

## CHAPITRE III

### PERFORMANCES ET CARACTERISATION DE MATRICES APS

1. Introduction
2. Etude sur le bruit de lecture d'un APS
3. Etude sur le rendement quantique
4. Etude du rapport signal à bruit sur un APS pour une technologie donnée en fonction du pas du pixel
5. Les matrices de test réalisées
6. Les moyens de mesures
7. Méthodes de mesures, résultats expérimentaux et comparaison des performances avec le CCD
8. Conclusion du chapitre II

## RESUME DU CHAPITRE III

*Ce chapitre est consacré à la description des matrices de test réalisées au cours de cette thèse et des mesures de leurs performances. En premier lieu, une évaluation théorique du bruit a été effectuée et montre que les valeurs des capacités de la diode de lecture et d'échantillonnage ont un rôle prépondérant. Dans la perspective de réduire le bruit, le dessin du pixel doit tenir compte du fait que le transistor dans le pixel chargé d'amplifier le signal se doit d'être le plus petit possible, ce qui n'est pas opposé aux contraintes topologiques du pixel.*

*Une performance clé, concernant le rendement quantique, a été abordé de manière théorique aussi bien pour le pixel photoMos que photodiode, avec les paramètres technologiques utilisé principalement dans nos matrices de test (Cmos0.7 $\mu$ m). Ces simulations ont montrées que le pixel photodiode possède un rendement quantique en moyenne plus important dans le domaine visible que le photoMos. Pour cette dernière structure, son rendement théorique, à taux de remplissage du pixel par le photosite égal à 100%, est proche de celui du CCD. De plus, cette simulation permet d'aborder tous les paramètres technologiques pouvant influencer sur le rendement quantique.*

*Une évaluation de la sensibilité et de la dynamique en fonction du pas du pixel et du type de photosite est réalisé dans ce chapitre. Il montre que le pixel photodiode possède des performances valables dans une plage de dimensions du pixel réduite entre 20 et 30 $\mu$ m en CMOS0,7. Le pixel photoMOS (PM), est lui mieux adapté à des applications faibles flux, bien que son fill-factor est inférieur à celui du pixel photodiode (PD). De plus, la sensibilité du pixel PM augmente lorsqu'on augmente la taille du pixel, ce qui n'est pas le cas dans le pixel PD.*

*Dans le cadre de cette thèse, nous avons réalisé 5 matrices APS possédant des pixels PD et PM, allant de 32x32 pixels à 256x256 pixels. Deux technologies CMOS ont été utilisées (1.2 $\mu$ m et 0.7 $\mu$ m). Toutes ces matrices se sont montrées opérationnelles.*

*Les performances des matrices PD se sont avérées peu élevées en termes de bruit de lecture et de DSNU. Dans le cas des matrices PM, toutes ces performances sont aussi bonnes que celles de CCD interlignes. Néanmoins, il reste des efforts à réaliser pour augmenter la dynamique et réduire le courant d'obscurité dans le but d'attendre le niveau des CCD scientifiques. De plus, l'APS bénéficie de l'accès aléatoire, d'une faible consommation et d'une mise en œuvre plus simple. Le domaine d'application des APS est celui qui concerne toutes les applications, sauf dans le domaine scientifique où le CCD répond mieux à la demande. Comme le marché des applications scientifique est assez restreint, cela donne aux matrices APS, au regard des performances décrites dans ce chapitre, un domaine d'application très vaste et à grand volume.*

## 1. INTRODUCTION

La partie conception des APS étant traitée dans le chapitre précédent, nous allons présenter ici quelques aspects théoriques relatifs aux performances fondamentales d'un capteur d'image : le bruit et le rendement quantique. Comme la réalisation des pixels APS en technologie CMOS est versatile au niveau du dessin, une évaluation des performances du pixel APS en fonction du pas et de la structure utilisée (photoMOS ou photodiode) sera abordée.

De plus, ce chapitre expose tous les résultats expérimentaux obtenus par nos véhicules de test. Les performances de ces capteurs seront comparées à celles du CCD. Pour quelques paramètres issus de nos mesures, quelques assertions théoriques seront effectuées afin d'accéder à une meilleure compréhension de ces résultats de mesures.

## 2. ETUDE SUR LE BRUIT DE LECTURE D'UN APS

Le bruit de lecture d'un quelconque imageur est une caractéristique très importante. C'est elle qui détermine la possibilité de capter de faibles flux lumineux. Nous avons vu que les CCD sont arrivés à des niveaux de bruit proches de la perfection (de 1 à 3 électrons de bruit). Ceci a été réalisé d'autant plus "facilement" que l'étage de sortie d'un CCD est très simple comparé à celui d'un APS (ce qui n'est pas le cas de la chaîne de lecture externe au CCD). Bien que d'autres bruits limitent les performances des capteurs comme des bruits Poissonniens (bruit du courant d'obscurité, bruit photonique) et des bruits fixes (FPN), nous ne nous intéressons ici qu'au bruit propre à la chaîne électronique de mesure. Nous verrons plus loin en détail les effets des autres sources de bruits.

Si  $\langle V_{rms} \rangle$  est l'écart type de la valeur de la tension en sortie du capteur, le bruit en électrons rms  $\langle Ne \rangle$  sur la diode de lecture s'exprime :

$$\langle Ne \rangle = \frac{\langle V_{rms} \rangle}{C_{vf}} \quad \text{Eq. 3.1-1a}$$

$$C_{vf} = \frac{q}{C_d}$$

CVF étant le facteur de conversion de la diode de lecture en  $\mu\text{V}/e^-$ . Plus CVF augmente, plus le bruit  $\langle Ne \rangle$  diminue. L'augmentation de CVF est possible quand on réduit la capacité  $C_d$

de la diode de lecture. Cependant, si CVF est trop important, on risque de limiter la dynamique du capteur.

Il faut donc à tout prix réduire la valeur de  $\langle V_{rms} \rangle$  à la sortie du capteur. Dans ce but, il a été recherché dans la référence [SPIE96], une première approche de l'expression théorique du bruit en tension sur le point  $V_{out}$  du circuit de lecture proposé dans la figure 5.2-1 du chapitre II, et qui est rappelée ici (Eq. 3.1-2a).

$$\langle V_{out}^2 \rangle = 2kT \left[ \underbrace{(1 + \beta_1) \frac{C_d + C_{g1}}{C_{eq1} \cdot C_{op}}}_{1^{er} \text{ terme}} + \underbrace{\left[ \frac{C_d + C_{g1}}{C_{eq1} \cdot C_{op}} \right]^2}_{2^{ieme} \text{ terme}} S_{vi(0)} (1 + \beta_1^2) \ln \left( 1 + \frac{\pi \bar{\omega}_{eq} \tau}{2} \right) + \underbrace{\frac{1}{C_{shs}}}_{3^{ieme} \text{ terme}} \right] \quad \text{Eq. 3.1-2a}$$

$kT/q$  : 25mV à T=300K

$C_d$  : Capacité de la diode flottante de lecture

$C_{shs}$  : Capacité d'échantillonnage du signal

$C_{g1}$  : Capacité de couplage de M2

Les expressions des autres termes sont :

$$C_{eq1} = \frac{C_d + (1 - A)C_{g1}}{A} \quad \text{Eq. 3.1-3a}$$

$$\bar{\omega}_{eq} = \frac{g_{mM2} \cdot C_{eq1}}{C_o (C_{g1} + C_d)}$$

$$C_o = C_{shs} + C_L$$

$$\beta_1 = \frac{g_{mM\_VLN}}{g_{mM2}}$$

$$S_{vi(0)} = \frac{K_n}{W_{m2} L_{m2}}$$

$$K_n = \frac{K_{Fn}}{\mu_n C_{ox}^2}$$

$$C_{op} = C_o + \frac{C_d C_{g1}}{C_d + C_{g1}}$$

$g_{mM2}$  : Transconductance de M2

$g_{mM\_VLN}$  : Transconductance de M\_VLN

$W_{m2}, L_{m2}$  : W et L de M2

$\tau$  : Temps d'échantillonnage

$K_{Fn}$  : Coefficient du bruit de scintillation

A : Gain du suiveur M2 - M\_VLN

$C_L$  : Capacité parasite du bus analogique colonne.

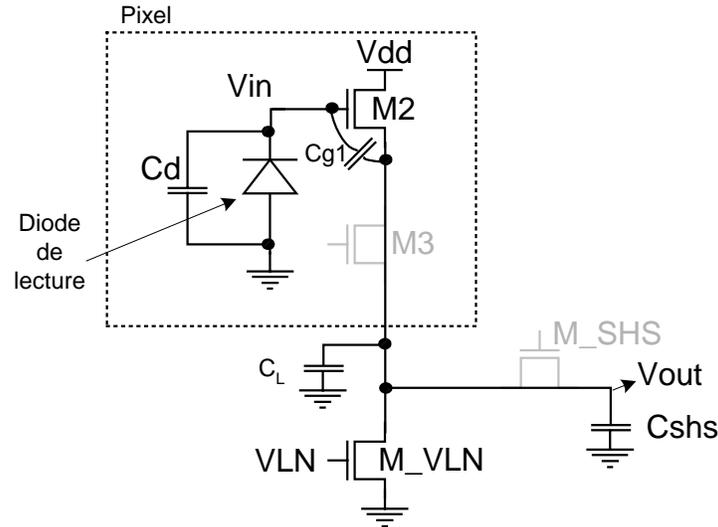


Figure 3.1-1a, Circuit pris en compte pour une évaluation théorique du bruit

Le premier terme de l'équation (Eq. 3.1-2a) représente le bruit blanc, le second le bruit de scintillation du suiveur M2-MVLN, le troisième le bruit KTC introduit par la capacité d'échantillonnage  $C_{shs}$ . On notera que ni la contribution de M3 (transistor de sélection), ni la contribution de M\_SHS ne sont prises en compte puisque ces transistors sont considérés comme passants.

L'expression (Eq. 3.1-2a) est complexe, mais il est intéressant, pour réduire le 3<sup>ième</sup> terme d'augmenter  $C_{shs}$  le plus possible, en tenant compte qu'une valeur trop forte risque de ralentir la lecture (diminution de la bande passante). C'est un compromis à trouver.

Pour effectuer l'application numérique, nous avons utilisé tous les éléments (W,L, valeurs de C...) issus d'un de nos circuits de test, issu de la matrice 128x128 en CMOS0,7. Si  $\tau=10^{-6}$  s, on trouve que les trois termes sont tous du même ordre de grandeur (1<sup>er</sup> terme =  $1.1 \cdot 10^{-12}$ , 2<sup>ième</sup> terme =  $1.6 \cdot 10^{-12}$  et le 3<sup>ième</sup> égal à  $1 \cdot 10^{-12}$  V<sup>2</sup>), et aboutissent à une valeur de bruit sur le nœud Vout de 180 $\mu$ V rms. Le terme dominant ici, reste le bruit de scintillation.

De plus la capacité de réaction ( $C_{g1}$  et  $C_d$ ) réduit l'impédance de sortie du suiveur, donc augmente le bruit par rapport à une situation, où l'entrée du suiveur Vin serait pilotée par une tension pure. La valeur de  $\alpha$  donne le coefficient d'augmentation du bruit de lecture par rapport à une entrée purement pilotée par une tension.

$$\alpha = \frac{A \left( 1 + \frac{C_{g1}}{C_d} \right)}{1 + (1 - A) \frac{C_{g1}}{C_d}} \quad \text{Eq. 3.1-4a}$$

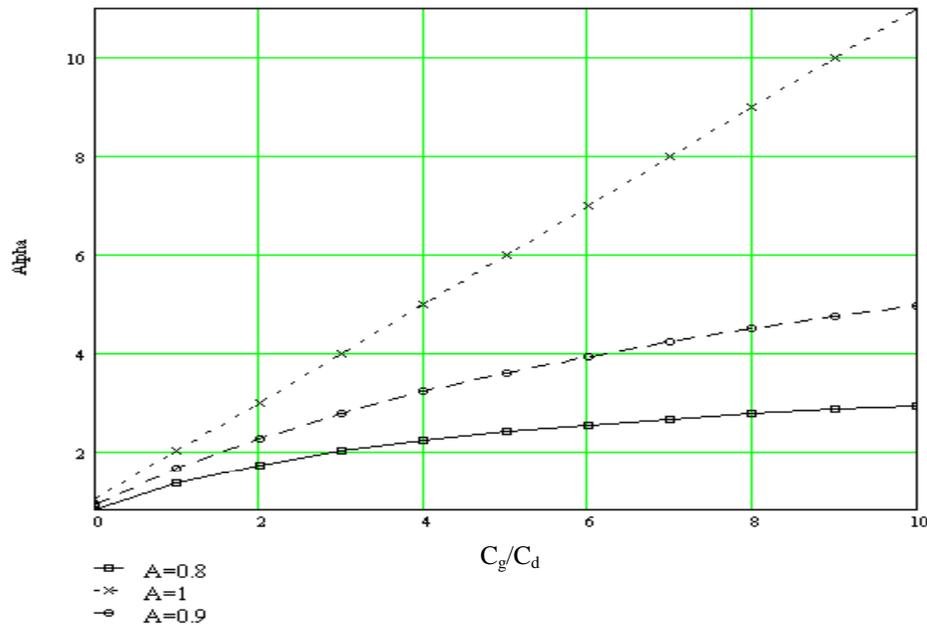


Figure 3.1-2a Variation du paramètre alpha en fonction du rapport  $C_{g1}/C_d$

La Figure 3.1-2a montre que pour obtenir un bruit faible ( $A < 2$ ) la valeur de  $C_d$  doit être la plus importante devant  $C_{g1}$ . Ceci n'est pas naturel dans la conception de pixels photoMOS où on a tendance à réduire le plus possible  $C_d$  pour avoir le meilleur fill-factor possible et un facteur de conversion important.

L'équation (Eq. 3.1-2a) indique aussi que si la taille de M2 est augmentée, donc aussi  $C_{g1}$ , plus le bruit blanc augmente (1<sup>er</sup> terme), plus le bruit en  $1/f$  diminue (2<sup>ème</sup> terme) car  $S_{vi}(0)$  diminue (proportionnel à l'inverse du produit  $W_{m1} * L_{m1}$ ). En fait pour une technologie donnée, il y a un point optimal à trouver : ce point optimal se trouve pour un transistor M2 dessiné avec les règles minimales de la technologie [SPIE96], ce qui n'est pas opposé aux contraintes exposées dans le chapitre II §5.3.

Enfin, un faible bruit ne sera atteint que dans le cas d'une structure photoMOS avec une chaîne de lecture appropriée puisque cette structure permet le CDS, éliminant le bruit KTC de la diode de lecture. Dans le cas de la photodiode, l'expression (Eq. 3.1-2a) doit être majorée par le bruit KTC de la diode de lecture.

D'autres investigations, tenant compte de l'aspect transistor du système et de la présence des transistors M3 et M\_SHS doivent être entreprises. D'autres membres de l'équipe CIMI se sont attelés à cette tâche.

### 3. ETUDE SUR LE RENDEMENT QUANTIQUE

La sensibilité d'un détecteur est conditionnée par son rendement quantique. Dans le cas d'un pixel APS, il est important que le photosite (photoMOS ou photodiode) occupe le plus de place possible dans le pixel par rapport aux composants actifs du pixel. Il faut donc minimiser la surface occupée par la diode de lecture, les transistors actifs et passifs dans le pixel, ainsi que par les lignes métalliques qui amènent les signaux de commande et d'alimentation (c'est-à-dire, Reset, PG,  $V_{TX}$  et  $V_{DD}$ ). L'optimisation du dessin du pixel est donc essentielle lors de la conception de l'imageur pour obtenir un fill-factor le plus élevé et donc un rendement quantique final le plus important possible.

#### 3.1 Cas du photoMOS

Il est difficile de réaliser un modèle qui soit parfaitement représentatif de la réalité, compte tenu du fait que nous n'avons pas accès de manière exhaustive à toutes les informations sur la technologie utilisée (ici CMOS0.7 Alcatel Mietec). Cependant, les principaux mécanismes peuvent être traités afin de mieux comprendre les paramètres qui peuvent améliorer ultérieurement le rendement quantique dépendant de la longueur d'onde [CIMI-1].

Une coupe de la structure photoMOS (jonction à effet de champ) dans le pixel s'apparente à la Figure 3.1-1.

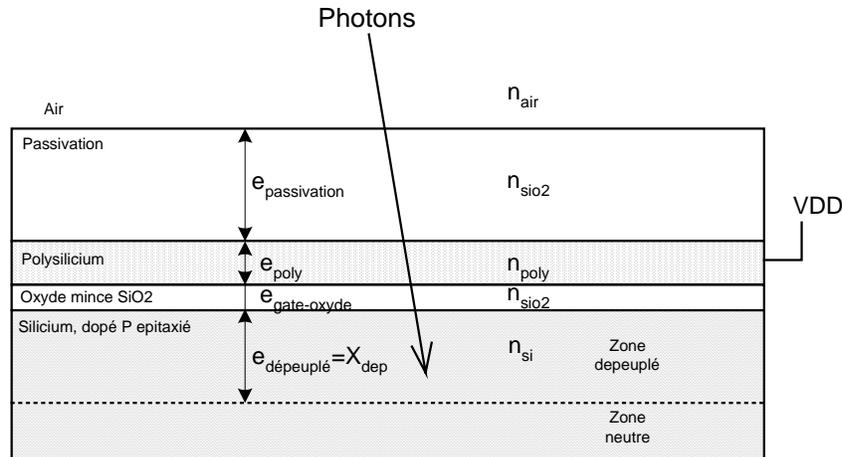


Figure 3.1-1 Coupe du photosite d'un pixel photoMOS

Le but est d'étudier l'absorption de la lumière à travers ces couches et l'absorption des photons dans la zone dépeuplée sous la grille de polysilicium. C'est ce dernier mécanisme qui détermine le nombre de photons réellement converti en signal utile, donc le rendement quantique.

Chaque couche s'apparente à un filtre optique possédant une épaisseur de couches minces (dites minces car l'épaisseur est comparable à la longueur d'onde de la lumière), notée ici

$\epsilon_{poly}$ ,  $\epsilon_{passivation}$ , etc...

Les interfaces entre chaque couche constituent un lieu où une partie de la lumière est transmise et l'autre partie est réfléchi. Cette propriété est déterminée par les indices de réfraction  $n(\lambda)$  de chaque milieu où :

$$n(\lambda) = n_r(\lambda) - i.n_i(\lambda) \quad \text{Eq. 3.1-1}$$

$\lambda$  étant la longueur d'onde, le terme  $n_r(\lambda)$  est la partie réelle de l'indice (déterminant, entre autre, l'angle de réflexion totale) et  $n_i(\lambda)$  étant sa partie imaginaire, déterminant l'absorption de la lumière dans le milieu.

Pour chaque interface on définit le coefficient de réflexion  $r(\lambda)$  et de transmission  $t(\lambda)$  du milieu 1 vers 2 comme :

$$r_{1 \rightarrow 2}(\lambda) = \frac{2n_1(\lambda)}{n_1(\lambda) + n_2(\lambda)} \quad \text{Eq. 3.1-2}$$

$$t_{1 \rightarrow 2}(\lambda) = \frac{n_1(\lambda) - n_2(\lambda)}{n_1(\lambda) + n_2(\lambda)}$$

Nous avons ici, connaissant les indices de chaque milieu, à déterminer les 4 équations de transmission et de réflexion. Les indices de l'air, du silicium et du  $\text{SiO}_2$  étant bien connus, il a été moins évident de trouver celui du polysilicium. D'autant plus que ce dernier dépend fortement du dopage du polysilicium (celui ci étant dopé pour assurer une résistance d'accès par carrée la plus faible possible).

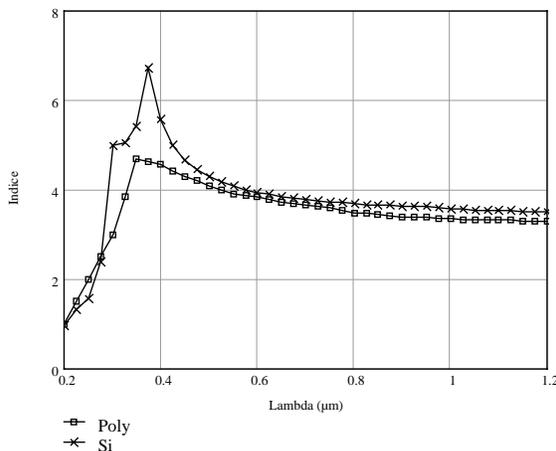


Figure 3.1-2 Partie réelle des indices du silicium et du polysilicium

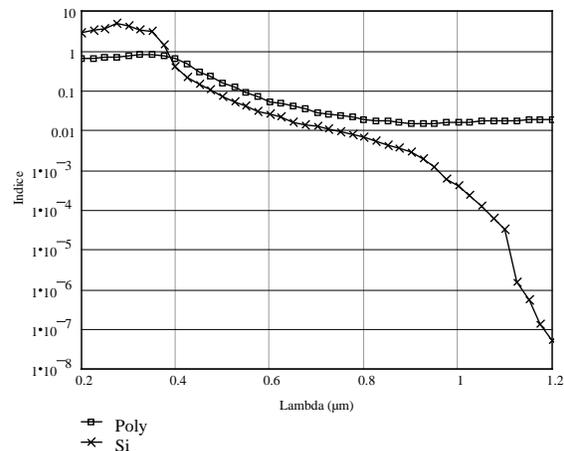


Figure 3.1-3 Partie imaginaire des indices du silicium et du polysilicium

La courbe (Figure 3.1-3) montrant la partie imaginaire, celle qui concerne l'absorption, nous informe que le polysilicium (dopé à  $10^{20}$  au phosphore) est un peu moins absorbant dans le bleu que le silicium, par contre dans l'infrarouge l'absorption du polysilicium est bien plus importante que le silicium intrinsèque [SSMSC][JAP84][JAP81]. Plus le dopage du

polysilicium est fort, plus cette tendance est accentuée. Enfin, dans le cas des polysilicium salicidés (c'est à dire ayant subi une implantation métallique comme du  $\text{Si}_2\text{Ti CoSi}_2$ , pour une résistance d'accès plus faible) et utilisé dans des technologies fines ( $<0,7\mu\text{m}$ ), cette transmission est trop basse ( $<10\%$ ) dans tout le spectre pour être compatible avec la conception de pixels photoMOS. Ce cas de figure est discuté dans le chapitre IV, §3.

Nous devons maintenant calculer les 4 matrices de propagation pour chaque milieu (ici dans un milieu 2 et avec l'interface du milieu 1 vers le milieu 2) telle que :

$$M_2(\lambda) = \begin{pmatrix} e^{\frac{i.2\pi.n_2(\lambda).e_2}{\lambda}} & r_{1\rightarrow 2}(\lambda).e^{\frac{-i.2\pi.n_2(\lambda).e_2}{\lambda}} \\ r_{1\rightarrow 2}(\lambda).e^{\frac{i.2\pi.n_2(\lambda).e_2}{\lambda}} & e^{\frac{-i.2\pi.n_2(\lambda).e_2}{\lambda}} \end{pmatrix} \quad \text{Eq. 3.1-3}$$

$e_2$  étant l'épaisseur du milieu considéré.

$n_1$  et  $n_2$ , les indices complexes respectifs des milieux 1 et 2.

La matrice de propagation de l'ensemble de la structure est alors :

$$M_{total}(\lambda) = \frac{M_{passivation}(\lambda).M_{polysilicium}(\lambda).M_{oxyde\_mince}(\lambda).M_{Si}(\lambda)}{t_{air\rightarrow passivation}(\lambda).t_{passivation\rightarrow polysilicium}(\lambda).t_{polysilicium\rightarrow SiO_2}(\lambda).t_{SiO_2\rightarrow Si}(\lambda)} \quad \text{Eq. 3.1-4}$$

La transmission de l'ensemble est alors, avec la fonction  $\text{Re}(x)$ , étant la partie réelle de  $x$  :

$$T_{total}(\lambda) = \left| \frac{1}{M_{total}(\lambda)_{0,0}} \right|^2 \cdot \frac{\text{Re}(n_{si}(\lambda))}{n_{air}} \quad \text{Eq. 3.1-5}$$

Il faut tenir compte du fait que les épaisseurs de polysilicium et d'oxyde mince annoncée par le fondeur ne sont pas des valeurs exactes dans le sens où on observe pendant la fabrication des variations d'épaisseurs le long du wafer (par exemple, l'épaisseur d'oxyde mince est donnée par  $T_{ox} \pm \epsilon$ ). Or nous nous sommes rendus compte avec ce modèle que cette transmission totale est très dépendante de l'épaisseur de polysilicium.

La documentation du fondeur n'est pas explicite sur la façon dont est distribué la fourchette d'épaisseur de poly  $\delta e_{poly}$  par rapport à la valeur nominale de  $e_{poly}$ . En effet, si la distribution de  $e_{poly}$  le long du wafer obéit à une loi de distribution gaussienne, alors que représente le  $\delta e_{poly}$  ? Une largeur à mi-hauteur de la distribution gaussienne ou le pied de la gaussienne ? Nous n'avons pas eu la réponse du fondeur pour nous fournir un

histogramme des épaisseurs. Ceci dit, on peut néanmoins, à titre d'exemple, dire que le nombre de grilles à  $e_{\text{poly}} + \delta e_{\text{poly}}$  représente 10% de la population et de manière identique pour  $e_{\text{poly}} - \delta e_{\text{poly}}$ . Pour des raisons de confidentialité industrielle, nous ne pouvons donner ici les épaisseurs des couches et leurs variations.

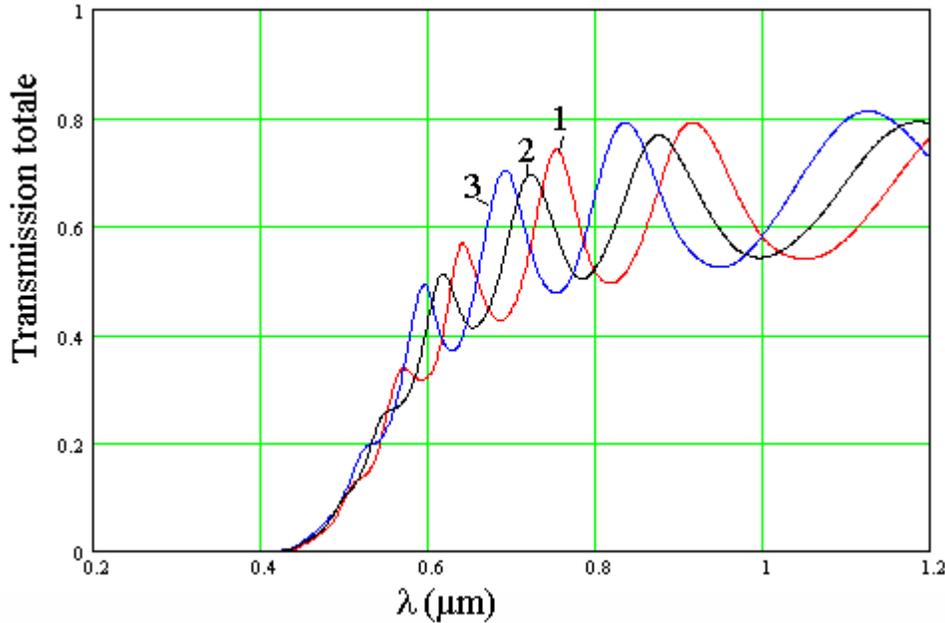


Figure 3.1-4 Transmission optique du polysilicium pour 3 épaisseurs différentes de poly.

Le graphique de la Figure 3.1-4 montre les effets de variation d'épaisseur de polysilicium et celui des couches minces : une ondulation de la transmission en fonction de  $\lambda$ . La courbe 3 ( $T_{\text{min}}(\lambda)$ ) illustre une variation d'épaisseur de polysilicium par rapport à l'épaisseur nominale égale à -6% et la courbe 1 ( $T_{\text{max}}(\lambda)$ ) à +6%. La courbe 2 est obtenue en calculant la transmission pondérée  $T(\lambda)$  telle que par exemple :

$$T(\lambda) = 0,1.T_{\text{min}}(\lambda) + 0,1.T_{\text{nominale}}(\lambda) + 0,8.T_{\text{max}}(\lambda), \quad \text{Eq. 3.1-6}$$

$T_{\text{nominale}}(\lambda)$  étant la transmission pour l'épaisseur nominale de polysilicium..

Hormis, les écarts des « sommets » et des « creux » dans la transmission optique, un phénomène important apparaît, la transmission dans le bleu et l'ultraviolet est quasi nulle, les photons de courte longueur d'onde ( $< 0,4 \mu\text{m}$ ) sont tous absorbés par la grille de polysilicium.

L'effet de l'absorption des photons par ce système de couches est établi, nous devons calculer le rendement quantique pour les charges déposées dans la zone dépeuplée  $X_{\text{dep}}$ , cette

profondeur dépend de la tension sur la grille PG. Considérons le cas d'une structure MOS idéale. La profondeur de la zone dépeuplée est égale à :

$$X_{dep} = \frac{\epsilon_{si}}{C_{ox}} \cdot \left[ \sqrt{1 + \frac{2 \cdot V_{PG} \cdot C_{ox}^2}{q \cdot \epsilon_{si} \cdot N_A}} - 1 \right]^2 \quad \text{Eq. 3.1-7}$$

$\epsilon_{si}$  : permittivité du silicium ( $=10,7 \cdot 10^{-13}$  F/cm),

$C_{ox}$  : capacité par unité de surface de la couche d'oxyde mince ( $= \epsilon_{ox}/t_{ox}$ ),

$V_{PG}$  : tension appliquée sur la grille (V),

$N_A$  : dopage du substrat (atomes/cm<sup>3</sup>).

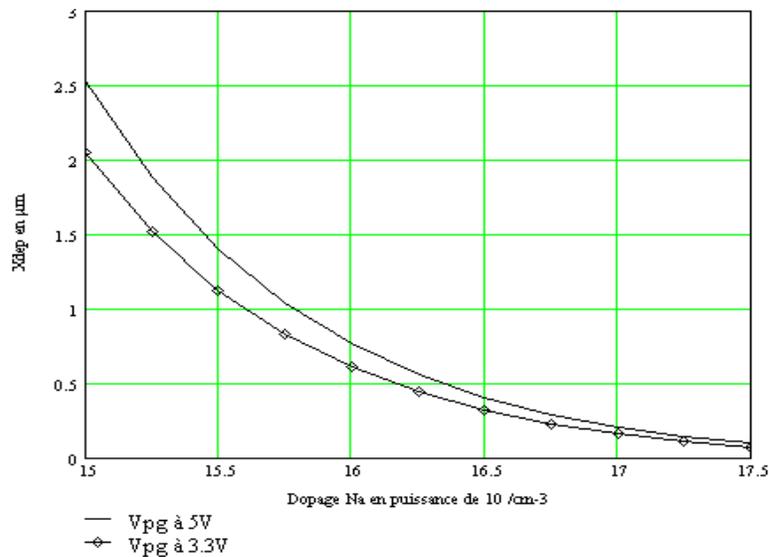
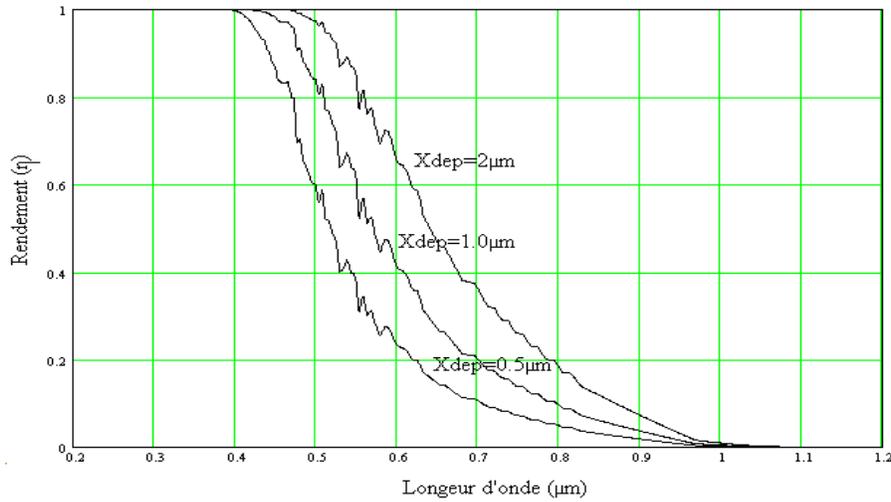


Figure 3.1-5 Profondeur de la zone dépeuplée  $X_{dep}$  en fonction du dopage et de la tension de grille

Pour une tension de 5V et un dopage homogène de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , la profondeur de la zone dépeuplée est typiquement de  $0.4 \mu\text{m}$ . En raison du champ électrique qui règne dans la zone dépeuplée, on peut considérer que tous les électrons libres qui sont générés dans cette zone par effet photoélectrique sont effectivement capturés (les trous disparaissent dans le substrat). Le rendement quantique dans cette zone est, si  $\text{Im}(x)$  est la fonction qui renvoie la partie imaginaire du nombre complexe  $x$  :

$$\alpha(\lambda) = \frac{4\pi \cdot \text{Im}(n_{si}(\lambda))}{\lambda} \quad \text{Eq. 3.1-8}$$

$$\eta_{dep}(\lambda) = 1 - e^{-\alpha(\lambda) X_{dep}}$$



**Figure 3.1-6 Rendement quantique de la zone dépeuplée en fonction de la profondeur de la jonction à effet de champ  $X_{dep}$**

La courbe (Figure 3.1-6) montre que tous les photons bleus sont absorbés près de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> et que l'absorption des photons de longueur d'onde plus élevée se réalise plus en profondeur et dépend fortement de la valeur de  $X_{dep}$ .

Dans la zone quasi-neutre le champ électrique est négligeable. Par conséquent, il n'y a pas de force électrostatique dans cette zone qui aide à diriger les charges photoniques vers la surface du photoMOS. Néanmoins, grâce au gradient ( $dn/dx$ ) de la concentration des charges photoniques dans cette zone, un courant de diffusion existe et, par conséquent, certaines de ces charges arrivent à traverser la région quasi neutre jusqu'à la zone dépeuplée, pour ainsi contribuer au rendement quantique.

L'expression du rendement quantique dans la zone « neutre » est plus complexe et s'exprime [JESPERS]:

$$\eta_n(\lambda) = \frac{\alpha(\lambda) Ln^2}{\alpha(\lambda)^2 Ln^2 - 1} \left[ \alpha(\lambda) \cdot e^{-\alpha(\lambda) X_{dep}} + \frac{e^{-\alpha(\lambda) L} - e^{-\alpha(\lambda) X_{dep}} \cdot \text{ch}\left(\frac{L - X_{dep}}{Ln}\right)}{Ln \cdot \text{sh}\left(\frac{L - X_{dep}}{Ln}\right)} \right] \quad \text{Eq. 3.1-9}$$

$$Ln = \sqrt{\tau_n \cdot \mu_n \cdot \frac{k \cdot T}{q}}$$

$kT/q$  : 26mV à 300K

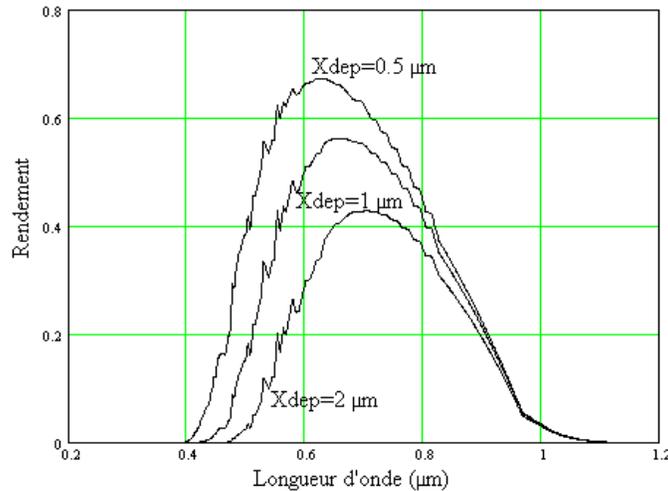
$\mu_n$  : Mobilité des porteurs dans la zone p ( $m^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$ )

$\tau_n$  : Durée de vie des électrons (s)

$Ln$  : longueur de diffusion des électrons dans le silicium dopé p ( $\mu m$ )

$L$  : profondeur du substrat épitaxié ( $\mu m$ )

Plus  $L$  (épaisseur de substrat epitaxié) est importante et plus le rendement quantique dans l'infrarouge est élevé.



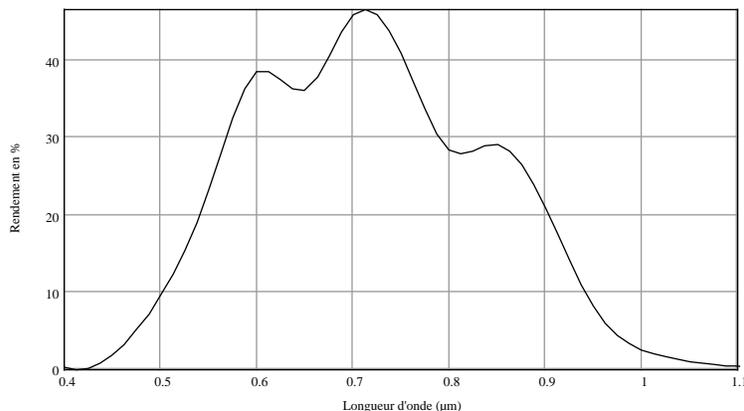
**Figure 3.1-7 Rendement quantique de la zone quasi-neutre en fonction de la profondeur de la jonction à effet de champ  $X_{dep}$**

Il est bien clair que plus  $X_{dep}$  est important et plus le rendement quantique de la zone neutre est faible puisque son volume diminue. La coupure naturelle du silicium à  $1.1\mu\text{m}$  est bien visible. Les photons infrarouges pénètrent profondément dans le silicium traduisant une probabilité plus faible d'interagir avec ce milieu. Même s'ils créent un photoélectron, ce dernier a moins de chances d'être capté par le champ électrique de la grille, puisqu'il a plus de probabilité d'avoir été créé dans la zone quasi-neutre, ce qui explique la baisse du rendement au-delà de  $0.8\mu\text{m}$ .

Le rendement quantique de la structure MOS est finalement :

$$\eta(\lambda) = T_{total}(\lambda) \cdot (\eta_{dep}(\lambda) + \eta_n(\lambda)) \quad \text{Eq. 3.1-10}$$

La courbe (Figure 3.1-8) montre le rendement d'une structure photoMOS simulée avec tous les paramètres physiques et géométriques de la technologie Alcatel-Mietec CMOS  $0.7\mu\text{m}$ . La courbe a été lissée en vertu des variations d'épaisseurs des diverses couches sur toute la surface de la puce. La moyenne du rendement sur la bande  $0.4-1.1\mu\text{m}$  est de 23%:



**Figure 3.1-8 Estimation du rendement quantique de la structure photoMOS**

De manière similaire aux CCD éclairés par l'avant (*front side*), le maximum est atteint dans le rouge à  $0.7\mu\text{m}$  (plus de 40%). Ce qui prouve que les technologies CMOS faiblement sub-microniques ( $0.7\mu\text{m}$ ) sont capables de fournir des rendements quantiques honorables, nos mesures vont confirmer cette simulation. Nous verrons plus loin que dans le cas des technologies profondément sub-microniques ( $<0.5\mu\text{m}$ ), le rendement risque de se dégrader à cause de la métallisation (salicidation) du polysilicium (ceci sera développé dans le chapitre IV).

En comparaison avec un CCD, la zone épitaxiée est plus importante et la zone dépeuplée  $X_{\text{dep}}$  est a priori plus profonde car les tensions de polarisation sont plus élevées. Néanmoins, les modèles de rendement quantique de CCD à canal enterré (les plus utilisés) sont différents de ceux qui ont été exposés ici, et des comparaisons trop expéditives sur certains paramètres ( $X_{\text{dep}}$  et  $L_n$ ) peuvent aboutir à des conclusions inexactes.

La plus grande perte de rendement dans le domaine visible est due au fait que la lumière doit traverser la couche de polysilicium ; ce défaut a été corrigé dans les CCD, en éclairant le CCD par l'arrière. Ceci est rendu possible après un amincissement (*thinning*) du substrat à une « membrane » de  $10\mu\text{m}$  d'épaisseur (voir chapitre I, §3.3.2) et/ou des techniques de dépôts de couches fluorescentes aux UV (UV coating), des rendements proches de 100% sont obtenus de  $0.4\mu\text{m}$  à  $0.7\mu\text{m}$ . Rien n'empêche d'appliquer ces procédés sur les APS, mais les attaques chimiques nécessaires à l'amincissement sont fatales à de nombreux capteurs (qui initialement fonctionnaient très bien). Ces faits mènent à un rendement de fabrication très faible et donc à un composant ayant un coût trop important.

Dans le domaine rouge et infrarouge, le rendement est fixé par la profondeur de l'épitaxie du substrat et de  $X_{\text{dep}}$  (valeur de la tension de grille). A priori, cette sensibilité dans ce domaine du spectre tourne à l'avantage du SCCD.

Enfin, si la notion de « *fill-factor* » géométrique ( $ff_{\text{géo}}$ ) est prise en compte, le rendement quantique physique devient un rendement effectif à la sortie du capteur qui vaut en première approximation :

$$\eta_{eff}(\lambda) = ff_{géo} \cdot \eta(\lambda) \quad \text{Eq. 3.1-11}$$

Cependant, nous verrons plus loin dans ce chapitre (7.12 Rendement quantique (QE)) que l'application de cette formule ne doit pas toujours se contenter de cette valeur de  $ff_{géo}$ . Cette donnée, égale au taux de remplissage géométrique du pixel par le photosite, sous-estime fortement certains effets de collections de charges sur sa périphérie, et surestime en général le rendement quantique physique  $\eta_{eff}(\lambda)$ .

### 3.2 Cas de la photodiode

La structure photodiode est différente de la structure photoMOS, les photons n'ont pas de grilles en polysilicium à traverser, elle est schématisée sur la coupe suivante (Figure 3.2-1).

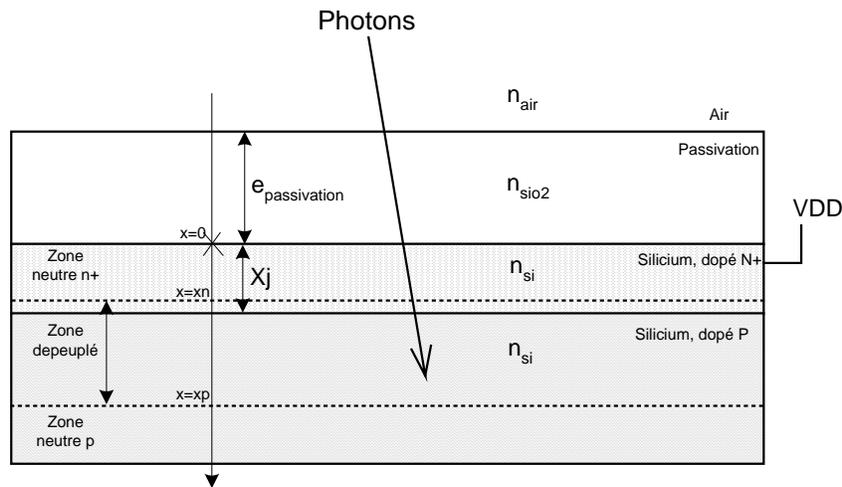


Figure 3.2-1 Coupe d'une structure avec un photosite de type photodiode.

Concernant la transmission optique de l'ensemble, elle se simplifie à la couche de passivation et aux interfaces air-SiO<sub>2</sub> et SiO<sub>2</sub>-Si. En appliquant les mêmes méthodes de calcul développées dans le paragraphe précédent, on aboutit à la courbe de la Figure 3.2-2. Cette dernière montre la disparition des sommets et des creux dans la transmission optique, il n'y a pas de polysilicium ni de couche mince d'oxyde comme pour le photoMOS.

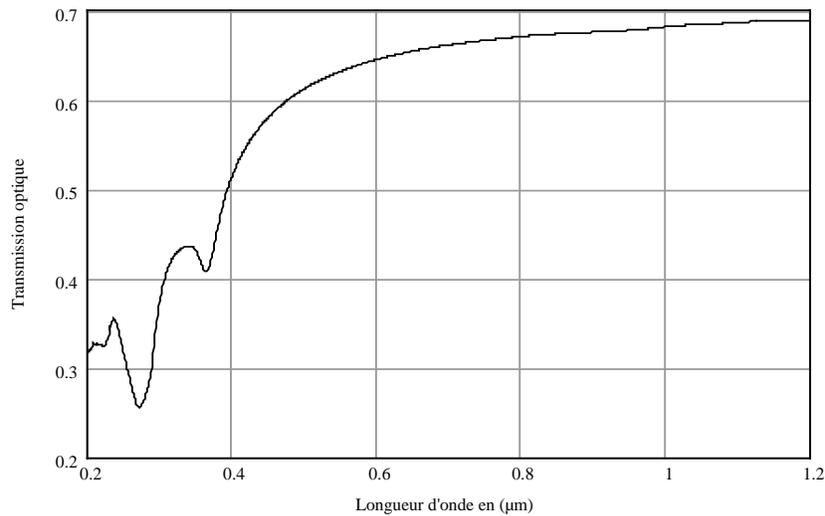


Figure 3.2-2 Transmission optique à la surface du silicium.

Une fois que les photons ont traversé ces couches, ils ont la possibilité d'interagir avec 3 zones : une zone quasi neutre  $n^+$ , une zone dépeuplée à l'interface de la jonction métallurgique N/P, et une zone quasi neutre P.

Si, comme dans le cas précédent, on fixe l'origine d'un axe vertical ( $x$ ) au niveau de l'interface  $\text{SiO}_2\text{-Si}$ , la coordonnée  $X_j$  détermine la profondeur de la jonction PN,  $X_n$  est la coordonnée où débute la charge d'espace coté région N et  $X_p$  la coordonnée coté région P. Ces coordonnées sont données par les expressions suivantes (classiques pour des diodes) [MATH]:

$$\psi_b = \frac{kT}{q} \ln \left[ \frac{n_i^2}{N_A \cdot N_D} \right] \quad \text{Eq. 3.2-1}$$

$$X_n = X_j - \sqrt{\frac{2\epsilon_{si} N_A (V + \psi_b)}{q \cdot N_D (N_A + N_D)}}$$

$$X_p = X_j + \sqrt{\frac{2\epsilon_{si} N_D (V + \psi_b)}{q \cdot N_A (N_A + N_D)}}$$

$N_A$	: Dopage de la zone N	$n_i$	: Densité intrinsèque des porteurs
$N_D$	: Dopage de la zone P	$\epsilon_{si}$	: Permittivité du silicium
$V$	: Tension de polarisation de la jonction	$X_j$	: Profondeur de jonction.

La zone dépeuplée s'étend d'avantage du côté le moins dopé (coté P). Typiquement le côté P est dopé à  $10^{16}$  et le côté N à  $10^{20}$  atomes/cm<sup>3</sup>.

Le rendement dans la zone dépeuplée pour  $X$  variant de  $X_n$  à  $X_p$  vaut [JESPERS]:

$$\eta_{dep}(\lambda) = e^{-\alpha(\lambda)X_n} - e^{-\alpha(\lambda)X_p} \quad \text{Eq. 3.2-2}$$

Le coefficient  $\alpha(\lambda)$  est le coefficient d'absorption du silicium en  $\text{cm}^{-1}$

Dans la partie quasi neutre de la zone n+, le rendement est de la forme :

$$\eta_{n^+}(\lambda) = \frac{\alpha(\lambda)Lp^2}{1 - \alpha(\lambda)^2 Lp^2} \left[ \alpha(\lambda) \cdot e^{-\alpha(\lambda)Xn} - \frac{Lp \cdot Dp \cdot \alpha(\lambda) - e^{-\alpha(\lambda)Xn} \cdot Dp \cdot \text{sh}\left(\frac{Xn}{Lp}\right)}{Lp \cdot Dp \cdot \text{ch}\left(\frac{Xn}{Lp}\right)} \right] \quad \text{Eq. 3.2-3}$$

$$Dp = \mu_p \cdot \frac{k \cdot T}{q}$$

$$Lp = \sqrt{\tau_p \cdot Dp}$$

$kT/q$  : 0.026V

$\mu_p$  : Mobilité des trous dans la zone n en  $\text{cm}^2/\text{v/s}$

$\tau_p$  : Temps de vie des trous (s)

$Lp$  : est la longueur de diffusion des trous dans le silicium dopé n+

Dans la zone neutre coté P, l'expression du rendement  $\eta_p(\lambda)$  est identique à celle développée dans le paragraphe précédent (§3.1), sauf que  $X_{dep}$  est remplacé par  $X_p$ .

Le rendement total est alors :

$$\eta(\lambda) = T_{total}(\lambda) \cdot (\eta_{dep}(\lambda) + \eta_{n^+}(\lambda) + \eta_p(\lambda)) \quad \text{Eq. 3.2-4}$$

En remplaçant tous les paramètres, par les paramètres issus de la technologie (ici CMOS 0,7 $\mu\text{m}$ ), on obtient la courbe suivante qui donne  $\eta_{dep}(\lambda) + \eta_n(\lambda) + \eta_p(\lambda)$  :

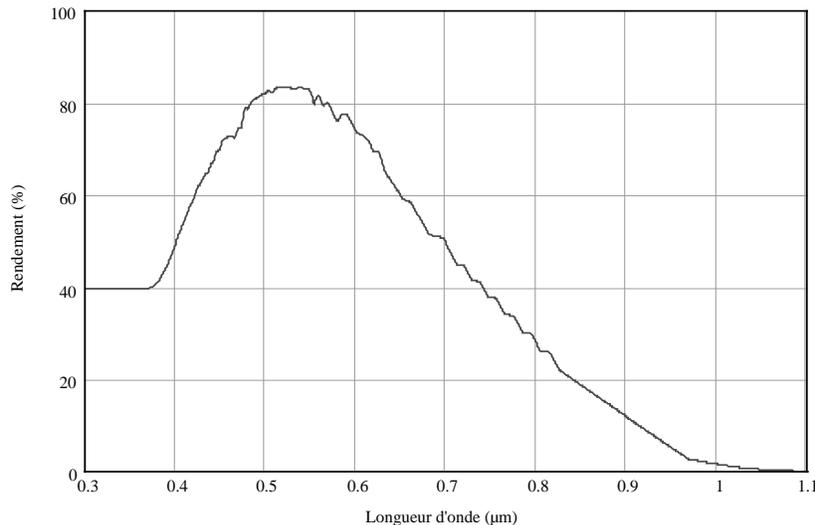
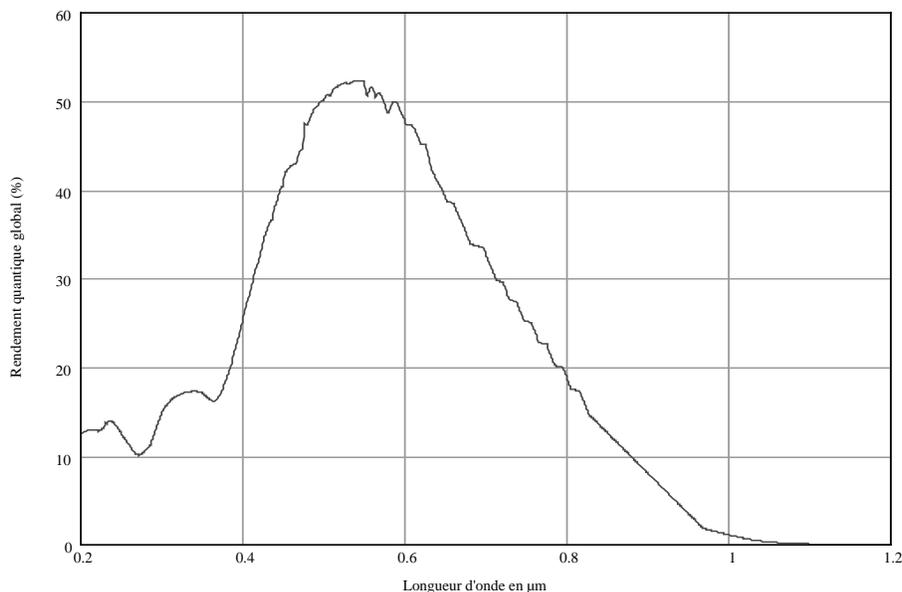


Figure 3.2-3 Rendement quantique des trois zones dans la photodiode

Le rendement quantique global :



**Figure 3.2-4 Estimation du rendement quantique global (optique et collection des photo-charges)**

Le rendement est en moyenne (ici égal à 25% sur la bande 0.4-1.1µm), un peu plus important que celui obtenu pour le photoMOS. La différence est flagrante surtout dans l'UV, le bleu et la partie visible du spectre. Le maximum de sensibilité (52%) est obtenu pour une longueur d'onde de 0.57µm, ce qui est très proche du maximum de sensibilité de l'œil. Ceci destine la photodiode à des applications où un bon rendement quantique dans le bleu est nécessaire. Elle sera aussi préférée à des applications exigeant une reproduction fidèle des couleurs dans le visible, bien qu'il soit possible aussi d'utiliser le photoMOS, mais avec l'ajout un filtre bleu-vert passe haut (BG38 Schott) pour équilibrer la sensibilité dans le domaine visible, au prix d'une perte globale de sensibilité.

#### 4. ETUDE DU RAPPORT SIGNAL A BRUIT SUR UN APS POUR UNE TECHNOLOGIE DONNEE EN FONCTION DU PAS DU PIXEL

Nous connaissons maintenant l'ordre de grandeur du bruit et des rendements quantiques des structures photodiode et photoMOS. Il est maintenant intéressant d'évaluer l'influence du pas du pixel sur le rapport signal à bruit du détecteur. Comme le pixel comporte une surface non sensible (transistors de lecture, de reset, de sélection et des interconnexions) le calcul de cette dynamique n'est pas trivial et dépend de nombreux paramètres que nous allons explorer ici. De plus, cette étude peut aider à trouver la réponse à ces questions :

- quel est le meilleur pas du pixel pour une technologie donnée ?

- quelle est la structure la mieux adaptée à l'application à laquelle elle est finalement destinée ?

#### 4.1 Cas du pixel photodiode

Pour une technologie donnée, le dessin du pixel doit toujours se réaliser en essayant de minimiser le plus possible la partie non sensible du pixel. L'utilisation de technologies évoluées (en général dont la lithographie minimale est inférieure à  $0.7\mu\text{m}$ ) aide considérablement à compresser l'espace de la zone non sensible.

Si  $p$  est le pas du pixel et si  $sp$  la surface perdue, le taux de remplissage (fill-factor) géométrique est donc :

$$ff_{géo}(p) = \frac{p^2 - sp}{p^2} \quad \text{Eq. 4.1-1}$$

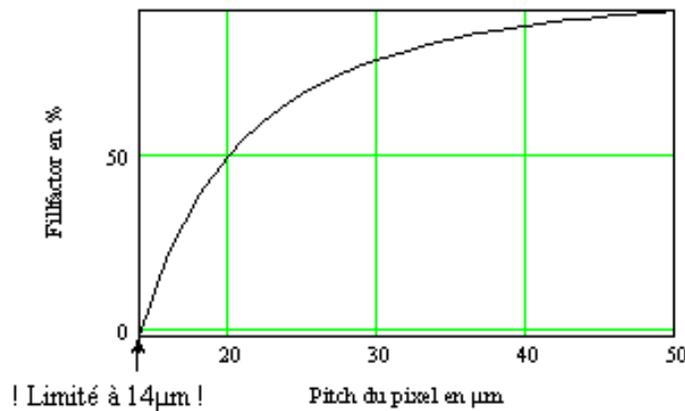


Figure 4.1-1 Taux de remplissage (Fill Factor) en fonction du pas du pixel

Pour une technologie CMOS07, cette surface "perdue" est, par exemple, évaluée à  $200\mu\text{m}^2$  et aboutit à un pixel de fill-factor géométrique nul ayant  $14\mu\text{m}$  de coté (Figure 4.1-1). Ici on a un pixel de taille égale à 14F (F, « Feature size » est pris ici à  $1\mu\text{m}$ , voir chapitre II)

Il est maintenant intéressant de calculer le facteur de conversion électrons en tension (CVF en  $\mu\text{V}/e^-$ ) ramené à la sortie de la puce APS, sachant que la photodiode elle-même sert de point de lecture et de photosite.

$$CVF(p) = \frac{q \cdot G}{Cs \cdot (p^2 - sp) + 4 \cdot Cp \cdot (\sqrt{p^2 - sp})} \quad \text{Eq. 4.1-2}$$

Cs : capacité surfacique de la diode en  $\text{F}/\text{m}^2$  (donnée par le fondeur)

$C_p$  : capacité périmétrique de la diode en F/m (donnée par le fondeur)

$G$  : gain de la chaîne de lecture (typiquement 0.6)

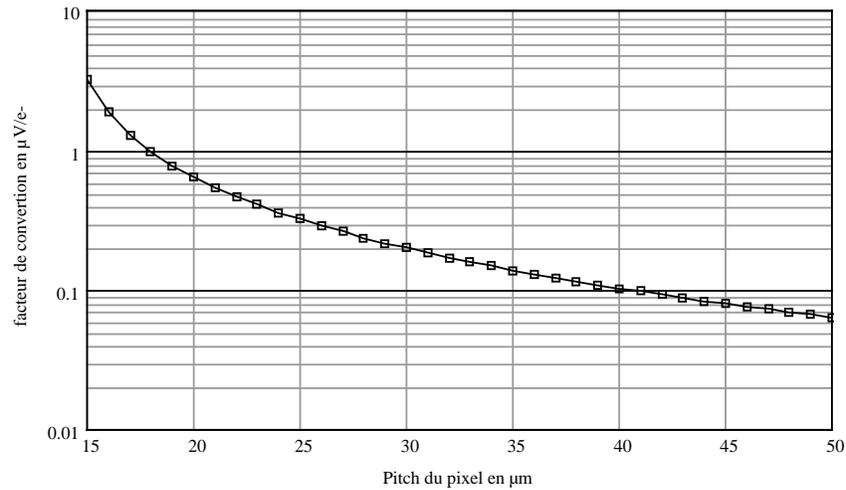


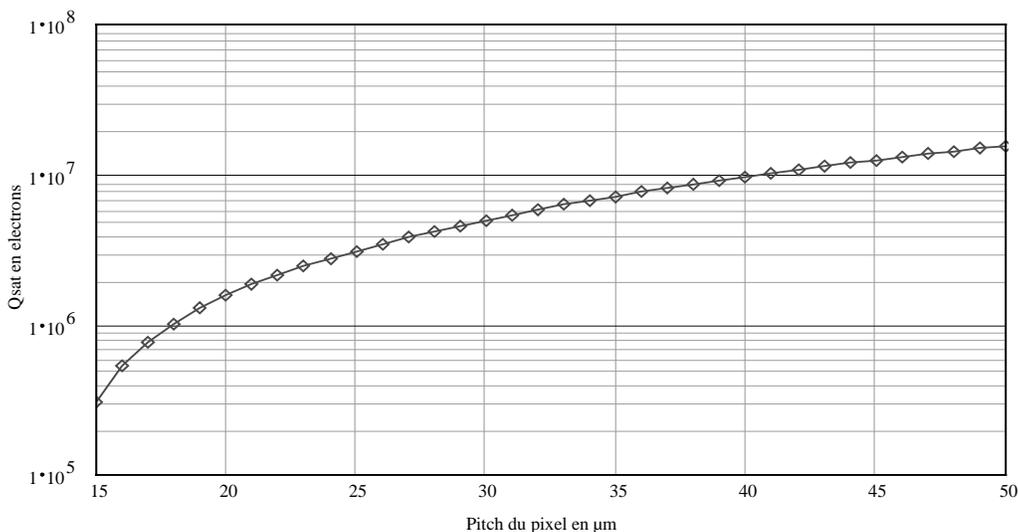
Figure 4.1-2 Facteur de conversion ( $\mu\text{V}/e$ ) en fonction du pas du pixel

La courbe de la Figure 4.1-2 montre un CVF, fortement dépendant du pas du pixel, variant entre  $3\mu\text{V}/e$  pour un pixel de  $15\mu\text{m}$  à  $0.07\mu\text{V}/e$  pour un pixel de  $50\mu\text{m}$  de côté.

De là, il est aisé d'obtenir le nombre d'électrons en saturation ( $Q_{\text{sat}}$ ), pour une exploration en tension  $T_{\text{sat}}$  du suiveur correspondant à une linéarité donnée de la chaîne de lecture.

$$Q_{\text{sat}}(p) = \frac{T_{\text{sat}}}{\text{CVF}(p) \cdot 10^{-6}} \quad \text{Eq. 4.1-3}$$

Il a été vu précédemment, dans le chapitre (II §7 à §8) lors de l'étude des chaînes de lecture qu'on pouvait espérer un  $T_{\text{sat}}$  de l'ordre de 1V. Il est évident qu'un  $T_{\text{sat}}$  supérieur à 1V, tout en ayant un linéarité très bonne (>99%) aboutit à une meilleure dynamique.



### Figure 4.1-3 Evolution du nombre d'électrons $Q_{sat}$ lors de la saturation en fonction du pas du pixel

Le nombre d'électrons de saturation est plus important pour un grand pixel ( $40\mu\text{m}$ ,  $10^7 e$ ) que pour un petit pixel ( $17\mu\text{m}$ ,  $10^6 e$ ) (Figure 4.1-3).

En ce qui concerne les sources de bruit, nous connaissons le bruit de la chaîne de lecture  $\langle V_{out} \rangle$ , (§2 de ce chapitre) qui sera supposé, au premier ordre, non dépendant du pas du pixel. Cette source de bruit est ramenée sur le nœud de conversion charge tension à une valeur exprimée en électrons rms. Le bruit KTC n'est pas éliminé dans le cas du pixel photodiode. Comme ces bruits sont décorrélés, il s'ensuit (en électrons rms) :

$$\begin{aligned}
 B_{ktc}(p) &= \sqrt{\frac{2kT.G}{q.CVF(p).10^{-6}}} & \text{Eq. 4.1-4} \\
 B_{lec}(p) &= \left[ \frac{\langle V_{out} \rangle}{CVF(p).10^{-6}} \right] \\
 N_{rms}(p) &= \sqrt{\frac{2kT.G}{q.CVF(p).10^{-6}} + \left[ \frac{\langle V_{out} \rangle}{CVF(p).10^{-6}} \right]^2}
 \end{aligned}$$

Le courant d'obscurité n'est pas pris en compte ici, car le bruit Poissonien ramené par ce courant d'obscurité dépend du temps d'intégration et de la température, et pour plus de clarté, nous ne tenons pas compte ici du temps d'intégration pour calculer la dynamique, laquelle est :

$$Dyn(p) = \frac{Q_{sat}(p)}{N_{rms}(p)} \quad \text{Eq. 4.1-5}$$

La Figure 4.1-4 montre l'évolution du bruit en électrons rms en fonction du pas du pixel. Le bruit dominant est le bruit de la chaîne de lecture pour des pixels de plus de  $17\mu\text{m}$ , en dessous, c'est le bruit KTC qui est prépondérant.

En ce qui concerne la dynamique, elle reste à peu près constante (72dB, 12 bits) pour des pixels entre  $25\mu\text{m}$  et  $50\mu\text{m}$  : le  $Q_{sat}$  augmente et le bruit de la même façon. Par contre, dès que la taille du pixel est inférieure à  $20\mu\text{m}$ , le bruit total ne diminue pas aussi vite que le  $Q_{sat}$ , aboutissant à une très nette dégradation de la dynamique. C'est l'effet du bruit KTC qui devient dominant pour les petits pixels (en dessous de  $17\mu\text{m}$ ), et réaliser des pixels de

cette taille avec une technologie CMOS 0.7 $\mu$ m est sans intérêt: la dynamique se dégrade et le fill-factor devient inférieur à 20% !

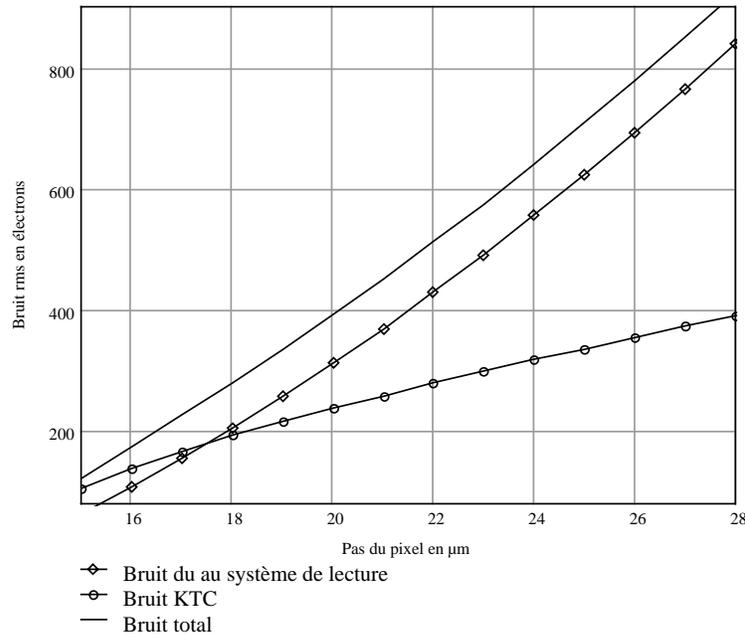


Figure 4.1-4 Variation du bruit en e- rms en fonction du pas du pixel. Les contributions de bruit KTC et du bruit du système de lecture sont aussi figurés.

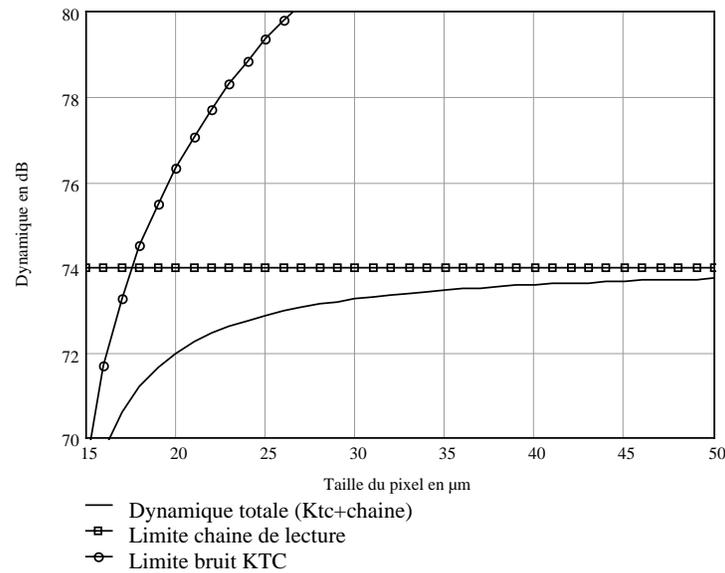


Figure 4.1-5 Dynamique en fonction du pas du pixel. Les limites dues au bruit KTC et à la chaîne de lecture sont aussi illustrées

En terme de sensibilité (ou de réponse photométrique) nous pouvons calculer la réponse  $R$  à un flux, à la sortie du détecteur, exprimée en  $V/\mu J/cm^2$  pour une longueur d'onde  $\lambda$  (en m):

$$R(p, \lambda) = \frac{ff_{géo}(p).QE(\lambda).p^2.CVF(p).\lambda.10^{-14}}{h.c} \quad \text{Eq. 4.1-6}$$

- CVF(p) : en  $V/e^-$   
 QE( $\lambda$ ) : rendement quantique pour la longueur d'onde  $\lambda$   
 p : pas du pixel en  $\mu m$   
 h : Constante de Planck  
 c : vitesse de la lumière dans le vide (m/s).

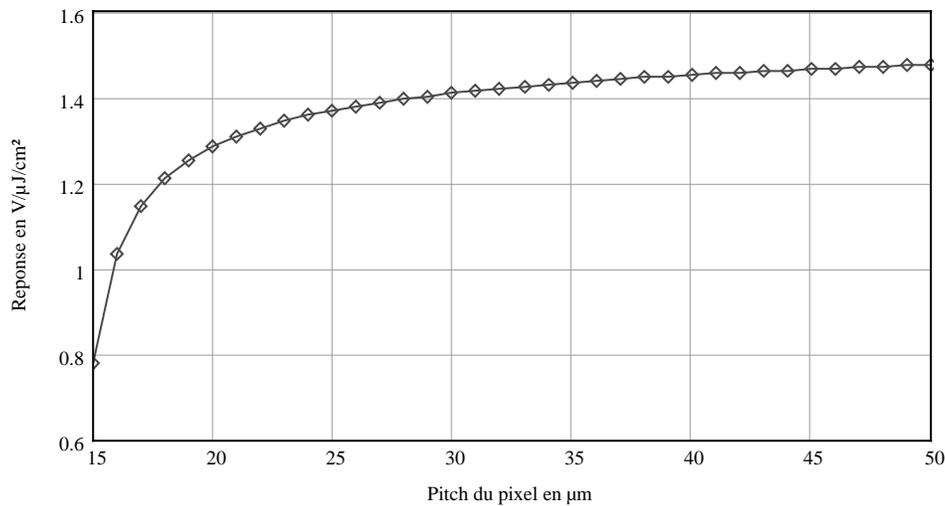


Figure 4.1-6 Réponse en  $V/\mu J/cm^2$  pour un  $QE=0.4$  à  $\lambda=0.5\mu m$  en fonction du pas du pixel

Typiquement, cette réponse reste constante pour des tailles de pixels comprises entre 20 et  $50\mu m$  ( $1.3 V/\mu J/cm^2$ ) et ensuite se dégrade fortement parce que le fill-factor décroît plus vite que le « bénéfice » en détection apporté l'augmentation du facteur de conversion.

Pour comparaison, le CCD offre des réponses  $R$  variant de 3 à  $5 V/\mu J/cm^2$  (dans le visible) et pour des CCD amincis de 11 à  $15 V/\mu J/cm^2$ .

On peut aussi facilement calculer la réponse en  $A/W$  en partant de l'expression de  $R$ .

Enfin, il est intéressant de connaître le rapport signal à bruit SNR d'un tel capteur lorsqu'il est éclairé et en tenant compte du courant d'obscurité.

$$E_o(\lambda) = \frac{h.c}{\lambda} \quad \text{Eq. 4.1-7}$$

$$N_{photoE}(p, Ti, E) = QE(\lambda).ff_{geo}(p).Ti. \frac{E.10^{-6}}{E_o(\lambda)} p^2.10^{-8}$$

$$N_{obsc}(p, Ti) = \frac{p^2.DC.Ti}{10^{20}.q}$$

$$SNR(p, Ti, E) = \frac{N_{photoE}(p, Ti, E)}{\sqrt{B_{Ktc}(p)^2 + B_{lec}(p)^2 + N_{photoE}(p, Ti, E) + N_{obsc}(p, Ti)}}$$

Ti : Temps d'intégration en (s)

E : Eclairage en  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$

DC : Courant d'obscurité en  $\text{pA}/\text{cm}^2$  (typiquement  $1\text{nA}-500\text{pA}/\text{cm}^2$  pour les APS)

$N_{photoE}$  : Nombre de photo électrons.

$N_{obsc}$  : Nombre d'électrons générés par le courant thermique.

Le bruit total est la racine carrée de la somme quadratique des bruits qui apparaissent dans la formule (Eq. 4.1-7): bruit KTC ( $B_{ktc}$ ), bruit de chaîne de lecture ( $B_{lec}$ ), bruit de photons, bruit du courant d'obscurité.

Le signal total est le signal photonique auquel est ajouté le signal parasite apporté par le courant d'obscurité. Le courant d'obscurité (entre  $0,5$  et  $1\text{nA}/\text{cm}^2$ ), peut être négligé pour des temps d'intégrations inférieurs à  $100\text{ms}$ , mais au-delà, il se rajoute au signal utile, provoquant une perte de dynamique (le capteur sature plus rapidement) et un ajout de bruit, donc une réduction du rapport signal à bruit.

## **4.2 Cas du pixel photoMOS**

Le pixel photoMOS est différent du pixel photodiode dans la mesure où le photosite n'est pas le point de lecture (lieu où s'opère la conversion électrons-tension). La capacité MOS grille qui intègre les photons, est séparée de la diode de lecture (Chapitre II).

La structure est légèrement plus complexe, la surface dédiée aux transistors de lecture et de sélection, et aux lignes de contrôle (reset, Pg, Tx) est plus importante que celle du pixel photodiode.

En considérant ces faits, on constate qu'en technologie CMOS  $0,7\mu\text{m}$  la surface occupée par ces transistors atteint, par exemple,  $325\mu\text{m}^2$  dans le pixel photoMOS (contre  $200\mu\text{m}^2$  pour la photodiode).

En reprenant la formule Eq. 4.1-1, on obtient la courbe de la Figure 4.2-1, qui montre que le « pixel minimum » réalisable pour cette technologie (fill-factor quasi nul), fait  $18\mu\text{m}$  de

côté, et que, même en augmentant fortement la taille du pixel à  $50\mu\text{m}$ , le fill-factor reste en dessous de 90%.

Le facteur de conversion se calcule avec l'équation Eq. 4.1-2 et reste constant quelle que soit la taille du pixel puisque nous supposons que les dimensions de la diode de lecture ne changent pas quelle que soit le pas du pixel. Dans notre cas, nous avons une capacité de la diode de lecture égale à  $9.8\text{fF}$ , ce qui nous donne  $12\mu\text{V}/e^-$ .

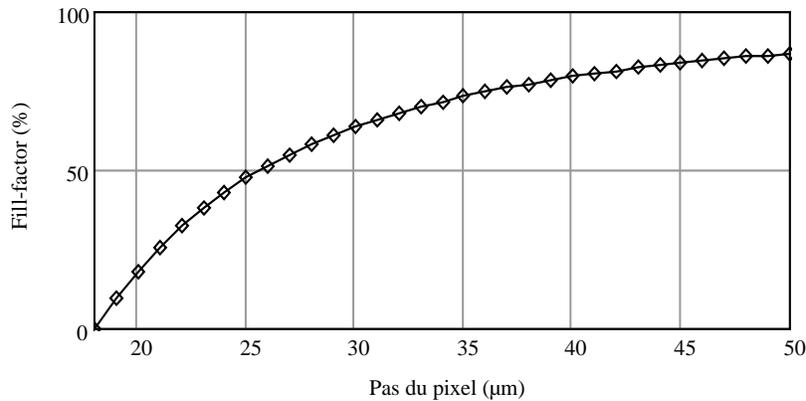


Figure 4.2-1 Evolution du fill-factor en fonction du pas du pixel

La quantité de charges  $Q_{\text{sat}}$  que le système diode et chaîne de lecture peut amener à la sortie du capteur pour une tension de saturation égale à 1V est égale à 87000  $e^-$ .

Or, le calcul du nombre de charges maximale stockable par la grille du photoMOS ( $Q_{\text{sat}i}$ ), ne dépend, ni de la géométrie de la diode de lecture, ni de la tension de saturation de la chaîne de lecture et, s'exprime :

$$Q_{\text{sat}i}(p) = \frac{(p^2 - sp) \cdot \epsilon_{\text{ox}}}{q \cdot T_{\text{ox}}} (V_g - V_t) \quad \text{Eq. 4.2-1}$$

$V_g$  est la tension de grille et  $V_t$ , la tension de seuil de cette structure MOS.

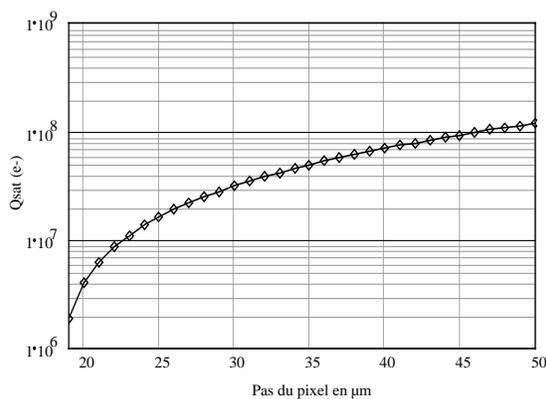


Figure 4.2-2 Variation du  $Q_{\text{sat}i}$  interne du photoMOS en fonction du pas du pixel.

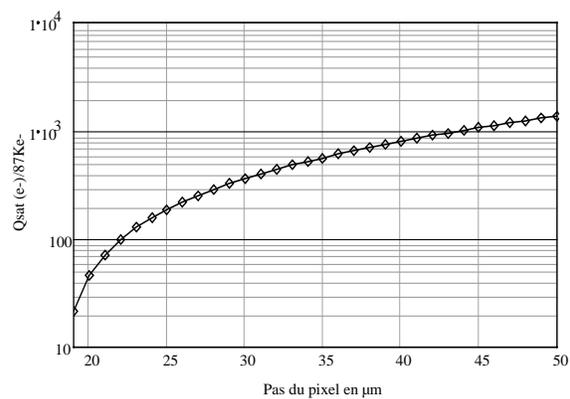


Figure 4.2-3 Rapport entre le  $Q_{\text{sat}i}$  interne du photoMOS et le  $Q_{\text{sat}}$  imposé par le système de lecture.

La courbe de la Figure 4.2-2 montre le  $Q_{\text{sat}i}$  en fonction du pas du pixel. Par exemple, pour un pixel de  $20\mu\text{m}$ , la grille photoMOS est théoriquement capable de conserver jusqu'à  $4\text{Me}^-$  et pour un pixel de  $50\mu\text{m}$  plus de  $100\text{Me}^-$ .

Ceci n'a rien de surprenant, les valeurs sont comparables avec celles des SCCD (S comme *surface* et qui ont été abandonnés à cause de leur faible efficacité de transfert) et sont bien supérieures à des BCCD (*Buried-CCD*).

La courbe de la Figure 4.2-3 est plus intéressante, dans la mesure où elle montre le rapport entre le  $Q_{\text{sat}i}$  du photoMOS et le  $Q_{\text{sat}}$  pouvant être converti par la diode flottante en une tension compatible avec la linéarité de la chaîne de lecture.

Ce rapport décroît avec la taille du pixel, pour atteindre 40 pour un pixel de  $20\mu\text{m}$ .

La photogrigille possède une dynamique intrinsèque 40 fois plus importante, quantité impossible à convertir pour la diode de lecture.

Il apparaît clairement qu'un facteur de conversion de la diode flottante trop important ajouté aux limites de linéarité du suiveur dans le pixel réduisent dramatiquement la dynamique finale.

Afin de bénéficier de cette dynamique intrinsèque du photoMOS, le facteur de conversion de la diode de lecture doit être réduit et la plage d'excursion du suiveur dans le pixel (ou sa plage de linéarité) augmentée. Cela n'est pas réalisable aisément et un compromis devra être trouvé. Cet état de faits destine plus le photoMOS pour des applications faibles flux que la photodiode.

En terme de bruit, le bruit KTC est complètement éliminé par le système de lecture CDS. Il reste donc le bruit apporté par la chaîne de lecture indépendant de la taille du photoMOS dans le pixel. Dans notre cas, ce bruit ramené en volts rms vaut  $150\mu\text{V}$  (1MHz), quelque soit le pas du pixel.

Pour satisfaire l'exigence précédente, c'est à dire réduire le déséquilibre entre la capacité de la photogrigille et celle de la diode de lecture (abaisser le rapport  $Q_{\text{sat}i}/Q_{\text{sat}}$ ), le facteur de conversion doit être diminué. Ceci a un inconvénient : c'est l'augmentation du bruit exprimé en électrons puisque le bruit de la chaîne de lecture (en volts rms) est constant (Eq. 3.1-1a).

La dynamique résultante est donc constante, quelle que soit la taille du pixel et vaut ici 74dB, la principale limitation étant le bruit de lecture de la chaîne de l'ordre de  $150\mu\text{V}$  rms à 1MHz.

Des CCD qui ont des performances de  $3e^-$  de bruit avec des facteurs de conversion de l'ordre de  $4\mu\text{V}/e^-$ , montrent des chaînes de lectures capables de produire moins de  $15\mu\text{V}$

rms à des fréquences de lecture de 50KHz, à 10MHz ce bruit monte à  $80\mu\text{V rms}$ , ce qui est remarquable et montre une certaine maturité de ce capteur dans ce domaine.

En vertu de la formule Eq. 4.1-6, il nous est possible de calculer la réponse du PhotoMOS en  $\text{V}/\mu\text{J}/\text{cm}^2$ .

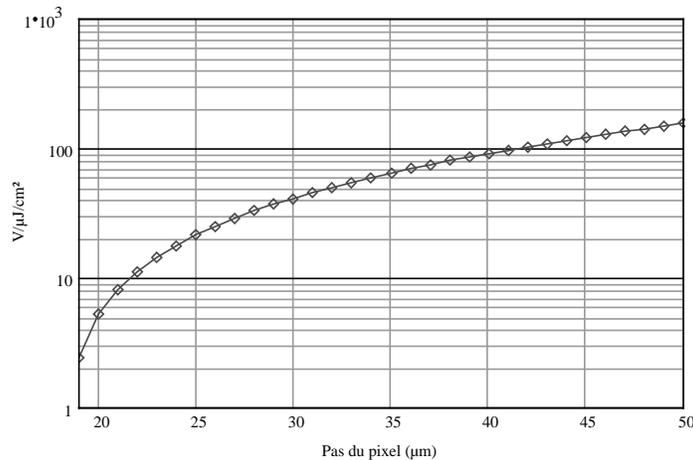


Figure 4.2-4 Réponse en  $\text{V}/\mu\text{J}/\text{cm}^2$  d'une structure photoMOS en fonction du pas du pixel

La réponse est assez élevée même pour  $20\mu\text{m}$  où on obtient  $5\text{V}/\mu\text{J}/\text{cm}^2$  et augmente rapidement pour des pixels de taille plus importante. Le signal de saturation est atteint pour un écart signal-référence de 1V, ce qui signifie que pour un pixel de  $20\mu\text{m}$ , et pour une intégration de 20ms, un flux de  $10\mu\text{W}/\text{cm}^2$  sature le détecteur.

### 4.3 Vers des critères de choix entre le pixel photoMOS, photodiode et le pas du pixel.

Le critère qui va déterminer le pas du pixel est l'optique que l'on souhaite associer à l'APS. Néanmoins, le nombre de pixels fixe la taille physique de la matrice et également son coût en fonderie.

La réponse en  $\text{V}/\mu\text{J}/\text{cm}^2$  peut aider à trancher ce choix qui est de toute façon dépendant de l'application à laquelle est destinée le capteur APS.

En terme de dynamique, elle reste identique pour les deux structures (sauf pour des petites photodiodes de moins de  $20\mu\text{m}$  de côté).

Il apparaît nettement que le photoMOS est beaucoup plus sensible que la photodiode. La sensibilité de la photodiode ne croît plus pour des pixels supérieurs à  $30\mu\text{m}$  et l'idée qui consiste à réaliser des pixels photodiodes de  $50\mu\text{m}$  n'apporte pas de sensibilité supplémentaire, alors que la sensibilité du photoMOS ne cesse de croître.

La photodiode semble mieux adaptée pour des applications demandant une bonne réponse dans le visible et pour lesquelles des flux importants en lumière sont disponibles sur le plan focal (application plein jour).

Enfin, en calculant le rapport signal à bruit (SNR) pour un temps d'intégration de 20ms, un flux de  $0.1\mu\text{W}/\text{cm}^2$  (à la longueur d'onde de  $0.5\mu\text{m}$ ) et un courant d'obscurité de  $1\text{nA}/\text{cm}^2$  grâce aux jeux de formules développées précédemment (Eq. 4.1-7), on obtient les courbes suivantes :

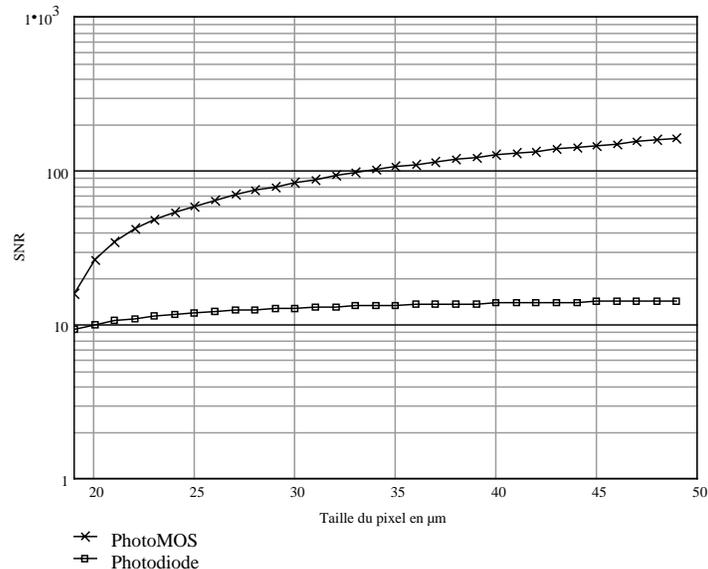


Figure 4.3-1 Comparaison du rapport SNR pour un temps d'intégration de 20ms et un flux de  $0.1\mu\text{W}/\text{cm}^2$  entre un pixel photoMOS et photodiode en fonction du pas de pixel.

Pour un pixel de  $20\mu\text{m}$ , le SNR est de 10 pour la photodiode et de 27 pour le photoMOS. Pourtant, ce dernier possède un fill-factor moins élevé et un rendement quantique plus faible. L'écart se creuse très vite (d'un ordre de grandeur) en faveur du photoMOS dès que la taille du pixel dépasse  $35\mu\text{m}$ . (dans le cas d'une technologie CMOS  $0.7\mu\text{m}$ ).

L'utilisation d'une technologie autre que celle avec laquelle ces courbes ont été obtenues, **peut radicalement changer les données d'entrées** de ces simulations, rendant ainsi ce choix moins tranché, surtout pour des pixels de petite taille.

Il apparaît clairement qu'à chaque fois qu'une nouvelle technologie sera candidate pour réaliser des matrices APS, les nouveaux paramètres de celle-ci devront être pris en compte afin de mettre à jour ces simulations et de rediscuter du choix de la structure de pixels APS.

Enfin, ce modèle ne tient pas compte d'effets qui peuvent être éliminatoires pour le choix d'une structure de pixels : des défauts de fonderie aboutissant à des pixels ayant des réponses trop différentes les uns par rapport aux autres (non-uniformité PRNU ou DSNU).

Par exemple, lors de la caractérisation des matrices APS réalisées en technologie AMS  $1.2\mu\text{m}$ , les pixels photoMOS présentaient une non uniformité de courant d'obscurité

(DSNU) très gênante pour réaliser des temps d'intégrations supérieurs à 100ms, avec la technologie Mietec 0.7 $\mu$ m, ce fut le cas des pixels photodiodes.

A priori, même en prospectant de manière théorique les avantages et inconvénients d'une structure par rapport à une autre, rien n'est « joué » d'avance et chaque technologie mérite un essai avec une matrice de test pour valider les paramètres fournis par la théorie et évaluer expérimentalement l'uniformité de réponse des pixels (PRNU et DSNU).

## 5. LES MATRICES DE TEST REALISEES

Nous allons ici décrire les matrices APS de test envoyés à la fonderie (*runs*) et réalisées dans le cadre de cette thèse.

Toutes ces conceptions (hormis celle de la matrice 512x160) ont été réalisées avec un logiciel très connu dans le monde de la VLSI : Cadence Design Framework II, package ICFB. Le nombre d'outils offerts par ce logiciel est impressionnant et l'objectif de ce manuscrit n'est pas d'en réaliser une description exhaustive. Nous avons utilisé l'éditeur de dessin (produit Analog Artist), le simulateur analogique (cdsSpice) et l'outil de contrôle des règles de dessin (DRC). Cependant, un outil comme le LVS ("Layout Versus Schematics" vérification de similarité entre le dessin et le schéma électrique) n'a jamais pu être mis en œuvre à cause de problèmes d'installations du design kit avec Cadence : ceci nous a imposé une très grande rigueur dans la réalisation des dessins des matrices.

Enfin, la vérification ERC ("Electrical Rule Check", vérification électrique du circuit afin d'éliminer les nœuds non connectés et les courts-circuits) a pu heureusement être effectuée par le fondeur.

### 5.1 Matrice 32x32

Ce fut la première matrice réalisée par l'équipe CIMI, elle a été réalisée à l'AIME (Atelier Interuniversitaire de Micro Electronique). La technologie utilisée était une technologie CMOS analogique d'Austria Micro Systems, 1.2 $\mu$ m double métal, double polysilicium fonctionnant en 5V. Cette puce est constituée de trois matrices de 32x32 pixels de 50 $\mu$ m de côté.

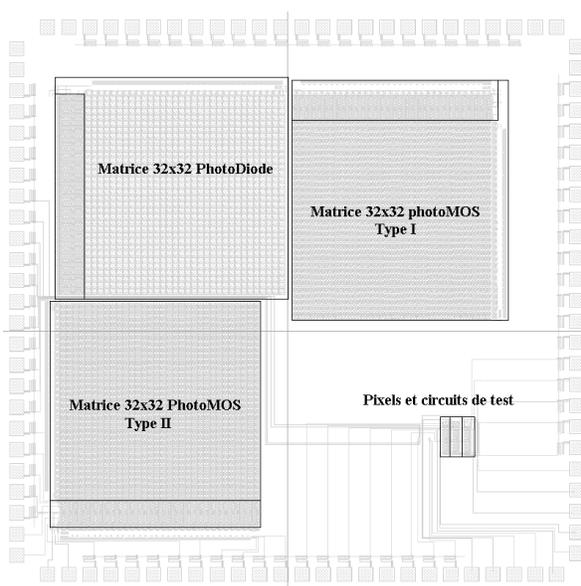


Figure 5.1-1 Vue layout des matrices 32x32

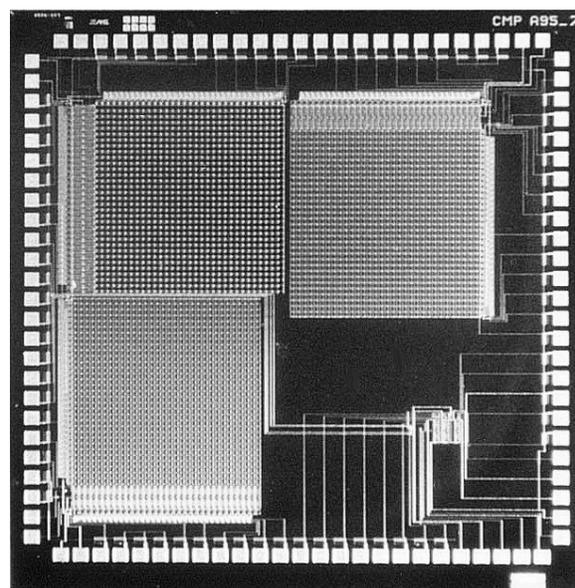


Figure 5.1-2 Photographie de la puce

Pixel	pas du pixel ( $\mu\text{m}$ )	Taille zone image	Fill factor (%)
PhotoMOS type I	50	1.6x1.6 mm	50
PhotoMOS type II	50	1.6x1.6 mm	45
Photodiode	50	1.6x1.6 mm	75

Tableau 5.1-1 Caractéristiques des matrices de test 32x32

Une matrice de photodiodes, une matrice de PhotoMOS de type I et II (l'une optimisée pour un fill factor maximum et l'autre pour un courant d'obscurité plus faible) constituent les éléments de base de cette première puce.

Le décodeur d'adresses est un décodeur simple à 5 bits décrit dans le chapitre II (§6.1) dessiné manuellement «*full custom*» et le circuit de lecture CDS est celui présenté dans le chapitre II (§7.1).

Le but de ce véhicule de test a été d'initialiser les caractérisations de matrices APS par l'équipe CIMI et de valider le concept APS comme étant faisable. Des mesures issues de ce capteur seront présentées dans ce manuscrit. Toutes les puces ont été fonctionnelles, c'est un premier pas pour argumenter sur le rendement d'une telle architecture.

## **5.2 Matrice 128x128**

Partant d'une meilleure connaissance acquise par l'expérience sur les matrices 32x32 et en vue de la correction des erreurs constatées sur les premières matrices de test, nous avons entrepris la conception de deux matrices APS de 128x128 pixels en technologie 0.7 $\mu\text{m}$  d'Alcatel Mietec en simple polysilicium et double métal, technologie analogique et fonctionnant sous 5V. Nous avons dû installer pour la première fois, afin de réaliser la conception à Supaero, la gamme de logiciels Cadence et le design kit d'Alcatel Mietec CMOS0,7A.

Pixel	Pas du pixel ( $\mu\text{m}$ )	Taille zone image	Fill factor (%)
Photodiode	21	2.54x2.54mm	59
PhotoMOS	21	2.54x2.54mm	27

Tableau 5.2-1 Caractéristiques des matrices de test 128x128

Hormis le changement de la taille de lithographie par rapport à la technologie précédente, nous avons du nous contenter d'un seul niveau de polysilicium, ce qui, finalement ne pose pas de problème puisqu'il est possible de réaliser des capacités en polysilicium sur diffusion n<sup>+</sup> (cependant moins bonnes au niveau de la linéarité par rapport à des capacités en double poly). Cette technologie possède des tailles de contacts et des vias gourmands en surface par rapport à celle d'AMS, le «*feature size*» d'une telle technologie est plus proche de 0.9 $\mu\text{m}$  que de 0.7 $\mu\text{m}$ .

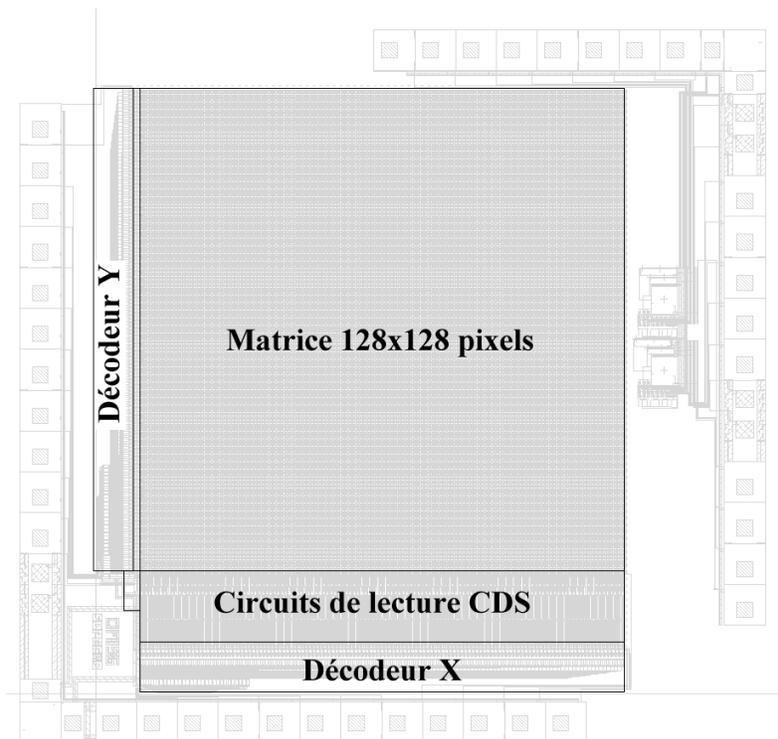


Figure 5.2-1 Vue générale du dessin de la matrice APS 128x128

Deux types de puces ont été réalisés, une avec des pixels photoMOS et l'autre avec des pixels photodiodes. Le circuit de lecture a été complètement redimensionné par rapport au circuit précédent dans le but d'avoir une vitesse de lecture au moins supérieure à 2Msps (simulé pour 20Msps). La taille du pixel a été réduite à  $21\mu\text{m}$  pour être plus compatible avec les résolutions des optiques. Ces deux matrices se sont montrées fonctionnelles.

### 5.3 *Matrice 256x256*

La conception de cette matrice a encore bénéficié de la correction de petits défauts de la précédente. Comme nous avons du réduire encore la taille du pixel, afin de ne pas aboutir à une puce de taille trop importante (Alcatel Mietec CMOS  $0.7\mu\text{m}$ ), la disposition des éléments actifs dans le pixel a changé par rapport aux précédentes conceptions. Cette disposition consiste à partager les ressources par groupes de  $2 \times 2$  pixels, et mène à un fill-factor de 50%. Le but de cette matrice est de réaliser un capteur capable de produire une véritable image avec un nombre de pixels minimal (65536).

Type pixel	Pas du pixel ( $\mu\text{m}$ )	Taille zone image	Fill factor (%)
PhotoMOS	19	4.8x4.8mm	50

Tableau 5.3-1 Caractéristiques de la matrice 256x256

Comme la technologie utilisée reste celle d'Alcatel Mietec CMOS0.7A, seule la structure photoMOS a été réalisée, car sur la matrice précédente, le pixel photodiode s'est avéré avoir une non-uniformité très importante et quasi éliminatoire. Celle ci ne disparaît pas, même en refroidissant le capteur à  $0^\circ\text{C}$ .

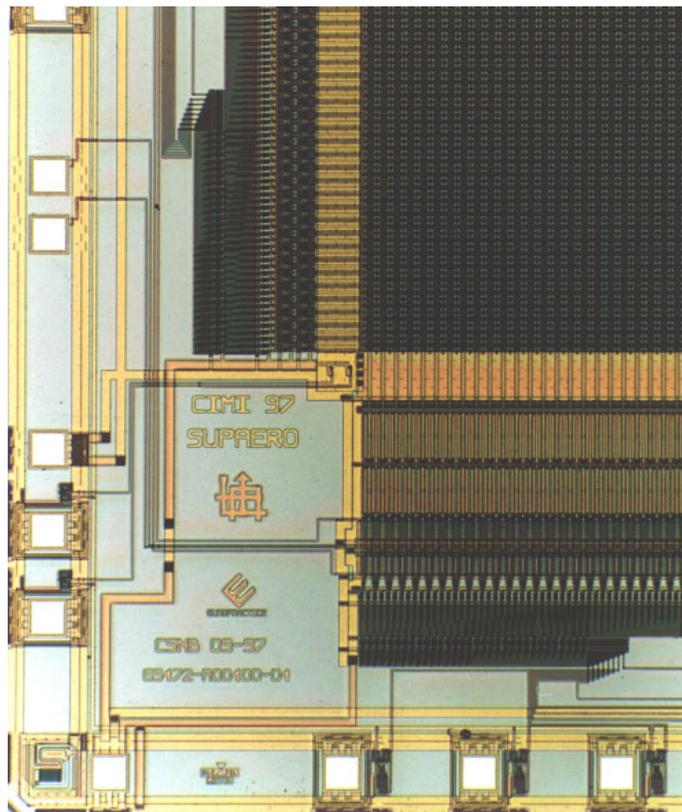


Figure 5.3-1 Photographie du coin inférieur gauche de la puce de la matrice APS 256x256

Le même brochage (*Pin-out*) a été conservé par rapport à la 128x128, permettant un test rapide de fonctionnalité de la puce sur  $\frac{1}{4}$  de sa surface, et évitant de développer une nouvelle carte d'acquisition. Les circuits de lecture et l'adressage sont presque identiques à ceux de la matrice précédente. Le facteur de conversion CVF a volontairement été réduit pour augmenter le nombre d'électrons lors de la saturation.

Cette puce comporte aussi trois petits circuits, cette configuration a pour but de réaliser trois capteurs de températures. La variation de tension mesurée, est presque linéaire avec la température et donne 2.1V pour  $-40^{\circ}\text{C}$  et 2.35v pour  $+80^{\circ}\text{C}$  soit environ  $2\text{mV}/^{\circ}\text{C}$ .

#### **5.4 Matrice 160x512**

C'est une matrice de test réalisée à Thomson-CSF à St Egrève, avec une technologie plus fine (SGS-Thomson  $0.35\mu\text{m}$ ) et fonctionnant à 3.3V. Elle comporte trois types de pixels et les trois types de circuits de lecture présentés (Chapitre II, §7.1 et §7.2). Cette matrice de 160x512 est subdivisée en 4 zones. La technologie utilisée comporte 2 niveaux de polysilicium et 6 niveaux de métallisation et des vias et contact que l'on peut empiler, ce qui permet de réaliser de petits pixels (ici  $10\mu\text{m}$ ) tout en conservant des fill-factor honorables. Cette technologie offre par défaut une salicidation du polysilicium (ce qui rend le polysilicium opaque à la lumière) et la technologie se doit de posséder un masque d'épargne de cette métallisation du poly (salicidation) et, a été appliqué sur les tous les types de pixels (Chapitre IV, §3.3).

Type Pixel	Pas du Pixel ( $\mu\text{m}$ )	Fill factor (%)	Nombre de Pixels
PhotoMOS	10	59	32x512
Photodiode "shutter"	10	62	32x152
Photodiode	10	75	96x512

Tableau 5.4-1 Description des APS réalisés en technologie  $0.35\mu\text{m}$ , en 25.F

Le layout d'une telle matrice montre encore un avantage supplémentaire de l'APS, celui de réaliser sur la même matrice des structures différentes de pixels.

Le décodeur d'adresse est à deux niveaux en 9 bits; les circuits de lecture ont été partagés par ces diverses structures. Cette matrice n'est pas encore revenue du fondeur à l'heure où ce manuscrit est rédigé et aucun résultat de mesures ne pourront être présenté.

### ***5.5 Matrice 128x128 avec pixels de tests.***

Cette matrice de test sera décrite plus en détail dans le chapitre IV. Elle est subdivisée en 16 zones de 32x32 pixels comportant chacune un pixel de type différent par rapport à son voisin.

## **6. LES MOYENS DE MESURES**

Nous allons exposer brièvement quels ont été les moyens de mesure utilisés pour caractériser nos capteurs APS. Dans la mesure où aucun système vendu dans le commerce n'est capable de lire ces capteurs (puisque'ils sont des prototypes issus de la recherche), l'équipe CIMI a dû développer des moyens de mesure propres à ses capteurs.

### ***6.1 Les cartes d'acquisition électroniques***

#### ***6.1.1 matrice 32x32***

La Figure 6.1-2 montre l'architecture de ce système d'acquisition. Le cœur du système est un DSP 2101 d'Analog-Devices. Les tensions  $V_{sig}$  et  $V_{ref}$  de la matrice sont différenciées et amplifiées par des circuits discrets, le signal est « nettoyé » par un filtre passe bas avant d'être appliqué à l'entrée d'un convertisseur analogique numérique 12 bits.

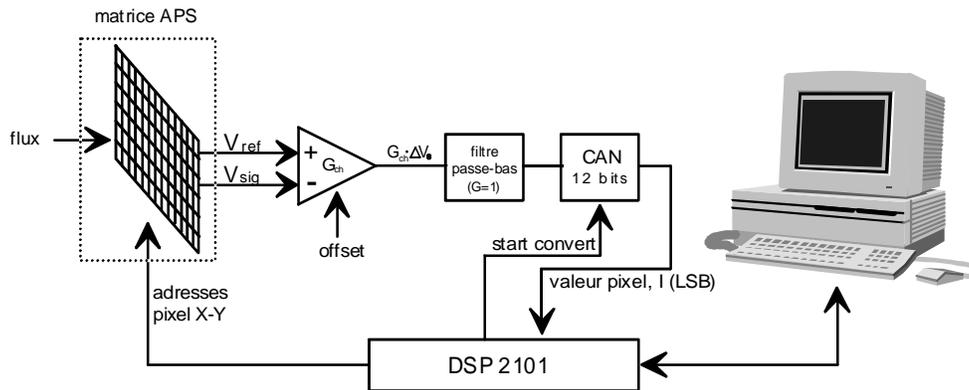


Figure 6.1-1 Synoptique de la carte d'acquisition de nos matrices APS

Le DSP génère tous les chronogrammes de l'APS et stocke dans sa mémoire les 32x32 valeurs sur 16 bits. Une fois l'acquisition terminée, les valeurs sont transférées vers un PC et gérées par un logiciel dédié effectuant l'affichage et les mesures. L'avantage de l'APS est que les signaux du DSP étant sous forme TTL, ils se connectent directement du DSP vers l'APS, et des adaptations d'horloges TTL vers des niveaux hauts et bas quelconques (typiquement entre -10V et +15V pour CCD) n'ont pas besoin d'être réalisées. Ce système permet grâce au programme en assembleur dans la mémoire du DSP, l'adressage aléatoire, la lecture d'un seul pixel répétée N fois, la suppression du FPN colonne avec le DDS, les chronogrammes nécessaires pour lire aussi bien les pixels photodiode et photoMOS. Le développement d'un tel système est très « consommateur » de ressources humaines, et doit s'adapter à toutes les mesures optoélectroniques à effectuer. La fréquence de lecture de ce système est de 250 Kéchantillons /seconde.

### 6.1.2 matrices 128x128, 256x256 et 128x128 pixels tests

Comme le système précédent n'était pas compatible avec les nouvelles matrices APS, un autre système a dû être développé, cette fois ci en tenant compte du fait qu'il devait être réutilisable pour d'autres structures APS (Figure 6.1-2a). Afin de ne pas être gêné par la pollution due au bruit de la masse du PC sur l'APS, et dans la perspective de réaliser des mesures à faible bruit, nous avons isolé les parties numérique et analogique par une série d'opto-coupleurs. Les commandes de l'APS sont fournies par un PIC16C74 qui présente l'avantage par rapport au DSP2101 d'avoir des ports d'entrées sorties intégrés dans la puce, mais l'inconvénient d'être plus difficilement programmable (*UV erasing*). Les signaux ( $V_{sig}$  et  $V_{ref}$ ) de sortie de l'APS sont différenciés et amplifiés par un amplificateur d'instrumentation faible bruit (noté AI dans le schéma). Le signal est filtré avant d'être appliqué sur le convertisseur analogique numérique délivrant des données sur 14 bits. Les données des pixels sont une à une transférées par le PIC16C74 vers le PC hôte par l'intermédiaire de l'interface EPP (Enhanced Parallel Port). Cette communication de données numériques est le goulot d'étranglement de ce système car les données doivent être transférées en 2 fois huit bits et la carte n'a pas de mémoire locale pour accélérer la lecture de l'APS. De plus, l'ampli d'instrumentation est lent à s'établir (plusieurs  $\mu s$ ) et le CAN

fonctionne à 70kech/s. Hormis l'APS (qui peut être lu à 20Mpx/s), l'ensemble de cette chaîne est homogène en vitesse (50Kpx/s) et ceci nous a permis de réaliser un grand nombre de mesures puisque toutes les fonctions décrites précédemment (lecture aléatoire, DDS, ...) y sont supportées.

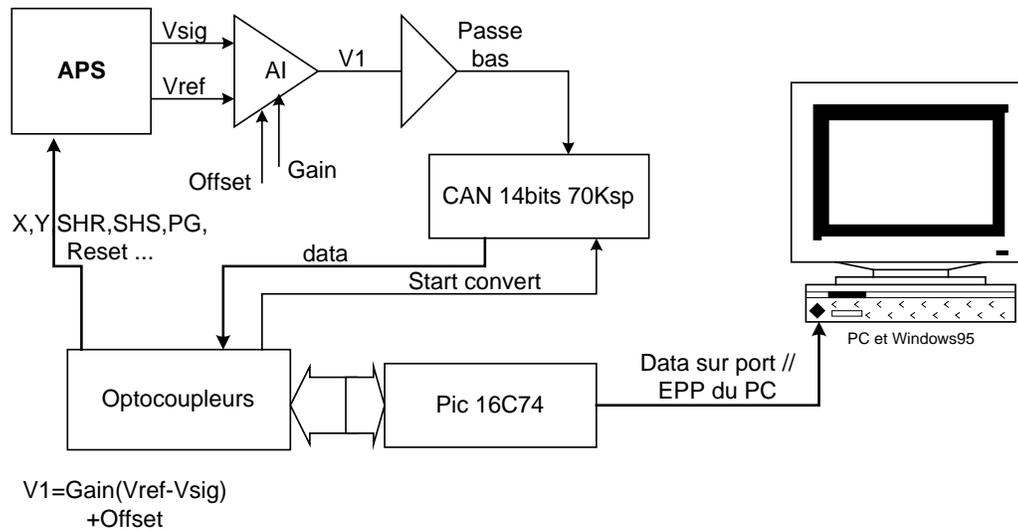


Figure 6.1-2a Synoptique de la carte d'acquisition d'images APS (Les tension continues de polarisation ne sont pas représentées ici)

Un autre système de cartes d'acquisition plus rapide (1Mpx/s) vient juste d'être développé par l'équipe CIMI et n'était pas disponibles pour caractériser la matrice 128x128.

## 6.2 Les moyens informatiques de mesure

Afin d'acquérir les images avec nos capteurs APS, nous avons du écrire un logiciel capable de réaliser cette fonctionnalité sous l'environnement Windows95. Nous avons utilisé pour développer ce logiciel d'acquisition, le langage DELPHI 3.0 Objets. Ce langage est dit "visuel" puisqu'il permet de s'affranchir de réaliser le code fastidieux de l'interface homme machine (bouton, gestion de la souris, des menus etc..). De plus, ce langage permet d'utiliser les milliers de fonctions de l'API (Application Programming Interface) de Windows 95 et d'effectuer des appels de fonctions "bas niveau" comme des entrées sorties sur le port parallèle (LPT1 ou LPT2) du PC. L'assembleur en ligne est même disponible, permettant d'optimiser la rapidité du code source, si besoin est.

Une fois la partie acquisition d'images réalisée (gestion du temps d'intégration, lecture complète et lecture aléatoire de matrices photodiodes et photoMOS), nous avons développé des fonctions de base qui permettent l'affichage de l'image à travers une LUT (Look-Up Table) sur 8 bits afin de faire varier le contraste et la luminosité des images, qui calculent des statistiques, qui montrent le voisinage du pixel sur lequel est la souris, etc...

D'autres fonctions concernant l'addition automatique de plusieurs images (en vue de supprimer le bruit temporel) et la soustraction d'une image par une image de référence

(image de noir ou de "dark" par exemple) ont été écrites dans le but d'améliorer l'efficacité de nos mesures.

Des fonctions encore plus avancées, concernant des mesures automatiques de paramètres opto-électriques nécessitant de longues heures, ont été écrites dans ce logiciel, comme par exemple la mesure automatique du facteur de conversion et de la linéarité de la matrice APS.

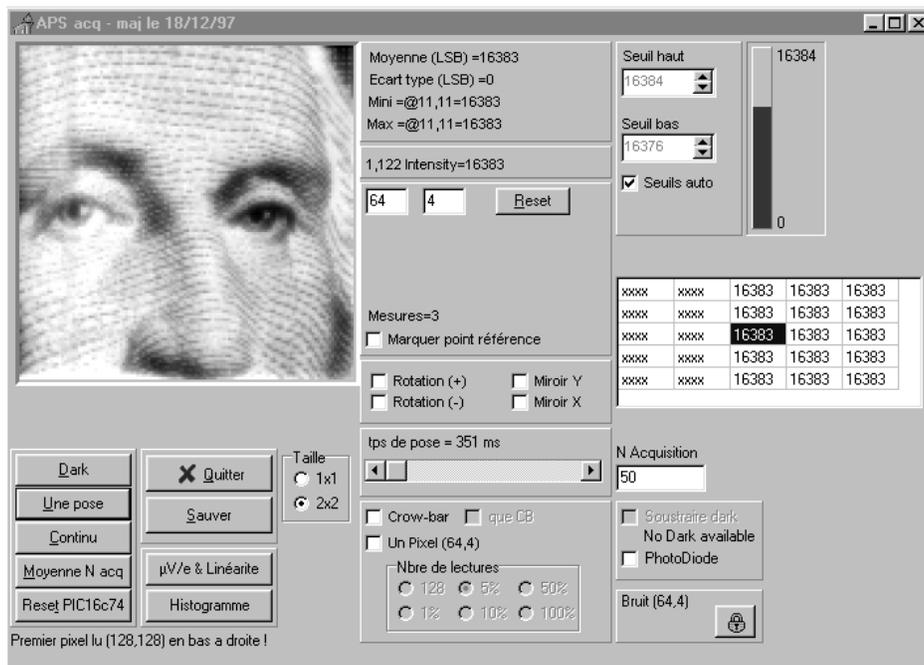


Figure 6.2-1 Panneau principal du logiciel d'acquisition et de mesure des matrices APS

Le logiciel offre la possibilité d'enregistrer les images dans un format scientifique (16 bits), ce dernier possède un algorithme de compression d'images non destructif, par différence d'un pixel et de son voisin immédiat. Ces images sauvées avec ce format, sont ensuite analysées avec un logiciel plus puissant de traitement d'images (PRISM97), développé et commercialisé (France et USA) par l'auteur de cette thèse. Le logiciel PRISM97 possède plus de 200 fonctions de traitements et d'analyses d'images (140.000 lignes de code DELPHI3.0) et nous permet de dériver à partir de nos mesures, des histogrammes, des statistiques fenêtrées et bien d'autres paramètres qui seront décrits dans ce chapitre.

L'utilisation de ce logiciel nous a permis d'éviter d'implanter ces fonctions dans le logiciel d'acquisition, risquant à coup sûr de l'alourdir et de le rendre redondant avec notre logiciel de traitements d'images.

Enfin, le logiciel MathCad, nous a été très utile pour réaliser des calculs à partir de certaines données extraites des images.

## 7. METHODES DE MESURES, RESULTATS EXPERIMENTAUX ET COMPARAISON DES PERFORMANCES AVEC LE CCD

Le but de cette partie du manuscrit est d'exposer les :

- méthodes de mesures employées pour extraire le paramètre recherché.
- les résultats expérimentaux obtenus sur les matrices APS.
- de commenter par rapport à la théorie et de comparer les résultats expérimentaux avec le CCD lorsque cela est possible.

Comme deux technologies ont été employées, il sera intéressant de signaler dans quelle mesure cette variation de technologie influe sur les performances des APS. Bien que les pixels soient de nature différente, le circuit de lecture mis en place dans les matrices APS dont les résultats de mesure vont être exposés, **est du même principe** (circuit à deux capacités d'échantillonnage, chapitre II, §7.1). Néanmoins, pour des raisons d'optimisation de ce circuit, le dimensionnement des éléments (transistor, capacité) est différent d'une matrice à une autre.

Les méthodes de mesures sont relativement semblables (aux modifications propres à la nature de l'APS) à celles utilisées pour les matrices CCD et les documents suivant nous ont servi de référence pour effectuer ces tests [ESO], [BUIL], [OPTING], [INFRPHY], [SPIE90], [IEEE 2], [SPIE90A].

### 7.1 Des images des matrices APS

Ce paragraphe montre une "compilation" d'images obtenues avec les matrices APS de test.



Figure 7.1-1 Image produite par l'APS 32x32 PD @250kpx/s



Figure 7.1-2 Image produite par l'APS 128x128 PM @50kpx/s



Figure 7.1-3 Image produite par l'APS 128x128 PM @50kpx/s



Figure 7.1-4 Image produite par l'APS 128x128 PM @50kpx/s

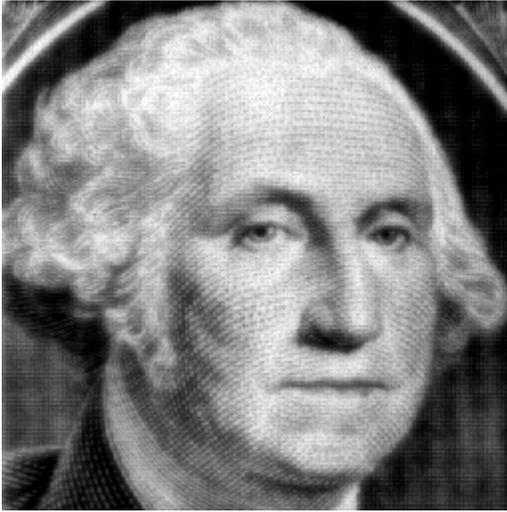


Figure 7.1-5 Image produite par l'APS 256x256  
PM @50kpx/s



Figure 7.1-6 Image produite par l'APS 256x256  
PM @50kpx/s



Figure 7.1-7 Image produite par l'APS 256x256 PM @1Mpx/s

Le sigle PD désigne des pixels photodiodes et PM des pixels photoMOS. Le signe @50kpx/s indique la vitesse de lecture de ces matrices.

Les seuls "traitements" qu'ont subi ces images par rapport à l'image brute qui est acquise sur le PC sont : une modification globale du contraste et de la brillance (comme les images sont codées sur 12 et 14 bits, une conversion (LUT) sur 8 bits a été appliquée) et une suppression du niveau de courant d'obscurité par soustraction d'une image acquise dans le noir, et ayant le même temps de pose que l'image prise à la lumière (sauf sur l'image 256<sup>2</sup> à 1Mpx/s). Aucun défaut important n'est visible sur ces images, ces dernières montrent la bonne fonctionnalité des capteurs APS.

## 7.2 Facteur de conversion

### 7.2.1 méthode de mesure

Le facteur de conversion CVF est égal à l'amplitude du signal à la sortie du capteur d'images pour un électron accumulé dans le pixel. L'unité est donc en volts/électron (en pratique plutôt  $\mu\text{V}/e^-$ ) [AOP].

Ce facteur dépend de la taille de la diode de lecture (surface et périmètre) et a été étudié précédemment pour le pixel à photoMOS et à photodiode (Chapitre II).

Afin d'évaluer ce paramètre, une "courbe de transfert photonique" est réalisée (Figure 7.3-1), l'abscisse correspond aux valeurs moyennes du signal de sortie et l'ordonnée aux variances correspondantes. Le bruit total du signal de sortie est égal à la somme quadratique du bruit de lecture  $\sigma_{lec}^2$  et du bruit photonique  $\sigma_{phot}^2$ .

La contribution du bruit apporté par le courant d'obscurité ne perturbe en rien cette mesure puisqu'elle sera comptée comme un éclaircissement parasite car la loi de distribution du courant d'obscurité est Poissonienne, comme celle du bruit photonique.

Or,  $\sigma_{lec}^2$  est constant, et  $\sigma_{phot}^2$  est proportionnel à l'intensité du signal. Par conséquent, lorsque le niveau du signal est important,  $\sigma_{phot}^2$  devient prépondérant, et la courbe  $\sigma_{lec}^2$  en fonction de l'intensité photonique  $I_{phot}$  est une droite (terme2 négligeable). Dans ces conditions, on peut démontrer que la pente est équivalente à l'inverse du facteur de conversion CVF.

$$\sigma_t = \underbrace{\frac{1}{CVF} I_{phot}}_{\text{terme 1}} + \underbrace{\frac{1}{CVF^2} \cdot \sigma_{lec}^2}_{\text{terme 2}} \quad \text{Eq. 7.2-1}$$

On peut aisément raisonner en pas de quantification numérique (LSB), c'est-à-dire calculer le bruit  $\sigma^2$  et la valeur moyenne des pixels I, en LSB (pas de quantification) plutôt qu'en volts.

La pente de la courbe de transfert ( $\Delta\sigma^2/\Delta I$ ) a pour unité le LSB par électron. Pour calculer le facteur de conversion à partir de l'inverse de la pente du terme 1 (Eq. 7.2-2), il suffit de la diviser par la tension équivalente à un 1LSB, ainsi que par le gain de la chaîne externe  $G_{ch}$ , pour se ramener à la sortie du capteur d'images, c'est-à-dire :

$$CVF_{(V/e^-)} = \frac{\Delta\sigma^2}{\Delta I} \cdot \frac{1}{1LSB \cdot G_{ch}} \quad \text{Eq. 7.2-2}$$

$\sigma^2$  étant la variance pour Iphot donné.

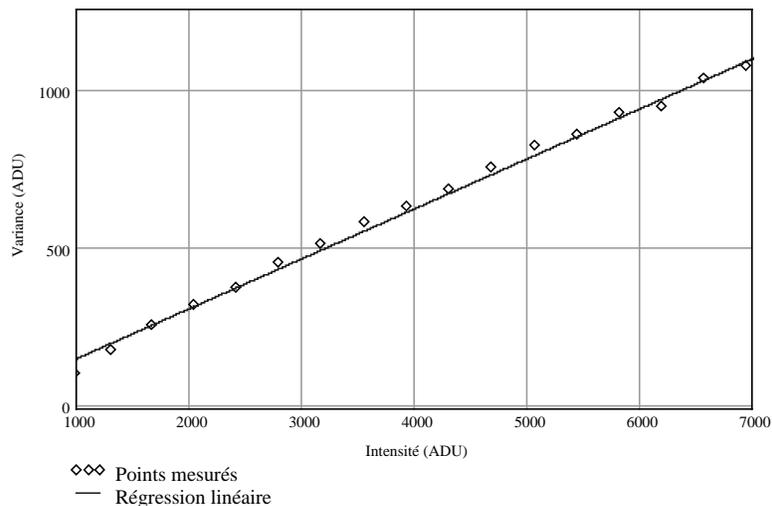
Dans le cas de la carte d'acquisition utilisé pour les APS 128x128, 1 LSB est égal à 610  $\mu\text{V}$  ( $10\text{V}/(2^{14}-1)$ ).

Deux moyens pour faire varier Iphot sont disponibles: soit changer le temps d'intégration (ce que nous avons choisi), soit faire varier l'intensité lumineuse (nécessite une source calibrée).

La méthode consiste à éclairer de manière uniforme et stable dans le temps toute la matrice. Un pixel est choisi (grâce à l'adressage aléatoire) et acquiert 2000 fois ce pixel pour chaque temps d'intégration (temps d'intégration ici géré rigoureusement à 50ns près par le microcontrôleur), la moyenne Iphot est calculée ainsi que la variance  $\sigma^2$ . Une fois tous les points de la courbe mesurés, la droite de régression linéaire au sens des moindres carrés est extraite. La pente de cette droite donne directement l'inverse du facteur de conversion pour ce pixel.

Cette opération est répétée pour une dizaine de pixels repartis aléatoirement dans la matrice.

Une précaution à prendre est d'éviter de saturer les pixels, car dans ce cas, la variance sature elle aussi, et rend la régression linéaire impossible. Il faut au moins 1000 mesures par point pour que les calculs de variance puissent converger.



**Figure 7.2-1** Courbe de transfert avec un temps d'intégration variable entre 3 et 50ms

Une méthode rapide pour mesurer le nombre d'électrons par LSB de la chaîne de lecture consiste à réaliser deux images d'une plage de lumière uniforme telle que 80% de la dynamique soit obtenue. On divise ces deux images entre elles pixel à pixel et on mesure sur une zone la moyenne Iphot et l'écart type  $\sigma$ . On calcule  $G_{\text{chaîne}}$  en e-/LSB:

$$G_{chaîne} = \frac{2 \cdot I_{phot}}{\sigma^2} \quad \text{Eq. 7.2-3}$$

### 7.2.2 résultats et commentaires

Le Tableau 7.2-1 résume les résultats obtenus pour différentes matrices. Le facteur de conversion est celui "vu" à la sortie de l'APS. Pour calculer la capacité C de la diode de lecture, on calcule :

$$C = \frac{q \cdot G_{aps}}{CVF} \quad \text{Eq. 7.2-4}$$

où  $G_{aps}$  est le gain interne de la chaîne interne à l'APS (typiquement 0.8<sup>2</sup>).

Matrice	Capacité de la diode de lecture (fF) (Estimée)	Capacité de la diode de lecture (fF) (Mesurée)	CVF ( $\mu\text{V}/e^-$ ) Mesuré
photodiode32x32	485	496	0.2
photoMOS32x32	6.3	8.5	11
photodiode 128x128	55	62	1.6
photoMOS 128x128	7.9	8.5	11
photoMOS 256x256	17	16	6

Tableau 7.2-1 Résumé des valeurs CVF et capacités des diodes de lecture

Dans le cas de la photodiode, ce facteur de conversion est bien moins élevé, ce qui est normal puisque la capacité de la photodiode utilisée en lecture est bien plus importante que celle du photoMOS.

De plus, lors des estimations de cette capacité, lorsque la capacité de la diode de lecture est inférieure à 10fF, il vient s'y greffer des capacités parasites comme celles apportées par les lignes de connexion (entre la diode de lecture et la grille du suiveur pixel, et avec le transistor de Reset).

Afin de connaître ces capacités parasites, l'outil d'extraction des capacités parasites du logiciel CADENCE à partir du dessin du pixel est bien utile pour les connaître.

Par exemple, pour le photoMOS 128x128, la capacité de la diode de lecture seule vaut 3.5fF et on a estimé à partir du dessin que viennent s'ajouter 4.4fF de capacités parasites.

Comme la valeur du facteur de conversion est maîtrisée à partir du dessin, dans le cas de la matrice 256x256, le facteur de conversion a été volontairement réduit à 6 $\mu\text{V}/e^-$  afin d'obtenir un  $Q_{sat}$  exprimé en électrons plus important que celui de la 128x128.

Les CCD possèdent un facteur de conversion en général inférieur à 10 $\mu\text{V}/e^-$  : la taille de la diode de lecture est, la plupart du temps, dessinée aux dimensions minimales. Comme la

lithographie CCD est moins fine que la lithographie CMOS, la diode de lecture d'un CCD est plus grande que celle d'un APS aboutissant à un facteur de conversion plus faible.

### **7.3 Linéarité**

#### **7.3.1 méthode de mesure**

C'est une caractéristique qui a beaucoup d'importance dans les applications où la radiométrie et la photométrie sont impliquées (mesure de flux lumineux à partir d'une image).

La linéarité traduit la proportionnalité parfaite entre le flux incident et la valeur du signal obtenue à la sortie du capteur et s'écrit sous la forme d'une série convergente:

$$I_{mes} = \sum_{i=0..n} a_i (I_{Flux}) I_{flux}^i \quad \text{Eq. 7.3-1}$$

Un détecteur parfaitement linéaire est tel que seuls les termes  $a_0$  et  $a_1$  sont constants et non nuls (les autres  $a_i$  sont nuls). En général des termes d'ordre supérieurs interviennent et dépendent parfois du flux incident en  $a_i(I_{flux})$  [ESO], effet plus visible, dans le cas où le photosite et le point de lecture sont partagés (photodiode).

La mesure des écarts de linéarité est effectuée de la même façon que pour la mesure du facteur de conversion, à la différence près, qu'une courbe donnant la réponse de sortie (en LSB, en Volts ou en électrons) en fonction du temps d'intégration (ici encore rigoureusement géré) est tracée. Il est aussi possible de faire varier l'éclairement avec un temps d'intégration constant mais cela nécessite une sphère de lumière intégrante et des diaphragmes calibrés à mieux que le 1/100<sup>e</sup> en surface. En utilisant la première méthode, 1000 mesures sont effectuées pour un temps d'intégration donné, pour s'affranchir des sources de bruits temporels.

Ensuite, afin d'éviter des biais de mesures, la chaîne externe (carte électronique d'acquisition) devra être, elle aussi qualifiée en terme de linéarité, afin que ne s'ajoutent pas ses non-linéarités.

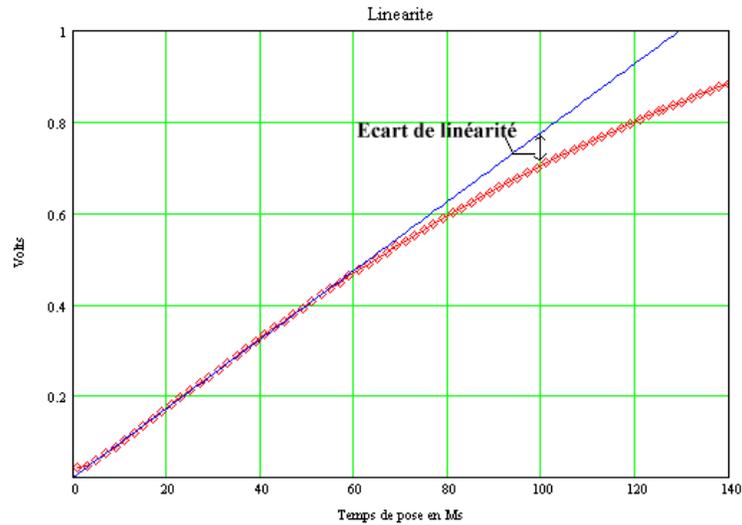


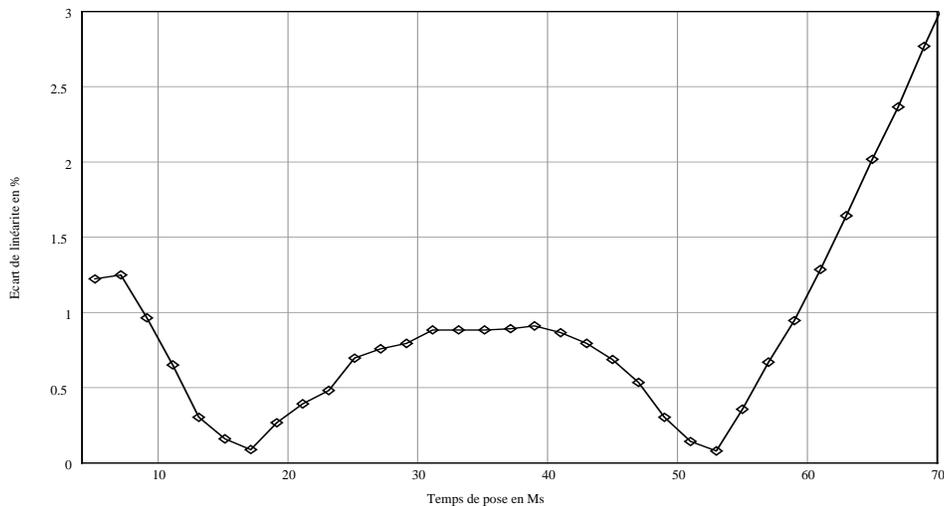
Figure 7.3-1 Mesure du signal, erreur de linéarité et droite de régression linéaire correspondante aux temps d'intégrations compris entre 0 et 50ms

A partir des données sous la forme d'un tableau à 2 colonnes (temps d'intégration colonne 0 et signal (tension ou électrons) mesuré colonne 1) :  $Data_{j,i}$ , on peut obtenir la droite de régression linéaire au sens des moindres carrés. La droite de régression s'exprime par:

$$I_{idéal}(x) = k + p \cdot x \quad \text{Eq. 7.3-2}$$

$k$  est l'ordonnée à l'origine de la droite, et  $p$  la pente de la droite de régression, et  $x$  variable. A partir de là, il est possible de calculer l'écart relatif à la droite de régression pour chaque mesure  $j$  :

$$E_j = \sqrt{\left[1 - \frac{Data_{j,1}}{I_{idéal}(Data_{j,0})}\right]^2} \quad \text{Eq. 7.3-3}$$



**Figure 7.3-2 Ecart de linéarité en flux (fixé par le temps d'intégration) d'une matrice APS. On remarque l'accroissement de la non linéarité pour des flux importants (>53ms).**

On peut alors exprimer la linéarité dans la plage de mesure (j de 0 à N) considérées comme étant la grandeur L exprimé en % :

$$L(N) = 100 - \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=0}^N \left[ 1 - \frac{Data_{j,1}}{I_{idéal}(Data_{j,0})} \right]^2} \cdot 100 \quad \text{Eq. 7.3-4}$$

Il est alors possible de calculer L(N) pour plusieurs valeurs de N jusqu'à ce qu'on obtienne une non-linéarité proche de 1% (par exemple) et la tension correspondante est Data<sub>N,1</sub>

### 7.3.2 résultats

La tableau suivant résume l'ensemble des résultats obtenus sur nos matrices APS.

Matrice	Linéarité (%)	Tension de sortie correspondante (V)	Q <sub>max</sub> Nbre d'électrons correspondant (e <sup>-</sup> )
Photodiode 32x32	98.8	0.66	3.3M <sup>(1)</sup>
	97	0.86	4.3M <sup>(1)</sup>
	88	1.24	6.2M <sup>(1)</sup>
PhotoMOS 32x32	99.2	0.84	76K <sup>(1)</sup>
	94.5	1.28	116K <sup>(1)</sup>
	89.2	1.46	134K <sup>(1)</sup>
PhotoMOS 128x128	98.5	0.56	51K <sup>(1)</sup>
	98	0.85	77K <sup>(2)</sup>
Photodiode 128x128	98.5	0.64	400K <sup>(1)</sup>
	98	0.96	600K <sup>(2)</sup>
PhotoMOS 256x256	98.8	0.54	90K <sup>(1)</sup>

**Tableau 7.3-1 Résumé des performances en linéarité des matrices APS de test.**

Note (1) : mesures avec V<sub>LN</sub>=2V et V<sub>LP</sub>=3V

Note (2) : mesures avec V<sub>LN</sub>=1V et V<sub>LP</sub>=4V

Les mesures sur les matrices 32x32 montrent bien l'effet du facteur N sur **la même série de mesures**, où la linéarité est de 98.8% (Q<sub>max</sub>=3.3Me<sup>-</sup>) pour un N<sub>1</sub> donné et se dégrade rapidement pour un N<sub>2</sub>>N<sub>1</sub> (88% Q<sub>max</sub>=6.2Me<sup>-</sup>).

### 7.3.3 Commentaires

Il est clair que plus une plage d'excursion en tension importante (typiquement plus de 1V) est requise, plus la linéarité est délicate à maintenir.

Manifestement, comme il était prévu par les simulations analogiques, les tensions de polarisation V<sub>LP</sub> et V<sub>LN</sub> influent sur la linéarité du circuit de lecture : par exemple sur le

circuit photoMOS128x128, si on diminue  $V_{LN}$  à 1V et on augmente  $V_{LP}$  à 4V, le gain en tension à linéarité constante (donc en  $Q_{max}$ ) sera de 1.5 par rapport à la configuration de polarisation standard.

Mais la contrepartie de cette modification de tensions de polarisation est une baisse de la bande passante du circuit de lecture de l'APS (voir chapitre II, §7).

Dans le cas du PhotoMOS, la linéarité exprimée en électrons est limitée à la fois par le système de lecture, et par un facteur de conversion trop important. Par exemple, un pixel photoMOS de  $19 \times 19 \mu m$  peut avoir une saturation intrinsèque de  $3Me^-$  ; si le facteur de conversion vaut  $6 \mu V/e^-$ , la tension correspondante serait de 18V (!), ceci sort radicalement de la plage de linéarité du système de lecture. Il est aussi possible de réduire le facteur de conversion, au prix d'un bruit exprimé en électrons plus important. C'est un compromis à trouver qui dépendra de l'application.

Un phénomène supplémentaire dégrade la linéarité : les effets de non-linéarité de la chaîne d'acquisition "s'ajoutent" à la non-linéarité de la diode de lecture.

L'équation suivante montre [MATH] que la capacité de la diode de lecture varie avec  $V_s$ .

$$C_d(V_s) = \sqrt{\frac{q \cdot \epsilon_{si} \cdot N_A}{2 \cdot \left( V_{bi} + (V_{ref} - V_s) - \frac{2kT}{q} \right)}} \cdot A_d \quad \text{Eq. 7.3-5}$$

$C_d$  : capacité du détecteur photodiode polarisé en inverse (F),

$q$  : charge élémentaire ( $1,6 \times 10^{-19}$  C),

$\epsilon_{si}$  : permittivité du silicium ( $10^{-12}$  F/cm),

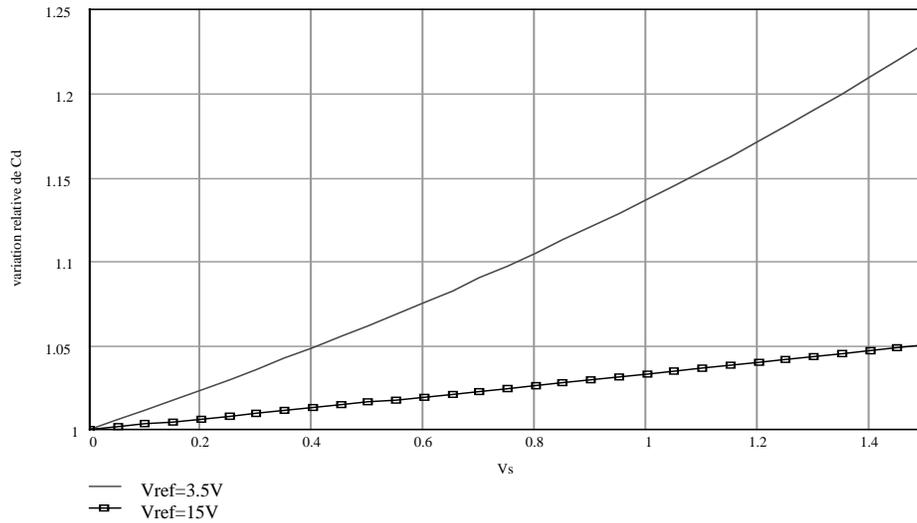
$N_A$  : concentration en dopants P (atomes/cm<sup>3</sup>),

$V_{bi}$  : tension de seuil de la diode (V),

$V_{ref}$  : tension inverse aux bornes de la diode (V) après initialisation (typiquement 3.5V),

$V_s$  : tension due au signal photonique (V),

$A_d$  : surface de la diode (cm<sup>2</sup>).



**Figure 7.3-3 Variations relatives par rapport à  $C_d(0)$  en %, de la capacité de la diode de lecture en fonction de la tension à ses bornes.**

Il est possible de calculer la variation relative par rapport à un signal nul :  $C_d(V_s)/C_d(0)$  et de constater rapidement que cette variation relative ne dépend pas de l'aire de la diode.

La courbe de la Figure 7.3-3 montre que pour un  $V_s$  de 0.4V ( $V_{ref}$  à 3.5V), la capacité a augmenté de 5% par rapport à un signal  $V_s$  nul. Malheureusement, la formule (Eq. 7.3-45) est très simplifiée et ne tient pas compte d'effets dûs aux capacités périmétriques et la variation de capacité de la diode de lecture fournie par cette formule aboutit à une surestimation de la non linéarité de la diode puisqu'on mesure en réalité un écart toujours inférieur.

Cependant, la linéarité de la photodiode est plus défavorable que celle du photoMOS puisque dans le cas de la photodiode, la tension à ses bornes  $V_d$  obéit à l'équation différentielle :

$$-I_{phot} = C_d(V_d) \cdot \frac{dV_d}{dt} + V_d \cdot \frac{dC_d}{dV_d} \cdot \frac{dV_d}{dt} \quad \text{Eq. 7.3-6}$$

donc "intégrant" le défaut de non linéarité de  $V_d=V_{ref}$  à  $V_d=V_{sig}$ , alors que dans le cas du photoMOS, les charges sont directement injectées dans la diode de lecture

Un moyen pour réduire la non linéarité de la diode de lecture est d'augmenter le  $V_{ref}$  comme le montre la courbe (Figure 7.3-3) où, si  $V_s=0.4V$  ( $V_{ref}$  à 15V), l'écart est inférieur à 2%. Ceci est employé dans les CCD qui ont des linéarités supérieures à 99% sur 2V de plage

d'excursion. Malheureusement les technologies CMOS utilisent des tensions maximales de 5V, qui aboutissent, après remise à zéro de la diode de lecture, à une tension  $V_{ref}$  de l'ordre de 3.6V.

## **7.4 Bruit de lecture**

### **7.4.1 méthode**

La mesure du bruit intrinsèque d'un capteur n'est pas facile à réaliser, car le système de mesure (carte d'acquisition) doit avoir un bruit négligeable devant le bruit du capteur. Comme nous nous sommes efforcés de réaliser des cartes d'acquisition dont le bruit est limité au bruit de quantification du convertisseur (les bruits des circuits discrets comme l'ampli d'instrumentation étant négligeables quant ils sont ramenés à la sortie du capteur), cette mesure a été possible en utilisant un gain très élevé.

La méthode est cependant très simple: on place le capteur dans l'obscurité totale, et 2000 mesures (avec un temps d'intégration nul pour éliminer le bruit dû au courant d'obscurité) du même pixel sont réalisées. Une fois l'ensemble de la mesure réalisé, on en calcule l'écart type de la distribution. Plusieurs pixels sont choisis à travers la matrice pour avoir une mesure plus fiable.

### **7.4.2 résultats**

Le tableau résume le bruit total à la sortie de la matrice APS.

Matrice	$\mu\text{V rms}$	Vitesse de lecture	KTC e- résiduel <sup>(4)</sup>	Total Electrons RMS
Photodiode 32x32	200	250 kpx/s	360	1000 <sup>(2)(3)</sup>
	160			800 <sup>(1)(3)</sup>
PhotoMOS 32x32	286	250 kpx/s	0	26 <sup>(2)</sup>
	220			20 <sup>(1)</sup>
PhotoMOS 128x128	154	50 kpx/s	0	14 <sup>(1)</sup>
	407	1 Mpx/s	0	37 <sup>(5)</sup>
Photodiode 128x128	225	50 kpx/s	100	141 <sup>(1)(3)</sup>
PhotoMOS 256x256	120	50 kpx/s	0	20 <sup>(1)</sup>

Tableau 7.4-1 Résumé des valeurs de bruits obtenues

- (1) Double Delta Sampling ou DDS inactif  
(2) DDS actif  
(3) mesuré, le bruit KTC est donc **inclus** dans cette mesure.  
(4) Estimé à la sortie de l'APS, nul si le CDS est effectué, non nul dans le cas contraire.  
(5) Mesure réalisée par Matra Marconi Space, DDS inactif.

Certaines vitesses de lecture sont relativement lentes à cause des limitations dues aux cartes d'acquisition.

Le bruit KTC est éliminé par le CDS pour les structures photoMOS mais s'ajoute de manière quadratique aux autres bruits dans le cas des structures photodiodes.

Une mesure de densité spectrale a été effectuée avec une matrice photoMOS 128x128 en utilisant un analyseur de spectre HP3585A dont la gamme de fréquence varie entre 0 et 40MHz. Nous avons alimenté la matrice APS avec une pile, fixé une adresse particulière, activé les signaux Reset, SHR de façon à être directement connecté au suiveur M2 du pixel. La photogrille est isolée de la diode de lecture (signal PG). L'APS est placé en obscurité complète et dans une cage de Faraday afin d'éviter toute perturbation extérieure. La diode de lecture du pixel est adressée pour la mesure, initialisée en permanence, car si elle restait flottante, sa tension chuterait rapidement (courants thermiques) et elle sortirait de la plage d'opération du circuit, rendant impossible toute forme de mesure.

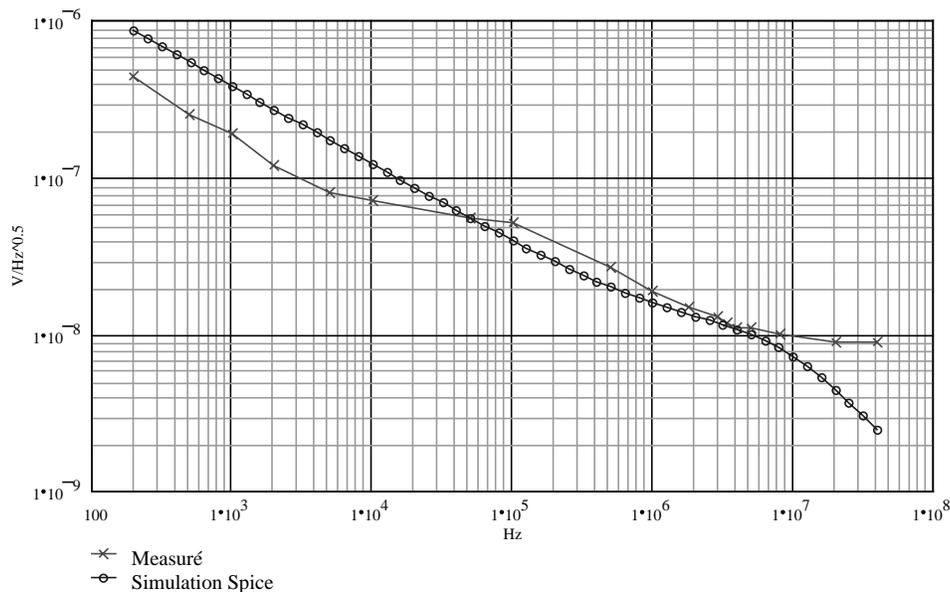


Figure 7.4-1 Mesure et simulation Spice de la densité spectrale de bruit pour un APS 128x128

Une simulation Spice de bruit de ce circuit (dans les mêmes conditions, M1 passant) a été superposée à la courbe mesurée.

### 7.4.3 commentaires

Le bruit (exprimé en  $\mu\text{V}$ ) est du même ordre de grandeur pour toutes les structures, soit 120 à  $230\mu\text{V}$  rms à vitesse lente ( $<500\text{kpx/s}$ ). Comme il a été vu dans le paragraphe 2 de ce chapitre, la valeur du bruit dépend d'un grand nombre de paramètres issus de la conception de la chaîne analogique (W/L, valeur des capacités d'échantillonnage).

Le bruit KTC, non éliminé, de la photodiode devient non négligeable pour des photodiodes de petite taille (comme la matrice photodiode 128x128). Dans ce cas le bruit KTC est comparable au bruit de lecture (soit  $100e^-$  apporté par le bruit KTC seul).

Les pixels photoMOS ont des bruits ramenés en électrons rms faibles et proches des valeurs des capteurs CCD non scientifiques (10 à  $20e^-$  rms).

Les courbes de densité spectrale de bruit sont instructives :

- ♦ en intégrant le bruit entre 0 et 1MHz, on obtient une valeur de  $60\mu\text{V}$  (mesuré) à comparer au  $80\mu\text{V}$  issus de la simulation Spice.
- ♦ les deux courbes sont proches et montrent un bruit simulé légèrement plus faible que celui mesuré.
- ♦ la majeure partie du bruit provient du transistor suiveur M2 dans le pixel (§2).

Cependant, il y a des restrictions à appliquer à ce type de mesure: les phénomènes de bruit injecté par les interrupteur d'initialisation et d'échantillonnage (SHS,SHR,adressage..) n'a pas pu être pris en compte ici. Il est impossible de réaliser une simulation AC dans des conditions d'un circuit potentiellement ouvert. **Le transistor de Reset du pixel a volontairement été activé, imposant une tension fixe (basse impédance) à l'entrée du**

suiveur M2, alors que dans la réalité, on mesure une tension de diode flottante, donc à priori, étant à haute impédance. Pour s'approcher de la réalité, il aurait fallu désactiver le transistor de Reset et placer l'APS à  $-50^{\circ}\text{C}$  pour ne pas être affecté par sa décroissance naturelle de tension. L'inconvénient de cette méthode est de mesurer une densité spectrale à  $-50^{\circ}\text{C}$  et non à température ambiante. On se rend bien compte que la mesure de densité spectrale de bruit est difficile et qu'elle nécessite certainement un dessin système de lecture isolé du reste de la matrice.

L'augmentation du niveau de bruit avec le DDS s'explique par le fait que deux échantillons sont pris au lieu d'un seul dans le cas où le DDS n'est pas activé. Ces deux mesures sont non corrélées, ce qui entraîne, dans le cas d'un bruit blanc, une augmentation du bruit de 3 dB. Or, l'augmentation du bruit n'est que d'environ 2 dB. Cela indique qu'une partie du bruit est en  $1/f$ , et la lecture DDS (qui est une lecture différentielle) aide à réduire ce bruit de la même manière que la méthode CDS.

## 7.5 Dynamique

### 7.5.1 méthode

La dynamique exprime le rapport entre le signal maximal pour une linéarité donnée et le bruit de lecture. Pour la calculer, nous avons besoin des mesures de linéarité et des mesures de bruit précédemment effectuées. La dynamique D (ici en dB ou en Bits) s'exprime :

$$D(\text{dB}) = 20 \cdot \log\left(\frac{Q_{\max}}{\sigma_{\text{lec}}}\right) \quad D(\text{Bits}) = \ln\left(\frac{Q_{\max}}{\sigma_{\text{lec}}}\right) / \ln(2) \quad \text{Eq. 7.5-1}$$

$Q_{\max}$  : Nombre maximal d'électrons dans le pixel pour une linéarité donnée ( $e^-$ ),

$\sigma_{\text{lec}}$  : Bruit de lecture ( $e^-$  RMS).

### 7.5.2 résultats

Matrice	D (dB)	D (Bits)
Photodiode 32x32	72	12 <sup>(1)</sup>
PhotoMOS 32x32	71.6	11.9 <sup>(1)</sup>
PhotoMOS 128x128	71	11.8 <sup>(1)</sup>
	75	12.4 <sup>(2)</sup>
Photodiode 128x128	70	11.5 <sup>(1)</sup>
	72.6	12 <sup>(2)</sup>
PhotoMOS 256x256	73	12.1 <sup>(1)</sup>

Tableau 7.5-1 Dynamique des différents APS de test.

Toutes ces valeurs sont obtenues avec le DDS désactivé (dans le cas contraire le bruit augmente et dégrade la dynamique de 2 à 3 dB)

La vitesse de lecture est celle reportée dans le Tableau 7.4-1.

L'écart de linéarité pour un  $Q_{max}$  donné ne dépasse pas 1% pour le calcul de ces valeurs.

$$(1) V_{LN}=2V \quad V_{LP}=3V$$

$$(2) V_{LN}=1V \quad V_{LP}=4V \text{ (pour améliorer la linéarité)}$$

La résolution d'un éventuel convertisseur analogique-numérique adapté à ces valeurs de dynamique est aisément calculée pour qu'un LSB de ce CAN corresponde au bruit de lecture.

### 7.5.3 commentaires

Les valeurs de dynamique (12 bits) sont comparables et montrent que le circuit de lecture limite aussi la dynamique (linéarité). Il en va de même pour le bruit du circuit de lecture. Que ce soit la photodiode ou le pixel photoMOS, la dynamique reste identique car l'excursion en tension est presque la même, et le bruit exprimé en  $\mu V$  aussi.

En Comparant aux CCD, ces valeurs sont proches de capteurs CCD utilisés dans des applications non scientifiques (imagerie numérique, vision de contrôle, ..). En effet, les CCD scientifiques possèdent des dynamiques de 14 à 16 bits, soit au moins en moyenne un  $Q_{max}$  deux fois plus grand et un bruit deux fois plus faible.

Un travail important doit être entrepris dans le futur pour augmenter la dynamique des APS, et concerne les points suivants :

- ♦ Augmenter la plage d'excursion du circuit de lecture et ne plus être limité en linéarité par ce dernier
- ♦ Diminuer le bruit du circuit de lecture à moins de  $80\mu V$  rms
- ♦ Certainement abandonner le pixel photodiode dont le bruit KTC non éliminé peut devenir trop important pour de petites photodiodes ( $<5\mu m$ ).

Cette tâche ne sera pas facile dans la mesure où la réduction de la lithographie s'accompagne d'une réduction des tensions de fonctionnement (5V à 3.3V) et rend encore plus difficile la conception d'un circuit de lecture linéaire à mieux que 1% sur une plage de 2V (Chapitre IV).

## 7.6 Uniformité de réponse photonique (PRNU)

### 7.6.1 méthode

Lorsque la matrice est éclairée par une plage de lumière uniforme sur toute sa surface, elle ne donne pas un signal identique pour tous ses pixels. Chaque pixel possède sa propre réponse. Elle dépend du rendement quantique, du facteur de conversion de chaque pixel et des variations géométriques sur la surface du détecteur. La non-uniformité est une mesure de l'écart-type de la réponse de tout ces pixels. Cette réponse dépend de la longueur d'onde

des photons incidents, nous ne l'avons mesuré ici qu'à une seule plage de longueur d'onde (lumière rouge  $\approx 600\text{nm}$ )

La mesure de cette caractéristique s'effectue en éclairant la matrice par une source de lumière (ici une LED placée à 2 mètres).

L'intégration demeure courte ( $<100\text{ms}$ ) pour éviter l'ajout du courant d'obscurité qui possède sa propre non uniformité (DSNU) que l'on veut décorréliser de la mesure du PRNU. Une cinquantaine d'images sont réalisées, une moyenne de ces images est effectuée afin d'éliminer les bruits temporels. Le niveau d'éclairement de la matrice correspond à 80% du  $Q_{\text{max}}$  (zone linéaire à mieux que 1%)

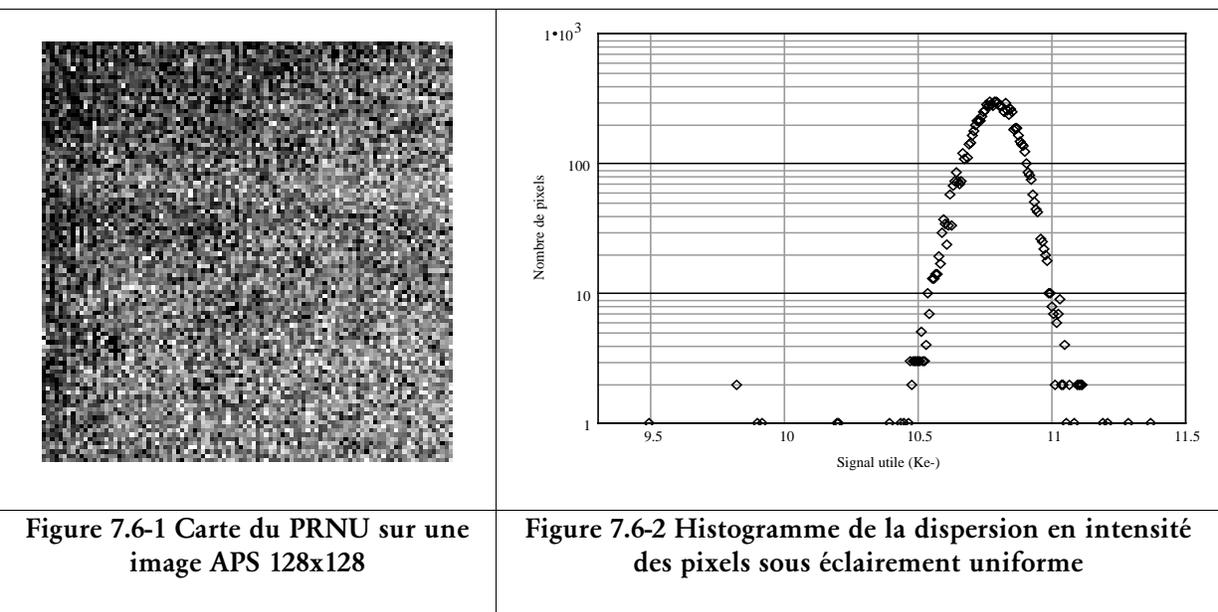
Ensuite, une carte du courant d'obscurité avec le même temps d'intégration est effectuée pour enlever les offset et le bruit fixe (FPN) : la matrice est placée dans le noir et la moyenne de 100 images est réalisée.

Cette image moyenne d'obscurité est soustraite à l'image obtenue sous éclairage pour n'avoir que le signal photonique.

Ensuite, on calcule la moyenne  $M$  sur tous les pixels de cette image. Ces derniers constituent une distribution possédant un écart type. La moyenne  $M$  est divisée par cet écart type afin d'obtenir la valeur de la PRNU ramenée en %.

### 7.6.2 résultats

L'image (Figure 7.6-1) montre la non uniformité photonique pour le photoMOS 128x128 et l'histogramme, la distribution des valeurs des pixels (ici en ke-). Un calcul rapide effectué sur l'histogramme (Figure 7.6-2) montre que 99.6% des pixels sont distribués à l'intérieur d'une Gaussienne (ce qui signifie qu'il y a peu de pixels défectueux).



Le tableau suivant résume les résultats obtenus :

Matrice	PRNU
Photodiode 32x32	5% <sup>(1)</sup>
PhotoMOS 32x32	10.5 % <sup>(1)</sup>
PhotoMOS 128x128	0.7 % <sup>(2)</sup>
PhotoMOS 256x256	1% <sup>(3)</sup>

**Tableau 7.6-1 Résumé des valeurs de PRNU**

(1) sur toute la matrice

(2) sur une zone centrale de 100x100 pixels

(3) sur une zone centrale de 235x235 pixels

Les mesures pour la photodiode 128x128 n'ont pu être effectuées, car cette matrice possède un DSNU (Non uniformité de courant thermique) très élevé et perturbant de manière trop importante la mesure du PRNU.

### 7.6.3 commentaires

De nombreux facteurs peuvent affecter l'uniformité du détecteur, par exemple :

- ◆ Des irrégularités géométriques de la zone photosensible (photoMOS ou photodiode). Par exemple, dans le cas du photoMOS une petite variation au niveau de l'épaisseur du polysilicium peut changer considérablement la courbe du rendement quantique en raison d'un décalage spectral des oscillations interférentielles entre les couches de polysilicium et d'oxyde mince.
- ◆ L'imprécision de la lithographie de la diode de lecture, provoquant un changement de surface et donc un changement de la valeur de la capacité de la diode de lecture. Ceci se remarque davantage au fur et à mesure que la taille de la diode diminue, puisque les variations relatives augmentent. Autrement dit, c'est le pixel à photoMOS qui est le plus sensible à ce type de défaut.
- ◆ L'imprécision de la lithographie des transistors de lecture, provoquant un gain différent pour chaque pixel.
- ◆ La variation de la tension de seuil de chaque transistor de lecture du pixel, provoquant des variations au niveau du gain et de l'offset du signal de sortie.

En résumé, c'est la qualité de la technologie qui limite la bonne uniformité du détecteur.

On remarque une uniformité deux fois meilleure dans le cas de la photodiode 32x32 par rapport au cas du photoMOS 32x32, ce qui est normal étant donné la différence de taille entre les diodes de sortie, car plus la diode est petite, plus elle est sensible aux variations relative de taille. Par ailleurs, la structure photodiode est plus simple que celle du photoMOS, puisqu'elle ne contient que trois transistors au lieu de quatre pour le photoMOS.

Enfin, la PRNU est bien meilleure pour le photoMOS 128x128 réalisé en technologie CMOS 0.7 que celle des matrices 32x32. Ceci prouve que le facteur technologique est important et qu'il faut éviter de concevoir des transistors aux dimensions minimums de la technologie sous peine d'avoir d'importantes variations de lithographie.

## 7.7 Courant d'obscurité moyen et DSNU

### 7.7.1 méthode

Le courant d'obscurité est du aux générations de charges thermiques dans les pixels qui s'y accumulent en s'ajoutant aux électrons produits par le flux photonique. Cette génération intervient majoritairement à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> (dans le cas du PhotoMos) et dans le substrat lui-même. Il est mesuré soit en e-/pixel/sec pour une température donnée, mais préférentiellement, afin de pouvoir comparer des matrices ayant des pixels de taille différente, en pA/cm<sup>2</sup>. La relation de passage est :

$$I_d = \frac{10^{20} \cdot E \cdot q}{S} \quad \text{Eq. 7.7-1}$$

$I_d$  : courant en pA/cm<sup>2</sup>

$q$  : charge de l'électron

$S$  : surface du pixel en μm<sup>2</sup>

$E$  : courant d'obscurité en e-/pixel/sec

De plus, le taux de génération de ces charges thermiques varie beaucoup d'un pixel à l'autre et donne une caractéristique appelée DSNU (Dark Signal Non Uniformity ou non uniformité de courant thermique). La distribution en intensité du courant d'obscurité obéit la plupart du temps à une distribution gaussienne centrée sur la moyenne du courant thermique, et les pixels ayant un courant plus élevé (en dehors de la distribution gaussienne) sont des pixels « chauds » (on peut aussi parler de pixel froids pour ceux en dessous de la moyenne, mais en général, ils sont en nombre moins important par rapport aux pixels chauds).

La mesure du courant d'obscurité nécessite une "longue pose" (en secondes). Une moyenne de 50 de ces images est effectuée pour s'affranchir des bruits temporels. On soustrait à cette

image la moyenne de 50 images acquises avec le temps d'intégration minimum (courant d'obscurité négligeable) pour enlever l'offset et le bruit fixe (FPN).

### 7.7.2 résultats

Les images suivantes montrent les cartes de courant d'obscurité de chaque matrice.

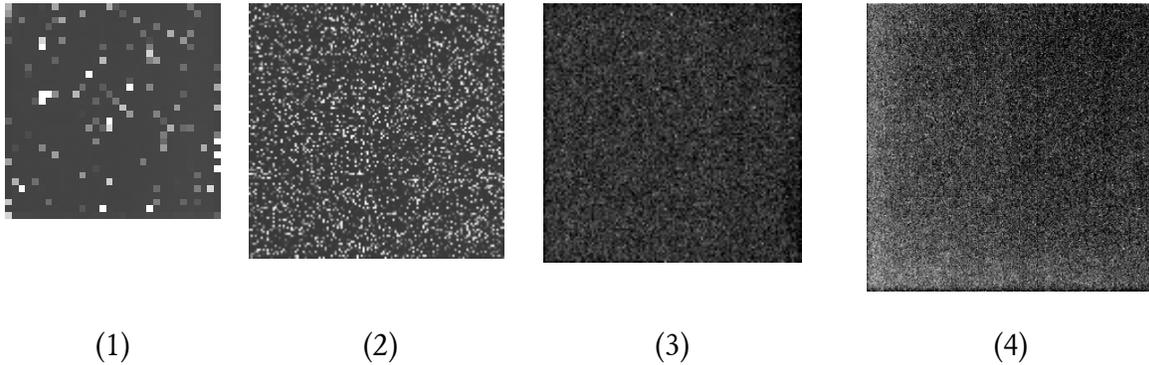


Figure 7.7-1 Cartes de DSNU des matrices de test

- (1) : Carte du courant d'obscurité du photoMOS 32x32 à T=300 K et  $\tau_{\text{int}}=10$  ms.  
 (2) : Carte du courant d'obscurité du photodiode 128x128 à T=295 K et  $\tau_{\text{int}}=350$  ms.  
 (3) : Carte du courant d'obscurité du photoMOS 128x128 à T=295 K et  $\tau_{\text{int}}=350$  ms.  
 (4) : Carte du courant d'obscurité du photoMOS 256x256 à T=305 K et  $\tau_{\text{int}}=1200$  ms.  
 Le tableau suivant donne les courants d'obscurité moyens à 25 °C de chaque matrice.

Matrice	Photodiode 32x32	PhotoMos 32x32	PhotoDiode 128x128	PhotoMos 128x128	PhotoMos 256x256
Courant	380 pA/cm <sup>2</sup>	152 pA/cm <sup>2</sup>	1 nA/cm <sup>2</sup>	1 nA/cm <sup>2</sup>	2.4 nA/cm <sup>2</sup>
DSNU <sup>(1)</sup>	95%	82%	71%	98.6%	99.8%

Tableau 7.7-1 Résumé des valeurs de courants d'obscurités moyens et de DSNU associé

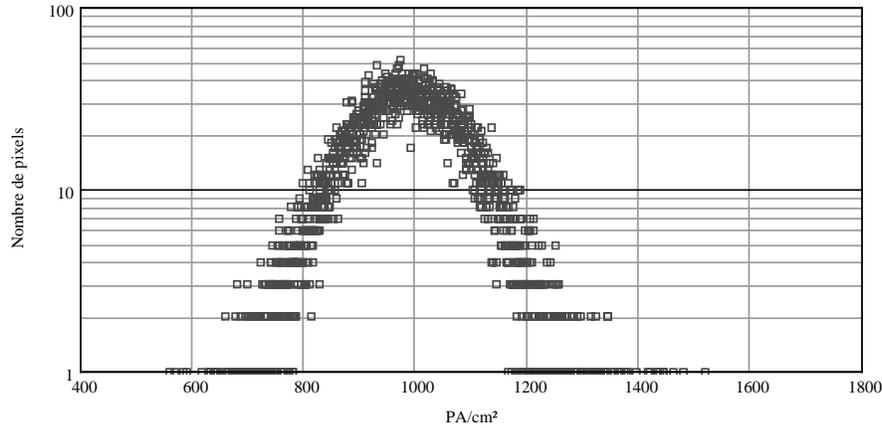


Figure 7.7-2 Histogramme du courant d'obscurité de la matrice photoMOS 128x128 à température ambiante

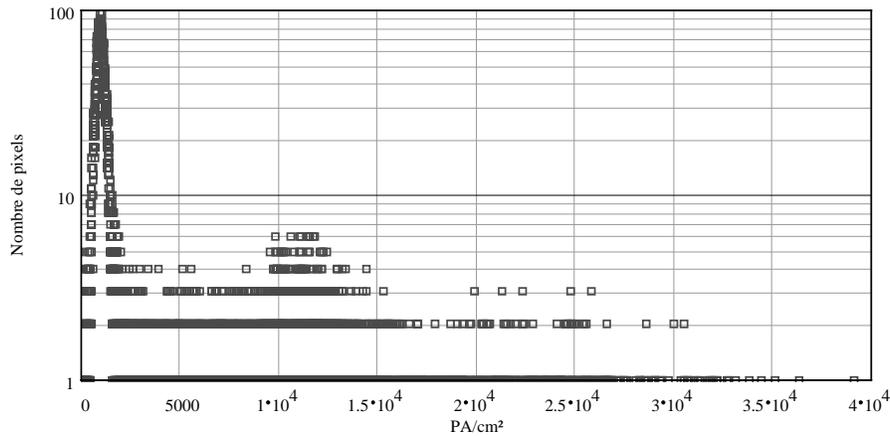


Figure 7.7-3 Histogramme du courant d'obscurité de la matrice photodiode 128x128 à température ambiante

(1) : La rubrique DSNU donne la fraction de pixels qui se situent dans la distribution gaussienne théorique. Par exemple, dans le cas de la photodiode 128x128, il y a 70% de pixels "dits normaux" situés dans la distribution gaussienne et 30% à l'extérieur (pixels chauds ou défectueux).

L'historgramme de la matrice photodiode 128x128 (Figure 7.7-3) montre 3 populations : une entre 0 et  $1.2 \text{ nA/cm}^2$ , elle représente la distribution normale de courant d'obscurité. Au delà de  $1.2 \text{ nA/cm}^2$ , les deux autres populations, élevée en nombre, sont des pixels défectueux dont l'origine n'a pas été expliqué.

### 7.7.3 commentaires

Les résultats obtenus sont comparables à ceux des capteurs CCD standards ( $300\text{-}1 \text{ nA/cm}^2$ ) non MPP. Ils sont normaux dans la mesure où la génération de courant thermique est important en surface (à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>).

Afin de réduire en moyenne le courant d'obscurité dans les structures photoMOS, il faut, comme pour les CCD, à la fois utiliser un canal enterré (couche n<sup>+</sup> entre la grille et le

substrat) et appliquer des tensions négatives (MPP). Cependant ceci est impossible pour deux raisons : la première est que le dessin d'une couche n<sup>+</sup> sous une grille pour certaines technologies CMOS viole des règles (possible avec les technologies BiCMOS), l'application de tension négatives n'est pas triviale sur des circuits CMOS.

Une recherche future doit s'effectuer afin de réduire le plus possible ce courant d'obscurité pour atteindre des performances de CCD scientifiques (30-10pA/cm<sup>2</sup>).

En ce qui concerne le DSNU, il est clair qu'il est dépendant de la technologie employée. En effet, on obtient de très bons résultats avec les matrices photodiodes 32x32 et des résultats défavorables avec la matrice 128x128 réalisée avec une autre technologie.

Par contre, les valeurs des matrices photoMOS réalisées en CMOS0.7 sont très bonnes.

Nous avons refroidi la matrice photodiode 128x128 et constaté que ces points chauds ne disparaissaient pas selon une règle connue: ceci nous amène à penser que ces photodiodes défectueuses fuient pendant les centaines de ms que dure l'intégration.

Enfin, certains de ces pixels chauds saturent très vite (moins de 500 ms) et ont un comportement non linéaire.

Il faut noter que nous n'avons pu constater de différences de courant d'obscurité entre la structure à taux de remplissage optimisé et celle à taux de remplissage non optimisé du photoMOS32x32.

## **7.8 Courant d'obscurité en fonction de la température**

Le courant d'obscurité est très dépendant de la température et nous avons effectué les mêmes mesures que celles décrites dans le paragraphe précédent en installant une matrice APS 128x128 sur un module thermoélectrique Peltier. Nous avons pu ainsi refroidir l'APS jusqu'à 0°C et mesurer le courant d'obscurité moyen pour une température mesurée sur notre circuit de test.

Effectuer la mesure en dessous de 0°C n'était pas possible, car l'APS n'était pas placé sous ambiance sèche (ou radicalement dans le vide) et le givre peut altérer les signaux électriques, donc aussi les mesures. Une expression théorique donne le courant d'obscurité S en fonction de la température T:

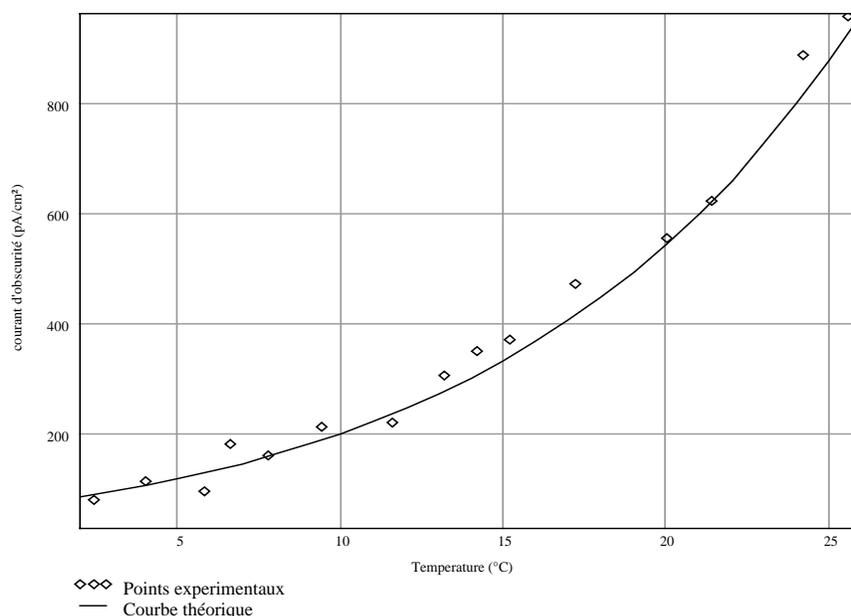
$$S = A \cdot T^{3/2} e^{-\frac{Vg \cdot q}{2 \cdot k \cdot T}} \quad \text{Eq. 7.8-1}$$

A : Constante dépendante des unités utilisées (LSB,e-/pixel/sec,pA/cm<sup>2</sup>)

- $V_g$  : Tension de Gap (Bande interdite)  
 $kT$  : Produit constante de Boltzmann par la température.  
 $q$  : Charge de l'électron

La courbe de la Figure 7.8-1 montre un bonne similitude entre les points de mesures et la courbe théorique. Le phénomène bien connu sur les CCD s'applique aussi sur les APS : le courant d'obscurité est divisé par 2 (donc le bruit associé, par racine de 2) tous les 6°C sur cette plage de température.

Enfin, en extrapolant les courbes en dessous de 0°C, cet APS aurait les mêmes performances s'il était utilisé à -7 °C (30pA/cm<sup>2</sup>) qu'un CCD scientifique MPP placé à 25°C. Bien que les résultats soient corrects vis à vis de la technologie employée, ceci montre le travail qu'il reste à faire pour atteindre le niveau du CCD MPP.



**Figure 7.8-1 Comparaison entre la courbe théorique et les points expérimentaux du courant d'obscurité en fonction de la température.**

## ***7.9 Fixed Pattern Noise (FPN) colonne***

### ***7.9.1 méthode***

L'APS possède un bruit spatial qui est inhérent à son architecture : c'est le "bruit fixe" (FPN). Ce bruit fixe est majoritairement structuré en colonne (alors que dans les CCD c'est plutôt de pixel à pixel).

Le FPN exprime l'écart de réponse entre les colonnes d'une matrice APS. La cause principale de ce "bruit fixe" vient de la variation des tensions de seuils entre les suiveurs colonne PMOS dans la chaîne d'acquisition (cf. chapitre II, §7.1). Afin de corriger ce "biais" les chaînes de lecture de nos APS de test disposent toutes d'un circuit de compensation de FPN colonne nommé DDS (Double Delta Sampling).

Pour mesurer ce FPN, il suffit d'utiliser une propriété de notre chaîne d'acquisition d'images externe à l'APS. Cette propriété se trouve dans les fonctionnalités réalisées par la carte d'acquisition :

On numérise la tension  $V_1$  puis la tension  $V_2$  telles que :

$$\begin{aligned} V_1 &= G(V_{sig} - V_{ref}) \\ V_2 &= GV_{cb} \end{aligned} \quad \text{Eq. 7.9-1}$$

$G$  étant le gain de la chaîne d'acquisition,  $V_{sig}$  et  $V_{ref}$ , les signaux issus de l'APS et  $V_{cb}$  la tension résiduelle provoquée par les variations de tension de seuil des PMOS.

La tension  $V_2$  est obtenue en activant les commandes CB (voir schéma du circuit chapitre II, §7.1), et le signal final corrigé par le DDS est  $V_{final}=V_1-V_2$ . On notera que cette opération réduit d'un facteur 2 la fréquence de lecture puisque que pour chaque pixel, il faut effectuer cette opération (il existe cependant d'autres méthodes pour éviter ce problème).

Comme la tension  $V_2$  est numérisée (parce que  $V_{final}$  est ici obtenue par soustraction numérique), il suffit de mémoriser la tension  $V_2$  sur une image qui lui est propre (avec un gain  $G$  important) pour obtenir la carte de FPN colonne de toute la matrice.

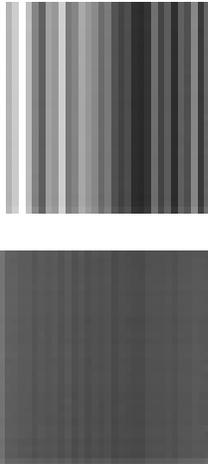


Figure 7.9-1 carte du FPN «seul» pour la matrice PD 32x32 (1)

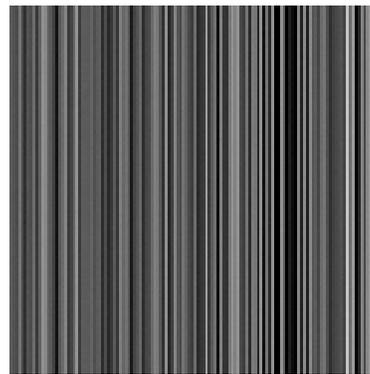


Figure 7.9-2 Carte du FPN de la matrice PM 128x128

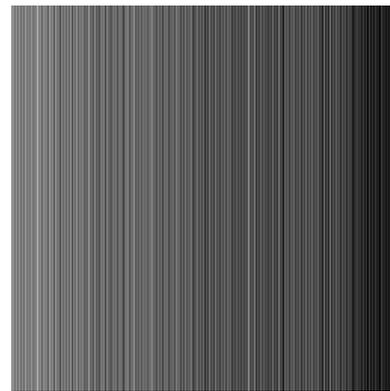


Figure 7.9-3 Carte du FPN de la matrice PM 256x256

(1) Image du haut sans correction DDS, image du bas avec correction DDS, avec la même visualisation (contraste - luminosité).

La moyenne de chaque colonne de cette image est calculée afin d'obtenir un vecteur unidimensionnel contenant le  $V_{cb}$  de chaque colonne.

Il est possible aussi de tracer un histogramme (Figure 7.9-4) montrant la dispersion de  $V_{cb}$ .

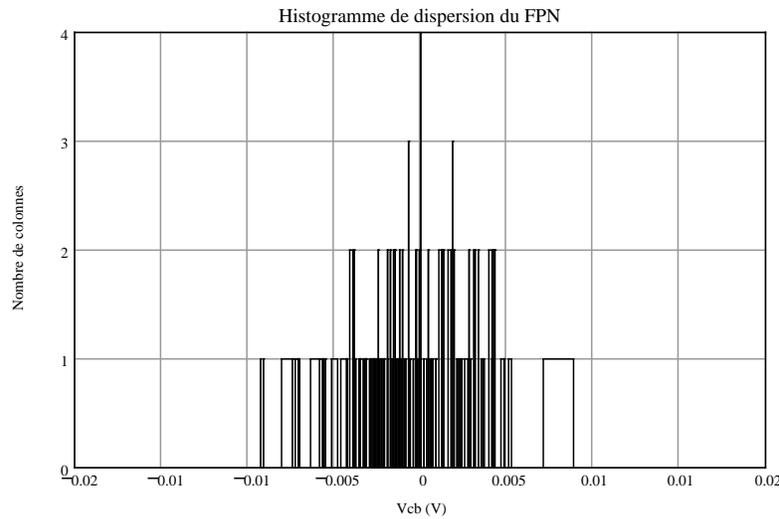


Figure 7.9-4 Dispersion de  $V_{cb}$  (une fois moyennée colonne à colonne) pour une matrice 128x128 photoMOS (+5mV d'écart)

L'écart type de ce vecteur est à nouveau divisé par l'intensité correspondant à la saturation du capteur : on obtient la valeur du FPN colonne.

Le même type de calcul s'applique sur une image où le circuit de DDS a été activé et le résultat donne le FPN colonne avec DDS.

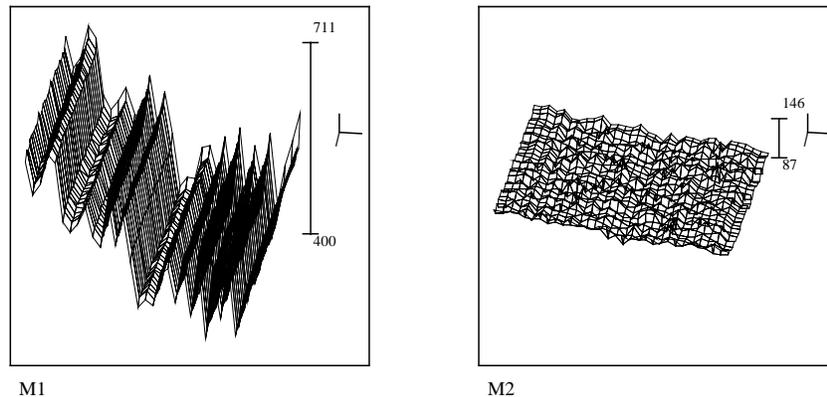


Figure 7.9-5 Vues 3D radiométriques d'une image prise avec la photodiode 32x32 en obscurité, sans DDS à gauche, et avec DDS à droite (à la même échelle).

La figure ci-dessus montre l'efficacité de ce système sur une vue 3D d'une matrice 32x32.

### 7.9.2 résultats

	Photodiode 32x32	PhotoMos 32x32	PhotoMos 128x128
DDS off	0.66 %	1.7 %	0.31 %
DDS on	0.1 %	0.11 %	0.05 %

Tableau 7.9-1 Résumé des valeurs de FPN avec et sans correction DDS.

### 7.9.3 commentaires

Le circuit de DDS est efficace et plus particulièrement le FPN sans DDS est plus faible avec la technologie CMOS 0.7µm.

L'image des  $V_{cb}$  est une signature du capteur et peut être éliminée à posteriori même si on ne dispose pas de circuit de DDS. Il suffit de numériser  $V_{cb}$  une fois pour toutes en une "image moyenne" et de la soustraire à l'image d'une scène observée.

Le problème dû au FPN est loin d'être critique, c'est un simple offset variant d'une colonne à une autre.

### 7.10 Fixed Pattern Noise (FPN) colonne et pixel

Nous nous sommes intéressés au FPN colonne, en fait le FPN pixel intervient lui aussi, surtout quand le FPN colonne devient faible, comme nous l'avons constaté avec la technologie CMOS 0.7µm et la matrice 256x256. Le FPN s'exprime sous la forme générale d'une composante colonne  $j$ ,  $Y_j$ , pixel  $i,j$  et  $X_{i,j}$ :

$$FPN_{i,j} = Y_j + X_{i,j} \quad \text{Eq. 7.10-1}$$

$X$  et  $Y$  étant des variables aléatoires à moyenne nulle totalement décorréelées. La matrice possède  $N$  par  $M$  éléments.

Comme nous l'avons vu précédemment, il est possible de calculer la moyenne et l'écart type correspondants :

$$\bar{Y}_j = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N FPN_{i,j} \quad \text{Eq. 7.10-2}$$

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \bar{Y}_j^2 - \left[ \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \bar{Y}_j \right]^2}$$

Cette fois ci, un  $X_{i,j}$  et l'écart type correspondant sont estimés comme étant :

$$\bar{X}_{i,j} = FPN_{i,j} - \bar{Y}_j \quad \text{Eq. 7.10-3}$$

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{M \cdot N} \sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N \bar{X}_{i,j}^2 - \left[ \frac{1}{M \cdot N} \sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N \bar{X}_{i,j} \right]^2}$$

De plus, ces équations sont valides dans la mesure où il a été démontré [STD-1] qu'il existe dans les APS une corrélation très faible ( $<0.05$ ) entre une colonne et ses deux voisines de gauche et de droite, de même pour un pixel et ces 8 voisins. Il est intéressant de calculer le rapport  $\chi = \sigma_y/\sigma_x$ .

Nous avons estimé ce paramètre pour la matrice APS 256x256 avec une carte d'acquisition rapide à 1Mpixel/s (12bits soit 4096 codes) réalisée par l'équipe CIMI et qui vient juste d'être terminée au moment où ces lignes sont rédigées.

Cette matrice possède, contrairement, à toutes les autres un FPN ligne, ceci est dû à la forme du pixel des lignes impaires qui n'a pas été répliquée de manière identique sur les lignes paires de cette matrice. La théorie développée ci-dessus peut s'étendre en écrivant que :

$$FPN_{i,j} = Y_j + X_{i,j} + L_i \quad \text{Eq. 7.10-4}$$

En unités arbitraires (ici en LSB) l'écart type du FPN colonne de cette matrice est de 12.5, le FPN ligne de 2.33, et le FPN pixel est de 5.03. en calculant  $\chi_1 = \sigma_y/\sigma_x$  et  $\chi_2 = \sigma_y/\sigma_L$ . On trouve respectivement 2.5 et 6.12.

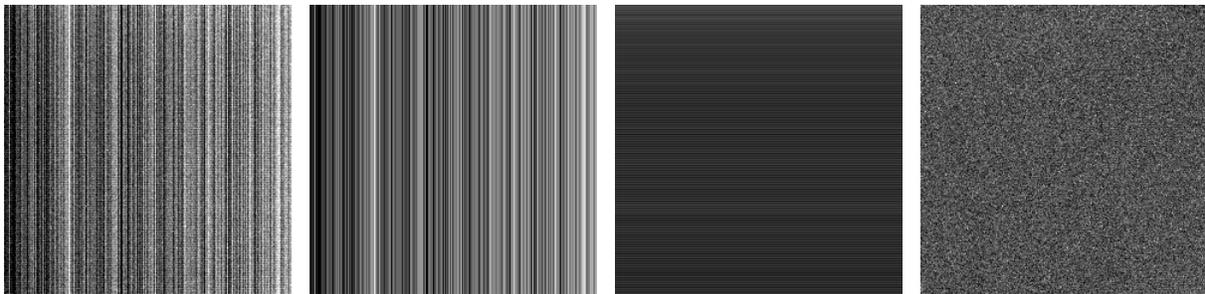


Figure 7.10-1

Figure 7.10-2

Figure 7.10-3

Figure 7.10-4

Figure 7.10-1: Somme de 100 images obtenues dans l'obscurité (courant thermique négligeable) de la matrice PM 256x256.

Figure 7.10-2 : carte du FPN colonne

Figure 7.10-3 : carte du FPN ligne

Figure 7.10-4 : carte du FPN pixel

Les valeurs d'écart type sont ramenées par rapport au  $Q_{max}$  du capteur et on obtient :

FPN colonne = 0.84%

FPN ligne = 0.14%

FPN pixel = 0.34%

Ceci montre que le FPN colonne est prédominant par rapport aux autres FPN.

Enfin, le FPN est complètement éliminé par des moyens logiciels (soustraction de l'image par la somme des 3 types de FPN, exempts de bruit temporels)

## 7.11 FTM et diffusion latérale

### 7.11.1 quelques aspects théoriques

La résolution spatiale d'un capteur d'image s'exprime souvent en termes de taux de modulation FTM (Fonction de Transfert de Modulation) et traduit la réponse en résolution d'un capteur vis à vis des images qui y sont projetées. En pratique, une mire avec un profil sinusoïdal, de pas variable est projetée sur le détecteur.

Expérimentalement, le signal de la partie sombre de la mire ( $S_{min}$ ) et dans la partie brillante ( $S_{max}$ ) sont relevés; la FTM à cette fréquence de mire sera alors :

$$FTM = \frac{S_{max} - S_{min}}{S_{max} + S_{min}} \quad \text{Eq. 7.11-1}$$

Un capteur "parfait" possède une FTM de 100%

La FTM dans un capteur APS est le produit de 2 FTM :

$$FTM_{totale} = FTM_{géométrique} \times FTM_{diffusion} \quad \text{Eq. 7.11-2}$$

Il est à noter ici, que par rapport à un CCD, il n'y a pas de FTM du aux transfert des charges et la FTM du système optique n'est pas prise en compte puisqu'elle est indépendante du capteur.

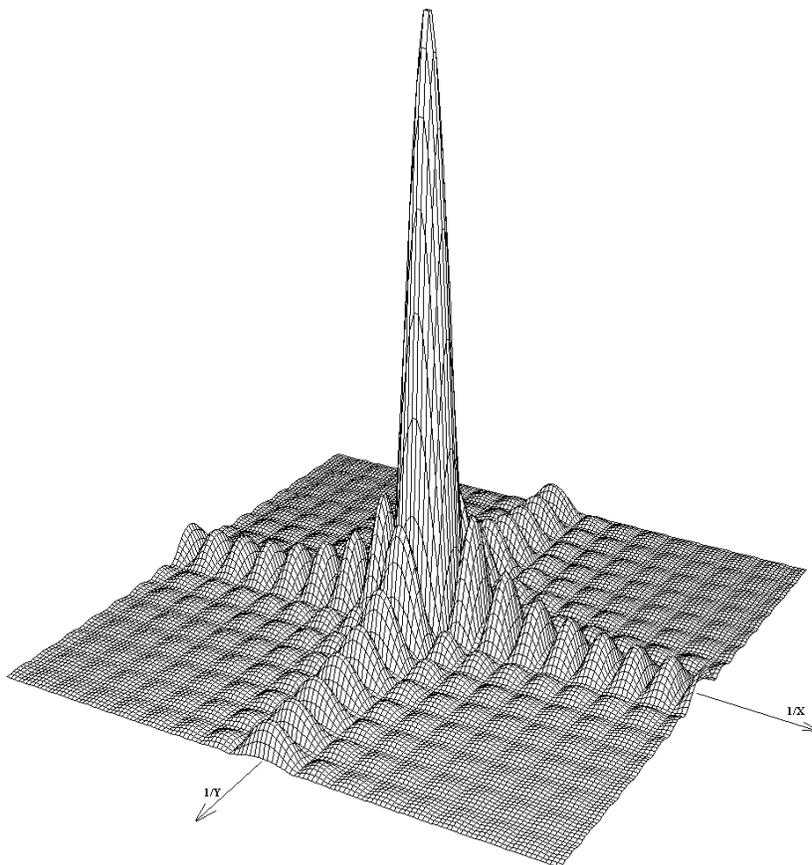
#### 7.11.1.1 FTM géométrique :

Dans le cas d'un capteur ayant un pixel carré ou rectangulaire et ayant **un taux de remplissage (fill-factor) de 100%** la FTM est :

$$FTM_{géo}(f) = \frac{\sin\left(\frac{\pi \cdot \Delta x \cdot f}{2p \cdot f_n}\right)}{\frac{\pi \cdot \Delta x \cdot f}{2p \cdot f_n}} \quad \text{Eq. 7.11-3}$$

$\Delta x$  : Taille du photosite sur x                      p : pas du pixel  
 $f_n$  : Fréquence de Nyquist=1/2p                      f : fréquence spatiale

Cette formule s'applique bien à des pixels rectangulaires même en 2D (variables X et Y séparables) (Figure 7.11-1).



**Figure 7.11-1 FTM 2D d'un pixel carré, les axes homogènes  $1/x$  et  $1/y$  représentant les fréquences spatiales et l'axe z la FTM. Le premier minimum à partir de l'origine des axes donne le double de la fréquence de Nyquist.**

Malheureusement, le pixel d'un APS n'a pas un fill-factor de 100% et la zone sensible peut prendre une forme quelconque dans le pas du pixel. De plus, la forme du pixel en 2 dimensions, n'a pas nécessairement les variables X et Y séparables puisque la forme du pixel est quelconque (pas de symétrie orthogonale).

Dans ce dernier cas, le calcul de la FTM nécessite des moyens plus puissants qu'une simple équation analytique .

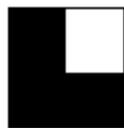
Nous avons utilisé un logiciel de traitement d'images (PRISM98) capable de réaliser des transformées de Fourier (FFT) d'images 2D (car la FTM est homogène a une FFT).

Voici les 4 motifs de pixels que nous avons analysés :



20 $\mu$ m=1pixel

(1)



20 $\mu$ m=1pixel

(2)



20 $\mu$ m=1pixel

(3)



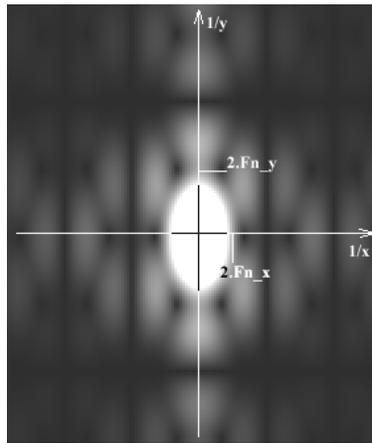
20 $\mu$ m=1pixel

(4)

**Figure 7.11-2 Différentes forme de zones photosensibles dans un pixel carré.**

- (1) Zone photosensible occupant le pixel à 100% (cas par exemple du pixel CCD)
- (2) Zone photosensible occupant le pixel à 75% en forme de L
- (3) Zone photosensible occupant le pixel de l'APS PM 128x128 occupant 27%
- (4) Zone photosensible occupant le pixel à 75% en forme de L, et répliqué sur le pixel précédent en miroir par rapport à l'axe Y.

Dans le cas du pixel de l'APS 256<sup>2</sup>, le motif photosensible est répété sur le pixel voisin en miroir. Un exemple d'image 2D de la FTM d'un motif de pixel de la Figure 7.11-2 (4) est donné dans la figure suivante.



**Figure 7.11-3 FTM 2D du motif n°4 de la Figure 7.11-2,  $F_n$  est la fréquence de Nyquist correspondant aux axes associés**

Les deux axes sont homogènes à des fréquences spatiales. Le jeu de courbes de la Figure 7.11-4 est une compilation de FTM horizontales (axes  $1/x$ ) des 4 motifs. Les changements d'échelles de l'axe en  $X$  n'ont pas besoin d'être effectués en prenant des FFT de motifs ayant dans le domaine spatial la même taille. Par contre, dans le cas du motif n°4, il faut en doubler l'échelle sur les fréquences  $1/x$  puisque le motif est répété tous les  $40\mu\text{m}$  au lieu de  $20\mu\text{m}$ . Nous avons pris la même fréquence pixel ( $20\mu\text{m}$ ) afin de pouvoir comparer les FTM entre elles.

On obtient à la fréquence de Nyquist (ici à 25 paires de lignes par mm) les FTM suivantes:

Pixel carré	63% (classique)
Pixel en L	66%
pixel photoMOS APS 128 <sup>2</sup>	61%
Pixel photoMOS APS 256x256	68%

**Tableau 7.11-1 Résumé de FTM théorique pour plusieurs structures de pixels**

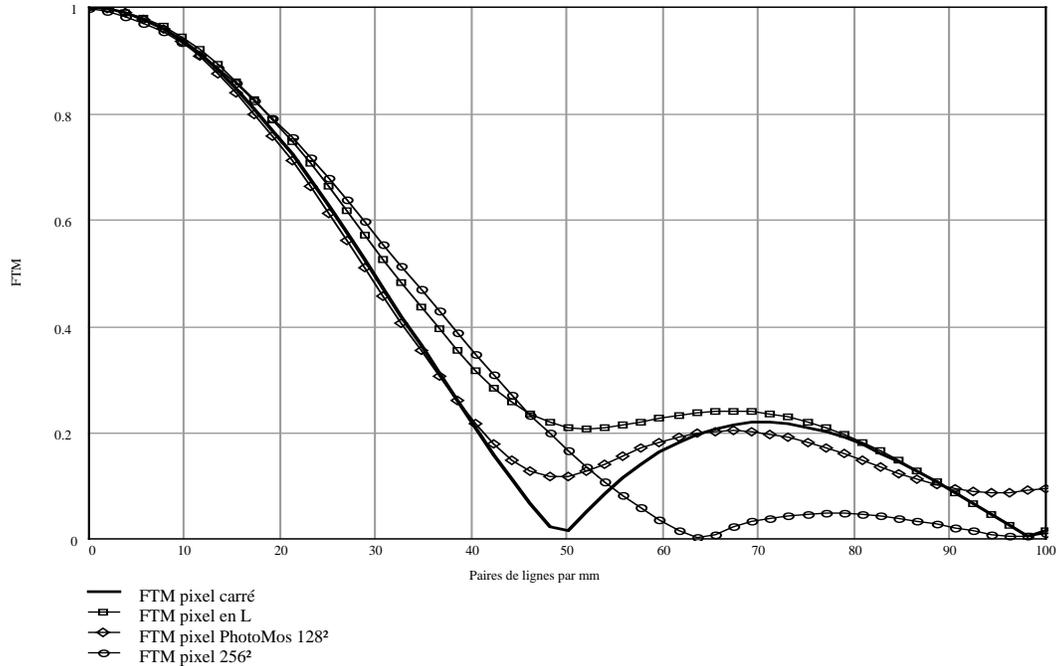


Figure 7.11-4 FTM horizontale (axe X) des 4 motifs de pixel APS

Un phénomène bien connu s'illustre ici : avec  $p$  constant ( $20\mu\text{m}$ ), la FTM d'un pixel non rempli ( $\Delta x < p$ ) est meilleure qu'un pixel rempli à 100% où ( $\Delta x = p$ ).

Le pixel de la matrice  $256 \times 256$  présente une atténuation plus importante du repliement (Aliasing ou Moiré) pour des fréquences supérieures à 65 paires lignes par mm, mais une FTM plus importante entre 25 et 50 paires de lignes, et une réponse non nulle à 50 paires de lignes.

### 7.11.1.2 FTM de diffusion

L'expression mathématique est connue dans le monde du CCD [BUIL] et peut donc s'appliquer aux pixels photoMOS:

$$FTM_{diff}(f, \lambda) = \frac{1 - \frac{e^{-\alpha(\lambda).Xd}}{1 + \alpha.L_k(f)}}{1 - \frac{e^{-\alpha(\lambda).Xd}}{1 + \alpha.L_n}} \quad \text{Eq. 7.11-4}$$

$$L_k(f) = \sqrt{\frac{1}{\frac{1}{L_n^2} + (2\pi.f)^2}}$$

$X_d$  : en  $\mu\text{m}$  est la profondeur de la zone dépeuplée (l'expression de cette variable a été donnée dans Eq. 3.1-7) ,  $f$  la fréquence spatiale ramenée en paires de lignes par mm.  
 $L_n$  : est la longueur ( $\mu\text{m}$ ) de diffusion des électrons dans le silicium. (grandeur donnée dans Eq. 3.1-9),  $\alpha(\lambda)$  est le coefficient d'absorption du silicium en  $\mu\text{m}^{-1}$ )

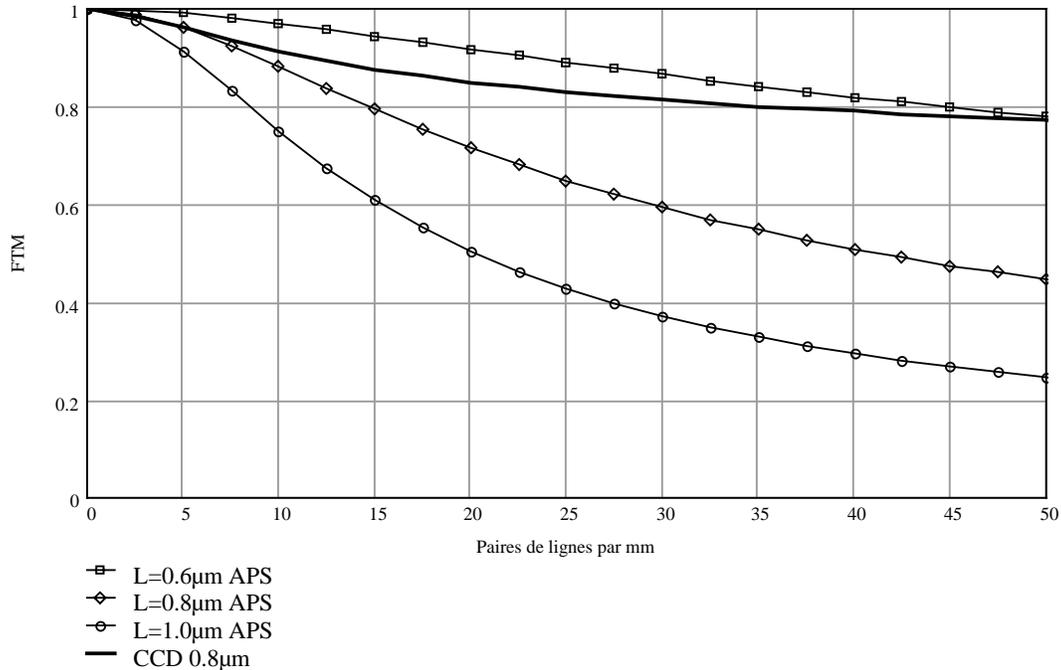


Figure 7.11-5a Courbe de plusieurs FTM en fonction de la longueur d'onde (notée ici  $L$ ) et de la structure (CCD ou APS)

Les courbes de la Figure 7.11-5a montrent plusieurs FTM pour diverses longueurs d'ondes. En dessous de  $0,5\mu\text{m}$  de longueur d'onde, la FTM totale n'est pas limitée par la diffusion puisque la  $FTM_{\text{dif}}$  reste proche de 1. Par contre, l'effet de pénétration plus profonde des photons rouges et IR se fait sentir rapidement dès  $0,7\mu\text{m}$ : la diffusion des électrons est importante et la probabilité qu'un photoélectron généré sous le pixel  $(i,j)$  soit collecté par le pixel voisin  $(i,j+1$  ou ...) est plus forte : c'est le phénomène de diaphotie.

Une comparaison avec le CCD peut se réaliser : dans le cas d'un CCD la variable  $L_n$  vaut typiquement 20 à  $100\mu\text{m}$  et  $X_d$   $10\mu\text{m}$  (tension de grille importante  $\gg 5\text{V}$ ). Nous avons tracé la FTM d'un CCD avec  $L_n=50\mu\text{m}$  et  $X_d=10\mu\text{m}$  et comparé à celle d'un APS ou  $L_n=15\mu\text{m}$  et  $X_d=0,5\mu\text{m}$  (valeurs typiques sous 5V et en CMOS standard). Il est clair que la FTM d'un CCD à la même longueur d'onde ( $0,8\mu\text{m}$ ) est comparativement meilleure que celle d'un APS. Plus  $X_d$  et  $1/L_n$  sont grand, plus la  $FTM_{\text{dif}}$  est bonne. Cependant, le fait de réduire  $L_n$  réduit le rendement quantique dans le rouge et l'IR : un compromis doit être trouvé (si la technologie est « à volonté » modifiable en travaillant avec un fondeur de circuits CMOS).

Il est à noter ici que l'APS travaille avec des tensions plus basses et des profondeurs d'épitaxie plus faibles que le CCD.

### 7.11.2 mesures

Malheureusement, nous ne disposons pas à SUPAERO d'un banc de mesure FTM (fort coûteux). Nous avons quand même inspecté la réponse à un échelon en projetant avec un objectif de bonne qualité dans les longueurs d'ondes comprises entre 0,4 $\mu$ m et 1,1 $\mu$ m un motif en forme de croix sur l'APS 128x128 PhotoMos.



Figure 7.11-6  
400nm et  $\Delta\lambda=100$ nm

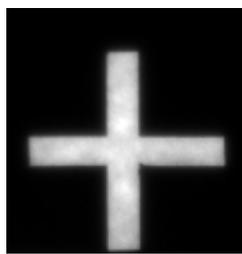


Figure 7.11-7  
550nm et  $\Delta\lambda=100$ nm

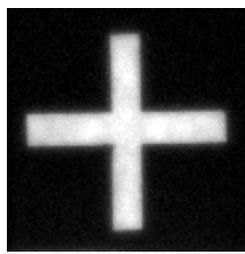


Figure 7.11-8  
620nm et  $\Delta\lambda=120$ nm

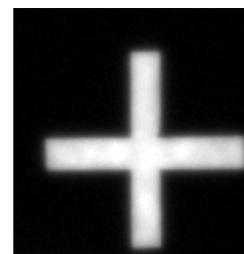


Figure 7.11-9  
830nm à 1100nm

Visuellement et comme attendu, la netteté de l'image se dégrade avec l'augmentation de la longueur d'onde. Nous avons essayé de rendre le plus uniforme possible ce motif, et il reste cependant difficile de déduire de cette approche qualitative des valeurs quantitatives. Ceci nécessite un matériel adéquat comme par exemple un montage avec des trous de Young pour créer des franges d'interférences avec un laser, similaires à une mire sinusoïdale [NBI].

## 7.12 Rendement quantique (QE)

### 7.12.1 méthode

La caractérisation de la réponse spectrale des matrices à photodiodes et à photoMOS a été effectuée d'abord avec des moyens expérimentaux simplifiés, puis ensuite, grâce aux moyens de Matra Marconi Space (MMS) [MMS], Division Développement, Technologie et Conception, à Toulouse. Des mesures ont été conduites dans les locaux de MMS et ensuite dans ceux de SUPAERO. Le banc de mesures est schématisé sur la Figure 7.12-1. Il consiste en une source de lumière calibrée (de type OL-455), un support de filtres optiques placé à l'intérieur d'un baffle cylindrique afin d'éviter l'entrée de lumière parasite par les côtés, et un diaphragme variable qui sert à éliminer la lumière parasite à côté des filtres. Le tout est placé à l'intérieur d'un grand baffle qui protège l'installation contre la lumière ambiante du laboratoire.

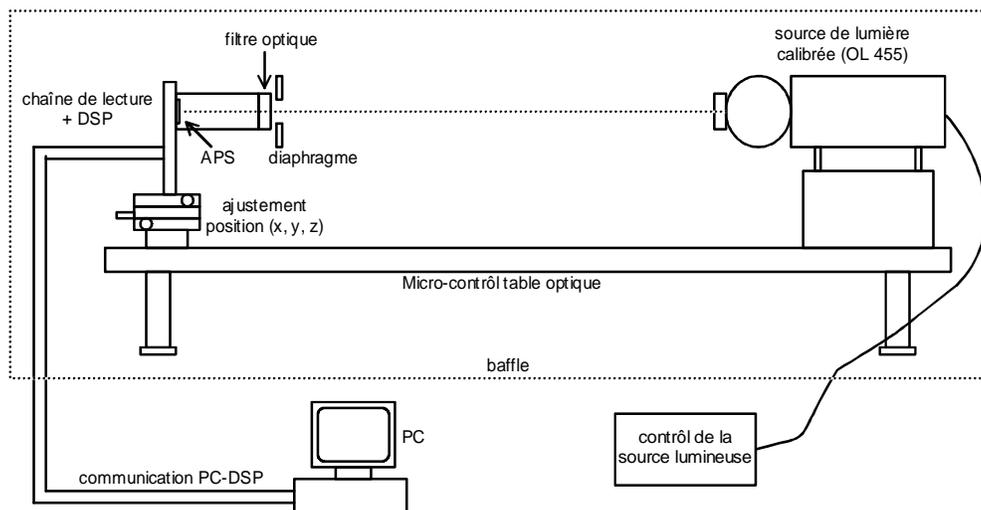


Figure 7.12-1 Banc de mesure utilisé pour mesurer le rendement quantique des capteurs APS.

La source de lumière projette un flux uniforme sur le capteur (qui est placé dans le baffle cylindrique). Treize filtres optiques interférentiels ont été utilisés pour couvrir une gamme spectrale allant de 0,4 à 1,0  $\mu\text{m}$ . Leurs bandes passantes variaient de 10 à 40 nm, suivant la longueur d'onde centrale.

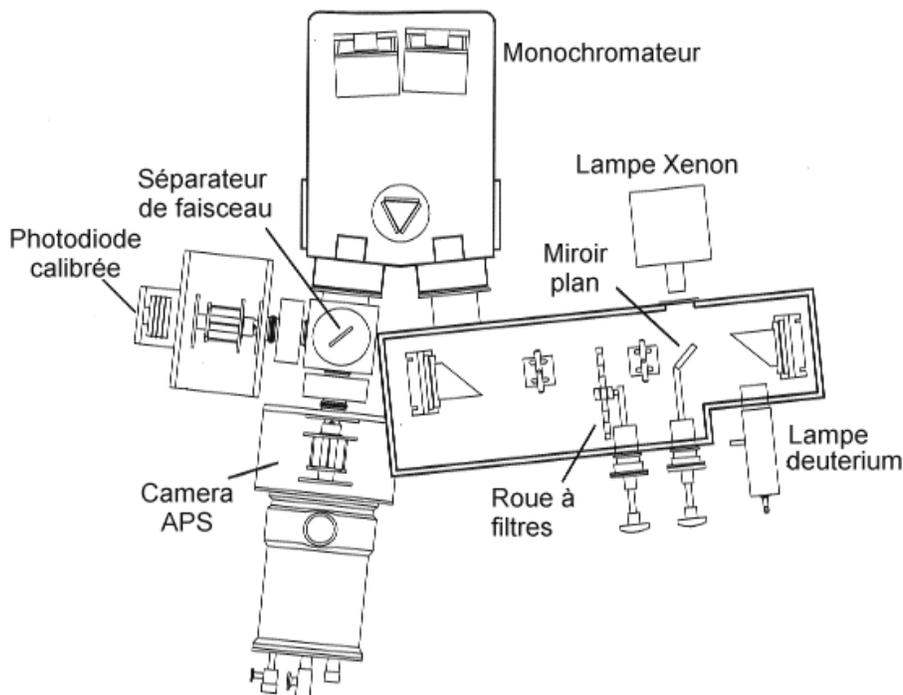


Figure 7.12-2 Banc de mesure utilisé pour caractériser les capteurs CCD, pouvant être adapté aux APS

La Figure 7.12-2 montre un système couramment utilisé pour les CCD et qui peut être adapté pour les APS: l'avantage de ce système, c'est qu'il permet de mesurer le rendement quantique pour n'importe quelle longueur d'onde (usage d'un monochromateur à la place de filtres discrets) et ainsi obtenir une courbe continue et très précise.

Les mesures ont été effectuées de la manière suivante. Pour chaque filtre, cinquante images étaient acquises et moyennées de manière à éliminer le bruit temporel. Le temps d'intégration et le flux de lumière ont été ajustés de manière à se positionner aux  $\frac{3}{4}$  de la dynamique, afin de minimiser le nombre de pixels saturés dans l'image, pouvant entraîner des erreurs de mesure.

De plus, une image moyennée en obscurité était soustraite à chaque acquisition, pour éliminer des éventuels décalages du signal de sortie et ainsi n'avoir que le signal photonique utile.

Une photodiode dont le rendement quantique (en  $A/W$  en fonction de  $\lambda$ ) est calibré afin de connaître le flux incident sur l'APS. Elle se substitue à l'APS, pour une mesure de calibration du flux.

Enfin, la valeur moyenne de l'image était calculée et un algorithme mathématique était utilisé pour calculer le rendement quantique à partir des valeurs issues de la photodiode de référence. Cet algorithme tient compte de la radiance spectrale de la source de lumière, de la longueur d'onde centrale et de la bande passante du filtre optique, de la transmission de la vitre sur l'APS, du taux de remplissage de la surface photosensible.

Compte tenu, du DSNU très important sur la photodiode 128x128, nous n'avons pas pu mesurer son rendement quantique.

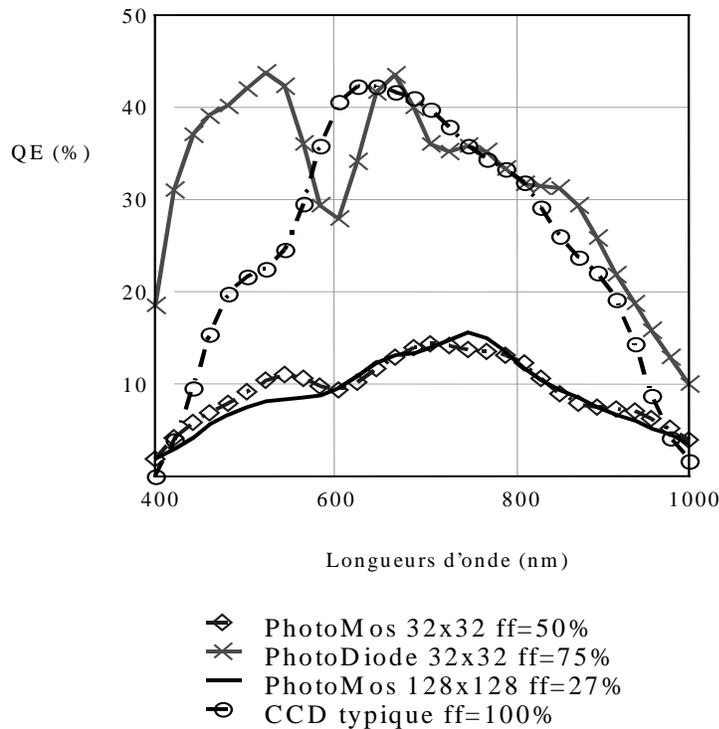
### **7.12.2 résultats et commentaires**

Les courbes représentées sur la Figure 7.12-3 sont celles qui sont obtenues sans corrections de fill-factor ou telles que l'utilisateur de matrices APS les "verrait".

Un phénomène connu est visible, c'est une bonne réponse de la photodiode dans les longueurs d'ondes visibles (surtout le bleu). La photodiode possède la même réponse spectrale qu'un CCD (non aminci) avec un rendement de plus de 20% à 400nm.

La photodiode n'a pas de grille en polysilicium, ce qui explique son rendement élevé dans le bleu.

L'allure générale de la courbe ressemble bien à celle évaluée théoriquement dans le paragraphe 3 de ce chapitre (Etude sur le rendement quantique).



**Figure 7.12-3 Rendement quantique des matrices APS (sans correction de fill-factor)**

En ce qui concerne le PhotoMos, bien qu'ayant des fill-factor variant du simple (128x128) au double (32x32), les rendements quantiques sont très proches. Les paramètres "technologiques" sont importants pour obtenir un bon rendement.

Enfin, en examinant la réponse dans l'infrarouge, il est possible de savoir s'il y a une couche épitaxiée ou directement le substrat massif, si la réponse est bonne dans l'infrarouge c'est que l'épitaxie est relativement profonde (bonne probabilité de récupérer le photoelectron).

Afin de comparer les structures entre elles, à fill-factor identique, nous avons divisé chaque valeur du rendement quantique par le fill-factor géométrique du pixel afin d'obtenir les courbes suivantes qui seraient celles obtenues en ayant des pixels avec un fill-factor de 100%.

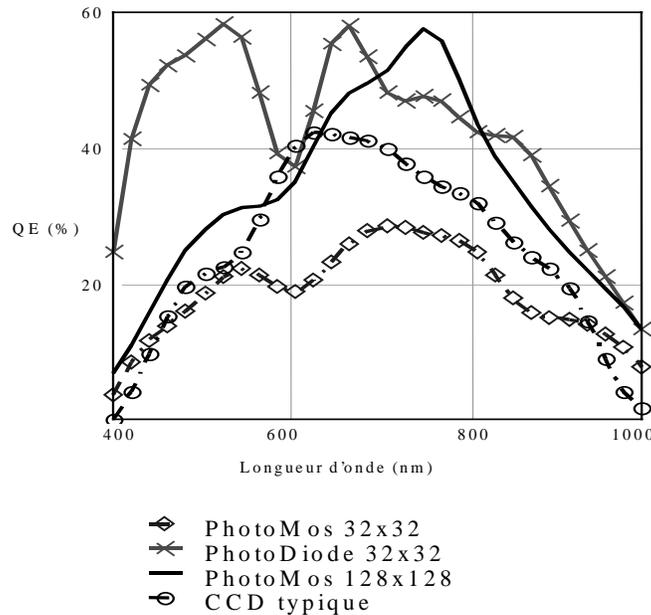


Figure 7.12-4 Courbes de rendement quantique après division par le fill-factor géométrique.

Plusieurs remarques se dégagent de cette simple manipulation :

- ♦ la photodiode se confirme comme ayant un très bon rendement, le creux à 600nm est certainement dû à des interférences destructives dans des couches minces du pixel.
- ♦ pour les pixel photoMOS, les interférences dues aux variations d'épaisseurs du polysilicium apparaissent mieux, mais le fait le plus intéressant se trouve dans le cas de l'APS 128x128, où un **excès manifeste** (par rapport à la théorie et au CCD) de QE (60%) est très visible. En réalité, cela provient du fait que nous avons divisé le QE précédent par le fill-factor géométrique ( $ff_{géo}$ ). Dans ce cas le  $ff_{géo}$  est relativement faible, (division de la surface présumée "sensible" par la surface totale du pixel). La surface dite sensible est comptée dans ce cas comme étant la surface d'oxyde mince sous le polysilicium. Or, le  $ff_{géo}$  sous estime le fill-factor réel et on **doit** tenir compte de la surface "vide" entre les couches de la lithographie (nécessaire au fondeur) et de la présence des transistors qui contribuent à la collection des photons par diffusion. Ces derniers sont finalement récupérés par la photogrigle. Ce biais est d'autant plus important, que le  $ff_{géo}$  est faible. Dans notre cas, le photoMOS 128x128 possède un  $ff_{géo}$  de 27% qui est en réalité  $60\% \div 40\% * 27\% = 40\%$ , puisque le rendement quantique ne peut être de 60% mais plutôt 40%.

Les deux figures suivantes permettent de mieux comprendre la différence entre le  $ff_{géo}$ , calculé comme le rapport entre la surface d'oxyde mince de la photogrigle (lieu où le champ électrique est existant pour capter les photoélectrons) et la surface du pixel, ici 27% pour le photoMOS 128x128 (Figure 7.12-5).

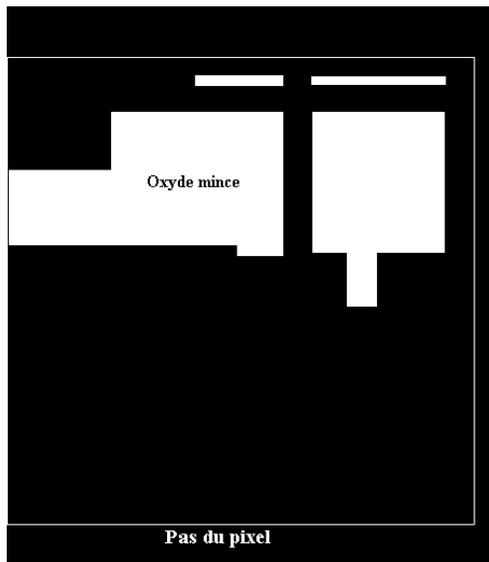


Figure 7.12-5 Cartographie du pixel de  $21\mu\text{m}$  (APS128x128) provenant de son dessin, la zone photosensible est l'oxyde mince de la photogrigle, dans ce cas  $ff_{\text{geo}} = 27\%$

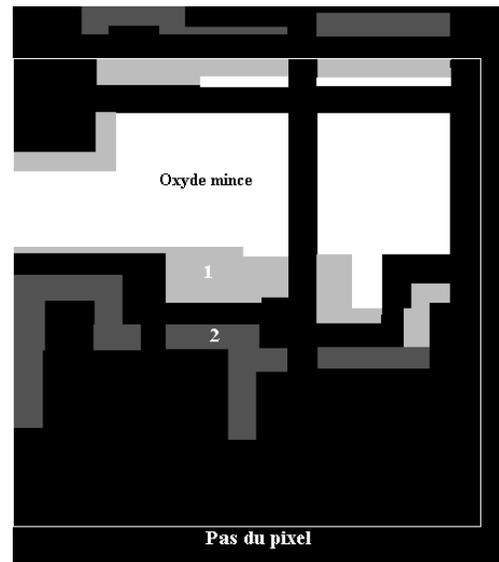


Figure 7.12-6 Même type que la figure de droite, avec pris en compte les surfaces susceptibles de capter les photons par diffusion latérale, ici,  $ff_{\text{réel}} \approx 40\%$

La figure de droite (Figure 7.12-6) montre plus fidèlement la réalité, c'est à dire des zones (non masquées par les lignes de métal) supplémentaires qui sont susceptibles de capter des photoélectrons par diffusion latérale, même si aucun champ électrique n'est présent à sur ces zones. La zone 1 possède une plus grande probabilité que la zone 2. Il est à noter, qu'il peut y avoir les zones qui sont situées au-dessus du pixel considéré (ligne supérieure).

Enfin, afin de déduire expérimentalement les zones où la lumière est captée à l'intérieur du pixel et dans quelles proportions, une réponse ponctuelle ou "**spot scan**" du pixel doit être effectué. Ceci consiste en une cartographie (X,Y) de la réponse du pixel réalisée à l'aide d'une tache de lumière très petite (plus petite que  $1/10$  de la taille du pixel pour avoir un résultat exploitable). Cette tache est déplacée par pas de  $1\mu\text{m}$  de manière à échantillonner le pixel (scan) et y relever l'intensité correspondante.

Réaliser cette cartographie du pixel pour plusieurs longueurs d'ondes est très instructif aussi (voir paragraphe précédent sur la FTM).

Ce genre d'expérience aide aussi à déterminer la diaphotie "*cross-talk*" entre pixel, c'est à dire la part de lumière qui est captée par les pixels voisins.

Malheureusement, ce genre d'expérience requiert un matériel non disponible à SUPAERO.

Nous avons obtenu une dernière mesure concernant le rendement quantique de l'APS256x256 pour une seule longueur d'onde et nous obtenons 25% (à 600nm, contre 16% pour l'APS128). A priori le reste de la courbe doit être similaire à celle obtenue avec l'APS128x128 photoMOS puisque la technologie CMOS utilisée est identique.

Le fill-factor "réel" l'APS256 est de 50%, ce qui donne un QE "physique" de 50%.

## **7.13 Consommation de puissance**

### **7.13.1 méthode**

La consommation en puissance du capteur est égale à :

$$P = V_{dd} \cdot I_{dd} \quad \text{Eq. 7.13-1}$$

$V_{dd}$  : Tension d'alimentation (V),

$I_{dd}$  : Courant d'alimentation moyen pendant le fonctionnement du capteur (A).

La mesure de la consommation est simple dans la mesure où chaque matrice est alimentée par un plot VDD (5V) unique. Ce VDD alimente à la fois la partie numérique et la partie analogique de l'APS. La partie analogique consomme en permanence tandis que la partie numérique ne consomme que pendant la lecture (avantage du CMOS).

La mesure est réalisée en installant en série sur VDD une résistance de faible valeur et en mesurant la tension résiduelle avec un oscilloscope (ce qui permet de visualiser les pointes temporelles de courant causées par la partie numérique pendant la lecture).

Des mesures ont été réalisées pendant et après la lecture d'une image. En valeur moyenne, nous n'avons pas pu détecter d'augmentation du courant pendant la lecture de la matrice. Seuls quelques pics de consommations de quelques fractions de  $\mu$ s sont visibles à l'oscilloscope. Cela signifie que le courant consommé par la partie numérique est certainement négligeable par rapport au courant de polarisation des amplificateurs (suiveurs).

### **7.13.2 résultats**

Photodiode 32x32	PhotoMos 32x32	PhotoMos 128x128
6.8 mW <sup>(1)</sup>	6.8 mW <sup>(1)</sup>	40mW <sup>(1)</sup> - 2mW <sup>(2)</sup>

Tableau 7.13-1 Résumé des mesures de consommation

(1)  $V_{LN}=2V$  et  $V_{LP}=3V$  (fréquence max = 20Mpx/s avec 5pF de charge)

(2)  $V_{LN}=1V$  et  $V_{LP}=4V$  (fréquence max = 2Mpx/s avec 5pF de charge)

### **7.13.3 commentaires:**

En prenant comme hypothèse que la consommation de la partie numérique de l'APS est négligeable, on peut estimer de manière approchée le courant consommé  $I_{dd}$  (A) comme étant (circuit de lecture du §7.1 de ce chapitre) :

$$I_{dd} = M \cdot I_N + 2 \cdot I_P \quad \text{Eq. 7.13-2}$$

- $I_N$  : courant de polarisation du suiveur NMOS de charge de chaque colonne (A),  
 $I_P$  : courant de polarisation du groupe de suiveur PMOS associé à une colonne et à la matrice (A),  
 $M$  : nombre de colonnes de l'APS

$I_{dd}$  n'est pas dépendant du nombre total de pixels ( $N \cdot M$ ) mais seulement du nombre de colonnes  $M$ .

De plus, on peut dire que cette consommation ne dépend quasiment pas de la structure du pixel (photodiode - photoMOS).

Or, les courants  $I_n$  et  $I_p$  dépendent à la fois de la polarisation des transistors de charge ( $V_{LN}$  et  $V_{LP}$ ) et de leur dimensionnement. Comme ce dernier est une donnée figée une fois la puce dessinée, examinons la puissance consommée en fonction des tensions de polarisation :

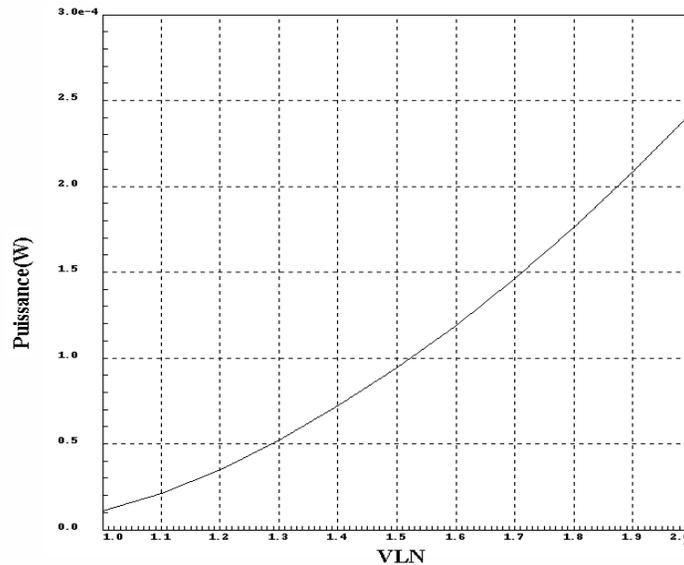


Figure 7.13-1 Puissance dissipée dans le suiveur colonne NMOS en fonction de VLN.

Dans le cas où les valeurs de polarisation sont standard ( $V_{LN}=2V$  et  $V_{LP}=3V$ ), on a  $P_{dd}$  ( $=I_{dd} \cdot V_{dd}$ ) pour l'APS128x128, 34.8mW et 1.5mW pour ( $V_{LN}=1V$  et  $V_{LP}=4V$ ).

Le mode où  $P_{dd}$  est minimal possède une très bonne linéarité, mais une bande passante en fréquence de lecture au moins 10 fois plus faible.

Une estimation de la consommation sur la matrice 256x256 donne 66mW et à été mesuré à 75mW.

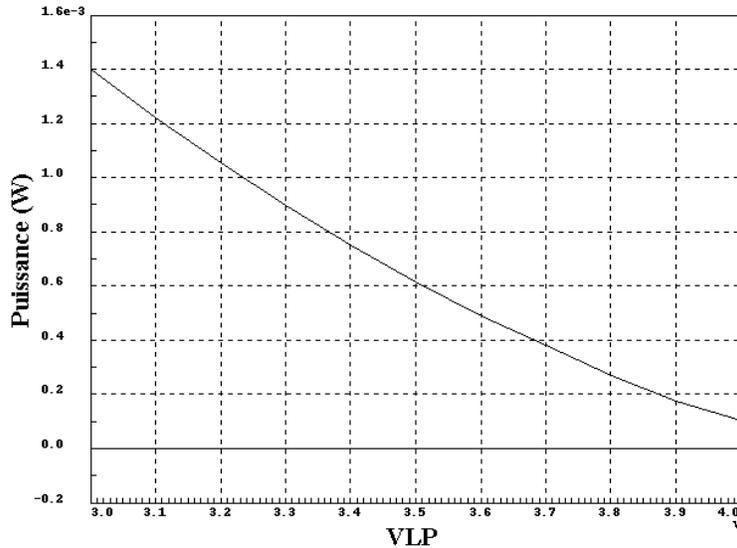


Figure 7.13-2 Puissance dissipée dans les suiveurs PMOS en fonction de VLP.

## 7.14 Optimisation et effet de la tension $V_{tx}$ dans le photoMOS

### 7.14.1 méthode

Nous ne disposons pas d'un modèle théorique robuste et fiable sur l'influence de ce paramètre. En effet aucune configuration SPICE, aussi bien au niveau circuit, qu'en modèles ne peut rendre compte fidèlement du transfert de charges entre la photogrille PG et la diode de lecture via le transistor M4.

Nous avons donc entrepris de mesurer l'efficacité de transfert des charges en éclairant la matrice avec une plage de lumière uniforme et constante. Celle ci produit un niveau égal au  $\frac{3}{4}$  du  $Q_{max}$  pour l'APS128x128 alors que pour l'APS32x32 ce niveau d'éclairément correspondait au  $\frac{1}{15}$  du  $Q_{max}$ . La tension  $V_{tx}$ , a varié entre 0 et 5V et nous avons mesuré le signal correspondant (pour les matrices APS32x32 et APS128x128).

### 7.14.2 résultats

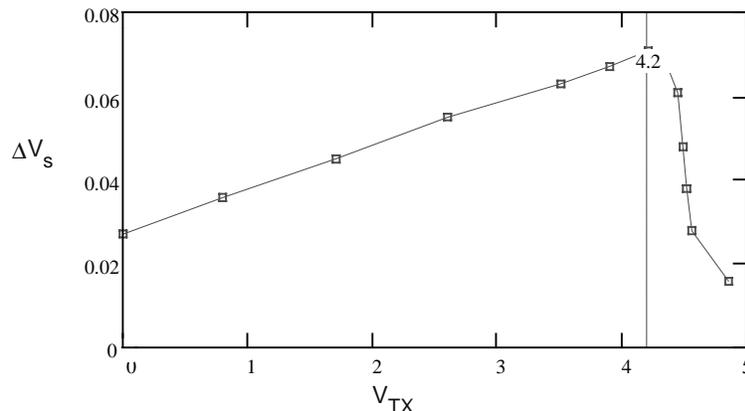
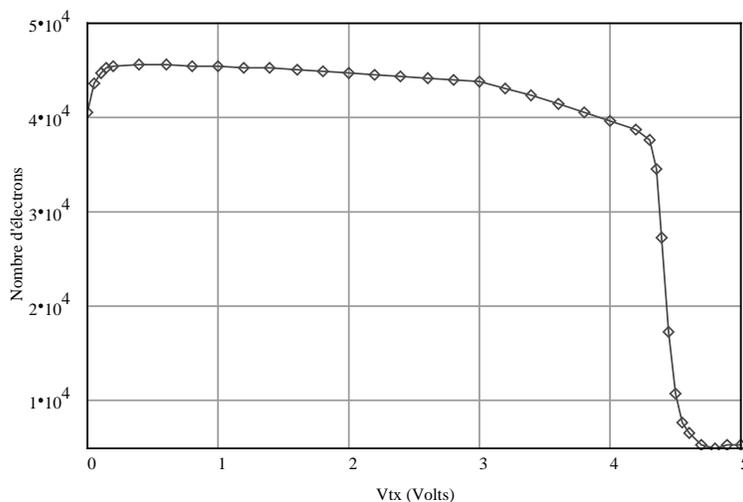


Figure 7.14-1 Signal mesuré (V) en fonction de  $V_{tx}$  pour l'APS32x32 (faible flux)Figure 7.14-2 Signal mesuré ( $\epsilon$ ) en fonction de  $V_{tx}$  pour l'APS128x128 (fort flux)

### 7.14.3 commentaires

Il apparaît que si  $V_{tx}$  est égal à VDD, les charges collectées pendant l'intégration sous la photogrigle fuient vers la diode de lecture qui fait office de drain pour les évacuer (puisque'elle est initialisée en permanence pendant l'intégration).

Le résultat de cette fuite est la diminution du nombre d'électrons lus. Lorsqu'on diminue  $V_{tx}$  le signal remonte rapidement vers la tension  $V_{tx\_max}$  (ici égal à pratiquement à 4.2V dans les deux cas). Dans l'intervalle de tension  $V_{tx}$  entre  $V_{tx\_Max}$  à 0V, le signal reste constant à fort flux, mais diminue à faible flux parce que le pincement du canal du transistor M4 se remarque d'autant mieux qu'il y a plus d'électrons à transférer.

Une tension optimale de  $V_{tx}$  est donc à trouver, et c'est celle qui nous a servi pendant toutes les mesures de nos structures APS.

Le concept APS permet aussi de s'affranchir de l'éblouissement « *blooming* » inhérent à certains CCD; lorsqu'il y a trop de photoélectrons, ceux ci sont évacués par l'intermédiaire de M4 vers la diode de lecture qui joue le rôle d'un drain local, et évite ainsi la pollution des pixel voisins par un pixel saturé.

Même à  $V_{tx}$  égal à zéro volt, le pixel délivre un signal non nul. Cela est probablement dû à un effet de "pompage de charge" dans la diode DTX qui fait que, lorsque la tension de grille sur le photoMOS passe de 5V à 0V, la tension  $V_{DTX}$  devient négative pour ainsi créer un canal sous le transistor de transfert. Les charges photoniques peuvent donc traverser le canal, et un signal est observé en sortie. N'ayant pas incorporé de points de test sur DTX, nous n'avons pu vérifier cette hypothèse.

Si la tension  $V_{tx}$  est réglée sur un point optimal, il n'y a pas besoin de la rendre variable. C'est l'injection d'électrons lorsque PG passe de 5 à 0V dans DTX qui provoquent une baisse de la tension sur DTX et en ouvre le canal de M4. Cette tension  $V_{tx}$  peut être fixée au

point  $V_{ix\_Max}$  sans risque, car le nombre d'électrons  $Q_{sati}$  capables de passer à travers M4 même pendant que PG est à 5V (intégration) est très important devant le nombre d'électrons  $Q_{max}$  qui placent le circuit de lecture (M2) en dehors de sa plage de linéarité. Dans ce cas, le pixel sera de toute façon saturé puisque  $Q_{sati} \gg Q_{max}$ .

Nous n'avons jamais observé de "lag" ou de rémanence des charges résiduelles qui sont lues lors du transfert suivant. Pour le vérifier, une image n°i d'un objet brillant est effectuée. L'objet disparaît par extinction ou par déplacement. L'image n°i+1 montre que l'objet a effectivement disparu sans aucune trace rémanente.

Ces considérations mêmes si elles sont étayées par l'équation du chapitre II (Eq. 4.2.2), restent qualitatives et méritent une étude théorique plus approfondie. Par exemple, une étude du transfert dans le pixel avec un simulateur physique à éléments finis capable de mailler le pixel, et de montrer l'évolution des charges dans le temps et dans l'espace (logiciels comme ISE ou SILVACO) serait instructive. Une estimation du CTI (Charge Transfer Inefficiency) serait ainsi estimée et traduirait le nombre d'électrons perdus pendant ce transfert à travers la diode flottante DTX et M4.

Ce CTI pourrait être ensuite mesuré, comme pour les capteurs CCD, en éclairant le pixel photoMOS par une source radioactive de  $Fe^{55}$  à 5.9 keV produisant 1638 paires électron-trous et en mesurant le nombre d'électrons réellement lus après le transfert dans la diode de lecture.

La mesure du rendement quantique et de la linéarité est un gage de sécurité. Il prouve que ce transfert même en provoquant des faibles pertes, se réalise dans de bonnes conditions pour les APS. Ce CTI doit être comparable à l'inefficacité de transfert d'un SCCD mais comme un seul transfert est nécessaire dans l'APS, il est globalement négligeable.

## ***7.15 Mesures après irradiations des APS32x32***

### ***7.15.1 méthodes***

Afin d'évaluer le comportement des APS dans un environnement spatial où les satellites sont soumis aux particules provenant du rayonnement cosmique et du soleil, nous avons entrepris des tests d'irradiations.

Les composants semi-conducteurs subissent des dégradations permanentes dont les causes sont [OE][CERT]:

- ♦ des effets ionisants produits par divers types de particules à hautes énergies (protons, rayons gammas, particules Beta et Alpha)
- ♦ déplacements dans le réseau cristallin dû aux flux de protons.

La première cause affecte les zones d'oxyde de grille des transistors, l'autre agit plus en profondeur dans le volume du silicium

Les effets transitoires constituent une source de bruit en générant des porteurs dans les zones d'intégration du pixel. Pour un capteur d'image, ceci se traduit par l'apparition d'impacts sous la forme de points ou de traces dans l'image finale, selon l'angle avec lequel arrive le rayonnement cosmique sur le capteur.

Ces effets sont étudiés depuis de nombreuses années et il est maintenant possible d'évaluer la sensibilité des détecteurs avant leur usage dans l'espace [IEEE-96].

Le but de ces mesures est d'évaluer la tolérance de l'APS vis à vis d'une dose cumulée d'irradiation globalement pour toute la puce. La méthode utilisée ici, a été d'irradier l'APS avec une source de Co60 (rayons gammas) disponible dans les locaux du CERT et de caractériser l'APS en fonction des doses reçues et du temps après irradiation (temps de guérison). L'irradiation a été réalisée alors que l'APS était polarisé et mis en fonctionnement par un système électronique approprié, et les mesures ont été faites après avoir appliqué successivement des doses cumulées de 3 , 5 , 10, 15 et 20 krad (Si), à 10krad une guérison à haute température a été effectuée.

Avant toute irradiation, ces circuits ont été mesurés de manière à obtenir une référence et à identifier les paramètres qui évoluent au cours de l'irradiation.

Les polarisations des circuits de lecture ont été gardées fixes pendant toute la durée des expériences (cad. Aucune compensation de décalage de tensions de seuil n'a été effectuée entre chaque étapes d'irradiations).

Comme des transistors NMOS et PMOS ont été implantés de manière isolée sur la puce (dits ici transistors de test), des mesures  $I_{ds}$  en fonction de  $V_{gs}$  ont pu être effectuées sur ces transistor de tests.

### **7.15.2 résultats et commentaires**

Comme pour les CCD, la principale dégradation observée à la fois dans l'APS photoMOS et photodiode est une forte augmentation du courant d'obscurité et un décalage des tensions de seuils des transistor NMOS et PMOS de test. Etant donné que le facteur de conversion CVE, ( $0.3 \mu V/e^-$ ) est faible et qu'il n'y a pas d'interface oxyde mince - silicium dans l'APS photodiode, nous n'avons pas constaté d'augmentation du courant pour des irradiations de 3, 5 et 10 krad(Si), alors que dans le cas des photoMOS, l'augmentation du courant d'obscurité est bien notable (Figure 7.15-1).

La valeur du courant d'obscurité a été calculée en moyennant une cinquantaine d'images avec un temps d'intégration de 1ms afin d'éliminer le bruit temporel

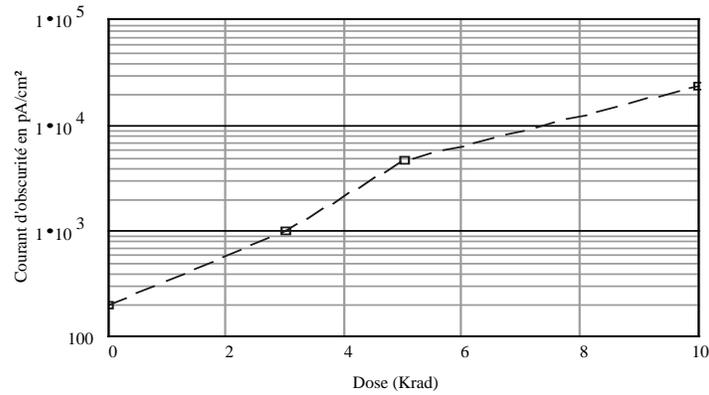


Figure 7.15-1. Courant d'obscurité du PhotoMOS en fonction de la dose cumulée (mesuré à température ambiante).

L'APS photoMOS se "guérit" rapidement après l'irradiation (Figure 7.15-2) ce qui indique que ce capteur est capable de fonctionner avec des doses de 5 krad(Si) cumulées sur un temps plus long (des années) ce qui est normalement le cas dans des applications spatiales. La baisse rapide du niveau de courant d'obscurité après irradiation suggère que la dégradation est principalement due à des ionisations et provoque un décalage de la tension  $\psi_b$  dite de "flatband" (250 mV à 5 krad(Si) sur NMOS transistors isolés sur la puce), ce qui est une valeur typique pour des structures CMOS non durcies.

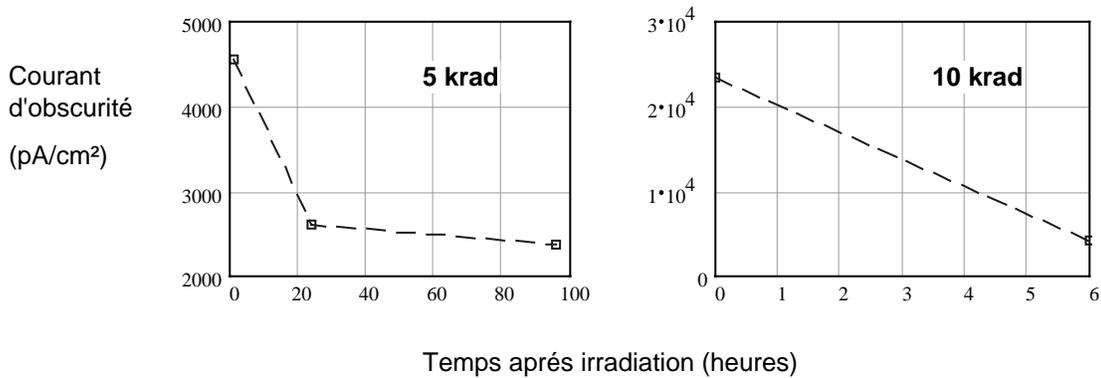


Figure 7.15-2. Temps de guérison du courant d'obscurité des APS PhotoMos après irradiation (température ambiante).

Six heures après irradiation à 10 krad(Si), le courant d'obscurité des matrices photoMOS a été mesuré à 4 nA/cm<sup>2</sup> comparé à environ 200 pA/cm<sup>2</sup> pour une dose nulle. De plus, nous avons effectué une guérison (par recuit) à température moyenne (à 100 °C pendant 168 heures en polarisant les matrices). Ceci a aboutit à une complète guérison à la fois des matrices à photodiodes et photoMOS. Par suite, une autre irradiation à 5 krad(Si) a été appliquée (équivalent à 15 krad(Si) de dose cumulée) provoquant un courant d'obscurité de 20 nA/cm<sup>2</sup> pour la matrice photodiode (comparé au 380 pA/cm<sup>2</sup> sans dose), et un décalage négatif sur l'image dû à un décalage important des tensions de seuils du suiveur intégré sur

puce. Enfin, après une autre dose de 5 krad(Si) (donc 20 krad(Si) cumulé), des valeurs de 40 nA/cm<sup>2</sup> ont été obtenues pour la photodiode.

Dans le cas du photoMOS, le courant d'obscurité à 15 krad(Si) à été estimé à 4 nA/cm<sup>2</sup> puis à 20 nA/cm<sup>2</sup> à 20 Krad, ce qui est trop important pour un fonctionnement normal.

En conclusion, ces mesures (dont **l'effet est global sur la puce**) montrent une tolérance comparable des structures APS par rapport aux CCD non durcis en termes de courant d'obscurité [SPIE-91]. De plus, l'APS offre l'avantage d'être **plus robuste** aux effets locaux (destruction d'un pixel par un proton de haute énergie), parce qu'il n'y a pas de transfert de charges macroscopique à effectuer. Dans le cas d'un CCD, un pixel défectueux sur une colonne amène à la destruction de la colonne, et s'il se trouve dans le registre horizontal de lecture, à la mort de la matrice entière. De plus, le CTE (efficacité de transfert) du CCD est aussi dégradé par l'irradiation.

Des tests futurs d'irradiation dont les effets seront cette fois-ci locaux, doivent être entrepris pour appuyer par l'expérience les arguments précédents.

Les circuits de lecture sont peu affectés par cette irradiation "globale", cependant on peut penser à réaliser des transistors de base du circuit de lecture, "durcis" en géométrie, comme des transistors en anneaux, moins sensibles aux effets d'irradiations.

Enfin, l'usage de technologies spécifiques et extrêmement tolérantes aux irradiations (>1Mrad) comme le SOI (Silicon On Insulator) n'est pas envisageable pour les APS.

En effet, la zone du silicium "en volume" (mise par dessus la couche de SiO<sub>2</sub>) possède une épaisseur trop faible (entre 10 et 200nm) pour garantir une zone dépeuplée suffisamment importante pour obtenir un rendement quantique acceptable (voir chapitre IV, §3)

## 8. CONCLUSION DU CHAPITRE III

Les mesures conduites dans ce chapitre ont fait l'objet de nombreuses publications par l'équipe CIMI : [CIMI 2][CIMI 3][CIMI 95][CIMI 96][CIMI 96B]. Entre les deux familles de pixels testés, le pixel APS photoMOS semble plus adéquat à la détection de faibles flux malgré un facteur de remplissage et un rendement quantique inférieur au pixel photodiode. Cette affirmation est à la fois démontrée par les évaluations théoriques et par l'expérimentation. Un capteur d'image plus sensible qu'un autre est un atout, aussi bien pour les scènes fortement éclairées puisqu'il suffit d'intégrer la lumière sur un temps plus court. La meilleure sensibilité du photoMOS tient aux faits qu'il est possible d'y réaliser une lecture CDS et que le facteur de conversion est bien plus important que celui du pixel APS photodiode. Cependant, la réduction de la taille du pixel et la réalisation d'une lecture CDS risquent de redonner une chance aux pixels photodiodes, avec un facteur de conversion plus élevé permettant la détection de faibles flux. Le tableau suivant résume une comparaison de performances entre le CCD et l'APS.

Paramètres	« APS versus CCD »
Bruit	Les CCD non scientifiques ont un bruit de lecture comparable aux APS photoMOS. Par contre l'APS ne soutient pas la comparaison avec un CCD scientifique ayant un bruit de 2 à 5 électrons rms, même a faible cadence de lecture.
Dynamique	L'APS possède une dynamique de 12 bits comme les CCD non scientifiques. Ces derniers ont une dynamique de 14-15 bits, mais le prix à payer est l'utilisation de tensions non TTL de plus de 10V.
Rendement quantique	Celui de l'APS PhotoMos est comparable à des CCD interlignes ou ayant un anti-blooming. La photodiode à un rendement meilleur qu'un CCD non aminci.
Courant d'obscurité	L'APS a un courant d'obscurité comparable à des CCD en mode non MPP.
DSNU	Dépend fortement de la technologie CMOS, certains de nos APS ont une meilleure DSNU que certains CCD MPP ayant une faible valeur du courant d'obscurité (10pA/cm <sup>2</sup> à 25°C)
PRNU	APS et CCD ont des performances comparables
Robustesse et rendement	L'APS est bien plus robuste (manipulation, erreur de connexion) qu'un CCD qui est très sensible et mortel face aux ESD. Au niveau rendement de fabrication tous nos APS était capables de fournir des images, ce qui n'est pas le cas du CCD.

Sensibilité aux irradiations	APS est comparable au CCD au niveau de doses globales (augmentation de courant d'obscurité) mais l'APS est plus robuste aux défauts locaux.
FPN	L'APS est plus sensible au FPN que le CCD, mais ce « défaut » s'élimine facilement et aboutit à des valeurs comparables de FPN.
FTM	Un léger avantage au CCD (tension d'opérations plus élevées)
Consommation	Avantage très dominant au profit de l'APS, typiquement de 10 à 20 moins consommant qu'un CCD.

**Tableau 7.15-1 Résumé d'une comparaison de performances CCD vs APS**

En conclusion, la comparaison des performances de capteurs APS et CCD montrent que l'APS possède des performances très proches des CCD interlignes [IEEE 1], avec en bénéfice l'accès aléatoire, une faible consommation et une mise en œuvre plus simple. Il est clair que le domaine d'application des APS est celui qui concerne toutes les applications, sauf dans le domaine scientifique où le CCD répond mieux à la demande. Comme le marché des applications scientifique est assez restreint, cela donne aux matrices APS, au regard des performances décrites dans ce chapitre, un domaine d'application très vaste et à grand volume.

<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU CHAPITRE III</b>
--

- [IEEE-96] HOPKINSON, DALE ET MARSHALL, "*Proton Effects in Charge-coupled devices*", IEEE Trans. on nuclear science, vol. 43, no. 2, April 1996.
- [SPIE-91] JANESIK, SOLI, ELLIOTT, COLLINS "*The effects of Proton Damage on CCD*", SPIE, Vol 1447, 1991.
- [CIMI-96] SOLHUSVIK, CAVADORE, AUDOUX, VERDIER, FARRÉ, SAINT-PÉ, DAVANCENS, DAVID, "*Recent experimental results from a CMOS Active Pixel Image Sensor with Photodiode and Photogate Pixels*", Proc. SPIE, vol. 2950, Berlin, 1996.
- [CIMI-95] SOLHUSVIK, BELLITTO, CAVADORE, BOURRICAUD, FARRÉ, "*Development of CMOS Active Pixel Image Sensors suitable for Space Applications - some preliminary results*", Proc. of the SPIE, vol. 2583, Sensors, Systems and New Generation Satellites, Paris, 1995.
- [CIMI-96B] SOLHUSVIK, CAVADORE ET FARRÉ, "*Experimental Results from 32x32 CMOS Photogate and Photodiode Active Pixel Image Sensors*", Proc. of the SPIE, vol. 2749, Orlando, avril, 1996.
- [BUIL] BUIL, "*Astronomie CCD*", Edité par la SAP, 1990, p.7 à p.50
- [JESPEERS] JESPEERS, VAN DE WIELE, WHITE, "*Solid State Imaging*", Edition Noordhoff International Publishing, Leyden, 1976.
- [ESO] ABBOTT, "*In situ CCD testing* ", Document Observatoire Européen Austral, 1995.
- [STD-1] EL GAMAL et al. «*Modeling and estimation of FPN components in CMOS Image Sensors*»,  
<http://www-isl.stanford.edu/people/dyang/imaging.shtml>
- [NBI] ANDERSEN et al. «*Interferometric method for measurement of the detector MTF*», Site web du Niels Bohr institute for Astronomy, Physics and Geophysics.
- [MMS] AUDOUX, "*Caractérisation d'un capteur de type APS*", Rapport de stage effectué chez Matra Marconi Space, Toulouse, 1996.
- [AOP] BEECKEN et al. «*Determination of the conversion gain and the accuracy of its measurement for detector elements and arrays* » Applied Optics, vol. 35, no. 19, pp. 3471-3477, 1 juillet 1996

- [SPIE96] YADID-PECHT, BARANK et al, "*Optimization of Noise and Responsivity in CMOS APS for Detection of Ultra Low Lights Levels*" Proc. SPIE vol 3019, p.125
- [SSMSC] LAGHLA, SCHEID, VERGNES, COUDERC « *Electronic properties and microstructure of undoped, and B or P-doped polysilicon deposited by LPCVD* » Special issues of solar energie materials and solar cells, janvier 1997
- [JAP84] JONES, WESOLOKOWSKI. "*Electrical, thermoelectric, and optical properties of strongly degenerate polycrystalline silicon films.*" Journal of Applied Physics, vol. 56, no. 6, pp. 1701-1706, september 1984
- [JAP81] LUBBERTS, BURKEY, MOSER, TRABKA "*Optical properties of phosphorus-doped polycrystalline silicon layers*" Journal of Applied Physics, vol.52, no.11, pp.6870-6878, novembre 1981
- [CIMI-1] VERDIER, "*Génération et transfert des charges dans un détecteur à pixels actifs CMOS*", rapport DEA, SUPAERO-CIMI, Toulouse, 1996.
- [CIMI-2] CAVADORE, SOLHUSVIK, MAGNAN et al. "*Design and characterization of CMOS APS imagers on two different technologies*". SPIE Feb 98 proceeding vol3301.
- [CIMI-3] CAVADORE, SOLHUSVIK, MAGNAN, GAUTRAND, DEGERLI, et al. « *Active Pixel Image Sensors for Space Applications* », 2nd Round Table on Micro-Nano Technologies for Space, 1997
- [IEEE-1] DECKER, SODINI "*Comparison of CCD and CMOS Pixels for a Wide dynamic Range Area Imager*" IEEE workshop on CCD and advanced image sensors, 1995.
- [OptIng] DEEG, NINKOV « *Characterization of a large format CCD*», Optical Engineering, Vol34. p43 jan 1995
- [InfrPhy] SCHULTZ, CALDWELL « *Nonuniformity correction and correctability of Infrared Focal Plane arrays*», Infrared Phys. Technology, vol 36, 1995.
- [SPIE90] POOL, SUSKE, ASHTON « *Design aspect & characterisation of EEV large area CCDs for scientific & medical applications* » SPIE Vol. 1242 Charge-coupled Devices and Solid State Optical sensors, pp. 17-25, 1990

- [OE] GAILLARD, LERAY, MUSSEAU, LALANDE « *Effet des rayonnements sur les matériaux et dispositifs semiconducteurs* » L'onde Electrique, Mai-Juin 1995, Vol. 75, no. 4, p. 13-19
- [CERT] DAVID « *Effet de l'environnement spatial sur les composants électroniques* » CERT-ONERA Département de Technologie spatiale, mars 1995
- [IEEE-2] WHITE, LAMPE, BLAHA, MACK. “*Characterization of surface channel CCD image arrays at low light levels*” IEEE journal of solid-state circuits, Vol. SC-9, No. 1, pp. 1-13, February 1974
- [SPIE90A] BURNS “*Signal-to-noise ratio analysis of charge-coupled device imagers*” SPIE Vol. 1242 charged-coupled devices and solid state optical sensors, pp. 187-194, 1990
- [MATH] MATHIEU “*Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*” Ed. MASSON, 1987

**Page sans texte**