

Matériaux semi-conducteurs

Matériel

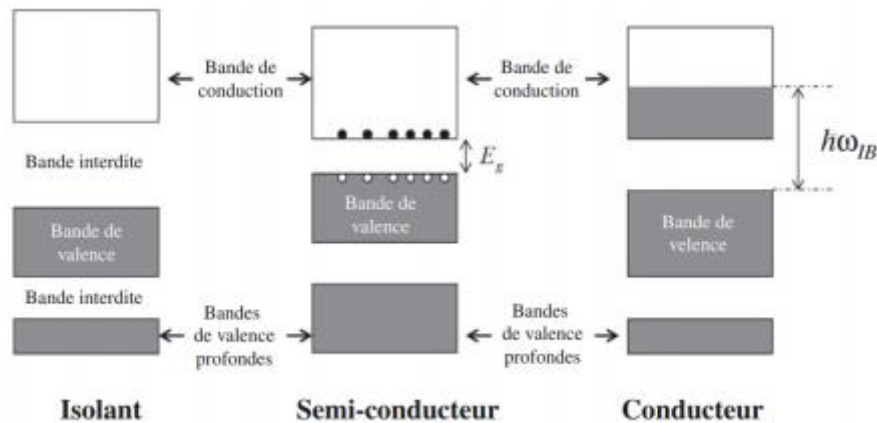
- plaquette de Ge non dopé + module de contrôle
- lampe QI + filtre AC
- voltmètre
- pied à coulisse
- gaussmètre
- alimentation QJ3005X, 4A
- ampèremètre
- petite cage qui coupe les champs magnétiques pour étalonner le gaussmètre : Menu -> Utilities -> Null puis on le plonge dans la cage de Faraday -> Reset
- potence + pince 3 doigts
- électroaimant
- plaquette (photodiode + DEL + montage transimpédance)
- résistance de 14,7 k Ω et résistance de 220 Ω
- multimètre KEYSIGHT 34461A
- puissance-mètre à photodiode
- drap noir
- oscilloscope 4 voies
- hacheur (Chopper) + alimentation
- monochromateur Jobin Yvon
- capteur pyroélectrique + cellule silicium + alimentation avec câbles spéciaux
- pinces crocodiles

Introduction

Dans un atome isolé, l'énergie d'un électron ne peut prendre que des valeurs discrètes bien définies, alors qu'un électron libre peut prendre n'importe quelle valeur d'énergie. Dans un solide, la situation est intermédiaire : l'énergie d'un électron peut prendre n'importe quelle valeur mais à l'intérieur de certains intervalles bien définis, liés à l'interaction entre les atomes et leurs voisins dans un solide cristallin. Ces niveaux se regroupent en bande d'énergie : le diagramme d'énergie d'un solide se compose d'une succession de bandes d'énergies séparées par des bandes interdites. On distingue :

- Les bandes de valences profondes : occupées par des électrons des couches internes, entièrement pleines, fortement liés aux noyaux atomiques et donc considérés inertes.
- La bande permise la plus haute : la bande de conduction, correspondant aux électrons des couches externes des atomes.
- La bande juste en dessous est appelée bande de valence, et contient aussi des électrons des couches externes.

On appelle gap l'écart d'énergie qui sépare la bande de valence de la bande de conduction et selon sa valeur on peut distinguer 3 grands types de solides :



On va s'intéresser plus particulièrement aux semi-conducteurs pour lesquels la bande de conduction est totalement vide à basse température mais ont un gap (de l'ordre de eV) qui permet aux électrons de passer par simple agitation thermique dans la bande de conduction à température ambiante. La conductivité de ces matériaux augmente donc avec la température et c'est ce par quoi on va commencer, en étudiant la dépendance en température de la conductivité d'un conducteur intrinsèque : le germanium.

I Étude d'un semi-conducteur intrinsèque Ge

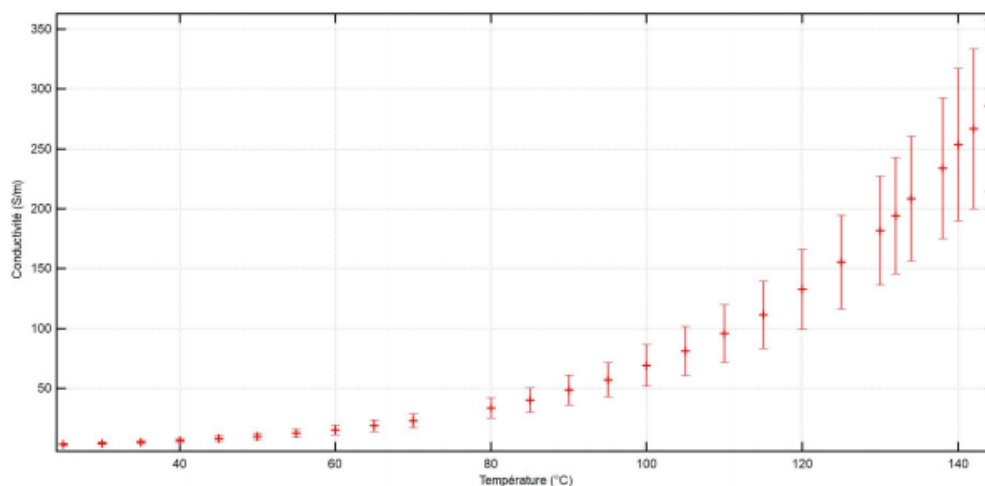
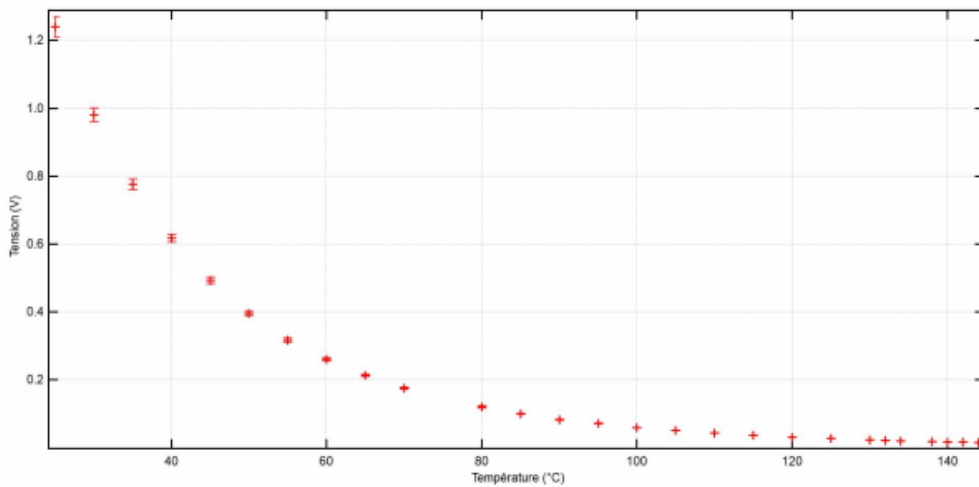
Un semi-conducteur intrinsèque est un semi-conducteur pur c'est-à-dire qui ne contient que très peu d'impuretés (10^{10} cm^{-3}), et que leur contribution dans le cristal est négligeable. Avec par exemple du Silicium, qui contient environ 10^{22} atomes par cm^{-3} , à $T = 300\text{K}$ on trouve une densité d'électrons dans la bande de conduction de 10^{10} cm^{-3} , ce qui est très faible comparé à la densité d'électrons libres dans les métaux (10^{23} cm^{-3}) donc processus tout de même très inefficace qui ne peut mener qu'à des courants ridiculement petits et inutilisables (ce qui permet transition vers la partie suivante : d'où l'intérêt de doper).

Pour l'instant on cherche à retrouver la dépendance en température de la conductivité d'un semi-conducteur et remonter à l'énergie du gap :

$$\sigma(T) = \frac{IL}{U(T)_{ab}}$$

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp\left(\frac{-E_g}{2k_B T}\right)$$

On commence par mesurer les caractéristiques géométriques du semi-conducteur avec un pied à coulisse (qu'on note a , b et L). On impose un courant fixé aux bornes du semi-conducteur et on mesure la tension aux bornes en faisant varier la température avec le module Peltier intégré. On obtient σ en fonction de T . On trace $\ln(\sigma) = f(1/T)$ et on remonte à l'énergie du gap.



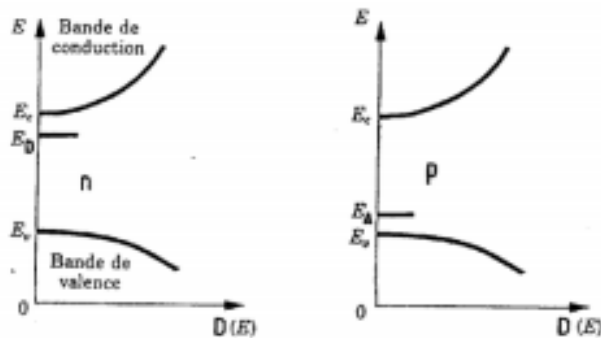
Remarques : Une erreur systématique pourrait être une chute de tension entre le voltmètre et le semi-conducteur (notamment à cause des soudures), ou un écart entre la température du Ge et celle de la sonde.

Dans le cas des conducteurs, la conductivité diminue avec la température car l'augmentation de la température augmente le nombre de chocs et les frottements donc dissipation d'énergie.

II Étude d'un semi-conducteur extrinsèque Ge dopé P

On a vu en ordre de grandeur qu'on avait de très faibles densité d'électrons avec des conducteurs intrinsèques. Par contre, si on introduit volontairement des impuretés, qui sont des atomes qui possèdent un nombre différent d'électrons de valence que ceux du germanium par exemple, on a

apparition d'un niveau riche en trous ou en électrons juste en-dessous de la BC ou juste au-dessus de la BV.



Ici on parle d'un conducteur dopé P, on enrichit donc le semi-conducteur en trous et on ajoute un niveau riche en trous juste au-dessus de la BV. Les électrons de la BV peuvent donc rejoindre facilement ce niveau. On va fixer le courant à 30 ± 0.5 mA (ici on est dopé donc meilleure conductivité donc on arrive à monter à de plus grands courants, et ainsi minimiser l'erreur relative).

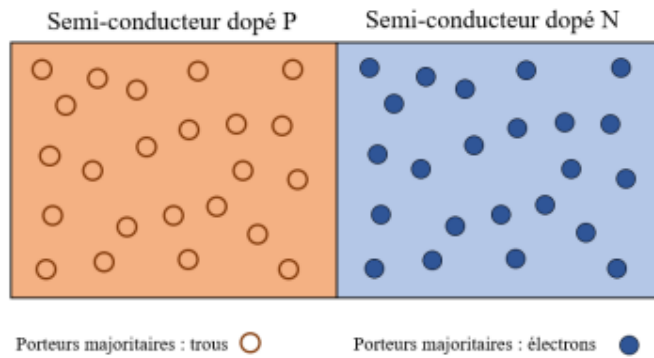
Étalonnage du champ créé par l'aimant permanent :

On choisit un entrefer suffisamment petit pour avoir un champ B homogène et intense, mais suffisamment grand pour avoir une gamme de linéarité $B(I)$ assez large avant la saturation du champ B due au matériau ferromagnétique. On trace $B = f(I_{\text{bobines}})$ pour déterminer la plage (en courant) de réponse linéaire

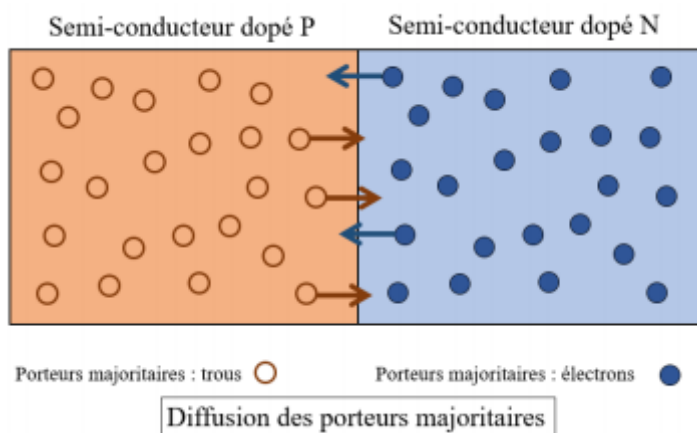
On mesure la conductivité de la plaque à température ambiante en mesurant U , et on utilise l'effet Hall (on fixe le courant à 30 mA) : on place la plaquette dans l'entrefer d'un électroaimant dont on règle le champ B en faisant varier I_{bobines} et on en déduit la densité de porteur (trous ici) d'après la formule : $U_{\text{Hall}} = \frac{B I_S - C}{n q b}$. Il faut aussi ici fixer le 0 en se mettant à champ nul et en réglant le bouton prévu à cet effet sur le module pour avoir $U_H = 0$. On en déduit une valeur de la mobilité des porteurs (trous ici) : $\mu = \frac{\sigma}{n e}$, pour le cuivre la mobilité des électrons vaut $\mu = 3,2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. On peut tracer U_H en fonction de T, on observe un changement de signe à une certaine température : changement de la nature des porteurs, les électrons deviennent prépondérants.

III Rendement quantique d'une photodiode

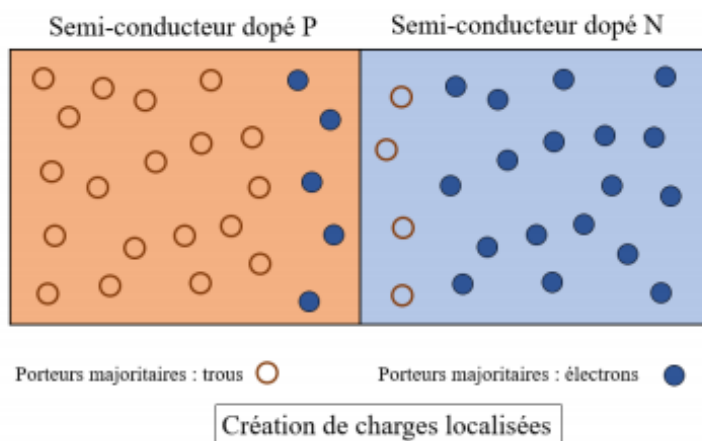
Une jonction PN est constituée de l'association d'un semi-conducteur dopé P, donc dont les porteurs majoritaires sont les trous, et d'un semi-conducteur dopé N, dont les porteurs majoritaires sont les électrons.

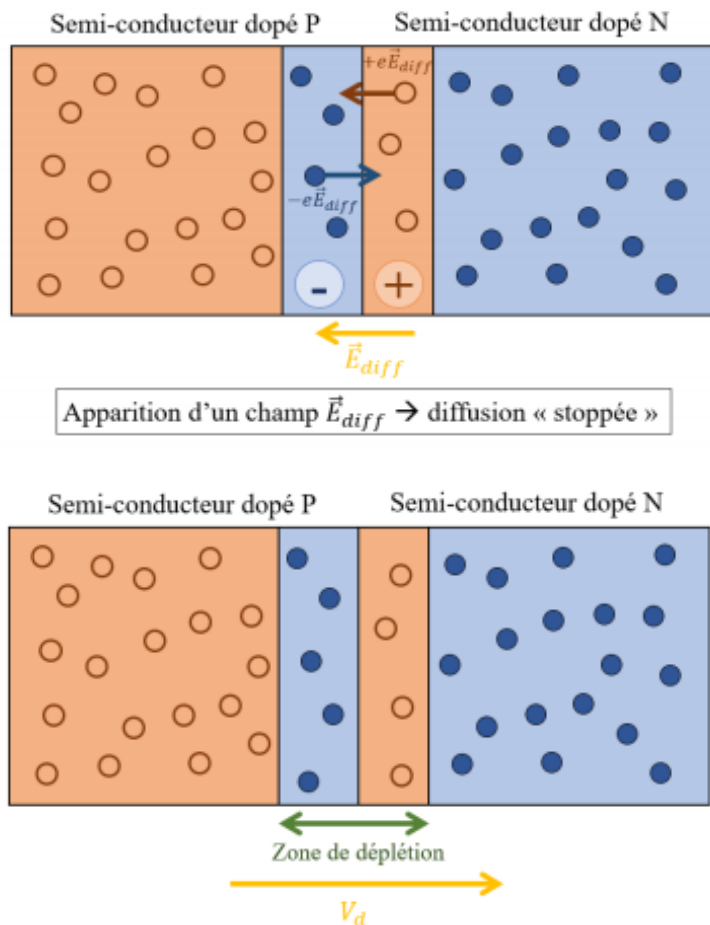


Lorsqu'on les met en contact, il y a diffusion au niveau de la zone de contact et donc création d'une petite zone appelée zone de déplétion.



Toutefois cela induit l'apparition de charges localisées, et donc d'un champ électrique qui va entraîner un mouvement opposé à celui de la diffusion. Tout cela se stabilise pour une valeur de potentielle qu'on va noter V_d , barrière de potentiel qui « stoppe » la diffusion.





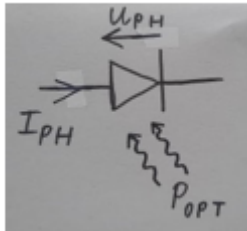
Maintenant on polarise tout cela en appliquant une tension V_{pol} aux bornes de la jonction. La tension est donc désormais : $V_d' = V_d - V_{pol}$: on a un déséquilibre, qui va favoriser soit la diffusion soit le déplacement dans le champ électrique, selon le signe de V_{pol} : si $V_{pol} > 0$, on n'arrête plus la diffusion donc on va avoir circulation des électrons et apparition d'un courant qu'on appelle courant direct et si $V_{pol} < 0$, la diffusion des porteurs majoritaires est stoppée par contre on a un fort champ électrique dans la zone de déplétion, et dès qu'un porteur minoritaire se retrouve par hasard dans la zone de déplétion il est propulsé par ce champ.

Pour une diode, on est dans la situation où elle est bloquée. Pour une photodiode : on va éclairer la zone de déplétion et par l'interaction entre les photons et la matière on va avoir création de paires électrons-trous dans la zone de déplétion et donc « encourager » le courant inverse. Ce courant augmente linéairement avec la puissance optique qu'on envoie.

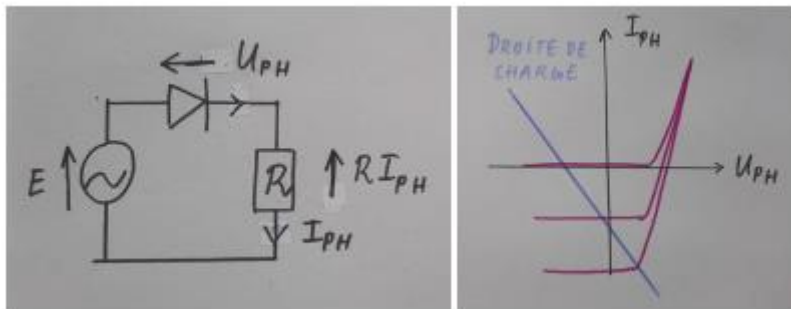
Une photodiode est constituée d'une jonction PN polarisée en inverse. On sait qu'une jonction PN, donc une diode, a la caractéristique suivante : polarisée en inverse, elle est bloquée, aucun courant ne passe. Pourtant en éclairant la zone de déplétion, l'interaction des photons avec la matière entraîne la création de paires électrons-trous dans la zone électrons trous et ainsi encourage et favorise le passage d'un courant inverse dans la photodiode. C'est cette capacité de traduire la lumière reçue en un courant qui en fait un photorécepteur utilisé partout. Nous allons nous intéresser à cette capacité de transformer un photon en un courant à travers la notion de rendement quantique. L'évolution du courant récupéré par la photodiode dépend du nombre de photons reçus par unité de temps ϕ_p :

$I_{ph} = \eta \Phi_p + I_s$, I_s est le courant d'obscurité, qui correspond au flux de porteurs minoritaires qui arrivent par « accident » (diffusion) dans la zone de déplétion et sont propulsés par le champ électrique. Toutefois il est vraiment très faible (ordre du nA) donc on peut le négliger.

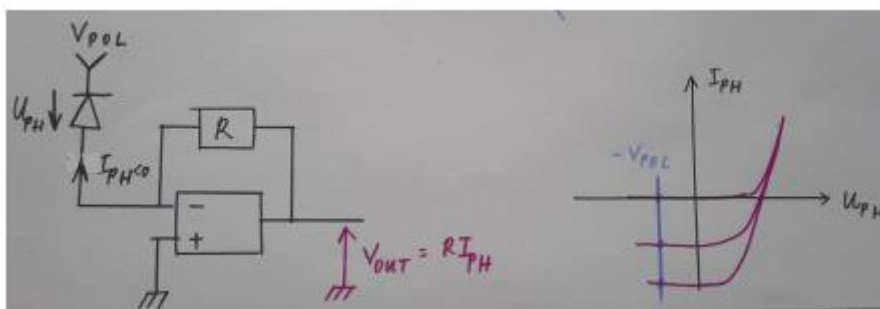
Le rendement quantique s'écrit : $\eta = \frac{\text{nombre d'électrons mis en conduction}}{\text{nombre de photons reçus}}$, on le mesure en traçant I_{ph} en fonction de P_{opt} .



On veut récupérer la tension image d'un photo-courant et polariser la diode en inverse. Une première idée est la suivante :



L'ennui c'est que la tension aux bornes de la photodiode dépend directement de I_{ph} donc on aura une droite de charge qui n'est pas verticale. On utilise donc le montage suivant appelé montage transimpédance qui permet d'obtenir $U_{ph} = -V_{pol}$ quel que soit le photo-courant qui circule dans la photodiode :



On choisit une résistance de mesure $R_m = 14,7 \text{ k}\Omega$ sur le montage transimpédance.

On commence par l'étalonnage de la DEL : on fait tourner le petit bouton de V_{pol} pour faire varier la tension de polarisation et donc le courant que l'on mesure avec un ampèremètre au niveau des bornes jaunes et on fait correspondre la puissance optique émise par la LED mesurée avec un puissance-mètre à photodiode (utiliser un drap noir). Ensuite on éclaire la photodiode avec la DEL et on récupère le photo-courant sur un multimètre (la photodiode doit être polarisée en inverse).

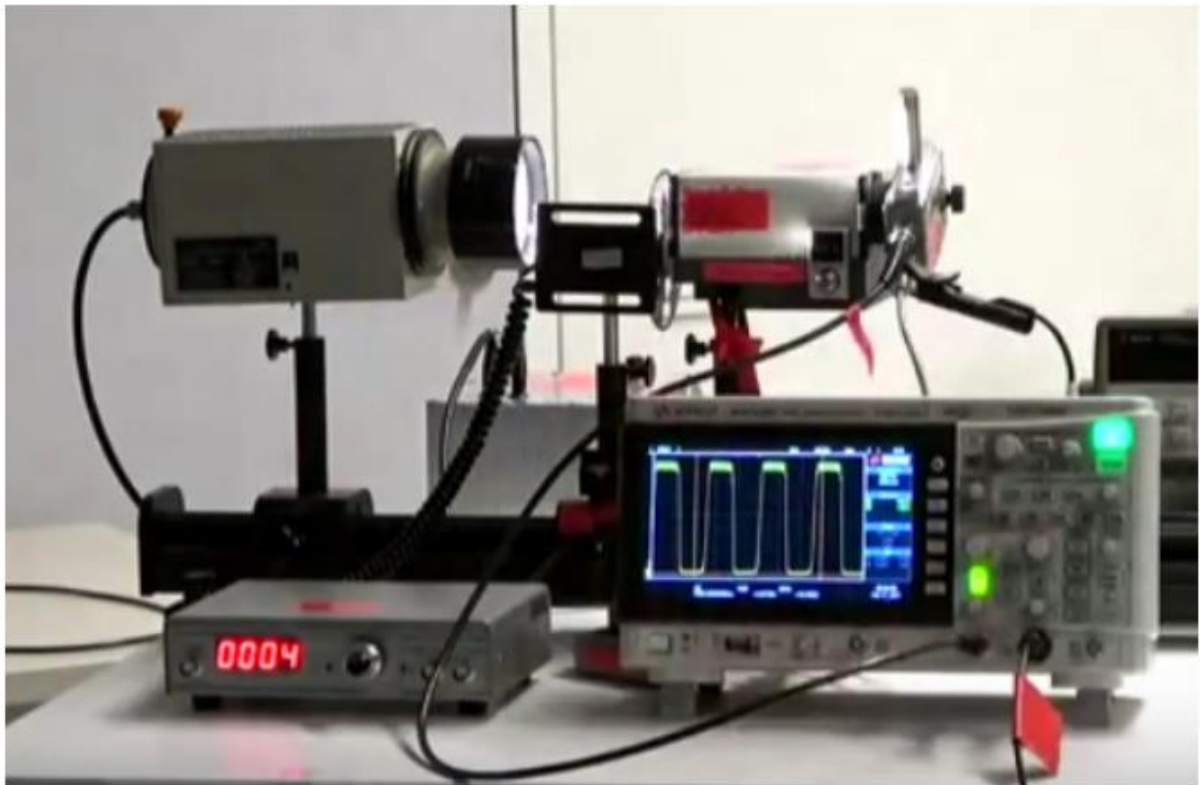
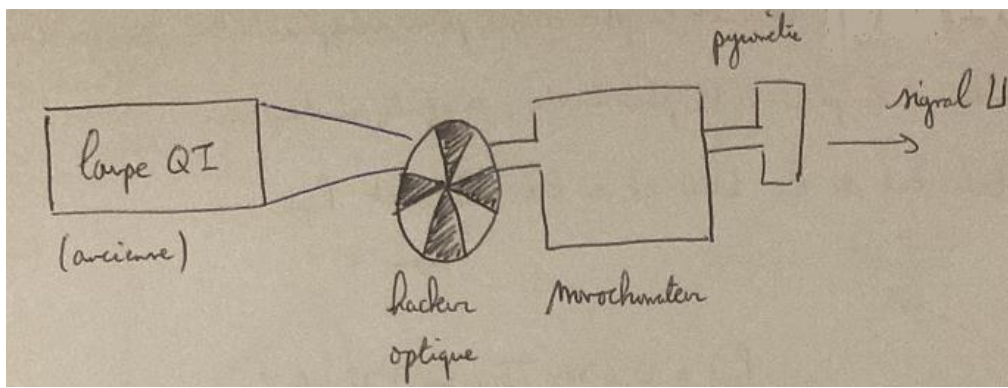
On a donc $I_{ph} = e\eta \frac{P_{opt}\lambda}{hc}$, on en déduit η

Maintenant on veut comparer ça avec le coefficient de réflexion : on utilise une diode laser car beaucoup plus intense et directive. On mesure la puissance incidente puis la puissance réfléchie et on récupère un coefficient de transmission qu'on peut interpréter avec le rendement quantique :

$$T = 1 - \frac{P_{ref}}{P_{inc}}$$

IV Réponse spectrale d'une photodiode

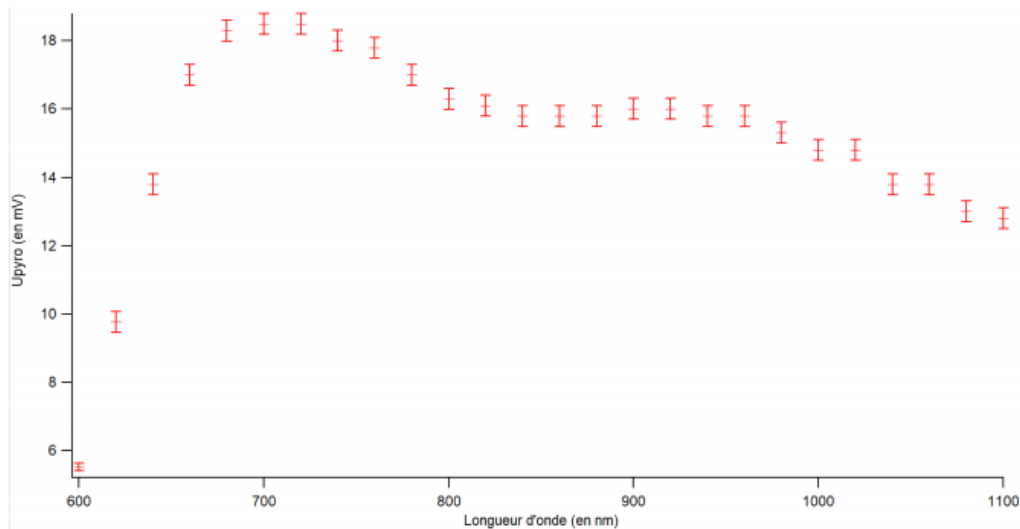
On peut aussi tracer la réponse spectrale de la photodiode et étudier sa sensibilité relative en fonction de la longueur d'onde d'entrée.



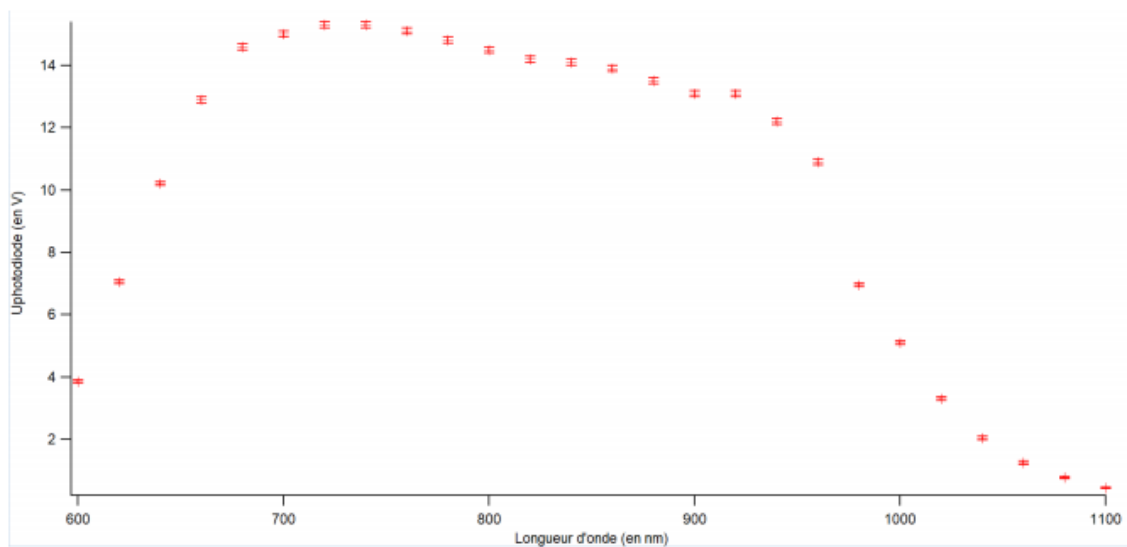
On place un hacheur optique après la lampe simplement parce que le pyromètre n'est sensible qu'à des variations de flux incident et il faut donc moduler la lumière en entrée ($f = 4 \text{ Hz}$ attention à ne pas

mettre un hachage trop rapide). Ensuite on utilise un monochromateur (le Jobin Yvon) qui permet de sélectionner en sortie une longueur d'onde déterminée dans un spectre large (avec ce monochromateur il faut multiplier par 2 la lecture de la longueur d'onde, vu qu'il est conçu pour utiliser l'ordre 2 de son réseau). Il est possible de placer des fentes en entrée et en sortie, mais cela réduit le signal sortant du pyromètre, qui est déjà faible de base. Enfin, on place le pyromètre en sortie du monochromateur en le vissant pas trop fort et pas complètement sinon la mesure ne peut simplement pas être faite.

Remarque : problème de masse : relier le monochromateur et la masse du détecteur par deux pinces crocodiles et un fil.



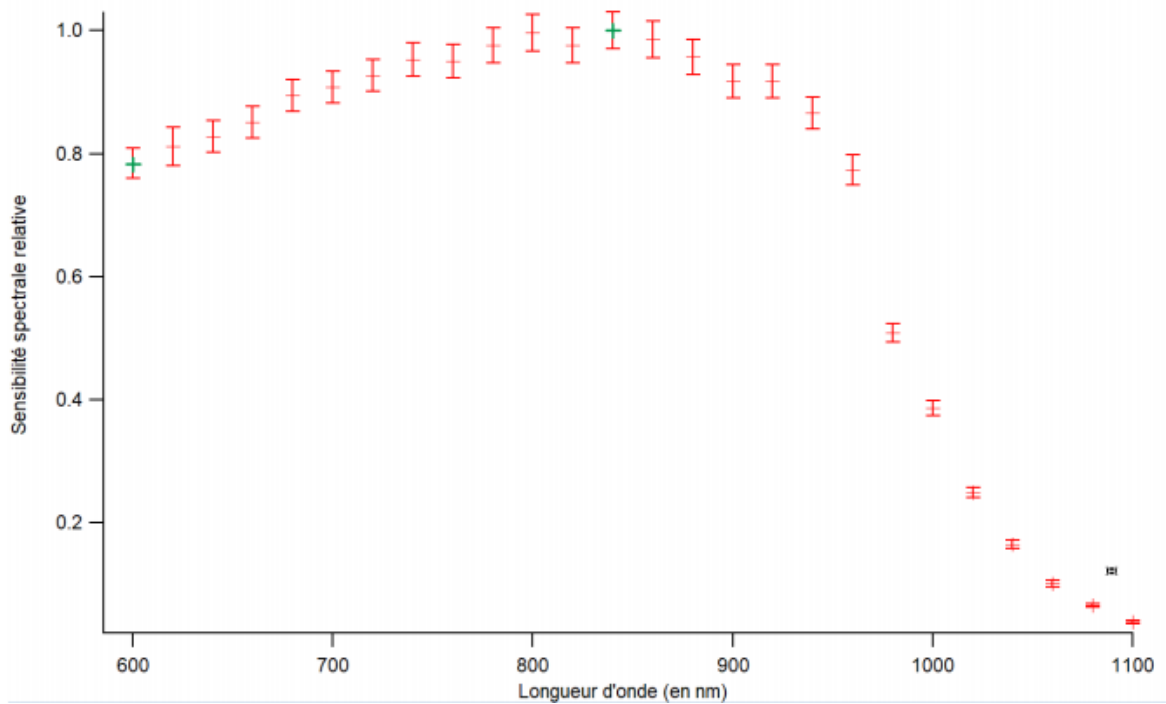
On réalise ensuite les mêmes mesures en remplaçant le pyromètre par la photodiode. Pour la photodiode, le hacheur optique n'est plus utile et on peut simplement mesurer l'amplitude de la tension continue que l'on récupère en sortie (on le garde quand même pour avoir les mêmes conditions). Il y a toujours le problème de la masse, donc les pinces crocodiles doivent rester en place.



Avec les deux mesures précédentes, on peut tracer la réponse spectrale de la photodiode et

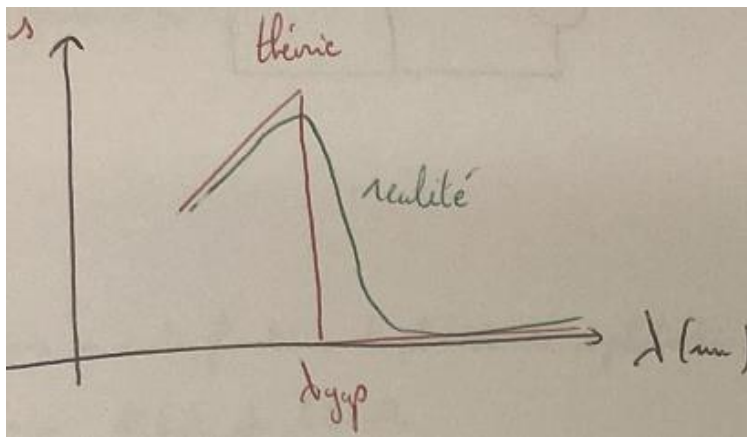
déterminer les paramètres importants. On trace la sensibilité relative : $s = \frac{\frac{U_{photo}}{U_{pyro}}}{\left(\frac{U_{photo}}{U_{pyro}}\right)_{max}}$

$$S(\lambda) = \frac{e\lambda\eta(\lambda)}{hc}$$



On en déduit le gap : $E_{gap} = \frac{hc}{\lambda_{gap}}$, λ_{gap} est la longueur d'onde pour laquelle la sensibilité est maximale.

Pour des semi-conducteurs, E_{gap} vaut environ 1 eV.



Conclusion

Dans ce montage nous avons étudié différents semi-conducteurs, comme le Ge, dopé et non dopé. Les semi-conducteurs ont de nombreuses applications notamment en électronique, typiquement pour la photodiode que nous avons étudiée.

Questions

- Temps de réponse d'un capteur de température ?
 - ➔ Dépend de sa taille, de sa capacité calorifique, de l'environnement dans lequel on le met...
- Ordres de grandeur densité d'électrons ?
 - ➔ Pour le cuivre $n = 10^{29} \text{ m}^{-3}$, pour les semi-conducteurs dopés n entre 10^{14} et 10^{18} cm^{-3}
- Utilité du montage transimpédance ?
 - ➔ Si on veut que la photodiode réponde vite c'est mieux d'utiliser ce montage transimpédance : le temps de réponse vaut (à peu près) la capacité de jonction fois la chute de tension dans la jonction. Par contre il faut mettre des grosses résistances donc la réponse est très lente. Quoiqu'il arrive d'ailleurs la photodiode répondra beaucoup moins vite que la DEL car on a une très grosse section, or la capacité de jonction est directement proportionnelle à la section, donc grosse capacité et gros temps de réponse
- Indice de réfraction du silicium ?
 - ➔ 3,5