

A.2.3.2 Le logiciel d'acquisition

Nous avons développé un logiciel de lecture rapide de détecteurs grand format multi-sorties qui répond aux besoins de MOCAM. L'interface utilisateur devait présenter l'instrument à l'observateur en faisant abstraction de l'aspect multi-sorties afin de ne pas compliquer la manipulation de la caméra. Une seule image FITS de 33 Moctets regroupe les quatre CCDs ce qui simplifie l'affichage, la gestion et la pré-réduction des images. L'observateur découvre alors l'intégralité de son champ dans une fenêtre SAOimage unique en fin de pose. La gestion des fichiers d'une telle taille ne pose pas de difficultés majeures, les tailles des disques, la capacité des bandes de stockage (DAT, EXABYTE) et les ressources des stations de travail étant aujourd'hui adaptées à ces quantités de données.

MOCAM est considérée du point de vue logiciel comme un détecteur $4K \times 4K$ lu par quatre sorties, mais le logiciel de REDEYE ne pouvant s'y appliquer, nous avons dû développer un autre logiciel en conservant une compatibilité complète avec l'environnement de travail du CFHT. Le logiciel de MOCAM devait donc être capable de gérer également l'ensemble des autres détecteurs du CFHT. Nous avons optimisé l'utilisation du matériel dont nous disposions pour réduire le temps de lecture de MOCAM à cinq minutes. Ces différents points sont développés et illustrés dans les sections suivantes.

Lecture rapide de détecteurs multi-sorties

La figure A.2.13 représente la structure matérielle complète de la chaîne d'acquisition des données au CFHT. Comme indiqué dans la section précédente, le contrôleur CCD envoie les données séquentiellement sur la fibre optique à haut débit. Ces données sont recueillies par la carte VMEinf qui fait partie intégrante du système d'acquisition développé par R. Leach. Cette carte d'interface utilise le même processeur que la carte de cadencement du contrôleur. Elle se place sur un bus VME d'où elle communique avec des processus Unix tournant sur la carte mère SPARC1E. Dès qu'une donnée est reçue depuis le contrôleur, la carte d'interface la place dans un segment de mémoire partagée par DMA qui est accessible par un processus Unix. Celui-ci lit la donnée et l'écrit au travers du réseau avec un protocole NFS sur le disque de la station d'observation, une HP9000. Lorsque le dernier pixel est lu puis transféré sur le disque, la HP affiche finalement l'image pour l'observateur.

Jusqu'au second semestre 1994, ces étapes se déroulaient séquentiellement. Les données arrivaient depuis le contrôleur dans le segment de mémoire et seulement lorsque le dernier pixel était lu puis placé en mémoire, le processus Unix lisait les données puis les écrivait sur disque NFS. Cette dernière étape est fortement pénalisante pour des fichiers de grande taille car la bande passante du réseau limite la vitesse de transfert.

A présent, le processus d'écriture sur disque est concurrent avec le processus de lecture des détecteurs, un pixel étant écrit sur le disque quasi-simultanément après sa lecture par le contrôleur CCD. Pour les détecteurs standards $2K \times 2K$ lus par une sortie, le temps de lecture est réduit d'environ un facteur deux car le taux d'écriture sur disque est plus élevé que le taux de lecture des pixels, 76 Kpixels/s contre 40 Kpixels/s. Ainsi, lors de mon travail d'optimisation sur le détecteur $2K \times 2K$ Loral3 du CFHT pour l'implantation du mode de spectroscopie par va-et-vient de charges (Partie C de ce mémoire), je suis

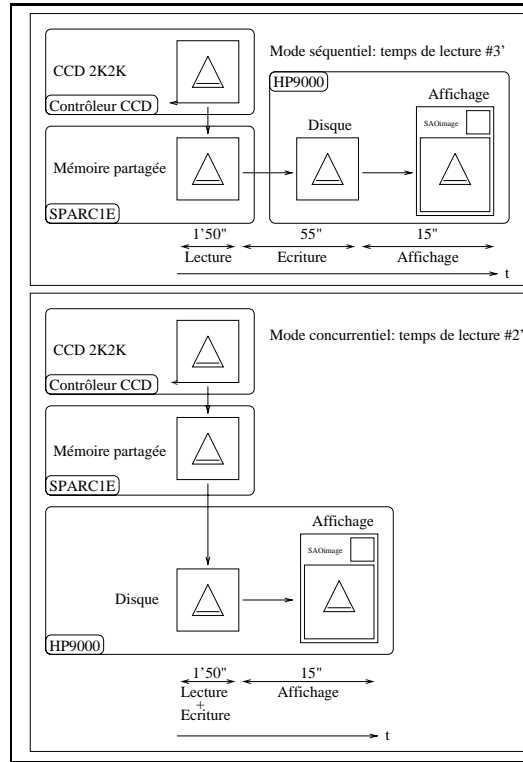


Figure A.2.18: Modes de lecture séquentiel et concurrentiel des données pour un CCD 2K×2K lu par une sortie.

parvenu à un temps de lecture de deux minutes. La figure A.2.18 illustre ces deux modes.

La version préliminaire du logiciel de MOCAM ne bénéficiait pas de cette amélioration. Mais surtout, comme pour l'image de REDEYE, les données des quatre détecteurs arrivent séquentiellement depuis la fibre optique en mémoire partagée où il est nécessaire de les réordonner en mémoire afin de les voir apparaître telles qu'elles sont réellement les unes par rapport aux autres dans le fichier FITS final (c'est l'opération de "descrambling"). Voulant rester au plus près de la philosophie du logiciel CCD du CFHT, nous avons développé un logiciel de réordonnement des données qui s'intercale entre la fin d'écriture des pixels en mémoire partagée et l'écriture sur le disque NFS. Ce processus, bien que local sur la SPARC1E et ne travaillant que sur de la mémoire locale, nécessite plus de une minute et trente secondes d'exécution. La figure A.2.19 illustre le fonctionnement du logiciel avec son séquençement. Le temps de lecture avec cette version utilisée lors des observations de novembre 1994, était de onze minutes en incluant toutes les tâches de la session Pegasus, y compris l'affichage.

La politique du "Tout Unix" avait amené le CFHT à cette technique de lecture et de stockage en mémoire partagée qui, à l'inverse d'une mémoire locale VME à accès direct (DMA), ne permet pas à la carte VMEinf d'aller placer directement les pixels dans le bon ordre en mémoire dès leur arrivée depuis le contrôleur CCD. C'est pourtant cette solution qui était préconisée par le constructeur du contrôleur. Ce choix ayant conditionné la structure complète de la chaîne d'acquisition, nous avons dû nous y tenir

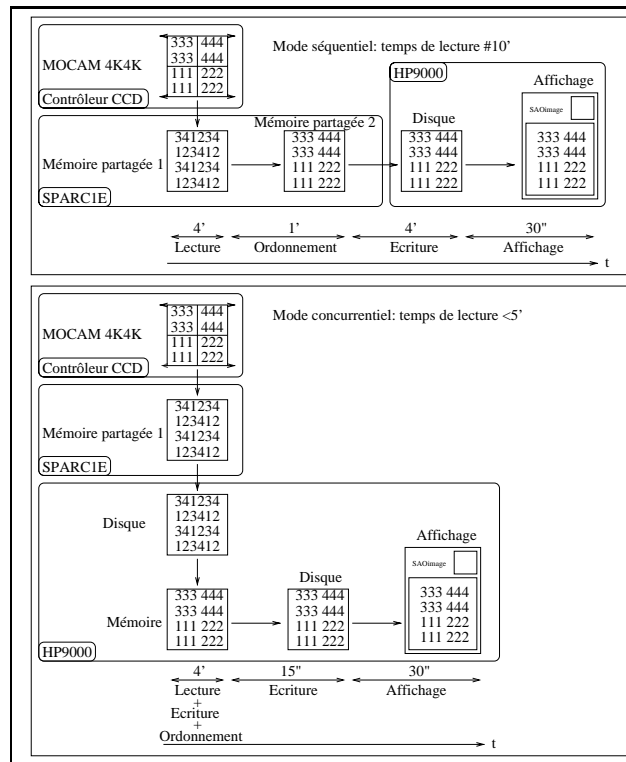


Figure A.2.19: Modes de lecture séquentiel et concurrentiel des données pour MOCAM.

pour respecter la compatibilité de MOCAM aux normes CFHT, bien qu'il soit inadapté au fonctionnement optimum de la caméra.

L'écriture concurrente sur disque et l'arrivée au CFHT d'une nouvelle station HP9000 747i disposant d'un processeur PA-RISC 7100 cadencé à 100 MHz ont été deux éléments déterminants qui ont permis de réduire de plus d'un facteur deux le temps de lecture de MOCAM. L'écriture concurrente interdit malheureusement l'opération de réarrangement des données sur la SPARC1E car elles sont directement écrites depuis la mémoire partagée sur le disque de la station HP au travers du réseau. Cette tâche doit donc être effectuée par la station HP. J'ai développé un programme qui se place en concurrence avec les autres processus. Il consiste à charger puis à ordonner les données en mémoire de la HP au fur et à mesure qu'elles sont écrites sur son disque par la SPARC1E. Il y a alors pendant la lecture du détecteur quatre processus indépendants tournant sur quatre processeurs différents (voir aussi la figure A.2.19) à des vitesses différentes:

- Le programme DSP sur la carte de cadencement du contrôleur CCD, à proximité de la caméra, qui lit la mosaïque en parallèle soit un paquet de quatre pixels, puis envoie ces données séquentiellement sur la fibre optique vers la carte VMEinf. [93 Kpixels/s]
- Le programme DSP sur la carte VMEinf de la SPARC1E qui réceptionne les données et les écrit telles quelles en mémoire partagée. [instantané]
- Un programme Unix tournant sur la SPARC1E qui écrit aussi vite que possible

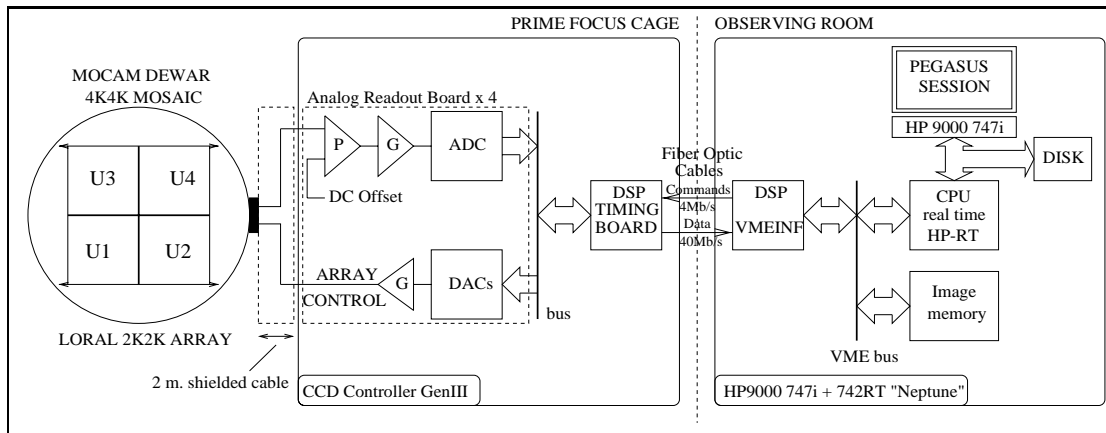


Figure A.2.20: Structure matérielle du futur système d'acquisition de données du CFHT.

sur le disque de la HP, via le réseau, les données qui arrivent en mémoire partagée.
[76 Kpixels/s]

- Un programme Unix tournant sur la HP qui charge et réordonne en mémoire les données au fur et à mesure qu'elles apparaissent sur son disque. *[instantané]*

Lorsque le dernier pixel est chargé en mémoire de la HP, toute l'image s'y trouve déjà ordonnée. L'ensemble du segment est alors écrit sur disque dans un fichier FITS de 33 Moctets (20 s) puis affiché avec SAOimage (15 s). Les performances impressionnantes de cette nouvelle HP, nommée "Neptune", font gagner près de une minute et demi sur ces deux dernières étapes par rapport à la station HP précédente "Mars". Le temps de lecture complet est à présent de moins de cinq minutes.

Avec les seize millions de pixels de MOCAM, la vitesse de remplissage de la mémoire partagée de la SPARC1E dépasse la vitesse à laquelle cette mémoire se vide vers le disque NFS: 93 Kpixels/s contre 76 Kpixels/s. L'écriture sur disque domine donc le temps de lecture et il n'est pas nécessaire de cadencer le contrôleur CCD aux limites de ses performances. Cependant pour des cibles plus grandes comme la future 8K×10K du CFHT qui devrait être opérationnelle dès fin 1997 dans l'environnement Pegasus, le réseau constituera une limitation inacceptable si une telle configuration est préservée. Avec les ingénieurs du CFHT, nous avons donc étudié une nouvelle configuration matérielle qui évite de transférer les données par le réseau. La nouvelle station "Neptune" possède un bus VME sur lequel pourra être montée la carte VMEinf. Un nouveau logiciel pour cette carte d'interface aura pour charge de récupérer les données par la fibre optique puis de les écrire en les ordonnant dans un segment de mémoire à accès direct. Lorsque le dernier pixel est lu par le contrôleur, les données sont déjà ordonnées et présentes en mémoire de la station, il suffit comme auparavant de sauver ce segment dans un fichier FITS. La limitation en vitesse de lecture viendra alors uniquement du contrôleur CCD, dont la fréquence maximale par cycle est de 60 KHz. En incluant comme dans le cas de MOCAM quatre pixels lus en parallèle par cycle, cela donne une fréquence de 240 Kpixels/s. MOCAM pourrait être lue en moins de deux minutes et la 8K×10K (10 sorties) en cinq minutes. Mais il est aussi possible de monter plusieurs cartes VMEinf

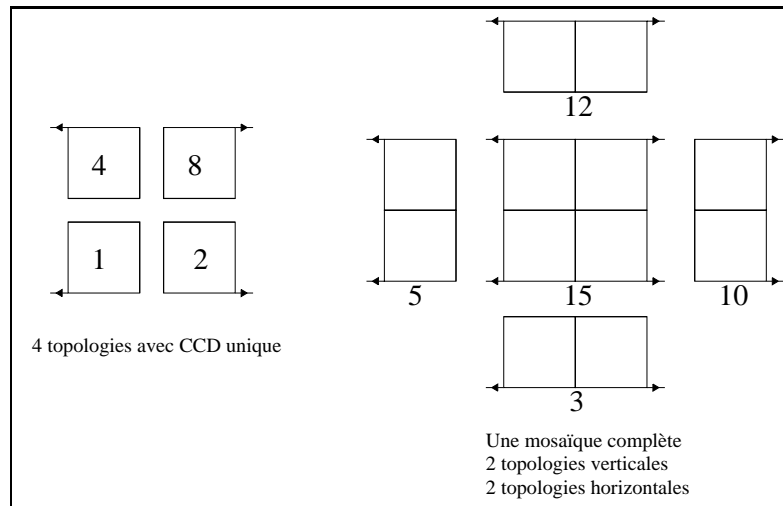


Figure A.2.21: Définition de la configuration de lecture (topologie) en fonction des sorties utilisées.

sur le bus VME de “Neptune” et ainsi paralléliser la structure matérielle. Chaque carte VMEinf gère alors un contrôleur responsable d’une partie de la mosaïque. La figure A.2.20 illustre ce projet qui comporte également la mise en œuvre d’une deuxième carte mère qui incorpore un noyau temps réel pour gérer les cartes d’interface VMEinf. La carte mère principale reste dédiée aux tâches de la session d’observation: gestion de la session Pegasus, affichage, etc.

Gestion de détecteurs à plusieurs sorties

Hormis REDEYE, le CFHT ne possède que des détecteurs lus par une sortie (Loral3, Stis2, etc...) mais arriveront bientôt de nouveaux détecteurs monolithiques à plusieurs sorties (typiquement deux) et même des mosaïques comportant huit à trente deux sorties si on extrapole vers la caméra CCD MEGACAM $16K \times 16K$ qui devrait couvrir l’intégralité du champ de 1 degré carré du foyer primaire. Nous avons imaginé un moyen de gérer simplement le nombre et l’architecture des sorties au sein de Pegasus en codant individuellement chacune d’elles. Le logiciel devrait permettre la lecture de détecteurs à une ou plusieurs sorties mais aussi la lecture par fenêtrage et ce quelque soit le nombre de sorties dans le détecteur.

Pour définir le mode de lecture, nous avons introduit un nouveau paramètre: la topologie. Que ce soit un détecteur mosaïque avec sortie unique par CCD comme dans le cas de MOCAM, ou un détecteur monolithique avec plusieurs sorties, chaque sortie reçoit un code clef “ c ” de 0 à $(n - 1)$ où n est le nombre total de sorties utilisées dans la caméra (0, 1, 2 et 3 dans le cas de MOCAM). Pour un mode de lecture donné, la valeur du paramètre topologie est égale à la somme des 2^c des sorties concernées. Il n’existe ainsi qu’une seule combinaison possible pour chaque mode de lecture. La figure A.2.21 illustre ce concept. MOCAM requiert essentiellement cinq modes de lecture: la mosaïque de quatre CCDs (topologie=15, c’est à dire $1 + 2 + 4 + 8$) ou la lecture d’une fenêtre sur un des quatre CCDs (topologie=1,2,4,8). Mais il est également possible (bien que peu utile) de lire une mosaïque de deux CCDs de MOCAM avec une configuration verticale

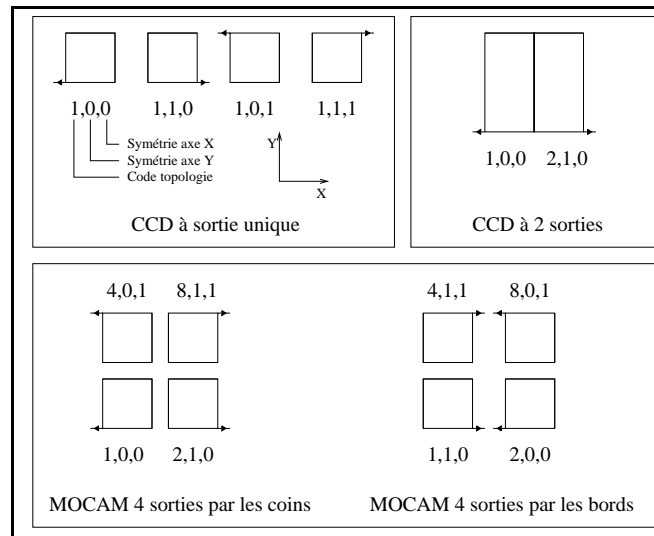


Figure A.2.22: Codage géométrique des sorties.

(deux possibilités: 5,10) ou une configuration horizontale (deux possibilités: 3,12). On peut aussi imaginer des combinaisons à trois CCDs... Un détecteur à sortie unique sera toujours défini par une topologie de valeur 1.

Le paramètre “topologie” va être utilisé par le programme DSP du contrôleur CCD qui ne lira et expédiera sur la fibre optique que les données de la (des) sortie(s) décrite(s) par la variable. Ce paramètre est également interprété par le programme qui réordonne les données en mémoire. Mais à ce niveau il est alors indispensable de prendre en compte la configuration physique du détecteur, c’est à dire la position relative des sorties dans la mosaïque. Nous avons donc ajouté deux paramètres binaires de géométrie (symétrie par rapport aux axes X et Y) qui décrivent la position d’une sortie par rapport à la position de référence, qui est en l’occurrence la sortie en bas à gauche. La figure A.2.22 donne les quatre cas possibles pour une sortie unique puis l’exemple d’un CCD monolithique à deux sorties et enfin les paramètres qui définissent les quatre sorties de MOCAM dans le cas d’une lecture sur la sortie gauche ou droite des CCDs (je rappelle que seules quatre sorties peuvent être utilisées sur MOCAM mais il est possible, de façon indépendante pour chaque CCD, de passer de la sortie à gauche du registre série à celle de droite). N’ayant qu’une seule sortie utilisable à la fois, chaque CCD n’a donc qu’un code “c” unique et ce sont les paramètres de géométrie qui définissent la sortie utilisée.

La figure A.2.23 décrit les paramètres utilisés en mode fenêtrage sur MOCAM et les opérations effectuées sur les données afin de les faire apparaître finalement dans le fichier FITS, et donc dans l’affichage SAOimage, avec la même orientation qu’elles auraient eu dans l’image mosaïque complète. Ce logiciel est implanté au CFHT et opère parfaitement MOCAM et tout autre détecteur. Son extension vers un plus grand nombre de sorties est facilement réalisable.

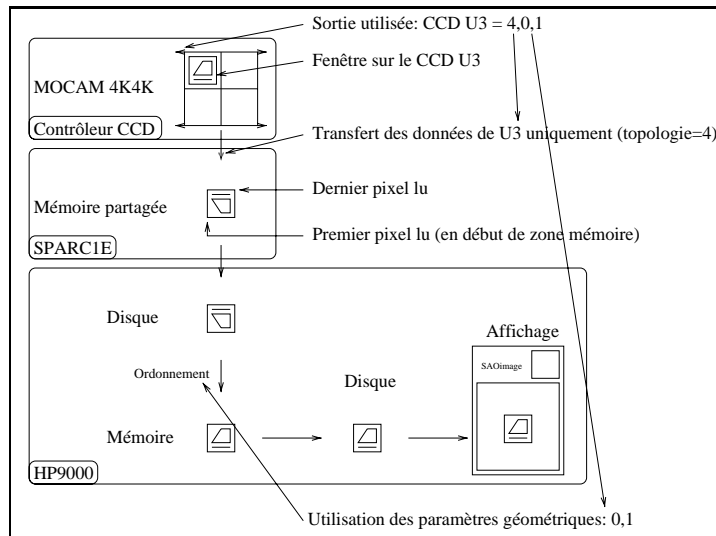


Figure A.2.23: Lecture d'un CCD au sein de la mosaïque en mode fenêtrage.

Interface utilisateur

Tous les aspects multi-sorties doivent être invisibles pour l'observateur afin d'éviter toute complication d'utilisation de la caméra. L'interface utilisateur devant être identique à celle de l'instrument FOCAM, l'utilisateur découvre donc un détecteur 4094×4094 pixels. La figure A.2.24 représente le menu de sélection de la fenêtre d'acquisition de MOCAM. L'utilisateur choisit la position du centre, la taille et le facteur de binning, mais certaines sélections de fenêtres chevauchant deux CCDs sont cependant impossibles. Le logiciel contrôle automatiquement si les valeurs demandées correspondent à la taille de la cible (données X_{max} et Y_{max} de cette fenêtre). Dans le cas de MOCAM, il vérifie que la fenêtre ne chevauche pas deux CCDs si on ne se trouve pas dans la configuration mosaïque à quatre CCDs dont la sélection n'est possible que si $X_c = Y_c = 2047$. Le logiciel va interpréter ces coordonnées puis établir le code de la topologie à appliquer. Il va ensuite communiquer au contrôleur CCD cette valeur en même temps que l'ensemble des autres paramètres de la pose: temps de pose, caractéristiques de la fenêtre, type de pose (*bias*, *dark* ou *object*).

L'image FITS $4K \times 4K$ est affichée en fin de pose dans une fenêtre SAOimage. La puissance de la station "Neptune" permet une manipulation instantanée de l'image (zooms, changement de table de niveaux, ...). Mais c'est surtout les trois écrans gérés simultanément par "Neptune" et où il est possible de faire passer la souris de l'un à l'autre qui ont rendu la visualisation des images MOCAM très confortable car la fenêtre SAOimage peut occuper un écran entier en dehors de la session Pegasus.

J'ai implanté pour les observations de juin 1995 une procédure de focalisation automatique a priori plus performante que CAF (Computed Aided Focussing) qui converge souvent mal vers la position de focalisation optimale. Elle est basée sur une philosophie de plus en plus fréquente sur les grands télescopes et qui consiste à enregistrer sur le CCD une série d'images d'une étoile en déplaçant le foyer à chaque pose. Il s'agit ici d'un mode d'exposition qui effectue une pose, ferme l'obturateur, décale les charges sur

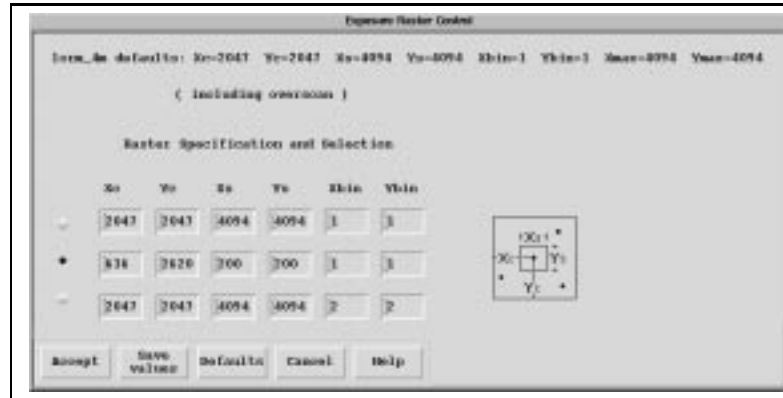


Figure A.2.24: Fenêtre de sélection Pegasus de la fenêtre à lire sur la mosaïque MOCAM.

le CCD vers le bas, modifie la position du foyer de la caméra puis recommence ce cycle un certain nombre de fois. Le CCD est lu à la fin du dernier cycle et le résultat est une pose avec plusieurs images d'une même étoile à différentes positions de foyer (figure A.2.25). Une procédure automatique estime la qualité d'image puis présente les résultats à l'observateur (valeur du flux maximum, ellipticité, angle entre l'axe de l'ellipse principale et l'axe des lignes pour détecter l'instant de transition entre les deux orientations principales de part et d'autre du meilleur foyer) qui peut estimer suivant son propre jugement la meilleure position de foyer ou bien laisser la procédure définir le point optimal. Les paramètres de cette procédure sont le nombre de cycles, la valeur du décalage de la position du focus entre chaque pose élémentaire et la taille de la fenêtre qui définit le nombre de lignes à décaler entre chaque pose (voir figure A.2.25). Malheureusement, si l'ensemble de la procédure fonctionne bien au niveau de la caméra, le système de contrôle TCSIII du télescope n'est pas adapté et en limite l'efficacité. En effet, avec TCSIII il n'est pas possible d'obtenir par commande automatique depuis Pegasus un positionnement très précis de la bonnette du foyer primaire à mieux que $40\ \mu\text{m}$, valeur bien en dehors des marges de précision requises pour une telle manipulation ($10\ \mu\text{m}$). Cette procédure de focalisation a donc été abandonnée temporairement en attendant l'arrivée prochaine du système TCSIV. Le mode standard de focalisation alors utilisé est similaire à cette technique mais le CCD est lu entre chaque pose et les images sont stockées pour un traitement ultérieur similaire à celui décrit ci-dessus. La commande de la bonnette peut dans ce cas être amenée à une couche logicielle plus basse et permet un positionnement très précis.

L'observateur sauvegarde ses données sur des bandes magnétiques de type DAT et EXABYTE qui sont encore très bien adaptées aux quantités de données générées lors des observations, soit environ 1 Goctets par nuit. Les étapes de pré-réduction des données (bias, flat-field) peuvent être effectuées sur les images $4\text{K}\times 4\text{K}$ mais les quatre CCDs $2\text{K}\times 2\text{K}$ doivent ensuite être séparés pour les opérations de réalignement des images car l'astrométrie du champ n'est pas respectée dans le fichier FITS $4\text{K}\times 4\text{K}$. Ces aspects sont développés dans le chapitre observations et réduction des données.

Comme tous les instruments du CFHT, les données de MOCAM sont archivées au Canadian Astronomy Data Center (CADC). Le système d'archivage du CFHT (Véran

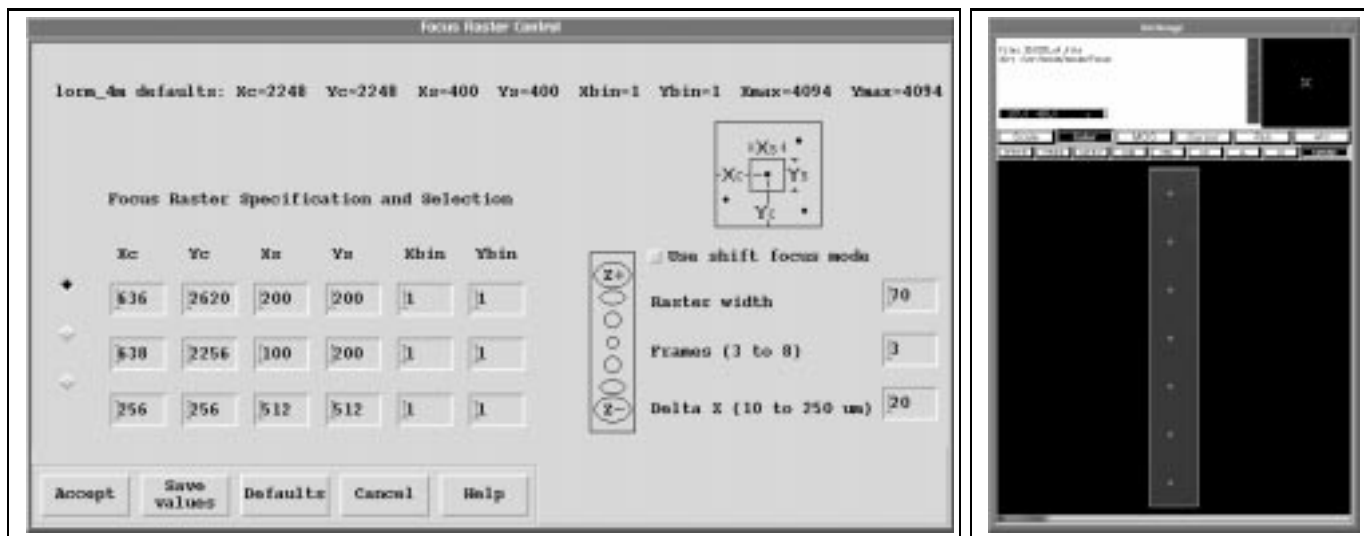


Figure A.2.25: Système de focalisation automatique par acquisition séquentielle de l'étoile à différentes position du foyer sur une même image.

& Link 1994) copie sur disque optique les nouvelles données présentes sur le disque de l'observateur. Ce processus est géré par une machine indépendante du système d'acquisition. Les copies sont effectuées via le réseau qui constitue, à l'image de la chaîne d'acquisition CCD, un goulot d'étranglement pour des images aussi grosses. Mais malgré une certaine lenteur, ce système a parfaitement fonctionné durant les observations MOCAM. Toutes les données provenant de la caméra étant archivées (bias, darks, poses scientifiques,...), le disque optique de 3 Goctets par face devait être changé environ tous les trois jours. Ce système d'archivage ne pourra pas supporter le flot de données qu'apportera la future caméra 8K×10K et une autre technique d'archivage devra être implantée.

Chapitre A.3

Optimisation des CCDs pour les observations à faible flux

Les performances des CCDs, décrites dans le premier chapitre de cette partie, sont définies par de nombreux paramètres ajustables qui fixent les niveaux des tensions et les séquençements des niveaux dans le temps. Avec deux plans d'horloges à trois phases (registre parallèle et registre série) et trois tensions de polarisation de l'amplificateur de sortie, cela donne près de dix paramètres à associer avec les aspects de séquençement. Une combinaison optimale et particulière de ces paramètres doit répondre aux besoins de l'application.

Les spécifications des CCDs pour les observations astronomiques à faible flux sont bien connues: excellente linéarité et efficacité de transfert de charges (CTE pour Charge Transfer Efficiency), grande dynamique, faible bruit de lecture (principalement pour la spectroscopie d'objets faibles), courant d'obscurité négligeable, stabilité des performances de la caméra dans le temps. Ces qualités garantissent la qualité et la stabilité photométrique, la qualité d'image et la profondeur des observations.

Les défauts cosmétiques et l'uniformité en rendement quantique de la surface sensible sont des caractéristiques physiques intrinsèques qui sont liées à la fabrication des CCDs. Elles doivent être mesurées pour obtenir une vision complète du comportement du détecteur.

Les CCDs de MOCAM avaient déjà été testés individuellement dans un cryostat spécial lors de la phase de qualification des composants au Dominion Astrophysical Observatory. Le but de ces tests, menés par Rick Murowinsky, étaient d'effectuer une sélection des composants qui répondaient au mieux aux besoins de MOCAM. Je décris dans ce chapitre les méthodes de test et d'optimisation que j'ai appliqué aux CCDs de MOCAM. Le but étant d'obtenir un fonctionnement optimal des quatre CCDs opérant simultanément dans l'ensemble électronique de MOCAM. Tous les tests que je décris ont été effectués avec la mosaïque complète montée dans le cryostat et refroidie à -130°C . Une première partie concerne la mise au point et la caractérisation des composants. La seconde partie décrit un mode nouveau de fonctionnement des CCDs pendant la phase d'intégration des photons qui réduit fortement la contamination par le débordement des charges causée par les étoiles brillantes.

A.3.1 Test des CCDs

Les tests des CCDs grand format de MOCAM ont nécessité l'adaptation des moyens dont nous disposions dans notre laboratoire de Toulouse ainsi que la révision de nos méthodes d'évaluation. Le plus grand CCD testé jusque là était un $1K \times 1K$. Pour la circonstance, j'ai automatisé un ensemble de procédures de calibration pour gérer rapidement la grande quantité de données recueillies pendant la calibration. Pour certaines manipulations, il m'a fallu également automatiser en partie le banc d'optique. Grâce à cette restructuration du banc, j'ai pu plus facilement comparer les avantages entre différentes méthodes de mesure des paramètres du CCD. Il était particulièrement intéressant de bien développer celles qui peuvent être effectuées indifféremment en laboratoire et sur le télescope afin de contrôler rapidement le comportement de la caméra dans sa configuration réelle d'observation.

A.3.1.1 Optimisation des paramètres

Transfert des charges

Les CCDs sont sensibles aux rayons X mous qui, étant beaucoup plus énergétiques que les photons du domaine visible, génèrent un plus grand nombre d'électrons lors de l'interaction avec le silicium. Pour un photon X d'énergie E_λ , le nombre d'électrons générés est $n = E_\lambda/3.65$. On utilise communément depuis plusieurs années les sources Fe-55 dont 80% des X émis ont une énergie de 5.9 KeV ($\lambda = 2.1 \text{ \AA}$) et génèrent un nuage de 1620 électrons. Les 20% restant sont majoritairement des photons X d'énergie 6.2 KeV qui créent un nuage de 1778 électrons dans le silicium.

L'interaction entre le photon X et le silicium, qui peut avoir lieu à des profondeurs variables dans le substrat du CCD, provoque un nuage d'électrons d'environ $1 \mu\text{m}$ de diamètre. Selon la position du nuage par rapport au pixel, plus ou moins d'électrons seront collectés. On peut trouver trois cas (je me place dans le cas d'un CCD épais et des photons à 5.9 KeV uniquement):

- Evènement ponctuel: l'interaction a lieu non loin de la surface et est centrée sur un pixel. L'ensemble des 1620 électrons est récupéré dans le pixel. Ce sont les évènements les plus fréquents.
- Evènement multiple: le nuage se répartit entre plusieurs pixels.
- Evènement partiel: des charges sont perdues dans le substrat car l'interaction a eu lieu loin de la surface et les électrons n'ont pas tous été captés par les puits de potentiel des pixels.

L'histogramme d'une image où un grand nombre d'interactions a eu lieu fait apparaître un pic principal (Cf. figure A.3.1). Si la zone du détecteur étudiée est proche de la sortie, les pertes par transfert de charges peuvent être considérées comme négligeables et la valeur en pas codeurs du pic de l'histogramme S_{pic} donne immédiatement accès à la valeur du gain de la caméra en électrons par pas codeur avec la relation: $g = 1620/S_{pic}$.

Pour une zone du détecteur éloignée de l'amplificateur de sortie et qui subit un nombre important de transferts séries et/ou parallèles, les paquets de charges de 1620

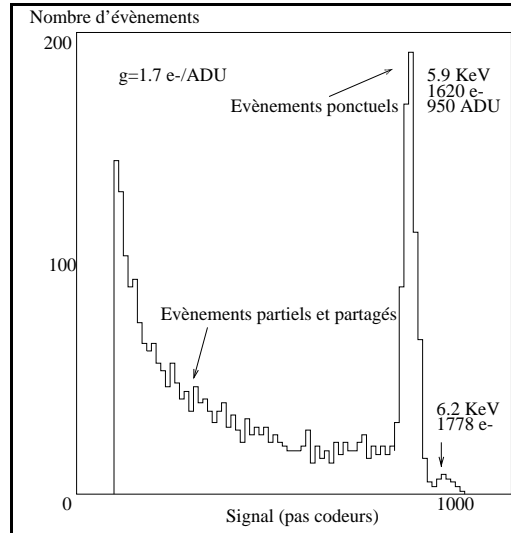


Figure A.3.1: Histogramme d'une image obtenue avec une source Fe-55.

électrons vont perdre une quantité Δn de charges au cours du transfert. L'allure de l'histogramme est alors modifiée: le pic d'évènements se trouve décalé vers des valeurs plus petites et ce d'autant que les pertes ont été importantes. En comparant le décalage en nombre d'électrons avec celui de la zone proche de la sortie, on obtient une mesure directe du coefficient de transfert de charges: $CTE = 1 - \Delta n / (1620 \times N_p)$, avec N_p le nombre de transferts effectués pour lire la zone considérée. En analysant seulement trois zones du détecteur, on peut accéder à la valeur du CTE série (peu de transferts parallèles et beaucoup de transferts séries, c'est à dire une zone qui jouxte le registre série mais éloignée de l'étage de sortie) et parallèle (peu de transferts séries et beaucoup de transferts parallèles). Cette mesure donne une précision inégalée de l'ordre de quelques pourcents sur le gain et les CTEs.

Du fait que les photons X mous sont arrêtés par la fenêtre de quartz, il faut avoir recours à un hublot de béryllium ou à un hublot métallique concave incorporant la source radioactive dans l'enceinte à vide. Le hublot de béryllium doit être mince (< 0.5 mm) pour être le plus transparent possible aux X mous. Mais il n'est pas possible d'utiliser une grande plaque fine de 6 cm de diamètre car elle se déchirerait sous l'effet de la pression externe lorsque le cryostat est sous vide. On utilise donc de multiples petites fenêtres de béryllium dans un hublot métallique épais. Gerry Luppino a mis à notre disposition un tel hublot de béryllium mais qui n'était pas suffisamment grand pour couvrir la mosaïque entière. La figure A.3.2 montre une image $4K \times 4K$. On voit malheureusement que les zones des sorties des CCDs n'étaient pas exposées aux rayons X et qu'il n'était donc pas possible de mesurer le gain par cette expérience. On peut cependant estimer les coefficients de transfert des charges en se basant sur l'évolution de l'histogramme entre deux régions exposées aux rayons X. Ces régions apparaissent comme des disques brillants sur la figure A.3.2 qui est une pose de quatre heures. Le nombre d'évènements est réduit lorsque la source est placée suffisamment loin du hublot afin d'obtenir une illumination uniforme des quatre CCDs (c'est à dire la même quantité d'évènements en

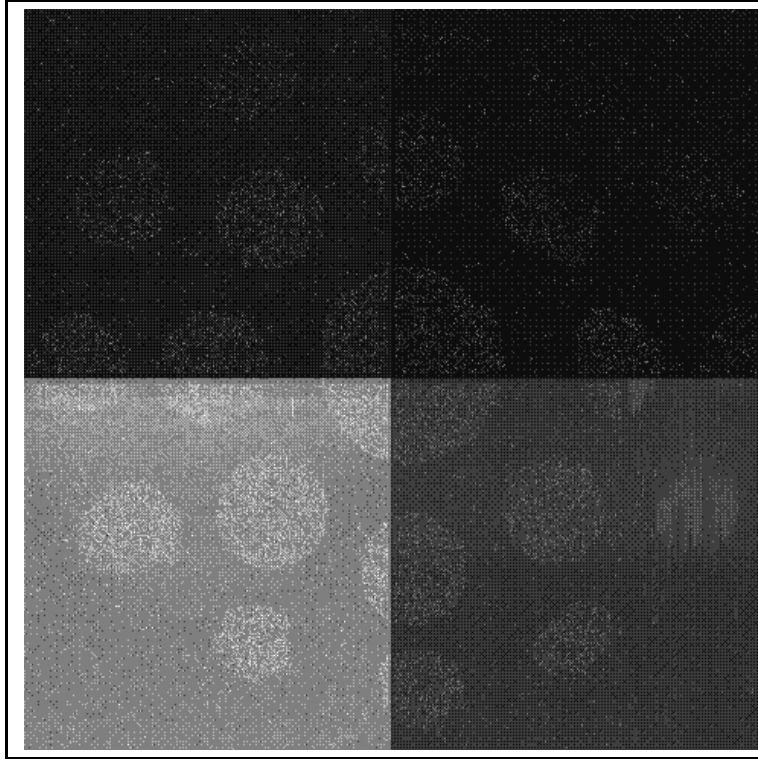


Figure A.3.2: Pose de 4h sur une source Fe-55. Noter le problème de transfert de charges sur le CCD en bas à droite. Les régions brillantes sont les zones d'impacts des rayons X mous au travers de la fenêtre de béryllium.

tout point de la mosaïque) et de très longs temps de pose sont nécessaires. Les mesures ont indiqué une valeur identique de 0.999996 pour le coefficient de transfert vertical (parallèle) et horizontal (série) et ce pour les quatre CCDs. Ces valeurs sont conformes à celles annoncées par le constructeur. Les niveaux des tensions des horloges séries et parallèles étaient donc optimaux et le séquençement lent des horloges n'introduit pas de perte des charges. Ce résultat démontre également que la très basse température des CCDs (-130°C) ne crée pas de problème de transfert des charges. A noter que le CCD en bas à droite sur cette figure souffrait d'un problème sévère de transfert des charges; il a été remplacé par la suite.

Toutes ces manipulations imposent de grandes mesures de sécurité car le béryllium est un produit hautement toxique. Ce hublot étant opaque au rayonnement lumineux et infrarouge, la charge thermique sur le plan focal est fortement réduite par rapport à l'utilisation de la fenêtre en quartz (la tenue au froid du cryostat s'accroît de trois heures). Les CCDs n'avaient donc pas la même température de fonctionnement que lors de leur utilisation normale en mode imagerie optique. Cela peut avoir de l'influence sur le comportement du CCD (CTE, gain), aussi ai-je préféré éviter cette méthode et me concentrer sur d'autres qui donnent accès à un plus grand nombre de paramètres simultanément et qui permet la caractérisation de la caméra dans des conditions proches de son utilisation normale.

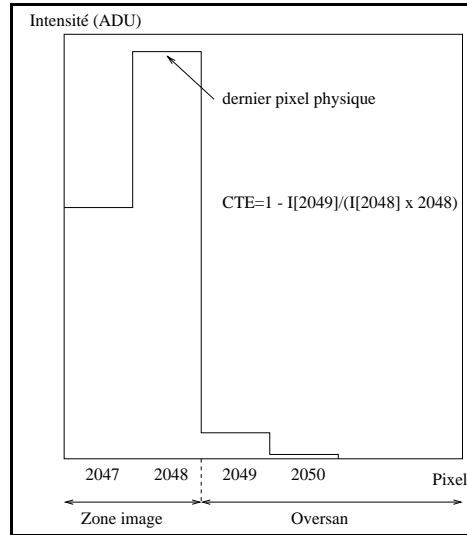


Figure A.3.3: Mesure du coefficient de transfert de charges par l'étude de la zone d'overscan.

Les coefficients de transfert de charge peuvent être estimés par la technique proposée par Janesick (1987) qui consiste à étudier les zones d'overscan suivant les lignes et les colonnes. Les images de MOCAM incluent toujours cette zone supplémentaire dans l'image qui permet avant tout d'estimer le niveau d'offset de l'image. L'overscan consiste à lire plus de pixels que n'en contient le CCD, ce qui permet d'évaluer la réponse du contrôleur. Mais comme ces faux pixels suivent juste les derniers pixels de la zone image, ils contiennent les électrons qui sont restés en arrière à cause des pertes par inefficacité de transfert (Cf. figure A.3.3). Le nombre de transferts N étant égal à la largeur du CCD, $N + 1$ est l'indice du premier pixel de l'overscan, et on a $CTE = 1 - I_{N+1}/(I_N \times N)$, avec I_i l'intensité du pixel de rang i de l'image. Cette relation est une approximation au premier ordre de $CTE^N = I_N/(I_N + I_{N+1})$ qui provient de l'expression $I_N = I(N) \times CTE^N$ donnant la valeur d'un pixel d'intensité initiale $I(N)$ après N transferts (cette valeur initiale est alors partagée en I_N et I_{N+1} par les pertes de transfert de charges). Pour les CCDs 2048×2048 de MOCAM, on a $CTE = 1 - I_{2049}/(I_{2048} \times 2048)$. Il suffit d'illuminer uniformément avec une sphère d'intégration le détecteur dans la région à étudier puis moyenner un grand nombre de lignes (mesure du CTE série) ou de colonnes (mesure du CTE parallèle) pour améliorer la mesure en éliminant le bruit de photon. Cette méthode donne des résultats similaires à la technique du Fe-55 (à 4×10^{-6} près) mais présente l'avantage d'être utilisable sur le télescope avec la caméra rigoureusement en configuration d'observation. En prenant des poses sur le dôme (flat-dôme), le bon comportement des CCDs a pu être vérifié pendant les périodes d'observation.

Linéarité, gain et capacité de stockage

Janesick (1987) a proposé une technique de calibration des CCDs qui permet d'accéder à de nombreuses caractéristiques de la caméra à partir d'une seule série de mesures: la fonction de transfert de photons. Le bruit, donné par la déviation standard du signal en pas codeurs dans une région de l'image (typiquement une zone 20×20 pixels pour éviter

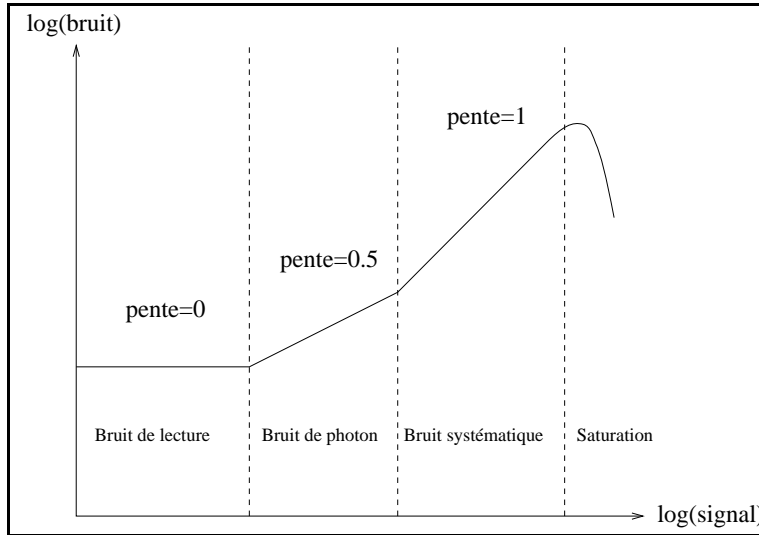


Figure A.3.4: La fonction de transfert de photons.

d'incorporer des fluctuations de transmission à grande échelle), est :

$$B = \sqrt{\frac{S}{g} + (e_{rqe}S)^2 + \sigma_{CCD}^2}$$

où g est le gain de la caméra en électrons par pas codeur, S le niveau moyen en pas codeurs de l'image, e_{rqe} la non-uniformité de rendement quantique pixel à pixel (typiquement 1%) et σ_{CCD}^2 le bruit de lecture en pas codeurs. A partir d'une série de poses avec un temps d'exposition croissant, puis en étudiant l'évolution du bruit B dans l'image en fonction du niveau moyen S , on peut décrire la fonction donnée par l'équation précédente. On en déduit les paramètres g , e_{rqe} et σ_{CCD}^2 . A faible flux, le bruit est dominé par le bruit de lecture, la courbe en donne alors une mesure directe. Lorsque le flux augmente, on se trouve en régime de photon et la mesure de la pente de la courbe donne la valeur du gain. Lorsque le flux devient important, le bruit systématique dû à la non-uniformité de rendement quantique pixel à pixel domine et la valeur de ce paramètre peut alors être estimée. Une double échelle logarithmique est utilisée pour représenter cette fonction (Cf. figure A.3.4). On y voit apparaître clairement les trois régimes suivant la pente de la courbe (0, 0.5, 1). Lorsque le flux augmente encore, le CCD atteint la saturation et le bruit devient nul: la courbe "décoche".

En soustrayant deux images pour chaque temps d'exposition, on annule le bruit dû à la non-uniformité du rendement quantique. La courbe évolue alors jusqu'à la saturation en régime de photon et la détermination de la valeur du gain est plus précise. Le bruit est alors (le facteur 2 est dû à la soustraction pixel à pixel des bruits de photon et de lecture qui sont de nature stochastique):

$$N = \sqrt{2} \sqrt{\frac{S}{g} + \sigma_{CCD}^2}$$

Afin de ne pas introduire des sources additionnelles d'erreur qui ne seraient pas modélisables, il est indispensable pour une telle expérience d'avoir une très bonne précision

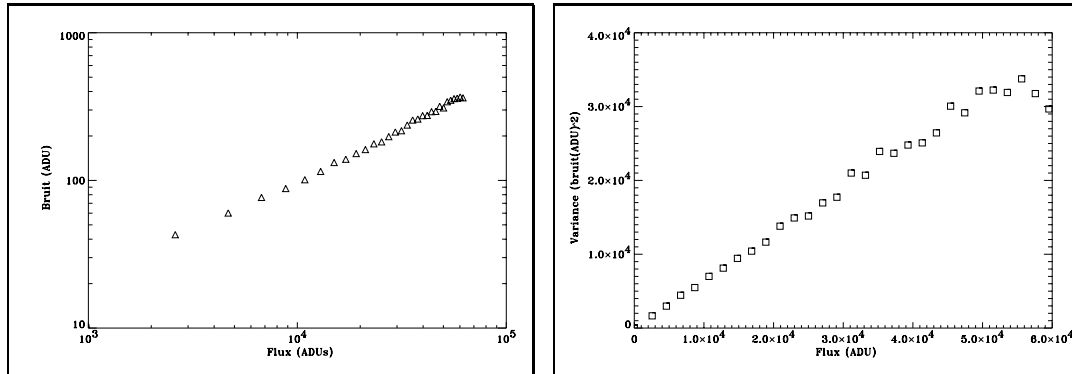


Figure A.3.5: Fonctions de transfert du CCD U2 de MOCAM. La courbe de droite ne comporte que le bruit de photon (la soustraction pixel à pixel bruite la mesure).

sur le temps d'exposition et une très grande stabilité de la source lumineuse. Au lieu d'utiliser l'obturateur lent de la caméra, nous avons préféré utiliser un petit obturateur très rapide placé au centre de la mosaïque qui permet de travailler sur des petites zones de chaque CCD ($\sim 20 \times 20$ pixels). Une source tritium assure une stabilité parfaite du flux entre les différentes poses. La figure A.3.5 montre la fonction de transfert complète pour un des CCDs de MOCAM utilisé en mode MPP et la fonction de transfert après correction de la non-uniformité du rendement quantique. Dans ce dernier cas, la courbe est plus lisible en exprimant la variance du signal en fonction du flux plutôt que la déviation standard en fonction du flux. Avec une échelle linéaire, la pente de cette droite donne directement la valeur du gain qui est ici de 1.8 électrons par pas codeur (figure A.3.5 droite).

Cette série de poses à temps d'exposition croissants permet aussi de tester la linéarité du détecteur. Elle s'exprime en terme de résidu par rapport à la linéarité parfaite qui est obtenue par ajustement de l'ensemble des points de mesure. Il n'est pas facile d'estimer la linéarité à très faible et à très haut flux simultanément car il faut limiter le temps de pose minimal à une seconde, ce qui amènerait à poser plusieurs heures pour aboutir à la saturation. Dans la pratique, j'ai segmenté les domaines d'études de la linéarité en modifiant l'intensité de la lampe. L'intercalibration est contrôlée en conservant un chevauchement entre chaque segment. Les figures de A.3.6 montrent les résidus de linéarité pour le CCD U4 de MOCAM. Le flux de la fenêtre considérée est la moyenne des intensités des 20×20 pixels afin d'annuler le bruit de photon et de non-uniformité du rendement quantique. Les résidus ne dépassent pas 1% sur l'ensemble de la dynamique.

En accédant simultanément à la linéarité, à la capacité de stockage du pixel, au bruit de lecture et au gain de la caméra, l'optimisation des CCDs devient extrêmement rapide. Cette procédure présente l'avantage d'être simple de conception et très facilement reproductible. La fonction de transfert pourrait également être obtenue en une seule pose en appliquant un gradient uniforme de lumière sur la largeur du CCD. Le bruit et le niveau moyen sont établis suivant chaque colonne ce qui fournit un grand nombre de points de mesures. Cette méthode n'est cependant pas applicable sur télescope.

La linéarité du CCD est très dépendante de la tension de polarisation V_{OD} de l'amplificateur de sortie du CCD. Cette tension peut varier par pas de 0.2 V de part

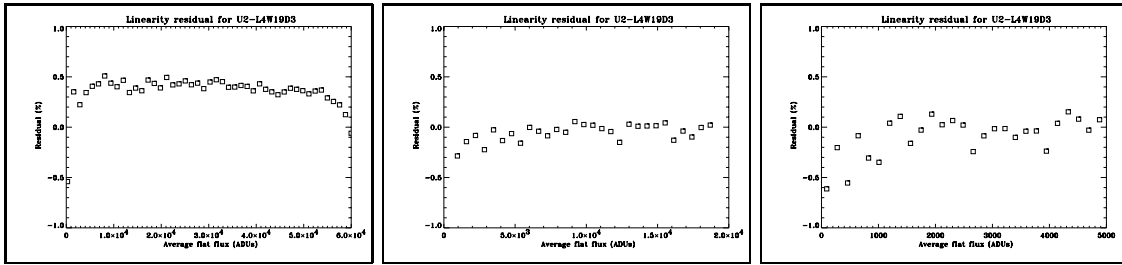


Figure A.3.6: Résidus de linéarité pour le CCD U4 de MOCAM.

et d'autre de la valeur optimale, ce qui faisait passer le résidu de linéarité de 0.5% à près de 2%. Cette tension conditionne aussi la valeur du gain qui varie d'environ 0.3 électrons par pas codeur pour une variation de 0.7 V de V_{OD} . Il y a moyen de gérer par logiciel le gain sur le contrôleur CCD et de l'adapter afin que le gain global CCD+contrôleur fasse coïncider la dynamique du CCD à celle du contrôleur. Celui-ci digitalise le signal vidéo en seize bits, soit une dynamique de 0 à 65535. La capacité de stockage maximale des CCDs étant de 130000 électrons, il suffit donc obtenir un gain d'environ 1.9 électrons par pas codeur. Le gain doit aussi permettre d'échantillonner le bruit de lecture avec environ trois à quatre pas codeurs, ce qui correspond parfaitement bien aux CCDs Loral qui présentent un bruit moyen de six électrons.

En automatisant complètement cette procédure de test, j'ai rapidement obtenu un fonctionnement optimal et uniforme pour les quatre CCDs de la mosaïque. La figure A.3.7 présente un résumé des caractéristiques de chacun des quatre CCDs de MOCAM. La mosaïque n'a pas un aspect symétrique mais cela est sans conséquence sur la réduction et l'analyse des données. Le CCD U1 a posé beaucoup de problèmes à cause d'un phénomène d'émission parasite de lumière depuis la sortie du coin. En localisant l'origine, cet effet a pu être minimisé en adaptant le chronogramme et les tensions du registre de lecture série puis en lisant le CCD par la sortie du bord. Le bruit de lecture n'est accru que d'un facteur deux dans la région la plus proche de cette perturbation. Ce phénomène n'est pas lié à l'effet connu d'émission IR par l'étage de sortie qui peut être annulé par une réduction des tensions de polarisations pendant la pose.

Il est facile de construire la fonction de transfert de photons en configuration d'observation en se servant d'une série de flat-dômes. Les résultats sont moins précis que ceux obtenus par les techniques de laboratoire car, d'une part la lampe d'illumination de l'écran du dôme n'est pas stable dans le temps, et d'autre part l'obturateur de MOCAM génère des délais dans le temps d'exposition. Mais les résultats obtenus ont confirmé que cette méthode représente le test le plus complet et le plus efficace de vérification du détecteur sur le télescope.

Bruit de lecture

Le bruit de lecture est donné par la déviation standard du signal sur une partie d'un offset qui est une image à temps d'exposition nulle. Le seul signal présent est le bruit de lecture de la caméra. Afin de détecter la présence d'éventuelles structures constantes dans cette image (bruit d'interférence propre à la caméra), on procède systématiquement

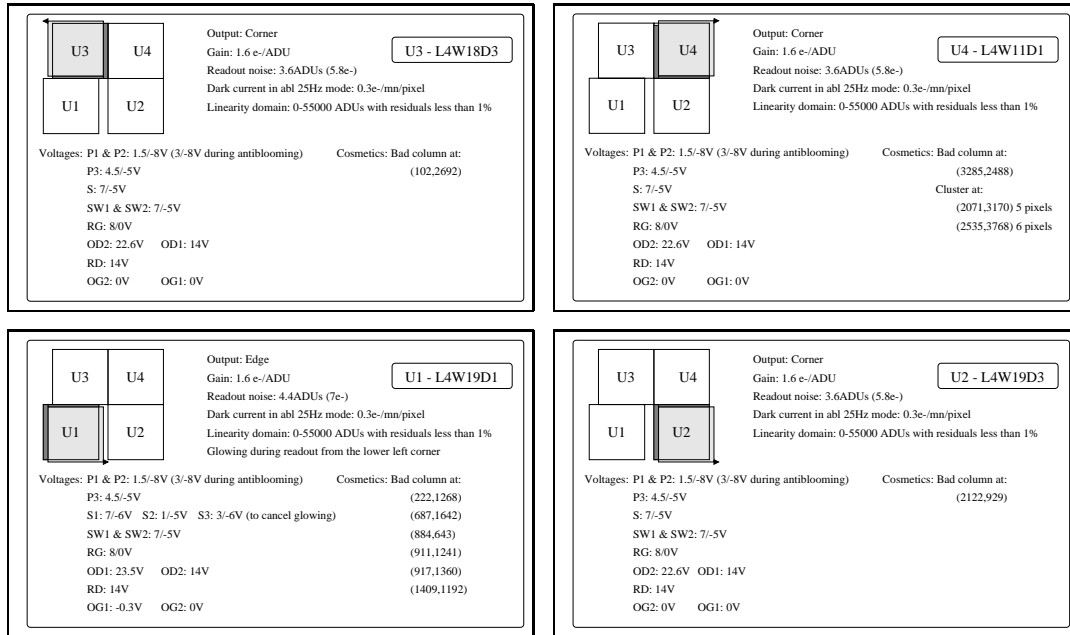


Figure A.3.7: Caractéristiques des quatre CCDs de MOCAM.

ment à une soustraction de deux images de même type. Si le rapport du bruit dans cette image soustraite à celui d'une image simple n'approche pas $\sqrt{2}$, cela prouve que les images d'offset de la caméra sont contaminées par une source de bruit non gaussienne. L'histogramme d'une image affectée par le bruit de lecture seul doit montrer une structure gaussienne, aussi son analyse peut mettre en évidence un comportement anormal de la chaîne d'acquisition, comme des bits manquants dans l'étape de digitalisation (Takato et al. 1990).

Pour optimiser la lecture en parallèle à faible bruit sans phénomène de diaphonie, il a fallu beaucoup de modifications et de transformations de l'environnement des CCDs. L'étape d'optimisation du contrôleur CCD et de son environnement a permis d'annuler les sources d'interférences extérieures qui perturbent le bon fonctionnement en parallèle des quatre CCDs, pour atteindre un régime uniquement dominé par le bruit de lecture du CCD. La technologie des CCDs Loral de MOCAM donnent typiquement un bruit de 5 à 8 électrons. Ce sont ces valeurs que j'ai effectivement mesuré, le bruit étant particulièrement stable sur une large gamme de valeurs des paramètres des CCDs.

Le temps de double échantillonnage conditionne le bruit de lecture de la caméra (Thorne 1986) et au delà d'une certaine valeur d'intégration, il n'y a plus de gain sur la réduction de la composante liée à la remise au niveau de référence de l'amplificateur de sortie. La figure A.3.8 présente l'évolution du bruit de lecture d'un CCD de MOCAM en fonction de la demi-période du double échantillonnage. On obtient un comportement similaire pour les quatre CCDs ce qui confirme bien que les sources de bruit sont d'origines identiques. En fixant sa valeur à $5 \mu\text{s}$ par intégration, on se situe juste au coude avant que le bruit n'augmente. Ce délai conditionne également le gain de la caméra. Compte tenu du gain imposé par l'étage de sortie du CCD pour obtenir une linéarité parfaite, c'est au niveau de ce double échantillonneur qu'il est possible d'adapter le gain aux caractéris-

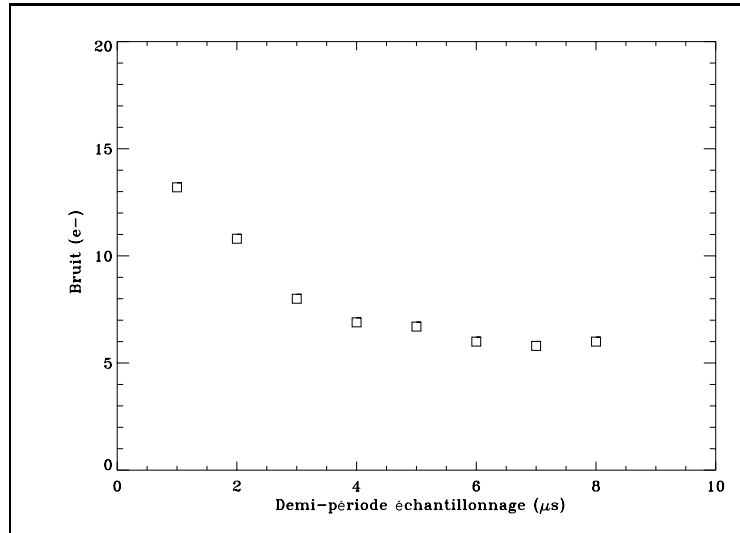


Figure A.3.8: Evolution du bruit de lecture en fonction de la demi-période du double échantillonneur.

tiques de la caméra (Cf. fin du paragraphe précédent sur la discussion de l’optimisation de la combinaison du CCD et du contrôleur).

Courant d’obscurité

Lors des premières observations avec MOCAM en novembre 1994, les CCDs étaient utilisés en mode MPP. A une température de $-130^{\circ}C$, le courant d’obscurité était d’environ 0.2 électron/mn/pixel. La faible contribution de ce phénomène au niveau moyen des images obtenues sur le ciel (1 pas codeur contre 1000 pas codeurs sur une pose de 30 mn en V ou 4000 pas codeurs sur une pose de 20 mn en I) est totalement négligeable. Le bruit associé est de nature poissonnienne et sa contribution au bruit total est par conséquent négligeable.

Il en est de même à présent alors que les CCDs bénéficient d’un mode de “fonctionnement actif” pendant la pose qui réduit la contamination du détecteur par les charges excédentaires dues aux étoiles brillantes. Cette technique, décrite en détail dans la section suivante pourrait présenter l’inconvénient d’augmenter le niveau de bruit dans l’image que l’on peut assimiler au courant d’obscurité. Mais avec une valeur de 0.3 électron/mn/pixel, ce courant d’obscurité total est toujours négligeable.

A.3.1.2 Caractérisation

Rendement quantique

Pour faciliter la mesure du rendement quantique en plusieurs endroits de chacun des quatre CCDs, nous avons automatisé le banc de mesure du rendement quantique. La figure A.3.9 donne le principe de fonctionnement du banc qui consiste à obtenir quasiment simultanément sur une cellule photosensible et sur le CCD la mesure d’un flux lumineux à une longueur d’onde donnée λ . La source lumineuse est constituée par une lampe

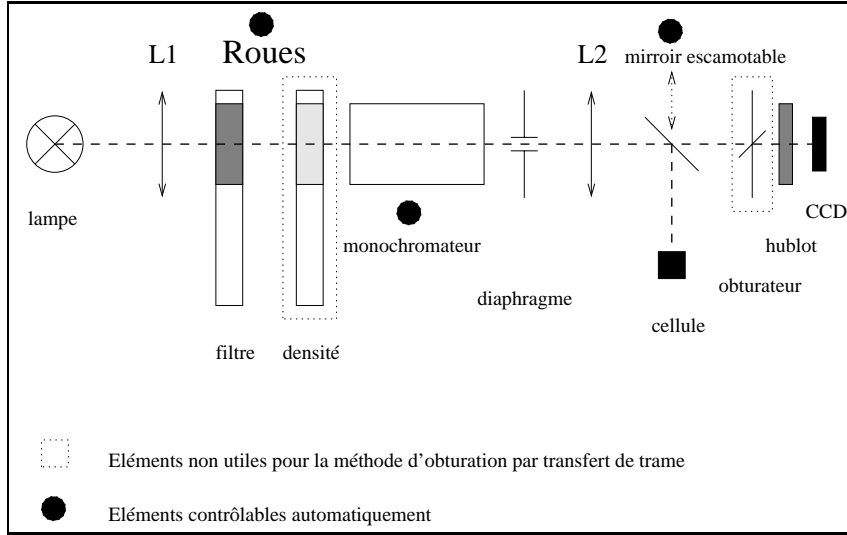


Figure A.3.9: Schéma de principe du banc de mesure du rendement quantique d'un CCD.

halogène couvrant le spectre de 300 à 1000 nm qui voit son flux condensé sur l'entrée du monochromateur par la lentille L1. Entre ces deux éléments se trouvent deux roues automatisées, l'une portant des filtres pour sélectionner une plage de longueur d'onde, la seconde portant des densités pour atténuer le flux lors de la mesure par le CCD. Le monochromateur permet une sélection automatique en longueur d'onde et possède un diaphragme en sortie pour limiter le flux. Une deuxième lentille focalise le flux qui est envoyé sur le CCD ou sur la cellule grâce à un miroir escamotable automatiquement. L'obturateur devant le CCD permet de fixer le temps de pose, la cellule indiquant quant à elle le flux instantané.

Les densités qui permettent d'atténuer le flux envoyé sur le CCD modifient le comportement optique du banc et n'ont pas un facteur de transmission toujours bien connu. J'ai donc tenté d'éliminer l'obturateur et les densités en utilisant le mode de fonctionnement du CCD par transfert de trame. En cachant la partie inférieure du CCD, il suffit d'aller stocker dès la fin de la pose la demi-zone supérieure de l'image dans cette zone de stockage puis de la lire à une vitesse normale. On peut atteindre des temps de pose très précis de l'ordre du centième de seconde ce qui devient compatible avec les ordres de grandeur en flux pour une mesure avec la cellule dans les mêmes conditions.

Si la transmission optique est la même lors des deux mesures, le rendement quantique du CCD est donné par (le miroir de renvoi n'introduit pas d'achromatisme ni de perte):

$$QE_{CCD} = \frac{S_{CCD}}{S_{Diode}} \frac{1}{t} QE_{Diode}$$

où S_{Diode} est le signal de sortie de la cellule en e^-/s , S_{CCD} le signal sur le CCD en e^-/s , t est le facteur de transmission du hublot (%), QE_{Diode} est le rendement quantique de la cellule à la longueur d'onde considérée (donnée constructeur). S_{CCD} est relié au niveau N_{CCD} en pas codeurs obtenu sur la zone considérée par:

$$S_{CCD} = \frac{g \sum_i N_{CCD}(i)}{T}$$

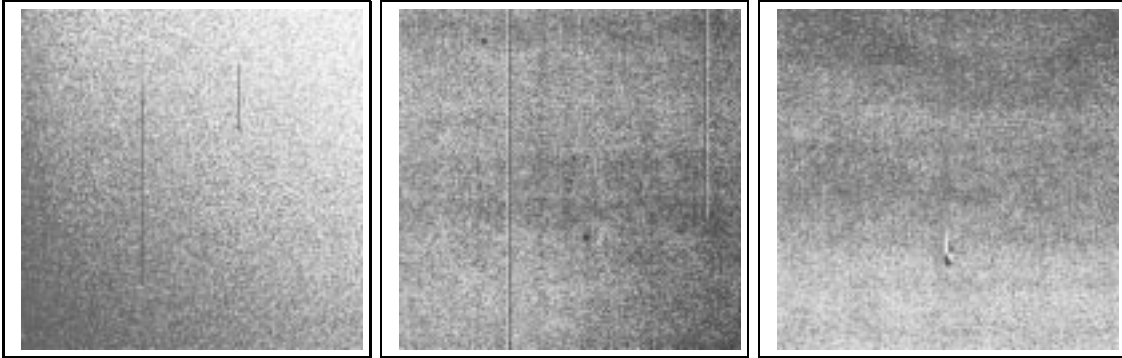


Figure A.3.10: Les trois défauts cosmétiques les plus courants avec de gauche à droite: les pièges, les colonnes mortes et le groupe de pixels morts.

où g est le gain en électrons par pas codeur, T est le temps d'intégration. $\sum_i N_{CCD}(i)$ est obtenu par photométrie d'ouverture en intégrant l'ensemble du flux jusqu'à l'isophote à 3σ au-dessus du bruit de fond.

La manipulation n'a pas été totalement concluante car la technique d'obturation par transfert de trame souffrait de lumière diffusée par dessus le masque obturant la zone de stockage. Celui-ci était placé sur le hublot, soit à 9mm du CCD, et le masquage n'est pas suffisant pour limiter la contamination par la lumière pendant le temps de lecture de la zone, même pour des régions 200×200 pixels (2 secondes de lecture). Pressés par les délais de la première observation sur le télescope, nous n'avons pas approfondi notre étude. Nous avons cependant confirmé une réponse similaire des quatre CCDs et un comportement global du rendement quantique proche des mesures obtenues sur des détecteurs similaires (Cf. figure A.1.5).

Nous avons testé l'uniformité du rendement quantique à grande échelle sur l'ensemble du détecteur en différentes couleurs. Une sphère d'intégration de grand diamètre (10 cm pour la fenêtre de sortie) illumine uniformément à mieux que 10^{-4} la surface du détecteur. On obtient une mesure de la non-uniformité (%) en divisant par la valeur du flux moyen dans l'image la dispersion des intensités moyennes mesurées dans des fenêtres 50×50 pixels sur l'ensemble du CCD. La valeur moyenne pour les quatre détecteurs et pour les différentes longueurs d'onde est de 5%. Cette non-uniformité de l'ensemble détecteur et hublot est mineure par rapport à celle qui apparaît en configuration d'observation où l'on intègre la transmission du correcteur grand champ et des filtres. Ces aspects sont abordés dans la section observations et réduction des données.

Défauts cosmétiques

Les CCDs présentent un grand nombre de pathologies. Les principaux défauts ont été rapidement décrits dans la première section de cette partie. La figure A.3.10 illustre trois cas standards. Il existe de nombreux types de pièges (Blouke 1987), mais deux catégories se distinguent: les pièges qui incorporent puis annihilent les charges et ceux qui les relâchent après un court délai. Les colonnes bloquées et les groupes de mauvais pixels condamnent définitivement les zones du CCD en amont. On trouve aussi des événements ponctuels qui n'agissent qu'à l'échelle du pixel: les pixel chauds et froids.

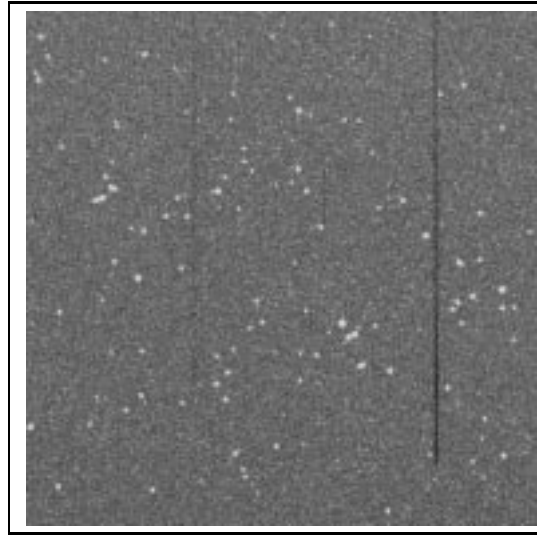


Figure A.3.11: Zone 512×512 pixels d'une carte d'obscurité (pose de 30mn). Les rayons cosmiques constituent un bon diagnostic de l'efficacité de transfert à très faible flux.

Ces défauts sont détectables avec une illumination uniforme à faible flux d'environ 500 électrons. C'est ainsi que j'ai détecté et répertorié les principaux défauts des CCDs de MOCAM. Les résultats sont donnés sur la figure A.3.7. Les pièges, qui sont de toute façon en petit nombre, sont sans effet majeur sur les poses astronomiques où le flux important du fond de ciel domine et les remplit rapidement, l'effet reste alors localisé sur le pixel responsable du piège.

J. Janesick (1992) a développé un mode de caractérisation des pièges: après l'illumination uniforme du CCD, on effectue une série de va-et-vient des charges sur la surface du détecteur dans une totale obscurité. Cette technique utilise la propriété des CCDs à pouvoir transférer les charges le long des colonnes dans les deux sens. Il s'agit exactement du mode de fonctionnement du CCD utilisé dans la méthode de spectroscopie par va-et-vient de charges qui est décrite en détail dans la troisième partie de ce mémoire. Puisqu'un paquet d'électrons repasse plusieurs fois sur le piège, il perd autant de fois la charge qu'en collecte ce piège. Il est alors possible de caractériser les pièges en taille et en position en faisant varier le nombre de cycles de va-et-vient, le nombre de lignes décalées à chaque cycle et le niveau d'illumination. J'ai appliqué cette méthode sur le CCD Loral3 du CFHT lors de l'implantation du mode de spectroscopie par va-et-vient de charges sur le spectrographe MOS. Je ne m'en suis servi que pour mettre en évidence les pièges les plus petits mais je ne me suis pas attaché à les caractériser. La correction des données brutes de ces effets de capture est délicate mais pourrait être intéressante dans le cas de CCDs fortement contaminés.

Rayons cosmiques et émissions radioactives

La mesure du nombre d'interactions sur des poses de longue durée sans ouverture de l'obturateur (une carte d'obscurité) apporte les informations sur la contamination éventuelle par des rayonnements à haute énergie émanant des éléments internes de la

caméra. Ces mesures effectuées sur le télescope, à 4200 mètres d'altitude, ont donné un taux de sept événements par minute et par centimètre carré, bien en accord avec le taux de génération de rayons d'origine cosmique à cette altitude.

L'étude du profil des images générées par ces rayons cosmiques sur une carte d'obscurité est un bon diagnostic pour l'évaluation de l'efficacité de transfert des charges à très faible flux (Cf. figure A.3.11). L'efficacité de collection des charges par les pixels sur les CCDs Loral semble faible si l'interaction entre le rayon cosmique et le silicium a lieu en profondeur dans le substrat. On constate un profil gaussien dans la majorité des cas mais le nombre d'électrons générés est réduit et ne dégrade pas les observations en mode imagerie à bande large où le bruit du fond de ciel domine. Ces événements, bien visibles sur les cartes d'obscurité, sont pour la plupart noyés dans le bruit de photon sur les poses scientifiques longues.

A.3.2 Anti-blooming dynamique

Lorsqu'un pixel atteint son seuil de saturation à cause d'une trop forte illumination, les charges excédentaires débordent sur les pixels voisins le long des colonnes. Cet effet bien connu de "blooming" est illustré sur la figure A.3.12. Lors des premières observations MOCAM en novembre 1994, nous avons constaté que la contamination par ce phénomène dégrade fortement la qualité des données sur une très grande partie du détecteur. Ce problème est très courant car la probabilité de trouver une étoile de magnitude 8 est de 1 dans un champ de 1 degré carré, de 0.4 pour une étoile de magnitude 7 et de 0.1 à la magnitude 6. Le signal qui se trouve sous les ailes de saturation est totalement perdu et de plus cette saturation engendre une soudaine non-linéarité qui perturbe la chaîne vidéo de digitalisation. La zone perturbée s'étend alors sur toute la hauteur de la saturation et en arrière des ailes, les données ne sont alors plus photométriquement exploitables sur l'ensemble du secteur (Cf. figure A.3.12 droite).

De nombreux CCDs développés pour les applications vidéos possèdent une structure interne au pixel qui élimine les électrons en surnombre vers le substrat du CCD. L'inconvénient majeur de cette structure est une perte de la surface sensible du pixel or les CCDs scientifiques ne peuvent tolérer une telle contrainte (perte jusqu'à 20%). Ces structures ne sont pas utilisées dans les CCDs à application astronomique. Mais James Janesick (1992) a découvert un mode original de cadencement des CCDs pendant la phase d'intégration des photons qui atténue fortement le phénomène de débordement sans intégrer une structure électronique supplémentaire dans le CCD. Ce mode a déjà été utilisé avec succès sur un télescope (Neely et al. 1993) et c'est pourquoi j'ai proposé son intégration dans MOCAM.

Je décris par la suite cette technique, son implantation et son évaluation sur MOCAM, puis je développe certaines de ses caractéristiques, comme le taux de génération de bruit intrinsèque à cette technique et l'impact sur les performances du CCD.

A.3.2.1 Élimination des charges excédentaires

Son principe repose sur la création d'un canal de conduction entre la surface du CCD et le substrat et qui se charge d'évacuer les électrons excédentaires. Le canal est créé par le cadencement alternatif de deux horloges parallèles. Comme chaque cycle de pompage n'amène qu'une faible quantité de trous depuis le substrat via les canaux de séparation entre les colonnes, la fréquence du processus définira la quantité de charges évacuées par seconde. La figure A.3.13 (Kohley et al. 1995) décrit le principe de fonctionnement de la technique. Lorsqu'une phase passe du niveau bas (négatif) au niveau haut, des électrons se trouvent capturés à l'interface Si-SiO₂. Lorsque cette phase s'inverse, ces électrons se recombinent avec des trous attirés depuis le substrat par l'inversion de la phase. Ce phénomène de capture d'électrons à l'interface Si-SiO₂ n'intervient que lorsque le pixel se trouve en régime saturé. Le CCD à canal enterré se trouve alors quasiment dans un régime de surface mais c'est un mode d'opération qui est sans effet sur des paquets de charges en dessous de la limite de saturation. J'ai été très vigilant sur ce point et je peux confirmer que ce mode n'a aucune influence sur les caractéristiques du CCD. La linéarité n'est pas affectée (voir les courbes de linéarité dans la première partie de ce chapitre qui ont été obtenues en mode anti-blooming dynamique) et la capacité de

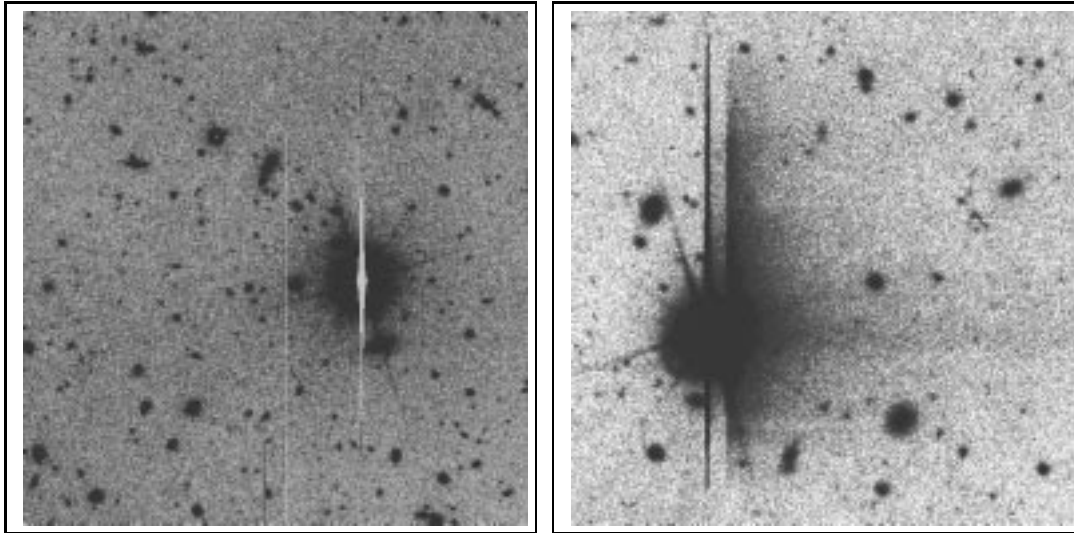


Figure A.3.12: Gauche: blooming dans un champ de $4' \times 4'$. Droite: blooming et problème de saturation de l'amplificateur de sortie.

stockage est diminuée de seulement 1000 électrons, ce qui est négligeable par rapport à la capacité initiale du mode MPP de 130000 électrons.

Ce mode ne peut fonctionner qu'avec des CCDs à au moins trois phases. Pendant que les deux phases collectrices P1 et P2 sont alternativement inversées de -8V à $+3\text{V}$, la troisième phase reste polarisée négativement à -8V pour assurer le rôle de barrière de potentiel entre les pixels. Cette tension de $+3\text{V}$, soit 1.5V de plus par rapport à la polarisation optimale utilisée lors des étapes du transfert parallèle, est préconisée par J. Janesick (1992) pour assurer une capacité de stockage maximale et un pompage optimal.

Le chapitre sur les méthodes d'observations aborde les problèmes de contamination de l'image par des artefacts de la caméra. J'y décris les effets de réflexions et de diffusions parasites qui contaminent un disque tout autour des étoiles brillantes. La figure A.3.14 (gauche) donne un ordre de grandeur de l'effet sur cette fenêtre de deux minutes d'arc totalement contaminée par une étoile de magnitude huit. On y voit très clairement apparaître le phénomène de débordement qui s'étend bien au delà de cette fenêtre 512×512 pixels. J'ai étudié l'efficacité du mode de pompage afin de l'adapter aux besoins de MOCAM. Pratiquement, il s'agissait de circonscrire le débordement à l'intérieur du halo de réflexion pour des étoiles aussi brillantes que la magnitude huit et pour un temps d'exposition de trente minutes. Il était en effet inutile d'utiliser des fréquences de pompage trop élevées pour annuler totalement le débordement car elles peuvent induire un bruit additionnel comme je le discute en deuxième partie de cette section.

J'ai monté en laboratoire un banc d'optique de simulation d'étoile brillante qui donnait les conditions réelles d'observation au foyer primaire du CFHT. Il s'est avéré que des fréquences basses de pompage convenaient parfaitement à notre application. La figure A.3.15 montre l'évolution de la taille de la zone de débordement en fonction du temps et pour différentes fréquences de pompage. La taille de cette zone n'augmente pas linéairement car chaque pixel se comporte comme une pompe individuelle. La limite vers laquelle tend la taille de la zone dépend de la fréquence de pompage et de la lumi-

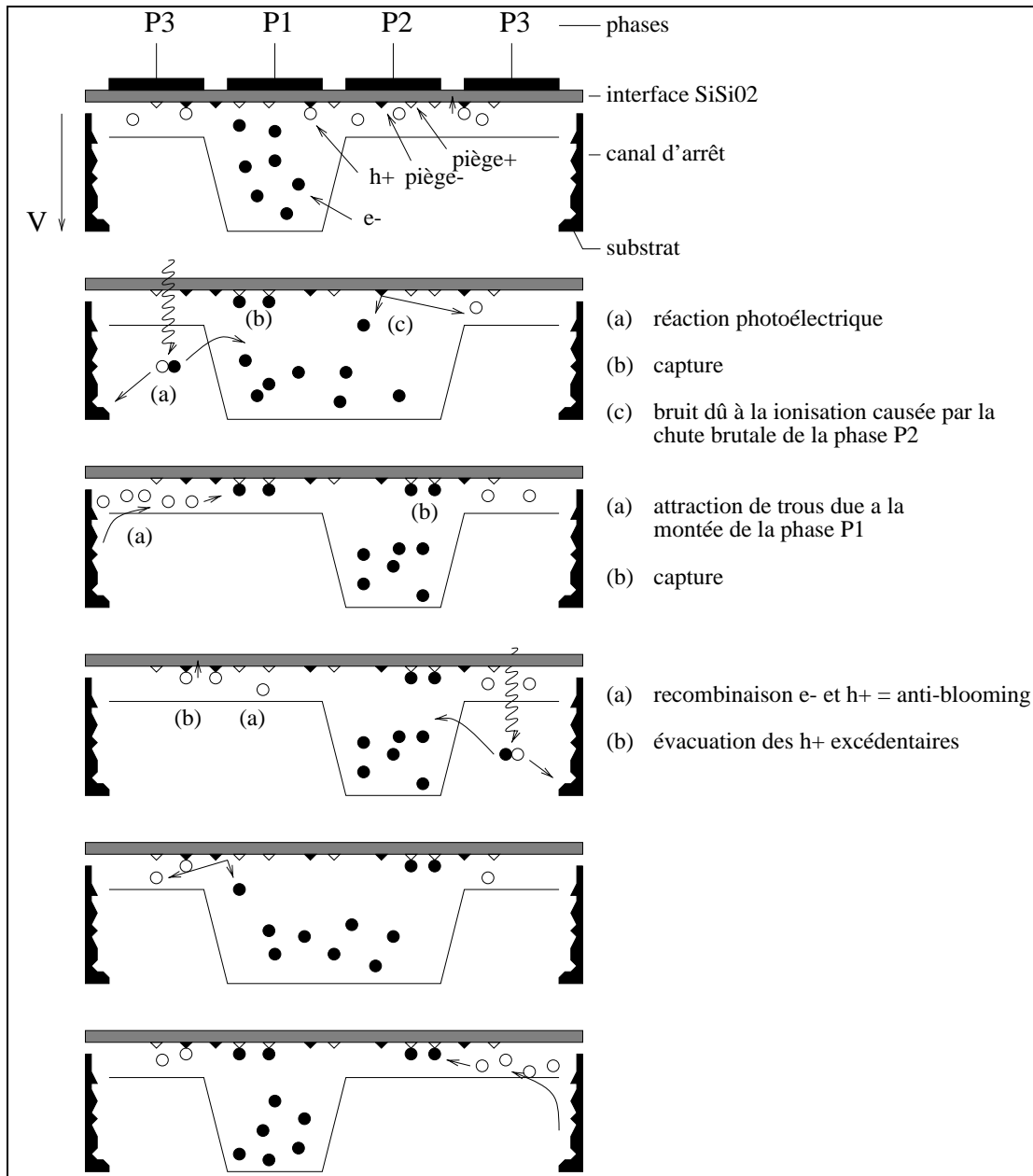


Figure A.3.13: Principe de fonctionnement de l'anti-blooming dynamique (d'après Kohley et al. 1995).

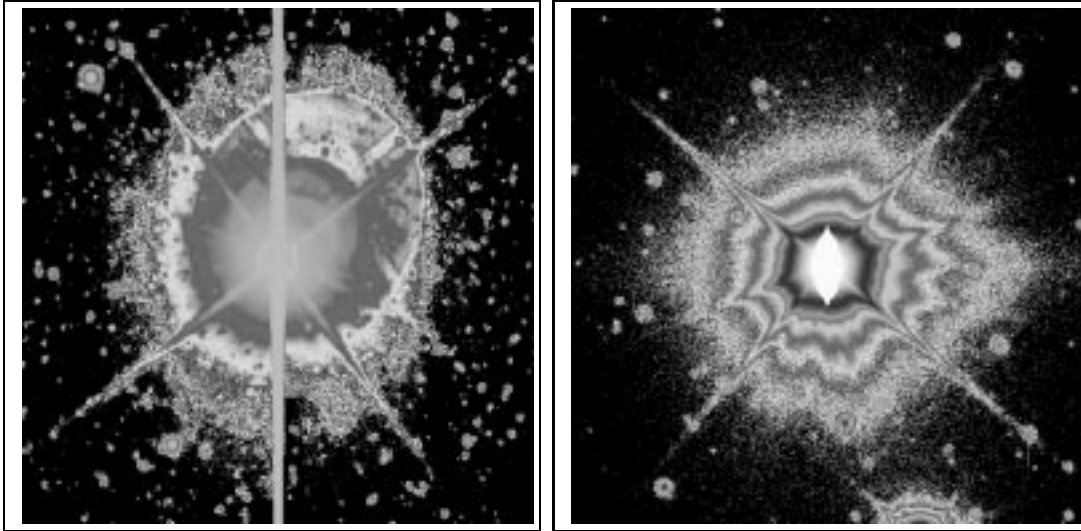


Figure A.3.14: Gauche: débordement et réflexions parasites sur une zone $2' \times 2'$, pose de 20 mn en I (image UH8K). Droite: anti-blooming dynamique sur une étoile de magnitude 8, pose de 5 mn en V (image MOCAM). La zone saturée reste contenue dans la zone du halo de diffusion.

nosité de l'étoile. En comparant la charge totale présente dans la zone saturée en mode MPP à celle du mode anti-blooming dynamique, on obtient une efficacité de pompage ramenée au pixel. Elle montre clairement une croissance linéaire sur une large gamme de fréquences (de 12 Hz à 400 Hz) avec une pente de 500 électrons/s/pixel/Hz. Finalement, la fréquence 25 Hz est apparue parfaitement adaptée aux conditions d'observations de MOCAM. Nos observations de juin 1995 ont confirmé ce choix, comme le prouve la figure A.3.14 (droite) qui montre une pose de cinq minutes en filtre V où le débordement de cette étoile de magnitude 8.5 (étoile SAO-123824 du champ SA 110) est parfaitement circonscrit au halo de diffusion.

Le banc d'optique a confirmé que cette technique est sans effet sur la photométrie en comparaison au mode MPP et qu'il n'y a pas de dégradation de la PSF (réponse percussionnelle) induit pas le léger décalage alternatif que subit le photosite pendant la pose.

A.3.2.2 Taux de génération de bruit

Lorsque les phases collectrices passent rapidement du niveau bas au niveau haut, les trous capturés à l'interface Si-SiO₂ peuvent être libérés avec suffisamment d'énergie pour générer des électrons par ionisation à l'interface (Cf. figure A.3.13). Ces électrons sont récupérés dans le puit de potentiel du pixel et constituent une source de bruit supplémentaire, non négligeable à haute fréquence de pompage. On évalue le taux de génération de bruit en acquérant des cartes d'obscurité où le bruit de l'anti-blooming dynamique vient s'ajouter au courant d'obscurité de base. Le bruit est uniforme sur l'ensemble du CCD et augmente linéairement en fonction de la fréquence avec une pente de 2×10^{-4} électrons/pixel/Hz, en accord avec les mesures effectuées sur des CCDs similaires (Kohley et al. 1995). Avec un niveau si faible, ce bruit ne nécessite pas d'étape

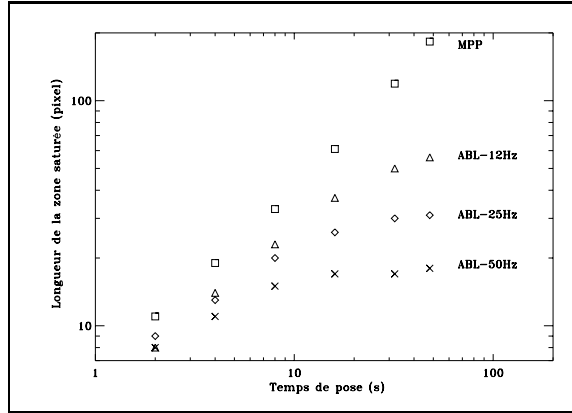


Figure A.3.15: Efficacité du pompage en fonction de la fréquence de l'anti-blooming dynamique.

supplémentaire pour la pré-réduction des données. La contribution au fond de l'image est de seulement six pas codeurs pour une pose de trente minutes et peut être négligée par rapport au niveau du fond de ciel (1000 pas codeurs en V et 6000 en I, soit un rapport d'au moins 6×10^{-3}). Ce taux de génération de bruit était cependant supérieur d'un facteur dix pour des CCDs d'un tirage précédent. Les conditions de fonctionnement et de température étant les mêmes lors des deux tests, cela prouve l'impact majeur de la qualité du silicium sur les performances des CCDs. Ces mêmes CCDs souffraient d'un courant d'obscurité particulièrement élevé lorsqu'ils étaient refroidis à seulement -80°C (deux pas codeurs par pixel et par minute). Comme indiqué par Janesick et al. (1992), le mode anti-blooming dynamique diminue le courant d'obscurité à température élevée. J'ai mesuré un gain d'un facteur deux par rapport au mode MPP, tout en conservant les avantages de la technique de pompage.

Le taux de génération du bruit dépend de la vitesse d'évolution de la tension des phases collectrices lorsqu'elles s'inversent. L'utilisation de filtres passe-bas qui adoucissent fortement le profil des horloges verticales est le meilleur moyen de réduire le bruit. Il est également possible de piloter l'évolution des horloges en petits paliers successifs. Les horloges des CCDs de MOCAM présentent une forte impédance et il n'était pas nécessaire de modifier quoique ce soit dans le contrôleur ou le code DSP pour améliorer cet aspect.

A.3.2.3 Diminution de la non-uniformité du rendement quantique

Le contrôle de l'évolution des caractéristiques des CCDs entre le mode d'exposition MPP et anti-blooming dynamique m'a permis de vérifier qu'il n'y a pas de détérioration des performances. En comparant les deux fonctions de transfert de photons (Cf. figure A.3.16), on constate que les données anti-blooming dynamique conservent plus longtemps un régime de bruit de photon que celles du mode MPP. En écrivant l'équation du bruit à haut flux (bruit de lecture négligeable), on peut décrire le comportement de ces deux courbes:

$$B = \sqrt{\frac{S}{g} + (e_{rqe}S)^2}$$

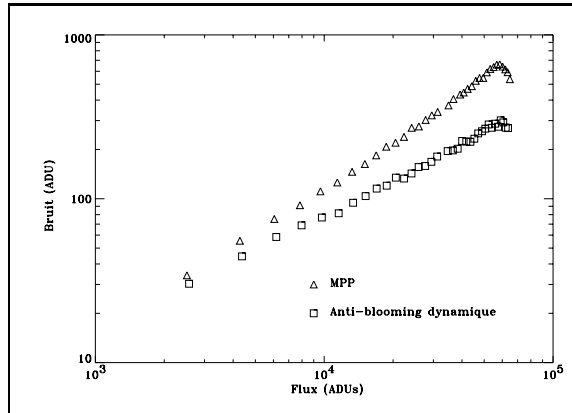


Figure A.3.16: Comparaison des fonctions de transfert pour le mode MPP et le mode anti-blooming dynamique. Ce dernier reste plus longtemps en régime de bruit de photon grâce à une meilleure uniformité du rendement quantique pixel à pixel.

où B est le bruit dans l'image, S le niveau moyen en pas codeurs, g le gain en électrons par pas codeur et e_{rqe} la non-uniformité de rendement quantique de pixel à pixel. La différence entre les deux courbes s'explique par une valeur inférieure de e_{rqe} pour le mode anti-blooming dynamique. Cette amélioration de l'uniformité du rendement quantique aux petites échelles est due au déplacement du site photosensible pendant la pose. La phase de collection des charges passe en effet alternativement de P1 à P2 ce qui a pour effet de moyennner l'écart à l'uniformité sur le pixel. Des études ont en effet montré (Jordan et al. 1994) qu'il existe des variations intra-pixel de la sensibilité.

Afin de déterminer précisément la valeur de ce paramètre, j'ai construit une moyenne d'un grand nombre d'images de même flux pour en éliminer le bruit de photon. Cette image, un flat-field, ne comporte plus que les variations de rendement quantique pixel à pixel. La mesure du bruit divisée par la valeur moyenne de l'image donne le paramètre e_{rqe} qui est égal à 0.9% pour le mode MPP et 0.4% pour le mode anti-blooming dynamique. Le gain dépasse deux et est expliqué par la plus grande surface de la phase P1 par rapport à P2. Il s'agit ici du mode MPP partiellement inversé (une des phases reste polarisée positivement pour assurer une plus grande capacité de stockage) mais dans le cas du mode MPP totalement inversé, toutes les horloges sont polarisées négativement pendant la pose et le photosite se trouve alors sous P1 et P2. Le paramètre e_{rqe} est alors égal à 0.4% mais avec le désavantage vis à vis du mode anti-blooming dynamique de présenter une capacité de stockage plus faible (près de 40% de moins) et de ne pas empêcher le débordement.

Puisque les données brutes sont plus uniformes avec le mode anti-blooming dynamique, on pourrait imaginer le fonctionnement du mode sur les trois horloges du pixel ce qui amènerait le paramètre à une valeur proche de zéro ($<0.1\%$), ceci au prix d'une légère dégradation de la résolution spatiale (<0.3 pixel). Cet autre aspect de l'anti-blooming dynamique est d'un grand intérêt pour certaines applications spectroscopiques où les corrections à petites échelles par un flat-field ne sont pas toujours possibles.

Chapitre A.4

Observations et réduction des données en imagerie ultra-profonde

Les CCDs à grande sensibilité et à faible bruit se sont développés conjointement avec l'apparition des télescopes de la classe des 4 mètres et la prise de conscience du rôle essentiel de la qualité d'image. Ensemble, ces progrès sont à l'origine des nouvelles techniques d'imagerie ultra-profonde qui permettent d'obtenir des résidus sur la remise à plat des images de quelques millièmes du niveau du fond de ciel en visible et d'atteindre des brillances de surface limite de $\mu_V=29$ magnitude par seconde d'arc carré. La cosmologie observationnelle fut le moteur des avancées dans ce domaine. Les comptages profonds d'étoiles ou de galaxies, les problèmes de formation et d'évolution des galaxies, ou de distribution des structures à grandes échelles (Tyson 1988, Metcalfe et al. 1994, Smail et al. 1996), ont été des objectifs scientifiques déterminants pour l'imagerie et la photométrie CCD ultra-profonde. La détection et la photométrie des galaxies de champ distordues par les phénomènes de cisaillements gravitationnels ("weak lensing") dans les amas de galaxies lointains (Fort et al. 1988, Tyson et al. 1990, Fort & Mellier 1994 pour une revue complète) est aussi un des domaines pionniers. Les images de galaxies perturbées par des effets de lentilles gravitationnelles forment parfois des arcs, souvent des arclets, mais plus généralement des objets faiblement allongés dont la mesure des ellipticités induites nécessite une approche statistique sur un échantillon important (Bonnet et al. 1994, 1995). L'analyse des paramètres de forme des images de galaxies donne des informations sur la masse du déflecteur à condition de moyenner les effets sur un très grand nombre d'objets et avec une grande précision. Pour appliquer ces méthodes à des systèmes étendus comme les amas riches ou les superamas, il faut combiner profondeur, grand champ et bonne qualité d'image!

De nouveaux problèmes mis à jour par la haute sensibilité des techniques de détection et d'analyse des images, doivent être résolus pour bénéficier au mieux des performances combinées de la caméra, du télescope, des conditions d'observations et de la réduction des données. Je discute donc dans cette partie les sources de dégradation de la qualité des données qui entrent en jeu aux étapes successives de l'acquisition et du traitement. J'expose les techniques existantes pour éliminer les artefacts qui affectent la limite de détection de l'instrument. A partir des observations menées avec la caméra MOCAM et la caméra UH8K de G. Luppino (huit CCDs 2K×4K épais) au foyer primaire du CFHT, j'aborde l'aspect observationnel de l'imagerie ultra-profonde en présentant les

méthodes optimales d'observations puis les aspects instrumentaux tels que la distorsion et les réflexions de lumières parasites qui en limitent l'efficacité. La seconde partie traite de la pré-réduction optimale des images de grande taille et plus particulièrement de la correction par un flat-field, puis des problèmes liés à l'utilisation d'une mosaïque pour la calibration astrométrique et photométrique des données.

A.4.1 Aspects de l'observation grand champ

A.4.1.1 Imagerie ultra-profonde

L'analyse d'objets faibles peu étendus requiert une bonne résolution spatiale pour améliorer la détection et l'analyse de la forme et de l'orientation des objets et enfin une photométrie précise. Ces trois aspects peuvent être antagonistes car un bon échantillonnage conduit à un faible flux de l'objet par pixel par rapport au ciel, ce qui peut abaisser le rapport signal sur bruit (S/B) et influe négativement sur la limite de détection. Il y a nécessité d'optimiser les observations.

L'analyse d'objets à faible brillance de surface au millième du fond de ciel ne se fait en général, compte tenu du temps de télescope accessible, qu'avec des rapports S/B inférieurs à ~ 10 . Pour l'analyse morphologique des galaxies de champ s'étendant sur une à deux secondes d'arc, un bon échantillonnage de la réponse percussionnelle du télescope (PSF pour point spread function) est nécessaire. En appliquant le théorème de Shannon au cas d'une gaussienne qui résulte de la convolution du signal par l'atmosphère, la valeur critique de l'échantillonnage est de deux pixels pour échantillonner le "seeing" qui est un facteur quantitatif de qualité d'image. Ce paramètre dépend de la turbulence atmosphérique et est défini par la largeur à mi-hauteur de la PSF: la FWHM (Full Width at Half Maximum). Des études ont montré (J.P. Picat 1996, communication privée) que l'échantillonnage optimal pour augmenter la limite de détection au niveau des logiciels standards d'extraction photométrique est de 2.5 pixels par FWHM. La détection par le logiciel étant alors optimale en appliquant un lissage initial de l'image par une gaussienne de même caractéristique que la FWHM. Pour le CFHT qui présente un seeing médian de $0''.7$, cette règle mène à une valeur optimale de $0''.28$ par pixel. La configuration optique du foyer primaire à $f/4$ ($f \sim 15$ mètres) et la taille des pixels de $15 \mu\text{m}$ fixe en fait la résolution à $0''.2$ par pixel, ce qui reste bien compatible avec le point optimal.

Le rapport signal sur bruit sur un pixel du détecteur qui permet de définir au premier ordre la limite de détection, s'écrit:

$$S/B = \frac{S_O}{\sqrt{\frac{S_O+S_C}{g} + \sigma_{CCD}^2}}$$

où S_O et S_C sont les flux de l'objet et du ciel sur le pixel en pas codeurs, g est le gain de la caméra en électrons par pas codeur et σ_{CCD} le bruit de lecture par pixel. On s'intéresse ici à des objets au millième du fond de ciel et S_O peut être négligé par rapport à S_C . On considère que les opérations de pré-réduction et de calcul du flux de l'objet n'ajoutent pas de bruit, le ciel étant parfaitement modélisé avant soustraction.

L'équation du rapport signal sur bruit montre que le but est d'atteindre pour une pose individuelle un régime de bruit de fond de ciel pur, c'est à dire que la composante

bruit du CCD puisse être négligée par rapport au bruit de photon du ciel sur chaque pixel. C'est évidemment le cas des modes d'imagerie en filtre bande large et cela s'applique donc aux observations avec MOCAM et UH8K. Pour le filtre V de MOCAM qui est celui qui donne le fond de ciel le plus faible, le flux est de 70 pas codeurs par minute. Le bruit de lecture de trois pas codeurs est donc négligeable sur les poses scientifiques dont la durée typique s'étend de 10 à 30 minutes. En régime de fond de ciel, le rapport S/B peut aussi être écrit à une longueur d'onde donnée comme:

$$S/B = \sqrt{C_\lambda s_T s_p \eta_{(opt+atm)} \eta_{CCD}} \sqrt{t} 10^{-0.2(2\mu_O - \mu_C)}$$

où C_λ est une constante de calibration, s_T la surface du télescope, s_p la surface du pixel, $\eta_{(opt+atm)}$ la transmission optique de l'instrument et de l'atmosphère, η_{CCD} le rendement quantique du CCD. t est le temps de pose, μ_O et μ_C sont les brillances de surface de l'objet et du ciel. Le S/B croît comme D le diamètre du télescope, comme la racine du temps de pose, et comme la racine des facteurs définissant le rendement optique de l'instrument (transmission et rendement quantique). La taille du pixel intervient dans cette équation mais comme discuté ci-dessus, cette taille est conditionnée par les contraintes d'échantillonnage optimal de la PSF.

Il faut aussi minimiser S_C par rapport à S_O en observant par ciel sans lune, en minimisant les lumières parasites d'étoiles brillantes diffusées dans le télescope, et enfin minimiser le courant d'obscurité du détecteur dont le bruit s'apparente à un bruit de photon.

Enfin le rapport signal sur bruit croît comme $1/\theta^2$ où θ est la valeur de la FWHM qui est conditionnée par le seeing et la qualité de la focalisation. Ces deux paramètres ont un effet majeur sur la limite de détection d'un instrument puisque la surface intégrée sur l'objet varie comme le carré du rayon de la PSF. La qualité de la procédure de focalisation, du guidage et de l'amélioration des phénomènes de convection thermique dans le dôme sont des points essentiels pour conserver la meilleure qualité d'image pendant l'ensemble de la pose. De grands progrès ont été faits au CFHT sur ce troisième point qui était l'élément majeur de dégradation de la qualité d'image en cours de nuit.

Le bruit étant dominé rapidement par le bruit de photon du fond de ciel, la détermination du temps de pose optimal dépend davantage des caractéristiques de la caméra. Raisonnablement, on peut admettre que le temps d'observation réel sur le ciel doit dépasser d'au moins un facteur deux le temps passé à lire le détecteur, à effectuer une procédure de focalisation puis à relancer une pose. La règle est empirique, certains observateurs préférant des temps de pose très longs (>45 mn) pour éviter trop de temps morts. C'est alors au détriment des risques associés à l'évolution de la qualité d'image en cours de pose mais aussi en acceptant que le fond de ciel élevé va amener le détecteur à fonctionner dans une partie assez haute de la dynamique où la linéarité sera moins bonne qu'à faible flux (<10000 ADUs). Le temps de lecture est de cinq minutes pour MOCAM et de huit minutes pour la UH8K. Une procédure de focalisation très précise nécessite en moyenne cinq à sept minutes, l'amélioration apportée à la qualité d'image pouvant souvent rapporter plus que d'exposer le détecteur avec une mauvaise focalisation. Pour nos observations, nous fixons donc les temps de pose à vingt minutes. Ceci est un bon compromis pour la UH8K dont les CCDs souffrent d'un grave problème de transfert parallèle pour les pixels saturés (Cf. figure A.4.5 droite). Si on pose trop longtemps, l'image

va être affectée par les nombreuses étoiles qui seront parvenues à saturation. Le temps de lecture et la procédure de focalisation sont actuellement deux facteurs très pénalisants pour le rendement des observations.

J.A. Tyson est le précurseur des méthodes d'observation et de réduction des données pour les objets très faibles. Ses observations à $B_J = 28$ (Tyson 1988, Tyson et al. 1990) ont défini les méthodes optimales d'observation pour l'imagerie ultra-profonde. La technique d'observation par "shift-and-stare" (ou "shift-and-add") consiste à observer un même champ sur plusieurs poses en décalant légèrement le télescope entre chacune d'entre elles (le "shift"). Lors de la réduction des données, les images sont réalignées puis coconditionnées par des méthodes optimales pour aboutir à un rapport signal sur bruit similaire à celui d'une pose unique de temps de pose égal à la somme de ceux des images individuelles (le "stare"). Le rapport signal-sur-bruit de l'image croît alors comme la racine du nombre de poses utilisées. Cette méthode de combinaison des données est décrite en détails dans la partie réduction des données. La combinaison des images consiste à calculer pour chaque élément du champ la combinaison optimale (moyenne ou médiane précédée d'une réjection itérative des valeurs aberrantes par un écrêtage à $n\sigma$) des pixels de chaque image sur lesquels cette zone du champ a été intégrée. Les avantages sont multiples, outre ceux cités dans le paragraphe précédent sur la fragmentation des poses et le contrôle régulier de la qualité d'image qui permet de rejeter les poses non photométriques ou avec un mauvais seeing, la technique du décalage puis du compositage final efface les défauts physiques du détecteur comme les colonnes mortes ou les pièges mais aussi les événements qui ne se répètent pas d'une pose à l'autre comme les rayons cosmiques ou le passage d'un satellite. L'image compositée finale possède en fait un rapport signal sur bruit supérieur à celui d'une longue pose unique qui serait contaminée par les cosmiques et autres défauts.

L'amplitude des décalages entre l'ensemble des poses définit l'échelle des défauts qui vont être éliminés. Les décalages sont choisis typiquement de la taille d'une galaxie de champ soit deux secondes d'arc (10 pixels). Avec quelques poses judicieusement décalées autour d'une position centrale, tous les défauts d'une échelle inférieure au rayon du disque couvert par le décalage seront effacés lors du compositage. La contrepartie de cette technique est que les zones externes du champ auront un rapport signal sur bruit inférieur à celui du centre. Cela peut cependant constituer un avantage puisque l'image finale compositée couvre un champ supérieur à celui du détecteur seul. Il s'agit là d'un moyen de "remplir" les espaces morts qui se trouvent entre les CCDs des mosaïques.

Conditionnés par la courte durée d'une période d'observation et contraints de repousser les limites de détection sur le champ observé pour atteindre leurs objectifs scientifiques, les observateurs sont amenés à débiter et terminer les poses bien au delà du méridien. La variation de la masse d'air disperse le flux (réfraction atmosphérique) et altère la limite de détection. Comme cet effet dépend de la longueur d'onde, cela peut introduire un faux comptage différentiel dans les comptages profonds ou de faux indices de couleurs. Il convient donc d'observer au plus près du méridien.

Nous avons constaté qu'en raison de flexions mécaniques, le comportement du guidage du CFHT évolue à l'instant du passage au méridien, ce qui se traduit par une légère dégradation de l'image (note: cet effet existe aussi au NTT lors du passage au voisinage du zénith pour une raison complètement différente associée à la vitesse du rotateur de

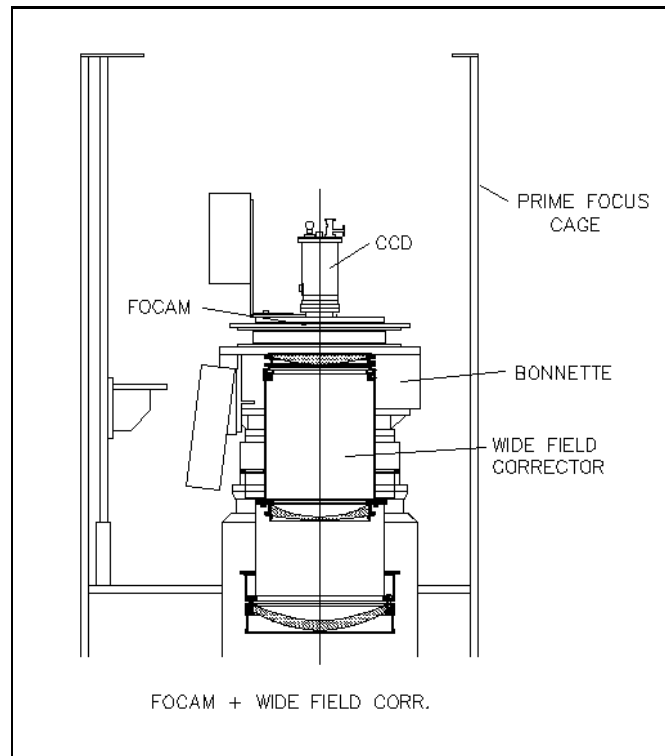


Figure A.4.1: Le correcteur grand champ du foyer primaire du CFHT.

champ). Il convient donc d'éviter de lancer une pose qui se déroulerait lors du passage au méridien du télescope.

A.4.1.2 Distorsion et qualité d'image

Le correcteur grand champ du CFHT (Cf. figure A.4.1) présente une distorsion radiale inhérente à tout correcteur de coma pour les grands réflecteurs (Chiu 1976). En se basant sur l'analyse de plaques photos prises au foyer primaire du CFHT et en adoptant l'approche de Chiu, D. Salmon (1983) a défini les paramètres du correcteur. La vraie distance radiale R (mm) peut être calculée à partir de la distance radiale r (mm) mesurée sur le détecteur:

$$R = r(1 - 9.04 \times 10^{-7} r^2 - 2.06 \times 10^{-12} r^4)$$

r est supérieur à la distance réelle R , le correcteur induit donc une distorsion de type coussinet. L'angle correspondant sur le ciel en secondes d'arc est $\theta = r/0.07284$, le coefficient donnant l'échelle au centre du champ en secondes d'arc par millimètre. Une étude plus récente (Monnet 1993) s'appuyant sur la modélisation des éléments optiques du correcteur a donné une formulation plus précise à $\pm 10 \mu\text{m}$:

$$r = 0.07284 \theta (1 + 2.593 \times 10^{-9} \theta^{2.093})$$

d'où on peut extraire le décalage par rapport à la position réelle donnée par $r = 0.07284 \theta$. Par exemple, le décalage est de $134 \mu\text{m}$ à $12'$ du centre du champ et de $40 \mu\text{m}$

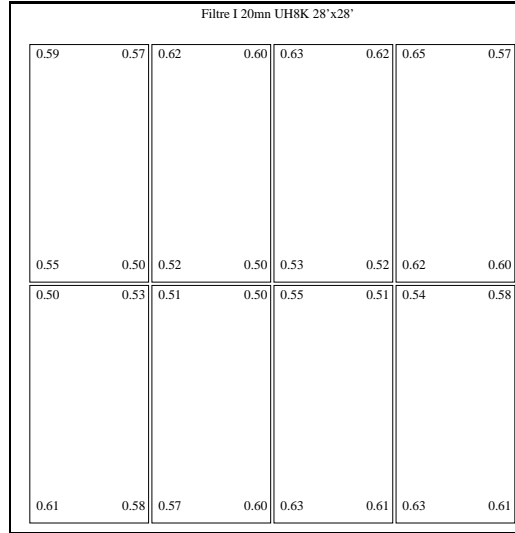


Figure A.4.2: Qualité d'image (en ") sur le champ de 28'×28' de la UH8K, pose de 20 mn en filtre I.

à 8' du centre du champ. Cette distorsion n'agit qu'à très grande échelle et est sans effet sur la PSF qui est conservée sur l'ensemble du champ. Les analyses par spots diagrammes indiquent que plus de 80% de l'énergie reste concentrée dans un disque de rayon 0".5 (ou 37 μm) depuis la bande B à la bande I (Salmon 1995). Ce point, précédemment contrôlé sur l'ensemble du champ de 1 degré carré avec les plaques photographiques, a bien été confirmé lors de nos observations avec MOCAM et la UH8K. Cette seconde caméra a cependant bien mis en évidence que la qualité d'image évolue plus rapidement en bord de champ, comme l'avait prédit notre étude sur MOCAM (Cf. partie cryostat). Il suffit alors de focaliser la caméra sur la partie externe du champ pour obtenir une bonne qualité d'image sur l'ensemble de la mosaïque qui couvre 28' × 28' (12 × 12 cm avec des pixels de 15 μm). La figure A.4.2 donne la qualité d'image sur l'ensemble d'un champ (pose de 20 mn en I) observé au CFHT en octobre 1995.

L'observation en mode "drift scan" est condamnée sur une telle caméra car les étoiles en bord de champ ne décrivent pas une trajectoire rectiligne.

Cette distorsion doit être prise en compte à très grande échelle par certains programmes scientifiques. C'est le cas de l'étude des cisaillements gravitationnels dont la carte finale doit être corrigée de l'effet de distorsion alors que l'ensemble de l'étude qui définit le cisaillement ("shear") à petites échelles sur les superpixels peut être menée sans appliquer de corrections. Cet effet de distorsion est négligeable sur le champ de 14' × 14' de MOCAM mais bien visible sur le très grand champ de la UH8K.

Le problème se pose en fait pour la technique de "shift-and-add" décrite en début de ce chapitre qui nécessite un décalage entre toutes les images d'un même champ afin d'améliorer le rapport signal sur bruit de l'image compositée. Si le décalage du télescope est important, l'effet de distorsion sera notable sur la mosaïque (à l'échelle bord-centre, soit 20'), par contre en ne s'attachant qu'aux CCDs individuels (passage à de plus petites échelles), l'effet est moindre pour une large gamme de décalages. Si le décalage est trop important, la distorsion affectera le bord du champ et les deux images ne s'aligneront

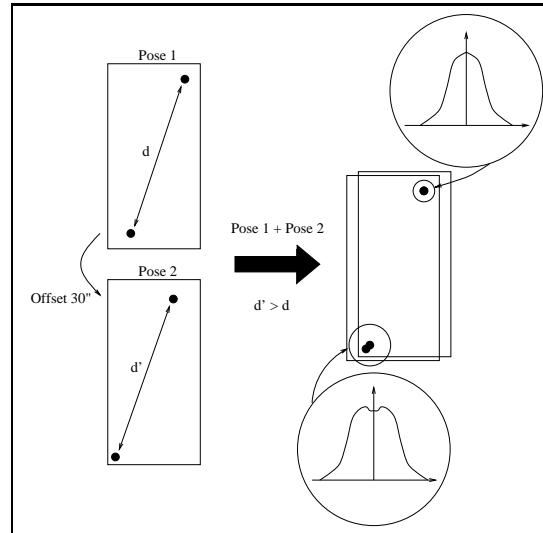


Figure A.4.3: Problème de coaddition d'images pouvant intervenir en cas de distorsion du champ.

pas parfaitement lors du compositage (Cf. figure A.4.3). Deux approches peuvent être utilisées pour éliminer les effets de la distorsion lors du compositage des images. Gerry Luppino a choisi de corriger les images en rééchantillonnant avec des pixels deux fois plus petits puis en appliquant l'équation de distorsion décrite en début de ce chapitre. Cela représente un lourd travail logiciel et nécessite de gros moyens informatiques car l'image de 8192×8192 pixels voit sa taille quadrupler. L'ensemble des images ainsi corrigées sont ensuite compositées dans une "super-mosaïque" de $9K \times 9K$. Nous avons choisi l'approche qui consiste à manipuler le moins possible les données avant leur interprétation scientifique. Par ailleurs cette méthode de rééchantillonnage affecte la structure de bruit dans l'image (détruit l'isotropie du bruit), ce qui rend inefficace la nouvelle méthode de détection du shear dans le bruit (Van Waerbeke et al. 1996) basée sur l'analyse de l'anisotropie de la fonction d'autocorrélation pixel-pixel. Afin d'éviter une correction de la distorsion, j'ai quantifié le décalage maximal autorisé pour ne pas introduire de distorsion supérieure à 0.3 pixel sur les régions les plus externes qui sont le plus affectées par ce phénomène. La distorsion est négligeable sur l'ensemble du champ d'une mosaïque $8K \times 8K$ ($12 \text{ cm} \times 12 \text{ cm}$) pour des décalages compris dans un disque de cinquante pixels de diamètre ($10''$). Bien que les décalages entre les poses soient alors faibles, l'élimination de la majorité des défauts cosmétiques dont l'échelle caractéristique est de quelques pixels est encore très efficace. Cette technique interdit cependant l'utilisation de deux images d'un même champ pour la construction d'un superflat (Cf. chapitre réduction des données).

Le défaut cosmétique le plus commun et le plus gênant est la colonne morte. Les décalages doivent donc surtout s'effectuer suivant les lignes afin de ne jamais avoir un point du champ plusieurs fois en différentes positions d'une même colonne. Pour nos observations UH8K et pour les futurs observateurs qui désirent utiliser cette technique, j'ai construit le diagramme de la figure A.4.4 qui donne les décalages optimaux à effectuer. Cette méthode a parfaitement fonctionné et une très bonne qualité d'image a été obtenue sur la pose cumulée de quatre heures issue du compositage de douze poses

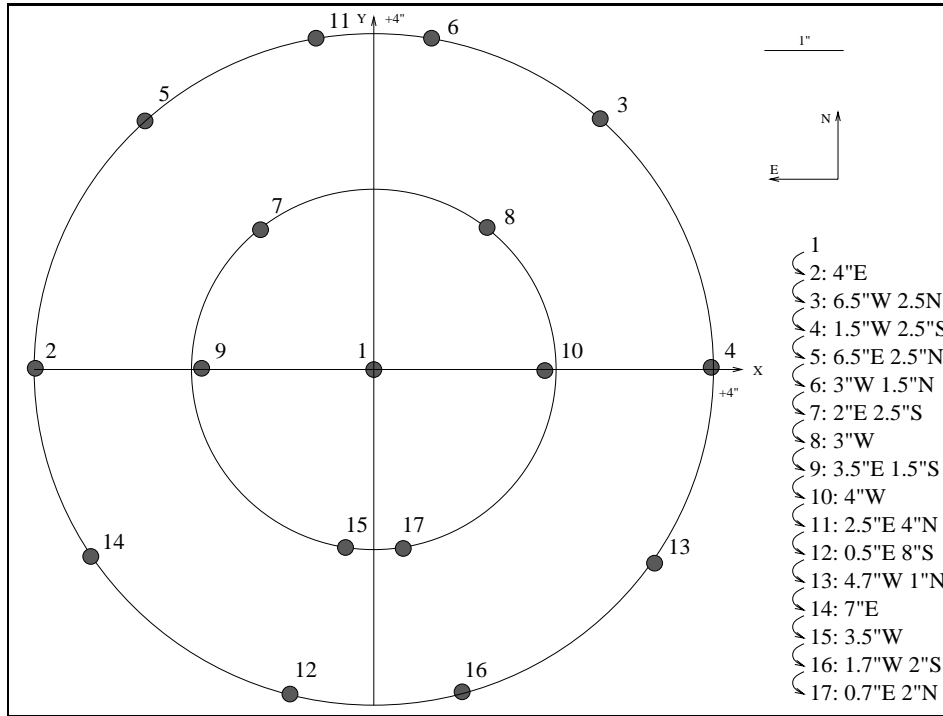


Figure A.4.4: Décalages optimaux du télescope pour éviter les effets de distorsion en bord de champ sur la UH8K.

individuelles pour notre programme sur M 31 (Cf. chapitre suivant sur la réduction des données, figure A.4.12).

Cette technique sera plus difficilement applicable à la future caméra $16K \times 16K$ qui couvrira le champ complet du foyer primaire car les décalages devront être très réduits. La technique de rééchantillonnage pourrait alors être une étape incontournable.

A.4.1.3 Réflexions et diffusion de lumières parasites

Les réflexions internes au correcteur et à la caméra d'étoiles brillantes ainsi que la diffusion variable du ciel (lune, cirrus, ...) durant la nuit (Pylachowski et al. 1989) créent des structures dans l'image qu'il est difficile voire impossible de corriger. Le champ relativement réduit de MOCAM ($14' \times 14'$) avait déjà mis en évidence certains de ces problèmes mais c'est surtout l'utilisation de la UH8K ($28' \times 28'$) qui a fait apparaître les aspects les plus critiques.

La probabilité de présence d'une étoile de magnitude 8 dans un champ de 1 degré carré est d'environ un, de 0.4 pour la magnitude 7 et de 0.1 pour la magnitude 6. Il y a donc toujours une étoile brillante dans le voisinage immédiat du champ. Dans le cas d'une étoile directement présente sur la mosaïque, les multiples réflexions internes sont mises en évidence grâce à la grande sensibilité du CCD. La figure A.3.14 montre l'image d'une étoile de magnitude huit en bord de champ de la UH8K. Plusieurs phénomènes sont présents sur cette image de $2' \times 2'$: le débordement des charges de l'étoile qui a été discuté dans la section précédente et qui peut être facilement réduit par la tech-

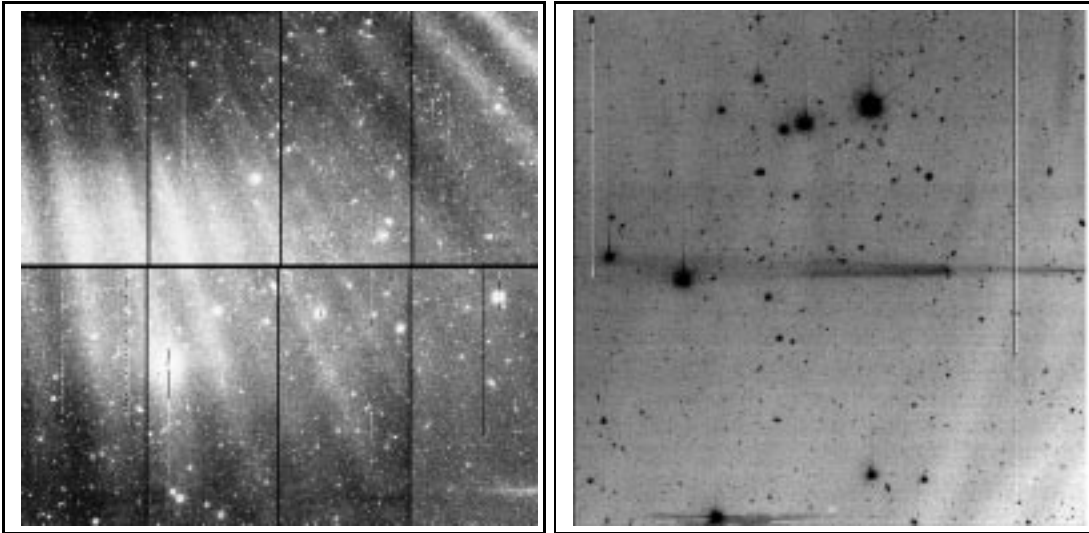


Figure A.4.5: Gauche: cas de forte contamination par une étoile de magnitude 4 extérieure (1°) au champ de la caméra (champ de l'amas CL0024, pose de 20 mn en I). Droite: cas fréquent de diffusion rasante due à une réflexion dans le filtre (champ $7' \times 7'$).

nique d'anti-blooming dynamique. On trouve un vaste halo de diffusion concentrique qui englobe de multiples halos de réflexions causés par les éléments optiques de la caméra et du correcteur grand champ (lentilles, filtres, hublot). La position de cette étoile en bord de champ ($\theta = 20'$) explique l'orientation et l'élongation des halos de réflexions dans la direction du centre du champ en haut à droite. Ce type de halo est parfaitement concentrique pour des étoiles au centre du champ. La comparaison de cet effet entre les images de la UH8K et de MOCAM où les réflexions sont minimales (voir les deux images A.3.14 illustrant l'anti-blooming dynamique) montre l'importance de la conception optique et de la qualité des filtres qui semblent responsables des effets les plus critiques sur la UH8K. Si l'étoile se trouve en dehors du champ, les réflexions peuvent encore affecter le détecteur comme l'illustre la figure A.4.5 (gauche) dont la contamination est due à une réflexion d'étoile sur une des courroies de maintien des lentilles du correcteur grand champ ou la sonde de guidage. Cet exemple est cependant un cas extrêmement rare mais prouve néanmoins que ce type de phénomène peut affecter les données à un plus faible niveau et donc dégrader la limite de détection. Un cas très fréquemment rencontré et causé par une réflexion sur le bord du filtre est donné sur la figure A.4.5 (droite) où une étoile en dehors du champ génère un rayon qui s'étale ici sur plus de $7'$ sur le détecteur.

Ces structures évoluent en fonction de la position du télescope sur le champ et ne peuvent donc pas être modélisées comme les effets systématiques. Elles ne sont pas non plus éliminables par la méthode du "shift-and-add" car l'échelle caractéristique de ces perturbations qui varient peu en fonction des décalages est de l'ordre de quelques minutes d'arc, bien au delà des décalages généralement utilisés. Comme je le discute dans la section suivante sur les méthodes de réduction des données, la qualité du flat-field calculé par compositage des images obtenues sur ciel noir (un superflat) dépend du taux de contamination des images par des lumières parasites. La qualité de remise à plat d'une image par un tel flat-field est donnée par la variation relative minimum-

maximum du fond de ciel sur l'ensemble du champ. Il est facile d'atteindre une précision de l'ordre de 10^{-3} sur la remise à plat mais cela n'est pas suffisant pour des programmes nécessitant de travailler sur des objets de brillance de surface inférieure au millième du fond de ciel comme par exemple la détection de halos faiblement lumineux autour des galaxies (Lequeux et al. 1996b) et des amas de galaxies. Des améliorations du télescope et de l'instrument pas des techniques de bafflage (Grundahl et al. 1996) peuvent amener une précision de l'ordre de 10^{-4} et ainsi repousser d'un ordre de grandeur la limite de détection. Il sera difficile d'aller au delà de cette valeur, aussi les méthodes d'observation par "chopping" du télescope pourraient représenter la seule alternative afin de construire un flat-field qui comporte les mêmes effets de diffusion du fond de ciel. Cela signifie de passer près de la moitié du temps d'observation sur un champ complètement vide d'étoiles et le plus proche de l'objet observé.

Lors des observations UH8K, nous avons aussi été confrontés aux contraintes techniques de la bonnette du foyer primaire du CFHT. Le miroir de renvoi de la sonde de guidage a parfois empiété sur le champ de la caméra car il n'y avait pas d'étoiles suffisamment brillantes sur la couronne externe. Cela crée un vignetting important comme le montre la figure A.5.7. La future caméra MEGACAM 16K×16K qui couvrira un champ de 1 degré carré souffrira certainement de cette limitation technique si une nouvelle bonnette n'est pas développée. Mais l'intégration de CCDs de guidage dans la caméra même pourrait constituer une solution efficace et éviterait aussi les problèmes de guidage différentiel.

A.4.2 Réduction des données

A.4.2.1 Pré-réduction optimale des données

La pré-réduction des données en imagerie ultra-profonde est une étape critique qui doit être particulièrement soignée pour tirer le meilleur de l'information présente dans les données brutes. Le rapport signal sur bruit des poses individuelles ne doit pas être dégradé lors des étapes de pré-réduction classiques: correction de l'effet additif de l'offset de la caméra et du courant d'obscurité puis correction de l'effet multiplicatif de variation de rendement quantique de pixel à pixel. Une seconde étape qui mène à l'image scientifique doit être un compositage optimal des images individuelles du champ qui maximise le rapport signal sur bruit final.

La taille importante des images de MOCAM ($4K \times 4K$ soit 33 Moctets par image avec les quatre CCDs regroupés dans un seul fichier) ou de la UH8K (huit CCDs $2K \times 4K$ soit huit images de 17 Moctets par champ) rendent les logiciels standards de réduction de données (IRAF, MIDAS) obsolètes en raison des importants temps de calcul requis. Ces deux environnements de gestion des données astronomiques travaillent sur des fichiers au format particulier ce qui nécessite la conversion du fichier FITS. La taille du fichier converti est généralement doublée puisque ces logiciels travaillent sur des nombres relatifs. Les temps de calcul pour les opérations simples deviennent importants sur des stations de travail de puissance standard et atteignent rapidement des temps prohibitifs pour des opérations de compositage comme le "shift-and-add". J'ai donc développé un module de logiciels de réduction des données en C sous Unix qui travaille directement sur les fichiers FITS en conservant un stockage des données sur seize bits. Il n'y a pas de perte d'information lors des étapes de calcul où les données sont alors converties en nombre relatif. Ces modules travaillent par portion d'images chargées au fur et à mesure depuis le disque. De tels accès tampons réduisent à quelques centaines de Koctets la mémoire nécessaire pour travailler rapidement et optimalement même pour des images de 33 Moctets. Dans tous ces algorithmes, je me suis efforcé d'aboutir à des images pré-réduites similaires aux données brutes en terme de niveau du signal (fond de ciel, ...) mais avec un rapport signal sur bruit plus important. L'ensemble des étapes décrites dans les chapitres suivants ont été exécutées avec ce module logiciel qui est l'équivalent du module CCDRED d'IRAF (opérations statistiques, arithmétiques et compositage). Le gain en vitesse et en espace disque occupé dépasse quatre. Je donne des exemples de pré-traitements uniquement pour la UH8K qui présente une pathologie plus intéressante car plus complexe et complète que MOCAM qui possède des CCDs de très bonne qualité.

Correction du niveau d'offset et du courant d'obscurité

J'ai décrit dans la partie optimisation du contrôleur CCD les méthodes de réduction du bruit dans l'image. Il subsiste cependant toujours des fluctuations très faibles à grande échelle du niveau d'offset qui varient d'une pose à une autre. Il faut donc modéliser cette fluctuation sur chaque pose individuelle puis la soustraire. La zone "d'overscan" permet d'accéder à cette information comme le montre la figure A.4.6 (gauche). Cette zone de l'image est cependant affectée par le bruit de lecture. Pour extraire le profil non bruité de la fluctuation, l'ensemble des colonnes de l'overscan sont médianées pour créer un profil

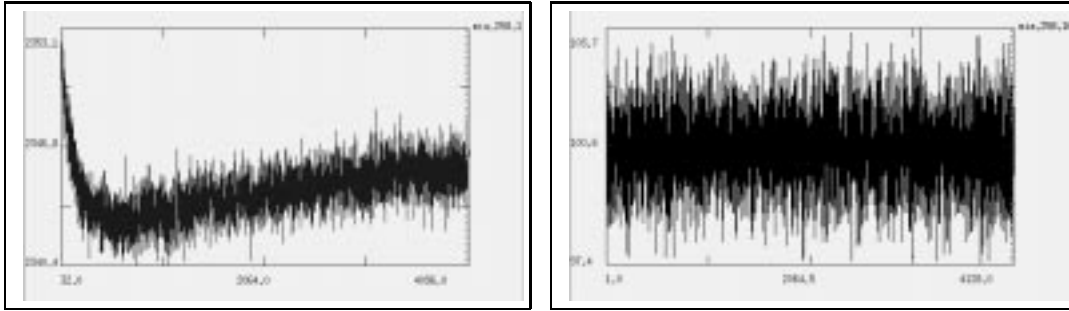


Figure A.4.6: Coupe de la zone d’overscan d’une image brute puis d’une image corrigée.

à une dimension puis il faut fortement lisser celui-ci avant de le soustraire à l’image. En adoptant un filtre médian de quarante pixels de largeur, le rapport signal sur bruit de l’image traitée n’est pas du tout affecté par cette correction. La partie droite de la figure donne le profil de la zone d’overscan après correction de la réponse du contrôleur (l’offset de 100 pas codeurs est artificiel).

Les CCDs LORAL 2K×4K utilisés dans la UH8K sont des prototypes dont les caractéristiques sont loin de celles, excellentes, des CCDs de MOCAM. Ainsi le problème de transfert parallèle des charges que j’ai décrit dans la partie observations imposait de travailler avec des CCDs refroidis à des températures ne dépassant pas -70°C . Le courant d’obscurité est alors très important et présente des structures particulières sur la surface des CCDs (Cf. figure A.4.7), phénomène lié à la procédure de fabrication. Le courant d’obscurité s’élevant à plus de soixante pas codeurs par pixel pour une pose de vingt minutes (3 ADUs/mn/pixel contre 0.3 ADUs/mn/pixel pour MOCAM), une correction de la carte d’obscurité (un “dark”) est indispensable. Il existe un bruit de type poissonnien associé au courant d’obscurité et il faut donc moyenniser un grand nombre d’images pour augmenter le rapport signal sur bruit de la carte finale. Nous avons vérifié au cours des observations que la structure du dark était constante et que nous pouvions donc utiliser l’ensemble des trente images acquises pendant toute la période d’observation pour construire une carte à haut rapport signal sur bruit. Ainsi, la dégradation du rapport signal sur bruit des images astronomiques après soustraction de la carte d’obscurité ne dépasse pas 0.5%.

Construction du flat-field

Afin de corriger au mieux les variations pixel à pixel à petites et grandes échelles, les flat-fields doivent être obtenus dans les conditions les plus proches possibles de celles dans lesquelles les images scientifiques sont acquises. L’inconvénient des flat-dômes ou des flat-ciels obtenus au crépuscule ou à l’aurore est lié à la distribution spectrale de la source qui est différente de celle du ciel nocturne (Walker 1988). La réponse optique de l’instrument dépendant fortement de la longueur d’onde, la différence du spectre du ciel amène d’une part une structure différente du flat-field de l’ordre du pourcent par rapport au superflat. D’autre part, le ciel crépusculaire introduit un gradient dans des flat-fields à l’échelle des champs couverts par les grandes caméras mosaïques (introduction de variations de l’ordre du pourcent). Cela introduit des structures dans les images pré-

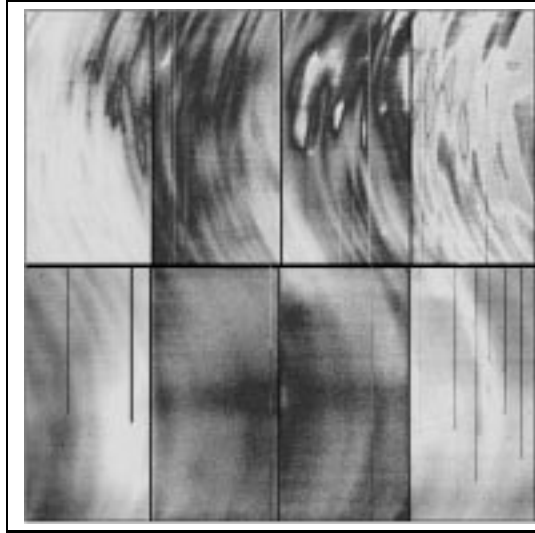


Figure A.4.7: Carte d'obscurité de la UH8K. Pose de 20 mn (niveau moyen 3 ADUs/mn/pixel).

traitées. D'autres effets peuvent influencer ces deux types de flat-fields, comme l'effet de la réponse lente de l'obturateur discuté dans le chapitre concernant la roue à filtres de MOCAM. Bien que des techniques optimales d'acquisition des flat-ciels soient proposées (Tyson et al. 1993), ces méthodes ne s'appliquent pas efficacement dès que le temps de lecture de la caméra dépasse cinq minutes. Avec un fond de ciel évoluant très vite, il devient en effet difficile de gérer rapidement le temps de pose afin d'avoir un flux du fond de ciel proche de celui des poses scientifiques. Quant aux flat-dômes, ils ne peuvent servir qu'à déterminer les variations à petites échelles, la distribution de la lumière de la lampe de calibration sur le dôme étant très peu uniforme à l'échelle des champs des grandes mosaïques CCD.

Manfroid (1995) a proposé une technique de construction du flat-field par observation de standards photométriques en différents points du détecteur pour construire les structures à grande échelle alors que les flat-dômes fournissent les fluctuations aux petites échelles. Cette technique n'est cependant pas applicable aux grandes mosaïques car le faible nombre d'étoiles standards dans les champs calibrés imposerait un pavage laborieux de chaque CCD. Cette technique n'étant valable que si les conditions d'absorption sont constantes durant l'ensemble de la procédure, elle n'est donc pas applicable dans notre cas car le temps de lecture important amènerait un temps de calibration supérieur à l'heure.

L'imagerie ultra-profonde impose donc l'utilisation d'un flat-field obtenu dans les mêmes conditions que les données scientifiques. Tyson (1986, 1990) a développé dans le cadre de sa technique d'observation par "shift-and-add" un moyen optimal de construire un flat-field corrigeant simultanément les variations à petites et grandes échelles. En considérant des champs vides qui ne contiennent pas d'objets s'étendant sur plus de trente secondes d'arcs (galaxies proches, amas stellaire, amas de galaxies denses), il y aura une majorité de pixels illuminés uniquement par le fond de ciel. En considérant un même pixel physique sur chacune des poses, la plupart d'entre eux seront statistique-

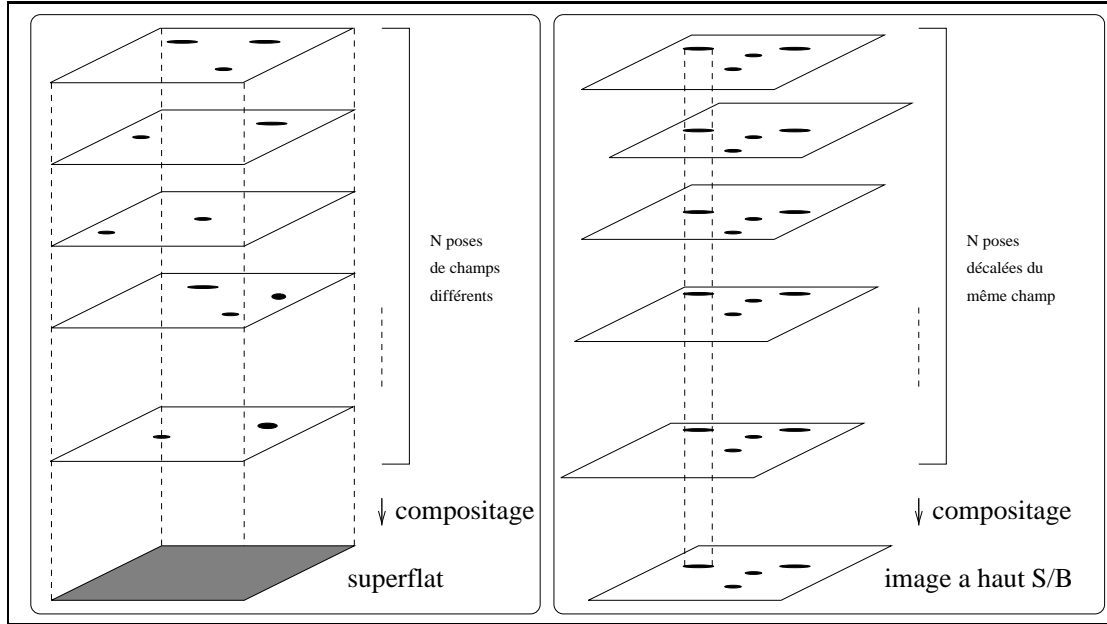


Figure A.4.8: Méthodes de combinaison des images pour obtenir une image vide du fond de ciel (un superflat) et une image à haut rapport signal sur bruit à partir de plusieurs images décalées d'un même champ.

ment vides d'objets. Une estimation de la valeur du fond de ciel sur ce pixel est alors donnée par la valeur moyenne de cet échantillon. En procédant de même pour tous les pixels du détecteur, on obtient une image à haut rapport sur bruit d'un fond de ciel parfaitement vide. La variation du flux de pixel à pixel donne alors directement la variation de sensibilité du détecteur, le fond de ciel nocturne étant considéré comme uniforme sur l'ensemble du détecteur. Il peut cependant exister une granularité faible du ciel sur des échelles supérieures à $10'$ (Ellis & Parry 1987), les cirrus infrarouges mis en évidence par le satellite IRAS contribuent à créer cette granularité jusqu'à des latitudes galactiques élevées (Wise & Gilmore 1992). Les galaxies de champ faibles ($B_J=27$), dont la taille caractéristique est de l'ordre de la valeur du seeing, génèrent une granularité à très haute fréquence mais dont la fluctuation relative du fond de ciel n'excède pas 0.2% (Wise & Gilmore 1992).

Il est donc essentiel de disposer d'un grand nombre de champs vides pour d'une part diminuer le bruit de photon et d'autre part pour minimiser les fluctuations de la structure du fond de ciel au delà de 10^{-3} afin que la variation du rendement quantique pixel à pixel soit bien déterminée. Le bruit B^{flat} dans le flat-field obtenu par une moyenne de N_f images de niveau moyen S_f est (la granularité du ciel est négligée dans cette expression):

$$B^{flat} = \sqrt{\frac{1}{N_f} \frac{S_f}{g} + (e_{rqe} S_f)^2}$$

où g est le gain de la caméra et e_{rqe} la non-uniformité de pixel à pixel du détecteur. Pour amener le bruit de photon au dixième du bruit dû à la non-uniformité, on doit avoir $N_f > 1/(0.1 \times g \times e_{rqe}^2 \times S_f)$. Soit $N_f \sim 20$ à 40 , pour des conditions standards

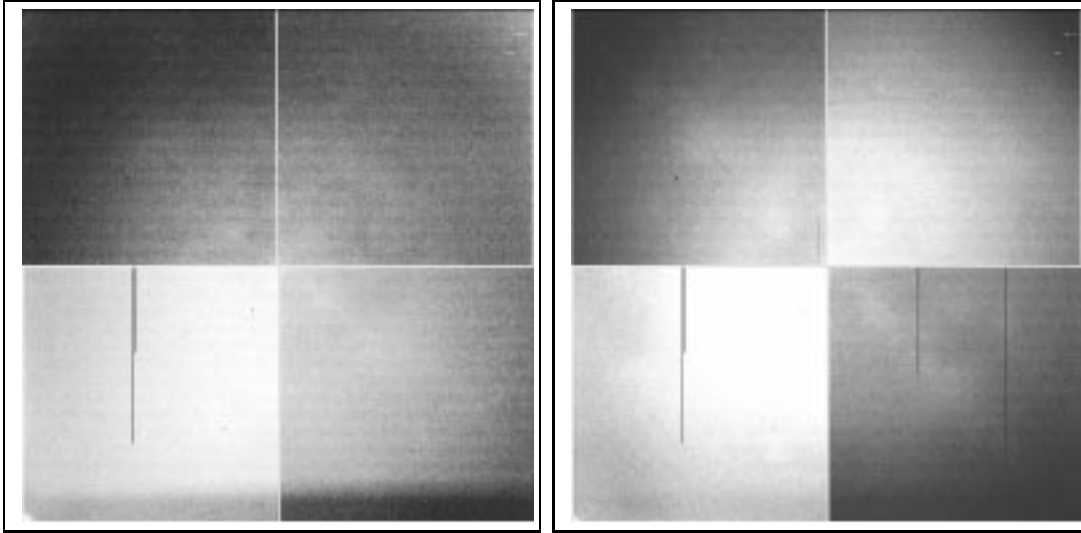


Figure A.4.9: Les superflats V et I de MOCAM des observations de juin 1995 (compositage de 14 images chacun). Noter la différence de transmission due au filtre sur le bas de la mosaïque en filtre V.

($g=2 \text{ e}^-/\text{ADU}$, $e_{rqe}=9\times 10^{-3}$, et $S_f \sim 5000$ pas codeurs).

La sensibilité mesurée intègre le rendement quantique du CCD, la transmission du filtre et du télescope, les variations à grandes et petites échelles sont donc présentes sur ce flat-field. La figure A.4.8 (gauche) illustre le principe de cette technique qui est aujourd'hui abondamment utilisée par les observateurs faisant de l'imagerie ultra-profonde. Avant de calculer cette moyenne, l'ensemble des images sont normalisées au même niveau de fond de ciel dont la meilleure estimation est donnée par le mode de l'histogramme de l'image. La normalisation des images sur le mode moyen est obtenue par une simple règle de trois. L'algorithme de combinaison des valeurs est en fait précédé du test statistique de réjection des valeurs aberrantes. Cela évite d'intégrer des pixels contenant du signal d'une étoile, d'une galaxie ou d'un rayon cosmique dans le calcul de la valeur moyenne. Le rapport signal sur bruit dans le flat-field évoluera comme $\sqrt{N_f}$ en prenant la valeur moyenne ou comme $\sqrt{N_f}/1.22$ en prenant la valeur médiane (Morrison et al 1994), avec N_f le nombre d'images combinées. Cet écart est lié à la troncature de la structure de bruit par la médiane.

Un grand nombre d'images de champs vides est indispensable, mais cela n'est pas toujours compatible avec la courte durée des observations et le nombre réduit de champs observés. De plus, toutes les images d'un même champ ne peuvent pas être utilisées dans la moyenne si elles n'ont pas été décalées entre elles d'au moins la taille caractéristique des objets qui s'y trouvent (soit $10''$ pour les halos d'étoiles relativement peu brillantes et que nous avons systématiquement trouvé sur chacune de nos poses MOCAM et UH8K). C'est pourquoi lors de la construction du superflat de la caméra UH8K pour laquelle la distorsion limitait les décalages à moins de $10''$ (voir section précédente sur les méthodes d'observations), je n'ai utilisé qu'une seule image de chaque champ pour construire le flat-field. Nous avons heureusement pu mettre en commun nos champs avec ceux de Gerry Luppino qui observait juste avant nous pour aboutir à un nombre total de douze

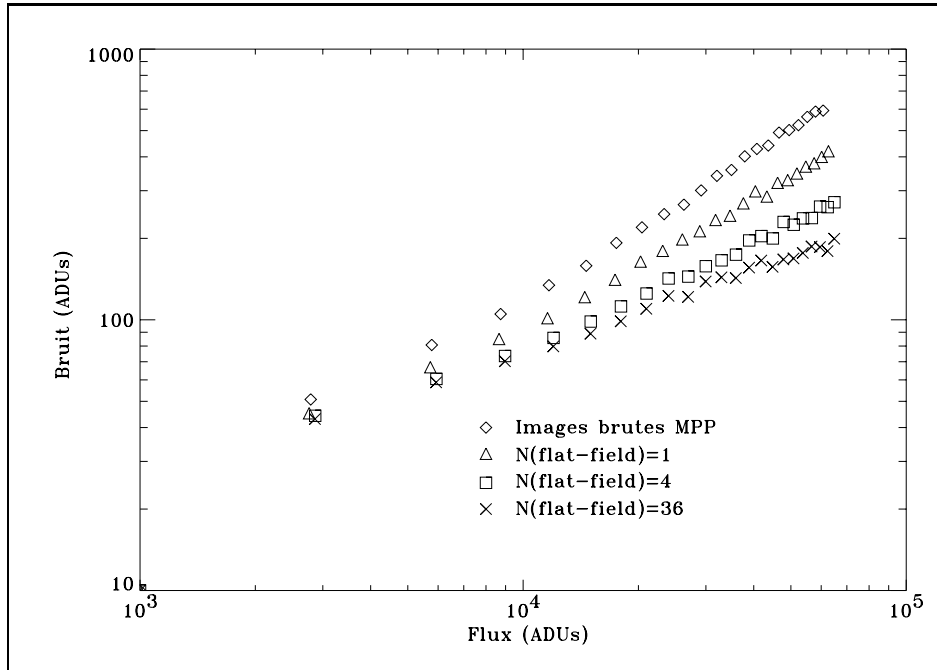


Figure A.4.10: Evolution du bruit dans l'image en fonction du nombre d'images combinées pour construire le flat-field. Données acquises en mode d'exposition MPP.

images dans chaque filtre. De même, de bons superflats ont pu être construits lors des deux premières périodes d'observations de MOCAM en combinant une grande partie des données recueillies lors des quatorze nuits par les différents observateurs. Il faut cependant rester très vigilants et vérifier que la réponse de l'instrument n'a pas varié dans le temps¹.

La qualité du flat-field influe sur le rapport signal sur bruit de l'image traitée et il est essentiel de maximiser celui du flat-field pour éviter de changer le comportement de la distribution gaussienne du bruit de l'image traitée, ce qui poserait des problèmes à l'étape de combinaison des images d'un même champ. J'ai étudié l'évolution du rapport signal sur bruit dans une série de poses en fonction du nombre d'images utilisées pour construire le flat-field. Cette expérience menée en laboratoire avec des images obtenues par illumination uniforme ne souffre pas des contraintes réelles d'observations où de nombreux objets peuplent le champ. Cette approche indique néanmoins les performances nominales de la méthode. Les données sont une série d'images obtenues à temps d'exposition croissant (série I1: flux variant de 2000 à 60000 ADUs) et trente six images de même temps de pose pour construire le flat-field (série I2: flux moyen $S_f \sim 15000$ ADUs). L'analyse de l'évolution du bruit dans la série I1 flat-fieldée en fonction du nombre d'images N_f utilisées pour construire le flat-field donne une loi au premier ordre similaire à celle

¹C'est ce qui nous est arrivé lors de l'observation MOCAM de juin 1995 où un faible gradient est apparu dans une zone de l'image. Nous avons attribué cela à de la condensation légère sur le hublot, la caméra ne bénéficiant pas encore à cette époque d'une injection d'azote gazeux sur la fenêtre.

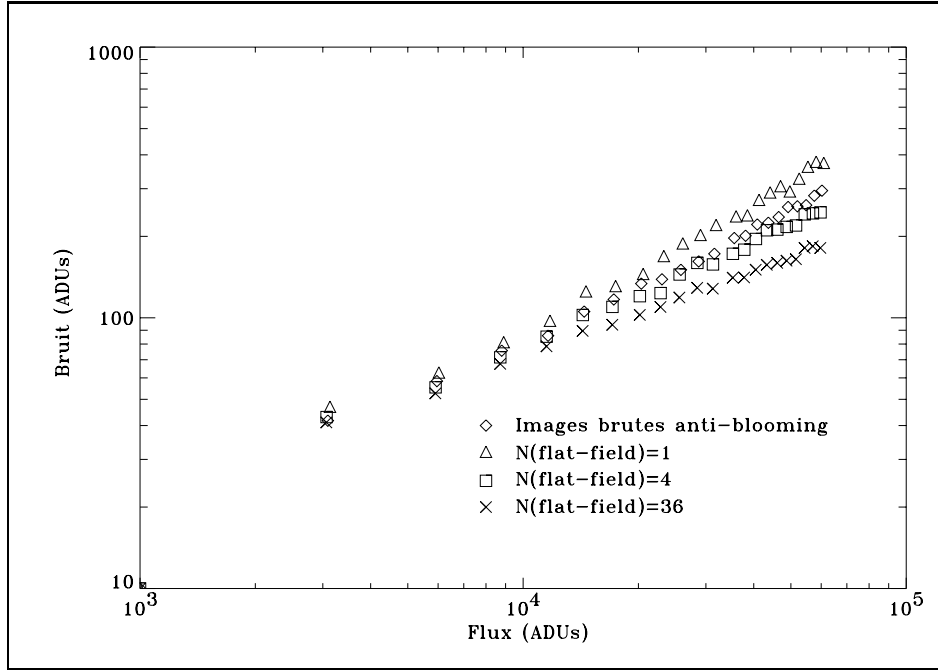


Figure A.4.11: Evolution du bruit dans l'image en fonction du nombre d'images combinées pour construire le flat-field. Données acquises en mode d'exposition anti-blooming dynamique.

décrivant le bruit dans une image brute (voir courbes sur la figure A.4.10):

$$B^{image} = \sqrt{\frac{S}{g} + \frac{1}{N_f} (e'_{r_{qe}} S)^2}$$

où S est le flux moyen sur la zone étudiée dans l'image, g le gain de la caméra, L'analyse des données indique une valeur de la non-uniformité du rendement quantique pixel à pixel $e'_{r_{qe}} = 0.6\%$. Cette équation rend bien compte du fait que la non-uniformité du rendement quantique est très vite améliorée dès que N_f est supérieur à 1. Ces données ont été obtenues avec le mode d'exposition MPP qui donne un $e_{r_{qe}}$ initial de 0.8%. L'évolution du bruit lors de la division de deux images n'est pas facile à formaliser mais l'équation précédente rend pourtant bien compte du comportement du bruit des données sur l'ensemble de la dynamique. Le saut de la valeur de $e_{r_{qe}}$ de 0.8 à 0.6% m'a incité à effectuer les mêmes mesures avec le mode d'exposition anti-blooming dynamique (acquisition d'une série d'images a temps de pose croissants et trente six images pour construire les flat-fields) qui donne un $e_{r_{qe}}$ initial de 0.4%. Les résultats sont donnés sur la figure A.4.11 et font apparaître un même comportement que le mode MPP avec un saut de $e_{r_{qe}}$ de 0.4 à 0.6%. Dans ce dernier cas, il est intéressant de noter qu'on détériore les données obtenues en mode anti-blooming dynamique tant qu'il n'y a pas au moins quatre images moyennées dans le flat-field. Le nombre de champs vides N_f est donc un élément crucial pour préserver et améliorer la qualité des données lors de l'opération de flat-fielding.

Alternativement à cette approche statistique du superflat, Kuhn et al. (1991) ont proposé une méthode déterministe de calcul du flat-field qu'il est possible de construire

à partir de plusieurs images d'un même champ décalé sur le détecteur. La technique s'appuie sur l'hypothèse qu'il existe une information a priori du flux relatif entre deux pixels qui "voient" la même zone du ciel car il reçoivent le même flux. En construisant une relation entre les pixels pour toutes les images puis en appliquant une procédure itérative de minimisation par la méthode des moindres carrés, un flat-field peut être obtenu avec une précision de l'ordre de 10^{-3} . La rapidité et l'efficacité de la convergence dépendent du nombre d'images du champ et de l'amplitude des décalages entre chacune des images. En testant cette technique, j'ai constaté qu'elle est malheureusement totalement inadaptée aux images de MOCAM et de la UH8K. D'une part la rapidité de la convergence dépend de la taille des décalages, il faut qu'ils représentent environ le quart de la taille du détecteur or cela est incompatible avec la contrainte que nous imposait le problème de distorsion qui fixait la taille maximale des décalages à 50 pixels soit seulement 1% de la taille des CCDs suivant la plus grande longueur! Mais la plus forte limitation, qui ne dépend ni de la taille du détecteur, ni de l'amplitude des décalages, est la forte dépendance de la qualité de la détermination du gain en fonction de la qualité d'image mais aussi en fonction de la structure du fond de ciel aux grandes échelles (effets de diffusion parasites). Dans notre application, il n'existe jamais deux images avec exactement la même distribution d'énergie des étoiles sur la matrice de pixels, ce qui est en contradiction avec l'hypothèse de base de cette technique. Cependant Kuhn ne semble pas gêné par cet aspect car il travaille sur des images à court temps de pose et prises sur une échelle de temps où la qualité d'image évolue très peu. Le superflat qui est indépendant des disparités de qualité d'image entre les différentes poses reste donc la seule solution efficace pour la correction de la transmission de l'instrument en imagerie ultra-profonde.

Compositage des images pré-réduites

La combinaison des images pré-réduites d'un même champ est effectuée avec la technique de moyennage ou de médianisation avec réjection à $n \sigma$ suivant la même stratégie que pour la construction du superflat: atteindre le plus haut rapport signal sur bruit en réduisant le bruit de photon et en éliminant les événements parasites. Au contraire de la construction du superflat, les images doivent être recentrées afin de combiner des pixels qui ont vus la même zone du champ (Cf. figure A.4.8 droite). Les décalages entre chaque image doivent être estimés avec la plus grande précision pour parvenir à un parfait recentrage qui maximise le rapport signal sur bruit. Il s'agit de trouver la position exacte de plusieurs étoiles sur l'ensemble des images puis de calculer le décalage qui optimise le réalignement sur l'ensemble du champ. Des techniques de détermination de la position des étoiles par photométrie d'ouverture ou de détection du barycentre par ajustement du profil par une gaussienne donnent des résultats similaires (voir Stone 1989, Chun-Lin 1993 et Fischer et al. 1994 pour une revue complète). Pour les grandes images mosaïques qui souffrent de distorsions optiques à grande échelle, il est indispensable de travailler sur chaque CCD de la mosaïque individuellement car la distorsion peut être contenue à un niveau négligeable à leur échelle. Pour les images 2K×4K individuelles de nos observations UH8K, le décalage relatif maximal lié à la distorsion ne dépasse pas 0.3 pixel le long de la diagonale principale. La méthode par calcul du barycentre donne une précision sur la position de l'étoile à ~ 0.2 pixel (dépend du seeing, du flux de l'objet,

Filtre 14h (Compositage de 12 poses de 20mm) UH8K 28'x28'							
0.69	0.68	0.75	0.75	0.8	0.77	0.78	0.75
0.72	0.68	0.70	0.70	0.67	0.70	0.75	0.70
0.70	0.66	0.69	0.68	0.75	0.78	0.72	0.71
0.80	0.78	0.73	0.76	0.76	0.82	0.81	0.81

Figure A.4.12: Qualité d'image (en ") sur le champ de $28' \times 28'$ de la UH8K, pose de 4 h compositée (bande I).

...) mais comme la somme des images s'effectue pixel à pixel, les décalages doivent être tronqués à la valeur entière la plus proche. L'erreur maximale est donc de 0.5 pixel. Mais il est également possible, comme dans le cas de la correction de la distorsion, de rééchantillonner l'image en coupant les pixels en quatre ou en huit et ainsi d'augmenter la résolution pour éviter une dégradation de la PSF. Sur nos données UH8K de M31, le seeing moyen sur les douze meilleures images du filtre I est de $0''.75$ et le réalignement au pixel près l'amène à $0''.80$ (Cf. figure A.4.12), soit une faible perte de résolution qui influe peu sur le rapport signal sur bruit par rapport au gain qui lui est apporté par le compositage.

Avant compositage, les images doivent être normalisées au même niveau de fond de ciel. Pour un ensemble d'images de même temps de pose, le niveau relatif entre le flux intégré de l'objet et le fond de ciel varie suivant la qualité photométrique du ciel et la diffusion par la lune et autres objets célestes. Les deux effets influent toujours en sens inverse à savoir que l'absorption diminue le flux total de l'objet alors que la diffusion augmente le fond de ciel. Pour ne pas changer le comportement de la distribution gaussienne du bruit du fond de ciel qui domine, il ne faut pas effectuer de normalisation par rapport au flux des objets. Cette opération mélange des effets additifs (diffusion) avec des effets multiplicatifs (absorption) et modifie le comportement gaussien du bruit dans les images, ce qui affecte gravement le rapport signal sur bruit de l'image compositée. Il faut donc normaliser (multiplication) sur le fond de ciel dont le niveau est donné par le mode de l'histogramme.

La dernière étape, après l'alignement et la normalisation, est la combinaison des valeurs avec l'algorithme de réjection itératif qui élimine de l'échantillon les valeurs aberrantes. Celles-ci peuvent être dues à des défauts du CCD, ou à la superposition d'un rayon cosmique, ou bien encore le passage d'un astéroïde ou d'un satellite artificiel. Cette réjection est suffisante pour retenir les valeurs uniquement bruitées par le bruit de

Filtre I UH8K S(ciel)=7150 ADUs/pixel en 20mn				
mag=32.4-2.5log(S)				
Echelle: 0.2"/pixel				
	B	S/B	Texp	mag
Image brute	82	87	20mn	24.1
Correction d'overscan	82	87	20mn	24.1
Correction du courant d'obscurité	82	87	20mn	24.1
Correction par le flat-field	58	123	20mn	24.5
Compositage de 12 images par moyenne	21.6	330	#4h	25.6
Compositage de 12 images par médiane	27.7	258	#4h	25.3

Bruit en pas codeurs	_____	_____	_____	_____
Rapport signal sur bruit équivalent sur le ciel	_____	_____	_____	_____
Temps de pose	_____	_____	_____	_____
Magnitude limite à 1 sigma en mag/arcsec ² (25 pixels)	_____	_____	_____	_____

Figure A.4.13: Evolution du rapport signal sur bruit au travers des différentes opérations de réduction.

photon du fond de ciel. Il existe des méthodes optimales (Horne 1986) qui modélisent les différentes sources de bruit présentes dans le signal mais ici nous sommes toujours dominés par le bruit de fond de ciel ce qui simplifie la modélisation. La valeur du pixel de l'image finale est obtenue soit en prenant la valeur médiane ou la valeur moyenne des valeurs sélectionnées de l'échantillon. Le bruit de photon en pas codeurs dans chaque image individuelle normalisée est donné par $B_{ph} = \sqrt{S_C/g}$, avec S_C le niveau normalisé du ciel sur toutes les images et g le gain en électron par pas codeur. Le bruit dans l'image combinée à partir de N_{im} poses sera réduit d'un facteur $\sqrt{N_{im}}$ dans le cas de la moyenne et de $\sqrt{N_{im}}/1.22$ dans le cas de la médiane. La médiane est moins performante en terme de rapport signal sur bruit mais elle élimine mieux les défauts ponctuels (cosmétiques, cosmiques) de faible amplitude qui n'ont pas été éliminés par l'algorithme de réjection. Compte tenu de la grande qualité cosmétique actuelle des CCDs et des contraintes de la photométrie ultra-profonde, *la moyenne est hautement préférable* car elle apporte un gain substantiel dans la limite de détection et conserve la structure de bruit initiale du signal.

La technique de "shift-and-add" cause des effets de bord car les régions externes du champ ne sont pas intégrées sur toutes les poses. Ces régions présentent donc un rapport signal sur bruit plus faible que les régions centrales sur la pose finale compositée. Mais celle-ci, bien que n'ayant donc pas un S/B uniforme à 100%, est plus grande que le champ couvert par la caméra. C'est le moyen de remplir les espaces morts entre les CCDs de la mosaïque.

Je donne sur la figure A.4.13 l'évolution du rapport signal sur bruit pour nos observations de M31 au travers des différentes opérations de réduction décrites dans ce chapitre.

Le bruit dans l'image compositée à partir de N_{im} poses normalisées au fond de ciel S_C , s'écrit avec les termes définis précédemment: