



HAL
open science

CARACTERISATIONS DES MATERIAUX ET DES DISPOSITIFS POUR LE PHOTOVOLTAIQUE

Damien Barakel, Ludovic Escoubas, F. Flory, J. Le Rouzo, L. Ottaviani, D.
Duche, Olivier Palais, M. Pasquinelli, I. Périchaud, J. Simon, et al.

► **To cite this version:**

Damien Barakel, Ludovic Escoubas, F. Flory, J. Le Rouzo, L. Ottaviani, et al.. CARACTERISATIONS DES MATERIAUX ET DES DISPOSITIFS POUR LE PHOTOVOLTAIQUE. Doctorat. France. 2018. cel-01798813

HAL Id: cel-01798813

<https://amu.hal.science/cel-01798813>

Submitted on 24 May 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

CARACTERISATIONS DES MATERIAUX ET DES DISPOSITIFS POUR LE PHOTOVOLTAIQUE

2018

Rédaction : Marcel Pasquinelli

IM2NP-Equipe OPTOPV-2018

D. Barakel, L. Escoubas, F. Flory, J. Le Rouzo, L. Ottaviani, D. Duché
O. Palais, M. Pasquinelli, I. Perichaud, J. J. Simon, P. Torchio

SOMMAIRE

1. Photométrie solaire, grandeurs et unités	p.3
1.1. Constantes physiques	
1.2. Éléments de photométrie	
1.2.1. Angle solide	
1.2.2. Source solaire : grandeurs caractéristiques	
1.2.3. Photométrie énergétique (radiométrie)	
1.2.4. Energie et longueur d'onde des photons	
1.2.5. Flux de photons	
1.2.6. Paramètres radiométriques émis	
1.2.7. Paramètres radiométriques reçus	
1.2.8. Spectres solaires normalisés	
1.2.9. Photométrie visuelle	
2. Caractérisations des propriétés électriques des matériaux	p.16
2.1. La conduction électronique (loi d'ohm)	
2.2. Mesure de résistivité ρ et de résistance carrée r_{\square}	
2.3. Mesure de la mobilité des porteurs libres μ_n, μ_p	
2.4. Mesure de la concentration des porteurs libres n, p	
2.5. Détermination du type de dopage par mesure sans contact	
3. Caractérisations des propriétés optiques des matériaux	p.26
3.1. Les flux optiques (incident, réfléchi, absorbé, transmis)	
3.2. Détermination du coefficient d'absorption optique par la mesure du flux optique transmis Φ_t	
3.3. Application : détermination de la largeur de bande interdite E_G	
3.4. Détermination de la réflectivité $R(\lambda)$ par spectrophotométrie	
3.5. Ellipsométrie spectroscopique : détermination des couples indice-épaisseur	
4. Caractérisations des propriétés optoélectriques des matériaux	p.31
4.1. Absorption optique et génération de porteurs	
4.2. Photoconduction ou modification de la conductivité /résistivité sous éclairnement	
4.3. Montages pour mesures de photoconductance	
4.4. Durée de vie des porteurs libres et longueur de diffusion	
4.5. Méthodes de mesure de la durée de vie des porteurs minoritaires	
4.5.1. Techniques IC-PCD (transitoire et quasi-stationnaire)	
4.5.2. Technique micro-ondes par la mesure d'un transitoire μW -PCD	
4.5.3. Technique micro-ondes par la mesure d'un déphasage μW -PS	
4.6. La photoluminescence : processus de recombinaisons des porteurs de charge	
5. Caractérisations des composants	p.47
5.1. Caractéristiques courant tension sous obscurité (jonction PN)	
5.1.1. Polarisation directe	
5.1.2. Polarisation inverse	
5.2. Caractéristique courant tension sous éclairnement (jonction PN)	
5.2.1. Application type : photodiode – cellule solaire	
5.2.2. Simulateur de spectre solaire AM1.5G	
5.3. Evolution du photocourant avec la longueur d'onde	
5.3.1. Sensibilité Spectrale (ou réponse spectrale) $S(\lambda)$	
5.3.2. Rendement Quantique Externe ou Efficacité Quantique Externe $EQE(\lambda)$	
5.3.3. Rendement quantique interne ou Efficacité Quantique Interne $EQI(\lambda)$	
5.3.4. Relation Efficacité Quantique Externe $EQE(\lambda)$ - Sensibilité Spectrale $S(\lambda)$	

5.3.5. Méthodes de mesure	
5.4. Exploitation des mesures de sensibilité spectrale	
5.4.1. Détermination de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires L_n ou L_p	
5.4.2. Estimation de la largeur de la bande interdite E_G	
5.5. Mesures capacitives sur jonctions	
5.5.1. Capacité d'une jonction (NP, PN ou métal-SC)	
5.5.2. Exploitation de la caractéristique $C=f(V)$ pour les tensions inverses	
5.5.3. Spectroscopie capacitive (Deep Level Transient Spectroscopy)	
5.6. Temps de recouvrement τ_{tr}	
6. Caractérisation des contacts métal-semiconducteurs	p.80
6.1. Notation des grandeurs	
6.2. Réalisation d'un contact ohmique	
6.3. Résistance spécifique de contact	
6.4. Méthode Transverse Line Measurement TLM	
7. Références bibliographiques	p.85
8. Références sites web	p.86

Annexes :

• A1 – Nettoyage des wafers de silicium	p.87
• A2 – Utilisation du logiciel de simulation SPICE pour cellules solaires	p.88
• A3 – Utilisation d'une Unité Source et Mesure	p.93

1. PHOTOMETRIE SOLAIRE, GRANDEURS ET UNITES

1.1 CONSTANTES PHYSIQUES

<i>Nom</i>	<i>symbole</i>	<i>valeur</i>	<i>unité</i>	<i>valeur</i>	<i>unité</i>
Charge élémentaire	q	1,60E-19	coulomb	1	eV
Constante de BOLTZMANN	k	1,38E-23	J/K	8,63E-05	eV/K
Constante de PLANCK	h	6,63E-34	J.s		
Constante diélectrique du vide	ϵ_0	8,85E-12	F/m		
Vitesse de la lumière	c	3E 8	m/s		

Quelques paramètres du silicium et du germanium

		SILICIUM	GERMANIUM	
Mobilité des électrons	μ_n	1350	3900	cm ² /V.s
Mobilité des trous	μ_p	500	1820	cm ² /V.s
Concentration intrinsèque	n_i	1,50E+10	5,50E+26	porteurs/cm ³
Conductivité intrinsèque	σ_i	4,44E-06	2E-05	S/cm
Résistivité intrinsèque	ρ_i	2,25E+05	47	ohm.cm
Constante de diffusion des électrons	D_n	35	101	cm ² /s
Constante de diffusion des trous	D_p	13,1	49	cm ² /s
Hauteur Bande Interdite (0K)	E_G	1,21	0,78	eV
Hauteur Bande Interdite (300K)	E_G	1,10	0,67	eV
Constante diélectrique	ϵ_r	11,9	15,7	
Concentration atomique	C_a	4,96.10 ²²	4,42.10 ²²	atomes/cm ³
Durée de vie des porteurs minoritaires (mat. intrinsèque)	τ	2,5		ms

Conversion inch-cm

<i>Diamètre</i>		<i>Surface</i>	
<i>inch</i>	<i>cm</i>	<i>inch²</i>	<i>cm²</i>
1	2,54	0,79	5,07
2	5,08	3,14	20,27
3	7,62	7,07	45,60
4	10,16	12,57	81,07
5	12,70	19,63	126,68
6	15,24	28,27	182,41
7	17,78	38,48	248,29
8	20,32	50,27	324,29
9	22,86	63,62	410,43
10	25,40	78,54	506,71
11	27,94	95,03	613,12
12	30,48	113,10	729,66

1.2 ELEMENTS DE PHOTOMETRIE

La photométrie caractérise les propriétés et les relations énergétiques (ou visuelles), qui découlent des relations géométriques liant une **SOURCE** et une **SURFACE (D'UN OBJET) ECLAIREE**.

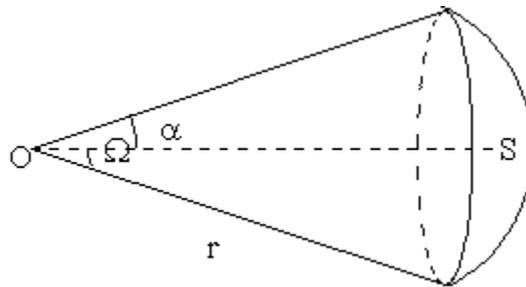
1.2.1 ANGLE SOLIDE

La notion d'angle solide, qui traite de géométrie spatiale représente le concept d'angle d'ouverture d'une portion de l'espace (en extension à l'angle dit "angle plan").

L'angle solide Ω est défini par la mesure de la portion d'espace limitée par une surface conique S de sommet O et son unité est le **stéradian**, défini par le rapport :

$$\Omega = \frac{S}{r^2}$$

S étant l'aire de la calotte découpée par le cône sur une sphère de rayon r .



Si α est le demi-angle du cône, nous obtenons pour ce rapport (pour le calcul de la calotte d'une surface sphérique voir le chapitre traitant des formes géométriques) :

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \alpha)$$

D'où l'on conclut que l'angle solide total vaut par définition : **$\Omega_{TOT} = 4.\pi$ stéradians**

1.2.2 Source solaire : grandeurs et unités

Le soleil constitue une source de **rayonnement thermique** qui est émis par la matière du fait de sa température. Ce rayonnement est constitué d'ondes électromagnétiques et/ou particules élémentaires associées (photons) qui se propagent en l'absence de milieu matériel (vide inter spatial), voici quelques données significatives.

- Étoile de 4,5 milliards d'années d'âge
- Sa lumière traverse l'espace en 8 minutes et atteint notre planète (vitesse de la lumière dans le vide $c = 299\,792\,458$ m/s)
- Son diamètre est égal à 1 392 530 km (108 fois celui de la Terre)
- Sa masse est estimée à $1,989 \cdot 10^{30}$ kg
- Il est composé à 99,9% d'hydrogène et d'hélium qui sont les éléments de la fusion nucléaire interne.
- La température de sa surface est égale à 5780 K
- D'un point de vue source de rayonnement, le soleil est un corps noir quasi idéal

1.2.3 Photométrie énergétique (radiométrie)

Les paramètres suivants permettent de caractériser cette source de rayonnement thermique, en termes de **photométrie énergétique**. L'autre domaine de la photométrie concerne la **photométrie visuelle** qui est relative à la sensibilité spectrale (en longueur d'onde) de l'œil humain.

Les grandeurs photométriques dépendent de la longueur λ d'onde du rayonnement, ainsi on peut distinguer deux familles : les grandeurs photométriques monochromatiques $G_\lambda(\lambda)$ ou centrées sur une longueur d'onde λ qui sont appelées densités spectrales et les grandeurs énergétiques totales G qui intègrent un domaine spectral étendu.

La relation liant ces deux grandeurs est :

$$G = \int G_\lambda(\lambda).d\lambda$$

1.2.4 Energie et longueur d'onde des photons

Les ondes lumineuses qui se propagent dans le vide à la vitesse de la lumière peuvent être représentées soit par une vibration électromagnétique (onde) ou par une particule (photon).

L'énergie E d'un photon de longueur d'onde λ est donnée par la relation de Planck.

Le spectre solaire s'étend de $\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ (rayonnement ultra-violet) à $\lambda = 4 \mu\text{m}$ (rayonnement infra-rouge)

Relation de Planck $E_\lambda = \frac{h.c}{\lambda}$ elle relie la longueur d'onde à l'énergie, les unités du S.I sont :

λ en mètre et E en joule

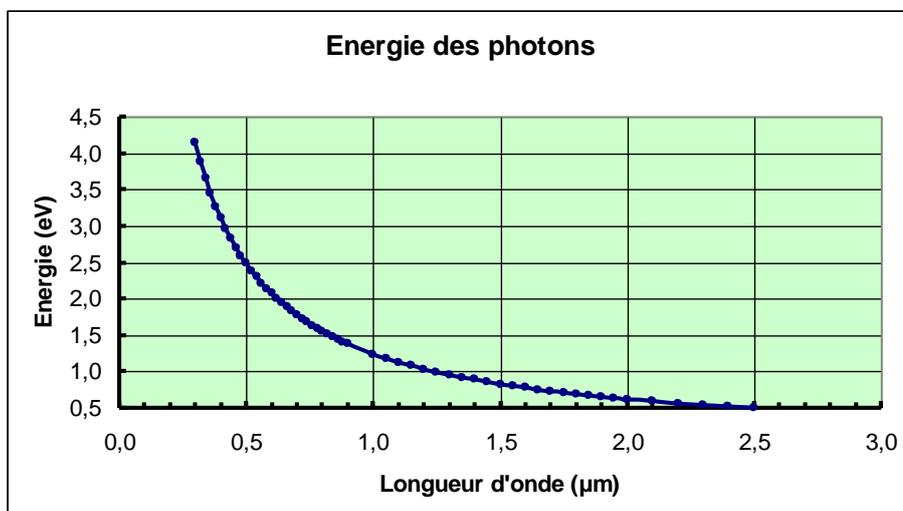
Nota 1 : L'énergie véhiculée par un photon est faible, on l'exprime en eV

Exemple : Photon de longueur d'onde $\lambda = 600 \text{ nm}$, $E = 2,07 \text{ électronvolt} = 3,1 \cdot 10^{-19} \text{ joule}$

Nota 2 : Dans le domaine des semiconducteurs, les énergies s'expriment également en électronvolt (eV) et la correspondance est donnée par :

eV	J
1	1,60E-19
6,24E+18	1

Pour les longueurs d'onde visible, on obtient les valeurs et le graphique ci-dessous :



Nota :

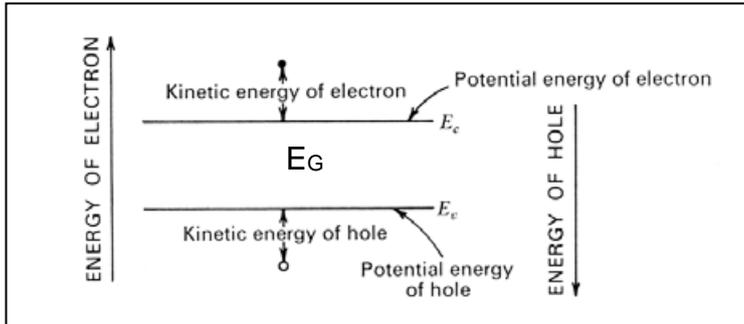
Pour calculer l'énergie des photons en eV, avec λ en μm

$$E_\lambda = \frac{h.c}{\lambda} = \frac{1,24}{\lambda}$$

Nota 3 : pour comparaison : PARAMETRE ENERGIE " THERMIQUE " POUR LES SC

Le diagramme simplifié des bandes d'énergies permises pour la localisation des électrons est représenté avec une échelle des ordonnées en électron-volt.

Diagramme simplifié des bandes d'énergie d'un SC (source : <http://www.klab.caltech.edu>)



Énergie thermique (kT) et potentiel ou tension thermique (kT/q)

On associe un potentiel "thermique" kT/q à l'énergie thermique élémentaire kT (kT/q is the natural scale of voltage for electronic systems in thermal equilibrium)

T (K)	T (°C)	kT (eV)	kT/q (mV)
100	-173	0,009	9
150	-123	0,013	13
200	-73	0,017	17
250	-23	0,022	22
300	27	0,026	26
350	77	0,030	30
400	127	0,035	35

On peut noter que :

- $kT/q=26mV$ pour la température ambiante.
- La largeur de la bande interdite du silicium 1,12 eV est 40 fois plus importante que kT à la température ambiante.

1.2.5 Flux de photons ($\Phi_\lambda(\lambda)$ et Φ)

Définition : Le flux de photons est le nombre de photons incident sur une surface ou la traversant par unité de temps et par unité de surface

$$\Phi_\lambda = \frac{\text{nombre photons}}{m^2 \cdot s}$$

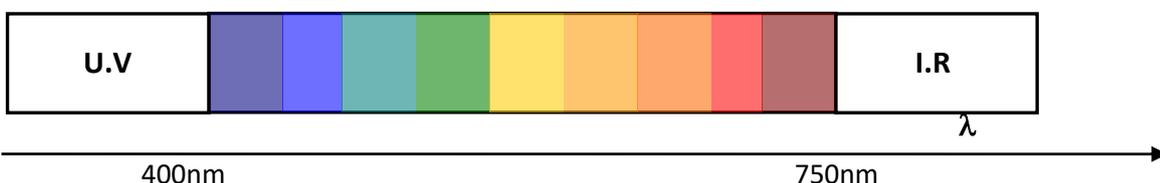
C'est le paramètre initial pour calculer le nombre de paires électron-trou générées par le rayonnement avec la longueur d'onde incidente.

LE FLUX LUMINEUX UV-VISIBLE-IR

Le flux lumineux visible, constitue une partie du rayonnement électromagnétique émis par le soleil (ou une source lumineuse).

Les domaines du rayonnement ultra violet et infra-rouge encadrent le rayonnement visible.

On matérialise ce rayonnement par des photons dont l'énergie est fonction de la longueur d'onde



Les paramètres métrologiques importants de l'énergie solaire incidente pour déterminer le comportement d'un matériau semiconducteur et d'un dispositif photovoltaïque sont :

- La densité de puissance émise par la source
- Le domaine spectral de l'énergie incidente
- Les propriétés optiques du semiconducteur
- L'énergie reçue par la cellule d'une surface donnée (journalière, annuelle,..)

1.2.6 Paramètres radiométriques (source, émission)

Emittance énergétique M :

Le soleil est considéré comme une **source lumineuse étendue**, c'est une surface lumineuse émettant des photons dans le domaine de longueur d'ondes comprises entre 0,29 μm et 4 μm . D'un point de vue énergétique cette surface émissive est caractérisée par l'émittance énergétique monochromatique $M(\lambda)$ donnée par la relation :

$$M(\lambda) = \frac{dP(\lambda)}{dS} \quad \text{Unité : watt/m}^2$$

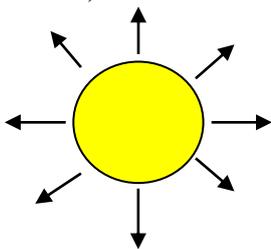
Avec $P(\lambda)$ la puissance rayonnée appelée également flux énergétique

Si on intègre l'émittance sur le spectre solaire on obtient l'émittance énergétique totale M_T . Ici, la valeur M_T du soleil peut être obtenue par la loi de Stefan qui régit l'émission d'énergie des corps noirs.

$$M_T = \sigma T^4 \quad \text{Avec } \sigma = \text{constante de Stefan et } T = 5870 \text{ K, on obtient : } M_T = 62,8 \text{ MW/m}^2$$

Flux énergétique (Puissance rayonnée) émis par une source lumineuse (le soleil) P_s :

Il représente l'énergie des photons émis par unité de temps et présente donc la dimension d'une puissance (unité W)



Cette puissance rayonnée est donnée par la relation $P_s = M_T S_s$ ou S_s est la surface du soleil, on obtient une valeur proche de :

$$P_s = 3,9 \cdot 10^{26} \text{ W}$$

Intensité énergétique émis par le soleil $I(\lambda)$:

C'est la puissance rayonnée (émise) ou le flux énergétique par unité d'angle solide

$$I_s = \frac{dP_s}{d\Omega} \quad \text{en W/stéradian}$$

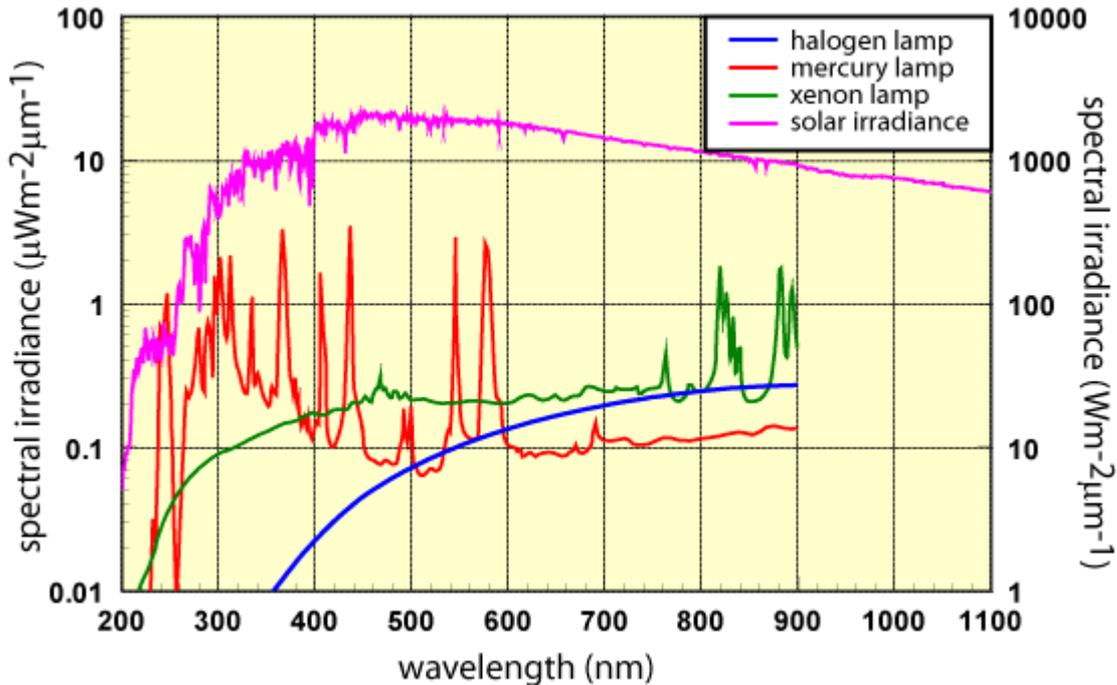
Irradiance spectrale $F(\lambda)$:

L'irradiance spectrale F d'une source lumineuse représente par unité de longueur d'onde la densité de puissance émise par la source. Son unité est généralement exprimée en $\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$.

$$F(\lambda) = \frac{\Phi_{\lambda} \cdot E_{\lambda}}{\Delta\lambda} = \Phi \frac{hc}{\lambda} \frac{1}{\Delta\lambda} \quad \text{Unité : } \frac{\text{nbre photons}}{\text{m}^2 \text{s}} \text{W} \cdot \text{s} \frac{1}{\mu\text{m}} = \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \mu\text{m}}$$

Avec Φ_{λ} , le flux de photon et E_{λ} son énergie

Illustration : <http://pveducation.org/pvcdrom/properties-of-sunlight/spectral-irradiance>



Irradiance spectrale comparée source artificielle et solaire (axe droit)

1.2.7 Paramètres radiométriques (surface, réception)

Flux énergétique reçu (Puissance reçue) par la terre hors atmosphère $P_T(\lambda)$:

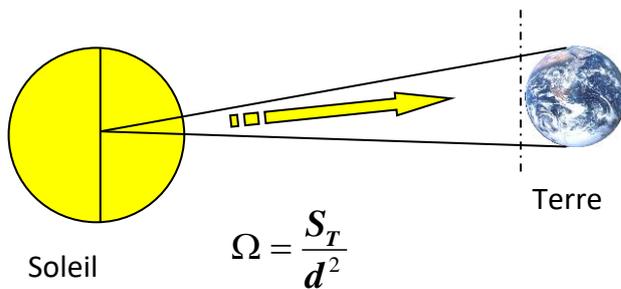
La terre :

Diamètre: En raison de la force centrifuge due à sa rotation, la Terre est légèrement aplatie aux pôles. Son diamètre équatorial (environ 12 756,32 km) est légèrement supérieur à son diamètre polaire (environ 12 713,55 km).

Circonférence: La circonférence à l'Équateur est d'environ 40 075, 017 km et, en passant par les pôles, de 40 007,864 km.

Distance moyenne du Soleil: 149 238 000 Km (1,00 UA).

Surface vue du soleil: $S_T = 126\,936\,341 \text{ km}^2$



Avec :

Ω L'angle solide sous lequel la terre est vue du soleil

S_T = surface terre

d = distance soleil terre

On peut calculer $\Omega = 5,7 \cdot 10^{-9}$ stéradian

Le soleil vu de la terre est une source étendue isotrope, la loi de Lambert permet de calculer la puissance du flux total reçu par la terre :

$$P_T = \frac{M_T}{\pi} S_s \cdot \Omega \quad \text{Avec } S_s = \text{surface du soleil}$$

On obtient : $P_T = 1,77 \cdot 10^{14} \text{ W}$

Éclairement énergétique reçu par la terre hors atmosphère (condition AM0)

L'éclairement est défini comme une puissance reçue par une surface (densité de puissance incidente). Il s'exprime en W m^{-2} (watt par mètre carré). Le S.I. (système international d'unités) recommande le symbole E .

$$E = \frac{P_T}{S_T} = \frac{P_T}{\pi R_T^2} \quad \text{On obtient : } E \approx 1400 \text{ W / m}^2$$

La condition air masse zéro (AM0) signifie que la surface considérée est hors atmosphère terrestre.

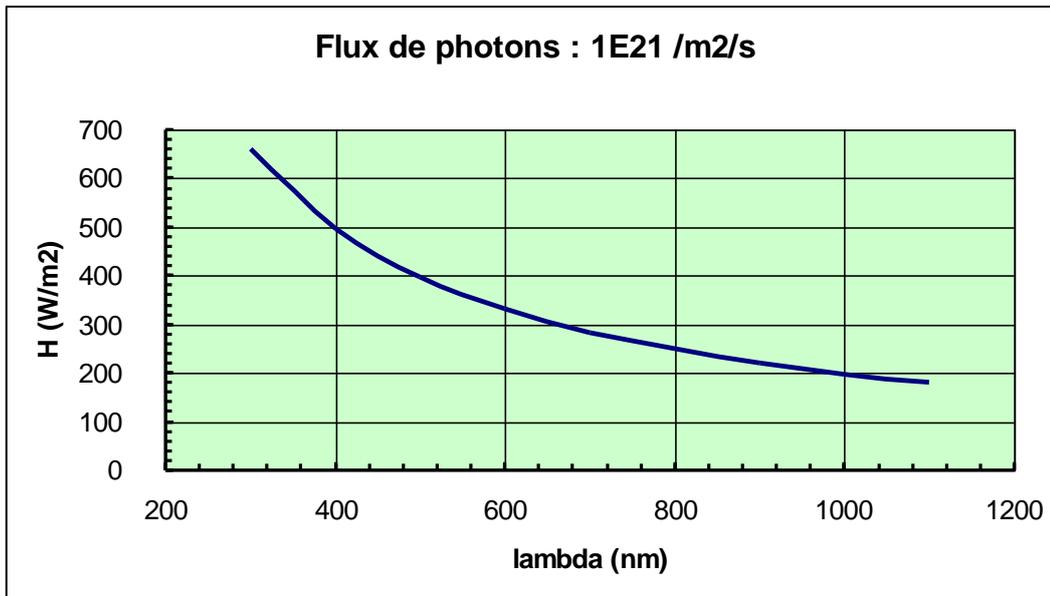
En réalité, sur terre cette valeur est plus faible car une partie des photons sont absorbés et/ou réfléchis par la couche atmosphérique.

Le terme anglo-saxon désigne cette grandeur par : **solar irradiance**

La densité de puissance incidente peut être reliée au flux de photons incident par la relation :

$$E = \Phi \cdot E_\lambda = \Phi \frac{hc}{\lambda}$$

Pour un flux de photons constant, les rayonnements de courte longueur d'onde produisent une densité de puissance plus grande



Pour une densité de puissance constante, le flux de photons de courte longueur d'onde est plus faible.

Pour caractériser le comportement et les performances des cellules solaires, il a été défini des spectres solaires normalisés décrits ci-après.

1.2.8 SPECTRES SOLAIRES NORMALISES - American Society for Testing and Materials

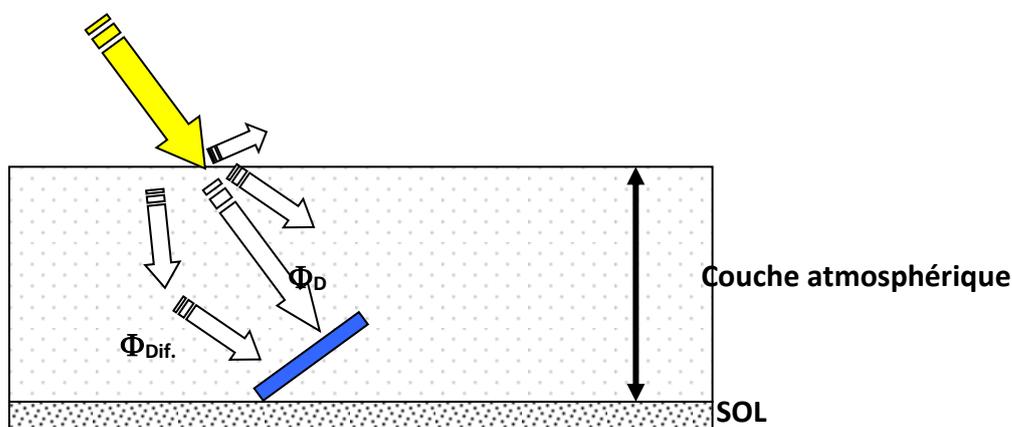
Le rayonnement émis par le soleil peut être décrit par la loi d'émissivité du corps noir à la température de 6000 K.

Hors atmosphère terrestre l'éclairement énergétique est égal à 1,35 kW/m² et ce rayonnement est absorbé en traversant la couche atmosphérique avec des absorptions plus marquées pour certaines longueurs d'ondes.

L'absorption provient essentiellement de l'ozone, de l'eau et du gaz carbonique avec des bandes spectrales caractéristiques.

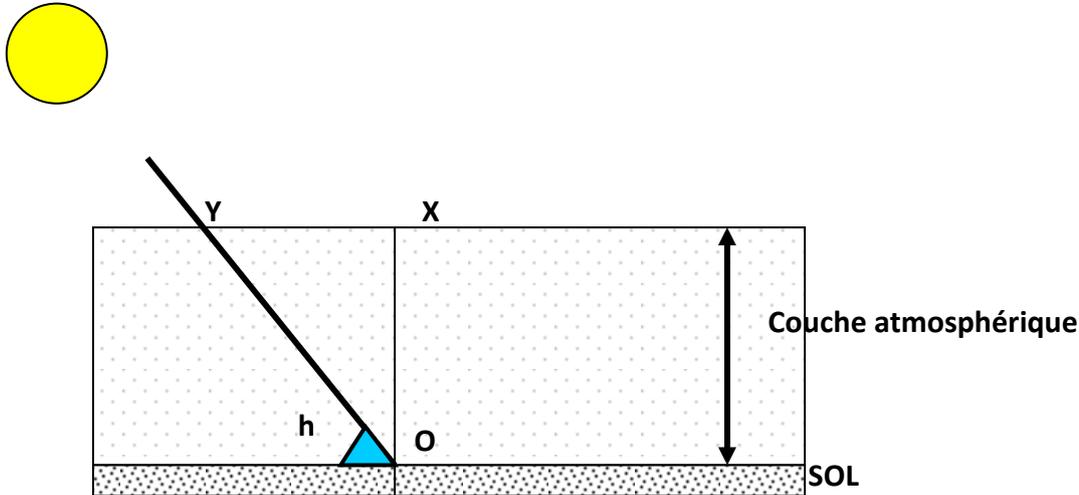
Le rayonnement solaire global Φ_G qui arrive sur un panneau solaire au sol résulte d'un flux direct traversant la couche atmosphérique Φ_D et d'un flux diffusés par les particules présentes dans l'atmosphère $\Phi_{Dif.}$.

$$\Phi_G = \Phi_D + \Phi_{Dif.}$$



Pour normaliser les spectres solaires terrestres, il faut tenir compte de la hauteur apparente du soleil donnée par l'angle d'inclinaison h en introduisant un nombre sans dimension : Air Masse N (AMN) ou la valeur de N est donnée par la relation :

$$N = \frac{OX}{\sin h} \quad \text{avec } OX \text{ normalisé à l'unité}$$



Pour les conditions standards de test des panneaux solaires dites : AM1,5G ou AM1,5D
On obtient alors un angle $h = 41,8^\circ$

Les lettres G et D caractérisent le flux pris en compte : AM1,5G : rayonnement global et AM1,5D : rayonnement direct.

Pour codifier l'éclairement énergétique après absorption atmosphérique on utilise la codification AMNX (Air Masse) représente la localisation de la mesure

AM0 = Air Masse 0
AM1.5D = Air Masse 1,5 Direct
AM1.5G = Air Masse 1,5 Global

N représente la distance de traversée de l'atmosphère terrestre

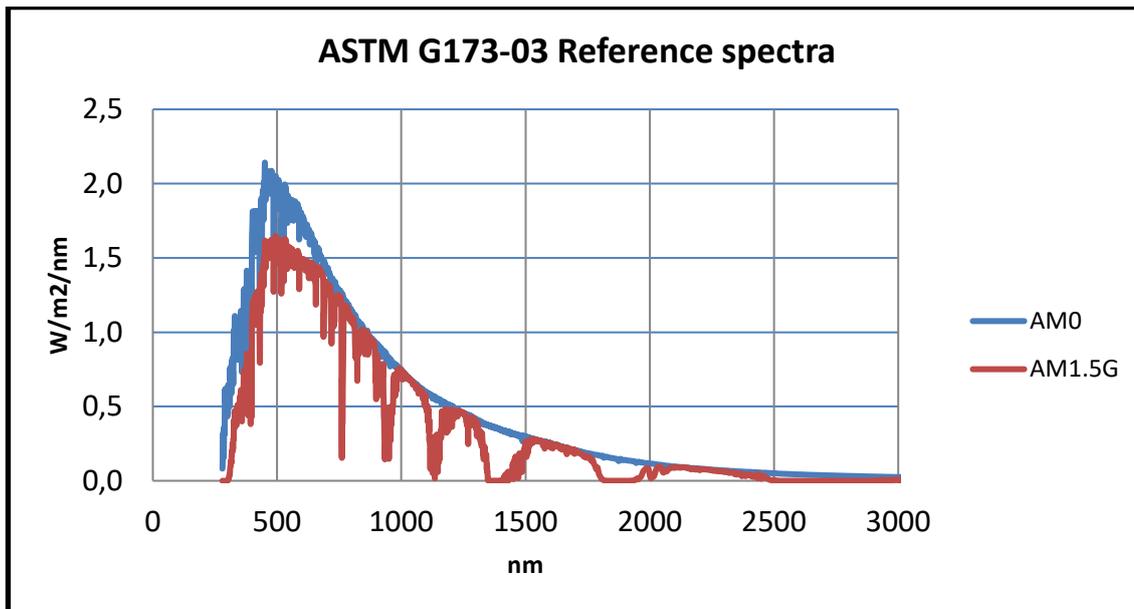
$N=0$: espace
 $N=1$: surface de la terre, soleil en incidence normale
 $N=1,5$: surface de la terre, soleil en incidence 45°

X représente la nature du flux de photons reçu

$X = D$: Eclairement solaire Direct
 $X = G$: Eclairement solaire Global (Direct + Diffus)

Dans ces conditions, la densité totale de puissance reçue par une surface de 1 m^2

Air Masse 0	AM0	$P = 1353 \text{ W/m}^2$
Air Masse 1,5 Direct	AM1,5D	$P = 767 \text{ W/m}^2$
Air Masse 1,5 Global	AM1,5G	$P = 963 \text{ W/m}^2$



Irradiation

L'irradiation est l'énergie reçue par une surface unitaire. Elle s'exprime en $J\ m^{-2}$ (joule par mètre carré).

L'ISES (International Solar Energy Society) recommande le symbole H .

D'autres unités courantes sont le $J\ cm^{-2}$ (joule par centimètre carré) et l'unité d'usage hors SI est exprimée en $Wh\ m^{-2}$ (watt-heure par mètre carré) $H = E.t$

Irradiation solaire journalière ou Ensoleillement

C'est l'énergie reçue sur une surface d'un mètre carré au cours d'une journée

L'irradiation solaire journalière exprime la **quantité d'énergie**, en provenance du soleil, reçue par unité de surface durant un jour. Ses unités usuelles sont le J/m^2 ou J/cm^2 ou Wh/m^2 ou kWh/m^2 . L'irradiation journalière dépend de nombreux facteurs, dont principalement la couverture nuageuse, la durée du jour et la hauteur angulaire du soleil au-dessus de l'horizon.

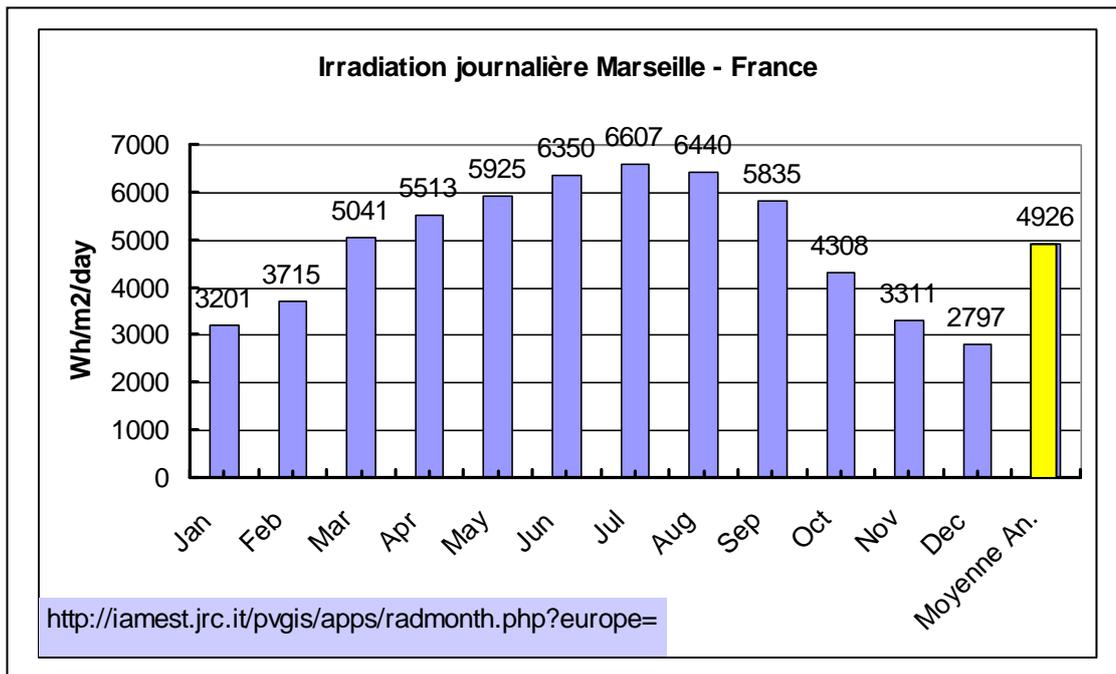
Différents sites internet permettent de connaître localement ces valeurs (voir références) :

EXEMPLE : Irradiation journalière sur Marseille : (**angle d'irradiation ou inclinaison = 40°**)

Location: 43°15'39" North, 5°28'33" East, Elevation: 383 m a.s.l

La moyenne **journalière** de l'ensoleillement pour Marseille est égale à : 4926 Wh/m^2

<http://re.jrc.ec.europa.eu/pvgis/apps/pvest.php>



Si on peut concevoir un convertisseur d'énergie de surface égale à 1 m^2 , avec un rendement de conversion η (par exemple $\eta = 10\%$), ce système fournira une énergie journalière moyenne de $\bar{E} = 493 \text{ Wh}$

L'énergie produite par le convertisseur est proportionnelle à la surface de ce dernier, ainsi un capteur de surface égale à 10 m^2 produira en moyenne $4,93 \text{ Wh/jour}$

C'est cette fonction de convertisseur qui sera réalisée par la cellule solaire....

1.2.9 Photométrie visuelle :

La photométrie visuelle rend compte de la perception lumineuse de l'œil humain. Elle se différencie de la photométrie énergétique par les pondérations amenées par les longueurs d'ondes de la source.

En effet pour deux sources lumineuses S1 et S2 émettant le même flux énergétique à des longueurs d'ondes λ_1 et λ_2 , la sensation visuelle sera totalement différente, par exemple si $\lambda_1 = 600 \text{ nm}$ et $\lambda_2 = 1500 \text{ nm}$, l'œil ne verra pas la seconde source.

Pour traduire la sensation lumineuse produite sur la rétine, il faut donc introduire des grandeurs visuelles ou photométriques, dont les unités sont référencées pour la lumière blanche.

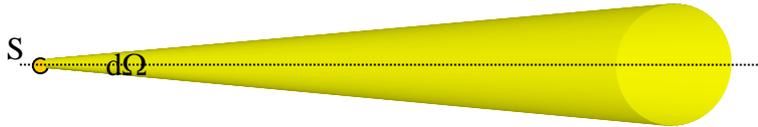
Flux lumineux émis par le soleil $F(\lambda)$:

RELATION D'EQUIVALENCE :

La relation d'équivalence relie le flux lumineux (unité : lumen) au flux énergétique (unité : watt) est donnée par : $F(\lambda) = k(\lambda) \cdot \phi(\lambda)$

Avec $k(\lambda) = \text{efficacité lumineuse absolue}$ qui est maximale pour $\lambda = 555 \text{ nm}$, l'efficacité lumineuse est exprimée en lumen/watt. Par exemple, $k(555 \text{ nm}) = 683 \text{ lm/W}$.

Intensité lumineuse émis par le soleil $I(\lambda)$:



L'intensité lumineuse est le flux émis par unité d'angle solide, $I(\lambda) = \frac{dF(\lambda)}{d\Omega}$,

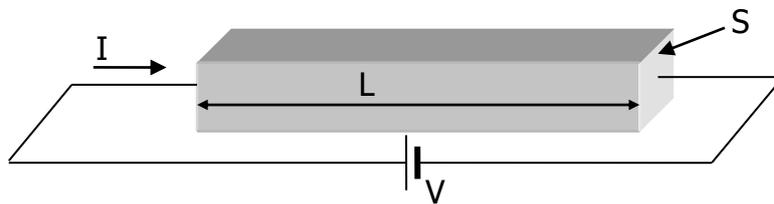
Nota : la candela (cd) est l'unité de base d'intensité lumineuse du système international d'unité

Candela : unité de base de l'intensité lumineuse. C'est l'intensité lumineuse dans une direction donnée d'une source qui émet un rayonnement monochromatique de fréquence **540 10¹² hertz** ($\lambda =$ **555 nm**) et dont l'intensité énergétique dans cette direction est 1/683 watt par stéradian.

<i>GRANDEURS ENERGETIQUES</i>	<i>GRANDEURS LUMINEUSES</i>
SOURCE LUMINEUSE	
Flux Energétique (W)	Flux (lumen) avec pondération $k(\lambda)$
Intensité (W/stéradian)	Intensité (lumen /stéradian = candela)
SURFACE ECLAIREE	
Éclairement (W/m ²)	Éclairement (lumen/m ² = lux)

2. CARACTERISATIONS DES PROPRIETES ELECTRIQUES DES MATERIAUX

2.1 LA CONDUCTION ELECTRONIQUE (LOI D'OHM)



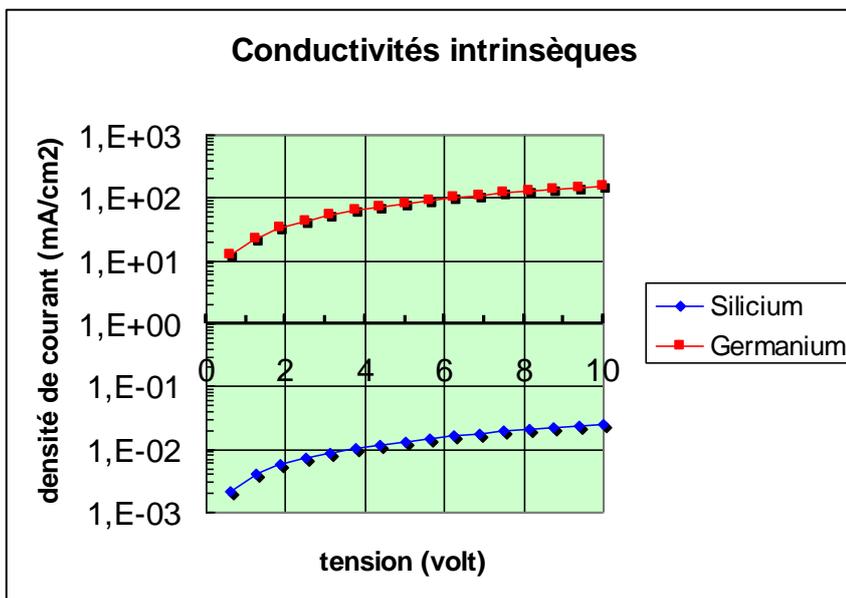
La relation liant la densité de courant J au champ électrique $E = \frac{V}{L}$ est donnée par :

$$J = \frac{I}{S} = \sigma \cdot E \quad \text{ou} \quad I = \sigma \frac{V}{L} S = GV$$

Avec σ la conductivité et G la conductance (unité siemens S)

La forme inverse (Loi d'Ohm) est donnée par : $V = R \cdot I = \frac{1}{G} I$ ou $E = \frac{1}{\sigma} J = \rho J$

Avec ρ la résistivité et R la résistance (unité ohm Ω)



Le tracé représente la courbe J-V pour deux échantillons de SC intrinsèques (silicium et germanium)

L'écart de conductivité est voisin de quatre décades

S.C	Concentration intrinsèque (cm ⁻³)	Résistivité ($\Omega \cdot \text{cm}$)	Conductivité (S.cm ⁻¹)
Silicium	10^{10}	241 600	$4,1 \cdot 10^{-6}$
Germanium	$2 \cdot 10^{13}$	34	$2,9 \cdot 10^{-2}$

La conduction intrinsèque est très faible, notamment pour le silicium, l'introduction d'atomes dopants est nécessaire pour contrôler ce paramètre.

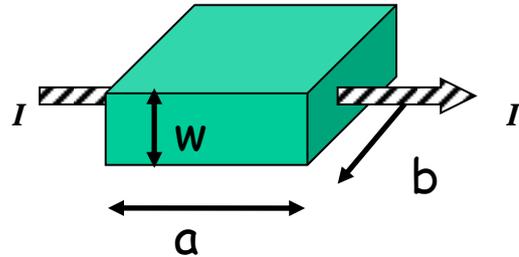
2.2 MESURE DE RESISTIVITE ρ ET DE RESISTANCE CARREE R_{car} , R_{\square}

- Objectifs : contrôle du dopage (N_A ou N_D)
- Principe physique : utilise les propriétés de la résistance électrique R d'un matériau

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

Relation résistivité ρ et conductivité σ : $\rho = \sigma^{-1}$

Dans cette configuration : $R = \rho \frac{a}{W.b}$



Relation avec le dopage n et p

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = qn\mu_n + qp\mu_p$$

Matériau type N affirmé :

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = qn\mu_n = q\mu_n N_D$$

Matériau type P affirmé :

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = qp\mu_p = q\mu_p N_A$$

Avec : $n = N_D$ pour Si type N (densité d'atome donneur)
 $p = N_A$ pour Si type P (densité d'atome accepteur)

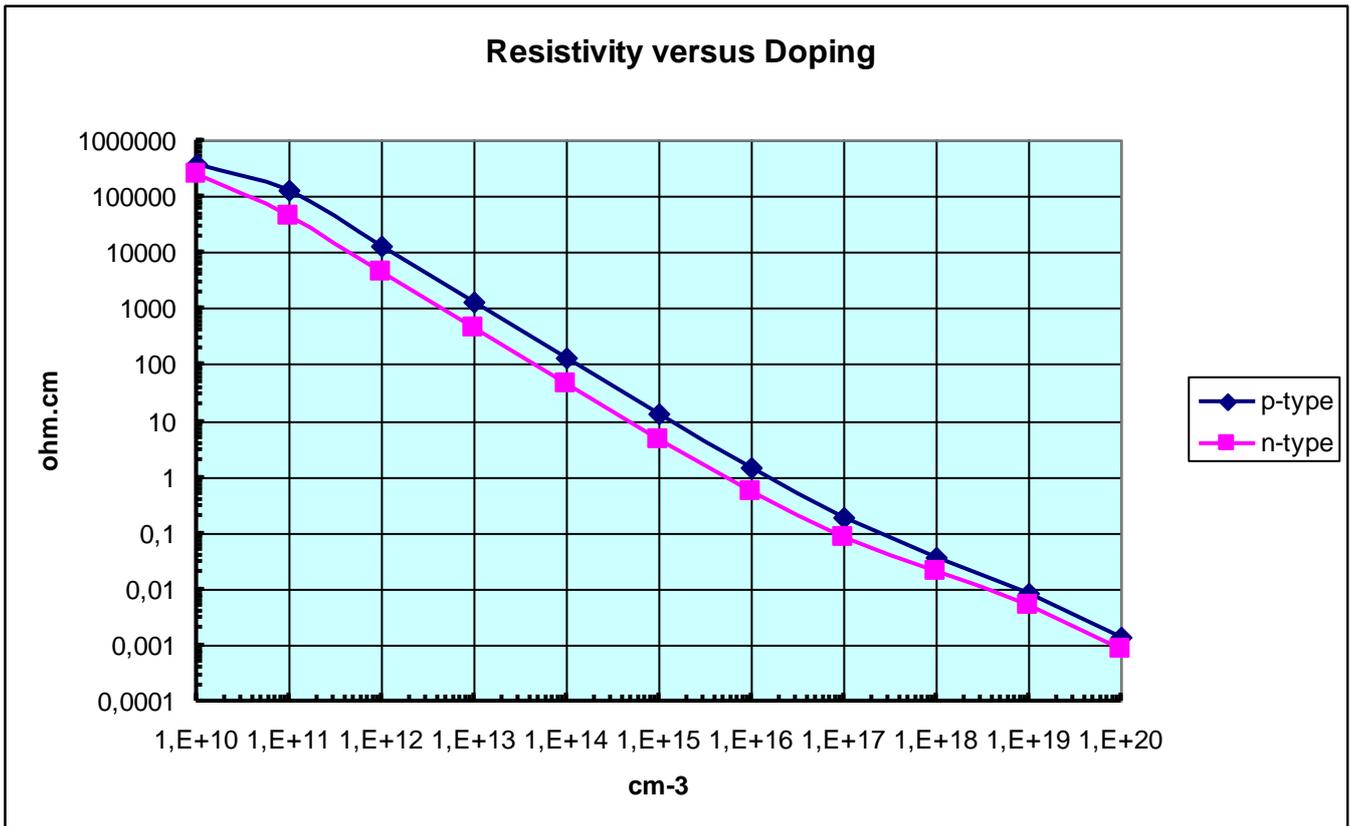
$q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C (charge élémentaire électronique)

$\mu_n = 1350 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ (mobilité électrons)
 $\mu_p = 500 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ (mobilité trous)

Tableau de correspondance

Dopage (cm-3) N_D ou N_A	Type n		Type p	
	σ ($\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$)	ρ ($\Omega \cdot \text{cm}$)	σ ($\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$)	ρ ($\Omega \cdot \text{cm}$)
1,E+13	2,2,E-03	4,6,E+02	8,0,E-04	1,3,E+03
5,E+13	1,1,E-02	9,3,E+01	4,0,E-03	2,5,E+02
1,E+14	2,2,E-02	4,6,E+01	8,0,E-03	1,3,E+02
5,E+14	1,1,E-01	9,3,E+00	4,0,E-02	2,5,E+01
1,E+15	2,2,E-01	4,6,E+00	8,0,E-02	1,3,E+01
5,E+15	1,1,E+00	9,3,E-01	4,0,E-01	2,5,E+00
1,E+16	2,2,E+00	4,6,E-01	8,0,E-01	1,4,E+00
5,E+16	1,1,E+01	9,3,E-02	4,0,E+00	2,5,E-01
1,E+17	2,2,E+01	4,6,E-02	8,0,E+00	1,3,E-01
5,E+17	1,1,E+02	9,3,E-03	4,0,E+01	2,5,E-02
1,E+18	2,2,E+02	4,6,E-03	8,0,E+01	1,3,E-02
5,E+18	1,1,E+03	9,3,E-04	4,0,E+02	2,5,E-03
1,E+19	2,2,E+03	4,6,E-04	8,0,E+02	1,3,E-03
5,E+19	1,1,E+04	9,3,E-05	4,0,E+03	2,5,E-04
1,E+20	2,2,E+04	4,6,E-05	8,0,E+03	1,3,E-04
5,E+20	1,1,E+05	9,3,E-06	4,0,E+04	2,5,E-05
1,E+21	2,2,E+05	4,6,E-06	8,0,E+04	1,3,E-05

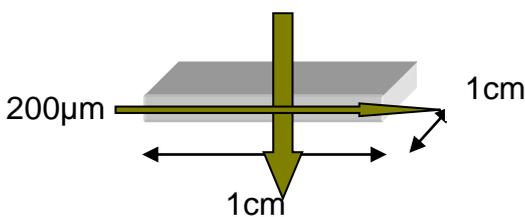
Courbes résistivité-dopage :



Exemple :

Un dopage de 10^{16} atome/cm³ correspond pour le silicium de type n à une résistivité ρ de 0.5 Ω .cm et pour le type P à une résistivité de 1,4 Ω .cm

On remarque que pour un même dopage, la résistivité du type p est supérieure à celle du type n car leurs mobilités sont différentes.



Tranche silicium type n :

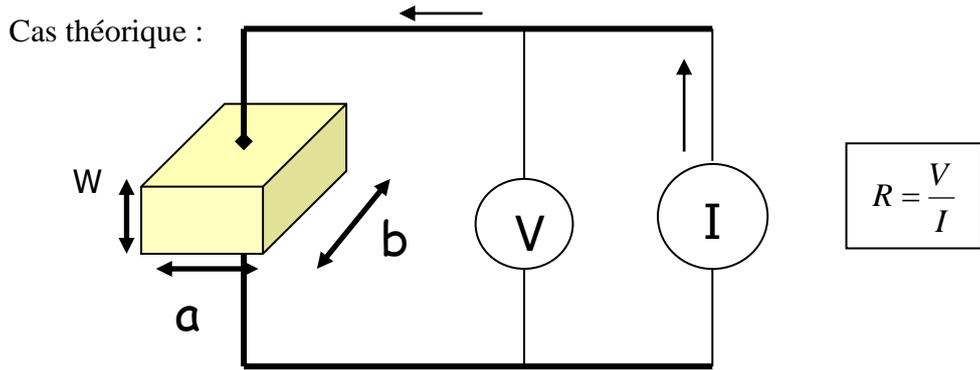
Résistance transverse : $R = \rho \frac{L}{S} = 0,5 \frac{200 \cdot 10^{-4}}{1} = 10 \text{ m}\Omega$

Résistance de la couche : $R = \rho \frac{L}{S} = 0,5 \frac{1}{200 \cdot 10^{-4}} = 25 \Omega$

- Caractérisation expérimentale :

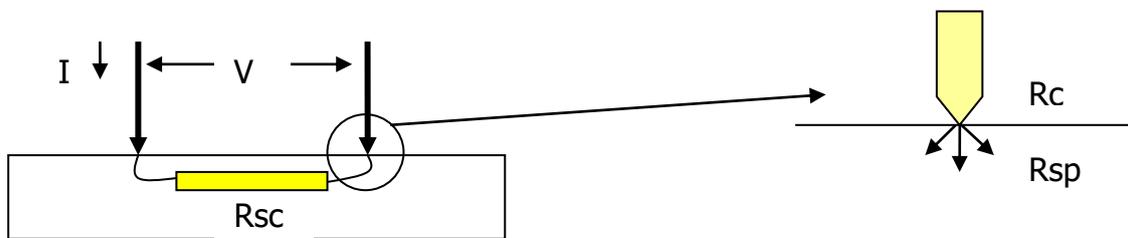
Méthode de détermination de ρ par la mesure de **R** (résistance de constriction ou spreading resistance)

Principe : On injecte un courant constant **I** et on mesure une chute de tension **V**, on **calcule** $R = \frac{V}{I}$, et si on connaît la **géométrie** de l'échantillon, on en déduit ρ et si on connaît le **type n** ou **p** du matériau on en déduit le dopage



Cas Pratique :

- a) En général la géométrie du test est planaire (les pointes de contacts doivent être disposées sur la même face)
- b) Il faut s'affranchir au maximum ds perturbations dues notamment aux contacts pointes de test – semiconducteurs



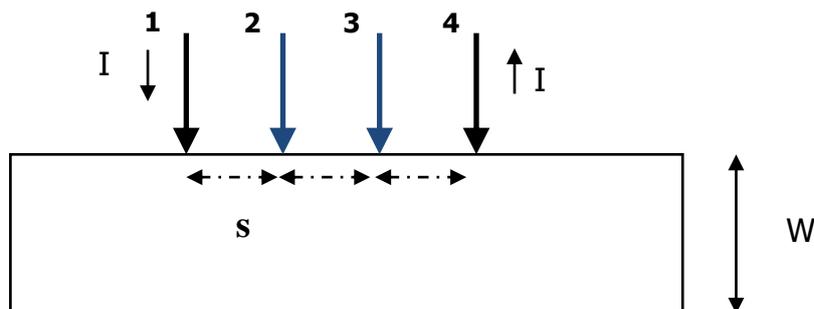
Résistance équivalente et mesurée : $R = \frac{V}{I}$

$$R = R_c + R_{sp} + R_{sc} + R_{sp} + R_c = 2R_c + R_{sc} + 2R_{sp}$$

Avec R_c , la résistance de contact pointe-semiconducteur
 R_{sp} , la résistance de constriction des lignes de courants
 R_{sc} , la résistance du semiconducteur

Solution adoptée :

Pour minimiser l'influence des résistances de contacts et de constriction, il faut dissocier le courant I de la mesure de la chute de tension V , on adopte un montage quatre pointes colinéaires (équivalent au montage ohmètre quatre fils)



Méthode : Pointes externes 1 et 4 : Source de courant (1µA à 10 mA)

Pointes intermédiaires 2 et 3 : Mesure de V (voltmètre avec impédance d'entrée très grande $\geq 10M\Omega$)

Notation : $s =$ distance inter contacts (supposée identique)
 $W =$ épaisseur tranche S.C (dans un premier temps on supposera W infinie ou très grand devant s)

Mesures et calculs :

Potentiel V induit à la distance r lors d'une injection de courant I par une électrode :

$V(r) = \frac{1}{2\pi} \frac{\rho I}{r}$, si on calcule $V = V_2 - V_3$, on obtient avec cette configuration de pointes équidistantes :

$$V = \frac{1}{2\pi} \frac{\rho I}{s} \Rightarrow \rho = 2\pi \cdot s \frac{V}{I} \quad \text{la résistance mesurée } R \text{ est égale à : } R = \frac{V}{I} = \frac{\rho}{2\pi \cdot s}$$

On connaît s et I , on mesure V et on en déduit ρ et donc le dopage N_A ou N_D

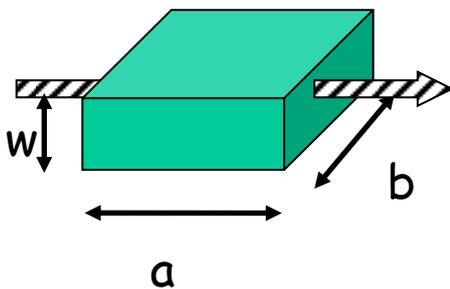
Par exemple pour un matériau type P : $\sigma = \frac{1}{\rho} = q p \mu_p = q \mu_p N_A$

Nota :

- a) La relation $R = \frac{\rho}{2\pi \cdot s}$ est valable si l'épaisseur W de la couche est très grande devant s
- b) Dans cette configuration de mesure l'épaisseur de la couche n'intervient pas

NOTION DE RESISTANCE CARREE OU RESISTANCE DE COUCHE SUPERFICIELLE : R_{car} , R_{\square} , R_{sheet} , R_s

La notion de R_{car} intègre l'épaisseur W de la couche



Expression de R_{car} avec :

K : coefficient géométrique sans dimension
 W : épaisseur de la couche

$$R = \rho \frac{a}{S} = \rho \frac{a}{b \cdot W} = \frac{a}{b} \frac{\rho}{W} = K R_{car}$$

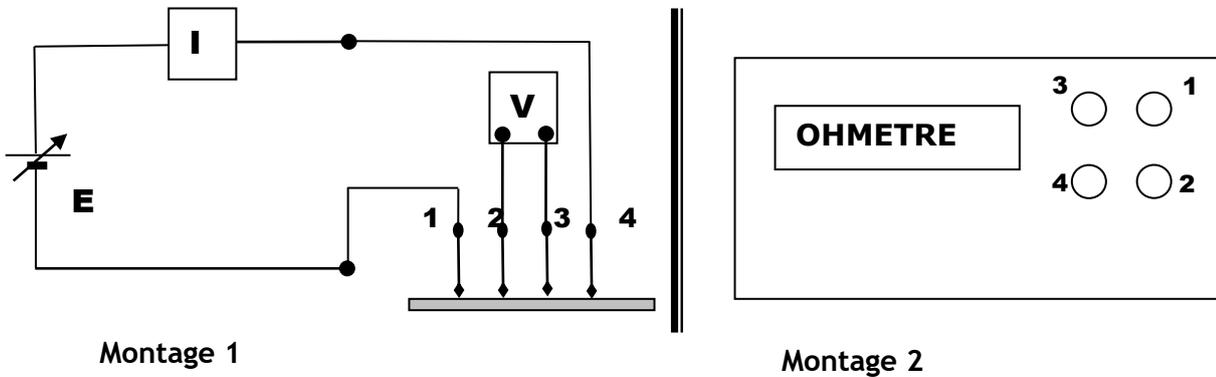
$$R_{car} = \frac{\rho}{W} \text{ et } R = R_{car} \text{ lorsque } a = b \text{ (« résistance carrée »)}$$

C'est la résistance d'un matériau d'épaisseur W , la conduction s'effectue dans le sens perpendiculaire à W et les dimensions latérales sont égales.

Exemple :

- un parallélépipède de hauteur $W = 1\text{cm}$ et de résistivité $\rho = 1\Omega.\text{cm}$ aura une résistance carrée égale à $1\ \Omega$
- Si la hauteur W est diminuée de moitié, sa résistance carrée est doublée ($2\ \Omega$)

Technique de mesures :



Si on utilise le montage 1, on ajuste E pour obtenir un courant $I=1\text{mA}$ (ou $100\mu\text{A}$) (après contact des pointes), on mesure V , et on en déduit $R = V/I$.

Si on utilise le montage 2, ohmmètre quatre fils, la lecture est directe mais si la résistance de l'échantillon est élevée la mesure est beaucoup moins précise voire impossible.

Cas fréquent : L'épaisseur W de la couche n'est pas infinie (devant s)

Dans la pratique $s \# 1,5\ \text{mm}$ et $W \# 0,25\ \text{mm}$ (wafer silicium standard)

Application de la méthode quatre points colinéaires et équidistantes dans le cas ou $W \ll s$
 Les relations ci après s'appliquent dès que W est inférieur ou égal à $s/2$.

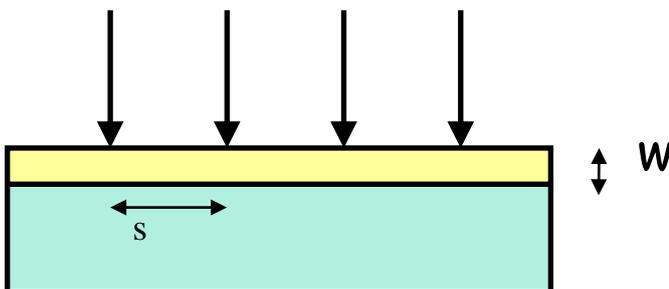
Dans ce cas, l'expression $R = \frac{\rho}{2.\pi.s}$ n'est plus valable, mais il faut utiliser la relation :

$$R = \frac{V}{I} = \frac{\text{Log}(2)}{\pi} \frac{\rho}{W} \quad \text{ou} \quad R = \frac{V}{I} = \frac{\text{Log}(2)}{\pi} R_{\text{car}}$$

ce qui donne $\rho = 4,532.w. \frac{V}{I}$ avec $\frac{\rho}{w} = R_{\text{car}} = 4,532 \frac{V}{I}$

Conséquence : si on ne connaît pas W (épaisseur de la couche), on ne peut pas remonter à la résistivité.

C'est le cas général d'une couche superficielle (épitaxiée, diffusée, dopée...) sur un substrat massif.



Limitation de la méthode : La résistance carrée caractérise le dopage équivalent au dopage présenté par une couche d'épaisseur W et uniformément dopée.

En outre, la mesure de R_{car} ne nous donne pas directement ρ , mais ρ/W , pour obtenir le dopage de la couche, il faut donc connaître son épaisseur W .

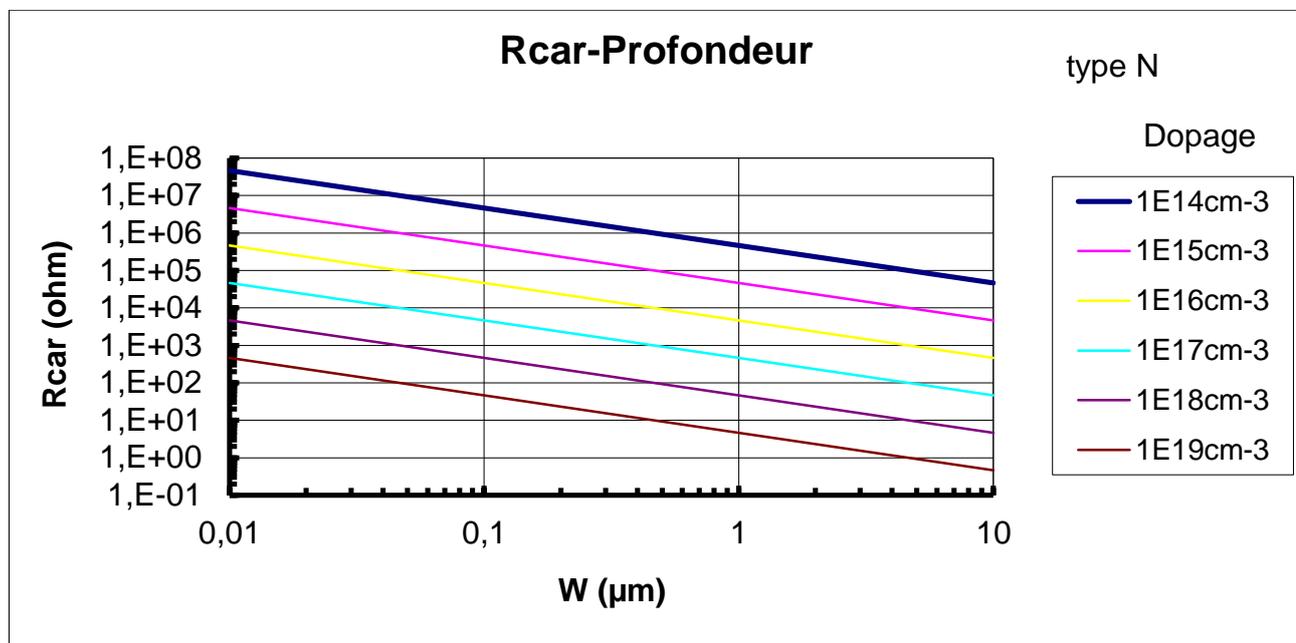
Applications : Matériau type n affirmé et W connu

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = qn\mu_n \Rightarrow \rho = \frac{1}{q\mu_n} \frac{1}{N_D} \Rightarrow N_D = \frac{1}{q\mu_n} \frac{1}{\rho}$$

a) on peut calculer directement N_D en utilisant la relation :

$$N_D = 4,63 \cdot 10^{19} \frac{1}{R_{car}} \frac{1}{W} \quad \text{Ou } R_{car} \text{ est en ohm, } W \text{ en } \mu\text{m} \text{ et } N_D \text{ en atomes/cm}^3$$

b) On peut également utiliser l'abaque suivant :



EXEMPLE SUR SUBSTRAT : Résistivité d'un substrat silicium

Voici une application de vérification de la valeur de résistivité donnée par un fabricant pour un wafer silicium :

Thickness: $256\mu\text{m} \leq W \leq 306\mu\text{m}$
 Resistivity: $1\ \Omega.\text{cm} \leq \rho \leq 5\ \Omega.\text{cm}$

Équipement de mesure : CASCADE CPSC4S - Probe C4S44
 Spacing : $s = 1,55\ \text{mm}$ $I = 1\ \text{mA}$

Valeurs Mesurées

Thickness : **$W = 281\ \mu\text{m}$**

Mesures quatre points (sur 3 positions sur le wafer)

Mesures	1	2	3	Moyenne
V(mV)	32,39	31,8	32,52	32,24
I (mA)	1	1	1	1

Rcar	146,1	Ω/sq
ρ	4,1	$\Omega.cm$

On retrouve des valeurs d'épaisseur et de résistivité comprises dans les spécifications du fournisseur.

EXEMPLE SUR COUCHE MINCE : Emetteur diffusé phosphore cellule solaire

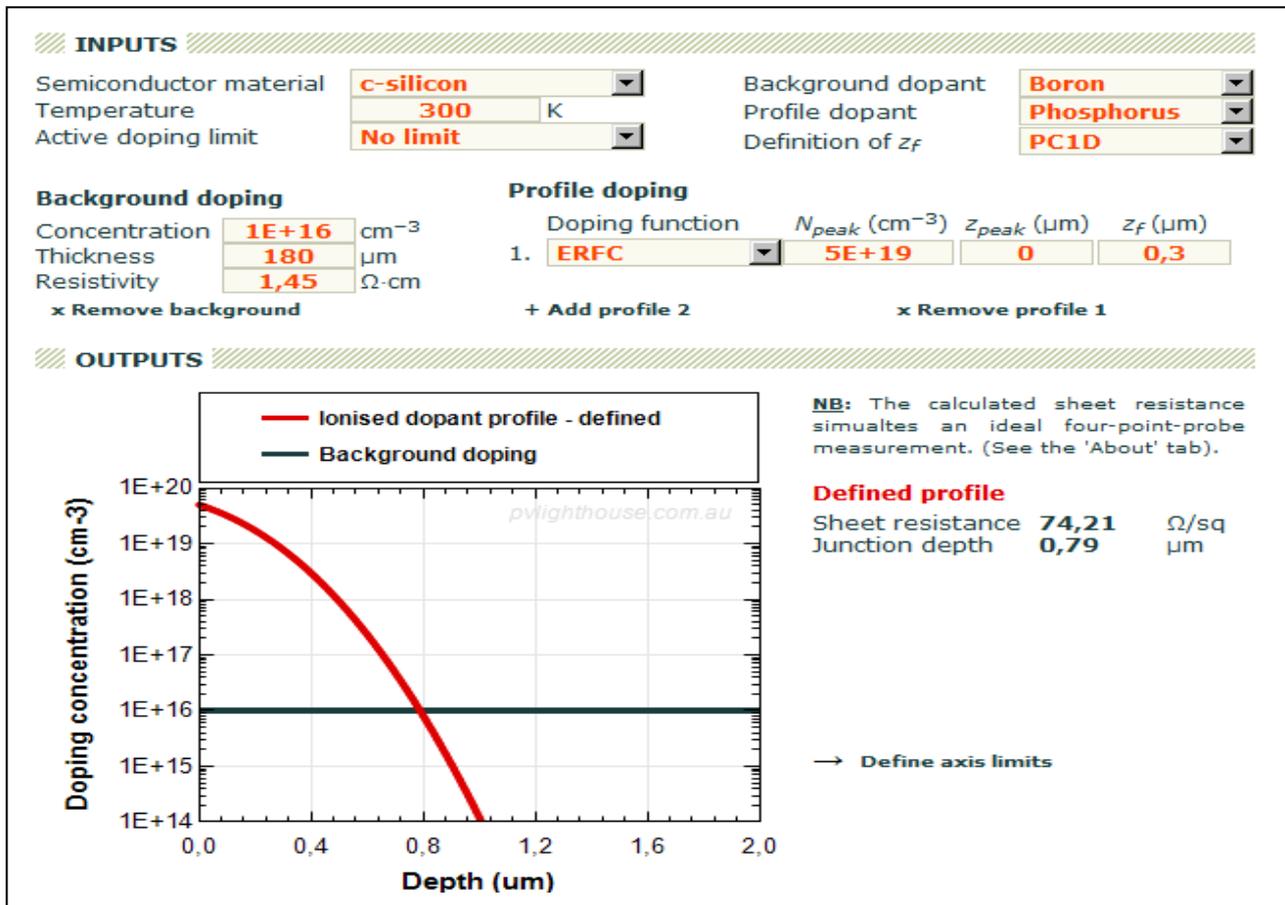
Ici, c'est la profondeur W de jonction qui sera prise comme épaisseur de la couche de type n : W=300 nm

W (nm)	Rcar	rho($\Omega.cm$)	ND ($/cm^3$)
300	1	3,00E-05	1,54E+20
	10	3,00E-04	1,54E+19
	100	3,00E-03	1,54E+18
	500	1,50E-02	3,09E+17
	1000	3,00E-02	1,54E+17
	5000	1,50E-01	3,09E+16

Les émetteurs sont très dopés (n+, n++), il est donc courant de mesurer des résistances de couches très faibles. Rcar < 100 Ω/sq

EXEMPLE DE DOPAGE EMETTEUR

<http://www.pvlighthouse.com.au/calculators/Sheet%20resistance%20calculator/Sheet%20resistance%20calculator.aspx>

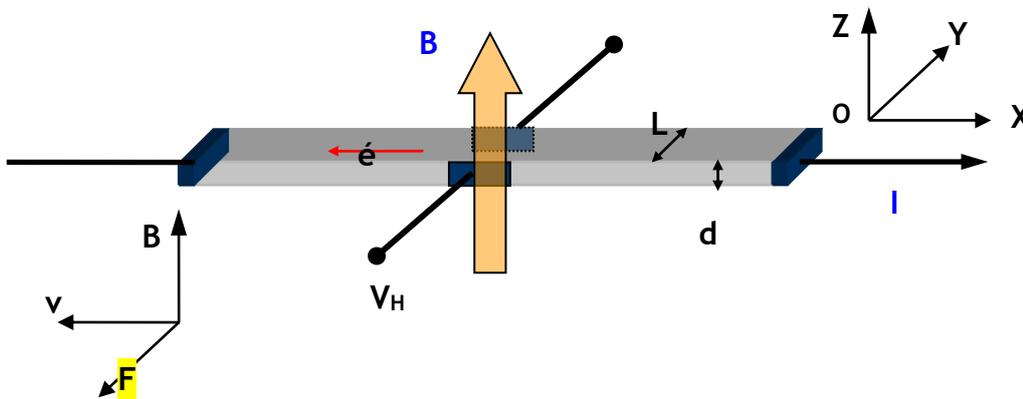


2.3 MESURE DE LA CONCENTRATION DES PORTEURS LIBRES n, p

La méthode utilisée dans la microélectronique est celle proposée par Edwin H. Hall en 1879, technique qui permet de déterminer la concentration de porteurs libres (n ou p) et leur mobilité (μ_n ou μ_p).

Schéma de principe :

Pour mettre en application cette méthode, il faut générer dans un barreau semi-conducteur un courant constant I (suivant l'axe OX) et appliquer un champ magnétique B (suivant l'axe OZ). Les porteurs de charges (électrons ou trous) soumis à la force F (Force de Lorentz) (électrons dans le schéma car le semi-conducteur est de type n) $\vec{F} = -q\vec{v} \times \vec{B}$ s'accumulent sur la face avant du barreau et il apparaît une tension V_H (tension de HALL)



Concentration (densité) de porteurs libres :

$$n = \frac{IB}{dq|V_H|} \quad \text{Dimension : } L^{-3} \quad ; \quad \text{Unité : porteurs/cm}^3$$

Lorsque cette caractérisation est effectuée sur une couche (ou barreau) d'épaisseur d non connue, on obtient le produit $n.d$

Concentration (densité superficielle) de porteurs libres pour une **couche** d'épaisseur d :

$$n.d = n_{SHEET} = n_s = \frac{IB}{q|V_H|} \quad \text{Dimension : } L^{-2} \quad ; \quad \text{Unité : porteurs/cm}^2$$

2.4 MESURE DE LA MOBILITE DES PORTEURS LIBRES μ_n, μ_p

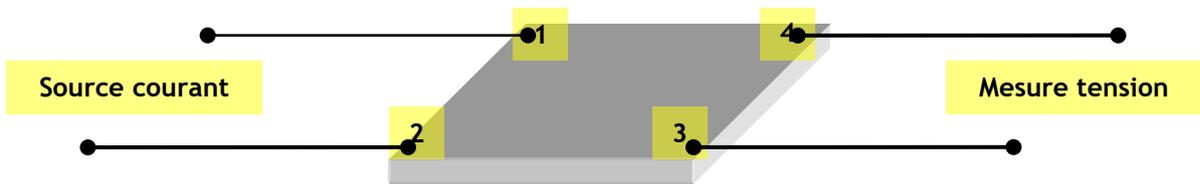
La mobilité des porteurs μ est donnée par l'équation : $\mu = \frac{1}{nq\rho}$

Si l'épaisseur de la couche est inconnue, n est remplacé par n_s et ρ par R_s : $\mu = \frac{1}{qn_s R_s}$

Configuration de Van der Paw :

Cette méthode permet d'effectuer une **mesure de la résistivité** (volumique ou superficielle) et une **mesure de la tension de HALL** sur une même structure. On peut ainsi obtenir les paramètres n , (ρ) et μ_n , (μ_p) .

Les contacts source-courant et mesure-tension sont coplanaires :



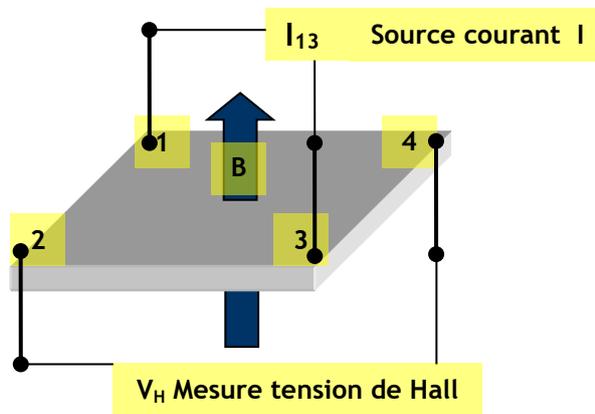
Mesure de la résistivité du substrat ρ ou de la résistance de couche $R_s = \rho \cdot d$

Equation de Van der Paw $\exp(-\pi \frac{R_A}{R_s}) + \exp(-\pi \frac{R_B}{R_s}) = 1$

Avec : $R_A = \frac{V_{43}}{I_{12}}$ et $R_B = \frac{V_{14}}{I_{23}}$

Il suffit donc de mesurer V_{43} et V_{14} , de calculer R_A et R_B et de résoudre numériquement l'équation de Van der Paw pour trouver R_s .

Mesure de la concentration n ou n_s par effet Hall sur la structure Van der Paw



On utilise l'équation $nd = n_{SHEET} = n_s = \frac{IB}{q|V_H|}$ pour déterminer n (ou n_s si d est inconnu)

Mode opératoire :

1. les contacts 1, 2, 3 et 4 doivent être ohmiques
2. les dimensions latérales doivent être grandes vis-à-vis de l'épaisseur d et de la surface des contacts
3. la température de l'échantillon doit être constante pendant la mesure
4. pour éviter les effets photoconductifs ou photovoltaïques, la mesure doit être effectuée sous obscurité.

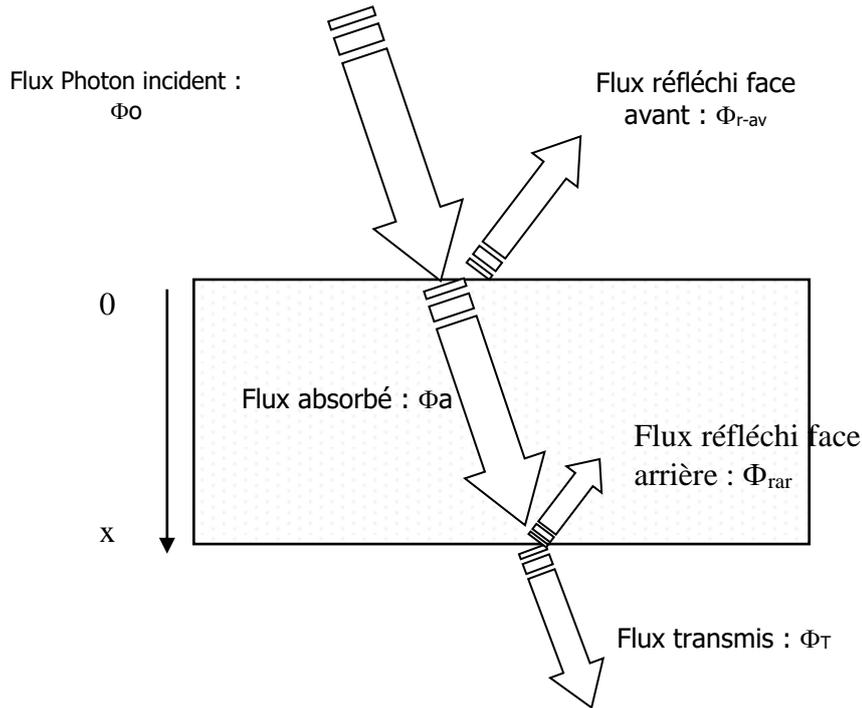
2.5 DETERMINATION DU TYPE DE DOPAGE PAR MESURE SANS CONTACT

La plupart des matériaux semiconducteurs sont recouverts par une fine couche d'oxyde natif. Cette couche agit comme une barrière de potentiel qui place cette région proche de la surface en régime de déplétion. En conséquence la polarité de cette hauteur de barrière est caractéristique du type de conductivité du matériau. Cette mesure peut être réalisée par la méthode sans contact de phototension de surface (SPV ou Surface PhotoVoltage) . Pour cela un faisceau lumineux modulé, injecte des charges au voisinage de la surface qui modifient la hauteur de barrière en se rapprochant des conditions dites de bandes-plates. La mesure se fait alors sans contact, par sonde capacitive et le type de conductivité est déterminé par le signe de la tension mesurée. Deux dispositifs très pratiques sont proposés par la société Semilab (<https://www.semilab.hu/products/pvi/rt-110>)

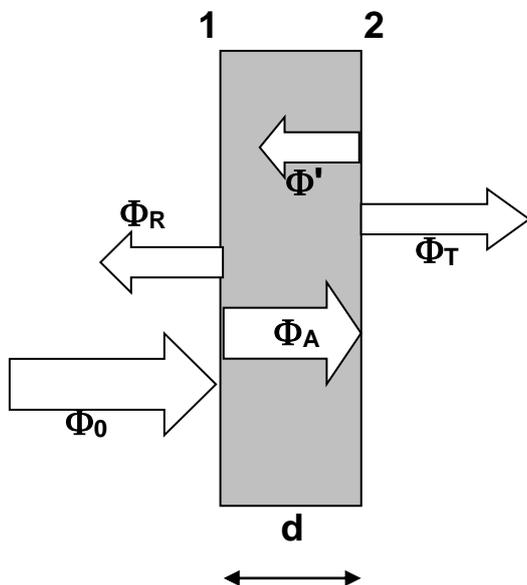
- PN100 Battery PN Type Tester qui fonctionne sur ce principe
- Le dispositif RT-110 utilise une mesure sans contact mais par courant induit de Foucault (Eddy current)

3. CARACTERISATIONS DES PROPRIETES OPTIQUES DES MATERIAUX

3.1. LES FLUX OPTIQUES (INCIDENT, REFLECHI, ABSORBE, TRANSMIS)



3.2 - DETERMINATION DU COEFFICIENT D'ABSORPTION OPTIQUE D'UNE LAME DE SILICIUM PAR LA MESURE DU FLUX OPTIQUE TRANSMIS Φ_T .



$$\phi_0 = \phi_A + \phi_R + \phi_T$$

$$\phi_0 = A\phi_0 + R\phi_0 + T\phi_0$$

$$1 = A + R + T$$

A = Facteur d'absorption (ou Absorbance)
 R = Facteur de réflexion (ou Réflectance)
 T = Facteur de Transmission (ou Transmittance)

Nota : L'épaisseur de la lame de silicium doit être de l'ordre de 100 μm pour que le flux transmis soit mesurable, ce paramètre doit être également connu avec une précision voisine de 1% .

Nota : Dans cette application, on considère également la réflexion en face arrière Φ'

Relations : Réflexion à la traversée des dioptries $\phi_R = R\phi_0$ $R \leq 1$

La loi de Beer-Lambert qui régit l'absorption optique nous donne la relation permettant de calculer le flux à la distance x de la surface du matériau : $\phi(x) = \phi_0(1-R)e^{-\alpha x}$

Si x = d $\phi(d) = \phi_0(1-R)e^{-\alpha d}$ et $\phi' = R\phi(d)$

Le flux traversant le dioptré 2 est égal à : $\phi_T = \phi(d)(1-R) = \phi_0(1-R)^2 e^{-\alpha d}$

La transmittance T est égale à $T = \frac{\phi_T}{\phi_0} = (1-R)^2 e^{-\alpha d}$

On obtient donc :

$$T(\lambda) = \frac{\phi_T}{\phi_0} = (1-R(\lambda))^2 e^{-\alpha(\lambda)d}$$

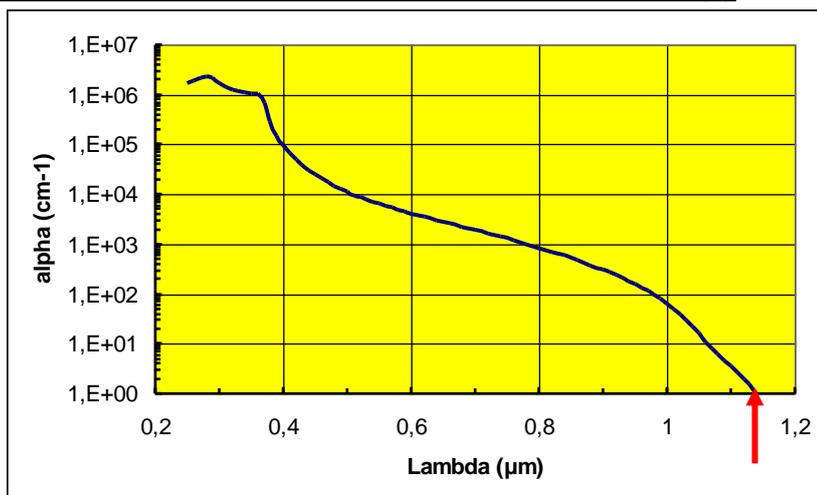
$$\text{Log}[T(\lambda)] = \text{Log}[(1-R(\lambda))^2] - \alpha(\lambda)d$$

$$\alpha(\lambda) = \frac{1}{d} [2 \cdot \text{Log}(1-R(\lambda)) - \text{Log}[T(\lambda)]]$$

Cas du silicium à faces polies :

Dans le domaine spectral 800 nm <= λ <= 1100 nm $R(\lambda) = \left(\frac{n(\lambda)-1}{n(\lambda)+1}\right)^2$ est pratiquement constant et peut être pris égal à **0,3**.

Variation du coefficient d'absorption du silicium α(λ)



3.3 - Application : détermination de la largeur de bande interdite EG

Pour être absorbés, les photons doivent avoir une énergie supérieure ou égale à EG, le seuil d'énergie nécessaire à ce mécanisme nous donnera donc une mesure de la largeur de la bande interdite.

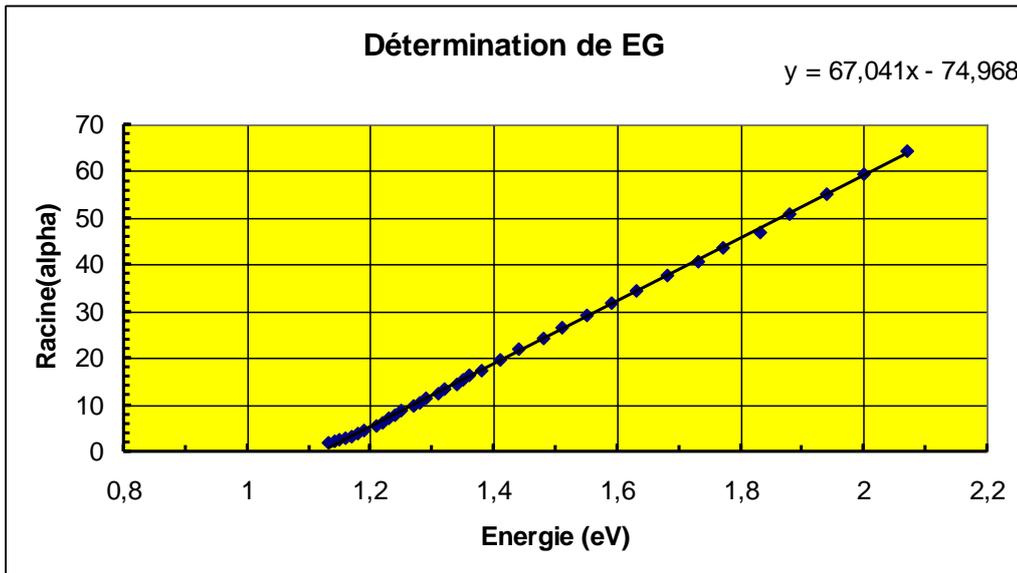
Dans les cristaux semi-conducteurs la relation liant α , E et E_G est donnée par l'équation :

$$\alpha E \approx (E - E_G)^\gamma$$

avec $\gamma=1/2$ pour les transitions directes et $\gamma = 2$ pour les transitions indirectes.

Pour le silicium, la relation s'écrit donc : $\sqrt{\alpha} = A.E - B$ et on détermine la largeur E_G de la bande

interdite en calculant : $E_G = \frac{B}{A}$



Exemple de mesures effectuées sur une lame de silicium FZ 90 μ m avec un spectrophotomètre AVASPEC

Application numérique :

$$E_G = \frac{74,968}{67,041} = 1,12 \text{ eV}$$

M- transmittance
 Integration time: 30 ms
 Average: 20 scans
 Nr of pixels used for smoothing: 2

Mesures Effectuées sur wafer silicium FZ

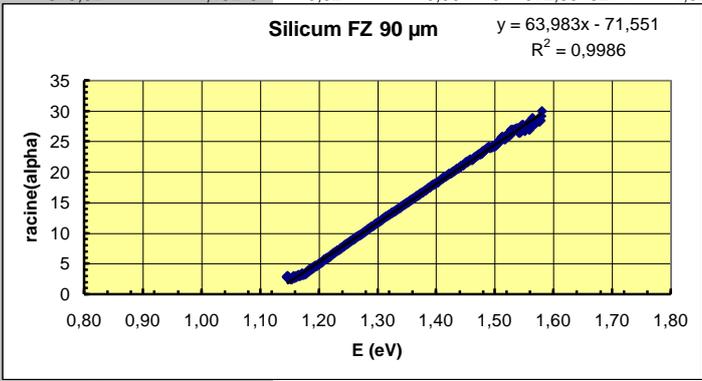
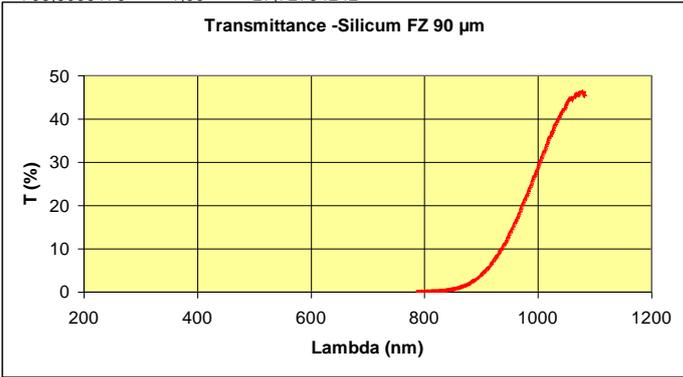
Mesures Calculs

Données		
épaisseur	D	90 μm
réflexion	R	0,3

Data measured with spectrometer serial number: 0306029S1

Wave [nm]	Transmittance [% transmittance]	lambda (μm)	T (λ)	Transmittance	cof. abs. calc. α(λ) (cm-1)	E(eV)	Racine(α)
785,53	1,51E-02	0,79	0,0001512	898,1730229	1,58	29,96953491	
786,09	2,32E-02	0,79	0,0002315	850,8423107	1,58	29,16920141	
786,65	3,45E-02	0,79	0,0003454	806,3841672	1,58	28,39690418	
787,2	3,61E-02	0,79	0,0003606	801,5990399	1,58	28,31252444	
787,76	3,74E-02	0,79	0,0003739	797,5746987	1,58	28,24136503	
788,32	2,79E-02	0,79	0,0002794	829,946247	1,57	28,80878767	
788,88	3,12E-02	0,79	0,0003121	817,6485579	1,57	28,59455469	
789,43	3,63E-02	0,79	0,0003626	800,9844858	1,57	28,30166931	
789,99	3,60E-02	0,79	0,0003599	801,8149394	1,57	28,31633697	
790,55	4,51E-02	0,79	0,0004506	776,8422936	1,57	27,87189074	
791,1	4,43E-02	0,79	0,0004432	778,6821705	1,57	27,90487718	
791,66	3,91E-02	0,79	0,0003905	792,7480779	1,57	28,15578232	
792,22	4,45E-02	0,79	0,0004452	778,1818945	1,57	27,89591179	
792,78	3,51E-02	0,79	0,0003514	804,4706105	1,57	28,36319112	
793,33	2,74E-02	0,79	0,0002738	832,1958619	1,56	28,84780515	
793,89	4,89E-02	0,79	0,0004893	767,687208	1,56	27,70716889	
794,45	5,79E-02	0,79	0,0005794	748,9075094	1,56	27,36617455	
795	6,34E-02	0,80	0,0006344	738,8312222	1,56	27,18144996	
795,56	7,05E-02	0,80	0,0007047	727,1542766	1,56	26,96579828	
796,12	7,32E-02	0,80	0,000732	722,9311285	1,56	26,88737861	
796,67	6,66E-02	0,80	0,0006656	733,4968645	1,56	27,08314724	
797,23	4,15E-02	0,80	0,0004154	785,8798621	1,56	28,03354887	
797,79	4,77E-02	0,80	0,000477	770,5160199	1,56	27,75817033	
798,34	6,33E-02	0,80	0,0006327	739,129366	1,55	27,18693374	
798,9	6,12E-02	0,80	0,000612	742,8253764	1,55	27,25482299	
799,46	6,86E-02	0,80	0,0006864	730,0777913	1,55	27,01995173	
800,01	8,14E-02	0,80	0,0008139	711,147018	1,55	26,66733991	
800,57	7,30E-02	0,80	0,0007303	723,1894735	1,55	26,89218239	
801,13	5,20E-02	0,80	0,00052	760,9257621	1,55	27,58488285	
801,68	4,84E-02	0,80	0,0004844	768,8055176	1,55	27,72734242	
802,24	4,85E-02	0,80	0,0004847				
802,79	5,16E-02	0,80	0,0005162				
803,35	7,48E-02	0,80	0,000748				
803,91	8,88E-02	0,80	0,0008878				
804,46	8,60E-02	0,80	0,0008601				
805,02	9,40E-02	0,81	0,0009401				
805,57	8,92E-02	0,81	0,0008924				
806,13	6,48E-02	0,81	0,0006478				
806,69	6,18E-02	0,81	0,0006181				
807,24	6,52E-02	0,81	0,0006522				
807,8	6,58E-02	0,81	0,0006579				
808,35	6,83E-02	0,81	0,0006831				
808,91	6,93E-02	0,81	0,0006934				
809,47	7,92E-02	0,81	0,0007916				
810,02	7,80E-02	0,81	0,0007795				
810,58	7,16E-02	0,81	0,0007162				
811,13	7,42E-02	0,81	0,0007418				
811,69	7,46E-02	0,81	0,0007459	720,8410141	1,53	26,84848253	
812,24	7,42E-02	0,81	0,0007422	721,3935468	1,53	26,85877039	
812,8	9,03E-02	0,81	0,0009027	699,6411553	1,53	26,45073071	
813,35	1,08E-01	0,81	0,00108	679,7160389	1,53	26,07136435	
813,91	1,15E-01	0,81	0,001154	672,3523581	1,53	25,92975816	
814,46	1,21E-01	0,81	0,001212	666,9037226	1,52	25,82447914	
815,02	1,15E-01	0,82	0,001149	672,8348214	1,52	25,93905976	

CALCUL EG		
A	B	EG (eV)
63,983	71,551	1,12

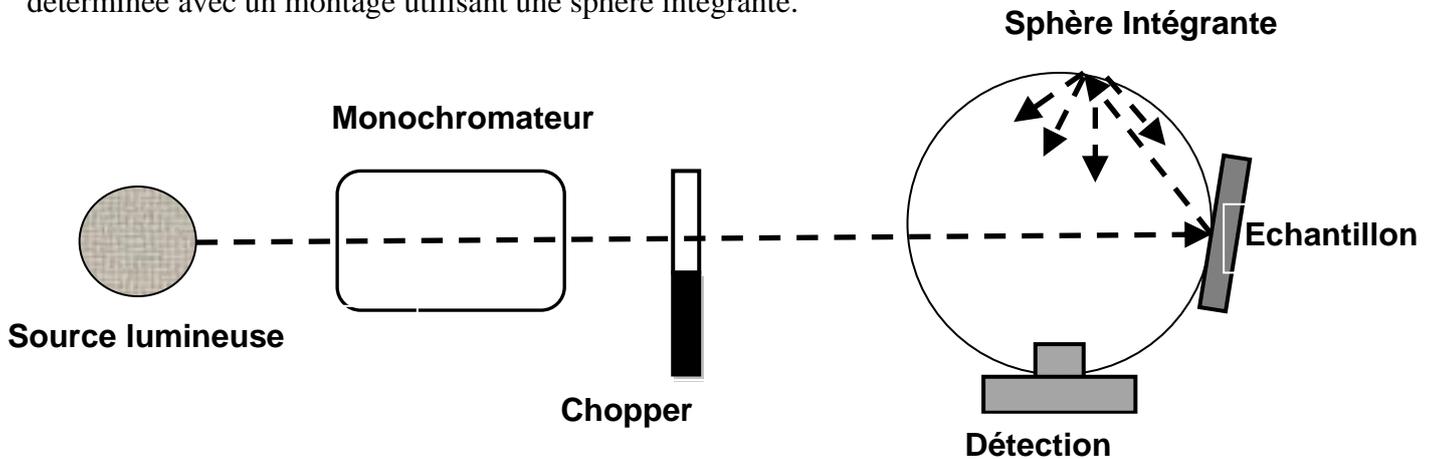


825,01	1,87E-01	0,83	0,001872	618,5997792	1,50	24,87166619
825,56	2,20E-01	0,83	0,0022	600,6608923	1,50	24,50838412

3.4. – Détermination de la réflectivité $R(\lambda)$ par spectrophotométrie

Pour optimiser l'absorption des photons dans une cellule solaire il est nécessaire que la face avant soit très peu réfléchive et la face arrière très réfléchive.

L'évolution de la réflectivité avec R avec la variation de longueur d'onde λ du flux incident peut être déterminée avec un montage utilisant une sphère intégrante.



Les rayons réfléchis par l'échantillon arrivent sur la surface interne de la sphère, son revêtement interne (Titanate de baryum) réalise une intégration spatiale du flux lumineux réfléchi et diffusé par l'échantillon. Ainsi tous les rayons convergent sur le détecteur

Il est nécessaire d'étalonner ce banc de mesure pour obtenir la valeur absolue de la réflectivité, avec un échantillon de réflectivité connue.

Pour les applications photovoltaïques, la détermination d'une réflectivité effective peut être calculée avec la relation :

$$R_{EFF} = \frac{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} R(\lambda) \cdot S(\lambda) \cdot d\lambda}{S(\lambda)} \quad \text{Avec } S(\lambda) \text{ le flux incident solaire } (/m^2/s/nm)$$

3.5.- Ellipsométrie spectroscopique : détermination des couples indice-épaisseur

.....en cours.....

4. CARACTERISATIONS DES PROPRIETES OPTOELECTRIQUES DES MATERIAUX

4.1–ABSORPTION OPTIQUE ET GENERATION DE PORTEURS :

La **Loi de Beer-Lambert** donne l’expression du **flux de photons** de longueur d’onde λ : $\phi(\lambda, x)$ noté dans ce qui suit $\phi(x)$ qui franchi la distance x comptée à partir de la surface d’un milieu irradié par un flux ϕ_0

$$\phi(\lambda, x) = \phi_0(1 - r(\lambda))e^{-\alpha(\lambda)x} \quad \text{Dimension : } L^{-2}T^{-1} \quad \text{Unité : nombre de photons/ (cm}^2.s)$$

Avec λ la longueur d’onde, ϕ_0 le flux incident, $r(\lambda)$ le coefficient de réflexion, $\alpha(\lambda)$ le coefficient d’absorption

Notation simplifiée : $r(\lambda) = 0$ (pas de réflexion) alors $\phi(x) = \phi_0 e^{-\alpha x}$

Avec : $l = \frac{1}{\alpha}$ la **profondeur de pénétration optique** ou **longueur d’absorption**, c’est la valeur particulière de $x= l$ ou pour la longueur d’onde λ , 63% du flux de photons ont été absorbé ;

Tracé obtenu d’après les valeurs de α données par **D .E. ASPNES** et **A. A. STUDNA**

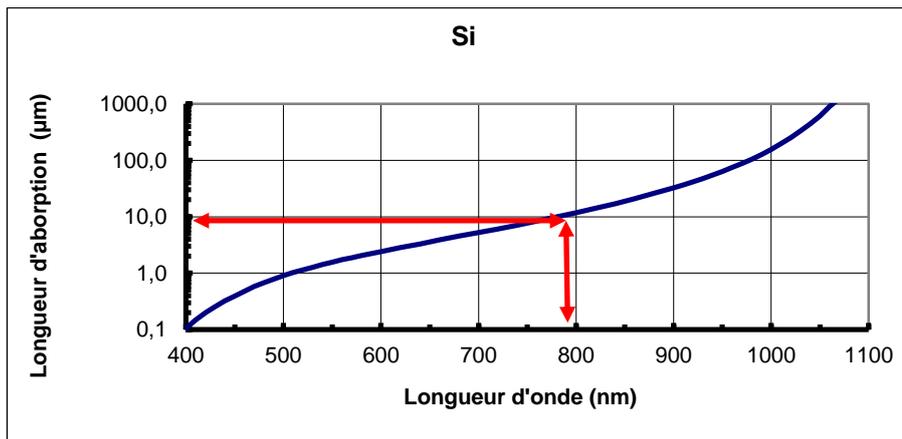
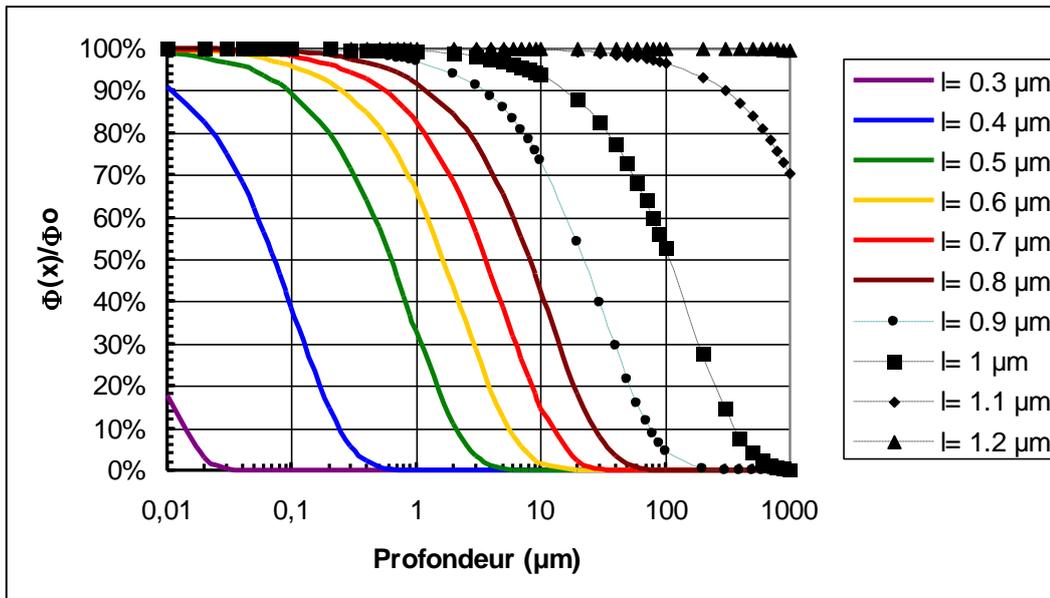


Illustration :
 Pour $\lambda = 800 \text{ nm}$, une épaisseur de $10 \mu\text{m}$ absorbe 63% du flux incident.

1. Pourcentage du flux de photons atteignant la distance x et pour différentes longueurs d’onde (l)



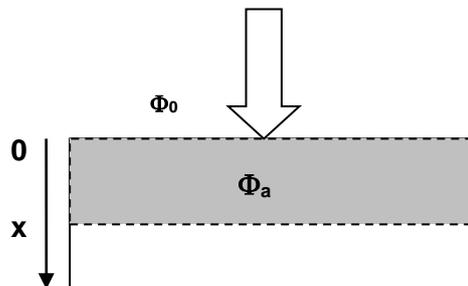
Irradiance (0,1 W/cm ²)		x (μm)							
λ (μm)	Flux incident	10	50	100	150	200	250	300	
0,4	2,0,E+17	0%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	
0,5	2,5,E+17	0%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	
0,6	3,0,E+17	2%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	
0,7	3,5,E+17	15%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	
0,8	4,0,E+17	43%	1%	0%	0%	0%	0%	0%	
0,9	4,5,E+17	74%	22%	5%	1%	0%	0%	0%	
1	5,0,E+17	94%	73%	53%	38%	28%	20%	15%	

On remarque que les rayonnements de courte longueur d'onde sont rapidement absorbés, alors que pour λ=1μm (I.R) il reste 15% du flux incident après 300 μm de parcours (85% de photons ont été absorbés).

Dans le cas où l'irradiance est de 1000 W/m² : 4,3 10¹⁷ photons/s/cm² sont absorbés sur une profondeur de 300 μm. (Nota : si le coefficient de réflexion est supposé nul)

2. Flux de photons absorbé après traversée d'une couche x pour une longueur d'onde donnée : Φ_a(x) ou Φ_{abs}(x)

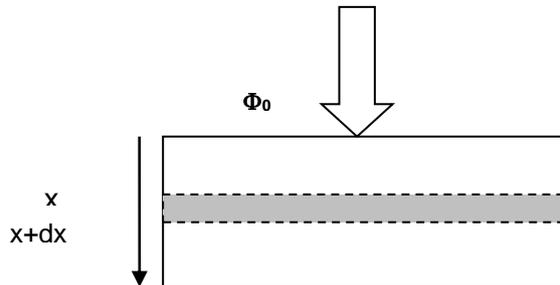
$\phi_a(x) = \phi(x=0) - \phi(x)$ avec : $\phi(x) = \phi_0(1-r)e^{-\alpha x}$ donc : $\phi_a(x) = \phi_0(1-r)(1 - e^{-\alpha x})$



3. Taux de génération des porteurs créés à la distance x : G(x)

Condition nécessaire : Si l'énergie des photons incidents E est supérieure à l'énergie de transition électronique intrinsèque (Energie du gap), il y aura création d'une paire électron-trou

$$E_{\lambda} = \frac{hc}{\lambda} > E_G$$



Le taux de génération **G(x)** est donné par le flux de photons absorbés $\Phi_{abs}(x)$ (photons/m²/s) pour une épaisseur de matériaux x donnée. (Unité : nombre photons/m³/s)

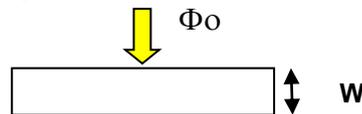
Pour une section d'épaisseur élémentaire dx

$$G(x) = \frac{\phi_a(x)}{dx} = \frac{(\Phi(x) - \Phi(x + dx))}{dx} = -\frac{d\Phi}{dx} = \alpha\phi_0(1-r)e^{-\alpha x} = \alpha\phi(x)$$

Ainsi, pour l'échantillon d'épaisseur x=W $G = \frac{\phi_a}{W}$

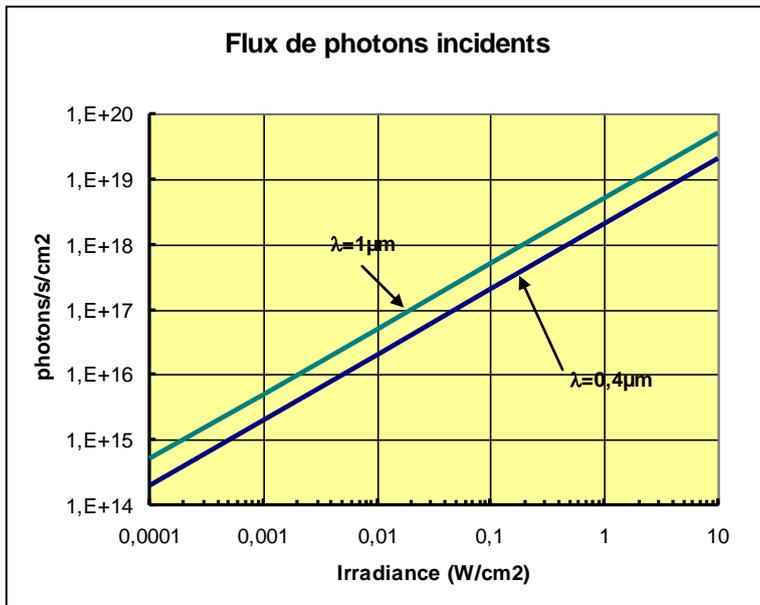
4.2. – Photoconductance ou modification de la conductivité /résistivité sous éclairnement

Cas d'un faisceau monochromatique



Flux de photons incidents Φ_0 pour une longueur d'onde λ et une irradiance donnée

Φ_0 (photons /s/cm ²)		Longueur d'onde (μm)							
		λ (μm)							
Irradiance (W/m ²)	Irradiance (W/cm ²)	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1	
1	0,0001	2,0E+14	2,5E+14	3,0E+14	3,5E+14	4,0E+14	4,5E+14	5,0E+14	
10	0,001	2,0E+15	2,5E+15	3,0E+15	3,5E+15	4,0E+15	4,5E+15	5,0E+15	
100	0,01	2,0E+16	2,5E+16	3,0E+16	3,5E+16	4,0E+16	4,5E+16	5,0E+16	
1 000	0,1	2,0E+17	2,5E+17	3,0E+17	3,5E+17	4,0E+17	4,5E+17	5,0E+17	
10 000	1	2,0E+18	2,5E+18	3,0E+18	3,5E+18	4,0E+18	4,5E+18	5,0E+18	
100 000	10	2,0E+19	2,5E+19	3,0E+19	3,5E+19	4,0E+19	4,5E+19	5,0E+19	



Flux de photons absorbés

on utilise la relation : $\phi_{abs}(x) = \phi_0(1-r)(1 - e^{-\alpha x})$

λ (nm)	α (cm-1)
300	1 730 000
400	95 200
500	11 100
600	4 140
700	1 900
800	850
900	306
1000	64
1100	4

Exemple :

- flux monochromatique $\lambda = 900$ nm
- wafer d'épaisseur $w = 250$ μm
- coefficient de réflexion égal à 0,3
- irradiance 1000 W/m² (0,1W/cm²)

$\Phi_0 = 4,5 \cdot 10^{17}$ photons/s/cm² ; $\alpha W = 7,65$; $\Phi_a (W) = 3,15 \cdot 10^{17}$ photons/s/cm²

- Taux de génération des paires électrons-trous par unité de temps**

On considère que chaque absorption d'un photon génère une paire, donc, pour un flux Φ_{abs} de photons absorbés sur une épaisseur W , le taux de génération est égal à : $G = \frac{\phi_{abs}}{W}$

Application :

$$G = \frac{3,15 \cdot 10^{17}}{0,025} = 1,26 \cdot 10^{19} \text{ porteurs / s / cm}^3$$

- Modification de la résistivité du substrat :**

Pour quantifier la densité de porteurs générés $\Delta c = \Delta n = \Delta p$, il faut connaître la durée de vie des porteurs dans le matériau éclairé pour appliquer l'égalité du taux de génération G et du taux de recombinaison R :

$$G = R = \frac{\Delta c}{\tau} \Rightarrow \Delta c = \Delta n = \Delta p = G \cdot \tau = \frac{\phi_a}{W} \tau$$

(μs)	1	10	100	1000
Δc (/cm ³)	1,26E+13	1,26E+14	1,26E+15	1,26E+16

Pour observer une modification de la résistivité du substrat, l'excès de porteurs libres $\Delta n = \Delta p = \Delta c$ doit être comparé aux porteurs libres du substrat N_A ou N_D .

Cet excès de porteurs libres est aussi nommé **taux d'injection** (de porteurs libres)

$\rho(\Omega.cm)$	$\sigma (S.cm^{-1})$	dopage n (/cm ³)	dopage p (/cm ³)	résistivité
0,010	100,000	4,6E+17	1,3E+18	faible
0,100	10,000	4,6E+16	1,3E+17	faible
1,000	1,000	4,6E+15	1,3E+16	moyenne
10,000	0,100	4,6E+14	1,3E+15	moyenne
100,000	0,010	4,6E+13	1,3E+14	forte
1 000,000	0,001	4,6E+12	1,3E+13	forte

On remarque que pour les substrats de faibles résistivités (fortement dopés), la densité de porteurs libres est élevée il faut donc que le taux de génération et la durée de vie soient élevés pour modifier la résistivité.

Application : substrat (wafer) type p de résistivité ρ_0 (de conductivité σ_0)

Conductivité sous obscurité :
$$\sigma_0 = \frac{1}{\rho_0} = q p \mu_p = q N_A \mu_p$$

Conductivité sous éclaircissement :
$$\sigma_{ECL} = \sigma_0 + \Delta\sigma = \sigma_0 + q \Delta p \mu_p + q \Delta n \mu_n = \sigma_0 + q \Delta c (\mu_p + \mu_n)$$

Variation absolue de la conductivité :
$$\Delta\sigma = q \Delta c (\mu_p + \mu_n)$$

Variation relative de la conductivité :
$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{q \Delta c (\mu_p + \mu_n)}{q N_A \mu_p} = \frac{\Delta c}{N_A} \frac{\mu_p + \mu_n}{\mu_p}$$

Relation Durée de vie volumique – conductivité relative

$$\tau = \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} \cdot \frac{\mu_p}{\mu_p + \mu_n} \cdot \frac{N_A}{\phi_{abs}} \cdot W$$

Avec :
$$\phi_{abs} = \phi_0 (1 - r) (1 - e^{-\alpha W})$$

Nous allons considérer deux cas limites, le premier dit en condition faible injection modifie peu la conductivité du semiconducteur, le second se traduit par une modification beaucoup plus importante.

- **Eclaircissement en faible injection** σ_{ECL} diffère peu de σ_0 c'est donc le cas où $\Delta\sigma < \sigma_0$

Ceci correspond alors à la condition :
$$\Delta c < N_A \frac{\mu_p}{(\mu_p + \mu_n)}$$

Variation de la résistivité sous éclaircissement :

$$\rho_{ECL} = \frac{1}{\sigma_{ECL}} = \frac{1}{\sigma_0 + \Delta\sigma} = \frac{1}{\sigma_0} \frac{1}{1 + \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}} = \frac{1}{\sigma_0} \left(1 - \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}\right) = \rho_0 + \Delta\rho$$

La résistivité sous éclairement est donc donnée par la relation : $\rho_{ECL} = \rho_0 + \Delta\rho$

Variation relative de la résistivité : $\sigma = \frac{1}{\rho} \Rightarrow \frac{d\sigma}{\sigma} = -\frac{d\rho}{\rho} \Rightarrow \frac{\Delta\rho}{\rho_0} = -\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}$

Variation absolue de la résistivité : $\Delta\rho = -\frac{\rho_0}{\sigma_0} \Delta\sigma = -\rho_0^2 \Delta\sigma$ $\Delta\rho = -\rho_0^2 q(\mu_P + \mu_N) \Delta c$

Ou : $\Delta\rho = -\rho_0^2 q(\mu_P + \mu_N) G \tau$

La variation de résistivité sous éclairement est proportionnelle au taux de génération des porteurs G pour la longueur d'onde λ , à la durée de vie et au carré de la résistivité sous obscurité ρ_0 .

La variation de résistivité sera donc beaucoup plus importante (pour le même éclairement et la même durée de vie) pour des substrats faiblement dopés (ρ_0 élevée)

- **Eclairage en forte injection** σ_{ECL} est grand devant σ_0 c'est le cas ou cas ou $\Delta\sigma > \sigma_0$

Ceci correspond alors à la condition : $\Delta c > N_A \frac{\mu_P}{(\mu_P + \mu_N)}$

$$\sigma_{ECL} = \sigma_0 + \Delta\sigma = \sigma_0 + q\Delta p \mu_P + q\Delta n \mu_N = \sigma_0 + q\Delta c(\mu_P + \mu_N) \approx q\Delta c(\mu_P + \mu_N)$$

Variation de la résistivité sous éclairement :

$$\rho_{ECL} = \frac{1}{\sigma_{ECL}} = \frac{1}{\sigma_0 + \Delta\sigma} = \frac{1}{\Delta\sigma} \frac{1}{1 + \frac{\sigma_0}{\Delta\sigma}} = \frac{1}{\Delta\sigma} \left(1 - \frac{\sigma_0}{\Delta\sigma}\right) \approx \frac{1}{\Delta\sigma}$$

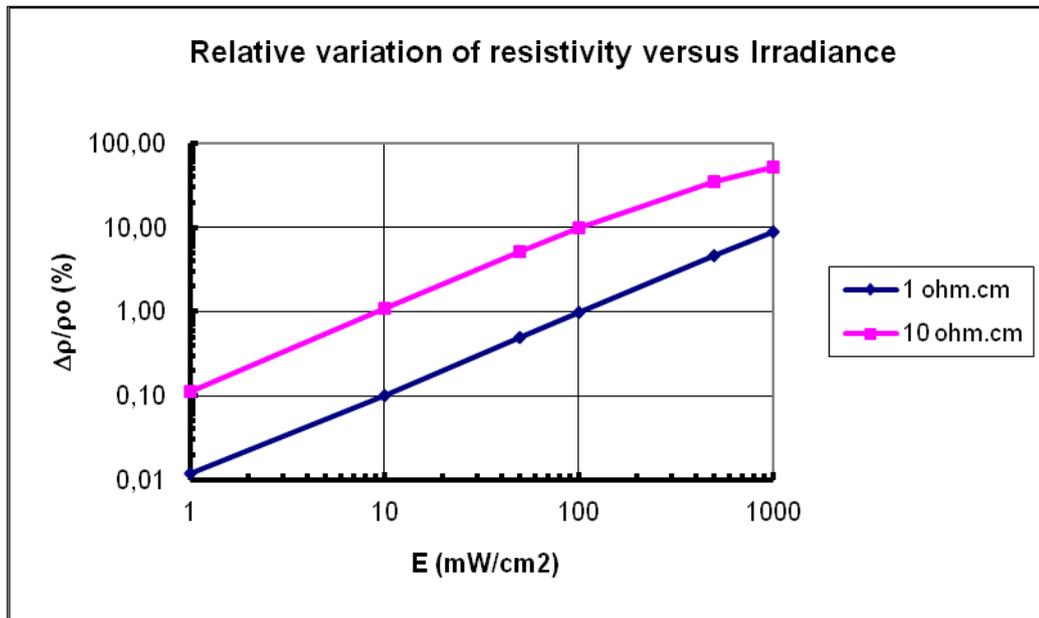
Relation Durée de vie volumique – conductivité relative $\tau = \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} \cdot \frac{\mu_P}{\mu_P + \mu_N} \cdot \frac{N_A}{\phi_{abs}} \cdot W$

Avec : $\phi_{abs} = \phi_0(1-r)(1-e^{-\alpha W})$

Variation absolue de la conductivité : $\Delta\sigma = q\Delta c(\mu_P + \mu_N) = q \frac{\phi_{abs}}{W} \tau(\mu_P + \mu_N)$

Donc : $\tau = \frac{1}{q(\mu_P + \mu_N)} \cdot \frac{W}{\phi_{abs}} \cdot \Delta\sigma$

Ainsi, la plupart du temps, les variations relatives de résistivités sont assez faibles et dépendent de la résistivité initiale, par exemple pour deux résistivités données et différent éclairement, on obtient : ($E = 100\text{mW/cm}^2 = 1000\text{W/m}^2$)



4.3.-MONTAGES POUR MESURES DE PHOTOCONDUCTANCE

Polarisation électrique des échantillons pour montage mesure de la photoconductance

Un barreau semiconducteur présente une résistivité ρ_0 à l'obscurité, lorsque le barreau est éclairé cette résistivité diminue (la conductivité augmente) du fait de la génération de porteurs de charges.

Résistivité obscurité	ρ_0	
Résistivité éclairément	ρ	$\rho = \rho_0 - \Delta\rho$
Résistance obscurité	R_0	
Résistance éclairément	R	$R = R_0 - \Delta R$

Montages de Mesures

Montage 1

C'est le dispositif de base où l'échantillon est directement polarisé par une source de tension DC constante V_{bias} et l'équation qui lie la sortie V_s à la résistance R de l'échantillon est donnée par :

$$V_s = \frac{R_1}{R + R_1} V_{bias}$$

Echantillon sous obscurité :

$$V_s = V_{s0} = \frac{R_1}{R_0 + R_1} V_{bias}$$

Echantillon éclairé

$$V_s = \frac{R_1}{R + R_1} V_{bias}$$

Application numérique

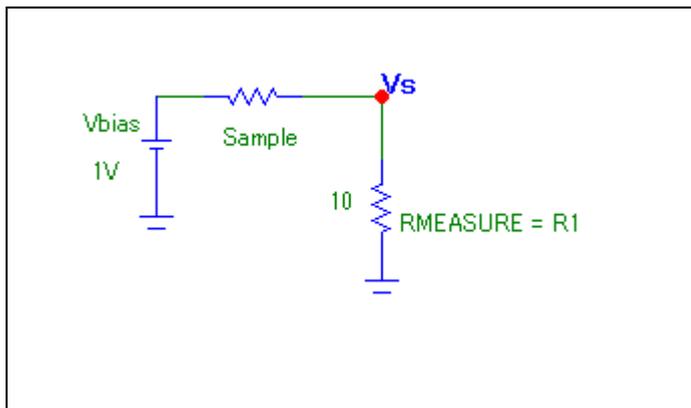
$$V_{bias} = 1\text{V}$$

$$V_s = \frac{10}{10 + R} \cdot 1\text{V}$$

Lorsque l'on fait varier l'éclairement, on obtient le tableau suivant

	Obscurité	ECL1	ECL2	ECL3	ECL4	ECL5	ECL6	ECL7	ECL8	ECL9	ECL10
R (ohm)	1000	980	960	940	920	900	880	860	840	820	800
Vs (mV)	9,9	10,1	10,3	10,5	10,8	11,0	11,2	11,5	11,8	12,0	12,3

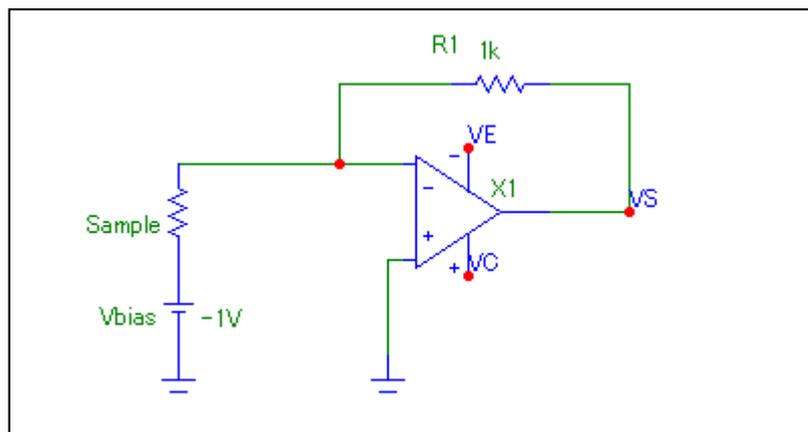
La tension augmente lorsque l'éclairement augmente mais la variation de la sortie Vs n'est pas linéaire avec l'éclairement et l'amplitude est assez faible (quelques millivolts)



Montage 2

Dans ce montage, un amplificateur opérationnel permet d'amplifier la réponse consécutive à l'éclairement. Ici aussi l'échantillon (Sample) est directement polarisé par une source de tension DC et l'équation qui lie la sortie Vs à la résistance R de l'échantillon est donné par :

$$V_s = -\frac{R_1}{R} V_{bias}$$



Echantillon sous obscurité : $V_s = V_{so} = -\frac{R_1}{R_o} V_{bias}$

Echantillon éclairé $V_s = -\frac{R_1}{R} V_{bias}$

Application numérique $V_{bias} = -1V$ $V_s = \frac{1000}{R}$

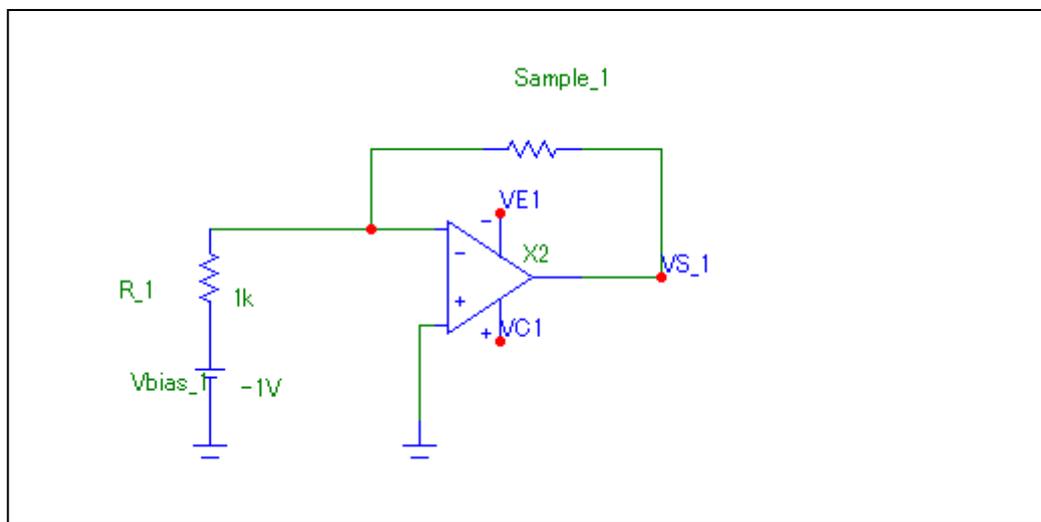
Lorsque l'on fait varier l'éclairement, on obtient le tableau suivant

	Obscurité	ECL1	ECL2	ECL3	ECL4	ECL5	ECL6	ECL7	ECL8	ECL9	ECL10
R (ohm)	1000	980	960	940	920	900	880	860	840	820	800
Vs (V)	1,00	1,02	1,04	1,06	1,09	1,11	1,14	1,16	1,19	1,22	1,25

La tension augmente lorsque l'éclairement augmente mais la variation de la sortie Vs n'est pas linéaire avec l'éclairement

Montage 3

Le principe retenu consiste à polariser à courant constant I l'échantillon (Sample_1) et à mesurer la variation de résistance ΔR lorsque ce dernier est éclairé.



Le courant de polarisation I est donc fixé par la source Vbias et la résistance R1, il est préférable de sélectionner un AOP faible bruit type OP27.

Courant de polarisation

$$I = \frac{V_{bias}}{R_1}$$

L'équation qui lie la sortie Vs_1 (notée Vs) à la résistance R de l'échantillon est donné par :

$$V_s = -RI$$

Echantillon sous obscurité :

$$V_s = -R_0 I$$

Echantillon éclairé

$$V_s = -RI$$

Application : $V_{bias} = -1V$ $I = \frac{-1}{1000}$ $V_s = \frac{R}{1000}$

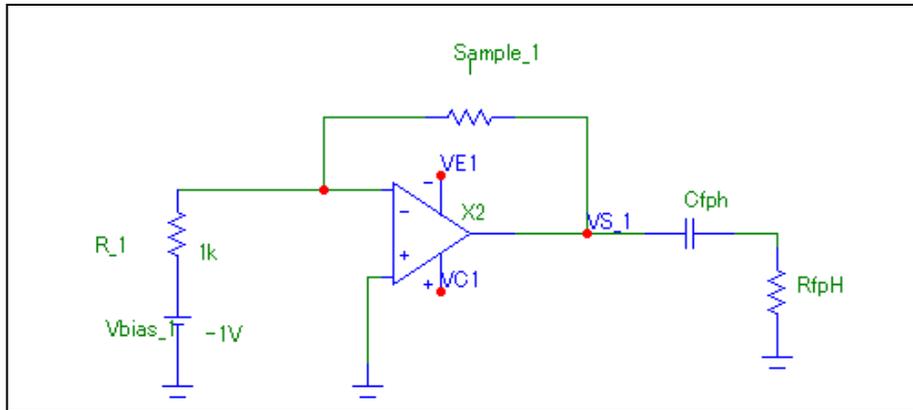
Lorsque l'on fait varier l'éclairement, on obtient le tableau suivant

	Obscurité	ECL1	ECL2	ECL3	ECL4	ECL5	ECL6	ECL7	ECL8	ECL9	ECL10
R (ohm)	1000	980	960	940	920	900	880	860	840	820	800
Vs (V)	1,00	0,98	0,96	0,94	0,92	0,90	0,88	0,86	0,84	0,82	0,80

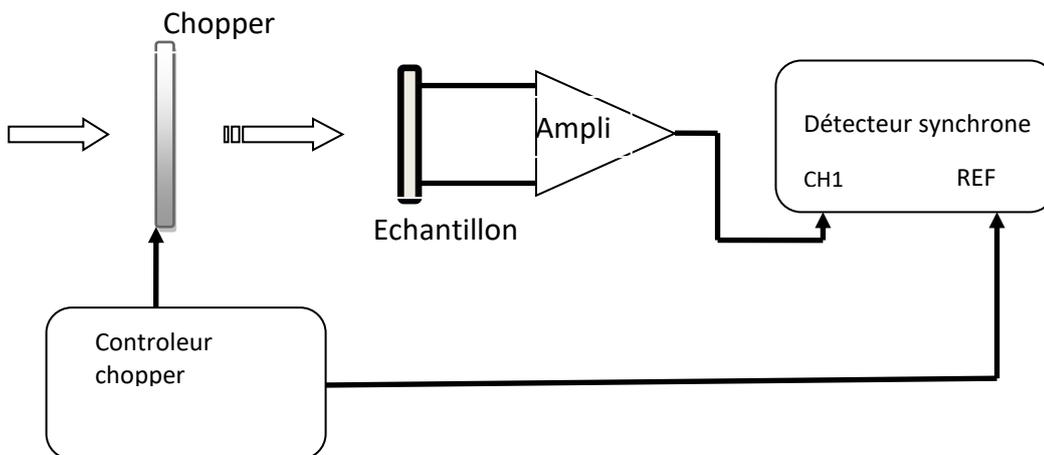
La tension diminue lorsque l'éclairement augmente et la variation est linéaire

Nota :

Dans tous les cas, il est possible et parfois préférable de moduler l'éclairage pour ne détecter que les variations de résistance avec un éclairage modulé par exemple. Pour cela le filtre passe bas en sortie permet d'éliminer la composante continue et la détection synchrone permet de mesurer ces variations généralement faibles.



Montage avec détection synchrone



4.4.-DUREE DE VIE DES PORTEURS LIBRES n, p ET LONGUEUR DE DIFFUSION L_n, L_p

Ces grandeurs sont particulièrement critiques pour le fonctionnement des composants exploitants les courants des porteurs minoritaires (photo détecteurs, et des diodes en commutation...)

La durée de vie des porteurs minoritaires caractérise le processus de génération-recombinaison des porteurs en excès (photo génération, diffusion,..).

Lors de la création de paires électrons-trous, la contribution de l'excès des porteurs minoritaires est prépondérante vis-à-vis de celui des majoritaires et la variation U de la concentration de porteurs est donné par :

$$U = \frac{1}{\tau} \frac{p \cdot n - n_i^2}{p + n + 2n_i}$$

U en nombre de porteurs/cm³ et par seconde et donc est en s

La longueur de diffusion L, matérialise le parcours (analogue à un libre parcours moyen) des porteurs avant leur recombinaison.

$$L = \sqrt{D \cdot \tau} = \sqrt{\mu \frac{kT}{q} \sqrt{\tau}}$$

Avec D le coefficient de diffusion des porteurs

(Dans le silicium intrinsèque, D_n = 35 cm²/s pour les électrons et D_p = 13,1 cm²/s)

Longueur de diffusion (µm)	Durée de vie (µs)	
	Type n (10 Ω.cm) Minoritaires : Trous	Type p (10 Ω.cm) Minoritaires : Electrons
100	8	3
200	34	13
300	76	30
400	135	54
500	211	84
700	414	165
1 000	845	336

Source : http://www.tf.uni-kiel.de/matwis/amat/semi_en/

Illustration de la notion de longueur de diffusion des porteurs minoritaires [2]:

Soit un barreau semiconducteur de type p, soumis à un flux incident permanent de photons de courte longueur d'onde (peu pénétrant) qui génère en surface un excès Δn = n-n₀ de paires électron-trou. La diffusion des électrons à l'intérieur se traduit par un courant de diffusion donné par la relation :

$$J_n(x) = eD_n \frac{\partial n}{\partial x}$$

La variation de la densité d'électron à la profondeur x est donnée par l'équation de continuité qui assure l'équilibre dynamique des porteurs dans le matériau semiconducteur.

$$\frac{\partial n(x)}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial J_n(x)}{\partial x} + g_n(x) - r_n(x)$$

On obtient :
$$\frac{\partial n(x)}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} + g_n(x) - \frac{n - n_0}{\tau_n}$$

Dans le cas où l'éclairement est permanent, c'est-à-dire en régime stationnaire : $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$ et si le rayonnement est peu pénétrant $g_n(x) = 0$ pour $x > 0$.

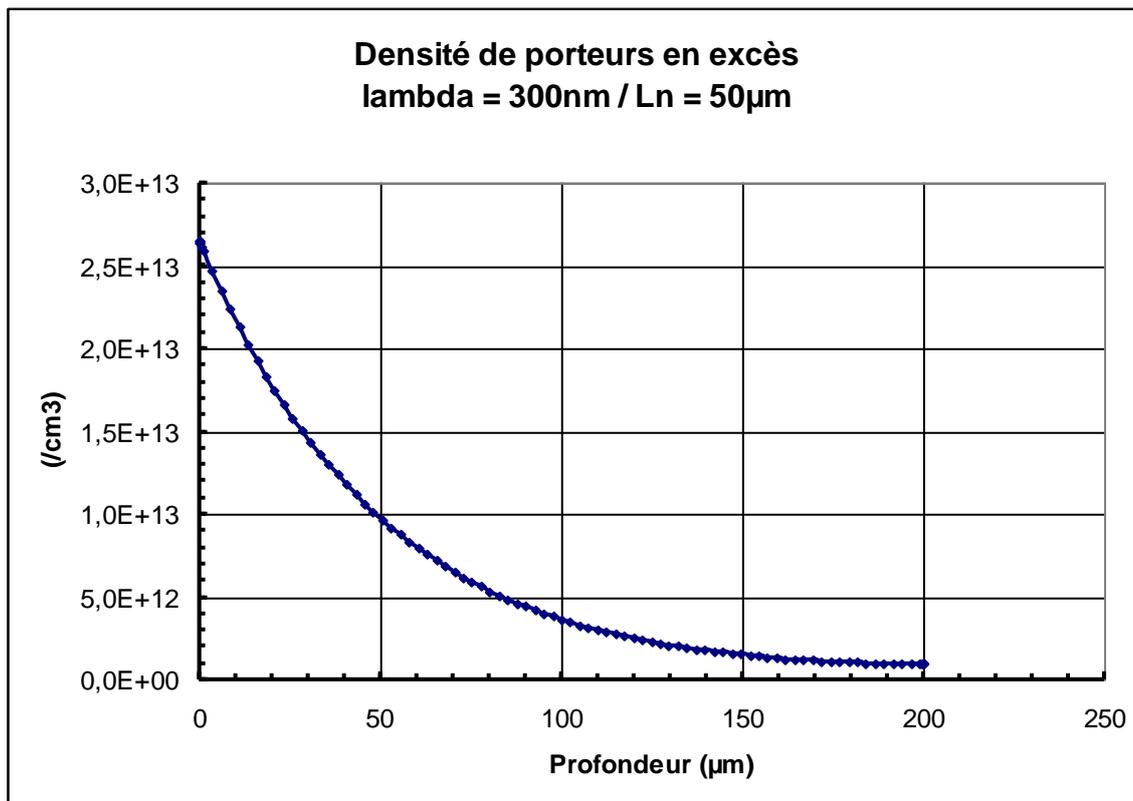
$$0 = D_n \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n} \qquad 0 = \frac{d^2 \Delta n(x)}{dx^2} - \frac{\Delta n(x)}{D_n \tau_n} = \frac{d^2 \Delta n(x)}{dx^2} - \frac{\Delta n(x)}{L_n^2}$$

Conditions aux limites : $x = 0 \quad \Delta n(0) = \Delta n_0$ $x \rightarrow \infty \quad \Delta n(\infty) = 0$

On obtient alors la variation des porteurs minoritaires en excès:
$$\Delta n(x) = \Delta n_0 e^{-\frac{x}{L_n}}$$

A la distance $x = L_n$, $\Delta n(L_n) = \Delta n_0 e^{-1} = 0,37 \Delta n_0$

Application : Courbe obtenue avec le logiciel PC1D, avec $\lambda = 300 \text{ nm}$ et $L_n = 50 \mu\text{m}$



On détermine sur le graphique L_n avec $\Delta n_0 = 2,65E+13$ et $\Delta n(L_n) = 9,73E+12$, soit $L_n = 50 \mu\text{m}$

4.5. - Méthodes de mesure de la durée de vie des porteurs minoritaires sur substrat [10]

La durée de vie est la propriété électronique la plus importante d'un matériau semi-conducteur. Son existence n'a de sens qu'en présence de porteurs de charges en excès dans le substrat. Les techniques expérimentales de mesure de la décroissance de photoconductivité (PCD ou Photoconductance Decay) sont généralement utilisées pour déterminer la dépendance de la durée de vie au niveau d'injection. Ces dernières reposent sur le principe suivant : la conductivité d'un échantillon soumis à un éclairage est modifiée par la génération de porteurs minoritaires en excès. Le niveau d'injection dépend donc de l'écart de conductivité à l'équilibre selon l'équation:

$$\Delta n(t) = \frac{\Delta \sigma(t)}{q \cdot (\mu_n + \mu_p)}$$

Or en faisant l'hypothèse d'une photo-génération et d'une durée de vie uniformes dans le volume, la durée de vie effective (τ_{eff}) est exprimée ainsi:

$$\tau_{eff} = \frac{\Delta n(t)}{G(t) - \frac{d(\Delta n(t))}{dt}}$$

Où $G(t)$ est le taux de photo-génération. On peut donc directement évaluer la durée de vie effective en fonction du taux d'injection en mesurant la décroissance de conductivité de l'échantillon. Ce principe de base est exploité par les techniques IC-PCD (Inductively Coupled Photoconductance Decay) et μ W-PCD (Micro Wave Photoconductance Decay) que nous avons utilisées pour caractériser la durée de vie des échantillons au cours de cette thèse. Ces techniques, décrites dans [11], se différencient par les modes d'excitation des porteurs et de détection de la photoconductivité mais sont souvent complémentaires.

4.5.1 - Techniques IC-PCD

Dans ce dispositif, l'échantillon est placé sur une bobine couplée à un pont radio-fréquence. Ce circuit RLC est sensible aux variations temporelles de conductivité de l'échantillon. Ainsi lorsqu'on éclaire l'échantillon par un flash lumineux (lumière polychromatique), on peut suivre temporellement l'évolution de la conductivité et par ce biais le niveau d'injection. Ajuster la constante de temps du flash permet de sonder des matériaux aux durées de vie plus ou moins élevées. On fait ainsi appel à deux modes :

- Mode transitoire (Transient Photoconductance ou Transient)

L'excitation des porteurs résulte d'un flash lumineux très court ($\approx 15\mu s$) caractérisé par une décroissance très rapide. Le début de la mesure coïncide avec l'arrêt de l'éclairage ($G(t) \approx 0$), d'où une nouvelle expression de la durée de vie.:

$$\tau_{eff} = \frac{\Delta n(t)}{\frac{d(\Delta n(t))}{dt}}$$

Une condition sine qua non à l'utilisation de ce mode est que l'échantillon doit présenter des valeurs de durée de vie élevées devant la constante de temps du flash. On applique donc ce mode aux échantillons dont la durée de vie dépasse quelques dizaines de microsecondes.

- Mode quasi-stationnaire (Quasi-Steady State Photoconductance ou QSSPC)

Ce mode diffère du précédent par l'utilisation d'un flash à la durée ($\approx 7\text{ms}$) et constante de temps ($\approx 2\text{ms}$) élevées devant la durée de vie de l'échantillon. On fait alors l'hypothèse d'un taux d'une concentration de porteurs constant au cours du temps et on obtient la relation:

$$\tau_{eff} = \frac{\Delta n(t)}{G_{net}(t)}$$

Où $G_{net}(t)$ est le taux net de photo-génération prenant en compte la fraction du rayonnement incident absorbée. Il est mesuré parallèlement à la décroissance de conductivité par une cellule de référence. Ce mode permet en pratique de mesurer des durées de vie faibles ($< 50\mu\text{s}$).

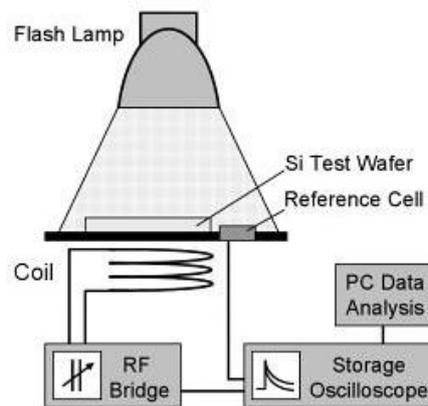
Comme évoqué précédemment, la durée de vie effective mesurée reflète à la fois phénomènes de recombinaisons en volume et en surface du matériau. :

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_b} + \frac{S_{far}}{W} + \frac{S_{fav}}{W}$$

Où S_{far} et S_{fav} sont respectivement les vitesses de recombinaison effectives de la base et de l'émetteur, W est l'épaisseur du substrat. On remarquera que si la durée de vie volumique est élevée ($\tau_b > 1\text{ms}$), les recombinaisons volumiques sont négligeables devant les recombinaisons surfaciques. De surcroît, si les échantillons sont passivés symétriquement ($S_{far} = S_{fav} = S_{eff}$), cette relation permet d'extraire la vitesse de recombinaison effective à un niveau d'injection donné :

$$S_{eff} = \frac{W}{2} \cdot \left(\frac{1}{\tau_{eff}} - \frac{1}{\tau_b} \right)$$

Toutefois, la notion de densité de courant de saturation (J_{0e}, J_{0BSF}) est plus appropriée aux substrats fortement dopés en surface (émetteur, BSF)



Représentation schématique du dispositif de mesure IC-PCD [11].

Macdonald [12] donne une expression de l'inverse de la durée de vie effective (en retirant sa composante Auger) en fonction du niveau d'injection permettant d'extraire J_{0e} :

$$\frac{1}{\tau_{eff}} - \frac{1}{\tau_{Auger}} = \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{2J_{0e} \cdot \Delta n}{q \cdot n_i^2 \cdot W}$$

Pour des taux d'injection élevés devant le dopage du substrat ($\Delta n \gg N_a$), cette courbe est en effet linéaire et J_{0e} est proportionnel à sa pente.

Enfin pour évaluer la qualité d'une cellule avant métallisation (on parle de précurseur de cellule), il est intéressant d'avoir recours au paramètre de tension de circuit ouvert implicite à 1 sun ($i-V_{co}$) déterminé à partir des concentrations en porteurs aux bords de la ZCE :

$$i - V_{co} = \frac{kT}{q} \cdot \ln \left[\frac{\Delta n \cdot (\Delta n + N_a)}{n_i^2} \right]$$

4.5.2 - Techniques μW -PCD

L'excitation lumineuse est issue d'une source laser émettant à une longueur d'onde de 904 nm ($\tau_p \approx 200$ ns) et dont la densité de puissance est 1320 W.cm^{-2} . Une antenne dirige des micro-ondes électromagnétiques vers l'échantillon tandis qu'un détecteur capte le signal réfléchi par ce même échantillon. La technique μW -PCD exploite cette variation de réflectivité pour remonter à la conductivité de l'échantillon et donc à sa durée de vie effective. De façon analogue à l'IC-PCD, on peut définir une variation de conductivité après arrêt de l'éclairement :

$$\Delta\sigma(t) = \sigma_0 \cdot \left[1 + \exp\left(-\frac{t}{\tau_{eff}}\right) \right]$$

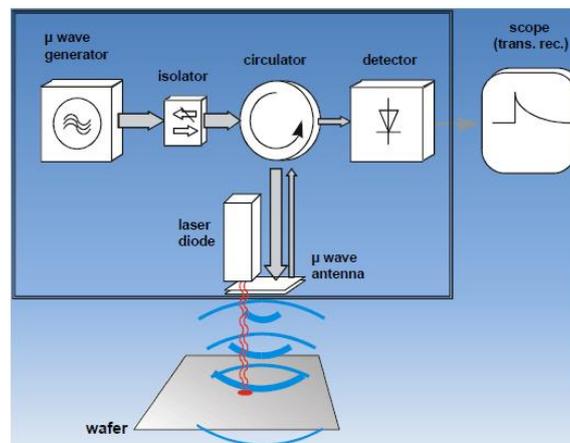


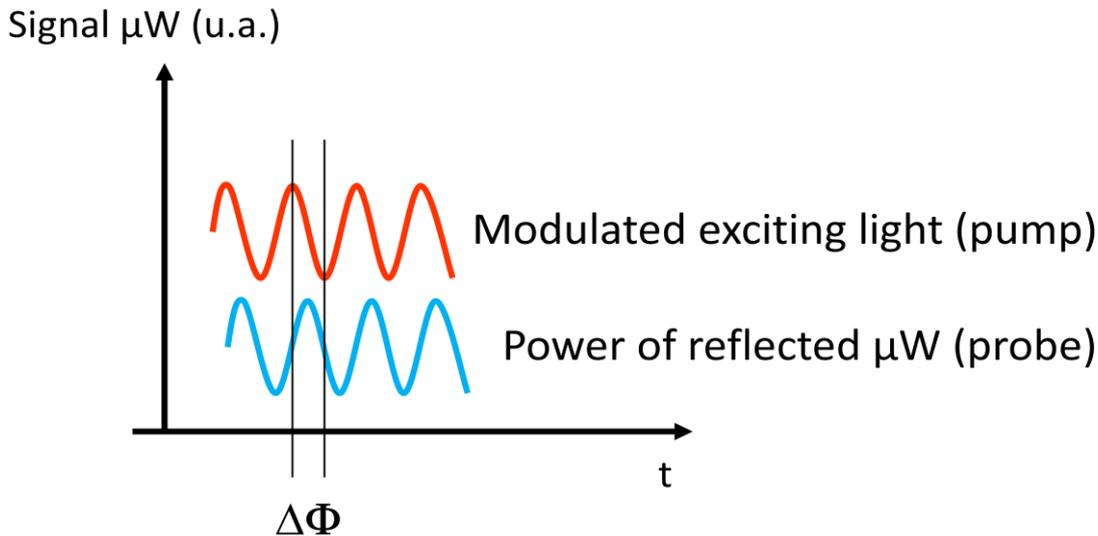
Schéma du dispositif de mesure MW-PCD [13].

Mais comme le signal de réflectivité n'est pas une fonction linéaire du taux d'injection, on ne peut pas associer la durée de vie mesurée à un niveau d'injection donné. Des études montrent qu'il est toutefois possible de déterminer une telle corrélation en calibrant le signal micro-ondes réfléchi avec une mesure IC-PCD complémentaire [14]. On notera par ailleurs que la durée de vie effective obtenue relève du domaine des forts niveaux d'injection car directement après excitation celui-ci est évalué à 10^{17} cm^{-3} [15] et que la mesure n'est pas sensible aux variations de conductivité inférieures au dopage de l'échantillon. L'absorption des micro-ondes rend également cette technique inutilisable pour des échantillons présentant des zones diffusées de plusieurs micromètres.

Le caractère localisé de la source d'excitation lumineuse confère toutefois à cette technique un avantage considérable puisqu'elle permet de réaliser des cartographies de durée de vie (avec une résolution < 100 µm) essentielles dans la validation des procédés de passivation de surface.

4.5.3 - Technique µW-Phase-Shift [16]

Cette technique met en œuvre les mêmes composants que la méthode PCD, mais l'amplitude de l'excitation lumineuse est sinusoïdalement modulée à la fréquence f autour d'une composante continue. Cette excitation se traduit par une **variation identique** de la résistivité et les micro-ondes réfléchies sont ainsi sinusoïdalement modulées mais avec un retard vis-à-vis de l'excitation.



Ce retard se traduit par un déphasage $\Delta\Phi$ qui est donné par la relation :

$$\Delta\Phi = f(\tau_B, S_F, S_B, D, W, \alpha, f)$$

Avec : τ_b = durée de vie volumique

S_F = vitesse de recombinaison superficielle face avant

S_B = vitesse de recombinaison superficielle face arrière

D = coefficient de diffusion des porteurs minoritaires

W = épaisseur échantillon

α = Coefficient d'absorption optique

f = fréquence de modulation de l'excitation lumineuse

Exploitation de la mesure

La configuration optimale est celle où les deux faces sont passivées (solution chimique, oxyde, nitrure,...), dans ce cas la durée de vie volumique est donnée par :

$$\tau_b = -\frac{\tan \Delta\phi}{2\pi f}$$

Toutefois si les deux faces sont identiques (en terme de recombinaison, c.-à-d. : $S_F = S_B = S$), il est possible d'extraire τ_B et S en effectuant la mesure à deux fréquences de modulation de l'excitation lumineuse différentes. [16]

L'avantage de la technique de mesure par excitation optique harmonique réside donc dans la possibilité d'ajuster la fréquence de modulation f , afin d'obtenir deux valeurs du déphasage Φ pour deux fréquences f

$$\phi_{E1} = f(\tau_B, S, D, W, \alpha, f_1) \quad \text{Et} \quad \phi_{E2} = f(\tau_B, S, D, W, \alpha, f_2)$$

Il suffit ensuite de calculer tout les couples τ_B et S qui satisfassent à chaque équation et le couple (τ_B, S) qui répond aux deux équations donne les valeurs de la durée de vie volumique τ_B et de la vitesse de recombinaison superficielle S de l'échantillon.

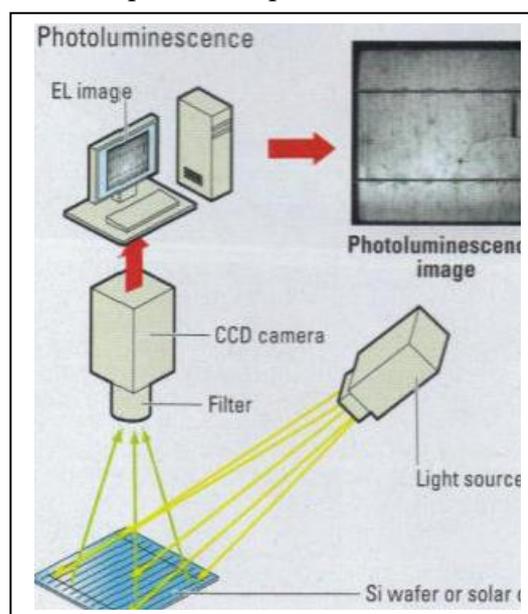
4.6 La photoluminescence : processus de recombinaisons des porteurs de charge

La photoluminescence est une méthode optique permettant de caractériser les processus de recombinaisons mis en jeu dans les matériaux semiconducteurs et les isolants. Son principe de fonctionnement est simple : on excite les électrons du milieu étudié par un flux incident de photons Φ_i généralement monochromatique λ_i qui possède une énergie E_i donnée par la relation : $E_i = \frac{hc}{\lambda_i}$.

L'analyse se fait par la détection de la lumière réémise par le matériau (**luminescence**) et en général, l'énergie E_e du flux de photon émis Φ_e est plus faible que celle du faisceau d'excitation ce qui se traduit par :

- une (ou des) longueur(s) d'onde(s) $\lambda_e > \lambda_i$
- un signal optique d'intensité très faible

Le dernier point impose l'utilisation d'une source laser incidente et un système de détection optique très sensible et performant (photomultiplicateur, spectromètre, détection synchrone, caméra,...).



Photon international Janvier 2010

Ses applications

Le signal de photoluminescence est une réponse photonique traduisant la relaxation des électrons par des recombinaisons radiatives du matériau.

Pour les applications du domaine des semiconducteurs (matériaux et composants), la photoluminescence est utilisée soit pour l'étude de la configuration des bandes d'énergie des semiconducteurs, soit pour la détermination énergétique des niveaux introduits par les impuretés (dopants ou contamination) ou défauts cristallins.

En microélectronique, cette technique est très utilisée pour la caractérisation des puits quantiques et des hétérojonctions pour caractériser la structure des bandes.

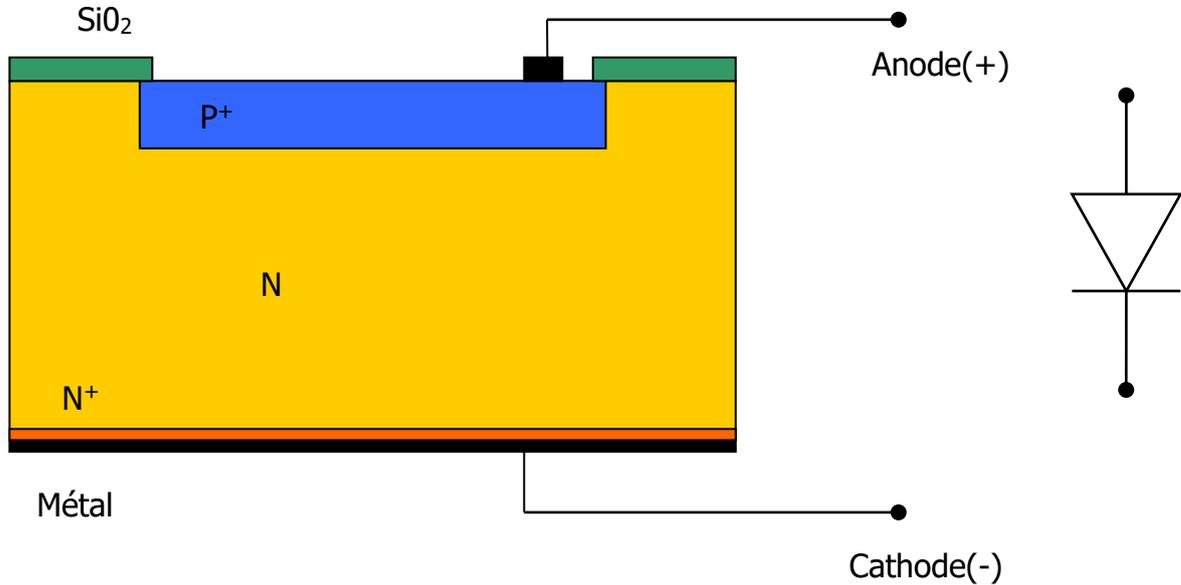
Les avantages principaux de cette technique résident dans sa mise en œuvre non intrusive (sans contact), dans sa faculté de caractériser le wafer même sur une cellule terminée, elle est rapide et permet une imagerie du composant étudié.

5. CARACTERISATIONS DES COMPOSANTS

5.1. CARACTERISTIQUE COURANT TENSION I=f(V) SOUS OBSCURITE DE LA JONCTION

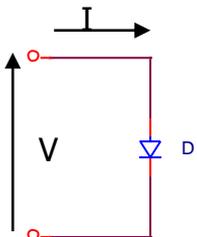
Jonction P+N

Une jonction P+N peut être obtenue en dopant localement un substrat de silicium N par des impuretés trivalentes (Bore, Aluminium). Nous avons représenté une structure PLANAR diffusée.



5.1.1.- POLARISATION DIRECTE

1.1 Jonction idéale (le courant résulte uniquement de la diffusion des porteurs de charges)



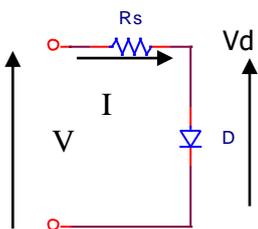
$$I = I_0(\exp(\frac{qV}{kT}) - 1)$$

Autre équation si écart à la loi

$$I = I_0(\exp(\frac{qV}{akT}) - 1) \quad \text{avec } 1 < a < 2$$

1.2 Jonction réelle

- modèle à une exponentielle avec prise en compte de la résistance série

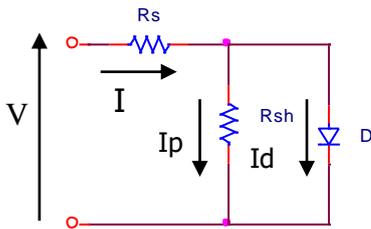


$$(1) \quad V = R_s I + V_d \Rightarrow V_d = V - R_s I$$

$$(2) \quad I = I_0(\exp(\frac{qV_d}{kT}) - 1)$$

$$(3) \quad I = I_0(\exp(\frac{q(V - R_s I)}{kT}) - 1)$$

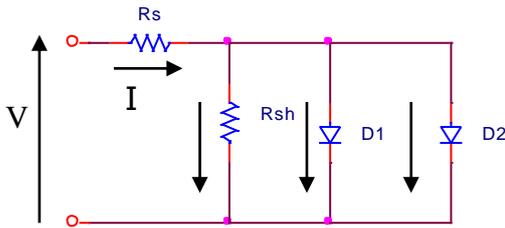
- modèle à une exponentielle, avec influence de la résistance série et de la résistance shunt ou parallèle



$$I = Id + Ip$$

$$I = Io(\exp(\frac{q(V - Rs.I)}{akT}) - 1) + \frac{V - Rs.I}{Rsh}$$

- modèle à deux exponentielles (recombinaison et diffusion), avec influence des résistance série et résistance shunt

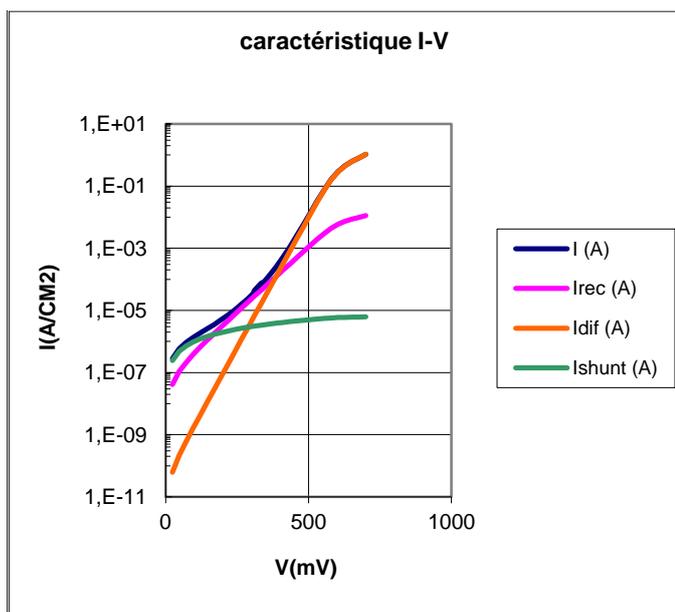


$$I = Io1(\exp(\frac{q(V - Rs.I)}{a_1kT}) - 1) + Io2(\exp(\frac{q(V - Rs.I)}{a_2kT}) - 1) + \frac{V - Rs.I}{Rsh}$$

Expression usuelle faisant apparaître les courants de recombinaison et de diffusion et valable pour une polarisation V positive (diode polarisée en direct)

$$I = I_{rec} \exp(\frac{q(V - Rs.I)}{2kT}) + I_{dif} \exp(\frac{q(V - Rs.I)}{kT}) + \frac{V - Rs.I}{Rsh}$$

Caractéristique tracée pour T = 300K, Rs = 0,1 Ω, Rsh= 100 kΩ



Pour s'affranchir de la surface de la jonction, il est préférable de donner l'évolution de la densité de courant J en utilisant la relation : $I = J.S$

On obtient alors :

$$J.S = J_{rec} .S \exp\left(\frac{q(V - R_s.J.S)}{2kT}\right) + J_{dif} .S \exp\left(\frac{q(V - R_s.J.S)}{kT}\right) + \frac{V - R_s.J.S}{R_{sh}}$$

Ou :

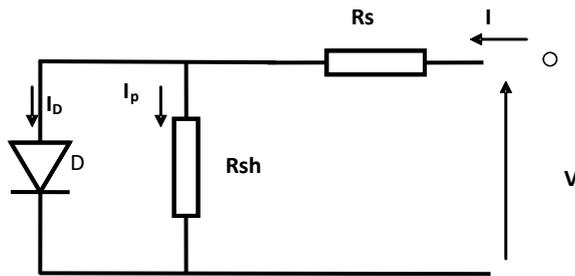
$$J = J_{rec} \exp\left(\frac{q(V - R_s.J.S)}{2kT}\right) + J_{dif} \exp\left(\frac{q(V - R_s.J.S)}{kT}\right) + \frac{V - R_s.J.S}{R_{sh}.S}$$

Ordre de grandeur de Jrec et Jdif :

$$J_{dif} = 10^{-11} \text{ A/cm}^2 \quad \text{et} \quad J_{rec} = 10^{-8} \text{ A/cm}^2$$

Evolution de la résistance série Rs et shunt Rsh avec la surface S de la jonction

- Modèle électrique jonction pn : modèle à une exponentielle, avec influence de la résistance série et de la résistance shunt ou parallèle



$$I = Id + Ip \quad (a)$$

$$I = I_o \left(\exp\left(\frac{q(V - R_s.I)}{akT}\right) - 1 \right) + \frac{V - R_s.I}{R_{sh}} \quad (b)$$

Influence de la surface de la diode sur les valeurs de la résistance série Rs et de la résistance parallèle ou shunt Rsh;

Si la diode présente une surface S

Le courant I la traversant est égal à $I = J.S$ et l'équation (b) peut s'écrire :

$$J = \frac{I_o}{S} \left(\exp\left(\frac{q(V - R_s.J.S)}{kT}\right) - 1 \right) + \frac{V - R_s.J.S}{S.R_{sh}} \quad (c)$$

Si la diode présente une surface S'

Le courant I' la traversant est égal à $I' = J'.S'$ et l'équation (b) peut s'écrire :

$$J = \frac{I_o'}{S'} (\exp(\frac{q(V - R_s'.J.S')}{kT}) - 1) + \frac{V - R_s'.J.S'}{S'.R_{sh}} \quad (d)$$

On identifie (c) et (d)

$$\frac{I_o}{S} = \frac{I_o'}{S'} = J_o \quad q(V - R_s.J.S) = q(V - R_s'.J.S') \Rightarrow R_s.S = R_s'.S' \Rightarrow R_s' = \frac{S}{S'} R_s$$

$$\frac{V - R_s.J.S}{S.R_{sh}} = \frac{V - R_s'.J.S'}{S'.R_{sh}} \Rightarrow S.R_{sh} = S'.R_{sh}' \Rightarrow R_{sh}' = \frac{S}{S'} R_{sh}$$

Conclusion : Si la surface **S' augmente** ($S' > S$) la résistance série **R's diminue**
 Si la surface **S' augmente** ($S' > S$) la résistance shunt **R'sh diminue**

Quantification de a et Jo pour une cellule solaire silicium

$$a = 1,2$$

$$J_o = 10^{-10} \text{ A/cm}^2 \quad (\text{valeur à comparer à } J_{dif} = 10^{-11} \text{ A/cm}^2 \text{ et } J_{rec} = 10^{-8} \text{ A/cm}^2)$$

5.1.2. - POLARISATION INVERSE ($V_r = -V$)

En polarisation inverse, l'extension W de la largeur région de charge d'espace a pour expression :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} (\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D})(V_d - V)} = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} (\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D})(V_d + V_r)}$$

En général, $N_A > N_D$ (ou $N_D > N_A$) et de ce fait l'extension de la RCE se développe dans la région la moins dopée. Par exemple pour une diode P⁺N ($N_D > N_A$).

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} (\frac{1}{N_D})(V_d - V)} = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} (\frac{1}{N_D})(V_d + V_r)} \neq \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q N_D}} \cdot V_r^{0.5}$$

Calcul du courant :

Si le champ électrique appliqué est plus petit que le champ critique de claquage :

Le courant inverse résulte d'au moins trois mécanismes :

- La diffusion des porteurs minoritaires (1)
- La génération – recombinaison thermique dans la RCE (2)
- Le courant de fuite en surface (3)

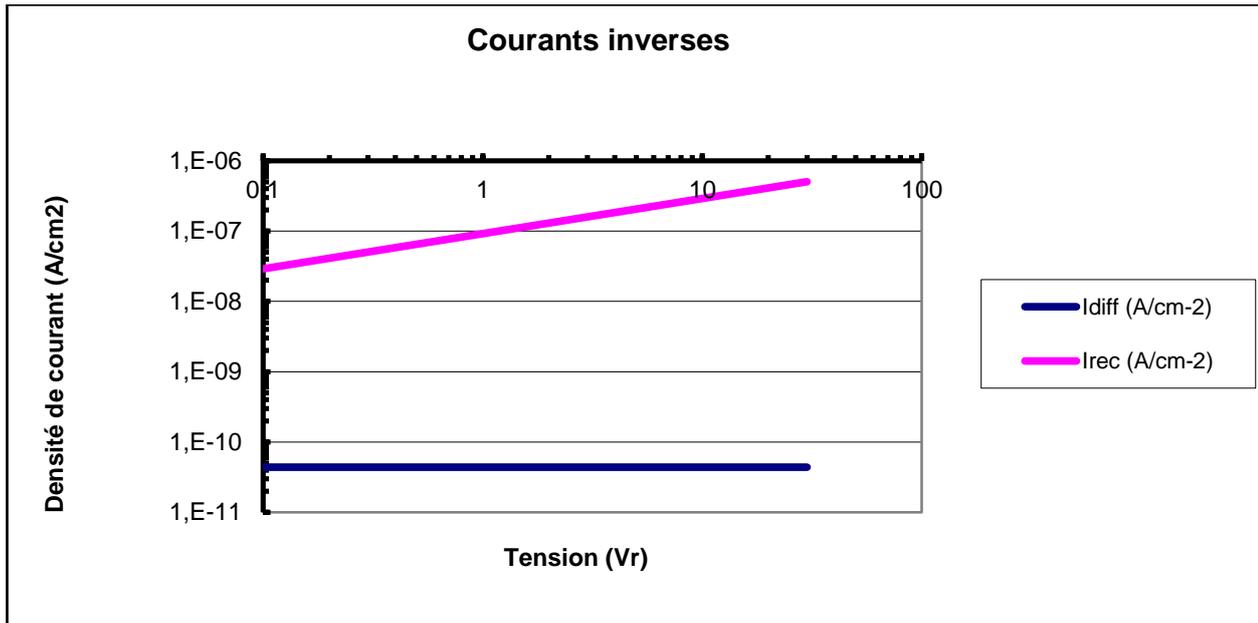
Expressions :

$$(1) \quad J_{diff} = qn_i^2 \left(\frac{D_{np}}{L_{np}N_A} + \frac{D_{pn}}{L_{pn}N_D} \right) \quad (A/cm^2)$$

$$(2) \quad J_{gen} = q \frac{n_i}{2\tau} W \quad (A/cm^2)$$

(3) *En général la variation du courant de fuite avec Vr est linéaire (shunt ohmique)*

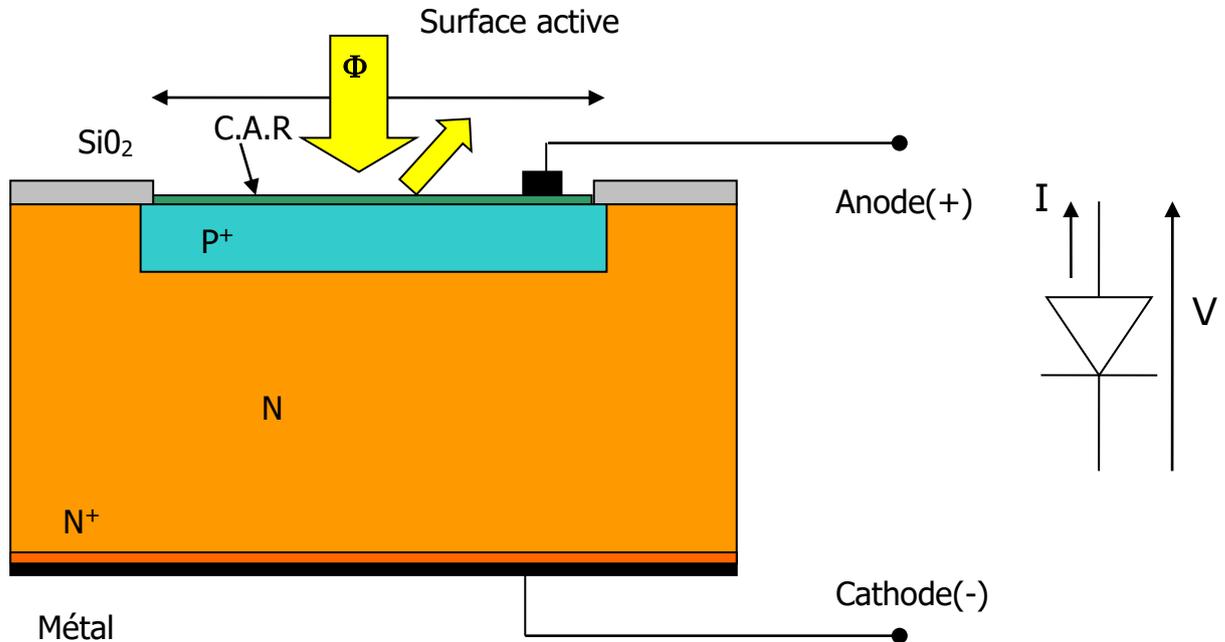
Tracé obtenu en négligeant le courant de fuite et $N_A = 10^{18}cm^{-3}$, $N_D=10^{15}cm^{-3}$, $\tau = 10^{-6}$ s et $T = 300K$



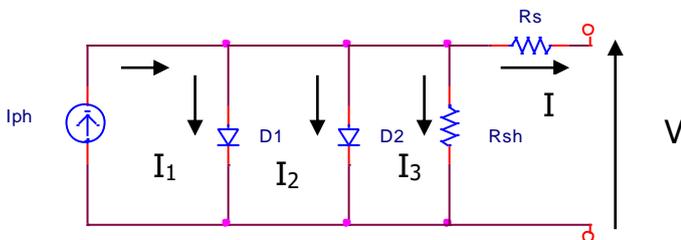
5.2. – CARACTERISTIQUE COURANT TENSION $I = f(V)$ SOUS ECLAIREMENT

Les principales performances des cellules solaires sont évaluées à partir de cette caractéristique effectuée sous un éclairage standard – STC à la température de 25°C, pour un éclairage énergétique de 1000W/m² et le spectre en longueur d’onde doit être le plus proche du rayonnement solaire.

5.2.1. - Application type : Photodiode – Cellule solaire



Pour le modèle électrique à deux diodes ci-dessous :



Equation modélisée : $I = I_{ph} - I_{rec} \exp\left(\frac{q(V + R_s.I)}{2kT}\right) - I_{dif} \exp\left(\frac{q(V + R_s.I)}{kT}\right) - \frac{V + R_s.I}{R_{sh}}$

Paramètres photovoltaïques caractéristiques :

Si les conditions ci-dessous sont justifiées :

$I_{ph} > I_{rec}$, $I_{ph} > I_{dif}$ et $I_{dif} < I_{rec}$ et $R_p \rightarrow \infty$ et $R_s = 0$

- Courant de court circuit : $I_{cc} (V=0)$ $I_{cc} = I_{ph}$
- Tension de circuit ouvert : $V_{co} (I=0)$ $V_{co} = a_1 \frac{kT}{q} \text{Log}\left(\frac{I_{cc}}{I_{rec}} + 1\right)$ Avec $1 < a_1 < 2$

- Facteur de forme FF ou de remplissage $FF = \frac{V_{PMAX} \cdot I_{PMAX}}{V_{OC} \cdot I_{CC}}$

- Rendement de conversion $\eta = \frac{\text{Puissance Maximale Disponible}}{\text{Puissance Incidente}}$

Application type : Photopile ou cellule solaire

Le tracé ci-dessous est obtenu avec le logiciel PC1D pour une cellule silicium N+PP+

Eclairement : $\Phi = AM1.5G (0,1W/cm^2)$

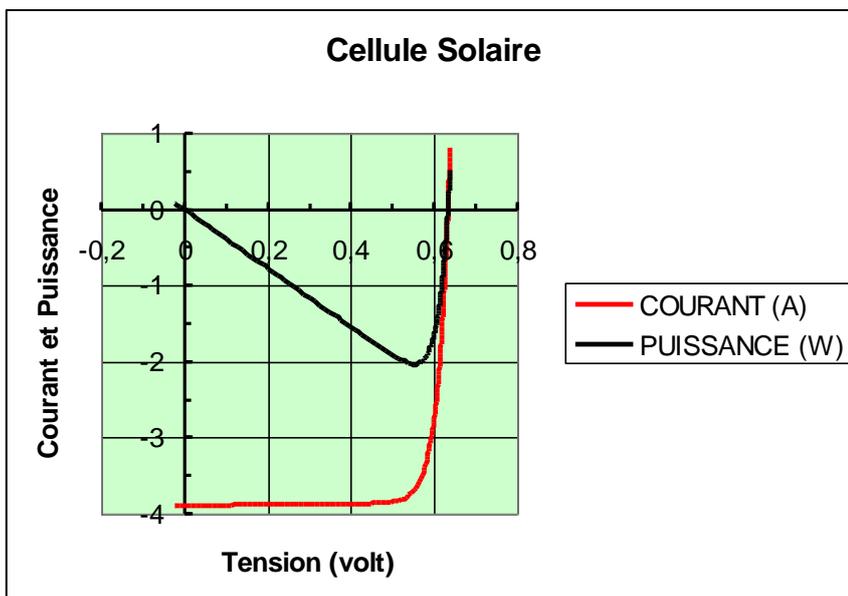
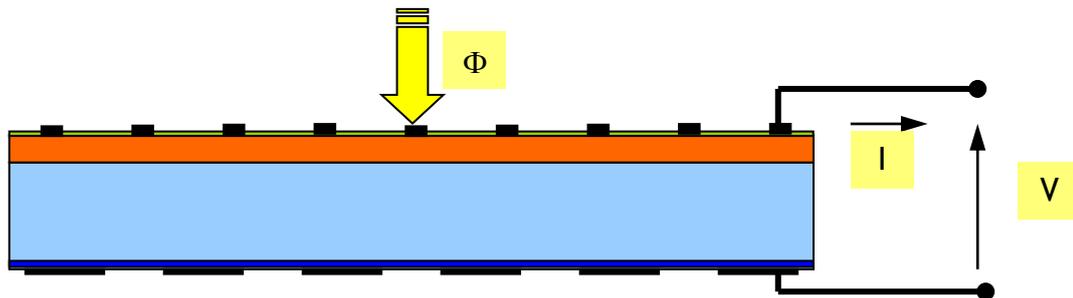
Surface : 100 cm² Epaisseur : 200µm

Base : Type P $\rho=1,5 \Omega.cm$ ($N_A = 10^{16} cm^{-3}$) = 31,6 µs ($L_n = 300 \mu m$)

Diffusion face avant : Type n+ profondeur jonction : 0,7µm et $R_{\square} : 220 \Omega/\square$

Diffusion face arrière : Type p++ profondeur jonction : 3µm et $R_{\square} : 2,65 \Omega/\square$

Résistance série : $R_s = 0 \Omega$ et Résistance shunt : $R_{SH} : 20 \Omega$



PARAMETRES PHOTOVOLTAIQUES DEDUITS DES TRACES	
Courant de court circuit	$I_{CC} : 3,89A$
Densité de courant Jcc	$J_{CC}=38,9 mA/cm^2$
Tension de circuit ouvert :	$V_{oc} : 633 mV$
Puissance Maximale :	$P_{MAX} : 2,037 W$
RENDEMENT :	
$\eta = \frac{2,037}{10} = 20,37\%$	

Le facteur de forme FF peut être calculé :
$$FF = \frac{V_{PMAX} \cdot I_{PMAX}}{V_{OC} \cdot I_{CC}} = \frac{(0,555)(3,6)}{(0,633)(3,9)} = 0,820$$

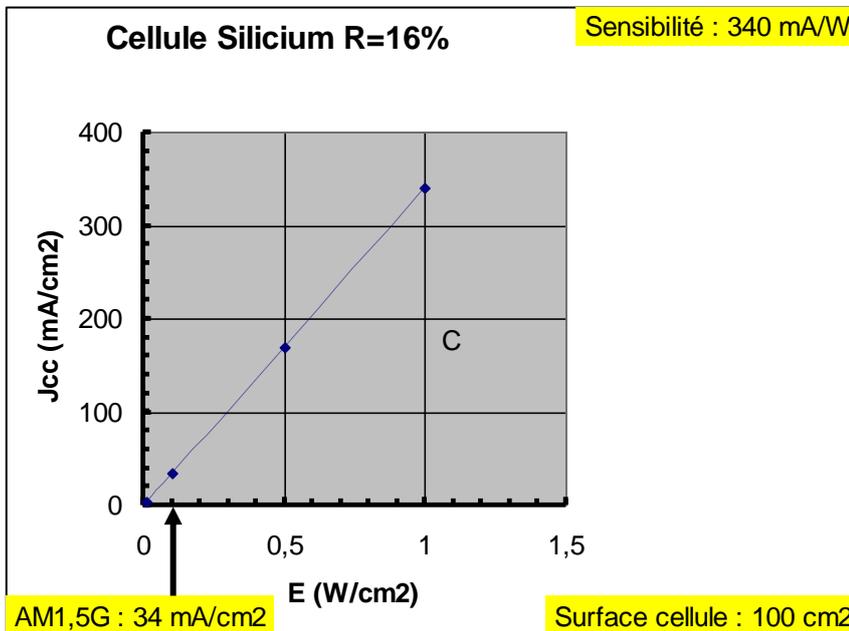
Le facteur de forme ou facteur de remplissage (fill factor) idéal serait égal à l'unité, la caractéristique I-V idéale sous éclairage étant rectangulaire et de surface égale au produit $V_{oc} \cdot I_{cc}$.

Les résistances série et shunt incurvent les tangentes et dégradent ce facteur.

Autre expression du rendement :
$$\eta = \frac{P_{max}}{P_o} = \frac{V_{oc} \cdot I_{cc}}{P_o} FF$$

Cette expression permet de séparer les contributions de V_{oc} , I_{cc} et de FF sur le rendement de conversion.

EVOLUTION DE LA DENSITE DE COURANT DE COURT-CIRCUIT AVEC L'IRRADIANCE :



Cette courbe met en évidence la relation linéaire $J_{cc} = k \cdot E$, avec une sensibilité $k = 340 \text{ mA/W}$ pour cette cellule.

Nota : cette courbe est le résultat d'une simulation ou la température est supposée constante pour chaque calcul.

5.1.2 Simulateur de spectre solaire AM1.5G [10]

La mesure est donc effectuée à l'aide un simulateur solaire dont le composant principal est une source lumineuse (lampe xénon) filtrée restituant au plus proche l'allure du spectre solaire (AM1.5G). L'intensité lumineuse est dans ce cas de 0.1 W/cm^2 (ou 1 sun). Cependant dans un souci de fiabilité, l'intensité lumineuse est étalonnée à partir d'une cellule de calibration certifiée par un organisme indépendant (confère Annexe 4). De plus, la cellule est posée sur un socle-support en cuivre dont la température est régulée à 25°C permettant d'assurer le contact en face arrière.

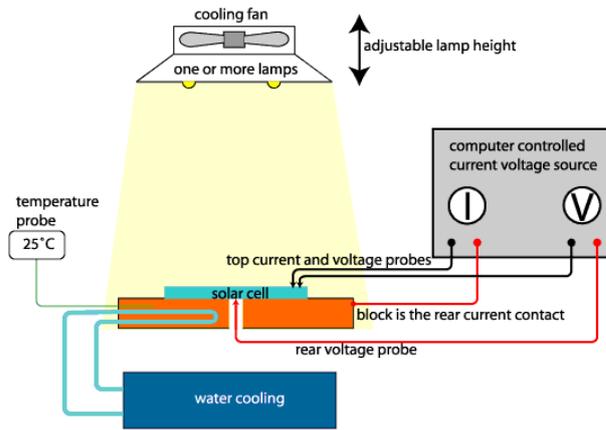


Schéma du simulateur solaire [PV cdrom].

Le contact face avant est obtenu par une série de pointes posées le long des bus bars. Ces conditions « standard » de mesure (STC) doivent être au mieux respectées afin de pouvoir comparer les performances des cellules fabriquées avec celles de l'état de l'art. Enfin un dispositif électronique relié aux contacts avant et arrière permet d'ajuster le point de fonctionnement de la cellule.

Cet équipement permet de réaliser la **mesure sous obscurité** qui donne accès aux paramètres représentatifs des pertes résistives et par recombinaison, soient R_s , R_p , J_{01} , J_{02} , n_1 et n_2 . En utilisant le modèle à deux diodes et la **mesure sous éclairement** qui permet de déterminer J_{cc} , V_{co} , FF et η .

En pratique, on mesure le courant sous obscurité en appliquant une tension variant de $-0.5V$ à $+0.8V$ et la courbe expérimentale obtenue est ajustée au modèle théorique, la méthode est décrite dans [17].

La figure III.8 donne un exemple de réponse J-V (représentation semi-logarithmique) sous obscurité d'une cellule solaire standard sur laquelle on peut identifier différents régimes de fonctionnement. A faible tension, on constate que l'effet de la résistance parallèle est prédominant sur le courant. A des tensions inférieures au point de fonctionnement maximal, la seconde diode commence à influencer la courbe J-V tandis qu'elle est fortement affectée par la première diode pour des tensions légèrement plus élevées. En dernier lieu, l'effet de la résistance série prend une importance considérable sur le courant de la cellule.

Le modèle théorique développé plus haut fait l'hypothèse que le facteur d'idéalité de la diode change d'un mécanisme de recombinaison à l'autre. En première approximation nous avons vu que ce facteur d'idéalité passait de 1 à 2 entre la première et la seconde diode. Pour apporter une meilleure compréhension des processus de recombinaison dans la cellule solaire, il est possible d'introduire le facteur d'idéalité « local » de la diode $n_{loc}(V)$ dont la valeur est proportionnelle à l'inverse de la dérivée de la courbe J-V sous obscurité:

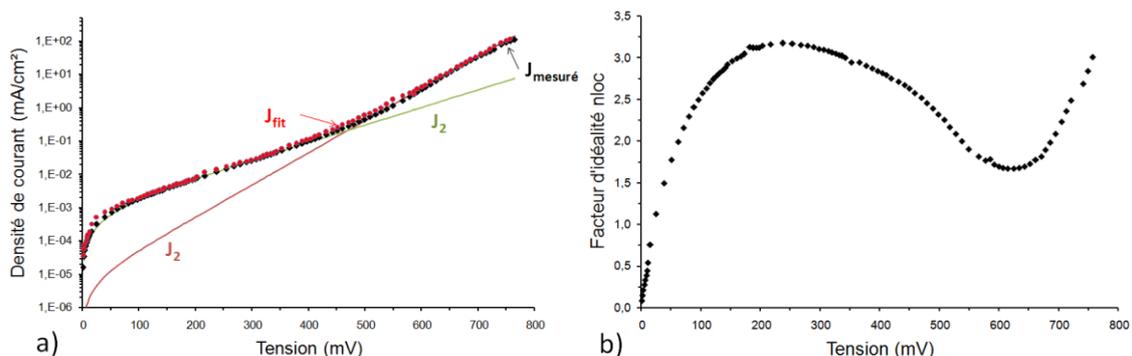


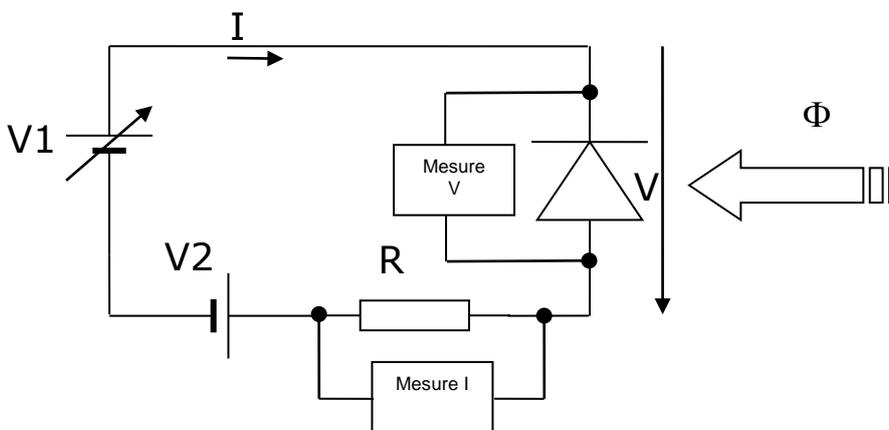
Figure III.8 : a) Courbes J-V sous obscurité expérimentale ($J_{mesuré}$) et simulée (J_{fit}). La courbe simulée à partir d'un fit des courbes des diodes 1 (J_1) et 2 (J_2) et des contributions résistives calculées (R_s et R_{sh}). b) Représentation du facteur d'idéalité de la diode extraite de la courbe J-V a).

$$n_{loc}(V) = \frac{1}{V_{th}} \left[\frac{d \log(J)}{dV} \right]^{-1}$$

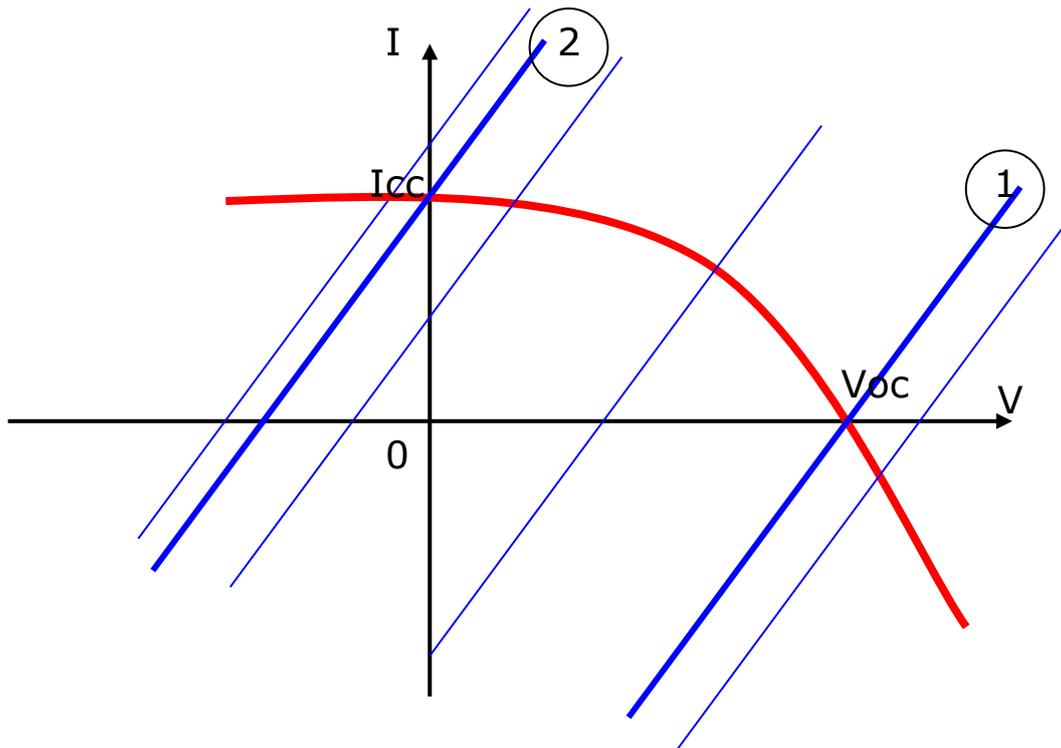
Où V_{th} est la tension thermique représentation le terme kT/q . La courbe $n_{loc}(V)$ (figure III. b) permet donc de donner une bonne estimation du facteur d'idéalité de la diode dans les plages de tension où le courant est dominé par la diode et non pas les résistances parasites. Par ailleurs, cette représentation permet d'accentuer des comportements atypiques de la courbe J-V qui pourraient passer inaperçus dans une représentation classique. Ainsi McIntosh et al. montrent qu'un « épaulement » sur la courbe J-V se traduit par une « bosse » sur la courbe $n_{loc}(V)$ dont la présence est attribuée à la distribution spatiale de centre de recombinaison [18].

DISPOSITIF DE MESURE de la caractéristique V=f(I)

- V1 = Source de tension variable (0-15 volts)
- V2 = Source de tension fixe (batterie, pile) V2 = 1,5 volts
- R = 1 Ω (5W, 1%) (utilisée comme shunt pour mesurer I)



$V1 = V2 + R \cdot I - V$ et $I = \frac{V1 - V2}{R} + \frac{V}{R}$ représente l'équation de la droite de charge- DDC



Valeurs conventionnelles : cellule silicium sous flux solaire AM1,5

- $V_{co} \approx 600 \text{ mV}$
- I_{cc} dépend de la surface (de l'ordre de 35 mA par cm^2)

Calcul de la plage de variation de V_1 qui permet d'avoir une excursion de la droite de charge pour l'acquisition complète de la caractéristique $I=f(V)$

Sens de parcours de la caractéristique de 1 vers 2

Position 1 :

$I = 0$ et $V = V_{co}$ (condition de circuit ouvert)

$$0 = \frac{V_1 - V_2}{R} + \frac{V_{co}}{R} \Rightarrow V_1 = V_2 - V_{co} \Rightarrow V_1 = 1,5 - 0,6 = 0,9 \text{ V}$$

On prendra $V_1 = 0 \text{ V}$ pour démarrer l'acquisition plus tôt

On remarque que si $V_2 = 0$, la tension V_1 doit être négative (au moins égale à $-V_{co}$)

Position 2 :

$I = I_{cc}$ et $V = 0$ (condition de court circuit)

$$I_{cc} = \frac{V_1 - V_2}{R} \Rightarrow V_1 - V_2 = R \cdot I_{cc} \Rightarrow V_1 = V_2 + R \cdot I_{cc}$$

Cellule 10 cm^2 de surface :

$$V_1 = 1,5 + 0,350 = 1,85 \text{ V}$$

Cellule de 100 cm² de surface :

$$V1 = 1,5 + 3,500 = 5,00 \text{ V}$$

Nota 1 : Nécessité de la tension V2

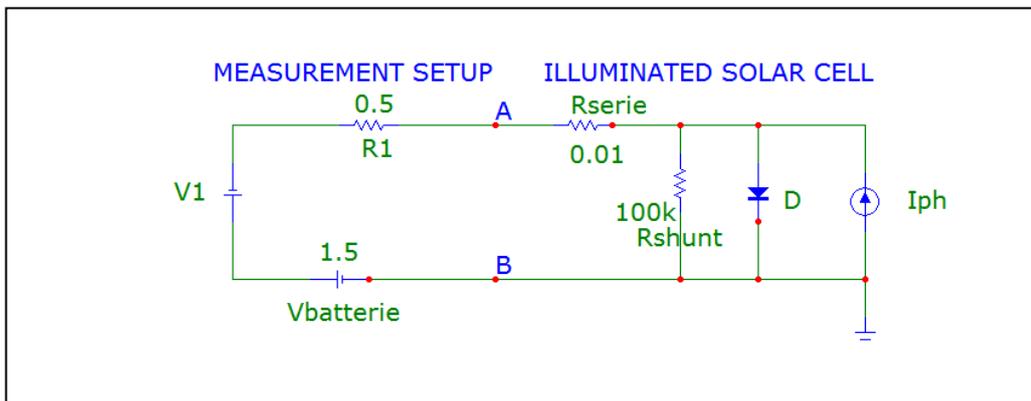
Si V2 = 0, l'excursion de la droite de charge ne décrit pas toute la caractéristique.

Nota 2 : Si on dispose d'un générateur de tension commande bipolaire (V2 n'est pas nécessaire.)

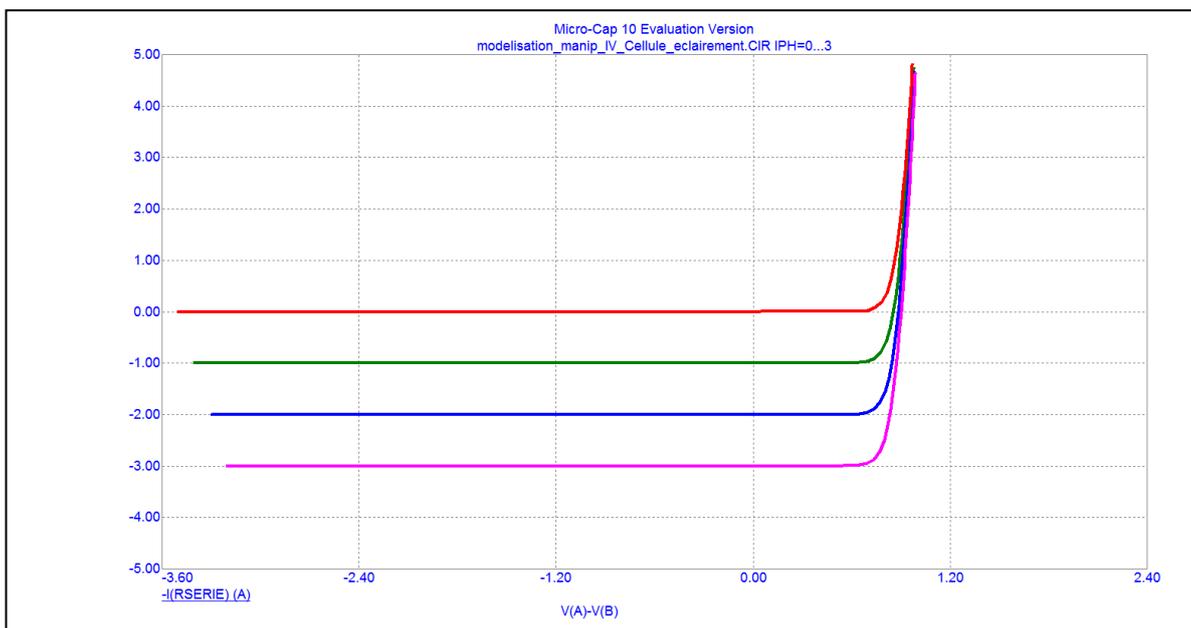
Nota 3 : On peut également utiliser une charge électronique connectée aux bornes de la cellule qui fourni la puissance à la charge. On s'affranchi alors du générateur V1.

A - Schéma de mesure avec modèle électrique à une exponentielle de la cellule solaire et source de tension V1 unipolaire

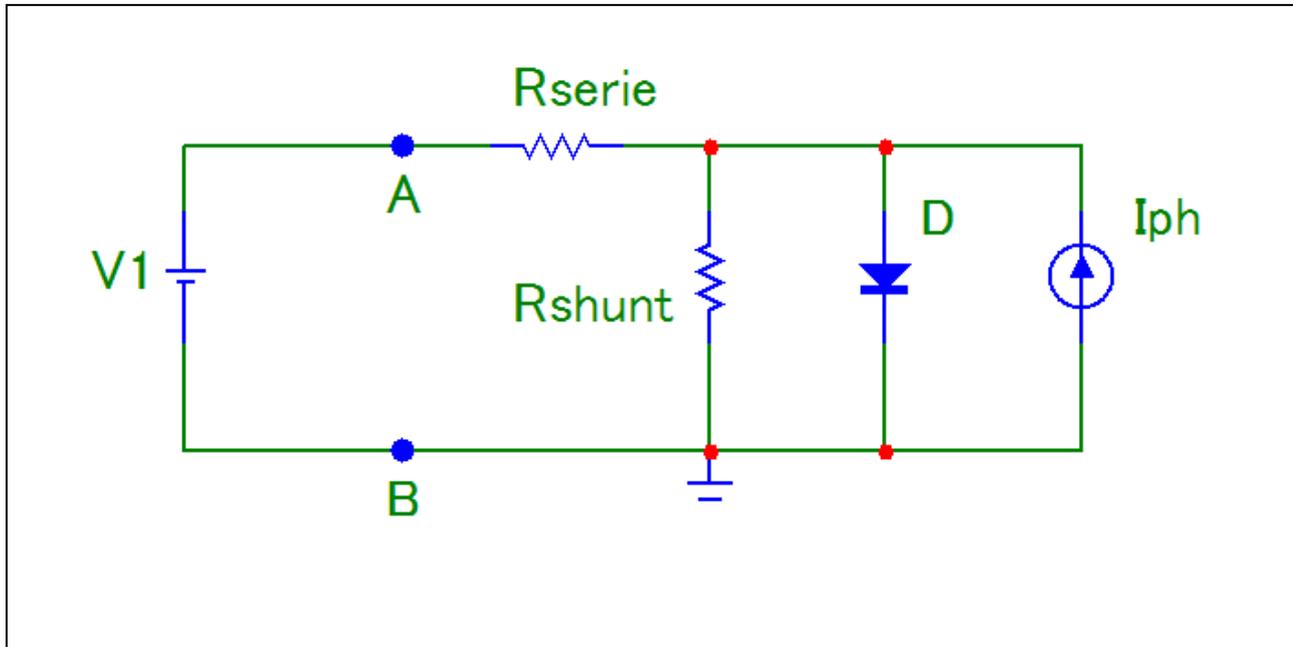
Paramètres :
 Photocourant = 0, 1, 2 et 3A
 V1 varie de 0 à 3V
 V batterie = 1,5 V



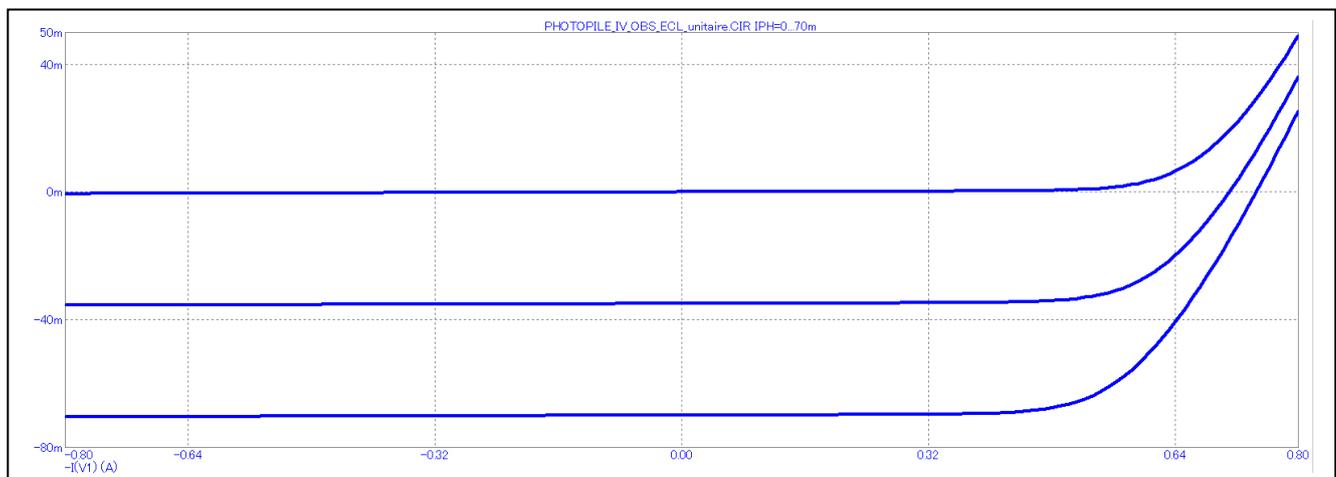
On obtient



B - Schéma de mesure avec modèle électrique à une exponentielle de la cellule solaire et source de tension V1 bipolaire



on obtient



Paramètres : Photocourant = 0, 35mA et 70mA
 V1 varie de -0,8V à 0,8V

Ce montage supprime l'utilisation de la batterie, car la source de tension bipolaire peut fournir et recevoir du courant.

5.3. – EVOLUTION DU PHOTOCOURANT AVEC LA LONGUEUR D'ONDE

L'exploitation de la mesure du photocourant avec la longueur d'onde du flux de photons incident permet de quantifier les grandeurs suivantes :

5.3.1. - Sensibilité ou Réponse Spectrale $S(\lambda)$

Une cellule solaire peut être considérée comme un capteur ou transducteur, transformant une puissance lumineuse incidente en courant électrique.

Pour chaque longueur d'onde λ , la réponse spectrale ou **sensibilité spectrale** est donc égale au rapport du photocourant généré I_{ph} / puissance incidente P

$$S(\lambda) = \frac{I_{ph}(\lambda)}{P(\lambda)} \quad \text{unité : A/W}$$

Energie d'un photon de longueur d'onde λ $E_{\lambda} = \frac{hc}{\lambda}$

Et
$$S(\lambda) = \frac{I_{ph}(\lambda)}{P(\lambda)} \equiv \frac{I_{ph}(\lambda)}{hc} \lambda$$

5.3.2. - Rendement Quantique Externe ou Efficacité Quantique Externe $EQE(\lambda)$

L'efficacité ou rendement quantique externe représente le rapport du nombre de charges élémentaires collectées par la jonction (qui produisent le photocourant I_{ph}) au nombre de photons incidents :

$$RQE(\lambda) = EQE(\lambda) = \frac{I_{ph}(\lambda)}{q\phi_0} \quad \text{sans dimension}$$

avec : Φ_0 le flux de photons incident ($\text{photon.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
 q la charge élémentaire ($1,6.10^{-19}\text{C}$)

5.3.3 - Rendement Quantique Interne ou Efficacité Quantique Interne $IQE(\lambda)$

L'efficacité ou rendement quantique interne représente le rapport du nombre de charges élémentaires collectées par la jonction (qui produisent le photocourant I_{ph}) au nombre de photons absorbés :

$$RQI(\lambda) = IQE(\lambda) = \frac{I_{ph}}{q\Phi_a} = \frac{I_{ph}}{q(1-r(\lambda))\Phi_0} = \frac{RQE(\lambda)}{(1-r(\lambda))}$$

5.3.4. - Relation Efficacité Quantique Externe $EQE(\lambda)$ - Sensibilité Spectrale $S(\lambda)$

Energie d'un photon de longueur d'onde λ $E_{\lambda} = \frac{hc}{\lambda}$

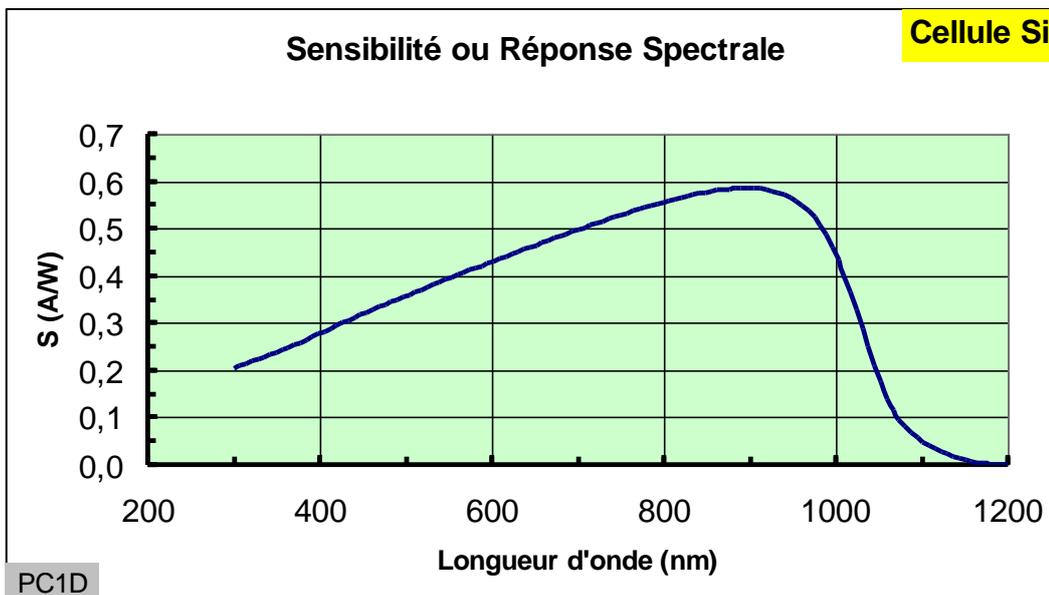
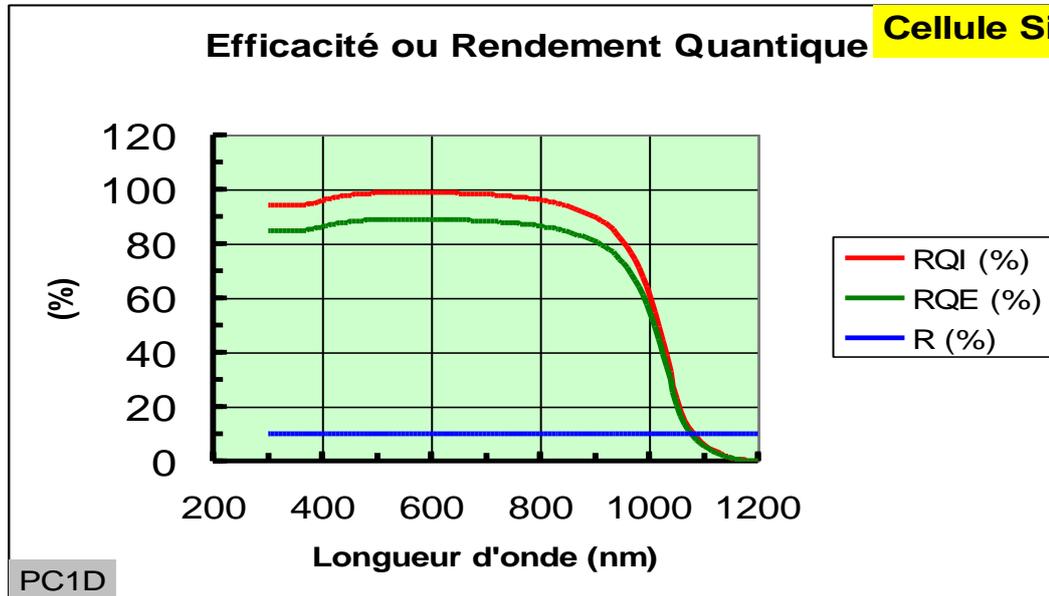
avec : h la constante de Planck ($6,63.10^{-34} \text{ J.s}$)
 c la vitesse de la lumière (3.10^8 ms^{-1})

Φ_0 Photons incidents véhiculent une puissance $P = \frac{hc}{\lambda} \Phi_0 \Rightarrow \frac{1}{\Phi_0} = \frac{hc}{\lambda P}$

$$EQE = \frac{I}{q\phi_0} = \frac{1}{q} \frac{1}{\Phi_0} I_{ph} = \frac{1}{q} \frac{hc}{\lambda} \frac{1}{P} I_{ph} = \frac{1}{q} \frac{hc}{\lambda} R_{\lambda} = \frac{hc}{q} \frac{R}{\lambda} = 1243 \frac{R}{\lambda} \quad \text{Avec } \lambda \text{ en nanomètre}$$

$$S(\lambda) = R(\lambda) = \lambda \frac{q}{hc} EQE(\lambda) = \frac{\lambda}{1243} EQE(\lambda)$$

Illustration : courbes obtenues avec un coefficient de réflexion $r(\lambda)$ constant et égal à 10%



5.3.5. – METHODES DE MESURE

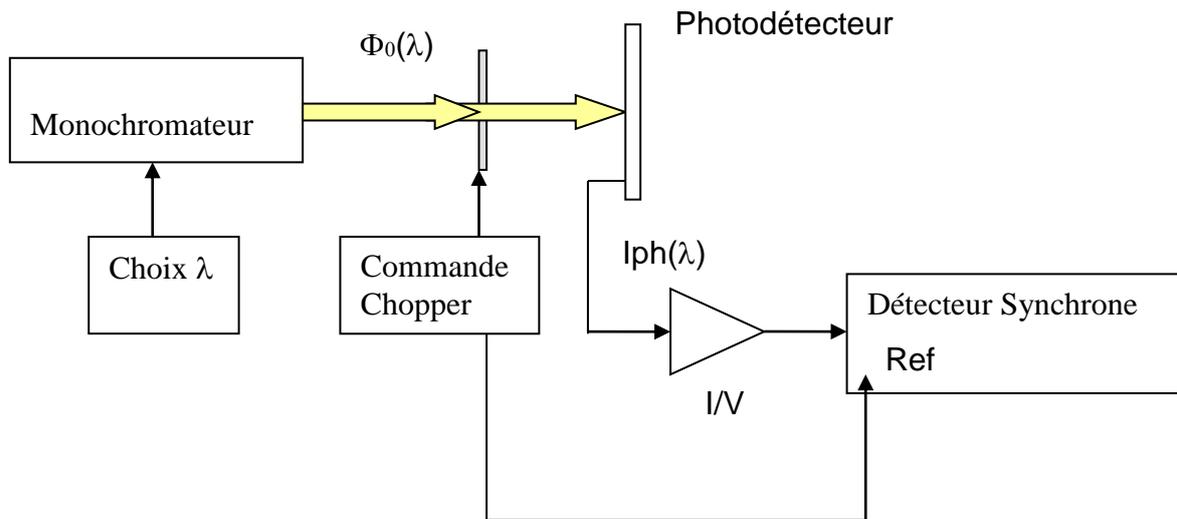
Eclairement en condition de faible injection par monochromateur

Procédure Expérimentale :

Nous devons distinguer plusieurs possibilités d'éclairement de la cellule :

- Le flux lumineux est étendu, supérieur à la surface de la cellule
- Le flux lumineux est limité par focalisation par exemple et est contenu dans la surface de la cellule

- Il est possible dans tout les cas de superposer un éclairage constant, par exemple correspondant au spectre solaire pour se placer dans des conditions d'utilisation réelle.



Ce montage permet d'obtenir pour chaque longueur d'onde λ , la photo courant de court-circuit $I_{cc}(\lambda)$ qui diffère très peu d' $I_{ph}(\lambda)$

(Ce courant sera noté $I(\lambda)$ (courbe : $I(\lambda) = f(\lambda)$ qu'il faut traduire soit en $R_{QI}(\lambda)=f(\lambda)$ ou $R(\lambda)=f(\lambda)$)

Le monochromateur sélectionne λ , le détecteur synchrone associé au modulateur optique permet notamment de s'affranchir des photons parasites.

La mesure du photocourant $I(\lambda)$ doit s'effectuer dans des conditions de court-circuit, il est donc nécessaire d'utiliser un transducteur I/V pour assurer cette condition.

Nota : L'exploitation du tracé spectral permettra d'obtenir la longueur de diffusion des porteurs minoritaires et permet d'estimer la largeur de la bande interdite du semiconducteur.

A – Mesure du flux incident $\Phi_0(\lambda)$ (Calibration)

A1- MESURE DIRECTE : utilisation d'un optomètre

Pour chaque longueur d'onde λ , l'optomètre peut mesurer la puissance incidente $P(\lambda)$ (en watt ou en watt /cm²)

Il suffit alors d'utiliser la relation :
$$\Phi_0(\lambda) = \frac{\lambda}{hc} P(\lambda)$$

A2 – MESURE INDIRECTE (PAR COMPARAISON)

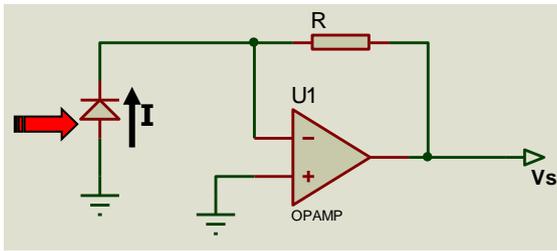
- On dispose de la réponse spectrale d'une cellule étalon

$$S_E(\lambda) = R_E(\lambda) = \frac{I_E(\lambda)}{P_E(\lambda)} = \frac{I_E(\lambda)}{\phi_E(\lambda) hc}$$

- On place la cellule étalon et on mesure le photocourant $I_{EM}(\lambda)$ généré par cette photopile lorsqu'elle est soumise au flux incident $\Phi_0(\lambda)$

Comme : $I_{EM}(\lambda) = R_E(\lambda) \cdot \phi_o(\lambda) \frac{hc}{\lambda}$ on en déduit : $\phi_o(\lambda) = \frac{I_{EM}(\lambda) \lambda}{R_E(\lambda) hc}$

B – Mesure du photocourant de court-circuit $I(\lambda)$



$V_s = -R I$

C – Calcul de la sensibilité spectrale

On utilise la relation $S(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{P(\lambda)}$ avec $P(\lambda) = \frac{hc}{\lambda} \phi_o(\lambda)$

D – Calcul du rendement quantique externe ou efficacité quantique externe

On utilise la relation : $EQE(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{q\phi_o(\lambda)}$

E – Calcul du rendement quantique interne IQE(λ)

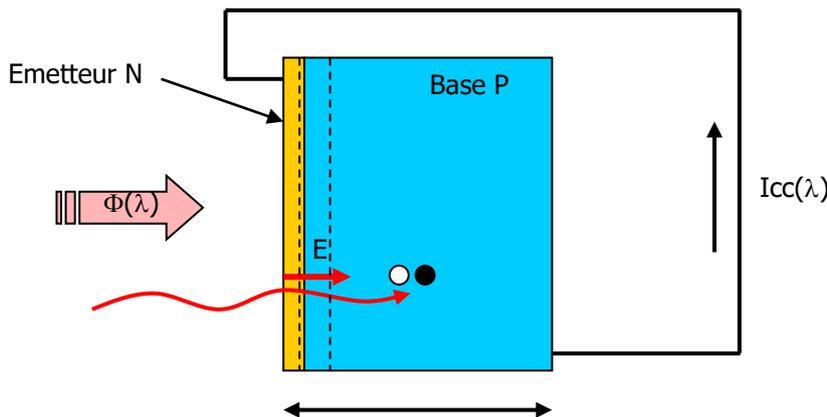
Il faut pour cela avoir mesuré la variation de la réflectivité $r(\lambda)$ et utiliser la relation vue en 5.3.3

5.4 : Exploitation des mesures de sensibilité spectrale :

5.4.1 Mesure de la longueur de diffusion L à partir de la variation du photocourant de court-circuit (applications aux photodétecteurs)

Nous avons vu qu'un faisceau lumineux qui éclaire la structure de collecte peut se traduire par , l'absorption des photons qui crée des porteurs libres, ces derniers vont diffuser dans le semiconducteur jusqu'à ce qu'ils soient recombinés, ou alors collectés par le champ électrique interne de la jonction, s'ils atteignent la région de charge d'espace (RCE). Ce sont ces porteurs minoritaires qui constituent le photocourant traversant le circuit externe (ici en condition de court-circuit)

Un photon de longueur d'onde λ a une profondeur de pénétration égale à $\alpha(\lambda)^{-1}$ ou $\alpha(\lambda)$ représente le coefficient d'absorption du semiconducteur. Ainsi la pénétration des photons dépend de leur énergie, les photons de courtes longueurs d'ondes (les plus énergétiques) sont absorbés en surface alors que les photons de grandes longueurs d'ondes pénètrent en profondeur.



Le photocourant de court-circuit, mesuré à différents longueurs d'ondes, permet, en connaissant les valeurs du coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$, de déterminer la longueur de diffusion des porteurs minoritaires L_n (ou L_p).

Il faut toutefois respecter les conditions suivantes :

- l'épaisseur de l'échantillon W doit être grande devant L_n (ou L_p) ($W \geq 4.L_n$)
- les valeurs du produit $\alpha(\lambda).W$ doit être grand devant l'unité
- La profondeur de l'émetteur et de la RCE doivent être faibles devant W afin que le photocourant de court-circuit soit essentiellement produit dans la base de la cellule.

On obtient alors :

$$J_{cc}(\lambda) = q(1 - R(\lambda))\phi(\lambda) \left(\frac{L_n}{L_n + \frac{1}{\alpha(\lambda)}} \right) \quad \text{unité A.cm}^{-2}$$

$R(\lambda)$ est le coefficient de réflexion optique, $\Phi(\lambda)$ le flux de photons incidents.

Pour chaque valeur de λ on mesure $J_{cc}(\lambda)$, à l'aide d'un optomètre on étalonne périodiquement le banc de caractérisation en mesurant $\Phi(\lambda)$ et les valeurs correspondantes sont stockées dans un fichier spécifique.

On peut ainsi obtenir dans un premier temps la sensibilité spectrale (ou réponse spectrale) de la photodiode ($S(\lambda) = \text{photocourant mesuré} / \text{énergie des photons incidents}$)

$$S(\lambda) = \frac{J_{cc}(\lambda)}{\frac{hc}{\lambda} \phi(\lambda)} \quad \text{unité A/W}$$

L'Efficacité Quantique Externe de la cellule ($EQE(\lambda) = \text{nombre de charges collectées} / \text{nombre de photons incident}$) est donnée par la relation :

$$EQE(\lambda) = \frac{J_{cc}(\lambda)}{q\phi(\lambda)} \approx \frac{\alpha(\lambda)L_n}{\alpha(\lambda)L_n + 1} \quad \text{sans unité}$$

On remarque que :

$$\frac{1}{EQE(\lambda)} \approx \frac{\alpha(\lambda)L_n + 1}{\alpha(\lambda)L_n} = 1 + \frac{1}{L_n} \frac{1}{\alpha(\lambda)}$$

La relation précédente est l'équation d'une droite $Y = AX+1$,

avec $Y = 1/EQE(\lambda)$, $X = 1/\alpha(\lambda)$ et $A=L_n^{-1}$

La détermination de la longueur de diffusion par cette méthode nécessite de connaître avec une grande précision l'évolution de $\alpha(\lambda)$.

Dans le silicium et pour les longueurs d'ondes concernées et comprises entre 700 nm et 1100 nm, la relation empirique suivante est de la forme :

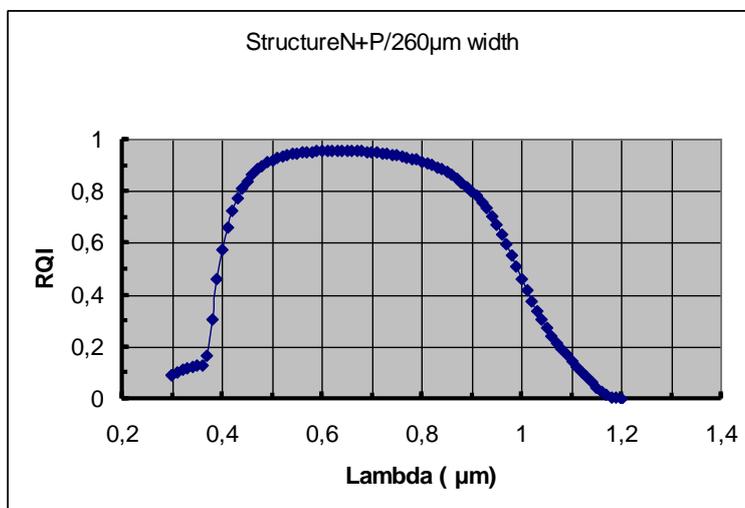
$$\alpha(\lambda) = \left[\frac{a}{\lambda} - b \right]^2 \quad \text{avec } \alpha(\lambda) \text{ en cm}^{-1} \text{ et } \lambda \text{ en } \mu\text{m}$$

Différents auteurs ont publiés les valeurs de a et b, pour différentes plages de longueur d'onde et types de silicium (monocristallin, multicristallin,...)

a	b	lambda (μm)	silicium	ref
85,9	77,9	0,7-1,04	c-Si, mc-Si	
85,015	77,104	0,85-1,05	c-Si	
85,4	77,4	0,85-1,05	mc-Si	
83,91	75,82	0,7-1,05	Si300/PC1D	

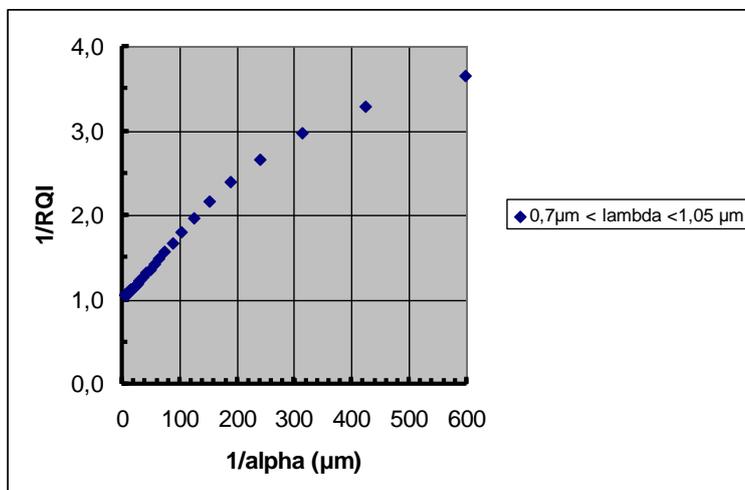
Application : Rendement Quantique Interne (Cellule modélisée et simulation PC1D)

Epaisseur : W=260 μm ; Ln = 100 μm

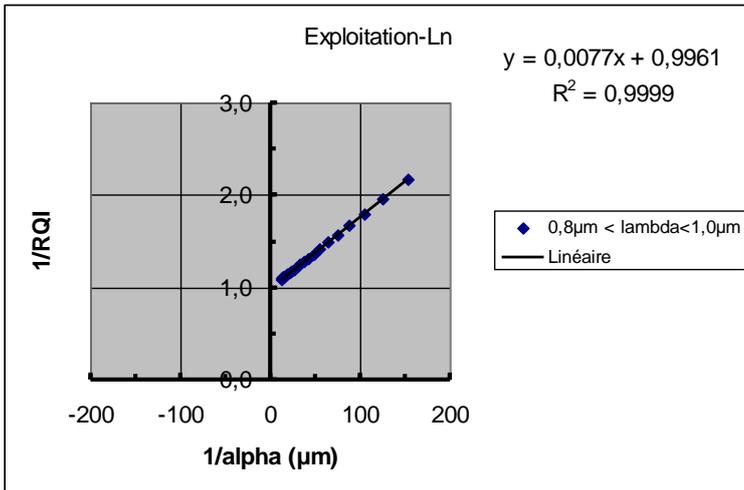


Choix des longueurs d'ondes

- Si on trace l'évolution de $\frac{1}{EQE(\lambda)} = f\left(\frac{1}{\alpha(\lambda)}\right)$ pour un domaine étendue de λ , on obtient le tracé suivant, les points s'écartent de la relation linéaire.



On limite donc le domaine de lambda à 0,8 μm - 1,0 μm et on obtient :



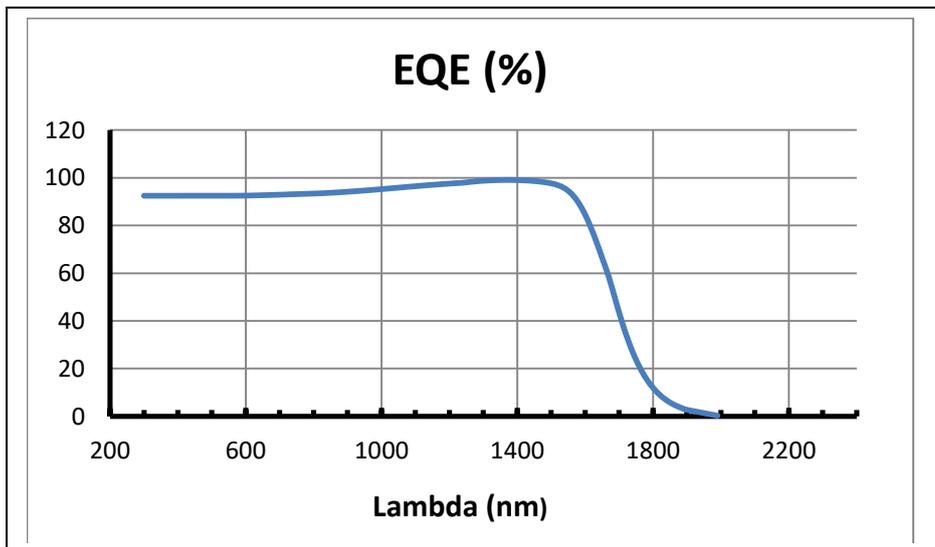
On obtient alors : $L_n = 130 \mu\text{m}$, valeur qui est toutefois supérieure à la valeur donnée dans le modèle car il faudrait en toute rigueur que la relation $W \gg L_n$ soit respectée

5.4.2 Estimation de la largeur de bande interdite à partir de la sensibilité spectrale

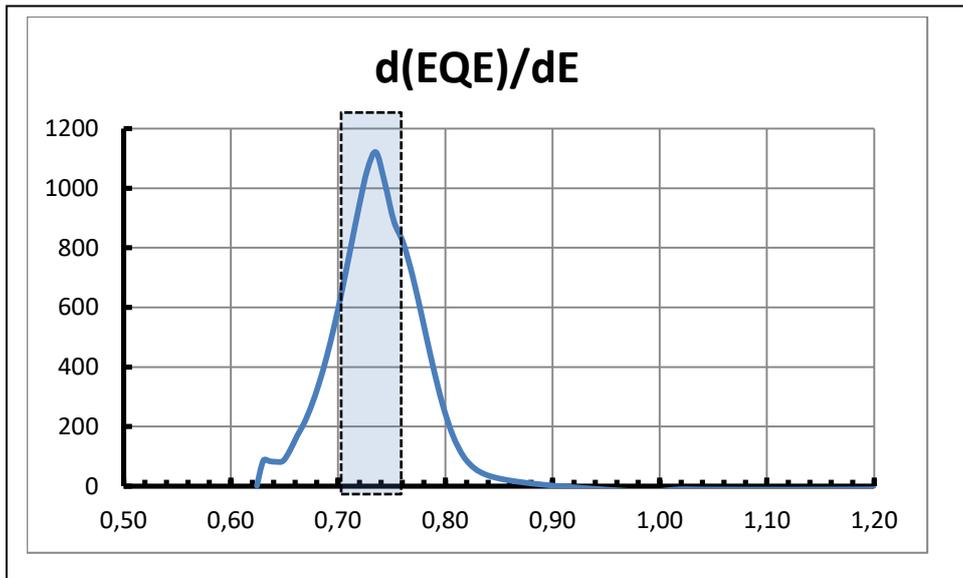
Nous pouvons également obtenir une valeur estimée de la largeur de la bande interdite E_G du semiconducteur, en effet pour les longueurs d'ondes élevées, l'efficacité quantique externe présente un point d'inflexion pour la longueur d'onde d'énergie égale au gap. Il suffit alors de tracer l'évolution de $\frac{dEQE}{dE}$ en fonction de l'énergie des photons et de situer la valeur de bande interdite à l'abscisse de l'extrema de la courbe.

Application : Photodiode germanium

Efficacité quantique externe :

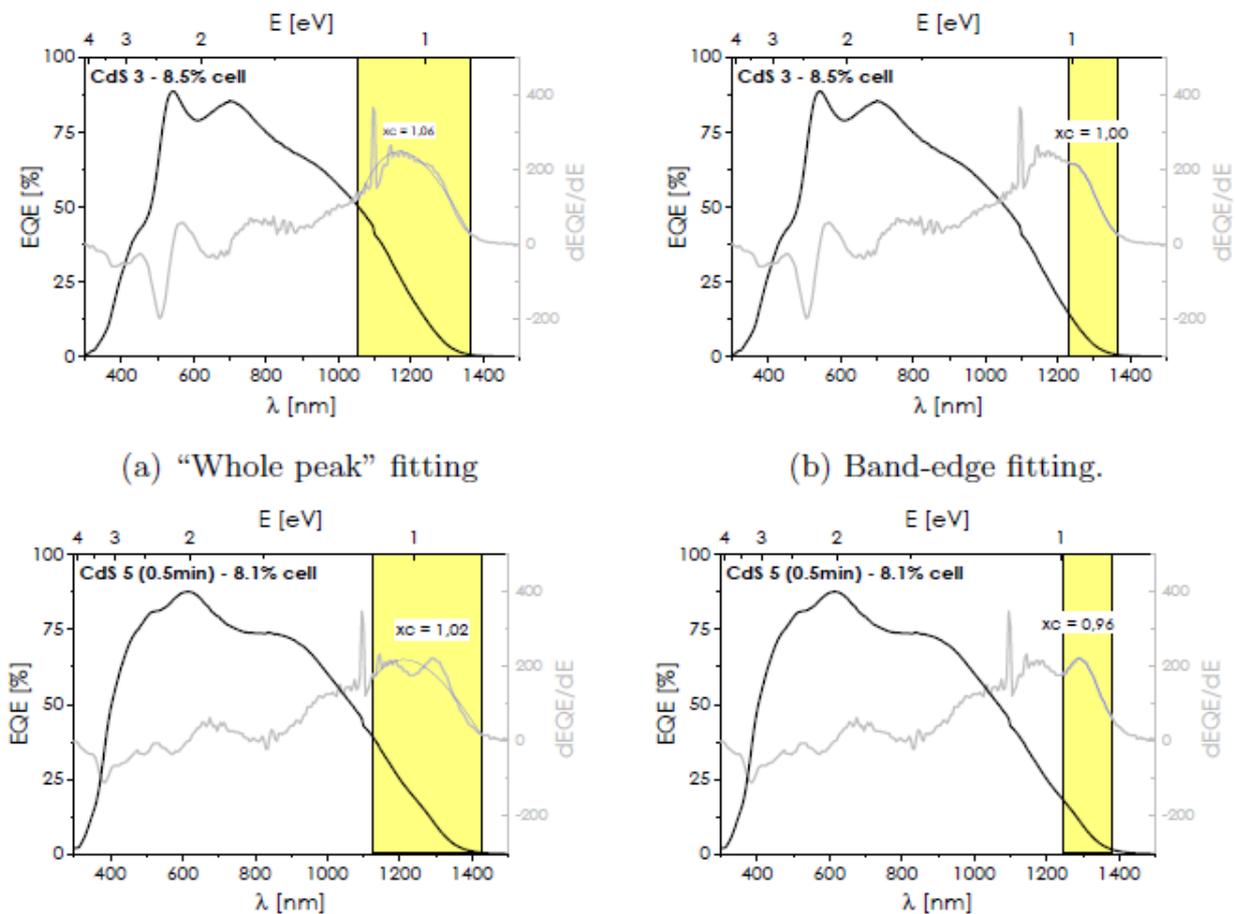


Dérivée :



La valeur estimée de la bande interdite est égale à 0,74 eV, la valeur théorique étant de 0,68 eV.

L'exemple précédent est réalisé sur une courbe d'efficacité quantique simulée avec le logiciel PC1D, dans la réalité expérimentale, les courbes sont souvent bruitées et plusieurs points d'inflexion peuvent se manifester. Les courbes ci-dessous extraites de la thèse de L.Vauche pour des cellules CZTSe [19] mettent en évidence cette difficulté.



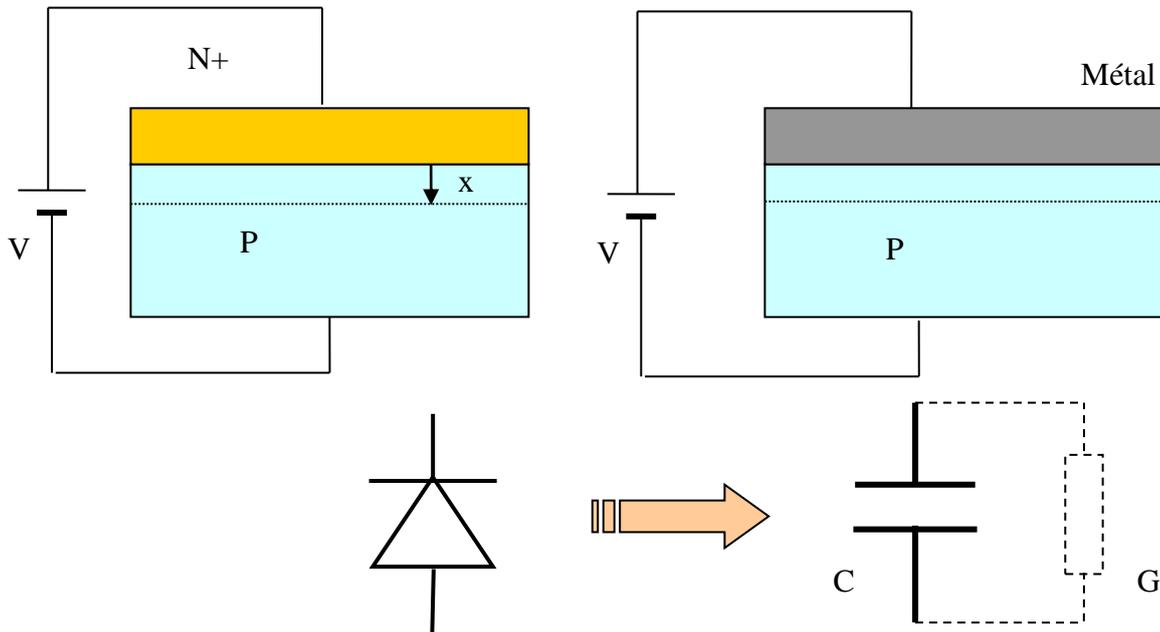
On remarque que l'estimation est meilleure si on n'exploite que les bords de bande (b), E_G voisin de 1,0 eV.

5.4.3 Estimation de la densité de courant de court-circuit à partir de la sensibilité spectrale

Si l'on

5.5 - MESURES CAPACITIVES SUR JONCTIONS

5.5.1. - Capacité d'une jonction (NP,PN ou Métal-SC)



Application : Capacité d'une jonction N+P : assimilable à un condensateur plan :

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

S représente la surface de la jonction et W la largeur de la zone de charge d'espace

donnée par la relation :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (V_d - V)} = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (V_d + V_r)}$$

Pour une jonction abrupte avec $N_D \gg N_A$ (n+p)

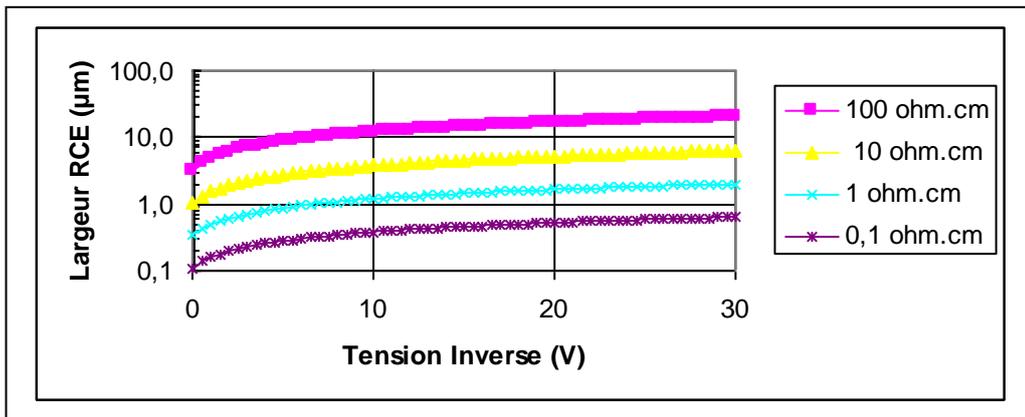
On obtient alors la relation :

$$C = S \sqrt{\frac{q\epsilon N_A}{2(V_d + V_r)}}$$

- avec :
- V_r = tension de polarisation inverse
 - V_d = potentiel de diffusion
 - N_A = concentration nette d'atomes ionisés dans la RCE (dopage)
 - $\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_{sc}$ permittivité

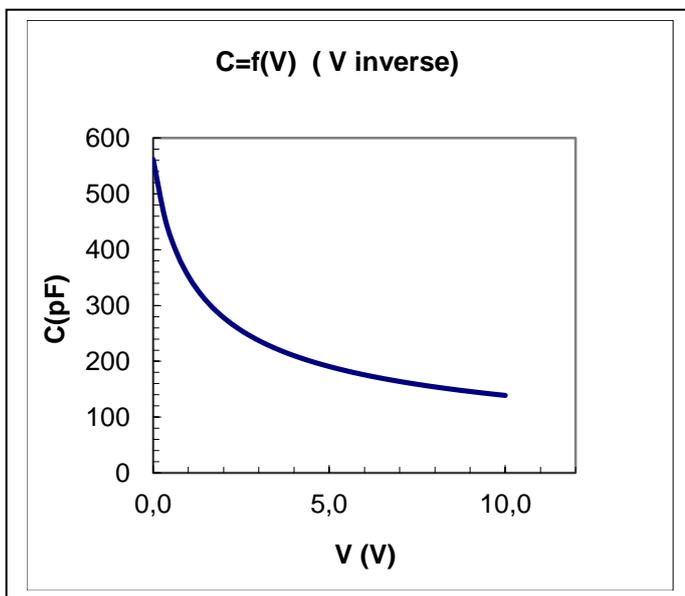
5.5.2. – Exploitation de la caractéristique C=f(V) pour les tensions inverses

1 – Evolution de l’extension de la zone de déplétion avec la tension inverse appliquée (pour différentes résistivités de la base de type p)



2 – Relevé de la caractéristique C(V) :

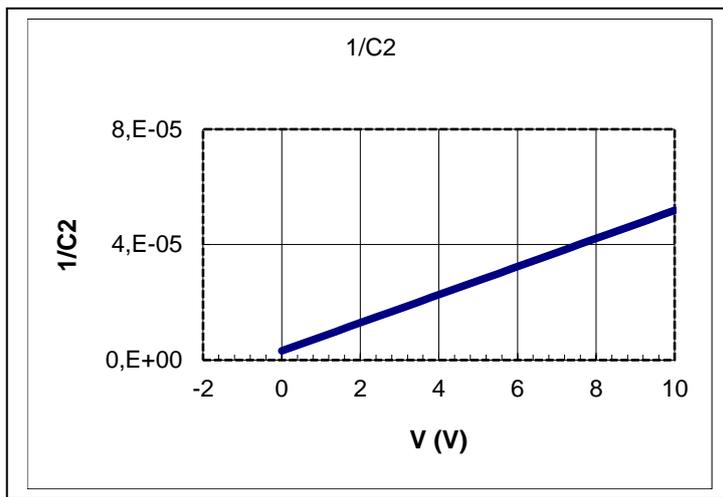
Capacité -Tension :



1 – Extraction du dopage N_A du substrat (base) et du potentiel de diffusion V_d dans la RCE (si jonction abrupte et une seule impureté dopante)

$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{S^2 q \epsilon} \cdot \left(\frac{1}{N_A}\right) \cdot (V_d + V)$ Équation de la forme $Y = AX+B$ à déterminer par la méthode des moindres carrés

On en déduit alors : $N_A = \frac{2}{q \epsilon S^2} \frac{1}{A}$ et $V_d = \frac{B}{A}$

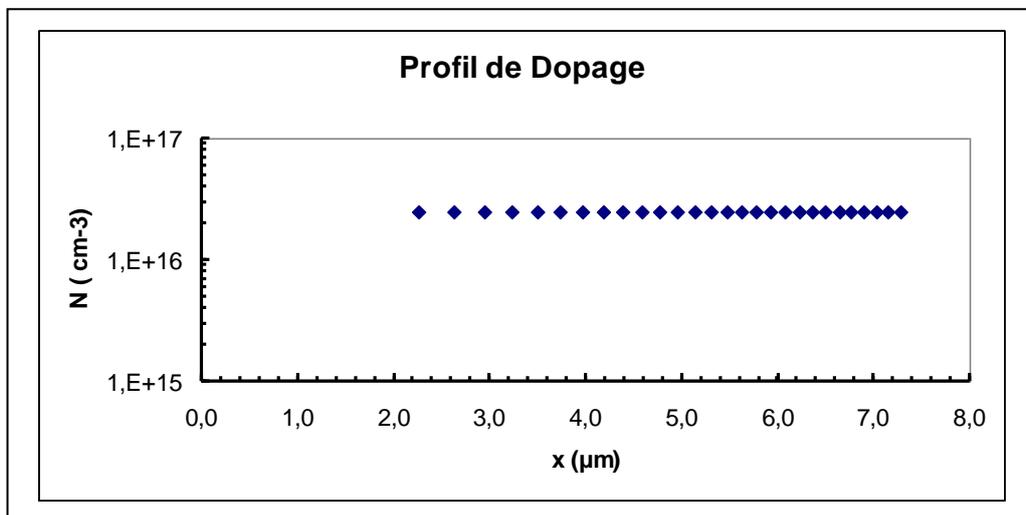


3 – Evaluation du dopage N_D de l'émetteur (si jonction abrupte et une seule impureté dopante)

A partir de la relation : $V_d = \frac{kT}{q} \text{Log} \frac{N_D N_A}{ni^2}$, on obtient : $N_D = \frac{n_1^2}{N_A} e^{\frac{q}{kT} V_d}$

4 – Extraction du profil de dopage en fonction de l'extension x de la RCE

$$N_A(x) = \frac{2}{S^2 q \epsilon} \left[\frac{d\left(\frac{1}{C^2}\right)}{dV} \right]^{-1} \quad \text{avec} \quad x(V) = \frac{\epsilon \cdot S}{C(V)}$$



5.5.3. – Spectroscopie capacitive (Deep Level Transient Spectroscopy)

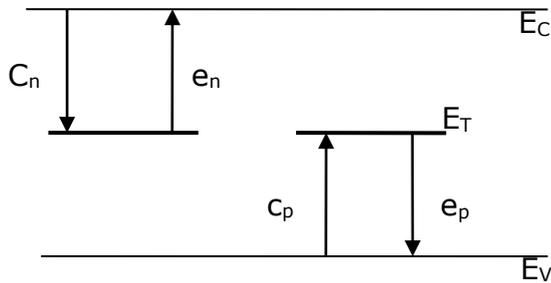
Cette technique analyse l'évolution en température des transitoires de capacité qui sont consécutifs à une séquence de polarisation adéquate

Elle a pour objectif de détecter et de quantifier la présence de niveaux d'énergie localisés dans la bande interdite. Ces niveaux additionnels résultent de la présence de contamination (impuretés) ou de défauts cristallographiques, ou de leurs interactions. Ils sont qualifiés de niveaux profonds (deep levels) car ils sont généralement situés à quelques 100meV des bandes permises.

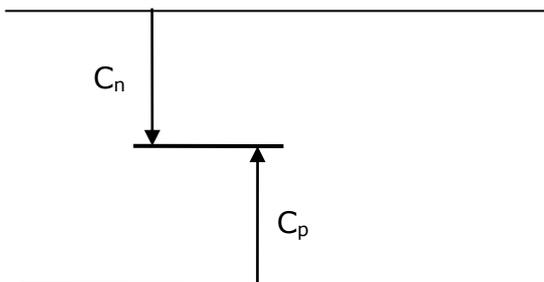
Cette technique a été décrite dès 1974 par D.V Lang [8]

Représentation schématique des niveaux d'énergies localisés et interaction avec les bandes permises :

Niveaux pièges



Niveaux recombinants



Notation :

e = taux d'émission, c = taux de capture

$$e_n = N_c \sigma_n v_n \exp\left(\frac{E_T - E_C}{k.T}\right) \text{ avec } E_T - E_C = \Delta E < 0$$

$$e_p = N_v \sigma_p v_p \exp\left(\frac{E_V - E_T}{k.T}\right)$$

$$c_n = \sigma_n v_n n \text{ et } c_p = \sigma_p v_p p$$

Nota 1 : la capture d'un trou de la BV est équivalente à l'émission d'un électron dans cette bande.

Nota 2 : vocabulaire :

Centre piège : le centre piège réémet le porteur capturé

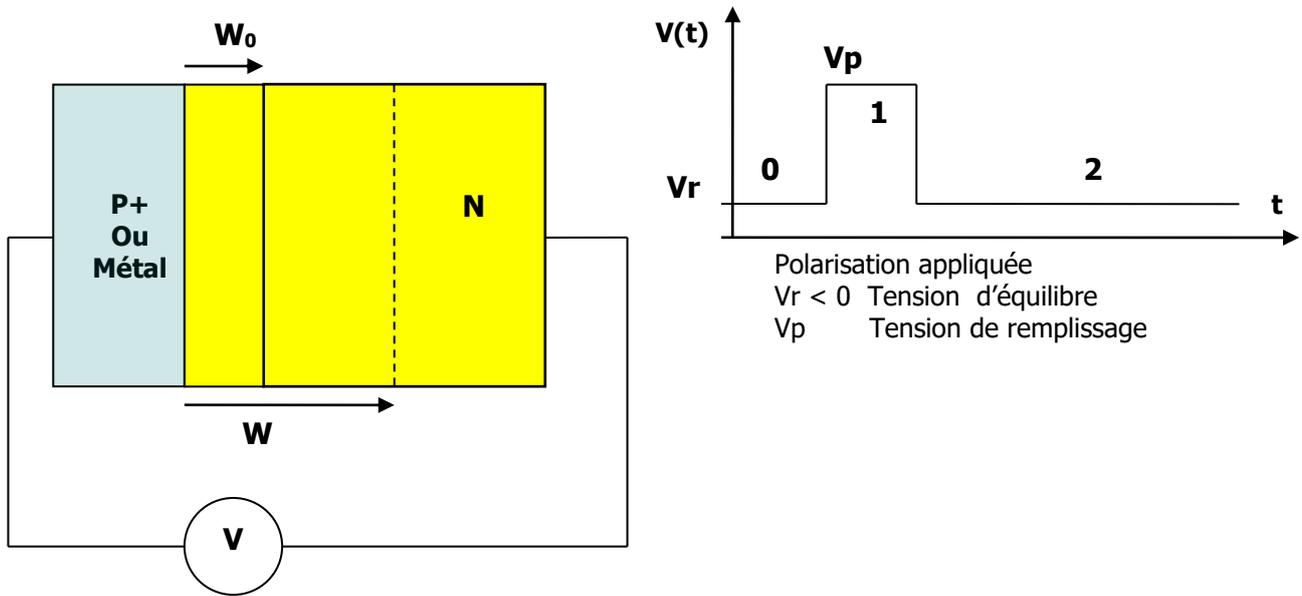
Centre recombinant : le centre recombinant capture deux porteurs opposés qui se neutralisent.

Nota 3: Contrairement au niveau dopant, un centre sera dit accepteur si il capture des électrons de la BC et donneur si il capture des trous de la BV

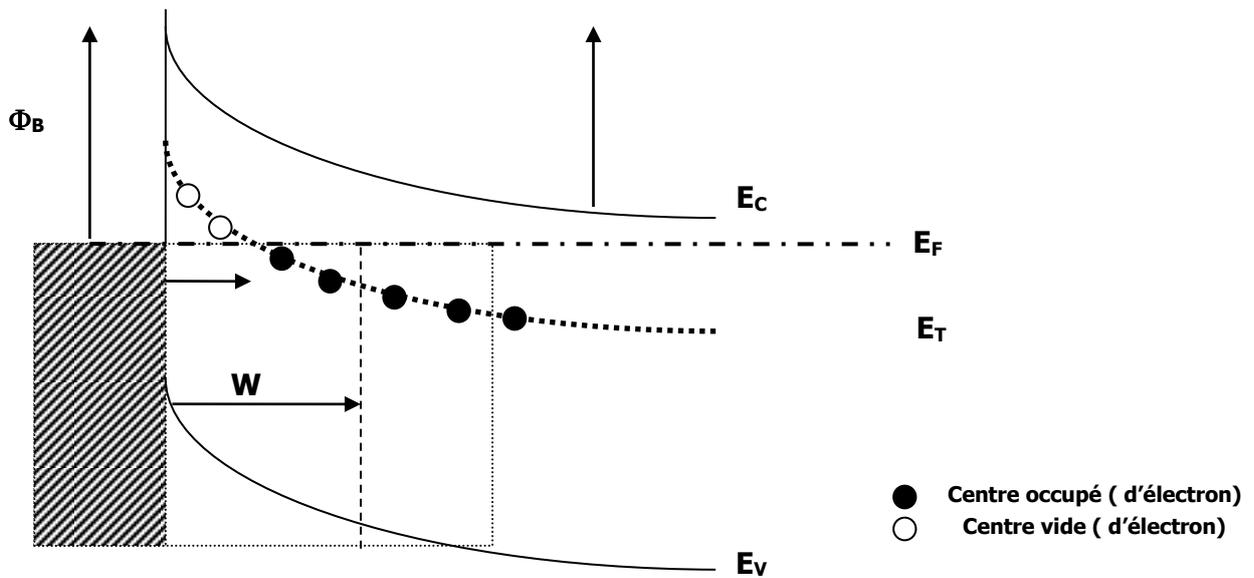
Paramètres du centre piège ou recombinants :

- E_T = localisation énergétique par rapport à E_c si piège à électron (accepteur) et par rapport à E_v si piège à trou (donneur) (unité : eV)
- σ_T = section efficace de capture (unité : cm^2)
- N_T = densité de centre (cm^{-3})

Principe de la technique

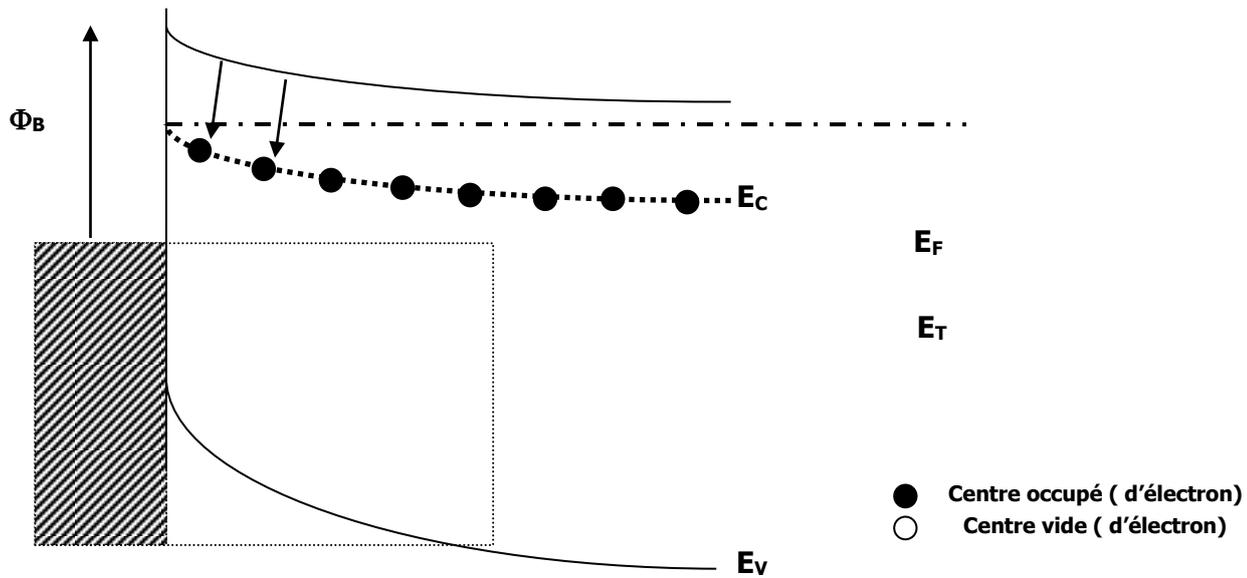


Polarisation au repos (séquence 0) $V = V_r$ et l'extension de la RCE est égale à W



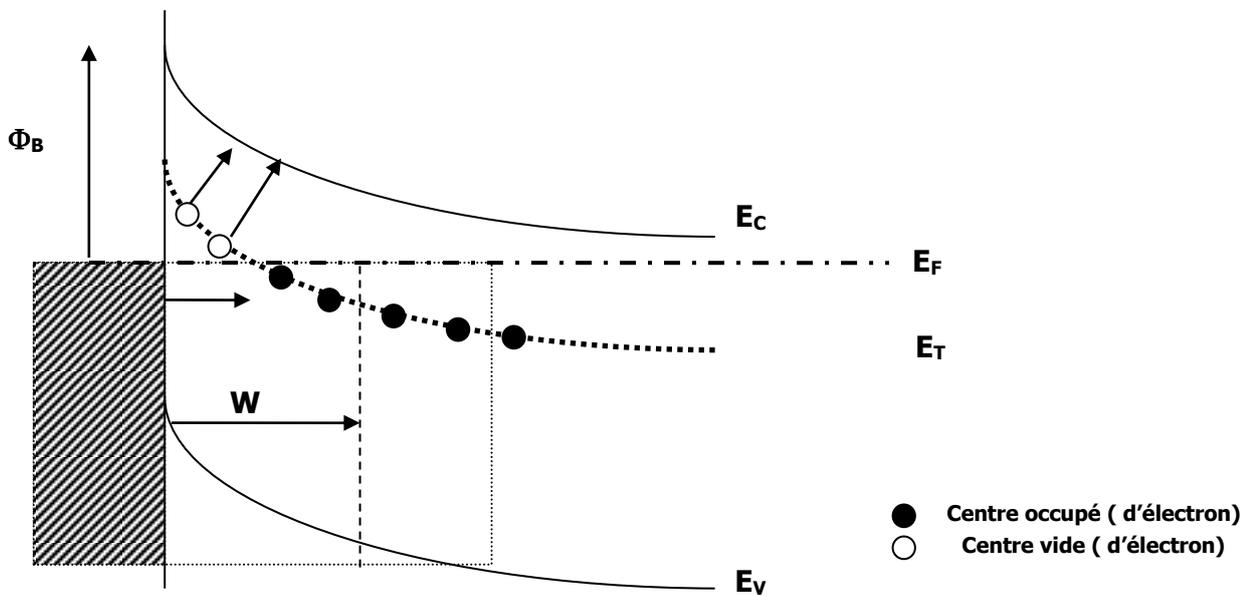
Polarisation remplissage (séquence 1) $V = V_p$ et l'extension de la RCE est égale à W_0

Les centres pièges capturent les électrons de la Bande de Conduction

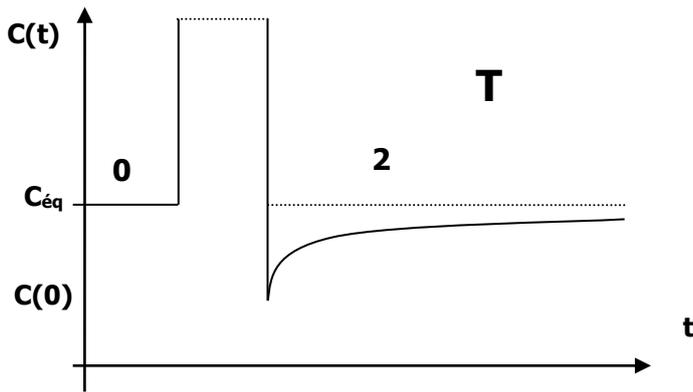


Polarisation repos (séquence 2) $V = V_r$ et l'extension de la RCE est égale à W

Les centres pièges re-émettent les électrons capturés vers la BC



Transitoire de capacité à la température T



Expression de C(t)

Notation : Soit N_T centres pièges
 n_T électrons présents (capturés)

Vidage des centres (0) :

La jonction est polarisée en inverse, les niveaux profonds qui sont localisés au dessus du niveau de Fermi sont vides d'électrons. (Localisation spatiale λ , approximée par l'extension W de la RCE à la polarisation V_r)

$$n_T(0) = 0$$

Remplissage des centres (1) :

On applique une impulsion de tension de durée t_r et d'amplitude V_r inférieure à la tension de seuil si l'on souhaite capturer les porteurs majoritaires ou supérieure si l'on veut injecter également des porteurs minoritaires.

Pendant cette phase, les niveaux localisés se retrouvent au dessous du niveau de fermi et les centres capturent les électrons de la BC.

$$n_T(t) = n_T(1 - e^{-c_n t})$$

avec n_T les centres occupés par des électrons à l'équilibre thermodynamique

$$n_T = \frac{c_n n}{e_n + c_n n} N_T \neq N_T \text{ si } e_n < c_n n$$

Emission des porteurs (2) :

L'émission des électrons piégés se produit lorsque l'impulsion d'injection cesse, la diode étant de nouveau polarisée en inverse, les électrons piégés sur le niveau retournent alors sur la bande de conduction avec la cinétique de vidages des centres donnée par :

$$n_T(t) = N_T \exp(-e_n t)$$

La capacité à l'équilibre thermodynamique par unité de surface et pour une tension de polarisation inverse V a pour expression :

$$C = \sqrt{\frac{q\varepsilon N}{2(V_d + V)}} = C_{\text{éq}}$$

avec N = densité nette des atomes ionisés = $N_D^+ - N_A^- + N_T^+ - N_T^-$

Pour tenir compte du vidage des pièges, il suffit de remplacer N par $N - n_T(t)$

$$\text{On obtient alors : } C(t) = \sqrt{\frac{q\varepsilon}{2(V_d + V)}} \sqrt{(N - n_T(t))} = \sqrt{\frac{q\varepsilon N}{2(V_d + V)}} \sqrt{1 - \frac{n_T(t)}{N}}$$

Dans le cas où le rapport $\frac{n_T(t)}{N}$ est faible devant l'unité, on obtient :

$$C(t) = \sqrt{\frac{q\varepsilon N}{2(V_d + V)}} \left(1 - \frac{N_T}{2 \cdot N} \exp(-e_n t) \right)$$

$$C(t) = C_{\text{éq}} \left(1 - \frac{N_T}{2 \cdot N} \exp(-e_n t) \right)$$

Autre écriture plus exploitable :

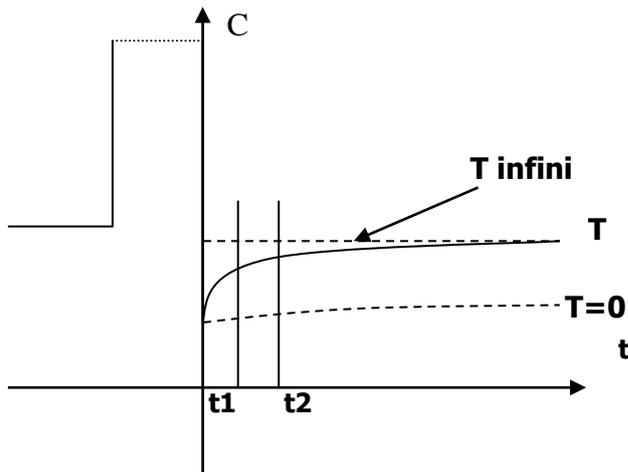
$$C(t) = C(0) + [C_{\text{éq}} - C(0)] \left(1 - \frac{N_T}{2 \cdot N} \exp(-e_n t) \right) = C(0) + \Delta C \left(1 - \frac{N_T}{2 \cdot N} \exp(-e_n t) \right)$$

$$\text{avec : } \Delta C = C_{\text{éq}} - C(0) \text{ et } C(0) = \sqrt{\frac{q\varepsilon(N - N_T)}{2(V_d + V)}}$$

En résumé, pour un dopage n affirmé et une densité de pièges N_T faible devant N_D

$$C(t) = C(0) + \Delta C \left(1 - \frac{N_T}{2 \cdot N_D} \exp(-e_n t) \right)$$

Principe de la technique DLTS



La procédure expérimentale consiste à prélever deux échantillons $C(t_1)$ et $C(t_2)$ du transitoire de capacité $C(t)$ et à enregistrer l'évolution du signal $S(T) = C(t_2) - C(t_1)$ lorsque la température T varie.

On obtient donc le signal $S(T, t_1, t_2)$ avec T température et le couple $(t_1, t_2) =$ fenêtre d'observation

$$S(T, t_1, t_2) = S(T) = \Delta C \frac{N_T}{2N_D} [\exp(-e_n t_1) - \exp(-e_n t_2)]$$

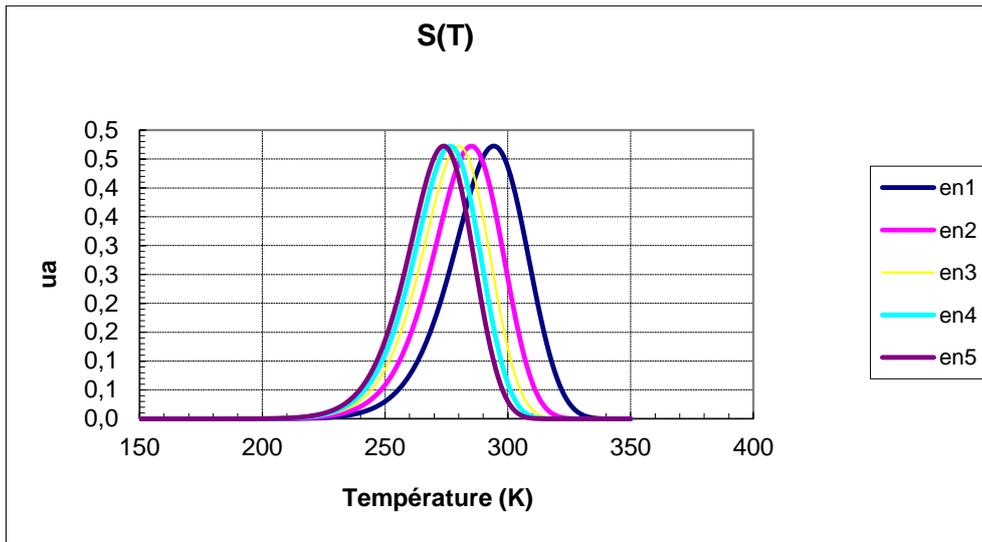
L'évolution du signal $S(T)$ avec la température présente un extremum lorsque la fenêtre (t_1, t_2) explore un taux d'émission maximal $e_n(T_M)$ pour la température T_M .

On obtient la valeur de T_M en annulant la dérivée de $\frac{dS(T)}{de_n}$ soit :

$$e_n(T_M) = \frac{\log(t_2/t_1)}{t_2 - t_1} \quad (s^{-1})$$

on utilise aussi l'inverse $\tau = \frac{1}{e}$ ce qui donne $\tau_n = \tau_{\max} = \frac{t_2 - t_1}{\text{Log} \frac{t_2}{t_1}}$

Il suffit alors de choisir plusieurs fenêtres (t_1, t_2) pour obtenir le signal $S(T)$ suivant :



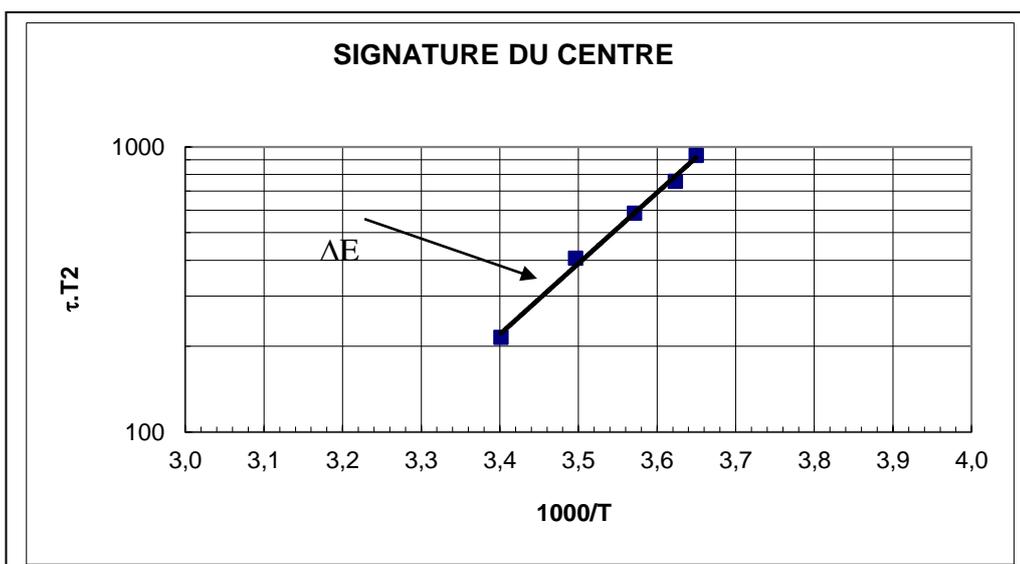
On exploite la relation liant le taux d'émission à la température :

$$e_n = N_c \sigma_n v_n \exp\left(\frac{E_T - E_C}{k.T}\right) = K_n \sigma_n T^2 \exp\left(\frac{\Delta E}{k.T}\right) \text{ avec } K_n = 1,07 \cdot 10^{21} (\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{K}^{-2})$$

On obtient ensuite la signature du centre en représentant les couples T_M^2 en fonction de $1000/T_M$. Dans la représentation $\text{Log}(\tau T^2) = f\left(\frac{1000}{T}\right)$ les points sont alignés et en analysant l'équation de la droite

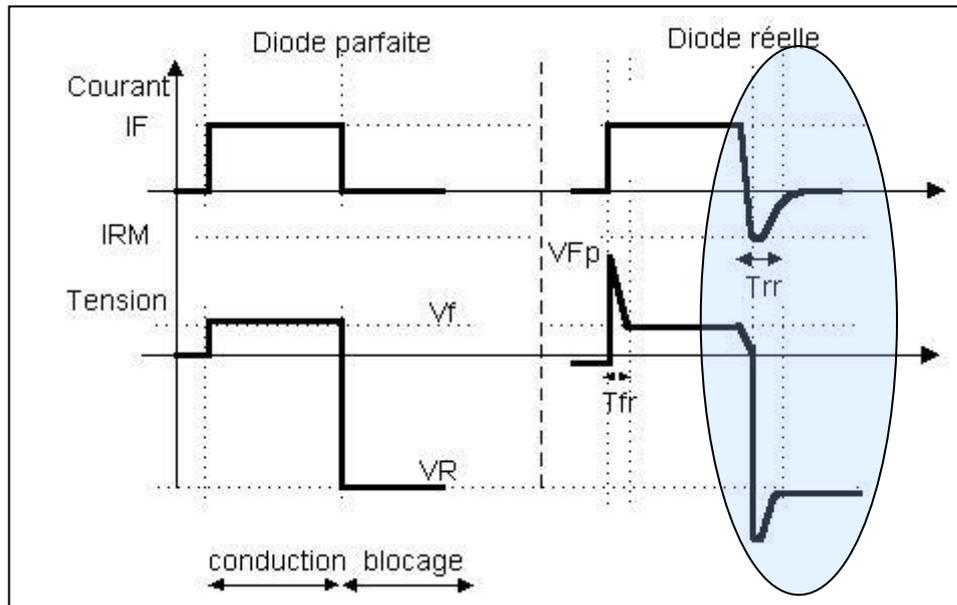
$$\text{Log}(\tau.T^2) = -\text{Log}(K_n \sigma_n) - \frac{\Delta E}{kT} \text{ on observe que :}$$

- La pente est proportionnelle à la position énergétique du piège
- L'ordonnée à l'origine est égale à la section efficace de capture (si l'impulsion de remplissage est de durée suffisante pour saturer la totalité des centres)



5.6. - TEMPS DE RECOUVREMENT τ_{RR}

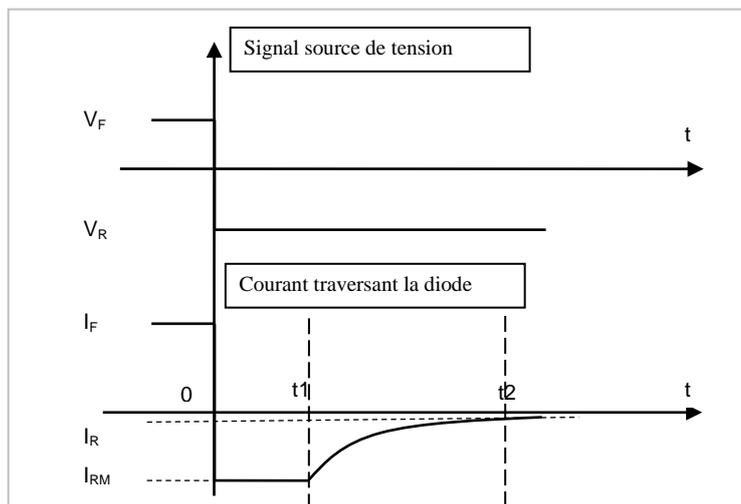
Ce paramètre caractérise la rapidité de la réponse en commutation d'une jonction, ci-dessous les comportements comparés diode parfaite-diode réelle :



source: www.enseirb.fr

On mesure le temps de recouvrement τ_{rr} lors du blocage de la diode, la définition du temps de recouvrement inverse varie selon les constructeurs : généralement il représente le temps au bout duquel le courant inverse a atteint 25% de la valeur max I_{RM} .

On peut aussi utiliser les trois relations ci après.



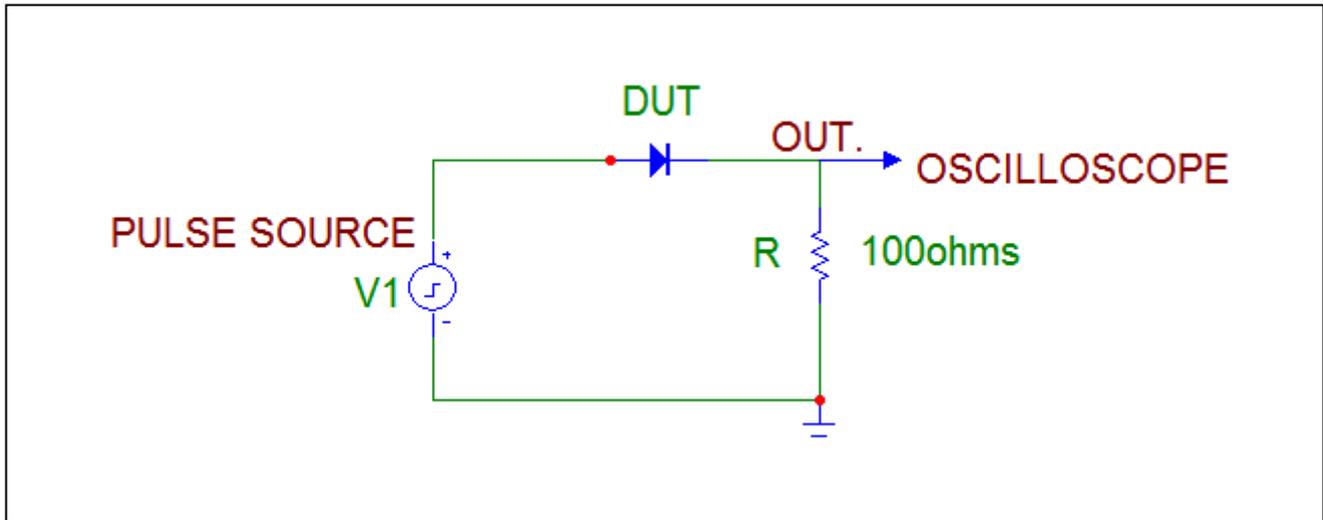
$$t_1 = \tau_{RR} \left[\text{Log} \left(1 + \frac{I_F}{I_{RM}} \right) - \text{Log} \left(1 + \frac{Q_1}{I_{RM} \tau_{RR}} \right) \right]$$

$$t_1 \approx \tau_{RR} \left[\text{Log} \left(1 + \frac{I_F}{I_{RM}} \right) \right]$$

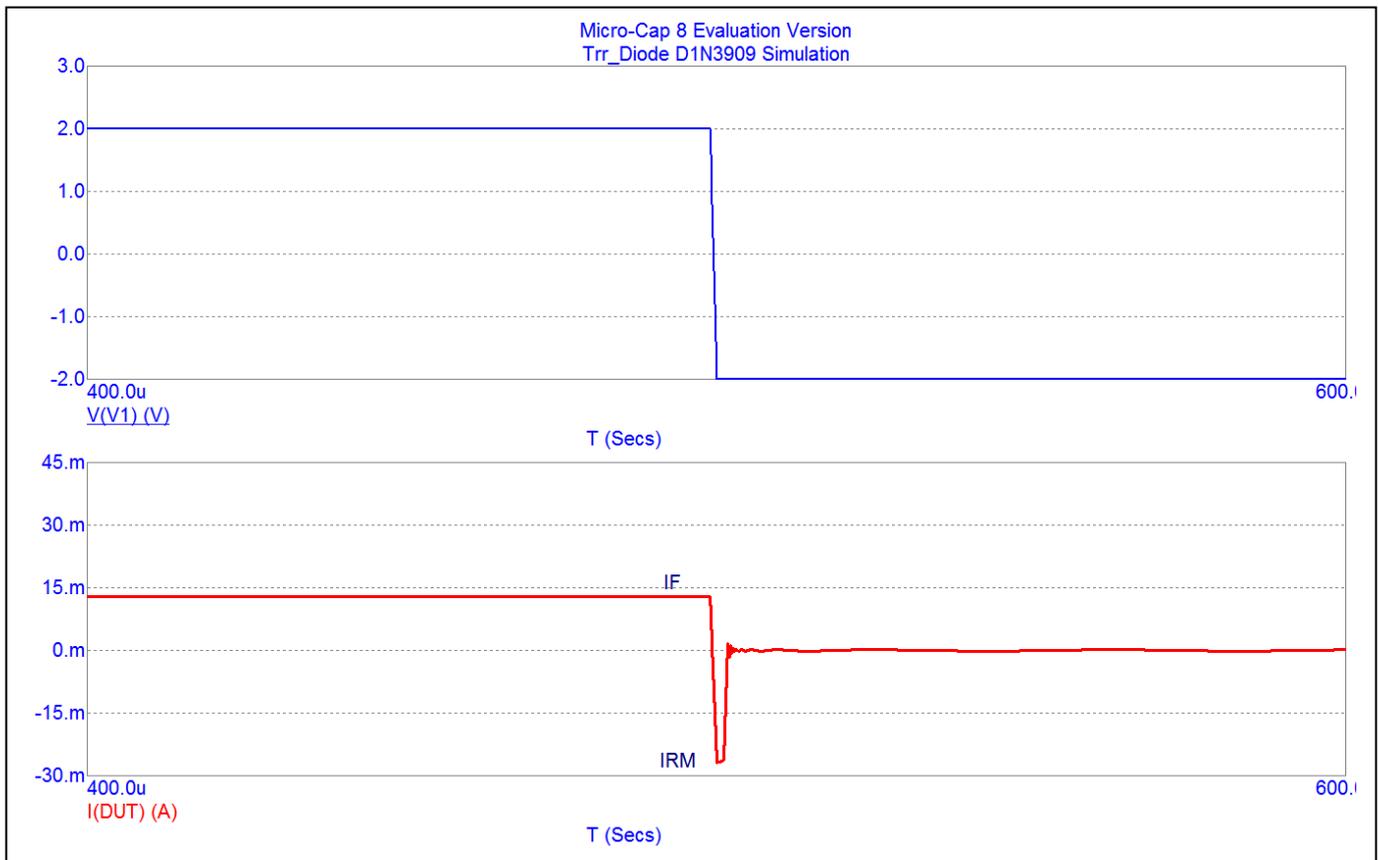
On obtient :

$$\tau_{RR} = \frac{t_1}{\text{Log} \left(1 + \frac{I_F}{I_{RM}} \right)}$$

PRINCIPE DU MONTAGE DE MESURE DU TEMPS DE RECOUVREMENT INVERSE



On peut observer sur l'oscilloscope les tensions V_1 et V_R ($V_R = R \cdot I_D$)



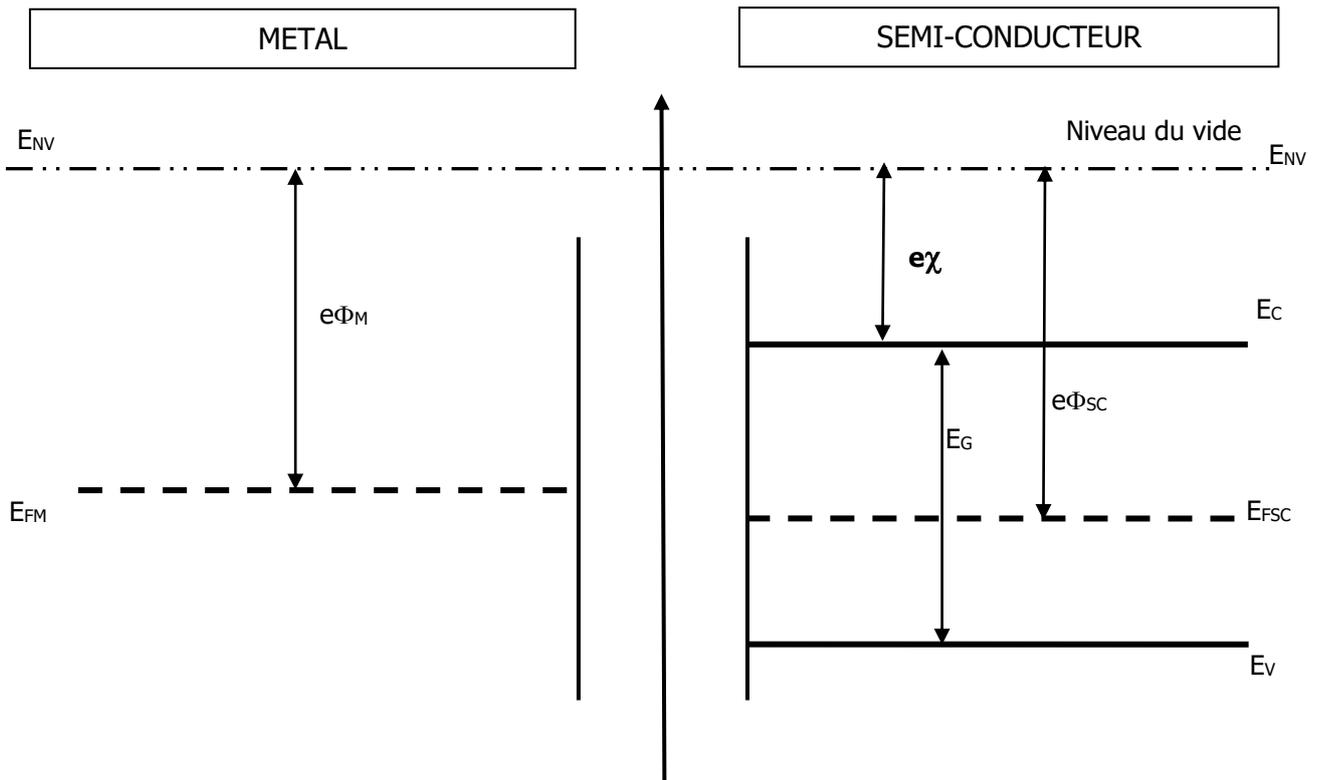
On mesure $t_1 = 1 \mu s$, $I_F = 13 \text{ mA}$, $I_{RM} = -27 \text{ mA}$ et on obtient $r_r = 2,5 \mu s$

6. CARACTERISATION DES CONTACTS METAL - SEMICONDUCTEURS

Le comportement électrique (ohmique ou redresseur) du contact métal semiconducteur va dépendre de plusieurs paramètres :

- La différence des travaux de sortie métal-semiconducteur
- La présence ou non d'un oxyde à l'interface métal-semiconducteur
- Le procédé de dépôt du métal et la réalisation d'un recuit thermique

6.1. - NOTATION DES GRANDEURS



TRAVAIL DE SORTIE $e\Phi_m$ DES METAUX

C'est l'énergie qu'il faut dépenser pour extraire un électron du métal $e\phi = E_{NV} - E_F$

	Ag	Al	Au	Pt
$e\Phi_m$ (eV)	4,3	4,25	4,8	5,3

AFFINITE ELECTRONIQUE $e\chi$ DES SEMICONDUCTEURS ET DES OXYDES

La position du niveau de fermi dépend du dopage, on introduit alors l'affinité électronique χ_s qui représente la différence énergétique : $q\chi_s = E_{NV} - E_C$

	Ge	Si	SiO₂
$q\chi_s$ (eV)	4,3	4,0	4,8

HAUTEUR DE BARRIERE E_B METAL-SEMICONDUCTEUR

Lors du contact M-Sc il apparaît dans le sens métal semiconducteur une barrière de potentiel qui traduit la différence de niveaux d'occupation des porteurs de charges majoritaires (Electrons pour le type n et trous pour le type p)

Ainsi on obtient :

- $E_B = e\phi_B = e\phi_m - e\chi_s$ qui s'oppose au passage des électrons
- $E_B = e\phi_B = E_G - e\phi_m + e\chi_s$ qui s'oppose au passage des trous

Pour un couple Métal – Semi-conducteur donné, La valeur de cette hauteur de barrière dépend du dopage et du type de conduction du SC (n ou p)

Métal-(\square m)	Ag (4,3eV)	Al (4,25eV)	Au (4,8eV)	Cr (4,5eV)	Ni (4,5eV)	Pt (5,3eV)	W (4,6eV)
Germanium n	0,54	0,48	0,59		0,49		0,48
Germanium p	0,5		0,3				
Silicium n	0,78	0,72	0,80	0,61	0,61	0,9	0,67
Silicium p	0,54	0,58	0,32	0,5	0,51		0,45

Nota : Calculs pour le couple Au-Si

Silicium n : $e\phi_B = e\phi_m - e\chi_s = 4,8 - 4 = 0,8 eV$ et Silicium p :

$e\phi_B = E_G - e\phi_m + e\chi_s = 1,12 - 4,8 + 4 = 0,32 eV$

Utilisation du tableau :

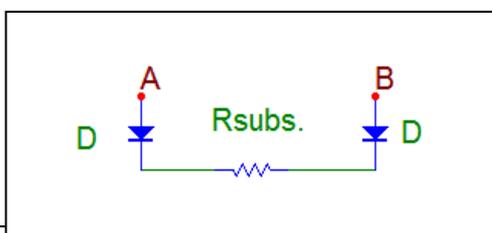
- Un contact Au-nSi présente une barrière de 0,8 eV, le contact sera plutôt de type Schottky (redresseur)
- Le même contact Au-pSi présente une barrière de 0,32 eV, le contact sera plutôt ohmique surtout si le silicium est fortement dopé.

6.2. - REALISATION D'UN CONTACT OHMIQUE

Exemple : dépôt de deux plots identiques (surface et épaisseur) d'aluminium sur silicium type P

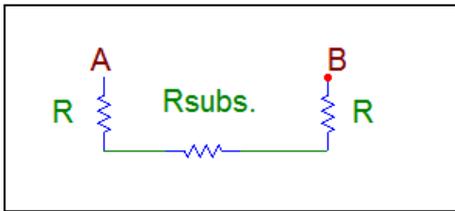


Le contact Al-pSi présente une barrière de 0,58 eV, le contact sera plutôt de type Schottky et le schéma électrique équivalent est :



Si on polarise la structure, quelque soit la polarité de la tension V_{AB} , les diodes têtes-bêches bloquent la conduction du courant I.

Si on recuit la structure (450 °C / 30 mn) le schéma électrique équivalent devient :

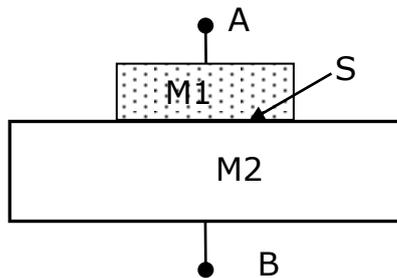


Si on polarise la structure, la conduction du courant I est assurée et son évolution est donnée par la loi d'ohm.

$$I = \frac{V_{AB}}{R_{subs.} + 2R}$$

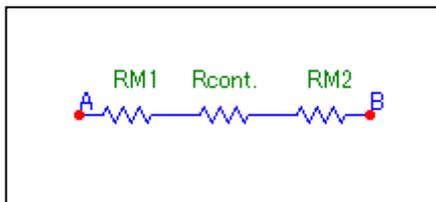
6.3. - RESISTANCE SPECIFIQUE DE CONTACT

Soit deux matériaux M1 et M2 mis en contact, la surface de contact étant égale à S (dans la plupart des applications M1 est un métal et M2 est un semiconducteur)



on peut considérer que la résistance électrique vue de AB, R_{AB} est la somme de trois résistances :

$$R_{AB} = R_{M1} + R_{Cont.} + R_{M2}$$



Avec les relations classiques : $R_{M1} = \rho_{M1} \frac{L_{M1}}{S}$, $R_{M2} = \rho_{M2} \frac{L_{M2}}{S}$

Si on appelle $R_{Cont.} = \rho_{Cont.} \frac{L_{cont.}}{S}$, cela correspondrait à la résistance

électrique introduite par le contact M1, M2 et qui est modélisée comme un troisième matériau de résistivité $\rho_{Cont.}$ et de longueur $L_{cont.}$ mais ces deux grandeurs ne correspondent pas à des grandeurs physiques et ne sont pas directement quantifiable.

On écrit plutôt $R_{Cont.} = \frac{R_c}{S}$ avec $R_c = \rho_{cont.} L_{cont.}$ la **résistance spécifique de contact** exprimée en $\square.cm^2$

On cherchera pour réaliser un contact ohmique parfait à annuler $R_{cont.}$ ou à la réduire fortement, cela peut être obtenu en minimisant R_c et en augmentant la surface de contact S

Pour résumer, la résistance électrique R_{cont} du contact dépend de la nature du métal, de la surface de contact, du dopage du semiconducteur et des traitements thermiques.

Pour caractériser la qualité ohmique de l'interface d'un contact, on introduit alors le paramètre résistance spécifique de contact : R_c

On conçoit bien que si la surface de contact S augmente la résistance R diminue, la relation liant ces trois grandeurs est donnée par :

$$R_c = R.S \quad \text{Unité de } R_c : \Omega.cm^2 \text{ ou } \Omega.mm^2$$

Exemple : si $R_c = 0,1 \Omega.cm^2$ on obtient :

Surface (mm ²)	0,1	1	10	100
Résistance (Ω)	100	10	1	0,1

6.4. - METHODE DE MESURE Transverse Line Measurement TLM

Cette technique permet d'obtenir par extrapolation du tracé de la courbe $R=f(x)$, la valeur de la résistance spécifique de contact R_c en effectuant plusieurs mesures de résistances inter-contacts R distant de x .

Mesure sur substrat

le motif suivant, en réalisant des contacts identiques (surface, épaisseur) espacés d'une distance variable kx .

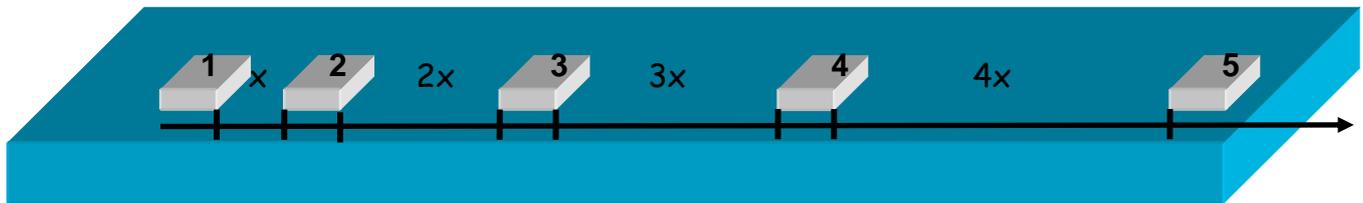
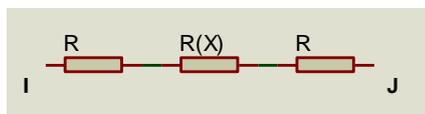


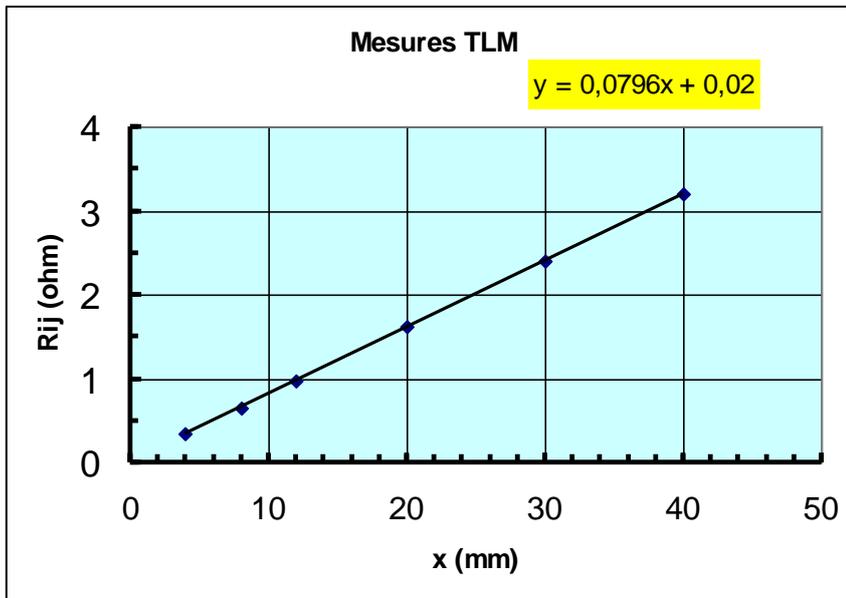
Schéma électrique équivalent inter-contact IJ distant de x :

$$R_{IJ} = R + R(x) + R = 2R + R(x) = 2R + \rho \frac{x}{S} = 2R + kx$$



R étant la résistance du contact et $R(X)$ la résistance du matériau inter-contacts

On relève les valeurs $R_{IJ}(x)$ et on trace l'évolution de cette mesure.



Contact Al – Diamètre = 4mm
 Recuit 450°C – 20 mn
 Substrat p-Si
 Espacements : 4-8-12-20-30 mm

On trace les points expérimentaux

x (mm)	Rx (Ω)
4	0,3
8	0,7
12	1,0
20	1,6
30	2,4
40	3,2

L'ajustement linéaire (droite des moindres carrés) nous donne la valeur de l'ordonnée à l'origine qui est égale à 2R

On obtient ici $2R = 0,02 \Omega$, or $Rc = R.S$ d'où $Rc = 0,13 \Omega.mm^2$

7. Références Bibliographiques :

- [1] Composants à semiconducteurs
O. Bonnaud – ELLIPSES – TECHNOSUP – 2006
- [2] Physique des semiconducteurs et des composants électroniques
H. Mathieu – DUNOD – 2004
- [3] Semiconductor material and device characterization
Dieter K. Schroder - WILEY – INTERSCIENCES Publication – 1990
- [4] Dispositifs et circuits intégrés semiconducteurs
A.Vapaille et R.Castagné – DUNOD- 1987
- [5] Physique des semi-conducteurs
V.Ramirez Modules TECCART - DUNOD – 1980
- [6] Les Photopiles Solaires
A.Laugier et J.A.Roger, Techniques & Documentation – 1981
- [7] Semiconductor Measurements and Instrumentation
W.R. Runyan
Texas Instruments Electronics series., McGRAW-HILL-1975
- [8] D.V.Lang, Journal of Applied Physics, vol.45, n°7,(1974)
- [9] Keithley, Low Level Measurements, 5th Edition
- [10] Lotfi Bounaas : Etude et intégration de matériaux avancés pour la passivation face arrière de cellules photovoltaïques minces – Thèse de Doctorat en Sciences – Aix Marseille Université – 2014
- [11] Rein S., *Lifetime spectroscopy: A Method of Defect Characterization in Silicon for Photovoltaic Applications*, Springer Series in Materials Science, Vol. 85, 489 p., 2005
- [12] MacDonald D.H., *Recombination and Trapping in Multicrystalline Silicon Solar Cells*, Thèse de Doctorat, Australian National University, 2001.
- [13] Semilab Semiconductor Physics Laboratory Co., “*Advanced in-line characterization and sorting of crystalline silicon photovoltaic wafers*,” Workshop on Test Methods for Silicon Feedstock Materials, Bricks and Wafers, SEMI PV Materials Standards Committee, Munchen, Germany, 2012.
- [14] Lauer K., Laades A., Ubensee H., “Detailed analysis of the microwave-detected photoconductance decay in crystalline silicon,” *J. Appl. Phys.*, vol. 104, 104503, 2008
- [15] Dubois S., Influence des Interactions Impureté-Défaut et Impureté-Impureté sur le rendement de conversion des cellules photovoltaïques au silicium cristallin, Thèse de Doctorat en Sciences, Université Paul Cézanne, 2007.
- [16] Olivier Palais, Cartographie de durées de vie des porteurs minoritaires et d’impuretés métalliques dans le silicium cristallin par déphasage micro-ondes – Thèse de Doctorat en Sciences – Université Aix Marseille III, 2000
- [17] Houari-Merbah M., Belhamel M., Tobias I., “Method of extraction and analysis of solar cell parameters from the dark current-voltage curve” *Electron Devices*, Spanish Conference on, pp. 275-277, 2005
- [18] McIntosh K.R., Honsberg C.B., “A new technique for characterizing floating-junction-passivated solar cells from their dark IV curves,” *Prog. Photovolt: Res. Appl.*, vol. 7, no5, pp. 363-378, 1999.
- [19] Laura Vauche, Process development and scale-up for low-cost high-efficiency kesterite thin film photovoltaics. – Thèse de Doctorat en Sciences – Aix Marseille Université - 2015

8 – Sites WEB

http://www.ises.org/	(Société Internationale de l'Energie Solaire)
http://ece.colorado.edu/~bart/book/	(cours sur la physique des semi-conducteurs)
http://www.tf.uni-kiel.de/matwis/amat/semi_en/	(cours sur la physique des semi-conducteurs)
http://www.pveducation.org/pvcdrom	(ressources PV de Arizona State University)
http://ines.solaire.free.fr/solpv/page0.html	(cours Solaire Photovoltaïque INES)
http://www.pvlighthouse.com.au/	(ressources PV, calculateurs, ...)

9 – Références logiciels

- [1]. PC1D Version 5: 32-bit Solar Cell Modelling on Personal Computers, 26th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Anaheim, Sep-Oct 1997, pp.207- 210.
- [2]. SPICE release Micro-Cap 10.1 : Spectrum software : <http://www.spectrum-soft.com>

ANNEXE A1 – Nettoyage des wafers de silicium

A - Nettoyage de base :

- 5 mn acétone dans ultrason
- 1 mn rinçage eau dé-ionisée
- 5 mn méthanol dans ultrason
- 1 mn rinçage eau dé-ionisée
- Séchage flux azote (tournette)

B- Nettoyage pour élimination oxyde SiO₂ natif (après nettoyage A)

- 1 mn attaque par HF à 1%
- 1 mn rinçage eau dé-ionisée
- Séchage flux azote (tournette)

C – Nettoyage Piranha

- Nettoyage de base A
- 15 mn attaque dans H₂SO₄ et H₂O₂ (Solution Piranha) en proportion 4:1 à 80°C
- 1 mn rinçage eau dé-ionisée sous écoulement ou bain tourbillonnant
- 1 mn attaque par HF à 1% (ou NH₄OH)
- 2 mn rinçage eau dé-ionisée
- Séchage flux azote (tournette)

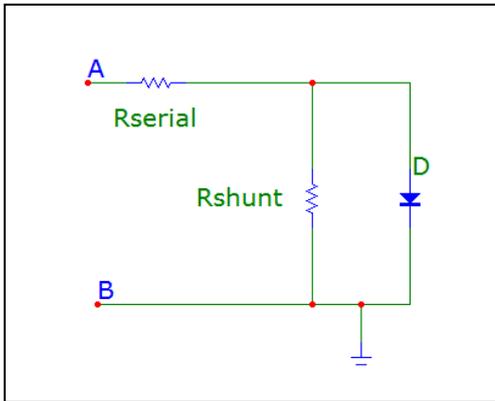
D – Nettoyage RCA

- Nettoyage de base A
- 15 mn attaque dans NH₄OH+ H₂O₂ + H₂O en proportion 1:1:5 à 80°C
- 1 mn rinçage eau dé-ionisée
- 15 mn attaque dans HCl+ H₂O₂ + H₂O en proportion 1:1:6 à 80°C
- 1 mn rinçage eau dé-ionisée
- 1 mn attaque par HF à 1% (ou NH₄OH)
- 1 mn rinçage eau dé-ionisée
- Séchage flux azote (tournette)

A2 – Le logiciel SPICE appliqué à l'étude des cellules solaires

La cellule modélisée est une photopile silicium et le modèle électrique de la photopile est celui à une seule exponentielle.

1 – ETUDE DE LA CELLULE SOUS OBSCURITE :



Le modèle conduction diode est : $I = I_s(e^{\frac{qV}{kT}} - 1)$

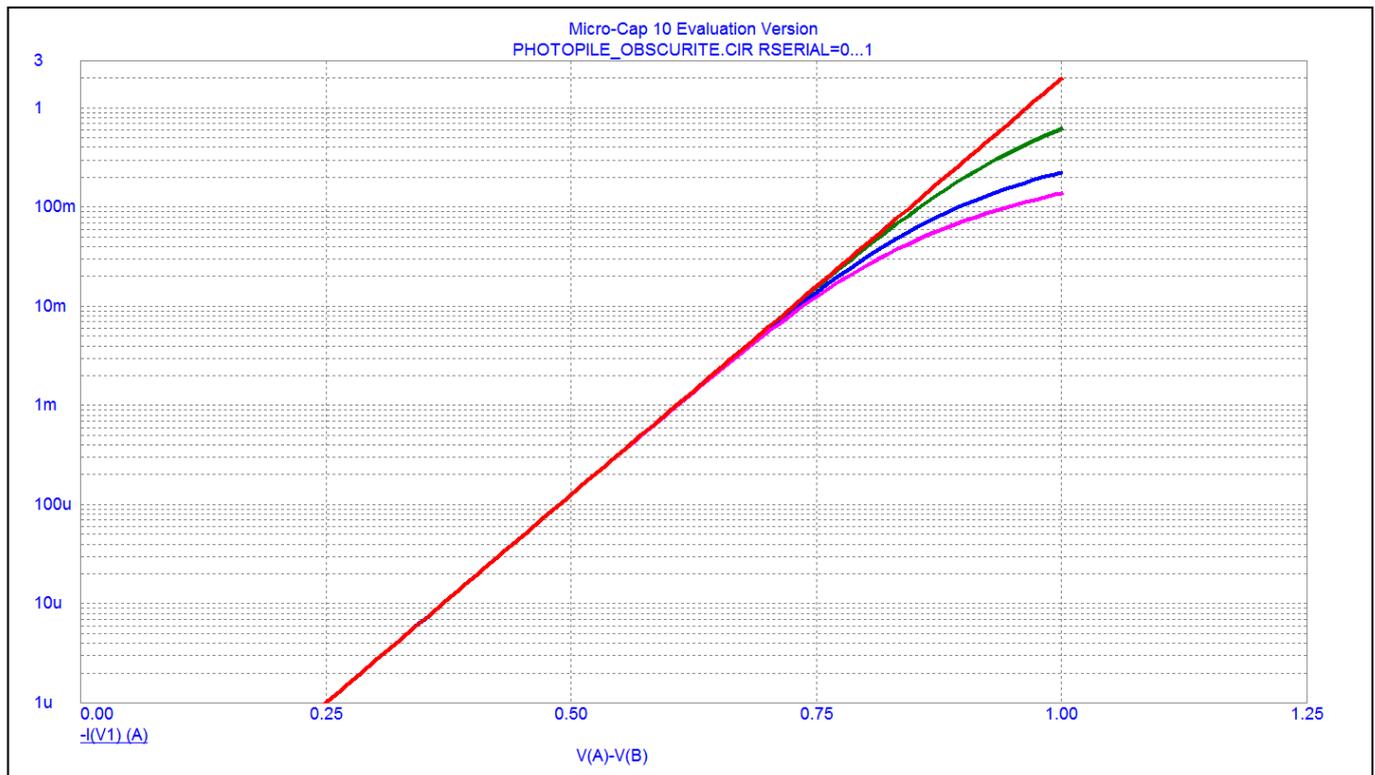
La cellule idéale présente une résistance série nulle et une résistance shunt (parallèle) infinie.

=
Modèle diode utilisé : diode silicium générique

.MODEL \$GENERIC D (BV=500 CJO=2.5p IS=8n M=100m N=2 RL=5G TT=1n VJ=700m)

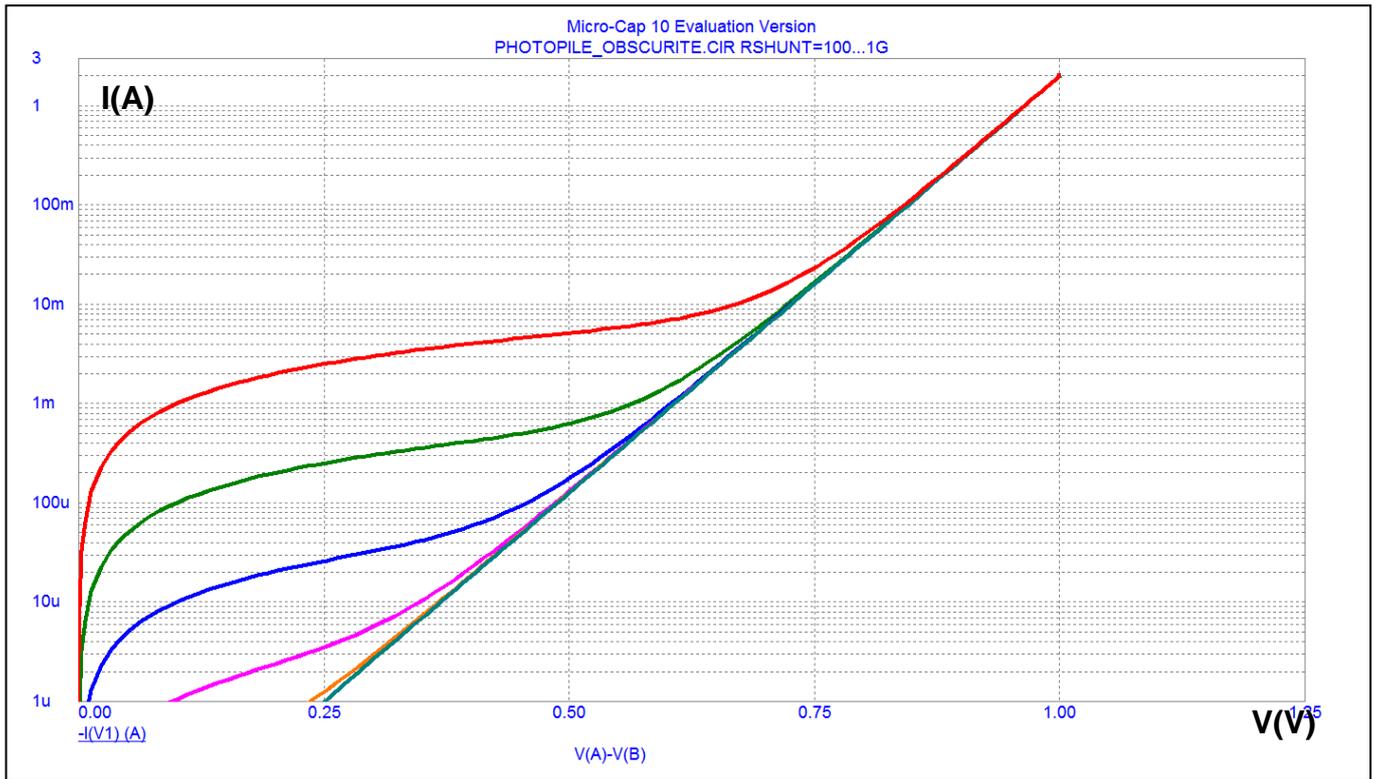
1.1 – INFLUENCE DE LA RESISTANCE SERIE SUR LA CARACTERISTIQUE I-V DIRECTE

Paramètres : Rshunt = « infinie » 5GΩ Rserial = [0Ω, 0.1Ω, 0.5Ω et 1 Ω]



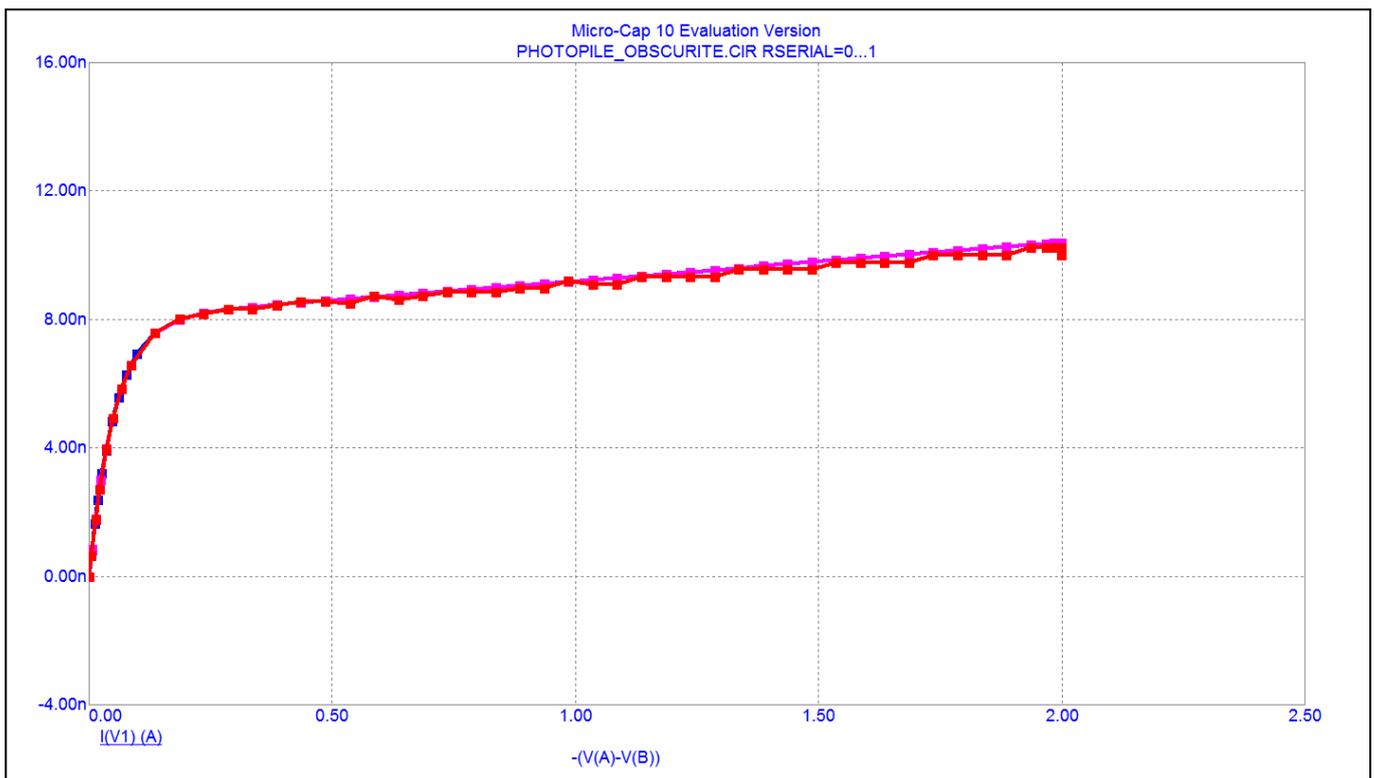
1. 2 – INFLUENCE DE LA RESISTANCE SHUNT SUR LA CARACTERISTIQUE I-V DIRECTE

Paramètres : $R_{\text{serial}} = 0\Omega$ $R_{\text{shunt}} = [100\Omega, 1K\Omega, 10k\Omega, 100k\Omega, 1M\Omega \text{ et } 1G\Omega]$



1.3 - INFLUENCE DE LA RESISTANCE SERIE SUR LA CARACTERISTIQUE I-V INVERSE

Paramètres : $R_{\text{shunt}} = \ll \text{infinie} \gg 5G\Omega$ $R_{\text{serial}} = [0\Omega, 0.1\Omega, 0.5\Omega \text{ et } 1 \Omega]$

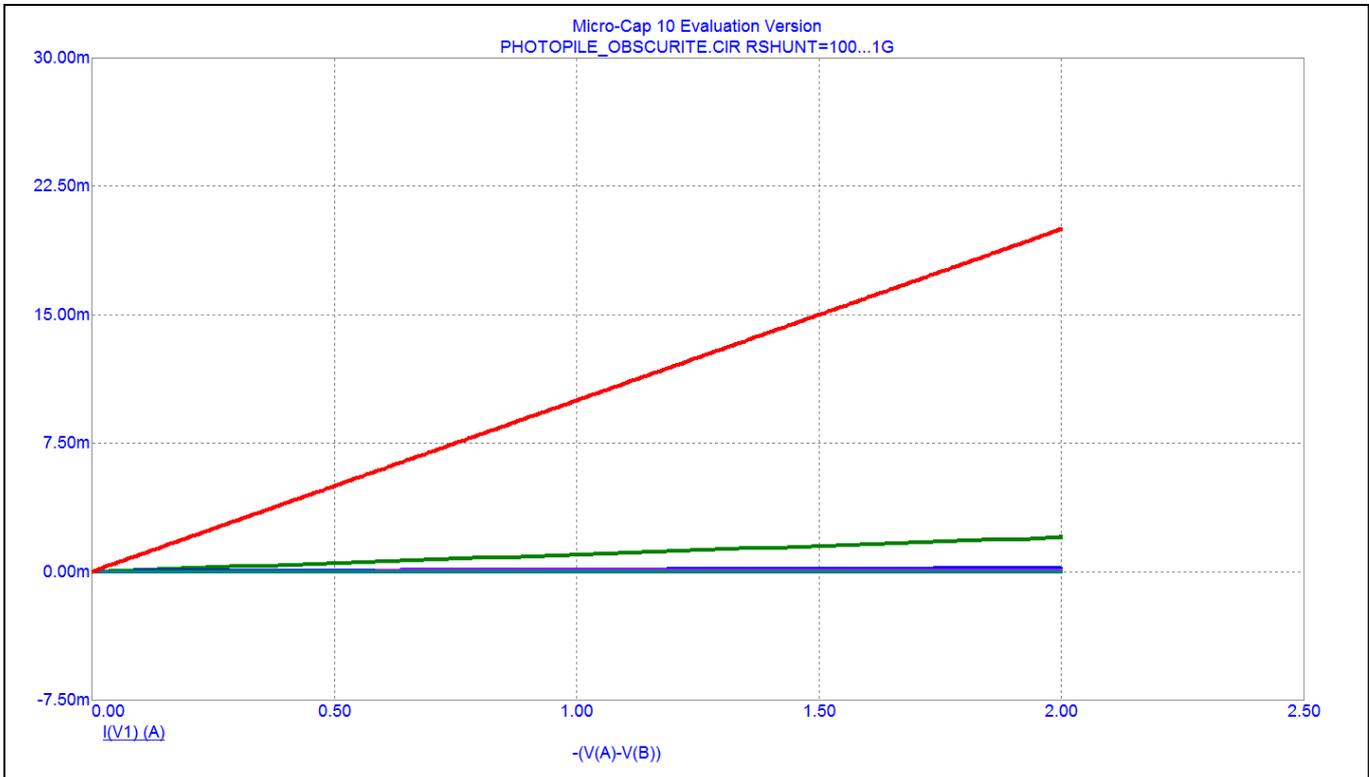


Il n'y a pas d'effet sensible de la valeur de la résistance série

1.4 – INFLUENCE DE LA RESISTANCE SHUNT SUR LA CARACTERISTIQUE I-V INVERSE

Paramètres : Rserial = 0Ω

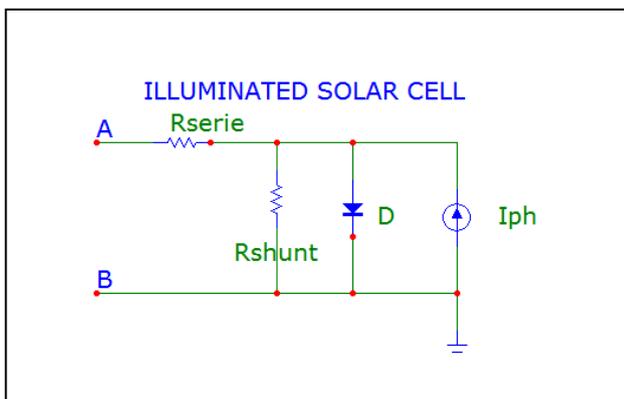
Rshunt = [100Ω, 1KΩ, 10kΩ, 100kΩ, 1MΩ et 1GΩ]



Pour des valeurs « faibles » de Rshunt, le tracé est linéaire et on peut calculer graphiquement sa valeur :

Tracé (1) $R_{shunt} = \frac{\Delta V_r}{\Delta I_r}$ $R_{shunt} = \frac{2}{20 \cdot 10^{-3}} = 100\Omega$

2 – ETUDE DE LA CELLULE SOUS ECLAIREMENT :

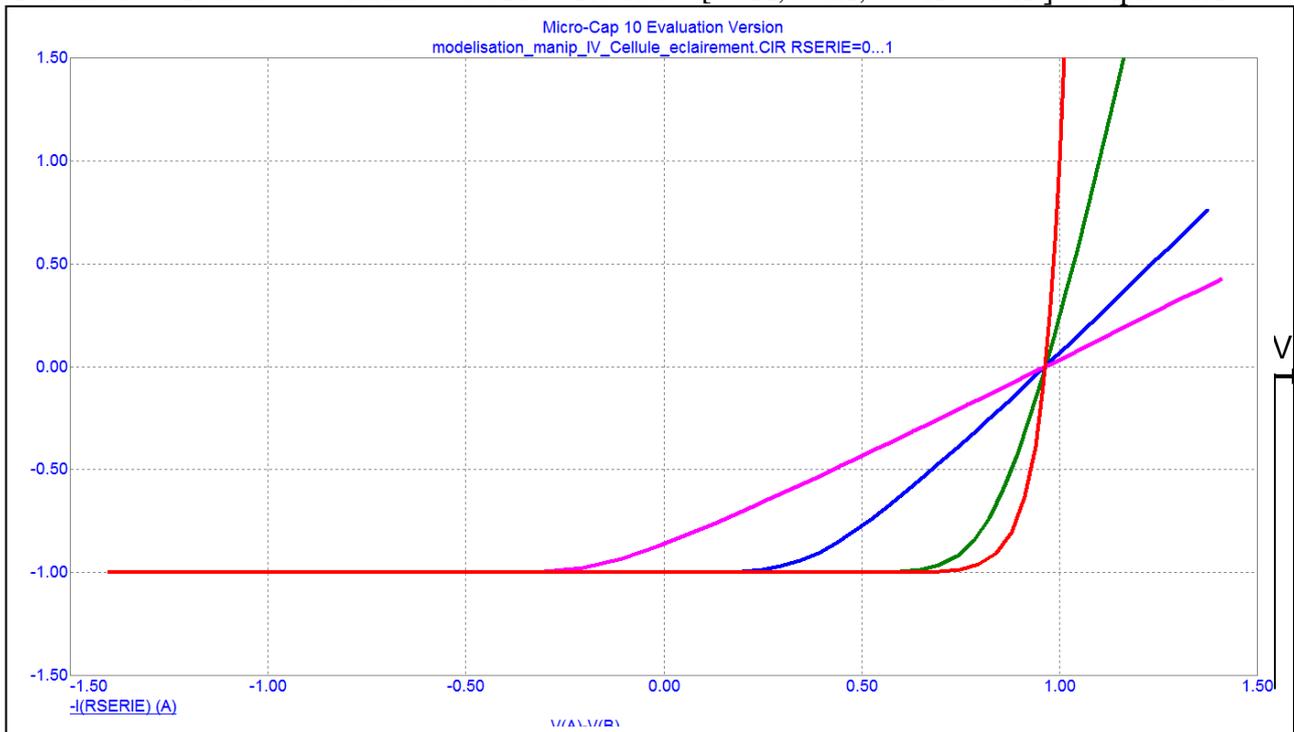


Le flux de photons incident se traduit par la mise en parallèle d'un générateur de courant Iph et l'intensité du courant est proportionnelle à l'éclairement incident.

Pour une cellule silicium, la densité de photocourant est voisine de 35mA/cm² pour un éclairement standard normalisé ASTM 1.5G.

2.1 – INFLUENCE DE LA RESISTANCE SERIE SUR LA CARACTERISTIQUE I-V

Paramètres : Rshunt = « infinie » 5GΩ Rserial = [0Ω, 0.1Ω, 0.5Ω et 1 Ω] et Iph = 1A

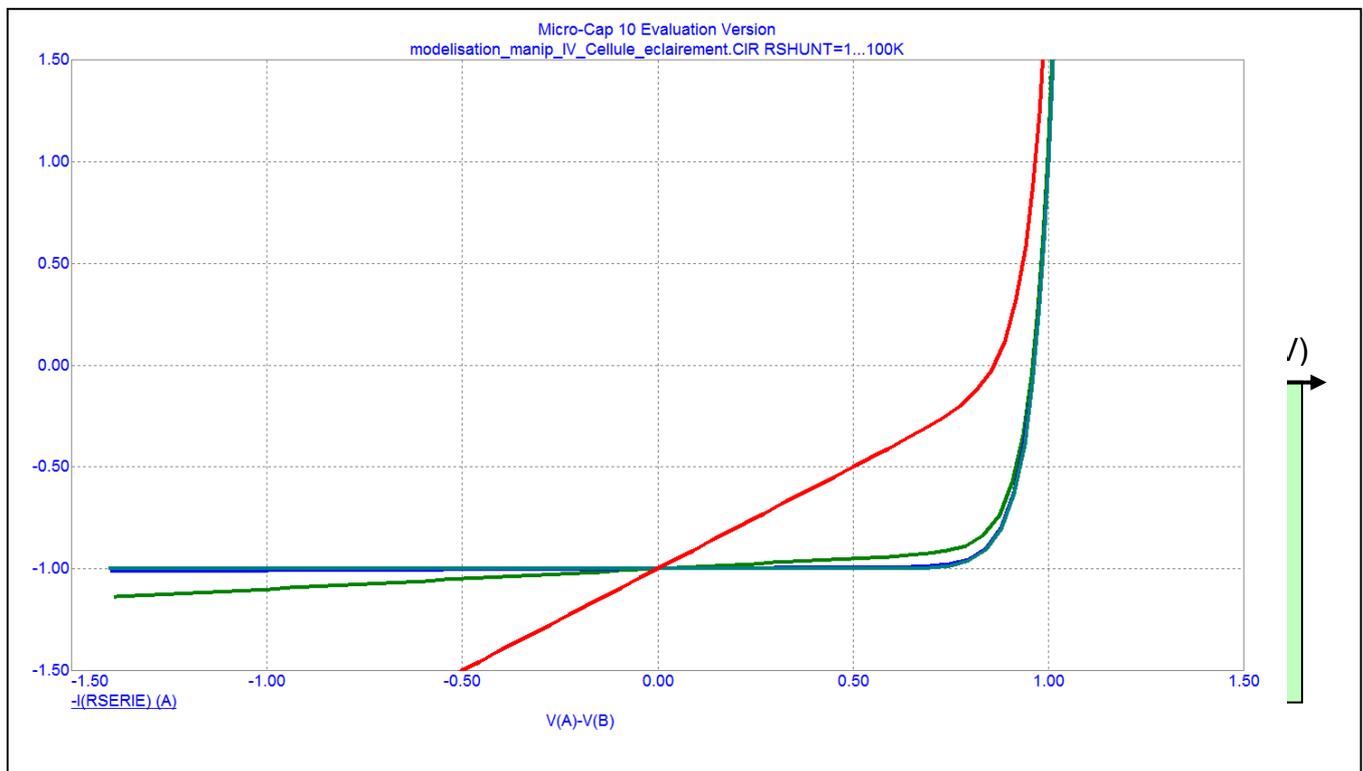


Paramètres influencés :

- Le facteur de forme FF diminue si la résistance série augmente
- Le courant de court-circuit Icc diminue si la résistance série augmente

2.2 - INFLUENCE DE LA RESISTANCE SHUNT SUR LA CARACTERISTIQUE I-V

Paramètres : Serial = 0Ω Rshunt = [1Ω,10Ω,100Ω,1KΩ,10kΩ,100kΩ] et Iph = 1A

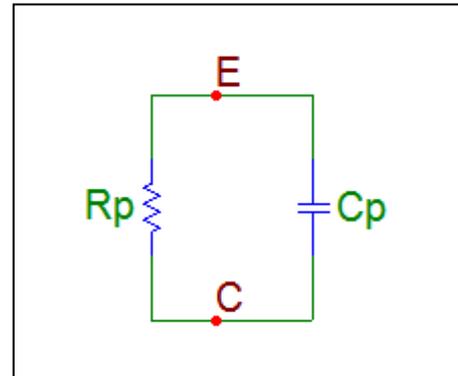
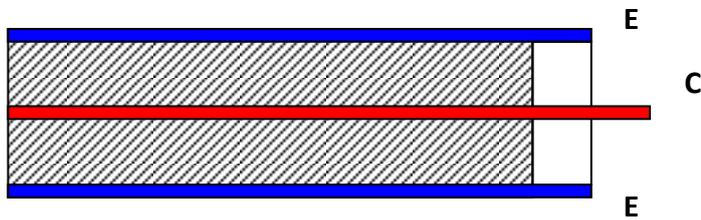


Paramètres influencés :

- Le facteur de forme FF diminue si la résistance shunt diminue
- La tension de circuit-ouvert Voc diminue si la résistance shunt diminue

**ANNEXE - A3- UTILISATION / CONFIGURATION D'UNE UNITE SOURCE MESURE (SMU)
Connecteurs coaxiaux et triaxiaux**

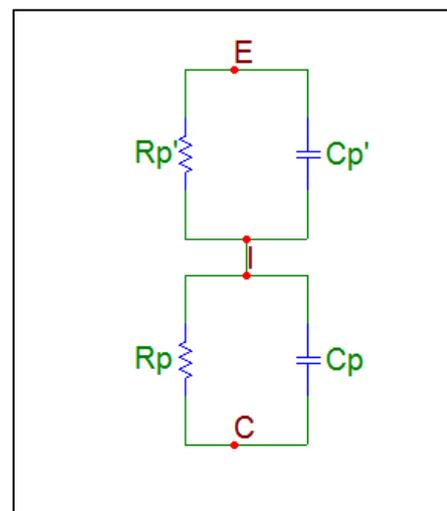
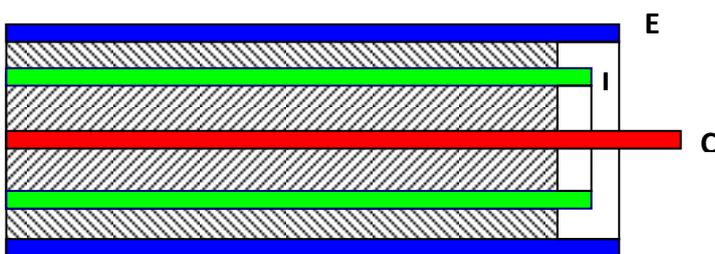
1 - Les connecteurs coaxiaux et triaxiaux
COAXIAL :



SCHEMA ELECTRIQUE EQUIVALENT SIMPLIFIE -----



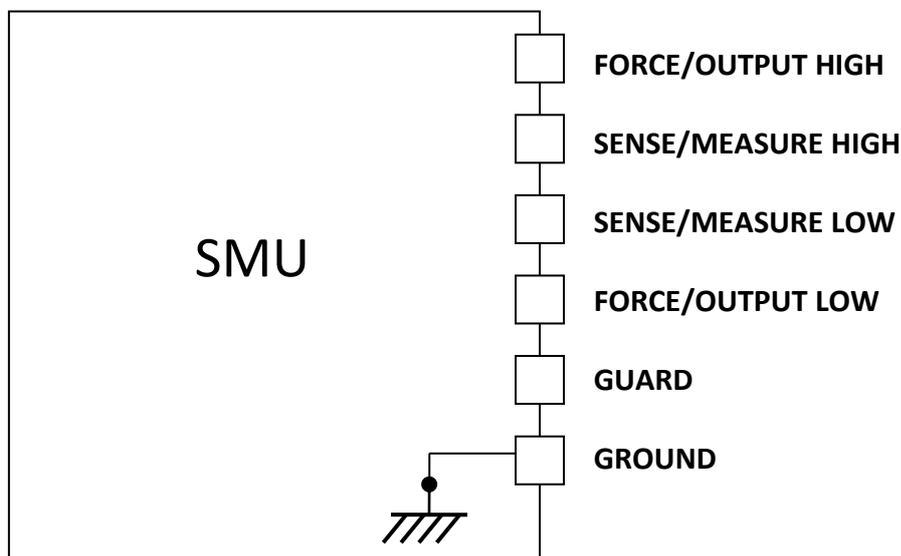
TRIAxIAL



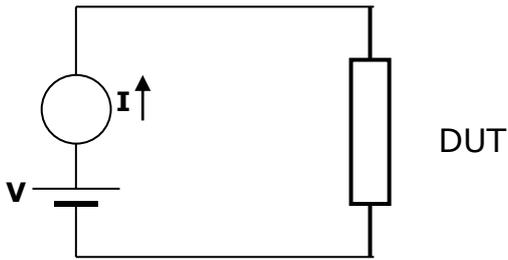
SCHEMA ELECTRIQUE EQUIVALENT SIMPLIFIE ----->

2 – L'Unité Source et Mesure

Les sorties disponibles de l'unité :

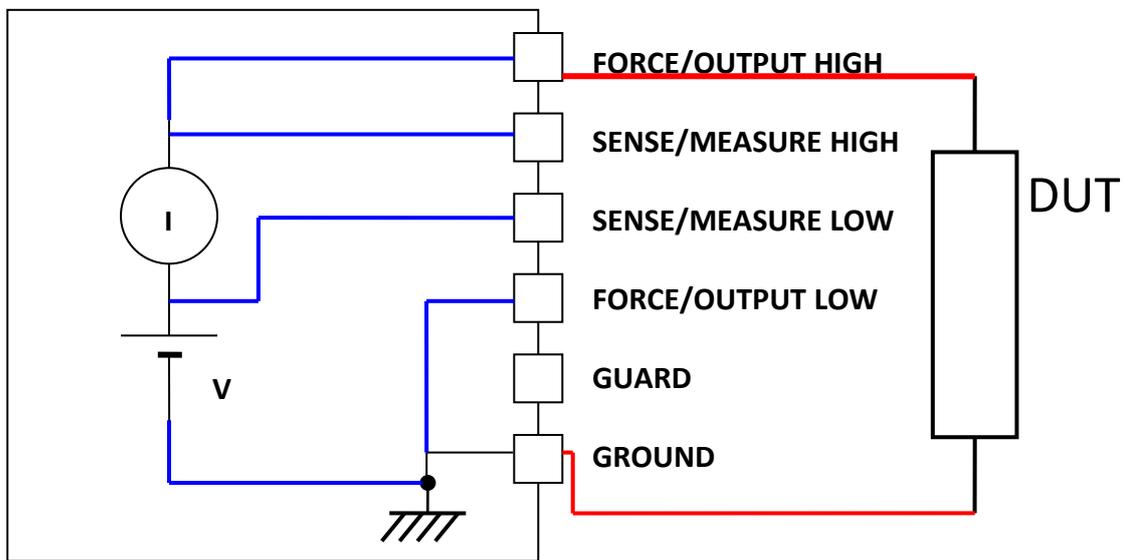


APPLICATIONS : Caractéristique Courant Tension IV d'un dipôle (**D**evice **U**nder **T**est)



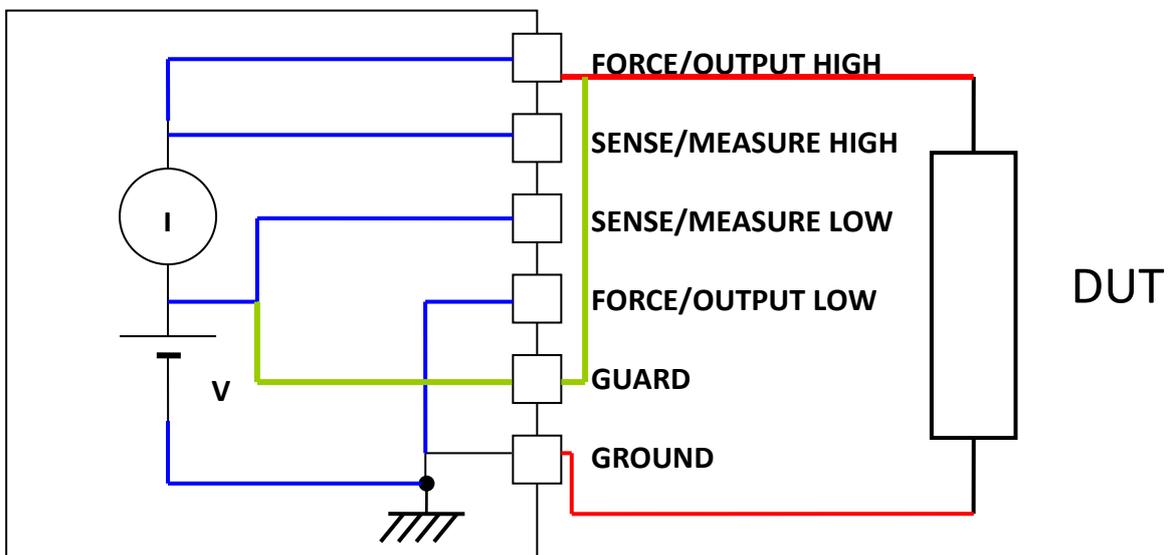
Configuration 1 : SOURCE DE TENSION ET MESURE DE COURANT SANS GARDE

A utiliser si I est élevé par rapport aux courants de fuites, par exemple diode dans le sens direct.



Configuration 2 : SOURCE DE TENSION ET MESURE DE COURANT AVEC GARDE

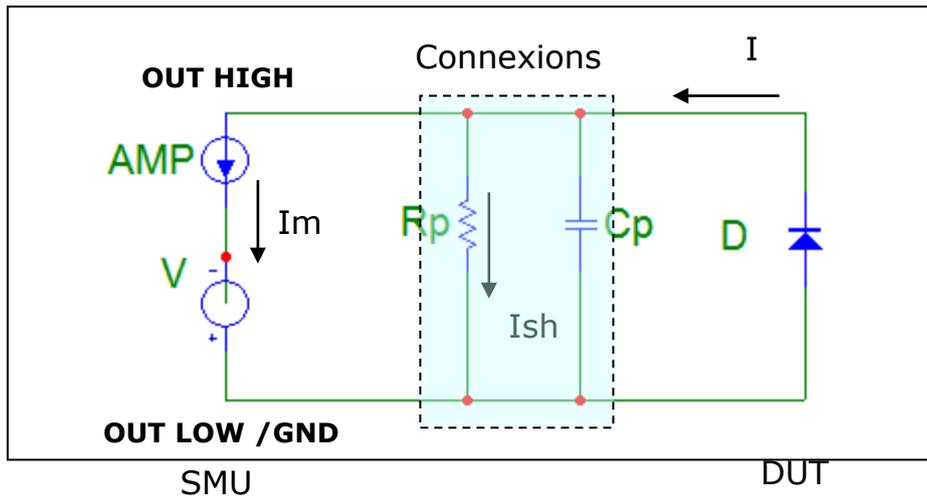
A utiliser si I est élevé par rapport aux courants de fuites, par exemple diode dans le sens inverse.



NOTA : LE POTENTIEL DE LA SORTIE **GUARD** EST EGAL A CELUI DE LA SORTIE FORCE HIGH.

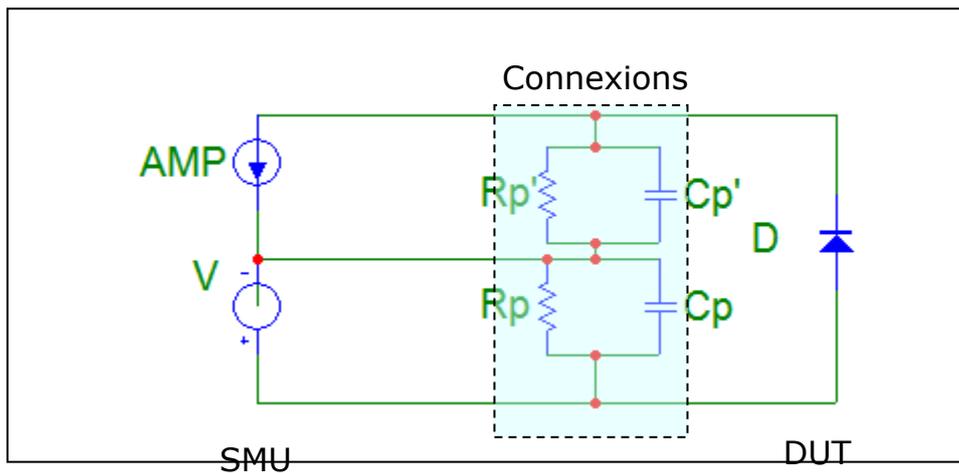
Illustration

A – CONNEXION SANS CONDUCTEUR DE GARDE



$I_m = I + I_{sh}$ si I faible devant I_{sh} , I_m sera assez éloigné de I

B – CONNEXION AVEC CONDUCTEUR DE GARDE



Les potentiels OUT HIGH et GUARD sont égaux, donc $I_{sh}' = 0$ et ainsi **$I_m = I$**