni en récepteur. Pour une charge dont l'impédance est plus faible, la cellule 2 devient réceptrice polarisée en inverse, et pour une charge nulle (court-circuit), les tensions aux bornes des cellules sont identiques mais de polarité opposées. La cellule 1 fournit alors de la puissance à la cellule 2 .

Si l'on extrapole le raisonnement à un nombre Ns de cellules en série (Figure 70), dont l'une seulement est partiellement occultée, pour une charge nulle (courant de court-circuit), cette dernière supportera une tension en polarité inverse égale à (Ns-1).V où V est la polarisation directe des cellules non occultées. Dans ces conditions, on notera que le courant de court-circuit de l'ensemble est inférieur au courant de court-circuit des cellules non occultées.

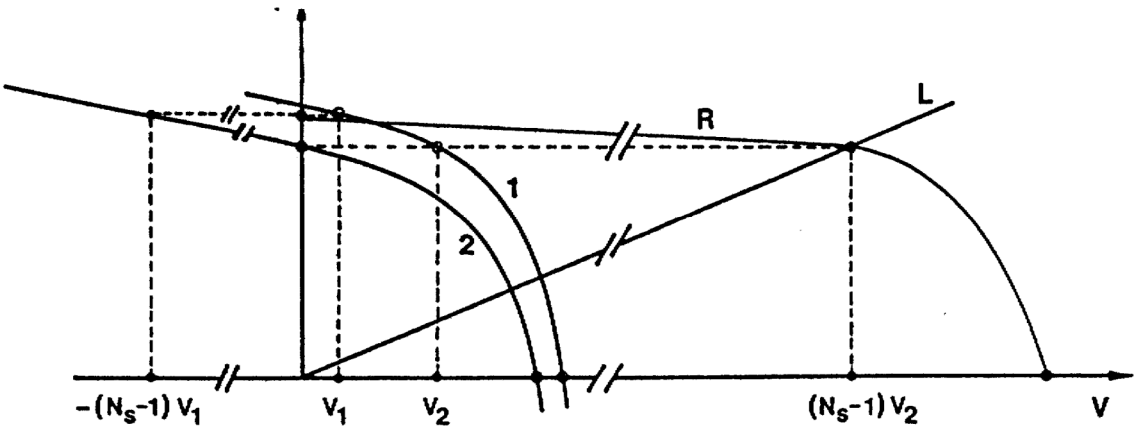


Figure 70 :Groupement en série de Ns-1 cellules identiques (1) et une cellule de performances inférieures (2)

On remarque que plus la résistance shunt des cellules est faible et plus faible sera la tension de polarisation inverse de la cellule occultée. Inversement, des cellules idéales dont la résistance shunt serait infinie seront très sensibles au problème d'occultation partielle. En effet, si la pente de la caractéristique est très plate dans cette zone, il suffit que le courant forcé dans la photopile occultée soit légèrement au-dessus de son courant d'illumination pour envoyer le point de fonctionnement dans des zones de tension très fortement négative. Quand on sait par ailleurs que la tension de claquage d'une diode au silicium tourne autour de 30 V, il devient clair que ce type de déséquilibre peut rapidement détériorer par claquage la cellule occultée avec une puissance électrique relativement modeste.

6.7.2.1 Protection par diode

Il peut arriver qu'une photopile occultée ait à supporter la tension directe de plusieurs modules en série, donc une polarisation inverse dépassant 30V, soit la tension de claquage. Une photopile standard ne peut supporter que des tensions inverses de l'ordre de la dizaine de volts.
Si l'on monte une diode au silicium en parallèle tête-bêche (Figure 71), sur une branche de 18 photopiles en série (la moitié d'un module), la cellule occultée ne peut alors être polarisée que par 17 cellules au maximum. En cas de déséquilibre, il faut bien sûr que la diode puisse laisser passer le courant des modules qui se trouvent dans la branche et en fonctionnement normal la diode de protection doit pouvoir être polarisée avec une tension inverse égale à la tension de travail du module. Moyennant ces précautions dans le choix de la diode de "by-

pass", on peut être assuré que les modules ainsi protégés ne subiront pas de "hot-spot" (point chaud) à cause d'un déséquilibre d'éclairement ou de réseau.

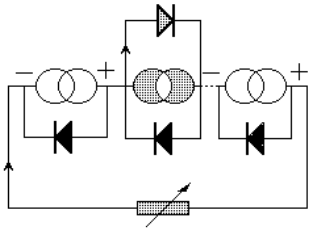


Figure 71 : Protection par diode anti-parallèle d'un groupement de photopiles en série

6.7.3 Déséquilibre dans un groupement parallèle

La Figure 72 montre la caractéristique résultante de deux photopiles montées en parallèle. C'est maintenant la tension qui est commune aux deux diodes; il faut donc additionner les courants. Pour une charge correspondant à la pente de la droite L, la cellule 2 ne produit aucun courant. Pour une charge d'impédance plus élevée, la cellule 2 passe dans le quadrant 2 fonctionnant en récepteur en polarisation directe.

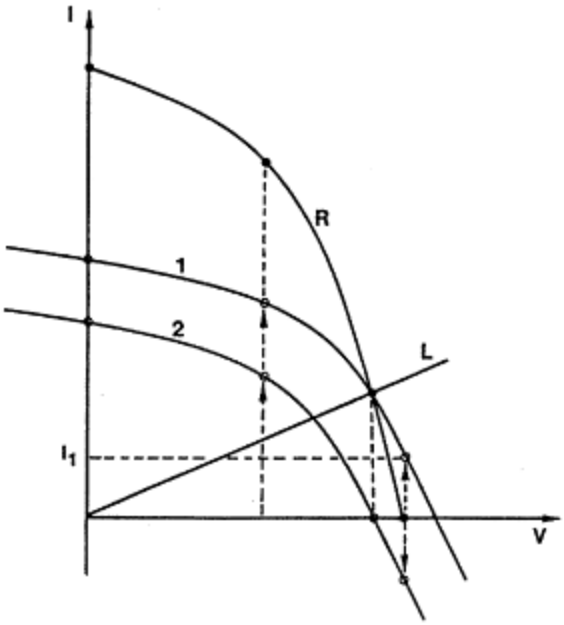


Figure 72 :Groupement en parallèle de deux cellules non identiques

Comme précédemment on peut extrapoler au cas de Np photodiodes en parallèle (Figure 73). Au delà d'une certaine valeur de l'impédance de charge, la cellule occultée passe en récepteur. En conditions de circuit ouvert, l'élément occulté doit pouvoir débiter un courant (Np-1).I à la tension Voc. On notera que la tension de circuit-ouvert de l'ensemble est inférieure à la tension de circuit ouvert individuelle des photopiles non occultées.

On remarquera que plus la résistance série est forte et plus faible sera le courant inverse de la cellule occultée. A l'inverse, une photopile idéale dont la résistance série serait très faible verra son point de fonctionnement basculer vers de fortes valeurs de courant

négatif pour maintenir sa tension égale à celle des autres. Le déséquilibre sera d'autant plus critique que l'impédance de charge est élevée. Là encore, une cellule peut avoir à dissiper une puissance électrique telle que l'encapsulation subisse de sévères dégradations.

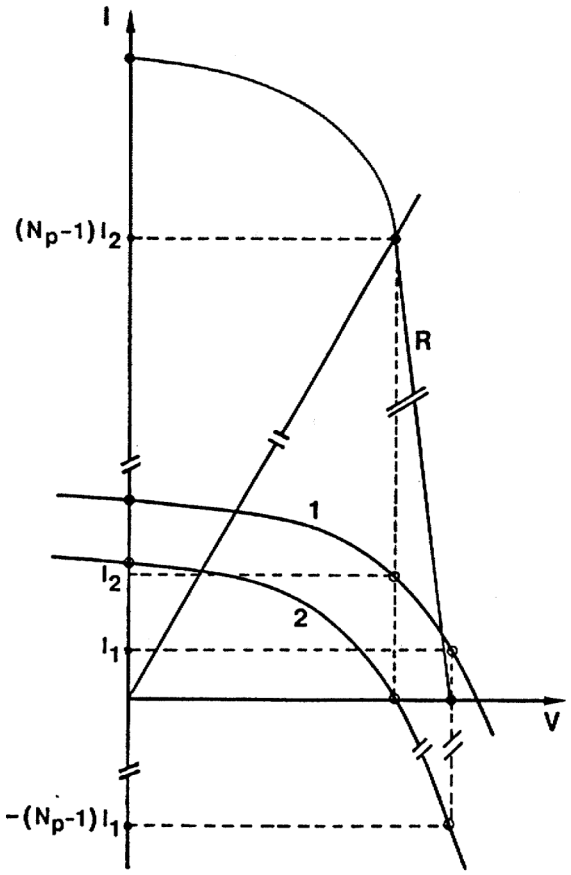


Figure 73 : Groupement en parallèle de Np-1 cellules identiques (1) et une cellule de performances inférieures (2)

6.7.3.1 Généralisation des protections par diodes

Pour éviter qu'une branche de cellules connectées en série ne reçoivent de l'énergie d'autres branches connectées en parallèle, il faut installer dans chacune des branches des diodes série comme indiqué dans la Figure 75.

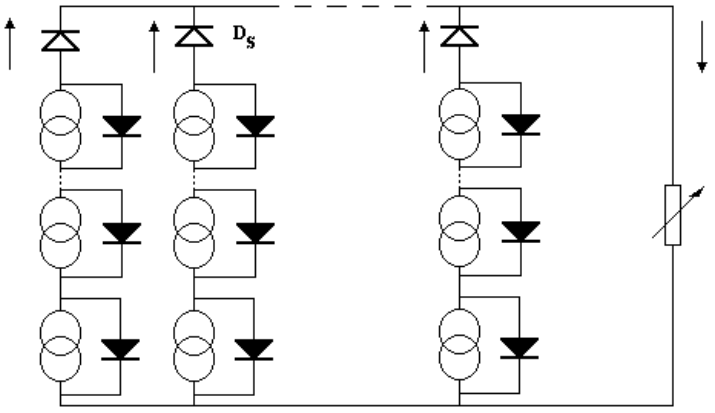


Figure 74 : Protection par diodes série d'un groupement parallèle

En fonctionnement normal, ces diodes séries devront supporter le courant débité par la branche et induiront une chute de tension de 0.6 V dans la branche. Il n'est pas nécessaire de monter une diode par panneau. Mais une par branche est recommandée. Dans certaines installations, plusieurs branches sont regroupées pour une seule diode série (Figure 75).

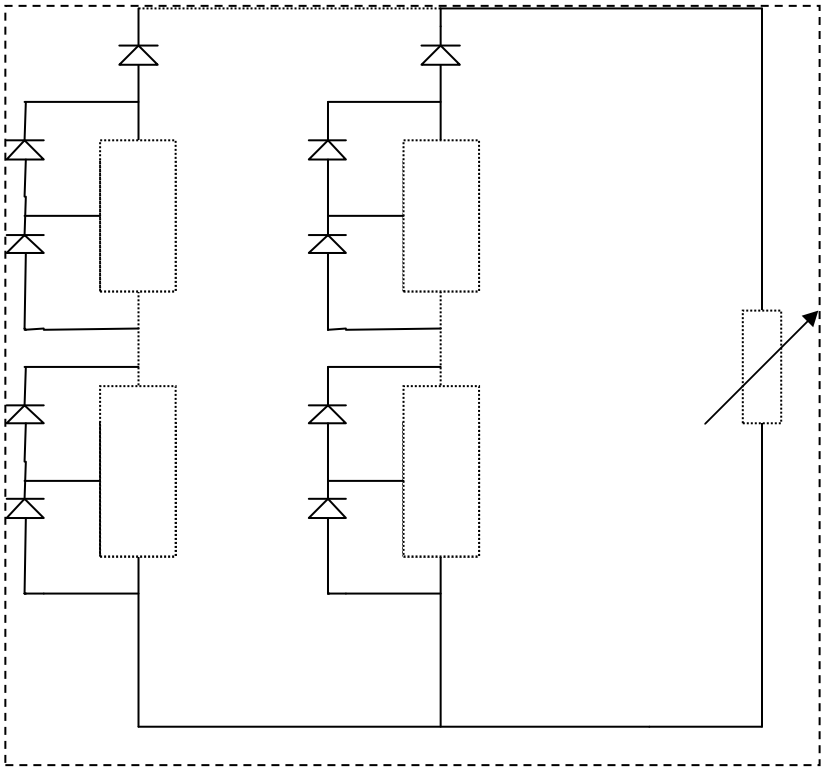


Figure 75 : Protection recommandée par diodes anti-parallèle et par diodes série d'un groupement série-parallèle de modules

Les normes françaises actuellement en usage pour la qualification de sécurité des modules photovoltaïques, notamment les exigences relatives à la construction (encore en projet) : PR NF EN 61730-1: 2004-07, et les exigences relatives aux essais : PR NF EN 61730-2: 2004-07.

Adresses internet utiles

http://www.etl.go.jp Available irradiations databases in the world

http://www.eurec.be EUREC tutorial 1998 (IEA Task VII): Photovoltaics, harvesting the sun in the urban landscape

http://re.jrc.cec.eu.int,

www.hespul.org Comment remplir sa demande de connection au réseau

www.iea-pvps-task10.org

http://www.eren.doe.gov/power, U.S. Department of Energy, Office of Power Technologies

http://www.eren.doe.gov/pv, U.S. Department of Energy, Photovoltaics Program

http://www.nrel.gov/ncpv, National Center for Photovoltaics

http://www.eren.doe.gov/csp, Concentrating Solar Power

http://www.eren.doe.gov/solarbuildings, Solar Buildings

http://www.nrel.gov, National Renewable Energy Laboratory

http://www.sandia.gov/pv, Sandia National Laboratories

http://www.eren.doe.gov/millionroofs, Million Solar Roofs

http://www.nrel.gov/surviving_disaster, Surviving Disaster with Renewable Energy

http://www.eren.doe.gov/femp, Federal Energy Management Program