



Caractérisation d'un détecteur NIR et simulation des performances de la caméra CAGIRE pour le suivi des sursauts gamma détectés par la mission SVOM

Alix Nouvel de la Flèche

► To cite this version:

Alix Nouvel de la Flèche. Caractérisation d'un détecteur NIR et simulation des performances de la caméra CAGIRE pour le suivi des sursauts gamma détectés par la mission SVOM. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2023. Français. (NNT : 2023TOU30201). (tel-04467891)

HAL Id: tel-04467891

<https://theses.hal.science/tel-04467891v1>

Submitted on 20 Feb 2024

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

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



HAL Authorization



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le *05/10/2023* par :
Alix Nouvel de la Flèche

Caractérisation d'un détecteur NIR et simulation des performances de la caméra CAGIRE pour le suivi des sursauts gamma détectés par la mission SVOM

JURY

JEAN-LUC ATTEIA
OLIVIER GRAVRAND
EMERIC LE FLOC'H
DIDIER TIPHENE
ALAIN KLOTZ
VÉRONIQUE BUAT
SUSANNA VERGANI

Astronome
Ingénieur
Directeur de recherche
Astronome
Professeur d'Université
Professeur d'Université
Directrice de Recherche

Directeur de Thèse
Directeur de Thèse
Rapporteur
Rapporteur
Président du Jury
Membre du Jury
Membre du Jury

École doctorale et spécialité :

*ED SDU2E : Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace :
Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie*

Unité de Recherche :

Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)

Directeur de Thèse :

Jean-Luc Atteia et Olivier Gravrand

Rapporteurs :

Emeric Le Floc'h et Didier Tiphene

Remerciements

Je voudrais remercier ici tous ceux qui par leurs encouragements et leur soutien ont contribué de près ou de loin à l'aboutissement de ma thèse.

Je souhaite commencer par remercier mes directeurs de thèse, Jean-Luc et Olivier de m'avoir encadrée dans cette belle aventure qu'a été la thèse et pour la confiance que vous m'avez accordée.

Jean-Luc pour ta pédagogie et ta disponibilité pour discuter des aspects variés de ce projet, pour ta patience et ton implication sur la relecture de ce manuscrit et de mes travaux mais aussi pour tes encouragements, et ta bienveillance à me guider sur des activités plus loin de ma zone de confort. Sans oublier les qualités humaines qui ont dépassé le cadre professionnel avec ces repas à six, Benjamin et Sonia, Sylvie et toi, et JS et moi, dont je garde de beaux souvenirs.

Olivier pour ton implication, ton efficacité et tes bons conseils qui m'ont poussée à explorer une autre facette de ma thèse.

Je remercie également le CNES et Lynred de m'avoir permis de mener cette thèse.

Je voudrais aussi remercier mes collègues de l'équipe CAGIRE à l'IRAP, Marie, Jérémie, Hervé, Arthur, pour votre bonne humeur et tous vos bons conseils, mais aussi Aurélia au CPPM pour tes conseils avisés et Olivier à l'IRFU pour avoir pris le temps de répondre à toutes mes questions sur le détecteur ALFA.

Merci aussi aux amis de l'IRAP et d'ailleurs pour ces bons moments au travail ou en dehors. Ben, un peu mon grand frère de thèse, pour tes conseils, ta patience et ta confiance dans mon travail. Paul, pour les footings/débats le long du canal, et tous les fameuses « tea party » du dimanche, ton petit aigle d'Harvard aura veillé sur moi pour la soutenance ! Bonnie et Stefano pour vos rires et votre enthousiasme à toute épreuve. Flo & Andréa pour toute votre bienveillance et votre bonne humeur contagieuse mais aussi pour les bons dîners et les jolies randos.

Sel', pour ce début de thèse confiné avec toi, pour nos soirées à se reconforter devant un bon Harry Potter, pour ta patience à m'écouter stresser, pour les petits thés reconfortant de fin d'après midi à se raconter nos vies. Merci de m'avoir convaincu que je finirais par me hisser sur le tissu et de m'avoir fait découvrir ce sport idéal pour se vider la tête et repousser ses limites. Merci d'être juste toi en toutes circonstances. Carla et Arthur pour nos discussions, nos commérages et nos fous rires interminables autour d'un feu de camp, d'une bière, sur un zoom depuis les 3 coins de l'Europe, ou bien... dans un éboulis ! Merci Juju, d'être toujours présente depuis 20 ans, je suis heureuse

que tu veilles toujours sur moi aujourd'hui.

Évidemment un énorme merci aussi à toute ma famille pour votre présence à toute épreuve. Papa et Maman, pour votre soutien perpétuel sans lequel je n'aurais pas autant avancé et surtout pour m'avoir fait confiance et avoir cru en moi bien plus que ce que j'en étais capable. Vous avez toujours été présent pour toutes les étapes, peu importe leur importance, pour les hauts et les bas. Bastien, pour ces petits footings libérateurs ou tu m'as écouté raconter ma vie. Merci à tous les 3 pour tous ces beaux voyages, ces bons moments de rigolade, le goût de la nature et de l'effort et tout simplement pour être une jolie petite famille.

Papy, pour ton sens de l'humour et des jeux de mots et pour m'avoir souvent répété dans les moments les plus denses, qu'il fallait «toujours laisser du travail aux autres!». Bon Papa, tu as forcément contribué à mon attrait pour l'espace et les sciences. Mamimi et Bonne Maman pour m'avoir fait goûter à la pâtisserie, un passe-temps idéal pour évacuer son stress, parmi tant d'autres activités manuelles.

Et finalement, merci JS, un peu pour les deux boules de poils insupportablement mignonnes qui se baladent dans la maison en détruisant l'univers, en rependant la litière et en grignotant tout ce qui est vert. Mais surtout, merci pour ton soutien de tous les jours, pour tout ton réconfort, tes encouragements, ton amour et tous ces beaux moments en rando, à vélo ou au resto qui ont fait de ces trois années de thèse des moments précieux. Tu as subi tous les aléas de mon humeur et de mon stress avec douceur et bonne humeur, merci d'avoir été là et d'être là toujours!

Abstract

Gamma-ray bursts (GRBs) are among the brightest phenomena in the universe, and unique tools to probe the universe at distances yet difficult to study. Observing GRBs, and particularly the most distant ones ($z > 6$), will allow a better understanding of their origin and of the physical mechanisms producing them, but also a better knowledge of the young universe, and the objects composing it. However, the most distant GRBs remain difficult to detect. Their observation requires infrastructures adapted to their short duration, their unpredictable behavior, and their manifestation in a broad range of wavelengths, including infrared.

The *SVOM* mission¹, expected to be launched at the beginning of 2024, answers this need thanks to the synergy between a satellite and a complex ground segment. The satellite, able to localize precisely GRBs and to study their prompt emission, quickly provides the GRB position, allowing ground instruments to perform their fast follow-up. The ground segment, composed of robotic telescopes, will allow to perform the follow-up of the afterglow and to provide an estimation of its redshift. Among these telescopes, COLIBRÍ, a 1.3 alt-azimutal robotic telescope, will be located at OAN², in Mexico, and will be equipped with two visible cameras composing the DDRAGO instrument, and an infrared camera, CAGIRE. CAGIRE, which uses an ALFA detector developed by the LYNRED company and CEA-LETI, will allow to observe in the J and H photometric channels, and to study GRBs up to a redshift $z \sim 11$, when the universe was only 3% of its present age.

My PhD takes place in the context of the characterization of the CAGIRE camera, during its development. I first assessed the performances of the detector, processing characterization data acquired at CEA-IRFU. These studies allowed me to demonstrate the need to get the most efficient ALFA detector, whose characteristics are compliant with the scientific requirements of the camera. I could also model the operation of this detector and show that its characteristics (noise, dark current, dynamic range...) are consistent with CAGIRE requirements.

While doing these studies, I also participated to the characterization of the readout system of the camera, at IRAP, and to the definition of the test plan of the detector at CPPM, for CAGIRE needs.

The theoretical analysis and the understanding of the detector operation led me to develop and validate a pre-processing pipeline of CAGIRE images, which is robust, quick, and adapted for the astrophysics processing needs. This pipeline enables to correct the detector non-linearities, the common mode noise, the impact of cosmic rays and the persistent signal from previous acquisitions.

1. *Space based multiband astronomical Variable Objects Monitor*

2. *Observatorio Astronómico Nacional*

The detailed understanding of these effects also allowed me to adapt a telescope simulator, in order to take into account the camera specificities. The simulator allows to create signal ramps representing CAGIRE data, while considering sky and detector effects. The results from these simulations led to validate the pre-processing of CAGIRE images, ensuring to provide relevant signal maps for further astrophysics studies. Finally, thanks to this PhD, we are confident about the operation and performance of the ALFA detector on CAGIRE.

Résumé

Les sursauts γ , comptant parmi les phénomènes les plus lumineux de l'univers, représentent un moyen unique de sonder celui-ci, et particulièrement à des distances où son contenu reste difficile à étudier. Observer les sursauts γ , notamment les plus lointains ($z > 6$), permettra une meilleure compréhension de leur origine et des mécanismes physiques qui les génèrent, mais également une meilleure connaissance de l'univers jeune et des objets qui le composent. Cependant, les sursauts les plus lointains restent difficiles à détecter. Leur observation nécessite des infrastructures adaptées à leur courte durée, à leur caractère imprévisible et à leur manifestation dans une large gamme de longueurs d'onde, dont l'infrarouge.

La mission *SVOM*³, qui devrait être lancée début 2024, répond à ce besoin grâce à la synergie entre un satellite et un segment sol. Le satellite étant capable de localiser précisément les sursauts et d'en étudier l'émission prompte, communiquera rapidement la position du sursaut aux instruments au sol, leur permettant d'effectuer un suivi rapide. Le segment sol, composé de télescopes robotiques comme COLIBRÍ, permettra d'effectuer un suivi rapide de l'émission rémanente et de donner une estimation du redshift. Parmi ces télescopes, COLIBRÍ, un télescope alt-azimutal robotique de 1,3 m de diamètre sera installé à l'OAN⁴, au Mexique, et équipé de deux caméras visibles constituant l'instrument DDRAGO, et d'une caméra infrarouge CAGIRE. CAGIRE, qui utilise un détecteur ALFA développé par la société LYNRED et le CEA-LETI, permettra d'effectuer des observations dans les bandes J et H, et d'étudier des sursauts γ jusqu'à un redshift de $z \sim 11$, quand l'univers avait seulement 3% de son âge actuel. Ma thèse s'inscrit dans le contexte de la caractérisation de la caméra CAGIRE, au cours de son développement. J'ai tout d'abord évalué les performances du détecteur ALFA, en traitant des données de caractérisations acquises au CEA-IRFU. Ces études ont permis dans un premier temps de démontrer la nécessité d'obtenir le détecteur ALFA le plus performant, dont les caractéristiques sont en accord avec les besoins scientifiques de la caméra. J'ai également modélisé le fonctionnement du détecteur et montré que les caractéristiques du détecteur (bruit, courant d'obscurité, gamme dynamique...) étaient adaptées aux besoins de CAGIRE.

En parallèle de ces études, j'ai participé à la caractérisation de la chaîne de lecture de la caméra à l'IRAP, et à la mise en place des tests à effectuer dans le cadre de la calibration du détecteur pour les besoins de CAGIRE au CPPM.

Les résultats des analyses théoriques et la compréhension du fonctionnement du détecteur m'ont ensuite conduit à développer et à valider un pipeline de pré-traitement des images de CAGIRE qui soit robuste, rapide, et adapté aux besoins des traitements

3. *Space based multiband astronomical Variable Objects Monitor*

4. *Observatorio Astronómico Nacional*

astrophysiques. Ce pipeline permet notamment de corriger les non-linéarités du détecteur, le bruit de mode commun, l'impact des rayons cosmiques ou encore le signal de persistance des acquisitions précédentes.

Une meilleure compréhension de ces effets m'a également permis d'adapter un simulateur de télescope, afin qu'il prenne en compte les spécificités du détecteur et de la caméra. Le simulateur permet de générer des rampes de signal représentatives des données de CAGIRE, en prenant en compte les effets du ciel et les effets du détecteur. Les résultats de ces simulations ont notamment mené à la validation du pipeline de traitement des images de CAGIRE, qui permettra ainsi de fournir des cartes de signal fiables pour les études astrophysiques futures.

Finalement, grâce à cette thèse, nous sommes confiants quant au bon fonctionnement et aux performances du détecteur ALFA pour CAGIRE.

Table des matières

Remerciements	ii
Abstract	iv
Résumé	vi
Table des figures	xi
Liste des tableaux	xx
Chapitre 1 Les sursauts gamma	1
1.1 Qu'est ce qu'un sursaut γ ?	2
1.1.1 L'émission prompte	3
1.1.2 L'émission rémanente	5
1.2 Mesure du redshift par l'émission rémanente	8
1.3 Les sursauts γ pour sonder l'univers	10
1.3.1 Étudier les galaxies hôtes de sursauts γ .	11
1.3.2 Étudier l'histoire de l'univers et la période de réionisation	14
1.3.3 Détecter les premières étoiles, les étoiles de population III ?	14
1.4 La difficulté d'étudier des sursauts à grand redshift	16
Chapitre 2 De la mission <i>SVOM</i> à la caméra CAGIRE	22
2.1 Les enjeux scientifiques de SVOM	22
2.2 La mission SVOM	25
2.2.1 Le segment spatial	27
2.2.2 Le segment sol	31
2.3 COLIBRÍ	34
2.3.1 L'observatoire et les infrastructures	35
2.3.2 Les instruments	36
2.3.3 Les objectifs scientifiques et les performances	37
2.4 CAGIRE	38
2.4.1 Objectifs scientifiques et design de la caméra	38
2.4.2 Architecture de la caméra	40
2.4.3 Fonctionnement	46
2.4.4 Stratégie de caractérisation	47
2.5 Place de cette thèse dans la caractérisation de CAGIRE	48
Chapitre 3 Le détecteur ALFA	52
3.1 Présentation et caractéristiques du détecteur	53
3.2 La couche de détection	54

3.2.1	Principe de la jonction p-n	55
3.2.2	Principe de la diode photovoltaïque et création d'un courant	57
3.2.3	Conversion du courant photonique en tension	58
3.2.4	Choix du matériau de la couche sensible	59
3.3	Le circuit de lecture	59
3.4	La chaîne de lecture	62
3.5	Modélisation physique du signal de sortie et non-linéarités	63
3.5.1	Description du modèle physique	64
3.5.2	Approximation du signal réel par la modélisation physique	65
3.6	Problématique de la persistance	68
3.6.1	Origine et modèle de la persistance	68
3.6.2	Calibration et estimation de la persistance	70
3.6.3	S'affranchir de la persistance	71
Chapitre 4	Mesures des performances du détecteur ALFA sur les données du CEA-IRFU	74
4.1	Caractérisation par le CEA-IRFU	76
4.1.1	Capacité inter-pixel (IPC)	76
4.1.2	Mesure de la persistance	77
4.1.3	Efficacité quantique (QE)	79
4.2	Développement des programmes d'analyse de données	80
4.2.1	Données traitées	80
4.2.2	Codes d'analyse	80
4.3	Bruit CDS et bruit de lecture	82
4.3.1	Mesure du bruit CDS	82
4.3.2	Correction du bruit CDS par les pixels de référence	83
4.3.3	Impact du bruit CDS sur la sensibilité de CAGIRE	85
4.4	Méthode de calcul du signal	87
4.4.1	Travail avec des rampes différentielles	87
4.4.2	Prendre en compte les non-linéarités	88
4.4.3	Caractérisation de l'écart à la linéarité sur le détecteur	90
4.4.4	Coefficient de non-linéarité	91
4.4.5	Mesure du signal sur des images du ciel	94
4.5	Choix de la polarisation de la diode : bruit, courant d'obscurité et gamme dynamique	95
4.5.1	Comparaison du bruit	96
4.5.2	Comparaison du courant d'obscurité	97
4.5.3	Gamme dynamique et gamme dynamique linéaire	98
4.5.4	Étude de la Gamme de mesure du signal	100
4.6	Mesure de la capacité du détecteur	101
4.7	Mesure du gain du détecteur : méthode de la Photon Transfert Curve	104
4.8	Évaluation du cross-talk et impact sur la PTC	107
4.8.1	Théorie et impact sur la PTC	107
4.8.2	Méthode de mesure du cross-talk sur notre détecteur	109
4.9	Mesure de l'offset et impact sur le pipeline de pré-traitement	111

Chapitre 5	Caractérisation du détecteur et de la caméra CAGIRE	115
5.1	Caractérisations de la chaîne de détection au CPPM	116
5.1.1	Plan de test	117
5.2	Caractérisation et intégration de la caméra à l'IRAP	120
5.2.1	Tests anticipés : Caractérisation de la chaîne de lecture	120
5.2.2	Plan de test : intégration de la caméra	124
5.3	Sommaire des calibrations nécessaires à CAGIRE	125
5.3.1	Données nécessaires aux simulations	125
5.3.2	Cartes de calibration nécessaires aux simulations et/ou à la pipeline de pré-traitement.	126
Chapitre 6	Simulation de la caméra CAGIRE	135
6.1	Principes des simulations	135
6.2	Paramètres de simulation	139
6.3	Simulation d'un sursaut γ	142
6.4	Simulation des non-linéarités	143
6.5	Simulation de la persistance	143
6.6	Exemple d'une rampe simulée	144
Chapitre 7	Pré-traitement des images acquises par CAGIRE	155
7.1	Pipeline de pré-traitement	156
7.1.1	Cartes de calibration	156
7.1.2	Schéma du pipeline de pré-traitement	157
7.1.3	Produits du pipeline	162
7.2	Performances temporelles du pipeline	164
7.3	Application du pipeline sur des images du ciel	164
7.3.1	Pré-traitement des images RATIR	165
7.3.2	Résultats	166
7.4	Validation des performances du pipeline sur des images simulées	168
7.4.1	Performances générales	170
7.4.2	Mesurer le signal avant la saturation	172
7.4.3	Traiter avec les non-linéarités	174
7.4.4	Impact de la correction par le champ plat	176
7.4.5	Impact de la persistance sur la détection de sources	177
7.4.6	Impact du cross talk sur la détection de sources	180
7.4.7	Conclusions sur la validation du pipeline sur les images simulées.	181
Chapitre 8	Conclusions & perspectives	184
Bibliographie		189
Annexe A	Annexe 1	194
1	Schéma électrique de CAGIRE	194
2	Calculs détaillés de la section 3.5	195
3	Comparaison détecteurs	196
4	Articles et poster	204

Table des figures

1.1	Illustration d'un sursaut γ , adapté d'un schéma de la NASA. Les principaux éléments décrits dans ce paragraphe y sont présentés : le moteur central, les chocs internes à l'origine de l'émission prompte et le choc externe avec le milieu intergalactique de l'émission rémanente, ainsi que les différentes radiations. L'ensemble de la structure représentée ici est un phénomène temporaire.	2
1.2	Courbe de lumière d'un sursaut à un seul pic, avec un précurseur (Kuznetsov et al., 1986)	4
1.3	Distribution de la valeur du T_{90} pour 427 sursauts du 3ème catalogue BATSE. Issue de Meegan et al. (1996)	5
1.4	Schéma des différentes phases de l'émission rémanente en bande X. Issu de Zhang et al. (2006)	6
1.5	Schéma des différentes phases de l'émission rémanente dans le visible. Les traits pleins traduisent le scénario le plus commun. Issu de Li et al. (2012)	7
1.6	Spectre de l'émission rémanente du sursaut GRB 050904, acquis avec le télescope Subaru/FOCAS, 2 jours après la détection du sursaut. On y observe les raies S_{II} , Si_{II} , O_I , C_{II} ainsi que la coupure Lyman- α , représentée dans le carré en haut de l'image. Spectre issu de Kawai et al. (2006).	9
1.7	Images du sursaut γ GRB090429B, de redshift $z = 9.4$, dans différentes longueurs d'onde (bandes z à K). Nous observons que le sursaut n'est pas détectable dans les bandes visibles et proche infrarouge (z et J) mais devient brillant en H et K. Tiré de Cucchiara et al. (2011)	10
1.8	Densité du taux de formation stellaire en fonction du redshift en gris. La courbe bleue hachurée prend en compte les galaxies sous le seuil limite de détection. Les points rouges représentent le taux de formation de sursauts γ , avec peu d'information au delà de $z > 6$, tiré de Tanvir et al. (2021).	13
1.9	Frise de l'évolution de l'univers, en remontant depuis aujourd'hui jusqu'au big bang, en termes de milliards d'années (axe du bas) ou de redshift (axe du haut). On peut y voir les étoiles de population III à $z > 10$, la période de ré-ionisation ($6 < z < 12$) et les galaxies actuelles. image adaptée de NASA, ESA, and A. Feild (STScI).	15

1.10	Histogramme du nombre de sursauts observés en fonction de la période considérée (périodes de 5 ans). La distribution violette concerne les sursauts ayant un redshift $4 < z < 5$, la distribution verte les sursauts tel que $5 < z < 6$ et la distribution cyan ceux ayant un redshift $z > 6$. La ligne violette représente la période de fonctionnement du satellite <i>Swift</i> , la ligne rose la période de fonctionnement de l'imageur GROND (Gamma-ray Burst Optical/Near-infrared Detector) à l'observatoire de La Silla au Chili. Ce dernier n'est plus pleinement dédié à l'observation des sursauts détectés par <i>Swift</i> depuis Octobre 2016, ce qui est représenté par la ligne en pointillé. La ligne orange correspond à la période de fonctionnement de l'imageur RATIR à San Pedro Mártir, Baja California, au Mexique (Butler et al., 2012). Ces trois instruments sont les principaux contributeurs à la détection et à la mesure du redshift des sursauts à grand redshift jusqu'en 2023. La ligne rouge au lancement de SVOM, opérant conjointement avec la caméra CAGIRE sur le télescope COLIBRÍ.	19
2.1	Schéma du satellite <i>SVOM</i> et de ses instruments.	26
2.2	Schéma du GRM. A gauche : vue détaillée d'un détecteur. Crédit : IHEP, svom.eu	28
2.3	Photo d'ECLAIRs (gauche), et schéma de l'instrument ECLAIRs (droite). Credit : CNES/APC/, svom.eu	28
2.4	Schéma du télescope MXT. L'optique à l'entrée du télescope a un diamètre de 24 cm et un poids de 2 kg, La structure avec une distance focale de 1,15 m est composée en fibre de carbone avec la caméra au foyer. L'ensemble complet (optique, tube, radiateur, caméra et ordinateur de bord) pèse 35 kg. Crédit : CEA/CNES, svom.eu	29
2.5	Chemins optiques (à gauche) et réponses spectrales (à droite) des deux canaux rouge et bleu du télescope VT Crédit : svom.eu	30
2.6	Schéma de la séquence de localisation d'un sursaut γ	30
2.7	Localisation des Stations VHF autour de la terre. Les cercles verts sont les stations déployées et les cercles gris les stations à installer.	32
2.8	Vision panoramique de l'installation GWAC à l'observatoire Xinglong (Beijing, Chine) montrant 4 montures GWAC (à droite) et les télescopes de 60 cm et 30 cm (à gauche). Crédit : NAOC	33
2.9	Le dôme et le télescope de suivi au sol chinois (C-GFT) de 1.2 m de diamètre, à l'observatoire de Jilin (Jilin, Chine).	34
2.10	Localisation du télescope COLIBRÍ à San Pedro Mártir, Baja California, au Mexique. Localisation de l' <i>Observatorio Astronómico Nacional</i> (OAN) [A], Site d'occupation de COLIBRÍ par rapport aux autres télescopes du site [B]. Modèle du bâtiment principal [C]. Vue aérienne du site de construction des bâtiments de COLIBRÍ [D et E]. Image tirée de Lugo-Ibarra et al. (2022).	35

2.11	Le télescope COLIBRÍ à gauche, credit : OHP, et une observation photométrique du sursaut GRB 090423 ($z = 8.0^{+0.4}_{-0.8}$) tirée de Tanvir et al. (2009) à droite. Les bandes photométriques observées par le télescope sont représentées en haut de la figure (droite)	36
2.12	Bandes photométriques de COLIBRÍ. Les bandes g,r,i ou gri d'une part, z,y ou zy d'autre part et J ou H sont observées simultanément.	37
2.13	Schéma de CAGIRE et de son électronique sur le télescope	41
2.14	Schéma du chemin optique de la lumière depuis le télescope jusqu'au détecteur de CAGIRE en passant par le WOB. Crédit : Langarica et al. (2022)	42
2.15	Schéma de la caméra	43
2.16	Schéma du cryostat	44
2.17	Architecture logicielle. Le logiciel CAGIRE est localisé dans l'ordinateur CAGIRE, "CAGIRE computer", et interagit avec les serveurs des différents périphériques.	46
2.18	Timeline du plan de caractérisation	47
3.1	Schéma de la couche sensible d'un pixel.	55
3.2	Diagramme de bande dans le cas d'un isolant, d'un semi-conducteur et d'un métal et localisation du niveau de Fermi.	56
3.3	Diagramme de bande d'une jonction P-N, associée aux zones correspondantes sur le schéma de la jonction. La création d'une paire électron-trou est schématisée côté N et dans la ZCE du diagramme de bande, par un disque blanc et un disque noir, entourés dans le schéma de la jonction. La diffusion de ces porteurs est illustrée dans le schéma de la jonction P-N.	58
3.4	Énergie de gap et longueur d'onde de coupure en fonction de la proportion de Cadmium dans le cristal de MCT. La courbe est issue de Hansen & Schmit (1983).	60
3.5	Schéma d'un pixel SFD	61
3.6	Rampe du signal en sortie de la chaîne de lecture pour un pixel éclairé par un flux constant. Le signal est échantillonné toutes les 1,33 s. La saturation est atteinte autour de la frame 60.	62
3.7	Schéma de la chaîne de détection	63
3.8	Schéma des différentes étapes de la conversion des charges en tension pour une photodiode p-n. Issu de Theuwissen (2017).	64
3.9	Signal approximé en fonction du temps et résidus associés en pourcentage du signal	67

3.10	Schéma des étapes de capture et d'émission de charges par les défauts de la ZCE lors des mécanismes de persistance. La première étape correspond à la fin d'une acquisition, les défauts situés dans la zone neutre N ont capturé un électron. Ensuite, sur la figure du milieu, le reset est appliqué et la ZCE s'étend (diode polarisée en inverse). Les défauts initialement présents dans la zone neutre se retrouvent dans le ZCE. Ils émettent peu à peu leur électron, pour retrouver un état neutre. La dernière figure correspond au moment où tous les pièges ont émis leur électron, la ZCE s'est contractée sous l'effet de l'accumulation des porteurs émis. Adapté de LeGoff (2022).	69
4.1	Signal médian de la persistance accumulée en fonction du temps, en nombre d'électrons accumulés, après une illumination à 200 % de la saturation. La courbe marron représente la totalité du signal intégré. Les courbes P1, P2 et P3 correspondent aux 3 composantes de l'équation 4.1.	78
4.2	a. Histogramme des constantes d'amplitude de persistance(gauche) et b. Histogramme des constantes de temps de persistance, échelle logarithmique (droite)	79
4.3	Rampe médiane sur un fichier CDS	83
4.4	Carte du bruit de lecture en électrons [gauche] et histogramme associé. [droite]	83
4.5	Schéma de la correction par les pixels de référence. La lecture se fait ligne par ligne de haut en bas. Adapté de Kubik et al. (2014)	84
4.6	Carte du bruit de lecture en électrons, après correction par les pixels de référence [gauche], et histogramme associé [droite].	85
4.7	a. Rampe initiale [gauche] et b. rampe différentielle construite à partir de la rampe de gauche [droite].	88
4.8	Cartographie et histogramme de la dynamique atteinte pour un écart à la linéarité de 5%. L'échelle de couleur de la cartographie correspond à la valeur de la dynamique par pixel en ADU pour un écart à la linéarité de 5%	91
4.9	Cartographie et histogramme du pourcentage d'écart à la linéarité à un niveau de 70% de la saturation. L'échelle de couleur de la cartographie correspond à la valeur du pourcentage d'écart à la linéarité à un niveau de 70% de la saturation.	92
4.10	Signal [ADU] en fonction du numéro de frame pour un flux de A_0 ADU/frame (bleu) et un flux de $A'_0 = 2 \times A_0$ ADU/frame (orange). Les droites en pointillés représentent le signal linéaire. Les lignes verticales larges représentent la non linéarité à la frame k et à la frame k', pour un même niveau de signal sur les deux courbes. On observe que la non linéarité est la même pour le même niveau de signal à $k' = \frac{k}{2}$.	93
4.11	Histogramme du coefficient γ coefficient. La médiane de l'histogramme se trouve autour de $-5.6 \times 10^{-6} \text{ ADU}^{-1}$ avec un écart-type de 2.57 ADU^{-1} .	94
4.12	Rampe médiane sur un fichier de dark pour une tension $V_{SUBPV} = 0.8 \text{ V}$	98

4.13	Rampe médiane sur un fichier illuminé par un corps noir à 340K en pixel reset option 1 pour $V_{SUBPV} = 0,8 V$	99
4.14	Exemple de courbe du bruit ² en fonction de l'inverse de la capa, sur le fichier en reset par pixel option1 pour une tension $V_{SUBPV} = 1,0 V$. . .	103
4.15	Carte de la capacité	103
4.16	Photon Transfert Curve médiane sur 3 pixels de gains différents (points) et ajustement en ligne pointillée.	105
4.17	Cartographie et histogramme du gain calculé sur 60 rampes de 6 points échantillonnés toutes les 10 frames.	106
4.18	Répartition du signal dans les pixels voisins au pixel central	108
4.19	Schéma de l'architecture du détecteur. Les pixels violets représentent les pixels actifs, les pixels verts sont les pixels de référence et les pixels sous reset permanent sont présentés en orange. Les lignes de pixels en rouge présentent des capacités différentes et les pixels en bleu sont des pixels de test.	110
4.20	Illustration du signal sur une ligne comportant un pixel adjacent à un pixel sous reset, et extrapolation du signal à ce pixel adjacent. Les étoiles bleues correspondent à la somme du signal de 64 pixels consécutifs de la ligne du détecteur indiquée en abscisse. La droite orange correspond à l'ajustement de ce signal et à son extrapolation à la ligne 2043, qui donne la valeur A du pixel adjacent au pixel sous reset. Le point vert correspond à la valeur B du pixel adjacent au pixel sous reset. Nous mesurons sur cet exemple un cross-talk de 0.77%.	111
4.21	Rampe différentielle médiane sur les pixels actifs du détecteur. La première image (frame n°2 - frame n°1 de la rampe brute) montre un signal élevé de plus de 8% par rapport au reste de la rampe. La légère décroissance au début de la rampe différentielle est provient de la persistance présente sur les mesures dans l'obscurité, qui se traduit par une décroissance sur une rampe différentielle.	112
5.1	Photos des différents composants de la chaîne de lecture. A.PA et CL , B.PA et CL dans le boîtier de protection et C. face avant du NGC2, avec le LLCU.	120
5.2	Fonction de transfert du NGC. Signal de sortie en ADU en fonction de la tension d'entrée en V. La pente représente le gain et vaut ici en moyenne 11 731 ADU/V	122
5.3	Fonction de transfert du NGC relié au PA. Signal de sortie en ADU en fonction de la tension d'entrée en V. La pente représente le gain et vaut ici en moyenne 51 308 ADU/V	123
5.4	Fixation de la baie électronique sur le télescope à l'OHP	124
5.5	a. Carte du niveau d'offset [ADU](gauche) et b. carte du niveau de saturation [ADU](droite).	127
5.6	Carte du niveau à 70% de la saturation [ADU]	128
5.7	Carte du courant d'obscurité [e-/s]	128

5.8	Gauche : histogramme du courant d'obscurité pour un temps d'exposition du détecteur de 60266 secondes, et limite des pixels chauds (ligne verte en pointillé). La courbe rouge représente l'opérabilité (fraction de pixels avec un courant d'obscurité supérieur à la valeur de l'axe des abscisses), qui peut être lue sur l'échelle verticale de droite. Droite : Rampe d'un pixel chaud dans le noir (bleu) et rampe d'un pixel normal (orange).	129
5.9	Gauche : Histogramme du signal sous illumination et limite des pixels froids et morts (ligne en pointillé verte), echelle log. La courbe rouge représente la distribution cumulative , car les pixels d'intérêt sont situés avant le maximum de l'histogramme. Droite : rampe d'un pixel froid (rampe bleue) et d'un pixel opérationnel (rampe orange).	130
5.10	a. Histogramme du coefficient γ (gauche) et b. carte du coefficient γ (droite).	131
5.11	Carte du champ plat détecteur	132
6.1	Schéma des différentes étapes de la simulation des images différentielles, ensuite sommées pour construire la rampe. La première étape permet de créer une frame A comportant les effets qui sont indépendants de la frame simulée. La deuxième étape permet de créer les images différentielles d_k de la rampe, à partir de la carte A, en lui ajoutant les effets dépendant de la frame considérée. La rampe différentielle est construite en répétant la création de d_k pour $k=1, \dots, N$	138
6.2	Schéma de construction de la rampe et de la fin de la simulation. La rampe est construite comme la succession des frames F_k , telles que $F_{k+1} = F_k + dk$. Une fois la rampe de signal S construite, les derniers effets indépendant de la frame considérée sont ajoutés : le bruit de lecture, l'offset et l'écrêtage à la saturation.	139
6.3	Courbe reconstruites de (a) la magnitude et (b) du flux, émis par le GRB 090423 en fonction du temps. Le temps commence à 300s, soit 5min après la détection du sursaut, qui est le temps nécessaire à Colibri pour recevoir l'information et commencer à acquérir une rampe.	142
6.4	Rampes simulées pour le GRB 090423 (losanges verts), pour une étoile de magnitude proche de celle du sursaut simulé (étoiles jaunes), pour une étoile saturante (carrés violets), pour un pixel impacté par un rayon cosmique (croix rouges), rampe médiane du fond de ciel (points bleus).	145
6.5	Image en sortie du simulateur, comprenant tous les effets détecteur mentionnés.	145
6.6	a. Étape 1, image des sources avant ajout de tout autre effet. b. Ajout du fond de ciel, étape 2. Le signal simulé (en e- accumulés) avant ajout est présenté en bleu. Le signal simulé (en e- accumulés) après ajout du fond de ciel est présenté en orange.	148
6.7	a. Multiplication par le flatfield, étape 4. et b. Ajout du courant d'obscurité, étape 5. Le signal simulé (en e- accumulés) avant ajout est présenté en bleu. Le signal simulé (en e- accumulés) après ajout courant d'obscurité est présenté en orange. Le courant d'obscurité étant très faible, les deux histogrammes ne présentent quasiment aucune différence.	149

6.8	Ajout des pixels morts, étape 6. La figure de gauche représente une zone du détecteur avant ajout des pixels morts, et la figure de droite la même sonne après ajout. Le pixel mort ajouté dans cette zone est entouré en rouge.	150
6.9	Ajout de la statistique de photons, étape 7. Le signal simulé (en e-accumulés) avant ajout est présenté en bleu. Le signal simulé (en e-accumulés) après ajout du bruit de photons est présenté en orange. . .	150
6.10	Ajout de la persistance, étape 8. L'image de gauche présente une zone avant ajout de la persistance, et la figure de droite la même zone après ajout. Les pixels impactés par de la persistance sont entourés en rouge.	151
6.11	Ajout de l'impact d'un rayon cosmique, étape 9. La rampe verte correspond à une rampe avant impact du cosmic et la rampe rouge à la rampe après ajout du cosmique.	151
6.12	a. Ajout du cross-talk, étape 10. Histogramme du signal en électrons avant (bleu) et après (orange) ajout du cross-talk. Nous observons que le cross talk à peu d'impact sur le signal, hormis un très léger étalement. b. Ajout de l'impact des non-linéarités étape 11. La rampe verte correspond à une rampe avant ajout des non-linéarités et la rampe orange à la rampe après ajout des non-linéarités.	152
6.13	a. Ajout du bruit de lecture, étape 2. Histogramme du signal en électrons avant (bleu) et après (orange) ajout du bruit de lecture. Nous observons que le bruit de lecture étale le signal. b. conversion du signal en ADU, étape 13, seule l'échelle de la cartographie change.	153
6.14	Ajout de l'offset en ADU, étape 14, et de la saturation, étape 15. . . .	154
7.1	Pipeline de pré-traitement pour des rampes avec $N \geq 2$ frames. RC : Rayons Cosmiques, NL : Non-Linéarité.	158
7.2	Gauche : Rampe différentielle d'un pixel impacté par un rayon cosmique à la frame $k=18$, et limite d'identification des rayons cosmiques (madLim). Droite : Rampe du même pixel et son ajustement avant (rouge) et après (vert) correction de la mesure de signal par notre méthode.	160
7.3	Rampes simulées pour le GRB 090423 (vert), pour une étoile de magnitude proche de celle du GRB simulé (jaune), pour une étoile saturante (violet), pour un pixel impacté par un rayon cosmique (rouge) et pour la rampe médiane du fond de ciel (bleu). Les lignes pleines sont les mesures de signal associés, calculés par le pipeline de pré-traitement.	163
7.4	(1) dernière frame de la rampe (gauche) et (2) résultat du Préproc corrigé du flatfield (droite)	163
7.5	Exemple d'une carte de flux et de l'erreur associée, dans la bande H . .	165
7.6	Exemple de défaut de la carte de signal, identifié comme une source par <code>Source Extractor</code>	167
7.7	Comparison of the magnitudes measured by <code>Source Extractor</code> with magnitudes in the <i>2MASS</i> All-Sky Catalog of Point Sources	168
7.8	a. Carte du ciel simulée et traitée par le PreProc, le sursaut est localisé par une flèche noire (gauche), et b. zoom sur le GRB simulé, le pixel central est saturé (droite).	169

7.9	a. Flux avant (gauche) et b. après correction par le flatfield (droite)	169
7.10	Différence entre les magnitudes estimées par <code>Source Extractor</code> et les magnitudes <i>2MASS</i> magnitudes, en fonction des magnitudes <i>2MASS</i> . a. Pour un champ de vue centré autour de $[RA ; DEC] = [148.895^\circ ; 18.6^\circ]$ et b. Pour un champ de vue centré autour de $[RA ; DEC] = [214.477^\circ ; -45.411^\circ]$	171
7.11	Carte du ciel sur une région centrée autour de $[RA ; DEC] = [214.477^\circ ; -45.411^\circ]$, avec une plus grande densité d'étoiles.	172
7.12	Différence entre les magnitudes estimées par <code>Source Extractor</code> et les magnitudes <i>2MASS</i> , en fonction des magnitudes <i>2MASS</i> . Les points orange sont les résultats obtenus avec le pipeline complet, présenté figure 7.10(a). Les points bleus sont les magnitudes calculées avec les pixels saturés mis à la saturation.	173
7.13	Différence entre les magnitudes estimées et les magnitudes <i>2MASS</i> , en fonction des magnitudes <i>2MASS</i> . Les points orange sont obtenus avec le pipeline complet, présentés figure 7.10(a). Les points bleus sont les magnitudes calculées pour un signal estimé comme valeur médiane de la rampe, donc sans effectuer la correction des non-linéarités.	175
7.14	Histogramme du signal de fond de ciel, avec et sans correction de la non-linéarité (NL). L'histogramme orange correspond au signal mesuré par le pré-traitement, incluant la correction de la NL décrite en 6.4. Pour l'histogramme en bleu, le signal est calculé en mesurant la médiane de la rampe différentielle, sans corriger les NL.	175
7.15	Différence entre les magnitudes estimées par <code>Source Extractor</code> et les magnitudes <i>2MASS</i> , en fonction des magnitudes <i>2MASS</i> . Les points orange sont les résultats obtenus avec le pipeline complet, présentés figure 7.10(a). Les points bleus sont les magnitudes calculées sur la carte de signal non corrigée du flatfield.	176
7.16	Signal de persistance médian intégré en fonction du temps en échelle log, après une illumination à deux fois le niveau de saturation, à $t=0$. Le signal de persistance totale, $P(t)$, est tracé en rouge. Les courbes bleu, orange et verte représentent respectivement la première, la seconde et la troisième composante de l'équation 4.1. Les lignes verticales roses, représentent le signal de persistance accumulé pendant une acquisition de 60 s, terminant à $t = 60$ s, $t = 120$ s, $t = 180$ s, $t = 240$ s, et $t = 300$ s. Cette hauteur doit être comparée à la taille des lignes noires, représentant le signal du ciel (3σ) en bande J, pour une exposition de 60 s.	177

7.17	Rampes simulées (pointillés) et signal estimé par le pipeline de pré-processing (lignes pleines) pour un pixel impacté ou non par la persistance. La courbe en cyan représente le signal impacté par la persistance, sans délai entre les deux acquisitions. Les courbes rouge, orange, jaune, et violette représentent le signal du même pixel impacté par de la persistance avec des délais de 1min, 2min, 3min et 5min respectivement. La droite noire représente le signal impacté par de la persistance mais corrigé par le pipeline. Finalement la courbe verte représente le signal sans impact de la persistance. La région verte est l'erreur à 1σ sur l'estimation du signal.	179
7.18	Histogramme de la différence entre les magnitudes estimées sur une carte avec cross talk et les magnitudes estimées sur une carte sans cross talk. On note une différence de -0.0033 ± 0.14 mag	181
A.1	schéma d'architecture électronique	194

Liste des tableaux

1.1	Nombre de sursauts détectés selon le redshift mesuré. 3 sursauts seulement, avec un redshift $z > 4$ ont été détectés par des satellites autres que Swift.	17
2.1	Exigences sur les caractéristiques de COLIBRÍ	34
2.2	Valeurs du signal attendues et fluctuations en e-/pix. Les valeurs en gras indiquent quand les fluctuations du fond de ciel sont dépassées par le bruit instrumental.	39
2.3	Performances de CAGIRE	40
3.1	Caractéristiques nécessaires à CAGIRE	53
3.2	Caractéristiques théoriques du détecteur	54
3.3	Ordres de grandeur attendus ou connus pour les paramètres de l'ajustement	66
3.4	Paramètres obtenus en ajustant les données par le modèle	67
4.1	Caractéristiques du détecteur étudié, nécessité de correction et étape de caractérisation au cours de laquelle elles ont été ou seront mesurées. . .	74
4.2	Paramètres de persistance mesurés au CEA pour une illumination à 200 % de la saturation (médiane sur les pixels actifs)	78
4.3	Caractéristiques mesurées	79
4.4	Fichiers utilisés dans ce chapitre	80
4.5	Fonctions développées pour la thèse. NL= non-linéarité	81
4.6	Paramètres du calcul du ratio SNR	86
4.7	Résultat pour une pose dans la bande J	87
4.8	Résultat pour une pose dans la bande H	87
4.9	Comparaison des valeurs de signal, variance, χ^2 et χ^2 réduit pour les trois fonctions de non-linéarité décrites. Ces valeurs sont des valeurs médianes sur les pixels actifs du détecteur.	89
4.10	Bruit de lecture mesuré sur chaque fichier [ADU]	97
4.11	Bruit total mesuré sur chaque fichier [ADU]	97
4.12	Courant d'obscurité en ADU/frame de 300s et // conversion en électrons/s	98
4.13	Valeur médiane de la gamme dynamique en ADU, calculée sur les pixels actifs.	99
4.14	Valeur de la gamme dynamique en ADU	100

4.15	Estimation du signal en fonction de la gamme de mesure, erreur associée, χ^2 et pourcentage de déviation à la linéarité associé à cette gamme de mesure. Les dernières colonnes donnent le nombre de frames utilisées pour calculer le signal et la gamme dynamique associée. Le fichier étudié est en reset par pixel option 1 avec une polarisation $V_{SUBPV} = 1,0 V$.	101
4.16	Gain mesuré sur la zone considéré et écart-type associé.	106
4.17	Cross-talk médian par bord du détecteur, mesures faite sur une frame corrigée des pixels de référence.	110
4.18	Caractéristiques mesurées au CEA ou à l'IRAP	113
5.1	Plan des tests effectués au CPPM par ordre chronologique. Les longueurs d'onde λ_1 et λ_2 valent respectivement 1250 nm et 1630 nm, pour se rapprocher du centre des bandes J et H. PPP signifie Pipeline de pre-processing, et indique les mesures nécessaires au pipeline de pré-traitement.	119
5.2	Caractéristiques nécessaires au pré-traitement et aux simulations. Pre-proc = Pré-traitement.	133
7.1	Tableau des temps caractéristiques du pipeline de pré-processing pour traiter les 4 millions de pixels.	164
7.2	Nombre de sources extraites dans nos cartes, nombre de sources extraites associées au catalogue <i>2MASS</i> , et pourcentage de "bonnes" extractions correspondant.	167
7.3	Parametres de <code>Source_Extractor</code>	170
7.4	Pourcentage de différence entre le signal mesuré avec et sans persistance, pour différents pixels et différents délais entre 2 acquisitions. Ces valeurs doivent être comparées au $\sim 6\%$ d'erreur sur le calcul du signal pour une rampe. Les 3 avant dernières colonnes traduisent la différence relative pour le signal après correction par le pipeline de pré-traitement. Les valeurs en gras excèdent l'erreur à 1σ sur l'estimation du signal. La dernière colonne donne la magnitude en de l'étoile à l'origine de la persistance.	180

CHAPITRE 1

Les sursauts gamma

Les sursauts γ comptent parmi les explosions les plus lumineuses de l'univers. Ce phénomène se traduit par un flash intense et bref de photons γ (émission prompte), suivi d'une émission multi-longueurs d'onde (des rayons X aux ondes radio) durant jusqu'à plusieurs jours (parfois jusqu'à plusieurs mois). Aujourd'hui un élément majeur de l'astronomie transitoire, ce ne sont pourtant pas des satellites scientifiques qui ont permis leur découverte, mais la recherche de trace d'explosions nucléaires par les satellites américains Vela à la fin des années soixante. Ceux-ci, chargés de contrôler le respect du *traité d'interdiction partielle des essais nucléaires* (1963) liant l'URSS, le Royaume-Uni et les États-Unis, sont alors équipés de détecteurs X et gamma et détectent en 1967 un signal inattendu en provenance de l'espace. Si les rayonnements cosmiques émis par le soleil ou le rayonnement des supernovæ étaient alors connus, le signal détecté n'y correspond pas, et deux autres satellites Vela équipés de détecteurs plus performants sont lancés, et vont permettre de préciser l'origine de ces rayonnements. Ces satellites permettent alors la détection de signaux γ avec les mêmes caractéristiques par plusieurs satellites de façon simultanée, en excluant des sources telles que le Soleil, la Lune ou les supernovæ. Avec la levée du secret militaire sur les données du programme Vela en 1973, la découverte des premiers sursauts gamma est alors rendue publique.

Depuis, différentes missions scientifiques se succèdent, jouant chacune un rôle dans la compréhension de ce phénomène, depuis sa localisation dans l'univers à son origine physique. Après avoir présenté les sursauts γ et les propriétés de leur émission en section 1.1, ce chapitre présentera quelques méthodes de mesure de leur distance cosmologique (redshift) en section 1.2. La section 1.3 mettra en avant l'utilisation de ces sursauts pour sonder l'univers. Finalement, la section 1.4 exposera les enjeux scientifiques associés à l'observation des sursauts γ à grand redshift.

1.1 Qu'est ce qu'un sursaut γ ?

L'observation des premiers sursauts gamma a soulevé de nombreuses questions sur leur origine et plus particulièrement sur la manière dont une telle énergie pouvait être produite. Où les sursauts γ sont-ils générés et à quelle distance ? Comment peut-on expliquer le pic d'énergie de l'émission prompt en X et en γ et sa forte variabilité temporelle ? (Fishman & Meegan, 1995). La découverte de l'émission rémanente en 1997 (Costa et al., 1997; van Paradijs et al., 1997) a posé de nouvelles questions, concernant par exemple la diversité des caractéristiques temporelles des émissions rémanentes observées sur une gamme allant des rayons X au visible.

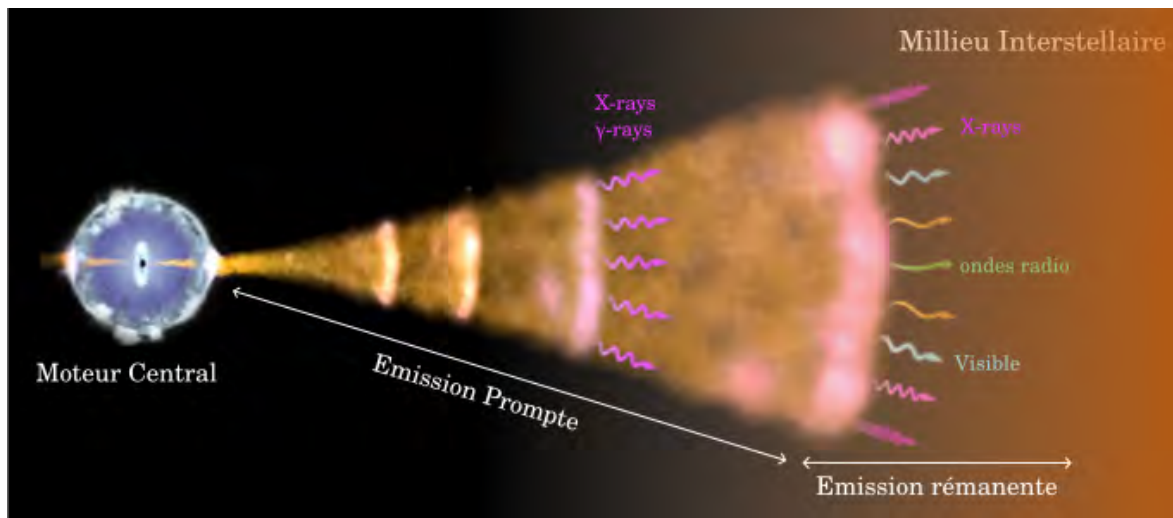


FIGURE 1.1. Illustration d'un sursaut γ , adapté d'un schéma de la NASA. Les principaux éléments décrits dans ce paragraphe y sont présentés : le moteur central, les chocs internes à l'origine de l'émission prompt et le choc externe avec le milieu intergalactique de l'émission rémanente, ainsi que les différentes radiations. L'ensemble de la structure représentée ici est un phénomène temporaire.

Au fil des observations et des missions spatiales, l'origine cosmologique des sursauts gamma a tout d'abord été confirmée, notamment par la mesure du spectre de l'afterglow visible (Metzger, 1997) et par l'observation de leurs galaxies hôtes (Fruchter et al., 1999), justifiant leur répartition isotrope. Au vu de l'énergie requise, l'apparition de sursauts γ peut alors s'expliquer par la fusion de deux objets compacts (comme des étoiles à neutrons) ou l'effondrement d'une étoile massive (Paczynski, 2001). Ces phénomènes violents entraînent la création d'un objet très compact, tel qu'un trou noir, ou une étoile à neutrons tournant très rapidement, appelé *moteur central* du sursaut, ou *progéniteur* (voir figure 1.1). La matière environnant le moteur central, n'est plus maintenue par la pression interne des objets à l'origine du trou noir, et s'effondre vers le centre du moteur central. Cependant, la rotation très rapide de cette matière l'empêche de tomber dans l'objet compact, et entraîne la formation d'un disque d'accrétion de matière (Vedrenne & Atteia, 2009).

Lorsque la matière en rotation freine, elle chute sur l'objet compact, et libère alors de l'énergie entraînant la propulsion d'un jet d'électrons, de positrons, de particules γ , d'une petite quantité de matière baryonique et de champs magnétiques. Lors de cette phase, l'éjecta atteint des vitesses relativistes le long de l'axe de rotation du disque d'accrétion, et le jet n'étant pas transparent, l'énergie (thermique ou magnétique) des particules est convertie en énergie cinétique, entraînant l'expansion et l'accélération de l'éjecta et la diminution de sa température. Lorsque la plupart de l'énergie est convertie en énergie cinétique, le jet cesse d'accélérer, mais continue à s'étendre, en perdant en densité de matière, jusqu'à devenir transparent (optiquement mince), laissant la possibilité aux radiations de s'échapper. Les détails de ces processus complexes ont été décrits par plusieurs auteurs, par exemple dans les excellentes revues de T. Piran (Piran, 1999, 2004).

De plus, les différentes couches éjectées par le moteur central ont des vitesses différentes. Les couches les plus rapides entrent en collision avec les plus lentes, conduisant à des chocs relativistes appelés chocs internes (Daigne & Mochkovitch, 1998), qui ont lieu au-delà de la photosphère. Les particules accélérées pendant ces chocs produisent des photons énergétiques, en capacité de s'échapper du fait de la transparence du jet, qui sont ainsi à l'origine de **l'émission prompte** décrite dans la section suivante.

Finalement, lorsque les différentes vagues du jet relativiste rencontrent le milieu inter-stellaire plus froid, deux chocs externes apparaissent. Le premier, *le choc en retour*, revient en sens inverse et se propage dans l'éjecta. Le second, *le choc avant*, se propage dans le milieu environnant, et est responsable de **l'émission rémanente**. Le jet est alors décéléré, et les particules accélérées produisent l'émission rémanente détectable en rayons X, dans le visible et/ou les ondes radios (Wijers et al., 1997). Cette émission est décrite en section 1.1.2.

1.1.1 L'émission prompte

L'émission prompte se caractérise par un flash très énergétique court, en général de moins de 100s, présentant souvent une forte variabilité. L'observation de sursauts γ conduit à l'obtention de courbes de lumière de formes variées, avec des échelles de temps allant de quelques millisecondes à quelques dizaines de secondes (voir fig.1.3), et un flux intégré sur la durée de l'émission (fluence), allant de $\sim 10^{-8}$ erg/cm² à plus de $\sim 10^{-3}$ erg/cm² (Fishman et al., 1994). Un grand nombre de sursauts présentent un pic très fort suivi d'une décroissance plus lente, mais de nombreux autres profils sont observés, restreignant l'établissement d'un modèle paramétrique des courbes de lumière. Certains sursauts présentent par exemple des pics additionnels, ou encore une structure temporelle fine avant le pic principal de l'émission prompte. Moins intense, cette émission est appelée *précurseur*, et ne concerne qu'une faible fraction des sursauts γ (Vedrenne & Atteia, 2009).

Si la forme des courbes de lumière n'est pas universellement admise, l'analyse des durées de l'émission prompte des sursauts γ montre deux populations distinctes. La mesure de la durée des sursauts se fait en mesurant l'intervalle commençant lorsque 5% des comptages ont été enregistrés par le détecteur et finissant lorsque 95% des comptages ont

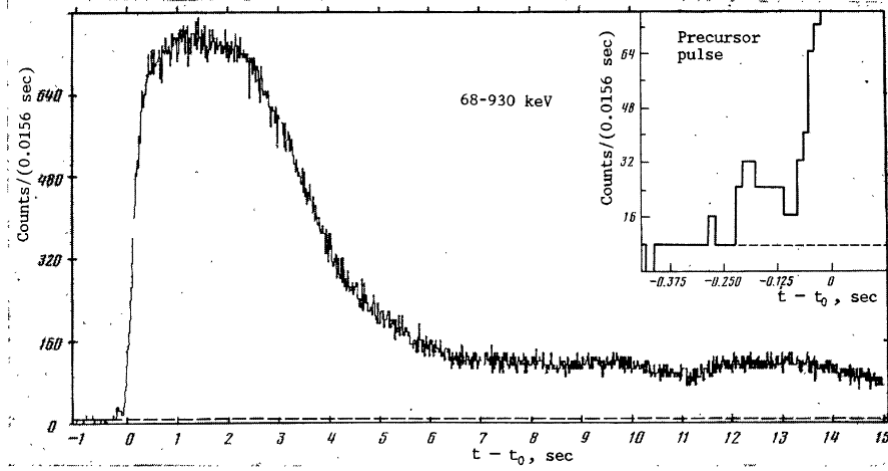


FIGURE 1.2. Courbe de lumière d'un sursaut à un seul pic, avec un précurseur (Kuznetsov et al., 1986)

été enregistrés. Cette durée, notée T_{90} , correspond donc à la durée nécessaire pour que 90% des comptages du sursaut aient été enregistrés (Fishman et al., 1994). Dépendant des paramètres du déclenchement (gamme d'énergie et moment du déclenchement), cette valeur est cependant dépendante de l'instrument qui la fournit. En étudiant ces durées pour de nombreux sursauts Mazets et al. (1981) ont suggéré une distribution bi-modale avec des pics autour de 0,3s et de 20s. Ces observations ont été pleinement confirmées par les observations de BATSE (Kouveliotou et al., 1993), qui ont de plus permis de mettre en évidence des différences spectrales entre les sursauts courts et les sursauts longs. Cette bimodalité est illustrée par la figure 1.3, tirée de Meegan et al. (1996). Ces sursauts sont appelés respectivement « sursauts courts » et « sursauts longs » et n'auraient pas la même origine, comme nous le verrons dans la section 1.3.1.

Contrairement aux courbes de lumière, les spectres des sursauts γ présentent de nombreux points communs, comme celui d'émettre à haute énergie et d'avoir un profil spectral $N(E)$ [$\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$] sous forme d'une double loi de puissance. Connue sous le nom de fonction de Band, cette forme spectrale est modélisée par l'équation 1.1.

L'étude de 54 sursauts, a conduit Band et al. (1993) à extraire une fonction générique décrivant les spectres entre 20 keV et quelques mégaelectronvolts (1.1). La transition entre basse énergie et haute énergie s'observe pour $E_{break} = \frac{E_{peak}}{2+\alpha}(\alpha - \beta)$, avec E_{peak} l'énergie de pic, définie comme l'énergie du maximum de la courbe $E^2N(E)$. En normalisant ces formules par une énergie E_{piv} [keV] de normalisation choisie selon la gamme spectrale de l'instrument (généralement $E_{piv} = 100\text{keV}$), et en utilisant A_{norm} [$\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$] une normalisation du profil spectral calculée pendant l'ajustement, le spectre peut être décrit par la formule de l'équation 1.1 (Band et al., 1993) :

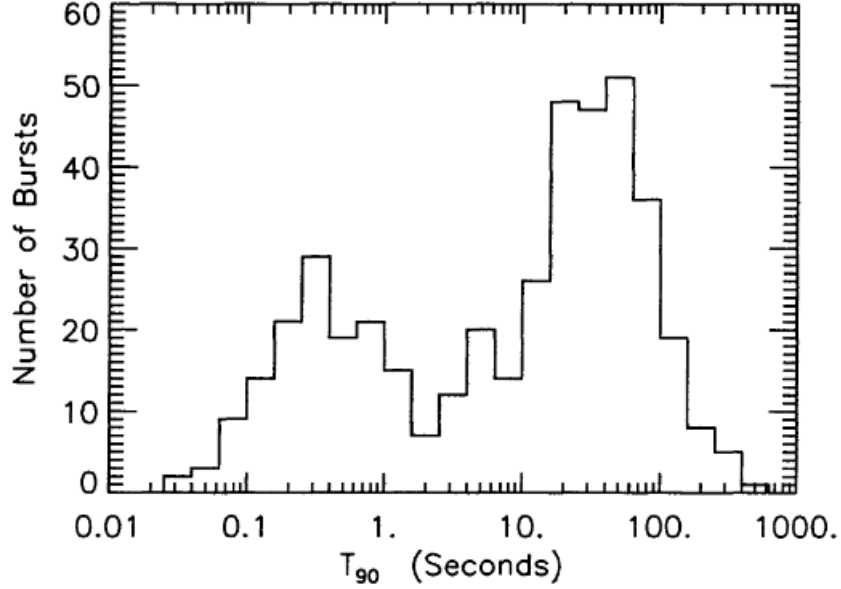


FIGURE 1.3. Distribution de la valeur du T_{90} pour 427 sursauts du 3ème catalogue BATSE. Issue de [Meegan et al. \(1996\)](#)

$$N(E) = A_{\text{norm}} \begin{cases} (E/E_{\text{piv}})^\alpha \exp \left[-\frac{E(\alpha+2)}{E_{\text{peak}}} \right] & \text{pour } E < E_{\text{break}} \\ (E/E_{\text{piv}})^\beta \exp(\beta - \alpha) \left[\frac{(\alpha-\beta)E_{\text{peak}}}{E_{\text{piv}}(\alpha+2)} \right]^{\alpha-\beta} & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.1)$$

Les paramètres typiques de cet ajustement donnent $\alpha = -1$, $\beta = -2.3$ et $E_{\text{peak}} = 150$ keV. Cependant, ces paramètres varient d'un sursaut à l'autre, et l'énergie de pic, qui s'étend de 10 keV pour les rayons X mous, à quelques MeV pour les spectres les plus durs, a permis de classer les sursauts γ . Les sursauts ayant une énergie $E_{\text{peak}} > 50$ keV sont considérés comme "typiques". Lorsque E_{peak} est inférieure à 30 keV, on parle de *flashes de rayons X* (*X-Ray Flashes ou XRF*). Entre les deux, $30 < E_{\text{peak}} < 50$ keV, ce sont des sursauts *Riches en rayons X* (*X-Ray Rich ou XRR*).

Par la suite, l'émission prompte ne sera évoquée que pour son utilisation lors de la détection des sursauts γ avec l'instrument ECLAIRs, présent sur le satellite de la mission *SVOM*, présenté dans le chapitre 2.

1.1.2 L'émission rémanente

L'émission rémanente, moins énergétique mais aussi plus longue que l'émission prompte, s'observe sur une large gamme de longueurs d'onde allant des ondes radios aux rayons X en passant par le visible et l'infrarouge. Si l'émission rémanente en bande X est quasiment toujours détectée, les émissions rémanentes optique et radio sont plus rares,

ou tout du moins plus difficiles à observer. Lorsque la contrepartie visible d'un sursaut est moins bien intense que ce qui est attendu au vu de la contrepartie en bande X du spectre, on parle alors de "*dark GRB*" ou de "*sursaut sombre*" (Jakobsson et al., 2004).

L'émission rémanente en bande X

L'évolution temporelle de l'émission rémanente peut être généralisée en différentes phases. Afin d'obtenir un ajustement de cette évolution temporelle, chaque segment de la courbe de lumière est ajusté par une loi de puissance, avec un indice de décroissance propre. Dans le cas des rayons X, nous observons 5 phases principales décrites par Zhang et al. (2006). L'ajustement typique d'une courbe de lumière en rayon X est tracé dans la figure 1.4, avec les indices de décroissance associés.

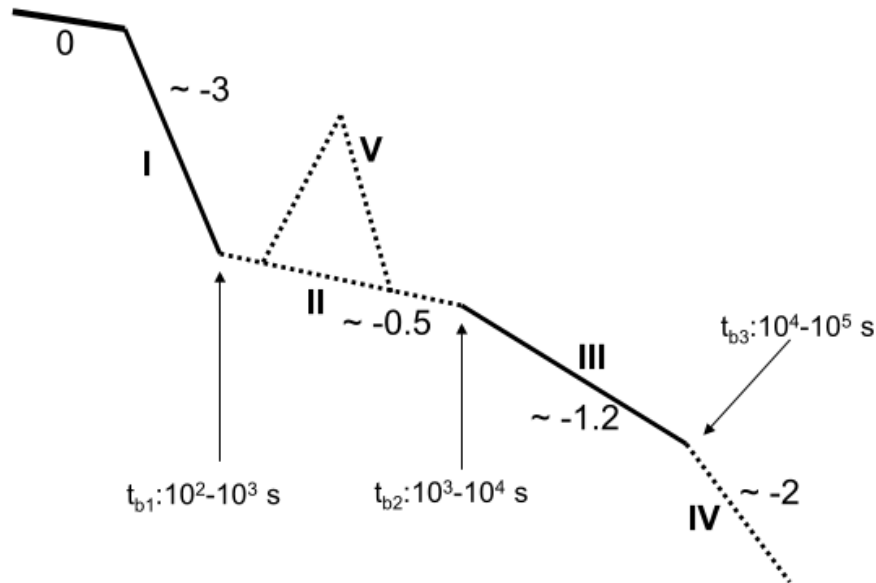


FIGURE 1.4. Schéma des différentes phases de l'émission rémanente en bande X. Issu de Zhang et al. (2006)

La courbe commence par une décroissance forte, commune à la plupart des sursauts, qui correspondrait aux conséquences de *l'effet de courbure* du jet. Cet effet peut être illustré de la façon suivante : si le jet arrête d'émettre des photons, un observateur percevra tout d'abord la partie centrale du jet comme éteinte, avant que cette zone éteinte ne s'étende vers des plus hautes latitudes. C'est la lumière de ces plus hautes latitudes que l'on observe dans la transition vers la phase II, durant 100 à 1000 s après le début de la détection, et dont l'indice α est compris entre -10 et -3. Cette phase est suivie d'une décroissance bien plus faible, observée sur une partie des sursauts seulement, appelée parfois plateau. La phase III, est liée à la décroissance prévue par le modèle standard, qui explique l'émission rémanente par l'émission synchrotron des électrons accélérés lors du choc du jet sur le milieu environnant. On observe ensuite ce que l'on appelle la cassure du jet (*jet break*) (Sari et al., 1999), la phase IV, liée au fait que

par suite des effets relativistes, l'émission reçue ne provient initialement que d'une toute petite partie du jet. Au fur et à mesure que le jet ralentit, l'observateur observe une partie de plus en plus grande du jet, et l'augmentation de la taille de la région émettrice compense en partie la décroissance du flux. Lorsque le jet a suffisamment ralenti pour que l'observateur voit l'émission de tout le jet, la décroissance du flux n'est plus compensée (partiellement) par l'accroissement de la taille de la région d'émission, et le signal reçu décroît plus rapidement, provoquant le *jet break*. Enfin, des pics plus aléatoires sont observés dans les premières heures de la courbe de l'émission rémanente. Ces pics, appelés *X-ray flares*, seraient liés à des chocs internes postérieurs à l'émission prompte, dus à une activité plus tardive du moteur central, d'après Zhang et al. (2006).

L'émission rémanente optique et les *sursauts sombres*

Si 90% des sursauts conduisent à la détection d'une émission rémanente en X, seulement 50% d'entre eux conduisent à une détection d'émission rémanente visible. L'observation de cette émission visible a constitué une avancée majeure dans l'étude des sursauts γ , en venant confirmer leur origine extra-galactique (van Paradijs et al., 1997).

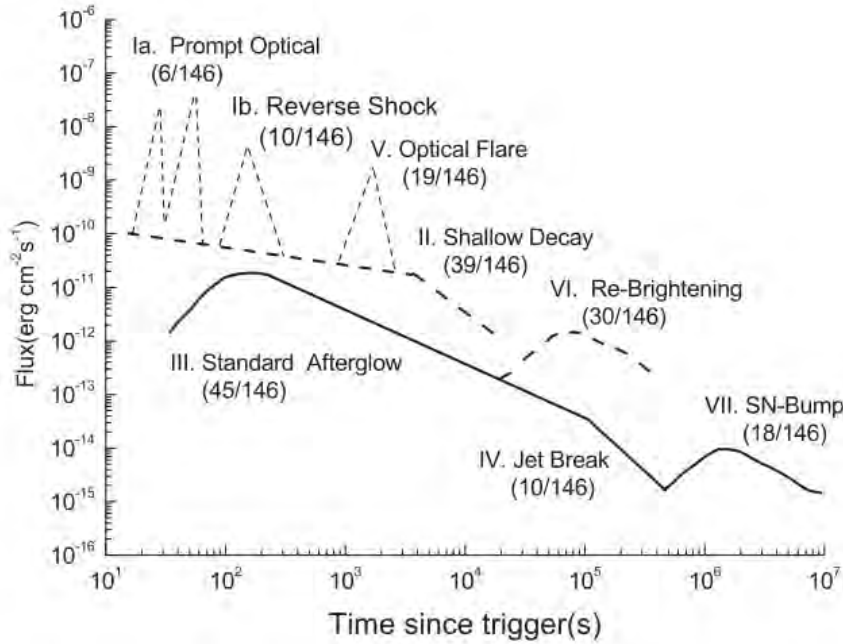


FIGURE 1.5. Schéma des différentes phases de l'émission rémanente dans le visible. Les traits pleins traduisent le scénario le plus commun. Issu de Li et al. (2012)

L'émission prompte visible, liée à l'émission prompte en γ , est représentée par la phase Ia de la figure 1.5, et est encore très mal connue car peu observée.

La forme de la courbe de lumière de l'émission rémanente visible la plus commune est généralement représentée par une loi de décroissance à deux paramètres, présentée en

traits pleins sur la figure 1.5, par les segments III et IV, séparés par la cassure du jet évoquée précédemment. Cette émission, présente des caractéristiques assez similaires à celles de l'émission en X. Parfois, mais rarement, ce schéma est complété par un plateau ou des flares. L'émission du choc en retour est un cas distinct, et peut être très intense comme très faible. Lorsqu'elle est observée, elle a lieu dans les 1000 premières secondes de l'émission rémanente. Ces différentes étapes sont analysées par Li et al. (2012) et présentées figure 1.5.

Comme nous l'avons vu au début de cette section, lorsque l'émission rémanente visible est très faible par rapport à l'émission rémanente en bande X, on parle alors de *sursaut sombre* (Jakobsson et al., 2004), et l'émission rémanente visible n'est parfois pas du tout détectée. Cette faible contrepartie visible trouve différentes explications, comme l'absorption de l'émission par la présence de poussière galactique ou de l'absorption dans l'environnement du sursaut (Vergani et al., 2004), par un fort redshift (voir section 1.2), ou encore un suivi optique trop tardif. Le taux de véritables *sursauts sombres* a été réévalué autour de 10% par Greiner et al. (2010) au lieu des 50% observés par Swift, du fait du manque d'observation plus poussée dû aux difficultés d'observation de cette contrepartie visible. Ces difficultés seront présentées dans la section 1.4.

1.2 Mesure du redshift par l'émission rémanente

C'est en 1929 qu'Edwin Hubble découvrit que l'univers était en expansion, impliquant un éloignement des galaxies les unes par rapport aux autres. Ce phénomène d'expansion est à l'origine de l'observation d'un décalage vers le rouge du spectre de la galaxie observée, décalage apparaissant comme plus grand pour les galaxies les plus éloignées. Ce décalage vers le rouge, nommé dans la suite *redshift* et noté z , offre ainsi une mesure de la distance qui sépare l'observateur de l'objet observé, grâce à la formule de l'équation 1.2. En notant z le redshift, la longueur d'onde mesurée par l'observateur est liée à la longueur d'onde émise dans le référentiel de la source par la relation :

$$1 + z = \frac{\lambda}{\lambda_0} \quad (1.2)$$

Il existe aujourd'hui deux méthodes principales pour mesurer le redshift, une basée sur l'identification des raies d'absorption présentes dans le spectre de l'émission rémanente, et une estimation photométrique basée sur l'observation de la coupure Lyman- α .

La première méthode est la plus précise mais nécessite l'accès à un spectre visible ou proche infrarouge de l'émission rémanente du sursaut. La détection de motifs de raies d'absorption dans le spectre visible ou proche infrarouge, permet d'identifier ces raies comme celles de certains éléments chimiques connus tels que le fer, le carbone, le silicium, l'oxygène... Afin d'illustrer cela, nous pouvons prendre le cas de l'émission rémanente du sursaut GRB 050904, (Kawai et al., 2006), pour lequel les raies d'absorption du silicium, de l'oxygène, du carbone ainsi que la coupure Lyman- α ont été observés. Le décalage de ces raies par rapport à leur position dans le spectre visible ou proche infrarouge

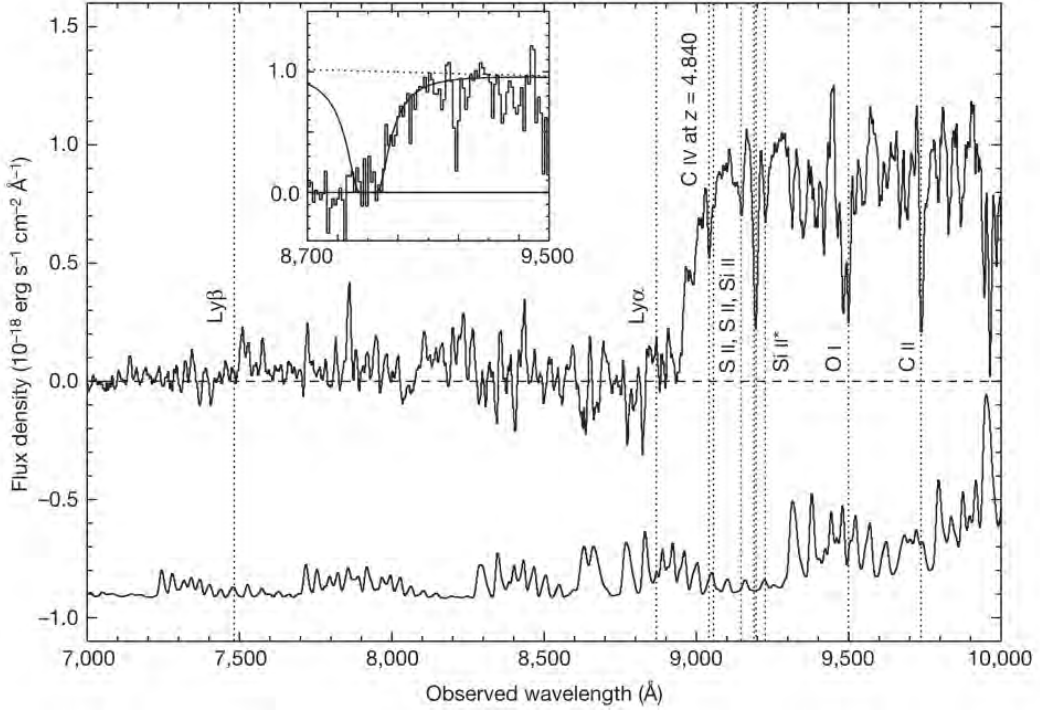


FIGURE 1.6. Spectre de l'émission rémanente du sursaut GRB 050904, acquis avec le télescope Subaru/FOCAS, 2 jours après la détection du sursaut. On y observe les raies $S_{II}, Si_{II}, O_I, C_{II}$ ainsi que la coupure Lyman- α , représentée dans le carré en haut de l'image. Spectre issu de [Kawai et al. \(2006\)](#).

permet alors de mesurer le redshift z grâce à la formule 1.2. Dans le cas du sursaut GRB 050904, le redshift a été mesuré à $z=6.295$ pour la galaxie hôte, et le spectre associé est donné figure 1.6.

Cependant, l'émission rémanente observée comporte des informations sur les éléments de la galaxie hôte, mais aussi sur tous les objets présents sur la ligne de visée. Dans le spectre présenté en figure 1.6, deux objets ont été associés à ces raies, le premier responsable des raies du carbone et le second n'étant autre que la galaxie hôte, responsable des autres raies. Par ailleurs, obtenir un spectre précis l'émission rémanente visible nécessite d'observer rapidement après la détection, avec des spectrographes très performants, présent seulement sur des télescopes équipés d'un miroir de grand diamètre (à partir de $D \sim 8m$). L'accès à ces télescopes et la rapidité d'observation demandée rendent ces observations parfois impossible, ce qui explique pourquoi seulement 30% des sursauts γ ont eu leur redshift mesurés.

La deuxième méthode, le redshift photométrique, consiste à observer la coupure **Lyman- α** dans les observations multi-longueurs d'onde ([Salvato et al., 2018](#)). Dans la galaxie hôte, tous les photons avec une longueur d'onde inférieure à 121,6 nm ont une énergie

suffisante pour ioniser l'hydrogène environnant et sont donc piégés dans la galaxie hôte, créant un déficit de photons dans le spectre, visible dans la figure 1.6, avant 8 700 Å. Pour des longueurs d'onde supérieures, les photons ne sont pas absorbés, et l'on observe une coupure dans le spectre au niveau de cette longueur d'onde à partir de laquelle les photons sont observables, appelée coupure Lyman- α . En prenant des images à différentes longueurs d'onde, il est possible de voir cette coupure et de mesurer la longueur d'onde à laquelle elle est observée. Le rapport entre la longueur d'onde mesurée pour cette coupure et sa longueur d'onde dans le référentiel de la galaxie hôte donne une estimation du redshift. Comme pour les raies d'éléments chimiques, à fort redshift, cette coupure est décalée vers le rouge, et s'observe par exemple à 973 nm pour un redshift de $z=7$. Le visible s'étendant environ de 380 nm à 780 nm, un sursaut avec un redshift de $z=7$ ne sera détectable que dans le proche infrarouge. Plus particulièrement, l'observation d'une émission rémanente dans l'infrarouge qui n'est pas détectable dans le visible peut indiquer la présence d'un objet à grand redshift, ce que l'on peut voir dans la figure 1.7. Ce type de mesure demande cependant d'observer l'émission rémanente dans le visible et dans le proche infrarouge simultanément. Cette méthode nécessite cependant un échantillonnage du spectre suffisamment précis pour s'assurer que la coupure observée n'est pas liée à la poussière mais bien à la coupure Lyman- α recherchée.

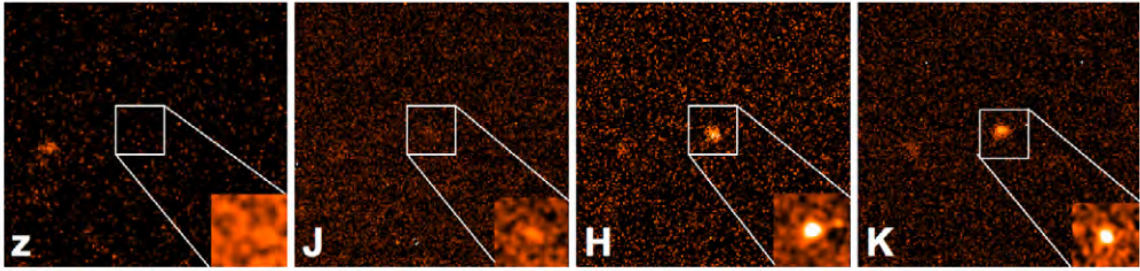


FIGURE 1.7. Images du sursaut γ GRB090429B, de redshift $z = 9.4$, dans différentes longueurs d'onde (bandes z à K). Nous observons que le sursaut n'est pas détectable dans les bandes visibles et proche infrarouge (z et J) mais devient brillant en H et K. Tiré de [Cucchiara et al. \(2011\)](#)

1.3 Les sursauts γ pour sonder l'univers

Pendant longtemps, l'exploration de l'univers distant s'est faite à travers l'observation de quasars très brillants (*QUAsi-Stellar Radiosource*), dont le redshift est mesuré en regardant la coupure Lyman- α dans deux longueurs d'onde au moins (voir section 1.2 pour la mesure de redshift) ou par spectroscopie. Cependant, du fait de la puissance de leur rayonnement, notamment dans les rayons X et les particules γ pour l'émission prompte, les sursauts γ peuvent également être utilisés comme des sondes de l'univers et ce même à très grand redshift, apportant avec eux des informations d'événements très vieux, dans un univers lointain. Leur puissance permet notamment de contourner les difficultés d'observation liées à la faible luminosité des objets les plus lointains. De plus, en traversant l'univers, l'émission rémanente transporte une empreinte des propriétés de

la galaxie hôte et des matériaux traversés le long de la ligne de visée (Vergani, 2013a). Quelle que soit la distance du sursaut observé, l'émission rémanente permet entre autres de :

- Identifier la galaxie hôte du sursaut,
- Mesurer le redshift,
- Étudier le contenu chimique de la galaxie hôte (métallicité, présence ou non de certains éléments chimiques), et certaines propriétés physiques du milieu interstellaire, ainsi que celles du milieu intergalactique autour de la galaxie.
- Étudier le taux d'ionisation du gaz alentour,
- Détecter d'autres systèmes présents le long de la ligne de visée en observant les raies d'absorption,
- Déceler et indiquer des zones de formation stellaire dans le cas de l'observation de sursauts longs.

1.3.1 Étudier les galaxies hôtes de sursauts γ .

Afin de déterminer les propriétés des galaxies hôtes de sursauts γ , les scientifiques se basent sur l'étude du spectre de l'émission rémanente du sursaut, qui donne de nombreuses informations sur la galaxie hôte mais aussi sur la métallicité du milieu interstellaire, la température et la densité des gaz, la poussière présente, et les zones neutres de l'IGM, (McGuire et al., 2016). Ces études spectroscopiques permettent de plus de déterminer le redshift, comme nous l'avons vu dans la section 1.2.

Dans le cas des galaxies à grand redshift, ici $z > 6$, ces propriétés sont encore aujourd'hui moins bien connues, notamment car leur faible luminosité les rend plus difficiles à distinguer. L'utilisation de sursaut γ pour détecter ces galaxies est alors un excellent moyen pour contourner les difficultés d'observation (Vergani, 2018). L'observation du sursaut GRB 210905A par *Swift* à redshift $z \sim 6.3$ est un bon exemple de l'intérêt de l'utilisation des sursauts γ à haut redshift comme sonde (Saccardi et al., 2023). En effet, l'étude de l'émission rémanente de ce sursaut a permis d'observer des raies d'absorption permettant de mesurer sa distance, sa métallicité et certaines de ces propriétés chimiques, mais aussi de détecter quatre autres sources sur la ligne de visée. Ces études ont également permis de mesurer la distance des nuages de poussière faiblement ionisés, donnant des hypothèses sur le taux d'ionisation lié aux environnements de formation d'étoiles à haut redshift.

L'observation des galaxies hôtes des sursauts γ apporte donc des informations cruciales sur la nature et la formation des progéniteurs de sursauts γ . Cependant, ces dernières restent difficiles à étudier, et sur les $\sim 1\,100$ sursauts détectés jusqu'en 2013, 280 redshifts ont été mesurés et seuls 70 hôtes ont été étudiés en détail (Savaglio, 2013). Cette faible statistique a tout de même permis d'identifier certaines caractéristiques des galaxies hôtes de sursauts γ , notamment des différences selon le type de sursaut étudié.

Origine et caractéristiques des sursauts courts et des sursauts long.

Les sursauts longs, produits par l’effondrement du cœur de certaines étoiles jeunes très massives (Levesque, 2014), apparaissent préférentiellement à des redshifts $z \simeq 2$, dans des environnements à faible métallicité, malgré certaines exceptions (Graham & Fruchter, 2017). Leurs galaxies hôtes seraient également moins massives, (Vergani, 2018). Cependant, les propriétés des galaxies hôtes des sursauts γ longs semblent évoluer selon le redshift auquel ils sont observés. Les sursauts avec un redshift compris entre $z=1$ et $z=2$ proviennent de galaxies avec une masse stellaire et un taux de formation stellaire plus élevé que pour les sursauts avec un redshift $z < 1$ (Palmerio et al., 2019). Au sein de celles-ci, les sursauts γ longs se produiraient dans, ou à proximité, de régions de formation stellaire très récentes ($< 5 Myrs$) et très actives (Le Floch, 2008). De plus, lorsque ces sursauts longs sont détectés à des distances suffisamment proches, le spectre et les courbes de lumière révèlent majoritairement la signature de supernovæ en provenance de régions de formation stellaire active (Fruchter et al., 2006).

Les sursauts courts, naîtraient quant à eux de la fusion d’étoiles à neutrons binaires ou de la fusion entre une étoile à neutrons et un trou noir, (Fong et al., 2022), loin des régions de formation stellaire de leur galaxie hôte. En effet, la fusion entre les deux systèmes ne peut se faire qu’après plusieurs milliards d’années, temps nécessaire pour dissiper le moment angulaire du système binaire, ce qui laisse à ce dernier le temps de migrer loin de son lieu de naissance. Les sursauts courts sont observés à faible redshift ($z \sim 0.5$), et semblent provenir de galaxies de types variés. Contrairement aux sursauts longs, ils sont caractérisés par l’absence de supernova associée, du moins pour les observations faites à $z < 0.5$. Finalement, les galaxies hôtes de sursauts γ courts présentent une population stellaire plus vieille, des métallicité plus élevées et un taux de formation stellaire plus faible que les hôtes de sursauts γ longs (Berger, 2014).

Ces résultats montrent notamment l’importance de mener un plus grand nombre d’observations des galaxies hôtes, afin de comprendre les mécanismes à l’origine des sursauts, notamment selon leur type.

Localiser et étudier les zones de formation stellaire

De par leur association avec l’effondrement d’étoiles massives, les sursauts γ longs, sont reliés à des zones de formation stellaire, et permettent ainsi de sélectionner ces zones indépendamment de la luminosité de la galaxie hôte. Leur détection permet donc d’étudier le taux de formation stellaire ou *Star Formation Rate* (SFR), même dans des galaxies à faible luminosité (McGuire et al., 2016). Cependant, de nombreuses études mettent en avant un biais entre le taux de formation de sursaut γ , et le SFR, (Bromm & Loeb, 2006; Kistler et al., 2009; Vergani et al., 2015). Le SFR, mesuré par des études photométriques, est en général présenté comme croissant jusqu’à des redshifts de l’ordre de $z = 2$ où il atteint un pic avant de décroître plus lentement vers les grands redshifts. Le taux de génération des sursauts γ quant à lui décroît moins vite avec le redshift, et reste supérieur au taux de formation stellaire à grand redshift (Daigne et al., 2006). Avec l’étude de

l'échantillon complet *SHOALS* de sursauts γ compris entre $z=0$ et $z=7$, [Perley et al. \(2016\)](#) montre que l'évolution du taux de formation sursauts γ suit la même forme que le SFR, avec un taux de formation de GRB légèrement plus élevé à haut redshift. Un graphique présentant la comparaison de ces deux taux (SFR et taux de formation des sursauts γ , notés *GRB*), est donné figure 1.8, où le taux de formation de sursauts γ observé est présenté en rouge, et le taux de formation stellaire observé en gris. Ces observations montrent que la production de sursauts γ dépend aussi d'autres paramètres qui restent inexplorés, comme de l'âge ou de l'enrichissement en éléments métalliques des progéniteurs, leur vitesse de rotation, ou de la fraction de systèmes binaires par exemple ([Le Floch et al., 2006](#)). Les incertitudes sur le taux de formation stellaire et le taux de production de sursauts γ montrent qu'il est crucial d'observer un plus grand nombre de sursauts, notamment à haut redshift, pour établir un lien précis entre le taux de sursauts γ et le SFR, et en déduire des informations sur les premières étoiles de l'univers.

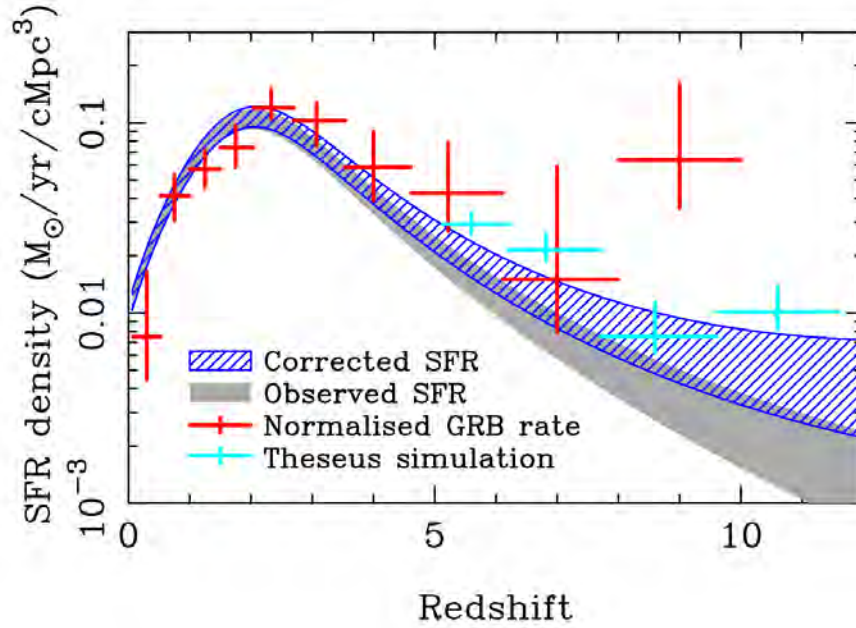


FIGURE 1.8. Densité du taux de formation stellaire en fonction du redshift en gris. La courbe bleue hachurée prend en compte les galaxies sous le seuil limite de détection. Les points rouges représentent le taux de formation de sursauts γ , avec peu d'information au delà de $z > 6$, tiré de [Tanvir et al. \(2021\)](#).

Comparaison avec des observations en émission

Finalement, ces observations en absorption pourraient être combinées à des observations en émission par le JWST ou d'autres infrastructures terrestres, afin d'étudier la luminosité de ces galaxies et le taux de formation stellaire ([Rossi et al., 2022](#)). La combinaison de ces deux types d'observation (absorption et émission), donnerait une opportunité

unique de caractériser le gaz de ces galaxies, l'enrichissement métallique et la nature des processus de formation d'étoiles. Dans le cas de sites de formation de sursauts γ long avec une formation stellaire très jeune, ces études combinées permettraient notamment de quantifier l'efficacité de conversion du gaz en étoiles, spécifiquement lors des premières phases de la formation des étoiles, lorsque le gaz subit son premier effondrement gravitationnel.

Les sursauts γ sont donc de par leur nature même et leur incroyable luminosité de véritables sondes de l'univers proche et lointain. L'observation de sursauts à grand redshift ($z > 6$), reste notamment un point clé dans l'étude des galaxies les plus lointaines et les moins lumineuses et dans la compréhension de la formation des premières étoiles.

1.3.2 Étudier l'histoire de l'univers et la période de réionisation

D'un autre côté la détection de sursauts γ plus lointains permettrait de mieux comprendre la chronologie de l'univers, et plus particulièrement la période de réionisation autour de $z \sim 6$ (Choudhury, 2022).

Avec la période de *recombinaison* de l'hydrogène (Mukhanov, 2005), qui se produit autour de $z \sim 1000$ (environ 0,38 Myr après le Big Bang), la plupart des atomes de l'univers sont devenu neutres, la matière et les radiations se sont découplées, et les photons se déplacent librement. L'univers, alors transparent aux rayonnements optiques, reste cependant opaque aux rayonnements UV absorbés par l'hydrogène neutre.

Par la suite, et ce jusqu'à $z \sim 20/30$ (environ 100 / 200 Myr), les premiers objets se forment sous l'effet de la gravitation, puis les premières étoiles, les étoiles de population III (décrites en section 1.3.3), prennent forme à partir de l'hydrogène et de l'hélium présents dans le milieu neutre. Les rayonnements émis par ces premiers objets entrent alors en contact avec les atomes neutres du milieu environnant, et ionisent le milieu intergalactique, rendant l'univers transparent aux rayonnement UV. Cette transition qui permet aux photons UV de parcourir des grandes distances sans être absorbés s'appelle la *réionisation* de l'univers (Nakajima & Ouchi, 2014) et se termine autour de $z \sim 6$ (900 Myr).

La figure 1.9 résume l'évolution de l'univers et ces différentes phases. Observer des sursauts γ avec un redshift supérieur à $z \sim 6$ permettrait donc d'obtenir des informations sur les phénomènes à l'origine de la réionisation de l'univers.

1.3.3 Détecter les premières étoiles, les étoiles de population III ?

Les premières étoiles, appelées population III (PopIII), se seraient formées dans des halos de matière noire, à redshift $z \sim 20 - 30$. La prévision de leur composition chimique laisse penser que ces étoiles devraient être plus massives que les populations actuelles d'étoiles, avec une masse au-delà de $40M_{\odot}$ (Hosokawa et al., 2011). Ces étoiles, formées par l'accumulation d'hydrogène, seraient caractérisées par une métallicité nulle, et ne présenteraient donc pas d'élément du cycle Carbone-Azote-Oxygène (CNO), à l'origine

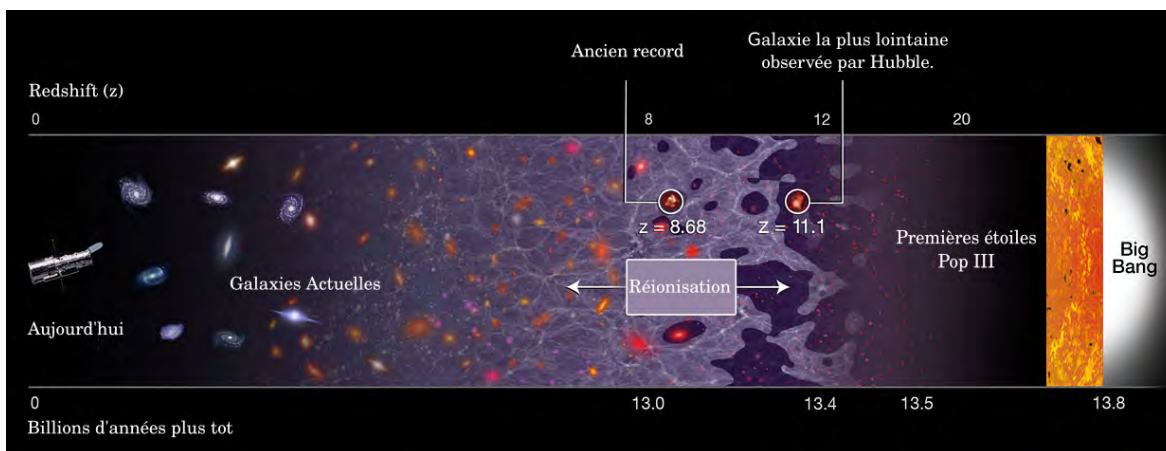


FIGURE 1.9. Frise de l'évolution de l'univers, en remontant depuis aujourd'hui jusqu'au big bang, en termes de milliards d'années (axe du bas) ou de redshift (axe du haut). On peut y voir les étoiles de population III à $z > 10$, la période de ré-ionisation ($6 < z < 12$) et les galaxies actuelles. image adaptée de NASA, ESA, and A. Feild (STScI).

de la conversion de l'hydrogène en hélium par le cœur des étoiles de PopII/I. Le cœur d'hydrogène des étoiles PopIII brûlerait alors grâce la fusion proton-proton (appelée chaîne pp), une réaction trop faible pour maintenir l'équilibre thermique. Ces étoiles subiraient ensuite des contractions thermiques, jusqu'à ce que la température centrale soit assez élevée pour produire du carbone à partir de l'hélium en fusion. Des cycles CNO pourraient alors s'activer et la structure de l'étoile évoluerait jusqu'à atteindre un équilibre thermique (Toma et al., 2011), par des cycles de fusion des différents éléments produits. La suite de l'évolution des étoiles de population III est encore difficilement simulée, et laisse de nombreuses questions. Parmi elles, les scientifiques se questionnent notamment sur la possibilité que l'une d'elles (ou deux étoiles binaires de cette classe) donne lieu à un progéniteur de sursaut γ (Bromm & Loeb, 2006). Ce phénomène permettrait en effet de détecter une étoile de population III grâce à l'identification d'un sursaut γ produit par une de ces étoiles. Cependant, si les étoiles population III se révèlent trop massives et avec une faible métallicité, il est tout à fait possible qu'elles conservent leurs couches externes jusqu'à la fin. Un éventuel sursaut gamma ne pourrait alors pas s'échapper et de nombreuses incertitudes persistent sur l'existence de sursauts gamma aux redshifts compris entre 10 et 20, appuyant l'intérêt d'essayer de détecter de tels sursauts s'ils existent.

Par ailleurs, la formation de ces étoiles marque notamment la transition entre l'univers très lointain ($z > 20$) et l'univers lointain ($z > 6$). La transition entre ces deux états de l'univers est marquée par deux phénomènes : (1) La formation de ces premières étoiles (étoiles de pop III) et (2) la ré-ionisation cosmique, c'est-à-dire la modification du milieu intergalactique (IGM) d'un état neutre à un état ionisé (Salvaterra, 2015). Après la période de réionisation, les réactions nucléaires dans le cœur des étoiles, auraient engendrées la production de tous les éléments chimique connus jusqu'au fer. C'est

ainsi que le milieu interstellaire se serait peu à peu *enrichi en éléments métalliques*, notamment lors de l'explosion des premières supernovæ, générées à la mort des étoiles de population III.

Les observations des sursauts GRB 090423 à $z \sim 8.2$ (Tanvir et al., 2009), GRB 090429B avec un redshift photométrique de $z \sim 9.4$ (Cucchiara et al., 2011) et GRB 210905A à $z \sim 6.3$ (Rossi et al., 2022) montrent que l'étude des sursauts gamma à grand redshift est prometteuse. Les études spectroscopiques du GRB 050904 à $z \sim 6.3$ (Kawai et al., 2006), ont notamment permis d'estimer la fraction d'hydrogène neutre et la métallicité dans le milieu intergalactique à ce redshift. Observer des sursauts γ provenant d'étoiles de population Pop III permettrait donc d'en apprendre bien plus sur celles-ci. Cependant les mesures obtenues sur les sursauts à haut redshift détectés jusqu'ici ne semblent pas provenir de ce type d'étoiles. Leur observation a été comparée aux études faites à faible redshift sur l'échantillon de BAT6, et aucune différence particulière n'ayant été observée, les scientifiques ont conclu à des propriétés similaires (Salvaterra, 2015). Les sursauts à grand redshift détectés jusqu'ici représentent donc certainement la queue de distribution des sursauts provenant d'étoiles de popII/I, et non pas popIII. En effet, leur présence ne serait dominante qu'au delà de $z \sim 10-15$, et il est donc nécessaire d'observer plus de sursauts et des sursauts γ à plus grand redshift pour espérer détecter des étoiles de population III, à condition que celles-ci en produisent.

Afin de différencier un sursaut provenant d'une étoile de pop III, des sursauts observés jusqu'ici, Mészáros & Rees (2010) suggèrent que l'on pourrait étudier l'énergie totale délivrée par le sursaut ainsi que sa durée, en bandes X et γ . Le caractère massif de ces étoiles porte à penser que les sursauts associés pourraient être plus longs et d'une énergie totale particulièrement élevée, de quelques ordres de grandeurs supérieurs à celle des sursauts associés à des étoiles de population II/I, (Mészáros & Rees, 2010). Jusqu'à aujourd'hui aucun sursaut provenant d'étoile de popIII n'a encore été observé, et la probabilité d'apparition d'un GRB provenant de l'implosion d'une étoile massive de classe popIII est estimée inférieure à 0,05 événement/an/sr (Salvaterra, 2015). La détection d'étoiles de PopIII reste ainsi un des grands défis à venir dans l'observation des sursauts γ à grand redshift.

1.4 La difficulté d'étudier des sursauts à grand redshift

La détection de sursaut γ à grand redshift est l'un des enjeux à l'origine de la conception des prochaines missions d'observation des sursauts. En effet, en 2014 les sursauts avec un redshift $z > 6$ représentaient seulement 2.5% des sursauts identifiés par *Swift*, dont le redshift avait été mesuré (Salvaterra, 2015). Après avoir présenté le rôle particulier des sursauts γ dans l'exploration de l'univers lointain, nous présentons maintenant les difficultés d'observation de ces sursauts.

Nous avons vu que les sursauts γ , de par leur grande luminosité constituent une bonne alternative pour sonder les époques lointaines et présentent de nombreux avantages. Ils

peuvent être détectés à très grand redshifts et sont observables indépendamment de la luminosité de leur galaxie hôte, permettent ainsi de détecter même de très petites galaxies. Ils apportent de plus avec eux des informations sur la composition de ces galaxies, leur métallicité, et l'enrichissement en éléments métalliques de la poussière environnante.

Cependant, il est difficile d'observer des sursauts à grand redshift. En théorie, à partir de résultats de simulations, entre 3 et 10 % des sursauts γ détectés par *Swift* devraient avoir un redshift supérieur à $z=6$ dans un cas optimiste, (Butler et al., 2010; Salvaterra, 2015). Pour le moment, nous ne recensons depuis 1997 que 13 sursauts avec un redshift $z > 6$, sur les 609 dont le redshift a pu être mesuré, ce qui représente seulement 2.1% de ceux-ci. En effet, il est difficile de développer des instruments capables d'identifier et de localiser des sursauts à haut redshift. La figure 1.10 traduit la distribution des 57 sursauts observés avec un redshift supérieur à 4 entre 1997 et aujourd'hui, pour des sursauts avec un redshift compris entre $z=4$ et $z=5$, entre $z=5$ et $z=6$, et au delà de $z=6$. Nous observons notamment que la mise en service de *Swift* et de GROND ont permis de considérablement augmenter le nombre de sursauts observés dans ces gammes de redshift, justifiant la nécessité d'infrastructures adaptées à leur observation. En termes de nombre de détections, nous notons jusqu'à aujourd'hui 5% de sursauts avec un redshift $4 < z < 5$, 1.6% avec un redshift $5 < z < 6$ et 2.1% avec un redshift $6 < z$. La différence de proportion entre les sursauts à $5 < z < 6$ et à $6 < z$ est faible, montrant que ce n'est pas le manque d'infrastructure en infrarouge qui limite ces observations pour le moment mais plutôt la détection de l'émission prompte en γ . Par ailleurs, nous remarquons une décroissance du nombre de sursauts observés dans la période 2015-2020. En effet, cette période est marquée par une baisse du temps d'observation dédié au suivi de *Swift* par l'imageur GROND (Greiner et al., 2008), mais également des périodes de fonctionnement plus courtes du spectrographe X-shooter (D'Odorico et al., 2004; Vergani, 2013b) installé sur le VLT. La proportion de sursauts à grand redshift reste donc faible et ces sursauts restent difficiles à étudier.

Redshift	<i>Swift</i>	Autre satellite	total
$4 < z < 5$	31	3 (FERMI, AGILE, Uly/KO/NE)	34
$5 < z < 6$	10	0	10
$6 < z$	13	0	13

TABLE 1.1. Nombre de sursauts détectés selon le redshift mesuré. 3 sursauts seulement, avec un redshift $z > 4$ ont été détectés par des satellites autres que Swift.

Par ailleurs, le caractère transitoire des sursauts γ implique la nécessité d'un suivi très rapide et multi-longueurs d'onde. Pour augmenter très significativement le nombre de sursauts détectés à grand redshift, Campana et al. (2022) proposent un projet très ambitieux qui consiste à développer un télescope robotique de suivi proche infrarouge (NIR), à utiliser conjointement avec la surveillance du ciel effectuée par le *Vera Rubin Observatory* dans le visible. Le télescope NIR devra avoir le même champ de vue et

observer en simultané avec le *Vera Rubin Observatory*. En comparant les deux observations, il serait possible de détecter certains transitoires uniquement dans l'observation infrarouge, signature des sursauts à grand redshift. Avec le même objectif d'augmenter le nombre de sursauts détectés à grand redshift, la mission *THESEUS* ([Amati et al., 2021](#)), opérera depuis l'espace dans les années 2030, en synergie avec les instruments dédiés aux événements multimessagers. Le satellite permettra une rapide identification des sursauts γ et une caractérisation spectrale de leurs contrepartie visible et proche infrarouge, couvrant ainsi les sursauts avec un redshift $z > 6$. En attendant ce type de structure, le satellite SVOM et les télescopes de suivi visible et NIR au sol joueront ce rôle, accompagnés des spectrographes équipant les plus grands télescopes, comme par exemple X-shooter ([D'Odorico et al., 2004](#)) et MUSE ([Henault et al., 2003](#)) sur le VLT, ou encore NTE ([Fynbo, 2022](#)) pour le Nordic Optical Telescope (NOT).

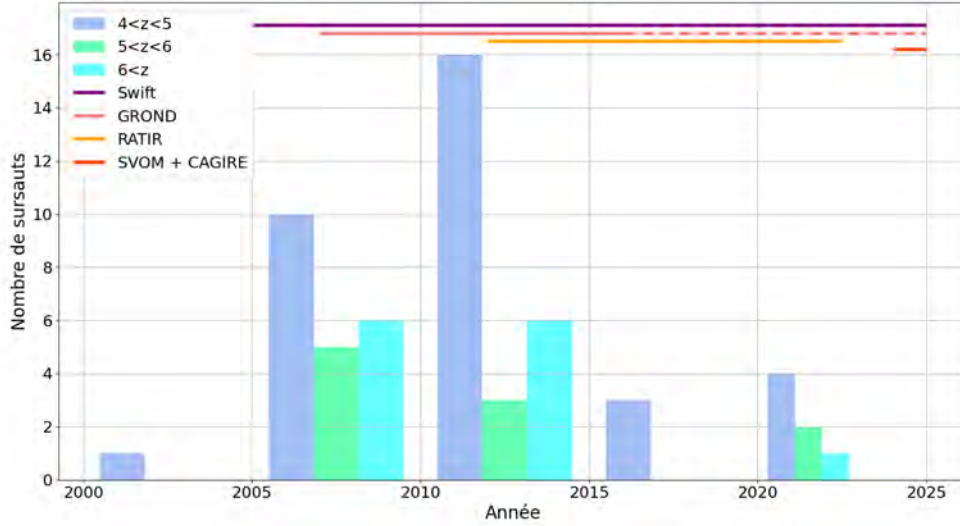


FIGURE 1.10. Histogramme du nombre de sursauts observés en fonction de la période considérée (périodes de 5 ans). La distribution violette concerne les sursauts ayant un redshift $4 < z < 5$, la distribution verte les sursauts tel que $5 < z < 6$ et la distribution cyan ceux ayant un redshift $z > 6$. La ligne violette représente la période de fonctionnement du satellite *Swift*, la ligne rose la période de fonctionnement de l'imageur GROND (Gamma-ray Burst Optical/Near-infrared Detector) à l'observatoire de La Silla au Chili. Ce dernier n'est plus pleinement dédié à l'observation des sursauts détectés par *Swift* depuis Octobre 2016, ce qui est représenté par la ligne en pointillé. La ligne orange correspond à la période de fonctionnement de l'imageur RATIR à San Pedro Mártir, Baja California, au Mexique (Butler et al., 2012). Ces trois instruments sont les principaux contributeurs à la détection et à la mesure du redshift des sursauts à grand redshift jusqu'en 2023. La ligne rouge au lancement de SVOM, opérant conjointement avec la caméra CAGIRE sur le télescope COLIBRÍ.

Résumé du chapitre 1

Les sursauts γ font partie des phénomènes les plus lumineux de l'univers. Ils se traduisent par des flashes de photons γ très intenses, provoqués par la fusion de deux objets compacts ou l'effondrement d'une étoile massive, générant l'éjection d'un jet relativiste de particules et de matière. Lorsque la densité du jet a suffisamment diminué pour qu'il devienne transparent, les collisions entre les différentes couches de ce jet provoquent l'émission de particules γ : l'émission prompte. L'étude de cette émission a notamment permis de diviser les sursauts en deux catégories : ceux dont la durée est inférieure à 2 s, les sursauts courts et ceux dont la durée est supérieure à 2 s, les sursauts longs. L'interaction du jet relativiste avec le milieu interstellaire entraîne quant à elle l'émission de particules X, visibles et radio : l'émission rémanente. Celle-ci est moins intense que l'émission prompte mais dure aussi plus longtemps, et se caractérise généralement par une évolution temporelle qui s'ajuste par une décroissance en loi de puissance.

Observer et étudier les sursauts γ , et notamment les plus lointains ($z > 6$), promet des avancées dans la compréhension de leur origine et des mécanismes physiques qui les génèrent, mais également une meilleure compréhension de l'évolution de l'univers et des objets qui le composent. En effet, les sursauts γ , de par leur incroyable luminosité, peuvent être utilisés comme des sondes de l'univers, illuminant le milieu environnant et révélant la position de leurs galaxies hôtes, indépendamment de la luminosité de celles-ci. Ils indiquent également la position des zones de formation stellaire, dans le cas de sursauts γ longs. L'émission rémanente des sursauts encode des informations sur la composition chimique de la galaxie hôte, du milieu interstellaire et du milieu intergalactique. Grâce à ces informations, observer des sursauts γ avec un redshift $z > 6$ permettrait d'étudier la période de réionisation de l'univers, c'est-à-dire la transition entre l'univers dans un état neutre à $z > 12$, et l'univers ionisé que nous connaissons à $z < 6$. Cette période est notamment marquée par l'impact des premiers objets et des premières étoiles, les étoiles de population III. Observer des sursauts γ en provenance de ces étoiles, supposées très massives et dépourvues d'éléments lourds, serait une avancée majeure dans notre compréhension de l'histoire de l'univers. Aucune étoile de pop III n'a été clairement identifiée à ce jour.

Par ailleurs, l'émission rémanente des sursauts γ présente l'avantage de permettre le calcul du redshift z du sursaut, c'est-à-dire de mesurer leur distance cosmologique par rapport à l'observateur. Pour cela, deux méthodes existent : (1) acquérir un spectre de l'émission rémanente dans le domaine visible ou proche infrarouge et comparer la position des raies d'absorption dans le spectre observé avec leur position dans un spectre pris dans le référentiel local ($z=0$) ; et (2) Mesurer le décalage de la longueur d'onde de la coupure Lyman- α , originellement à 121,6 nm, en prenant des images à différentes longueurs d'onde. La première méthode fournit des résultats plus précis, mais nécessite d'avoir un spectre à grande résolution de l'émission rémanente, ce qui n'est pas toujours possible. C'est la deuxième méthode qui sera utilisée avec CAGIRE.

Enfin, si les détections de sursauts à grand redshift et de leur hôte faites jusqu'à aujourd'hui montrent que l'étude des sursauts gamma à grand redshift est prometteuse, leur détection et leur observation avec des moyens adaptés ne sont pas si aisées. Jusqu'à

aujourd'hui, seul 2,1 % des sursauts γ dont le redshift a été mesuré proviennent de galaxies avec un redshift $z > 6$. Augmenter ces détections nécessite des infrastructures dédiées, permettant des observations rapides et multi-longueurs d'onde, plus particulièrement dans l'infrarouge pour accéder aux sursauts les plus lointains, au-delà de $z=7$. C'est au regard de ce besoin que la caméra proche infrarouge CAGIRE a été développée, en appui de la mission SVOM depuis le sol.

De la mission *SVOM* à la caméra CAGIRE

La mission *SVOM*, *Space-based multiband astronomical Variable Objects Monitor*, est une mission Franco-Chinoise principalement dédiée à l'étude des sursauts γ . Ses principaux objectifs sont de détecter les événements transitoires à haute énergie et de les étudier à différentes longueurs d'onde (Wei et al., 2016; Atteia et al., 2022), grâce à la synergie d'un segment spatial et d'un segment sol riches en instruments. Nous présenterons dans cette partie le contexte de la mission, les instruments embarqués et le segment sol dans la section 2.2, puis nous nous focaliserons sur le télescope COLIBRÍ en section 2.3 et sur la caméra CAGIRE dans la section 2.4. Enfin, la section 2.5 présentera le contenu de cette thèse, ses objectifs et le travail que j'ai effectué pendant ces trois années.

Contents

1.1	Qu'est ce qu'un sursaut γ ?	2
1.1.1	L'émission prompte	3
1.1.2	L'émission rémanente	5
1.2	Mesure du redshift par l'émission rémanente	8
1.3	Les sursauts γ pour sonder l'univers	10
1.3.1	Étudier les galaxies hôtes de sursauts γ .	11
1.3.2	Étudier l'histoire de l'univers et la période de réionisation	14
1.3.3	Détecter les premières étoiles, les étoiles de population III?	14
1.4	La difficulté d'étudier des sursauts à grand redshift	16

2.1 Les enjeux scientifiques de *SVOM*

Les principaux enjeux scientifiques de *SVOM* concernent l'astrophysique des événements transitoires à haute énergie, et en particulier les sursauts γ . Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les sursauts γ sont des phénomènes complexes dont la physique et l'origine sont encore mal comprises. Ces sursauts, et notamment les plus lointains ($z > 6$), sont de plus des véritables sondes de l'univers.

Dans ce contexte, la mission *SVOM* permettra de compléter les observations du satellite *Swift* en surveillant l'apparition de flashes de rayons X ou d'autres événements transitoires et en effectuant le suivi multi-longueurs d'onde de l'émission rémanente. *SVOM* fonctionnera de plus dans un panorama peuplé d'instruments développés pour répondre

à de nombreuses questions soulevées ces dernières années. Parmi eux nous pouvons compter de grands télescopes radio et millimétrique (ALMA, LOFAR), infrarouge (JWST), visible (VLT, Vera Rubin Observatory, ELT) et gamma (CTA, HESS, POLAR-2), des interféromètres à ondes gravitationnelles (LIGO, Virgo, KAGRA) ou des détecteurs de neutrinos atteignant un volume de couverture de l'ordre du km^3 (KM3NeT, JUNO,...). *SVOM*, en dehors de *Swift*, sera cependant le seul observatoire multi-longueurs d'onde dédié aux sursauts γ capable de fournir une localisation suffisamment précise pour effectuer des observations de suivi depuis le sol. De nombreux sujets en questionnement devraient alors bénéficier de la collaboration entre *SVOM* et les autres infrastructures dédiées à l'astrophysique. Parmi ces sujets, nous pouvons compter les domaines décrits dans la suite de cette section :

Les progéniteurs de sursauts γ .

Alors que le phénomène de production des sursauts γ semble plus ou moins commun à tous les sursauts, les progéniteurs de sursauts apparaissent très variés. En effet, comme nous l'avons vu dans la section 1.3, le taux de sursauts γ n'est pas en adéquation avec le taux de formation stellaire, et l'efficacité de production des sursauts γ est plus élevée à grand redshift que le SFR. Ceci montre notamment que la production de sursauts γ dépend de conditions particulières, liées aux différentes propriétés des progéniteurs (rotation, métallicité, systèmes binaires ou non...). Pour mieux comprendre cela, une spectroscopie rapide de l'émission rémanente permettrait de sonder l'environnement immédiat des sursauts, contribuant à l'identification des progéniteurs de sursauts γ et à la compréhension des différences à l'origine des sursauts longs et des sursauts courts. Dans le cas des sursauts γ longs, accroître l'échantillon de flashes de rayons X (XRFs, en anglais) permettrait de confirmer et de comprendre la connexion entre les supernovæ et les sursauts γ longs, et des observations longues et stables favoriseraient l'étude des sursauts γ Ultra-long. Une détection et une observation rapide de l'émission rémanente visible permettraient également l'étude des sursauts γ courts.

SVOM, répondra à ces problématiques en étant capable simultanément (1) de détecter et observer tout type de sursaut γ , (2) d'effectuer un suivi de l'émission rémanente dans différentes longueurs d'onde depuis le sol et (3) de couvrir l'émission prompte sur une grande gamme spectrale grâce aux instruments du satellite. De plus, la rapidité de *SVOM* à envoyer au sol la position du sursaut dès sa détection, permettra aux grands spectrographes au sol d'acquérir un spectre complet dès sa détection.

L'époque de réionisation.

Comme évoqué dans le chapitre 1, les sursauts γ à haut redshift ($z > 6$) pourraient être utilisés comme des sondes de l'époque de ré-ionisation, en permettant d'explorer des galaxies à grand redshift et d'étudier leur composition à travers le spectre de l'émission rémanente. La détection de ces sursauts et l'étude de leur spectre permettraient aussi de mesurer l'impact des étoiles massives sur l'époque de ré-ionisation, et peut être de détecter les premières étoiles de population III. Pour cela, il est nécessaire de détecter des sursauts à grand redshift, mais également d'obtenir des spectres et des images jusque dans l'infrarouge grâce à de grands télescopes au sol, au plus tôt après la détection du sursaut. La complémentarité avec des instruments tel que le *JWST* permettrait également d'obtenir des spectres à fort rapport signal sur bruit (SNR) des galaxies

détectées grâce à ces sursauts à grand redshift, et ainsi de faire une grande avancée dans la compréhension de la nature des premières étoiles et de leur évolution.

Pour répondre à cela, *SVOM* permettra de détecter très rapidement des sursauts à grand redshift associés à cette période et d'effectuer la coordination avec les infrastructures telles que le *JWST* ou des spectrographes à haute résolution au sol. La couverture multi-longueurs d'onde de la mission permettra de plus d'obtenir des images du sursaut jusque dans l'infrarouge, nécessaires pour des observations à haut redshift.

La physique des jets relativistes.

La nature, l'origine et les mécanismes d'accélération et de radiation qui sont associés à l'émission prompte et à l'émission rémanente des jets relativistes, sont encore mal connus. Un échantillon de sursauts dont les propriétés ont été mesurées précisément, avec une bonne résolution temporelle et une large bande spectrale est requis pour comprendre les propriétés physiques à l'origine de l'émission prompte. De plus, l'émission rémanente doit également être observée car elle comporte des informations sur la fin de l'émission prompte et sur la transition entre les deux phases. Finalement, des observations simultanées avec des instruments de mesure de polarisation tels que POLAR donnera des indication sur la nature des jets relativistes, et une imagerie rapide et multi-longueurs d'onde de l'émission rémanente, notamment depuis le sol, donnera accès au redshift et ainsi à l'énergie des sursauts.

La synergie des observations spatiale de *SVOM* avec les spectrographes et imageurs de grandes infrastructures au sol, ainsi que les observations sur une large bande spectrale permettront d'étudier en profondeurs les propriétés d'un plus grand échantillon de sursauts γ . La rapidité de détection de *SVOM* est également un atout majeur pour l'étude de l'émission prompte et de sa transition avec l'émission rémanente.

Autres évènements transitoires.

L'augmentation de la détection d'évènements transitoires originaires d'étoiles ou de trous noirs par exemple, favoriserait l'étude des processus physiques à l'origine des éruptions stellaires, de la combustion nucléaire à la surface des étoiles à neutron, des phénomènes d'accrétion et d'éjection ou encore la comparaison du taux d'évènements transitoires avec le taux de formation stellaire. Pour cela, la combinaison d'une détection rapide et d'observation multi-longueurs d'onde fournie par *SVOM* est cruciale.

Les problématiques soulevées ici ne sont qu'une liste non-exhaustive des questionnements adressés ces dernières années et auxquels la mission *SVOM* cherche à répondre (Wei et al., 2016). Cependant, elles révèlent le besoin de mettre au point une mission d'observations des évènements transitoires qui soit sensible aux rayons X même à base énergie et qui permette des observations multi-longueurs d'onde afin d'observer jusqu'à grands redshifts. Ceci doit pouvoir se faire depuis l'espace mais aussi en synergie avec des infrastructures plus larges et multi-longueurs d'onde au sol (spectrographes et imageurs), tout en transmettant le plus rapidement possible la position et les informations sur l'évènement observé. Une stratégie d'observation stable sur de longues durées est également nécessaire dans certains cas.

C'est pour répondre à ces besoins que la mission *SVOM* a été développée, répondant à chacune de ces caractéristiques par la synergie entre le satellite et le segment sol de la

mission, dans la perspective d'apporter des réponses aux questionnements des différents domaines évoqués ici.

2.2 La mission SVOM

Au regard des enjeux scientifiques présentés en section 2.1, la mise en place d'une mission permettant une détection rapide et un suivi multi-longueurs d'ondes d'évènements transitoires tels que les sursauts γ semble incontournable. La mission SVOM commence alors à voir le jour en 2005, conduisant à un début de phase A en 2008. Après un gel du projet en 2012, la mission SVOM prend finalement un nouveau départ en 2014 avec la signature de la collaboration entre les agences scientifiques chinoises - *China National Space Administration* (CNSA) et *Chinese Academy of Sciences* - et le *Centre National d'Etude Spatiales* (CNES), pour la réalisation de SVOM. De nombreux laboratoires sont impliqués dans le développement des instruments embarqués, des équipements au sol et des outils pour l'exploitation scientifique de la mission, que ce soit en Chine, en France ou encore au Mexique. Parmi eux nous pouvons compter :

En chine :

- la *China National Space Administration* (CNSA)
- la *Chinese Academy of Science* (CAS),
- le *National Astronomical Observatory of China* (NAOC)
- le *Shanghai Engineering Centre for Microsatellites* (SECM)
- l'*Institute of High-Energy Physics* (IHEP)
- le *Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics* (XIOPM)

En France :

- l'*Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'univers* (CEA-IRFU)
- l'*Institut de recherche en astrophysique et planétologie* (IRAP)
- le *Laboratoire d'Astrophysique de Marseille* (LAM)
- le *laboratoire AstroParticules et Cosmologie* (APC)
- l'*Institut d'Astrophysique de Paris* (IAP)
- le *Centre de Physique des Particules de Marseille* (CPPM)
- l'*Observatoire de Strasbourg*
- le *Laboratoire Univers et Particules de Montpellier* (LUPM)
- le *laboratoire Galaxies, Etoiles, Physique et Instrumentation* (GEPI)
- le *Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire* (LAL)

Le Mexique prend également part au développement du segment sol pour la conception du télescope de suivi français COLIBRÍ décrit en section 2.3, avec l'*Instituto de Astronomía of the Universidad Nacional Autónoma de México* (UNAM)

Le satellite de *SVOM* devrait être lancé au début de l'année 2024 depuis la base chinoise de Xichang, vers une orbite d'inclinaison 30° , à 625km d'altitude. Depuis son orbite, le

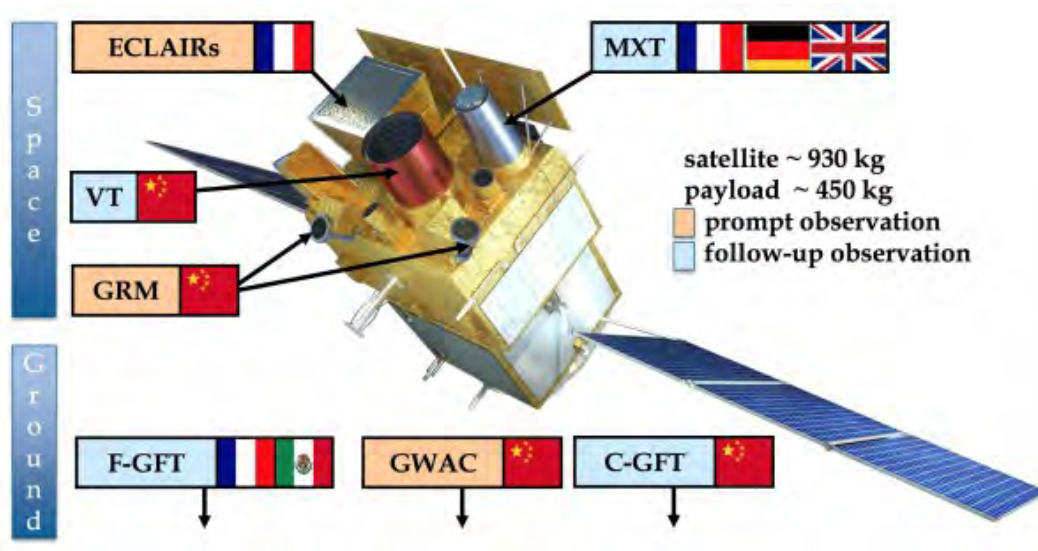


FIGURE 2.1. Schéma du satellite *SVOM* et de ses instruments.

satellite sera capable de pointer seul en direction de l'objet détecté et d'envoyer des alertes entre les différents instruments du satellite, mais aussi vers la terre. Un schéma du satellite et des différents instruments est donné figure 2.1.

Une séquence d'observation de SVOM consistera alors en quatre étapes principales :

1. Les instruments à grand champ de vue, ECLAIRs et GRM (voir 2.2.1, 2.2.1), surveillent le ciel à la recherche d'un excès de particules γ et de rayons X en provenance de l'émission prompte de sursauts γ .
2. Lorsqu'un sursaut est détecté, ECLAIRs transmet une position au satellite, ainsi que les premières informations sur le sursaut au centre scientifique au sol. Une détection du GRM seul ne permet pas de donner une localisation au satellite, mais donne tout de même lieu à un transfert des données obtenues au sol.
3. Si la détection présente un rapport Signal sur Bruit (SNR) suffisant, le satellite s'oriente alors vers la source ciblée, et les instruments à plus faible champ, le VT et le MXT (voir 2.2.1 ; 2.2.1, sont pointés vers la localisation obtenue. Ces instruments permettent d'observer le début de l'afterglow, et de resserrer la position du sursaut dans une fenêtre d'une seconde d'arc. Au même moment, et grâce à la position envoyée par ECLAIRs, les instruments au sol dédiés au suivi de SVOM, effectuent les premières images dans la région indiquée par ECLAIRs.
4. La position affinée par le VT et le MXT ainsi que les caractéristiques mesurées sont envoyées au centre scientifique afin que d'autres observatoires puissent effectuer le suivi de l'alerte.

Au sol, un réseau d'antennes *Very High Frequency* (VHF) reçoit les alertes envoyées par le satellite et permet de transmettre les données au Centre Scientifique Français (FSC), chargé de relayer la position aux télescopes au sol dédiés au suivi des alertes

de *SVOM* et aux infrastructures de plus grande envergure. Le FSC traite également les informations sur le sursaut, comme son énergie ou sa courbe de lumière, ainsi que les données brutes d'observation afin d'y appliquer une analyse "off-line" permettant d'étudier les données plus en profondeur qu'il n'est possible de le faire dans l'espace.

Le choix des observations conduites par *SVOM* est déterminé par un programme divisé en 3 catégories. Le *Core Program*, qui regroupe les observations liées à la détection et à la caractérisation des sursauts γ détectés par *SVOM*, le *General Program*, pour des observations programmées, ouvertes à tous les scientifiques répondant aux propositions d'observation de *SVOM*, et le *ToO Program*, pour *Target of Opportunity*. Cette partie du programme vise à permettre des observations non planifiées de sources transitoires et de sources variables. Les demandes pour des ToO proviennent de la communauté scientifique, et une fois évaluées et acceptées, les observations peuvent être effectuées en quelques heures.

Les sections suivantes décrivent plus en détail les instruments du segment spatial et du segment sol.

2.2.1 Le segment spatial

Le segment spatial est composé de 4 instruments embarqués sur le satellite, décrits ci-après. Un schéma de ces instruments sur le satellite est donné figure 2.1.

Le Gamma-Ray Monitor (GRM)

Le *Gamma-Ray Monitor (GRM)*, est un spectromètre à grand champ de vue dans le domaine des rayons γ , qui permet de détecter les sursauts γ avec une bonne sensibilité. Il assure également la mesure du spectre des sursauts γ sur une gamme allant de 15keV à 5 MeV. Le GRM est constitué de 3 détecteurs, chacun observant sur un champ de 2,6sr, et inclinés chacun de 30° par rapport à l'axe du télescope ECLAIRs. Le champ de vue couvert par les 3 modules couvre le champ de vue d'ECLAIRs. Le GRM permet de mesurer le spectre et les variations de l'émission γ lors d'un sursaut, en transformant l'énergie déposée par le photon γ en lumière bleutée, grâce à la réaction des photons γ avec le matériau du scintillateur.

ECLAIRs

ECLAIRs est considéré comme l'instrument clé de la mission *SVOM* et est notamment responsable du déclenchement du satellite. *ECLAIRs* est un imageur à rayons X à grand champ de vue, composé d'un masque codé placé devant un plan de détection de 6400 pixels, permettant de détecter les sources de photons X dans la gamme 4-150keV. Lorsque *ECLAIRs* détecte un sursaut γ sous l'effet d'un excès d'énergie sur le plan de détection, l'instrument envoie une alerte au satellite qui s'oriente alors vers la source et lance le suivi d'observations avec les instruments embarqués à faible champ de vue : MXT et VT. *ECLAIRs* fournit des positions précises à 10 minutes d'arc, voire à 3 minutes d'arc pour les sursauts les plus brillants. En parallèle, l'alerte est envoyée au sol par l'émetteur VHF du satellite permettant le début du suivi par les instruments au sol décrits dans la section 2.2.2.

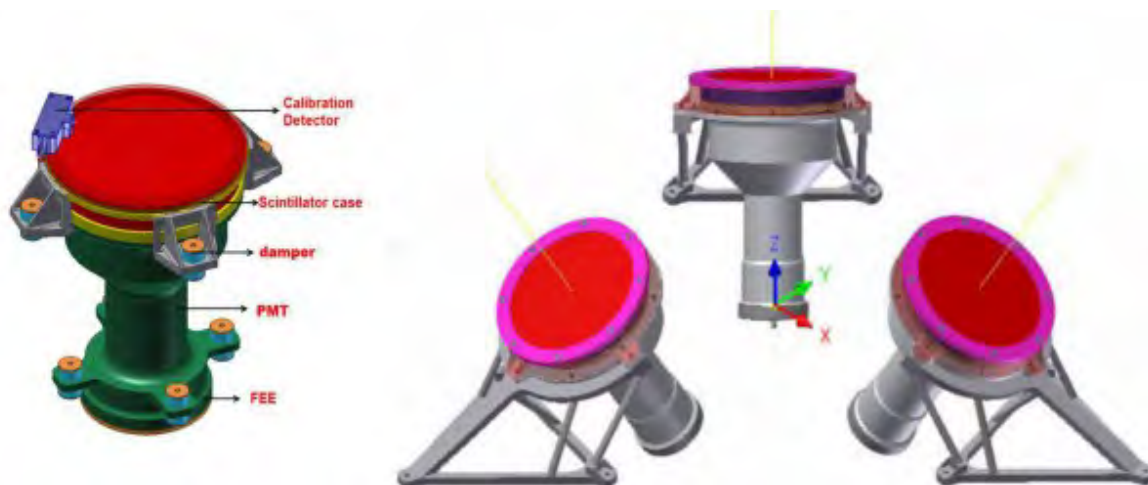
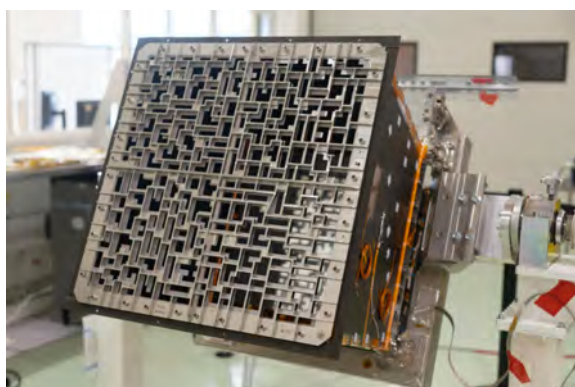


FIGURE 2.2. Schéma du GRM. A gauche : vue détaillée d'un détecteur.
Crédit : IHEP, svom.eu



(a)



(b)

FIGURE 2.3. Photo d'ECLAIRS (gauche), et schéma de l'instrument ECLAIRS (droite). Credit : CNES/APC/, svom.eu

La caméra Microchannel X-ray Telescope (MXT)

La caméra *Microchannel X-ray Telescope (MXT)*, est un télescope observant dans les rayons X. Ce télescope observe l'émission rémanente en X dès que le satellite s'est orienté vers la source, diminuant l'incertitude sur la localisation faite par ECLAIRS, donnant une localisation d'une précision inférieure à la minute d'arc, 20 secondes d'arc dans le cas d'un sursaut brillant. Il permettra également de déterminer la forme de la distribution en énergie de l'émission. Ce télescope est équipé d'une optique à base de micro-canaux associés à une caméra équipée d'un détecteur CCD de 256×256 pixels, sensible aux rayons X dans une gamme d'énergie allant de 0.2 keV à 10 keV. L'instrument possède un champ de vue de 1.1° de côté.

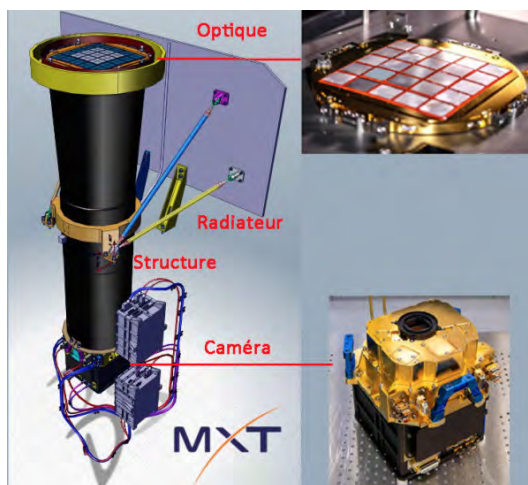


FIGURE 2.4. Schéma du télescope MXT. L'optique à l'entrée du télescope a un diamètre de 24 cm et un poids de 2 kg, La structure avec une distance focale de 1,15 m est composée en fibre de carbone avec la caméra au foyer. L'ensemble complet (optique, tube, radiateur, caméra et ordinateur de bord) pèse 35 kg. Crédit : CEA/CNES, svom.eu

Le Visible telescope (VT)

Le *Visible telescope (VT)*, est un télescope visible, capable d'observer entre 400 et 1000 nm, et de détecter des sursauts γ jusqu'au redshift $z \sim 6,5$. Le VT permet notamment d'affiner encore la position de l'émission rémanente, en cherchant des candidats dans la boîte d'erreur données par la MXT, pour fournir une position avec une précision de l'ordre de la seconde d'arc.

Le VT est un télescope équipé d'un miroir primaire de 40 cm et possède un champ de vue de 26 minutes d'arc \times 26 minutes d'arc, correspondant à la dimension maximale la boîte d'erreur de ECLAIRs. Il est équipé de deux caméras CCD de 2048×2048 pixels, l'une couvrant les longueurs d'onde dans le bleu et l'autre dans le rouge. Les deux caméra produisent des images simultanées, grâce à au chemin optique montré figure 2.5.

Coordination des instruments à bord

La coordination de ces 4 instruments est indispensable pour effectuer une localisation précise du sursaut. L'ensemble des deux séquences de localisation est présenté figure 2.6. Les cases roses représentent les acquisitions du VT, et le diagramme bleu l'état de la MXT. Les mouvement du satellite sont en orange.

1. Début de la séquence de localisation

Lorsque ECLAIRs localise un sursaut, à $t = T_0$, il transmet sa position et son identité dans un premier message d'alerte, au sol et au GRM. Les courbes de lumière, la description de l'alerte, les shadogrammes et les images pris par ECLAIRs, ainsi que les courbes de lumière du GRM sont envoyés au sol par un émetteur VHF. Si ECLAIRs

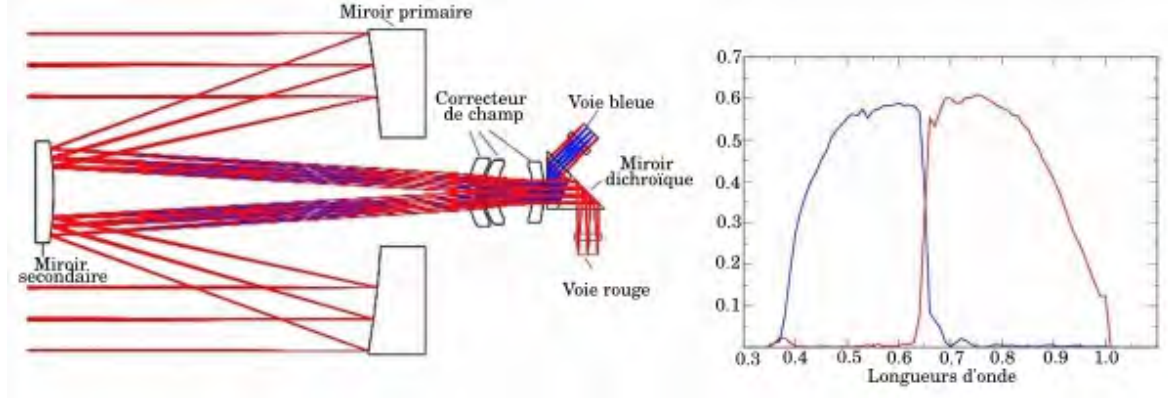


FIGURE 2.5. Chemins optiques (à gauche) et réponses spectrales (à droite) des deux canaux rouge et bleu du télescope VT Crédit : svom.eu

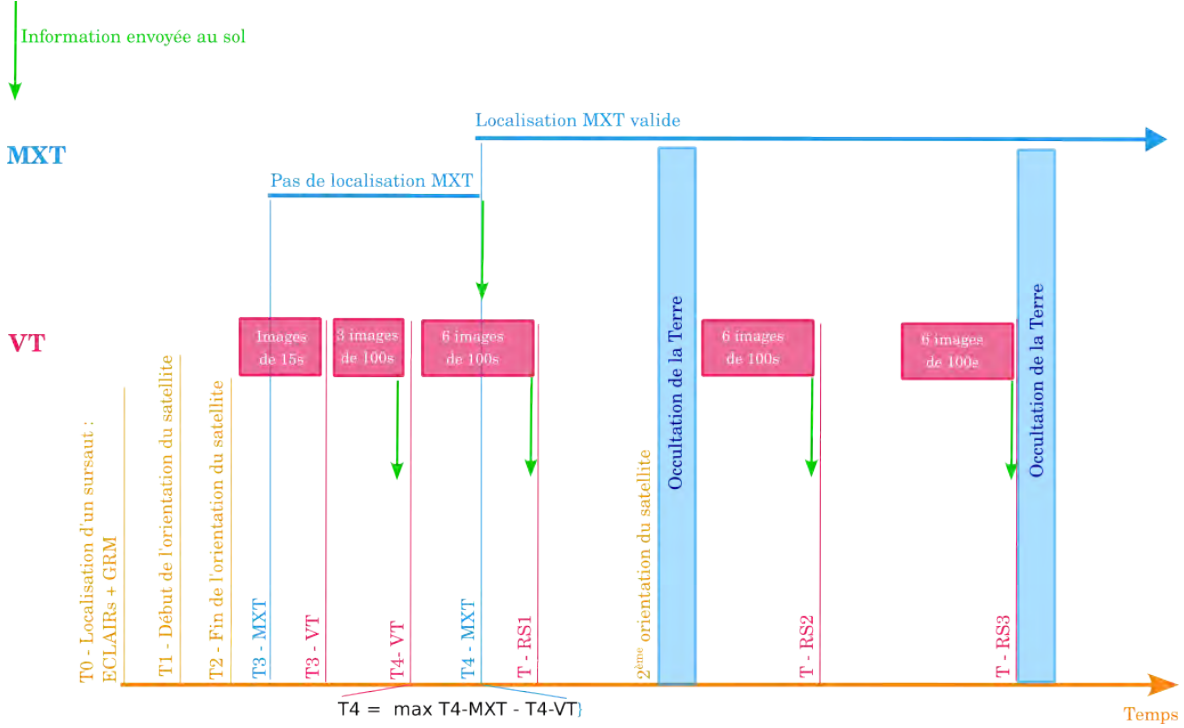


FIGURE 2.6. Schéma de la séquence de localisation d'un sursaut γ

localise un excès de photons dans une image, il fait alors une demande d'orientation du satellite, qui pointe la cible demandée à $t = T1$. Une fois le satellite orienté vers la cible, à $t = T2$, le VT commence à faire des images de 15s, et la MXT essaie de localiser la source. À $t = T3_{MXT}$, la MXT envoie des positions et des listes de photons au sol, jusqu'à trouver une position valide du sursaut à $t = T4_{MXT}$.

À $t = T3_{VT}$, le VT acquiert des images de 100s (au moins 3), jusqu'à $t = T4_{VT}$. Pendant ce temps, le satellite traite les images du VT et utilise la meilleure localisation du MXT pour calculer la cible de la deuxième orientation du satellite. À $t = T4 = \max T4_{VT}$;

$T_{4_{MXT}}$, le satellite envoie au sol la position à observer, et deux sous-images (bleue et rouge).

2. Séquence d'affinage de la position

Après $t = T_{4_{VT}}$, le VT prend 6 images de 100 s, jusqu'à T-RS1. Lorsque le satellite entre pour la première fois dans une phase d'occultation par la terre de la zone observée, il effectue un mouvement d'orientation vers la position mesurée par la MXT. L'objectif est de mettre le sursaut au centre du champ de vue du VT. Après avoir quitté la zone d'occultation par la terre, le VT prend à nouveau 6 images de 100 s, finissant à T-RS2. Le VT continue à effectuer des images de 100 s jusqu'à ce que la source soit à nouveau occultée par la terre à T-RS3. À ce moment là, le satellite traite les 6 dernières images du VT, utilise la position du VT et envoie au sol la position affinée et les caractéristiques mesurées sur le sursaut. C'est alors la fin de la séquence de localisation du sursaut γ .

Une fois la position trouvée et envoyée par l'émetteur VHF du satellite, le segment sol prend le relais afin d'effectuer le plus rapidement possible un suivi de l'émission détectée.

2.2.2 Le segment sol

La rapidité et la réactivité du segment sol en font un allié majeur dans la localisation et l'étude des sursauts γ . Lorsqu'un sursaut est détecté par ECLAIRs, la position du sursaut est émise par le satellite en 10 s, en direction de la terre. Au sol, si l'une des antennes composant le réseau d'antennes *Very High Frequency* (VHF) reçoit le signal, ce dernier est redirigé par Internet vers le *French Scientific Center* (FSC). Dans 65% des cas, l'alerte est alors reçue le FSC en moins de 30 s (Wei et al., 2016). Pour ce faire, le réseau VHF est composé d'une cinquantaine d'antennes réparties tout autour de la terre, en adéquation avec la trajectoire du satellite, comme présenté sur la figure 2.7. Ce système a été conçu pour assurer un lien en temps réel entre l'espace et le sol pour plus de 80% du temps.

Une fois l'information reçue par le FSC, elle doit être retransmise aux instruments faisant partie du segment sol de SVOM : le *Ground Wide Angle Camera* (GWAC), le *Chinese Ground Follow-up Telescope* (C-GFT) et le *French Ground Follow-up Telescope* (F-GFT), qui seront décrits dans des sections dédiées.

Ces télescopes robotiques de suivi pointent alors dans la direction reçue en moins d'une minute et sont ainsi capable d'effectuer des observations et de les traiter en moins de 5 min après la détection du sursaut. Ce traitement des images permet d'affiner la position fournie par le satellite, en fournissant une position avec une précision sous la seconde d'arc. Le F-GFT sera également en mesure de fournir une première estimation du redshift. Ces informations, peuvent alors être retournées au FSC pour le F-GFT et au Centre Scientifique Chinois pour le C-GFT et le GWAC. En même temps que les télescopes de suivi dédiés, le FSC alerte les plus grandes installations au sol - télescopes de plus de 8 m comme le VLT, en seulement quelques minutes après la détection par ECLAIRs, pour mener des observations spectroscopiques de l'émission rémanente.

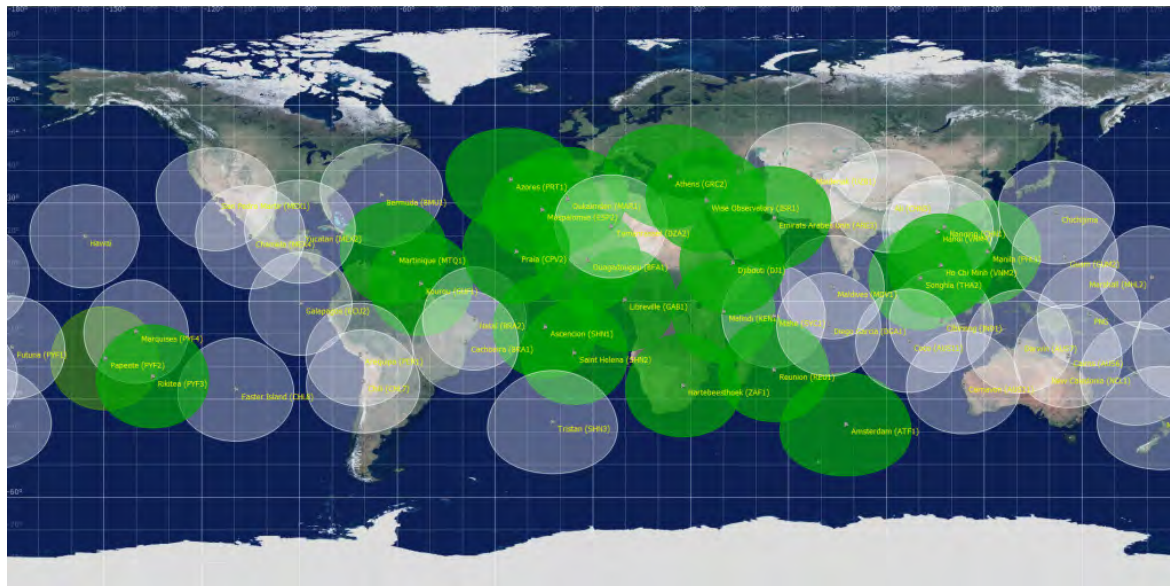


FIGURE 2.7. Localisation des Stations VHF autour de la terre. Les cercles verts sont les stations déployées et les cercles gris les stations à installer.

Chaque nouvelle position fournie par le satellite est redirigée vers les instruments dédiés au sol et les grandes infrastructures.

Pour communiquer, le FSC, les instruments du segment sol de SVOM, et les autres infrastructures au sol utilisent soit le système de *Gamma-Ray Coordinates Network* (GCN) soit celui de VOEvent. Les notices GCN permettent de distribuer des localisations sans intervention humaine afin de fonctionner le plus rapidement possible. Les circulaires GCN quand à elles permettent de distribuer à la communauté scientifique des messages de la part des observateurs lors des suivis d'alerte. Les VOEvents sont quand à eux des documents XML contenant des information standardisées sur l'observation (qui observe, qu'est ce qui à été observé, quand et où, comment et pourquoi est-ce intéressant pour la communauté), permettant de traiter et trier rapidement les données relatives à des observations.

GWAC

Le *GWAC-N*, *Ground Wide Angle Camera Network*, est un réseau composé d'un ensemble de 9 caméras grand angle basées au sol, (*GWAC-A*), et de plusieurs télescopes robotiques avec un plus faible champ de vue, mais une meilleur sensibilité. Ce réseau, localisé à l'observatoire de Xinglong, à Beijing, en Chine, à pour but de rechercher, de valider et d'observer la contrepartie visible de l'émission prompt et/ou rémanente des sursauts détectés par *SVOM* (Han et al., 2021). Le GWAC a la particularité d'avoir un large champ de vue, et d'être capable de suivre une partie du champ de vue de ECLAIRS, en temps réel. La largeur de son champ de vue et la courte durée des expositions en font un instrument très utile dans la recherche des d'évènements transitoires visible sur

des courtes échelles de temps. Une vue de ces télescopes et des différentes caméras est présentée figure 2.8.



FIGURE 2.8. Vision panoramique de l'installation GWAC à l'observatoire Xinglong (Beijing, Chine) montrant 4 montures GWAC (à droite) et les télescopes de 60 cm et 30 cm (à gauche). Crédit : NAOC

Par ailleurs, le GWAC est également capable d'organiser ces différentes caméra et différents télescopes selon 3 schéma d'observations : 1) les caméras pointent le champ de vue de ECLAIRs pour suivre l'émission prompte, 2) chaque caméra pointe une cible de ToO, ou 3) les instruments scannent le ciel de façon cyclique afin d'étudier un champ de vue encore plus large. Dans un autre cadre, ce réseau est aussi capable de faire le suivi d'évènements d'ondes gravitationnelles détectées par les interféromètres de LIGO/Virgo.

Le Chinese-GFT

Le télescope robotique chinois (C-GFT), à été crée à partir d'un télescope existant de 1,2m localisé au *Jiling Observatory* en Chine. C'est un télescope Ritchey-Chretien permettant une réponse rapide grâce à une monture altazimuthal. Il est de plus équipé d'un système de miroirs dichroïques et de 3 filtres permettant d'observer dans les bandes g,r et i. Ces trois canaux sont équipés de CCD de 2000×2000 pixels. Une vue du télescope est données figure 2.9.

Finalement, le contrôle robotique du télescope, son système de communication et le traitement des données en temps réel en font un instrument rapide et particulièrement réactif aux alertes de *SVOM*, (Niu et al., 2022).

COLIBRÍ, le F-GFT

COLIBRÍ est le télescope robotique Alt-azimutal de suivi franco-mexicain, localisé à San Pedro Mártir, Baja California, au Mexique. Équipé d'un miroir primaire de 1,3 m de diamètre, COLIBRÍ est aussi un instrument rapide et précis, capable de pointer une source en moins de 30 s après la réception de l'alerte, avec une précision inférieure à 2,5 secondes d'arc. Il sera présenté plus en détail dans la section 2.3.



FIGURE 2.9. Le dôme et le télescope de suivi au sol chinois (C-GFT) de 1.2 m de diamètre, à l'observatoire de Jilin (Jilin, Chine).

2.3 COLIBRÍ

COLIBRÍ, est un télescope robotique de monture alt-azimutal, équipé de deux dérotateurs placés aux deux foyers Nasmyth. Il a été construit par la société allemande ASTELCO et les deux miroirs principaux polis par des sociétés françaises, AstroOptique Cardoen pour le miroir M1 (1,3 m) et Winlight pour le miroir M2. Le revêtement de ces deux miroirs est en aluminium pur, non protégé, qui devra être refait tous les deux ans. Le télescope sera installé au plus haut de l'*Observatorio Astronómico Nacional* (OAN) (figure 2.10, sous un dôme capable de tourner à 30 deg/s, adapté aux performances du télescope. Les caractéristiques et exigences principales de COLIBRÍ sont synthétisées dans le tableau 2.1.

Lieu d'observation	Observatorio Astronómico Nacional, San Pedro Mártir, Mexico
Temps nécessaire pour pointer une source	< 30s
Précision de la localisation	< 0,5''
Diamètre du miroir primaire	1,3 m
Bandes photométriques	3 bras en simultané : bleu (gri), rouge (zy) et NIR (J H)
Champ de vue	26 arcmin
Taille des pixels sur le ciel	visible : 0,38''/pix NIR : 0,64''/pix
Durée de traitement des données	< 5min

TABLE 2.1. Exigences sur les caractéristiques de COLIBRÍ



FIGURE 2.10. Localisation du télescope COLIBRÍ à San Pedro Mártir, Baja California, au Mexique. Localisation de l'*Observatorio Astronómico Nacional* (OAN) [A], Site d'occupation de COLIBRÍ par rapport aux autres télescopes du site [B]. Modèle du bâtiment principal [C]. Vue aérienne du site de construction des bâtiments de COLIBRÍ [D et E]. Image tirée de [Lugo-Ibarra et al. \(2022\)](#).

2.3.1 L'observatoire et les infrastructures

Le bâtiment accueillant COLIBRÍ est composé d'un dôme pour le télescope, conçu sur mesure par la compagnie allemande ASTELCO et l'entreprise italienne Gambato, capable de tourner à une vitesse de 30 deg/s, afin que le télescope puisse observer n'importe quelle position du ciel en moins de 30 s. La construction de tels bâtiments entraîne différents défis, comme l'isolation thermique entre la salle de contrôle et la salle d'observation ou bien la ventilation de la salle d'observation. De plus, la structure du bâtiment doit être assez solide pour résister aux mouvements rapides du dôme, et la falaise autour du télescope a dû être renforcée pour assurer la solidité et la stabilité du terrain, afin d'éviter tout affaissement mais aussi de résister aux tremblements de terre. De plus, le télescope sera fixé sur un pilier central isolé du reste pour éviter les vibrations.

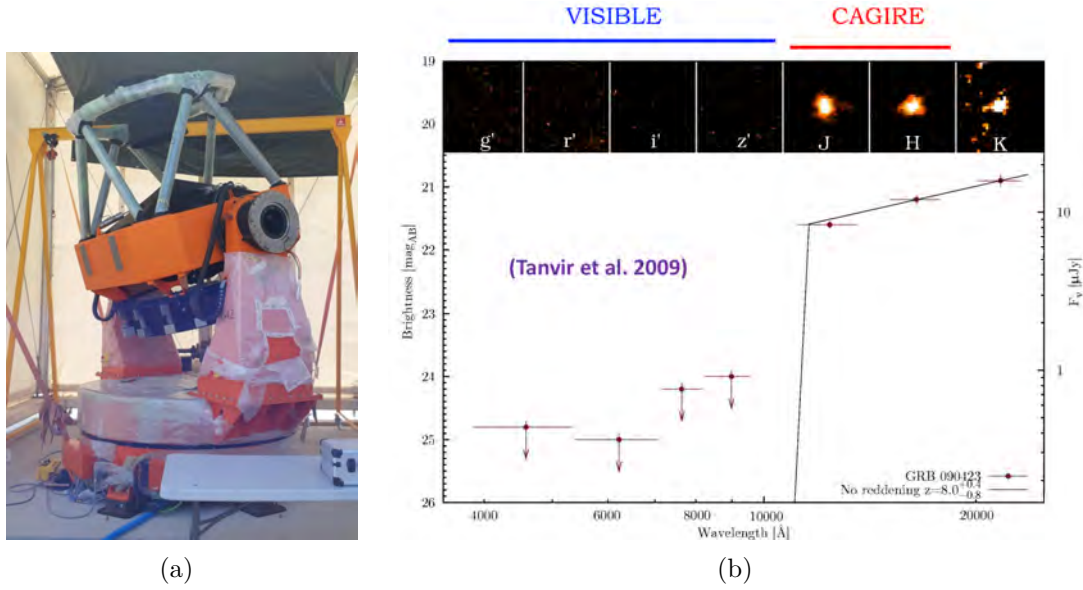


FIGURE 2.11. Le télescope COLIBRÍ à gauche, credit : OHP, et une observation photométrique du sursaut GRB 090423 ($z = 8.0^{+0.4}_{-0.8}$) tirée de [Tanvir et al. \(2009\)](#) à droite. Les bandes photométriques observées par le télescope sont représentées en haut de la figure (droite)

Le bâtiment, constitué du dôme et de pièces de services accueille également le centre de contrôle, relié aux French Science Center (FSC) de SVOM, permettant la gestion des données et leur traitement. Par ailleurs, un système de sûreté garantit la sécurité de l'observatoire depuis le dôme jusqu'aux salles de contrôle, que ce soit d'un point de vue des risques humains liés aux mouvements rapides du télescope ou pour la gestion du dôme face aux conditions météorologiques, entre autres.

2.3.2 Les instruments

Afin de couvrir une large gamme spectrale, COLIBRÍ permet d'illuminer simultanément 2 voies dans le visible - l'instrument DDRAGO - et 1 voie dans le proche infrarouge - la caméra CAGIRE ([Farah et al., 2022](#)). Les bandes photométriques observées sont présentées dans la figure 2.12.

DDRAGO est un imageur à grand champ, sensible dans le visible, sur une bande bleue (*gri*) et une bande rouge (*zy*), simultanément. Cet imageur est équipé de deux détecteurs visibles de 4096×4096 pixels de $15 \mu\text{m}$ de côté qui couvrent un champ de vue de 26 arc minutes. DDRAGO délivre ensuite un faisceau infrarouge à CAGIRE à travers un banc optique conçu pour ce propos, le *Warm Optical Bench* (WOB). Un schéma de la succession des deux instruments autour du WOB et du chemin optique est donné figure 2.14.

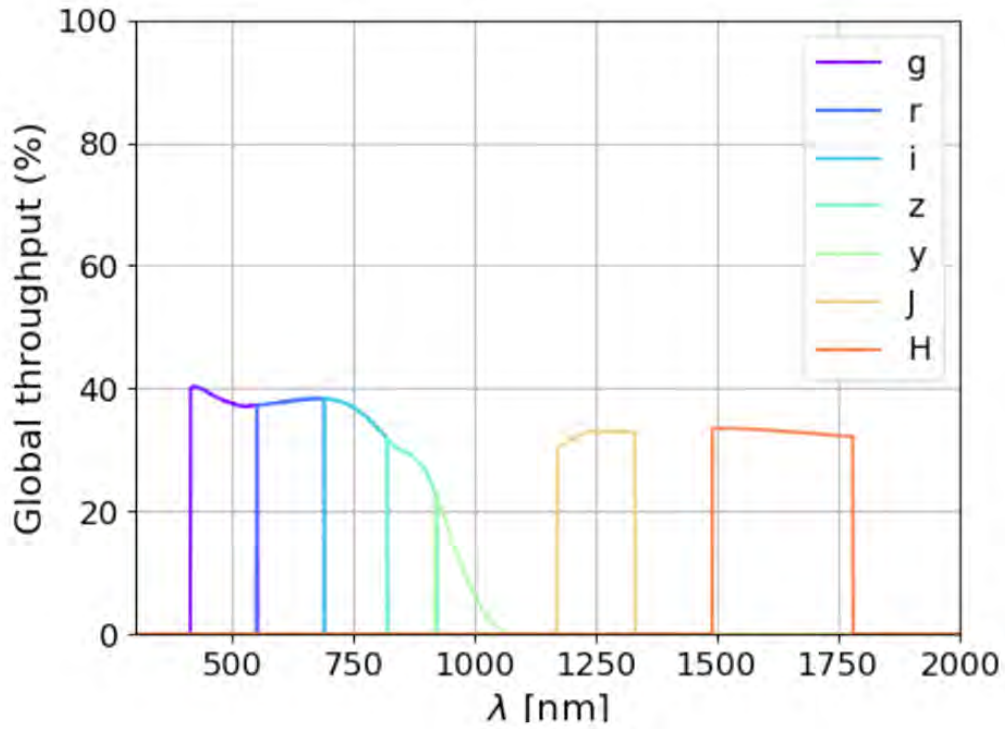


FIGURE 2.12. Bandes photométriques de COLIBRÍ. Les bandes g, r, i ou gri d'une part, z, y ou zy d'autre part et J ou H sont observées simultanément.

CAGIRE, la caméra NIR sera présentée en détail en section 2.4.

2.3.3 Les objectifs scientifiques et les performances

La rapidité de COLIBRÍ devrait lui permettre d'observer la phase de transition entre l'émission prompte et l'émission rémanente, avec une résolution temporelle adaptée à la grande variabilité de ces émissions. COLIBRÍ a notamment été conçu pour remplir les fonctions suivantes :

- Observer les sursauts γ du visible jusqu'à l'infrarouge, le plus rapidement possible (~ 1 min) et pendant environ une journée.
- Être capable de localiser un sursaut γ avec une précision meilleure qu'une seconde d'arc, moins de 5 min après la réception de l'alerte pour les sursauts les plus brillants. Pour référence, ECLAIRS localise les sursauts avec une résolution meilleure que 13 minutes d'arc.
- Localiser et étudier une partie des sursauts sombres.
- Assurer le lien entre les alertes SVOM et les plus grandes infrastructures terrestres comme le VLT, ALMA ou l'ELT par exemple (si SVOM est prolongé au-delà des 5 ans prévus, pour l'ELT), en donnant une estimation de la

magnitude du sursaut et de son redshift en moins de 5 min après l’alerte. Cette estimation rapide du redshift photométrique (même à haut redshift) est rendue possible grâce à l’emploi simultané de CAGIRE et DDRAGO.

- Identifier les déclenchements ayant un rapport signal-sur-bruit faible, pour lesquels SVOM ne générera pas de réorientation du satellite et donc pas d’alerte. Cela pourrait arriver pour les sursauts très atténués ou à très haut redshift.

En effet, la sensibilité de COLIBRÍ dans l’infrarouge grâce à la caméra CAGIRE, permettra de chercher les sursauts avec un redshift élevé, au delà de $z=6$ et ce jusqu’à $z \sim 11$, où la coupure Lyman- α à $\lambda = 91.2 \text{ nm}$ est décalée dans l’infrarouge. Ces sursauts, invisibles pour le VT, devraient permettre d’étudier l’univers jeune et l’époque de ré-ionisation (Wei et al., 2016). COLIBRÍ devrait en effet estimer le redshift avec une précision de 10% pour des redshifts compris entre $z=3.5$ et $z=8$, et avec une précision de l’ordre de 14% pour les sursauts à redshift supérieur à $z=8$ (Basa et al., 2022). La figure 2.11(a) donne une image du télescope ainsi qu’un graphique montrant l’intérêt des observations infrarouge pour les sursauts à haut redshift avec l’exemple du sursaut GRB090423 ($z = 8.0^{+0.4}_{-0.8}$), 2.11(b).

2.4 CAGIRE

La caméra CAGIRE joue un rôle particulier dans la mission SVOM, notamment dans la détection de l’émission rémanente des sursauts à grand redshift, qui ne serait pas visible par l’instrument VT embarqué sur SVOM. Nous avons vu dans le chapitre 1, que malgré leur rareté, l’observation de ces sursauts est un objectif de l’astronomie actuelle, justifiant le développement d’une caméra NIR dédiée au focus de COLIBRÍ. Pour des redshift jusqu’à $z \sim 11$, CAGIRE offre un lien crucial entre la localisation d’ECLAIRS (de quelques arc minutes de précision) et une localisation à l’arc seconde nécessaire à l’observation de l’émission rémanente par les spectrographes de haute résolution des plus grands observatoires terrestres. En améliorant notre capacité à observer des sursauts à grand redshift, CAGIRE pourrait contribuer à la détection de galaxies très lointaines et de faible luminosité ou même entraîner la détection de sursauts provenant d’explosions d’étoiles de population III, présentées dans le chapitre précédent. Nous présenterons ici les exigences scientifiques de CAGIRE et leur impact sur le design de la caméra en section 2.4.1, l’architecture de la caméra dans la section 2.4.2, et sa stratégie de caractérisation dans la section 2.4.4. Le chapitre suivant, 3 sera quant à lui dédié au détecteur, que nous n’aborderons donc pas en détail dans cette section.

2.4.1 Objectifs scientifiques et design de la caméra

L’utilisation d’une caméra infrarouge au foyer d’un télescope robotique tel que COLIBRÍ nécessite certains ajustements, qui résultent soit des besoins scientifiques soit des contraintes techniques liées à l’instrument lui-même. L’exigence la plus importante pour CAGIRE, est de couvrir la zone d’incertitude de ECLAIRS en une seule exposition avec un détecteur de 4 millions de pixels ($2k \times 2k$). Le champ de vue de CAGIRE, de $21,6'$,

fixe la taille d'un pixel ciel à $0,65''$, et ainsi la quantité de lumière reçue par le fond de ciel, qui est évalué à 160 e-/s/pixel en bande J et à 1250 e-/s/pixel en bande H. S'il limite la sensibilité de l'instrument, ce fort signal de fond de ciel permet de simplifier l'instrument, en effet : (1) Les radiations des optiques non refroidies restent très faibles devant ce signal et il n'est donc pas nécessaire d'utiliser des optiques refroidies, et (2) les bruits liés au détecteur seront inférieurs au bruit de Poisson généré par le fond de ciel. En effet, le bruit de fond instrumental est inférieur à 25% du fond de ciel, et le bruit de lecture du détecteur utilisé est négligeable devant les fluctuations du fond de ciel, pour des expositions supérieures à 20 s en J et à 2 s en H. Ces différentes valeurs sont comparées dans le tableau 2.2.

channel and time	J (1s)	J (20s)	J (60s)	H (1s)	H (20s)	H (60s)
sky	160	3 200	9 600	1 250	25 000	75 000
internal signal	8	160	480	17.3	346	1 038
sky fluctuation	13	57	98	35	158	273
internal signal variation	3	13	23	4	18	32
readout noise	40	40	40	40	40	40
Total noise	42	71	108	54	164	279

TABLE 2.2. Valeurs du signal attendues et fluctuations en e-/pix. Les valeurs en gras indiquent quand les fluctuations du fond de ciel sont dépassées par le bruit instrumental.

Par ailleurs, la position de CAGIRE sur un télescope robotique entraîne des exigences d'autonomie de l'instrument. CAGIRE devra être opérationnelle sans maintenance sur des périodes de 6 mois minimum (en espérant 1 an d'autonomie). Pour cela, CAGIRE est équipée d'un cryocooler permettant de conserver une température de 100 K dans le cryostat, grâce au vide maintenu par pompage cryogénique. De plus, dans un objectif de fiabilité, l'instrument ne possède que peu de parties mobiles : trois platines de translation et un obturateur à température ambiante. L'obturateur est fermé pendant les mouvements du télescope, afin de ne pas illuminer le détecteur pendant les mouvements. Le premier étage de translation permet d'ajuster le foyer en bougeant une lentille du banc optique non refroidi. Le deuxième permet de changer le filtre devant le cryostat (J ou H). La dernière platine permet de pousser un obturateur froid devant le détecteur afin de l'isoler du signal du ciel et du signal de l'instrument, permettant ainsi de mesurer la réponse du détecteur sous obscurité et de contrôler la santé du détecteur dans un environnement maîtrisé.

Ce positionnement implique également que la caméra, entraînée par le dérotateur mécanique du télescope, sera toujours en mouvement, que ce soit pendant les observations ou entre deux observations. De plus, le dérotateur ne peut pas supporter le poids complet de la caméra avec son électronique et son système de lecture, et l'instrument est divisé en deux parties. Les éléments "embarqués", sont installés sur l'unité structurale principale du télescope (MSU), qui est elle-même fixée sur le dérotateur. Ces instruments "embarqués" sont le cryostat, l'électronique dite *front-end* et le contrôleur de mouvement.

Les autres éléments sont localisés dans une salle de contrôle sous le télescope et reliés aux instruments sur le télescope par un *cable wrap*. Ce positionnement des éléments est justifié par les spécificités de la chaîne de détection. En effet, le détecteur est relié à un préamplificateur qui doit être localisé dans le cryostat. De plus, le contrôle et la lecture du détecteur sont faits par le *New General Controller* (NGC), développé par l'ESO qui ne doit pas être à plus de 3 m du détecteur et doit donc être embarqué sur le télescope, malgré son volume et son poids.

Finalement, le choix des longueurs d'onde d'observation de CAGIRE s'est fait sur le souhait de rendre l'instrument le plus simple possible, et CAGIRE est donc centrée sur les bandes photométriques J et H. Ce choix implique notamment que la bande y soit couverte par le CCD rouge de la caméra visible. La nécessité d'observer les sursauts candidats en moins de 5 minutes n'entraîne pas de contrainte sur l'instrument en lui-même mais sur son mode d'opération, décrit dans la section 2.4.3. Un résumé des performances de la caméra dans son ensemble est donné dans le tableau 2.3.

Paramètres	Valeur
Champ de vue	21,7'
Taille d'un pixel ciel	0,65''
Gamme de longueur d'onde	1,1 μ m à 1,8 μ m
Bandes photométriques	J et H
Fond de ciel attendu	160 e-/s/pix (J) 1250 e-/s/pix (H)
Redshift maximum observable	$z \sim 11$
Autonomie au vide	>6 mois
Temps de traitement des images (depuis le déclenchement)	< 5 min
Température du cryostat	100K
Performances de bruit	dominées par les fluctuations du fond de ciel

TABLE 2.3. Performances de CAGIRE

2.4.2 Architecture de la caméra

CAGIRE est une caméra scientifique sensible dans le proche infrarouge (NIR ou SWIR), sur une gamme de longueurs d'onde entre 1,1 μ m et 1,8 μ m. La caméra prendra des images dans les bandes J et H, dans un champ de vue carré de 21,7' de côté, pour couvrir la zone d'incertitude de ECLAIRS. CAGIRE est composée de trois principaux sous-systèmes, un cryostat situé derrière un sélectionneur de filtre, une baie électronique de proximité, embarqués tous deux sur le télescope, et une baie électronique à distance, localisée sous le télescope. Nous donnons ci-dessous plus de détails sur le design optique, la structure mécanique, le cryostat et l'électronique de la caméra.

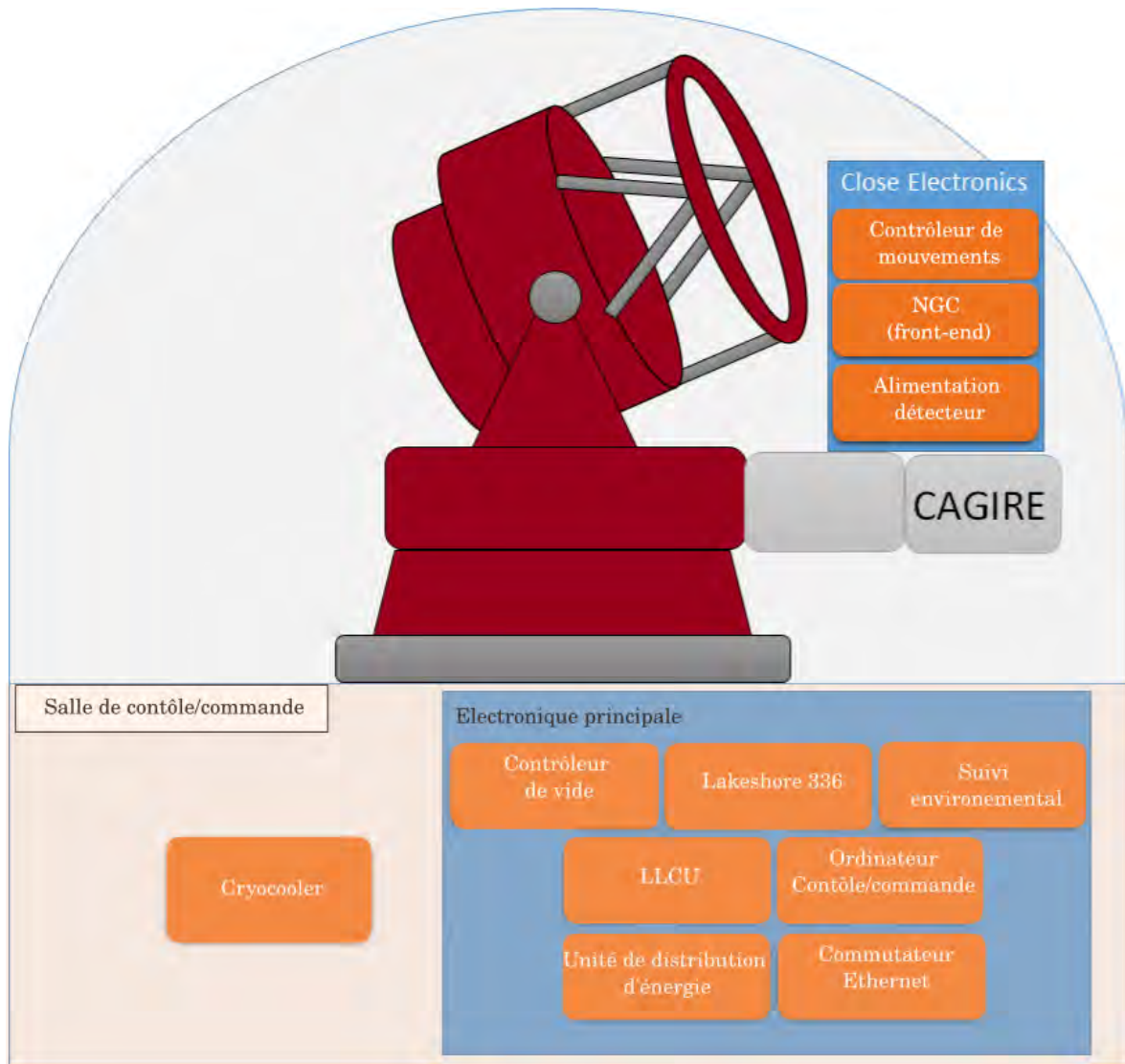


FIGURE 2.13. Schéma de CAGIRE et de son électronique sur le télescope

Le design optique

Comme illustré sur la figure 2.14, la lumière arrivant du télescope traverse tout d'abord le *Warm Optical Bench* (WOB) (Farah et al., 2022), avant d'entrer dans le cryostat. Le WOB permet de focaliser la lumière sur le détecteur de CAGIRE et de bloquer le faisceau lumineux si besoin lorsque le télescope bouge. La lumière traverse ensuite un filtre en silice permettant de sélectionner la bande photométrique souhaitée : J ou H. Un sélectionneur de filtre, fixé sur le cryostat permet de rapidement changer de filtre entre deux expositions. Dans le cryostat, une pupille froide arrête la lumière provenant des objets situés en dehors du faisceau d'observation. Un filtre froid fixe coupe ensuite toutes les longueurs d'onde plus grandes que $1.8\mu\text{m}$ et enfin la lumière traverse une lentille froide (L12) (voir figure 2.15), permettant de produire l'image sur le détecteur.

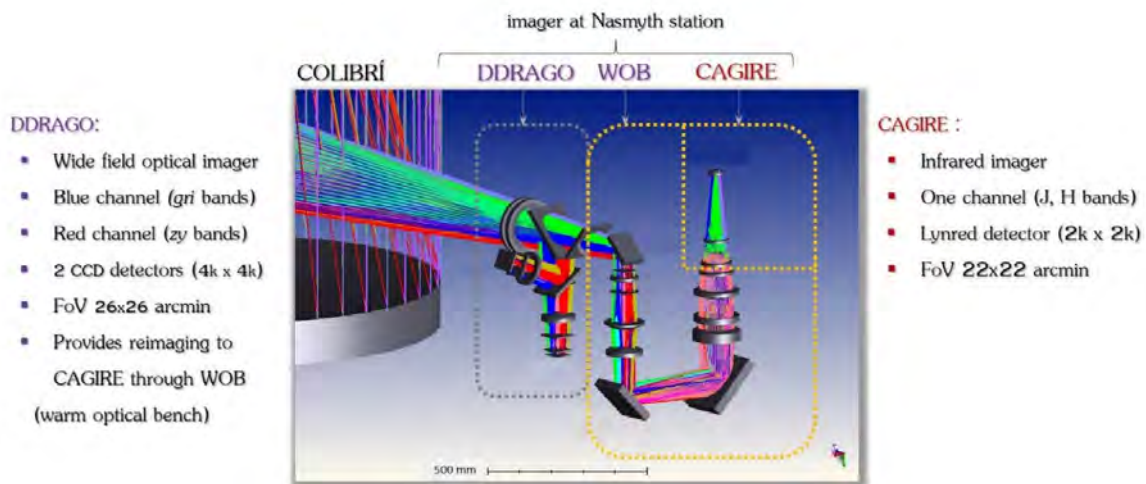


FIGURE 2.14. Schéma du chemin optique de la lumière depuis le télescope jusqu'au détecteur de CAGIRE en passant par le WOB. Crédit : [Langarica et al. \(2022\)](#)

Des baffles conçus avec précision permettent de s'affranchir de la lumière parasite. Enfin un masque froid permet de mettre le détecteur dans une obscurité complète, pendant les périodes de tests et de calibration. Ces différents éléments sont présentés dans la figure 2.15.

La structure mécanique

Le WOB, le cryostat et l'électronique de proximité sont montés sur l'infrastructure du télescope, que l'on appelle l'*Unité de Structure Principale* (MSU, Main Structural Unit). Le cryostat sera installé sur la MSU grâce à une plaque amovible et un étage d'alignement permettant d'ajuster la position de la caméra selon 5 degrés de liberté. L'électronique de proximité est composée de l'électronique **front-end** et de son alimentation, du contrôleur de mouvement du sélectionneur de filtre et le masque froid, et des différentes sondes environnementales. Cette électronique est contenue dans un rack électronique d'environ 60 cm de côté. La machine cryogénique (cryocooler) et l'électronique déportée sont localisés dans la salle de contrôle comme nous le verrons dans la section sur l'électronique.

Le cryostat dans son ensemble sera assemblé au préalable et ensuite monté sur l'étage d'alignement. Différentes analyses de l'étage d'alignement et du cryostat ont été menées. Elles incluent une analyse statique pour estimer l'impact de la gravité sur la position du détecteur dans le cryostat, et une analyse des modes de vibration afin de minimiser la réponse de la caméra aux vibrations du cryocooler. Tous les déplacements mesurés lors de ces tests sont inférieurs aux tolérances optiques, avec un déplacement latéral maximum de $\pm 0,225$ mm, plus petit que les $\pm 0,36$ mm demandés.

Des études additionnelles ont permis de mesurer les déplacements du détecteur durant les mouvements du télescope et une analyse thermo-mécanique de simuler les contraintes

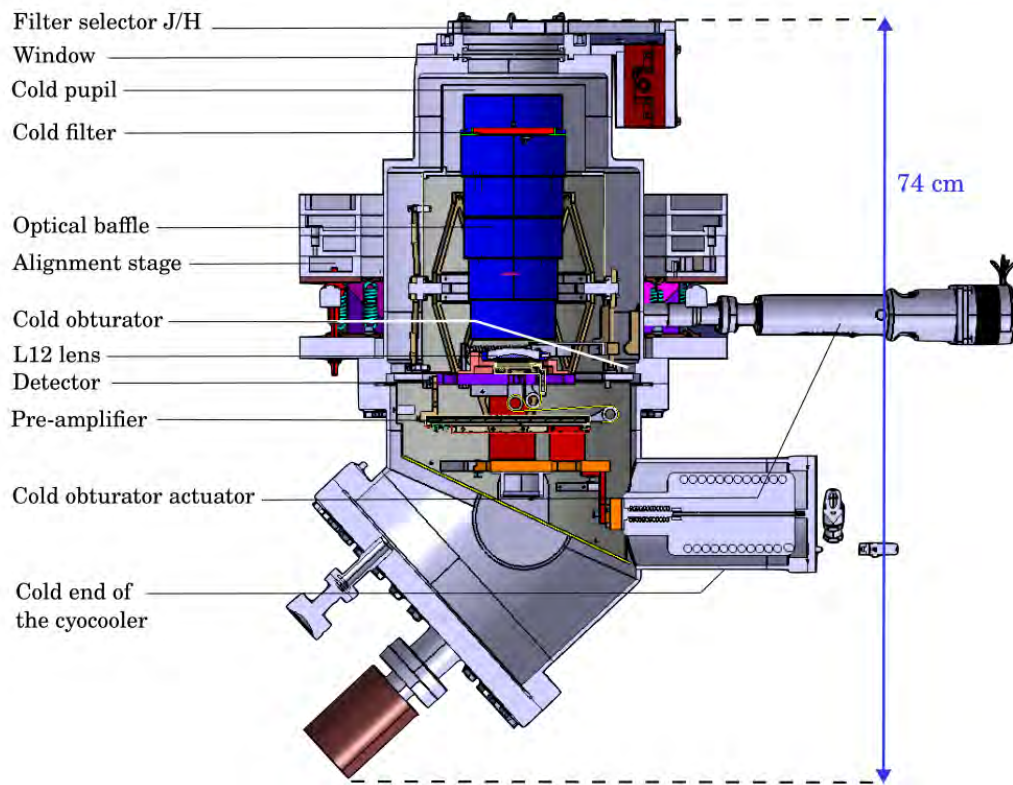


FIGURE 2.15. Schéma de la caméra

appliquées à la structure et les changements de position des éléments clé à cause des expansions/contractions mécaniques. Une contraction maximale de 0,3 mm a été observée pour certaines parties, à cause des différences de matériau, mais toutes ces pièces sont montées sur des parties flexibles qui s'adapteront selon la déformation. Aucun stress important n'est attendu sur l'assemblage du fait de la température, et toutes les études conduites ont ainsi montré des résultats en adéquation avec les exigences de CAGIRE.

Le cryostat

Le détecteur sélectionné pour CAGIRE fonctionnant à une température nominale de 100 K, un cryostat est nécessaire pour assurer des performances nominales. Cependant, la localisation de la caméra sur un télescope alt-azimutal bougeant rapidement implique certaines contraintes comme le besoin de fournir un vide cryogénique pendant au moins 6 mois, sans pompage et avec un budget de masse faible. Le cryostat, présenté fig. 2.16, est composé d'une chambre à vide en aluminium, abritant les baffles optiques, le filtre froid, le masque froid, la lentille L12, le détecteur et le préamplificateur. Il est équipé d'une fenêtre pour laisser entrer la lumière. Tous les composants froids sont liés thermiquement par un doigt froid, lui-même relié à la tête froide du cryocooler localisé dans la salle de contrôle, grâce à un tuyau de 38 mètres, permettant le refroidissement à 100 K avec peu de vibrations.

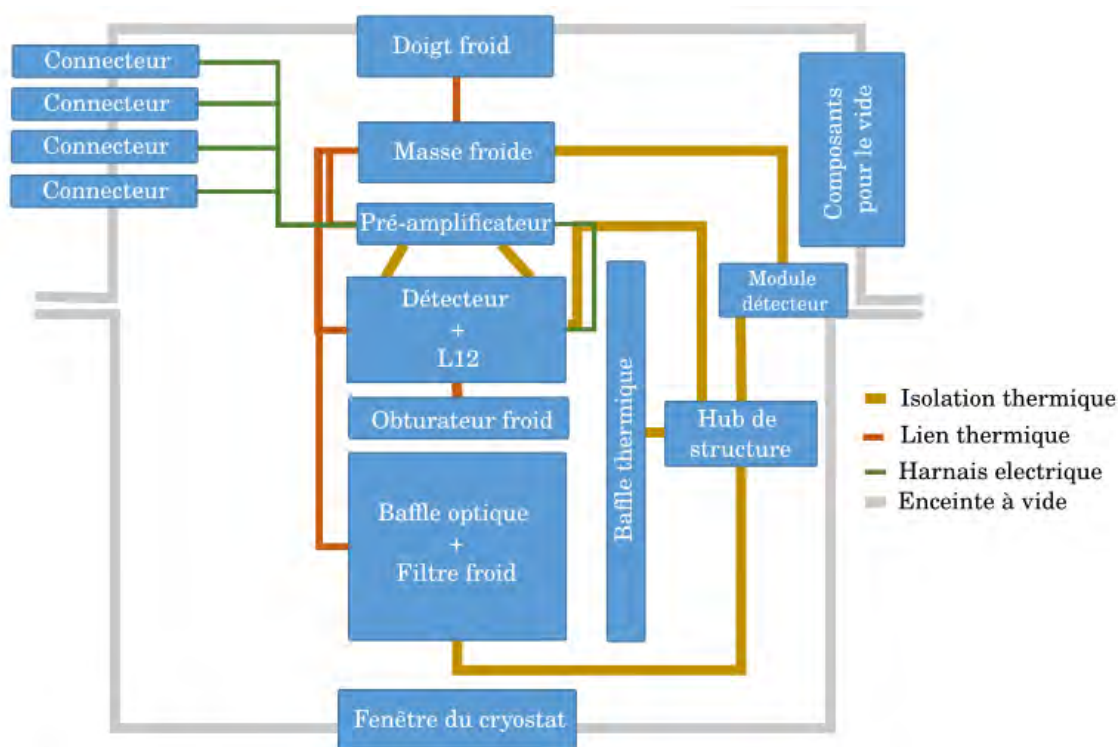


FIGURE 2.16. Schéma du cryostat

Différents connecteurs, positionnés sur la même plaque permettent une connexion électrique aux électroniques non refroidies. Le cryostat est aussi équipé de sondes de vide et de température, comme nous allons le voir dans la section suivante.

L'électronique

Nous présentons ici l'électronique de mouvement et de contrôle d'environnement. L'électronique d'acquisition et de lecture sera présentée avec la description du détecteur, en section 3.4.

Différents sous-systèmes sont nécessaires au contrôle ou aux mouvements des composants de la caméra. Ces sous-systèmes sont listés ci-dessous et sont représentés dans la figure A.1 en A :

- Les mesures de pressions sont faites grâce à une jauge Pirani équipée d'une cathode froide et capable de mesurer des pressions allant de 10^{-9} hPa à 10^3 hPa . Cette jauge est lue grâce à un contrôleur de vide présent dans le rack électronique principal, dans la salle de contrôle. Les données sont collectées par le réseau Ethernet.
- Le sélectionneur de filtre est une platine motorisée unidirectionnelle, montée sur le cryostat. Sa répétabilité est de $0,5 \mu\text{m}$, précision nécessaire au positionnement des filtres au même endroit à chaque mouvement. Pour remplir les exigences

de CAGIRE, cette platine est de plus rapide, avec une vitesse de 50 mm/s, permettant de changer de filtre en environ 2 s.

- Le masque froid est déplacé par un actionneur localisé sur le cryostat. Le sélectionneur de filtre et le masque froid sont contrôlés par un contrôleur de mouvement, localisé avec l'électronique de proximité sur le télescope.
- Les sondes environnementales incluent des senseurs de température, d'humidité, de pression barométrique et d'éclairement de chez Embedded Data Systems. Ces sondes, localisées sur le cryostat et dans le rack d'électronique de proximité sont connectées au serveur de suivi environnemental présent dans la salle de contrôle/commande par un serveur "1-wire".
- Le détecteur et le préamplificateur sont maintenus à basse température par la tête froide connectée au cryocooler, lui-même localisé dans la salle de contrôle. La température interne du cryostat est suivie au centième de kelvin par un contrôleur de la société Lakeshore.
- Enfin, le rack dans la salle de contrôle/commande abrite l'ordinateur du NGC (le LLCU), le *Network Attached Storage* (NAS) afin de stocker les données de la caméra sur un réseau privé, le générateur (UPS) de la société Eaton et l'unité d'alimentation.
- Le cryocooler sera placé à côté du rack, toujours dans la salle de contrôle/commande.

Le Logiciel CAGIRE

Le logiciel CAGIRE a pour objectif de placer la caméra dans les conditions requises pour faire les observations demandées par le *Telescope Control System* (TCS). Pour remplir ce rôle, le logiciel CAGIRE est capable de :

- Contrôler le vide,
- Refroidir le cryostat,
- Contrôler les platines motorisées (Sélectionneur de filtre, obturateur froid),
- Vérifier les conditions environnementales à l'extérieur du cryostat (température, humidité, pression, luminosité),
- Assurer la sécurité du détecteur (mise ON/OFF, configuration du reset et des acquisitions),
- Initialiser le détecteur et la chaîne de détection,
- Configurer l'acquisition selon la demande du TCS (nombre de frames).

Pour réaliser ces actions, le logiciel est capable de communiquer avec différents périphériques et de les commander si besoin. Ces communications utilisent un protocole JSON-RPC 2.0, basé sur des fichiers JSON, avec le logiciel comme client des serveurs des différents périphériques, comme on peut le voir en figure 2.17. Lorsque CAGIRE est dans sa configuration opérationnelle, l'instrument est prêt à répondre aux demandes du TCS. La communication se fait par le logiciel CAGIRE, qui est le seul lien entre l'instrument et le TCS. Le logiciel CAGIRE, développé en Java, est aussi équipé d'une interface visible, l'Interface Homme-Machine d'Ingénierie (IHMI), donnant le contrôle

sur les différentes caractéristiques listées au début de cette section. La figure 2.17 présente un diagramme du logiciel CAGIRE, implémenté dans l'ordinateur CAGIRE, et ses connexions avec les différents périphériques.

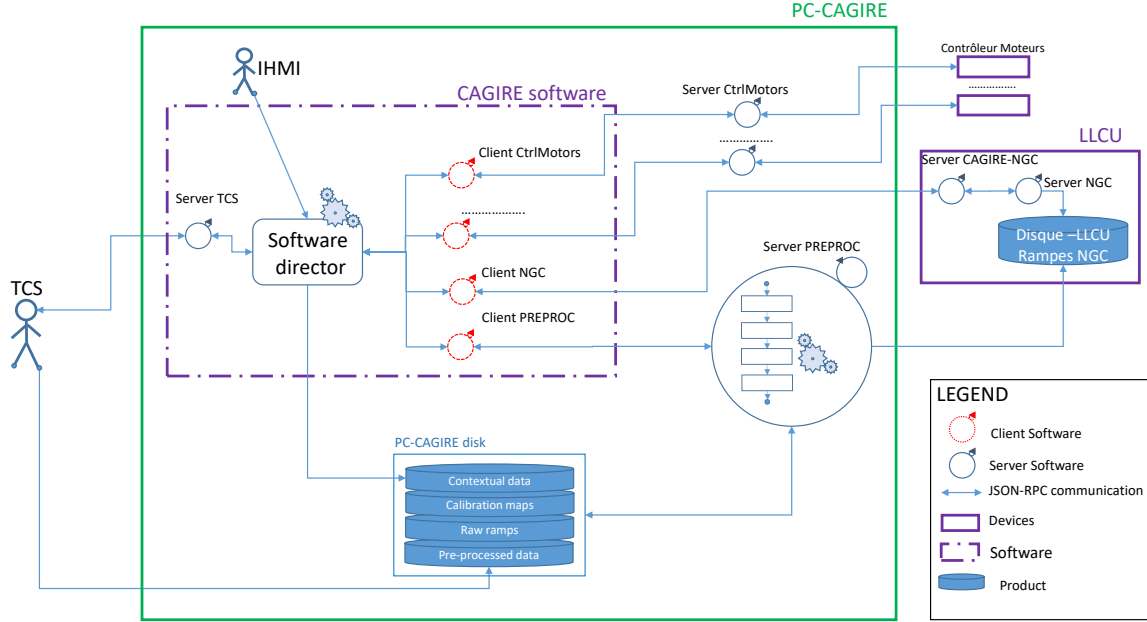


FIGURE 2.17. Architecture logicielle. Le logiciel CAGIRE est localisé dans l'ordinateur CAGIRE, "CAGIRE computer", et interagit avec les serveurs des différents périphériques.

Les périphériques contrôlés par le logiciel sont pour certains des équipements matériels (LLCU, sondes environnementales, platines motorisées) et pour d'autres des serveurs logiciels comme ceux des différents périphériques ou le serveur du pipeline de pré-traitement, écrit en Julia et présenté en chapitre 7.

Finalement, lorsque CAGIRE reçoit une requête du TCS ou à travers l'IHMI, le logiciel vérifie les statuts des différents périphériques et sous-systèmes (moteurs, sondes environnementales, LLCU), lance une acquisition et, à la fin de l'acquisition lance le pré-traitement de la rampe. Finalement, les données brutes et pré-traitées sont stockées et mises à disposition du TCS.

2.4.3 Fonctionnement

CAGIRE a été conçue pour être un instrument autonome et simple à faire fonctionner. L'autonomie est basée sur le fait que CAGIRE surveille son propre statut et est capable de s'éteindre automatiquement et de passer dans un mode sécurisé en cas de problème. Dans un objectif de simplicité, CAGIRE accomplit un minimum de tâches pendant son fonctionnement nominal. La caméra envoie son statut, choisit le filtre, configure une acquisition avec le nombre de frames demandé, lance et arrête une acquisition, pré-traite les données et les rend disponible pour le *Telescope Control System* (TCS).

Pendant les tests d'ingénierie, il est aussi possible de bloquer le chemin optique avec un masque froid, afin de vérifier la bonne santé du détecteur.

À la réception d'une demande du TCS, CAGIRE exécute la séquence suivante :

(1) Enregistrer une rampe avec une durée et un filtre définis, (2) pré-traiter les données et attendre la prochaine requête. Cette séquence peut être interrompue à n'importe quel moment par le TCS, par exemple lors de l'arrivée d'une alerte de haute priorité. CAGIRE est ainsi un instrument "passif", sans mémoire ni contexte (en dehors de son statut de configuration). Cela signifie que CAGIRE ne traite que de l'exposition en cours, ne gardant aucune mémoire des acquisitions précédentes, excepté dans le cas de la gestion de la persistance à court terme comme expliqué au chapitre 5. De plus, CAGIRE n'utilise pas de données contextuelles telles que la direction de pointage, le type d'exposition (flat or sky), ni la stratégie de *dithering*¹ lors d'une observation. Finalement, la complexité est transférée au niveau du TCS, en charge de diriger les observations et de la pipeline astrophysique, en charge de l'analyse des données.

2.4.4 Stratégie de caractérisation

Utiliser au mieux un détecteur comme le détecteur ALFA nécessite une connaissance détaillée de ces propriétés propres, et au sein de la caméra. Les caractérisations effectuées visent donc à connaître au mieux les caractéristiques du détecteur, ses performances et d'ajuster son mode de fonctionnement à la caméra. Pour ce faire, les caractérisations sont divisées en trois parties, comme présenté dans la figure 2.18.

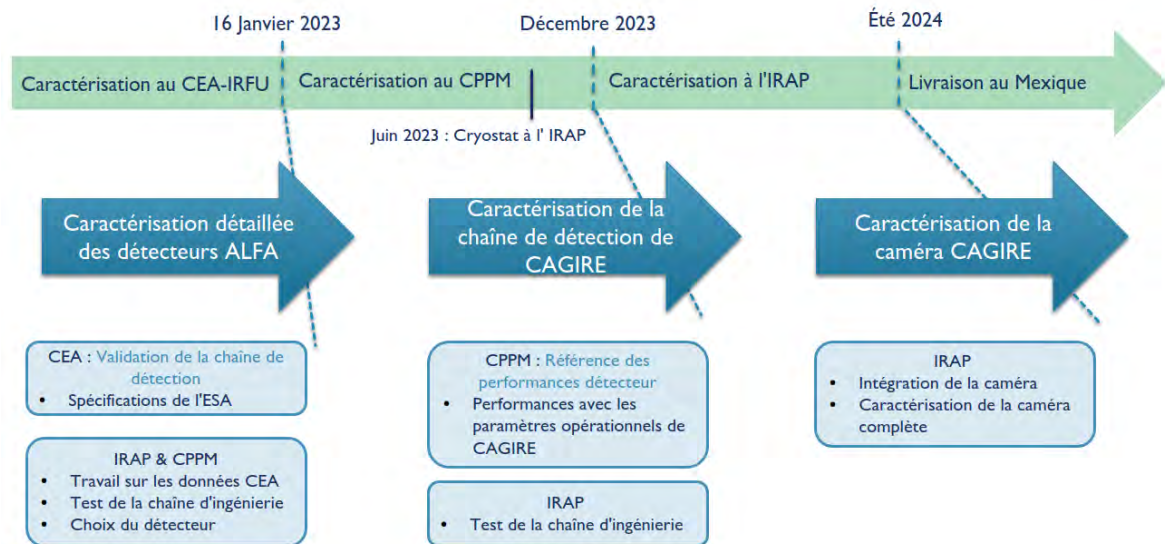


FIGURE 2.18. Timeline du plan de caractérisation

1. Le *dithering* est une stratégie de pointage, qui consiste à acquérir plusieurs images légèrement décalées de la même zone du ciel. Ces images sont ensuite moyennées sur la zone commune afin de s'affranchir de certains effets détecteur.

Tout d’abord, une phase de test au CEA/IRFU a permis une caractérisation fine du détecteur selon les besoins de l’ESA, propriétaire du détecteur.

Dans un second temps, la chaîne de détection de CAGIRE sera testée au CPPM, en utilisant une configuration représentative de CAGIRE, en termes de tensions appliquées, de temps d’exposition ou de niveaux d’illumination. Cette phase à deux objectifs principaux, (1) évaluer la réponse du détecteur à un environnement contrôlé dans la configuration de CAGIRE, et (2) acquérir les différentes cartes nécessaires au pré-traitement des images présenté dans le chapitre 4.

La dernière étape concerne la caractérisation de la caméra complètement intégrée à l’IRAP.

Les résultats des deux premières phases et le plan de test de la caractérisation à l’IRAP sont présentés dans le chapitre 5. Les résultats de ces différentes étapes de calibration, et plus particulièrement de la première, nous ont permis de développer un pipeline de pré-traitement des images de CAGIRE (chapitre 7) et d’adapter un simulateur de télescope aux caractéristiques de CAGIRE, afin de tester en amont le pipeline de pré-processing mais aussi d’estimer les performances de la caméra (chapitre 6).

2.5 Place de cette thèse dans la caractérisation de CAGIRE

Cette thèse s’inscrit ainsi dans le contexte de caractérisation de la caméra CAGIRE, au cours de son développement, et traite notamment l’utilisation d’un détecteur ALFA, dont le fonctionnement et les spécificités sont présentés dans le chapitre 3.

La première partie de mes travaux concerne l’analyse des données acquises durant la première phase de caractérisation au CEA-LETI. Ces études avaient pour but de comprendre au mieux les subtilités du détecteur, de définir les réglages requis pour le bon fonctionnement de CAGIRE (tensions de polarisations des diodes par exemple) et de connaître les limitations du détecteur (bruit de lecture par exemple). Ces études seront présentées dans le chapitre 4. Ces analyses ont également permis de démontrer la nécessité d’obtenir auprès de l’ESA le détecteur ALFA le plus performant, dont les caractéristiques sont en accord avec les besoins scientifiques de la caméra.

Les observations faites sur ces données m’ont également conduit à contribuer à la mise en place du plan de test des mesures effectuées au CPPM, pour la caractérisation du détecteur dans les conditions d’utilisation propres à CAGIRE, ainsi qu’au développement des outils d’analyse de ces tests. Ces études théoriques ont finalement été accompagnées par des caractérisations de la chaîne de lecture (sans le détecteur) à l’IRAP, permettant de mettre en avant certaines contraintes liées à celle-ci lors de phases de tests anticipés. Les caractérisations prévues au CPPM et à l’IRAP, ainsi que les tests anticipés sont présentés dans le chapitre 5.

Par la suite, une meilleure compréhension de ces effets m’a permis d’adapter un simulateur de télescope développé par D. Corre ([Corre et al., 2018](#)), afin qu’il prenne en compte les effets spécifiques à la caméra CAGIRE, mais aussi son fonctionnement en mode *Up-The-Ramp* (UTR). Ce simulateur, décrit au chapitre 6, permet une fois

adapté de simuler l’observation de sursaut γ dans le mode UTR à partir de banques de sursauts déjà observés. Ces simulations m’ont également permis de tester et de valider le traitement des images effectué sur CAGIRE, mais aussi d’évaluer certaines performances de la caméra.

Finalement, les résultats des analyses théoriques m’ont permis de développer et de valider un pipeline de pre-traitement robuste, rapide, et adapté aux besoins des traitements astrophysiques. Ce pipeline, présenté au chapitre 7, a fait l’objet d’une présentation au SPIE, ([Nouvel de la Flèche et al., 2022](#)), et permet de corriger au mieux les effets détecteurs observés, tels que les non-linéarités, le bruit de mode commun, les offsets, la gestion de la saturation et la gestion de la persistance. La validation de ce pipeline a été effectuée sur des images du ciel acquises en bandes J et H par l’instrument RATIR sur le télescope Johnson installé à l’OAN ([Butler et al., 2012](#)), et sur les images simulées. Ces deux derniers chapitres, ainsi que la présentation de la caméra sont l’objet d’un article publié dans *Experimental Astronomy*, ([Nouvel de la Flèche et al., 2023](#)). Les chapitres suivants détailleront ces différentes contributions après avoir présenté le détecteur ALFA et sa technologie.

Résumé du chapitre 2

La mission SVOM, "Space-based multiband astronomical Variable Objects Monitor", est une mission Franco-Chinoise principalement dédiée à l'étude des sursauts γ . SVOM, en dehors du satellite Swift actuellement en opération, sera le seul observatoire multi-longueurs d'onde suffisamment précis pour pouvoir déclencher des observations de suivi depuis le sol. De nombreux sujets en questionnement devraient alors bénéficier de la collaboration entre SVOM et les autres infrastructures dédiées à l'astrophysique, comme la nature et les propriétés des différents progéniteurs de sursauts γ , la nature des jets relativistes, les phénomènes en jeu dans l'époque de réionisation de l'univers et la formation des premières étoiles, parmi bien d'autres.

Pour cela, SVOM est composé d'un segment spatial et d'un segment sol, communiquant à travers un système d'une cinquantaine d'antennes Very High Frequency (VHF) localisées tout autour de la terre. Lorsque ECLAIRs - l'imageur à rayons X du satellite - détecte un sursaut, le satellite se tourne dans la direction détectée afin de permettre aux instruments à plus faibles champs, le VT et la MXT - un télescope visible et une caméra X - d'observer dans la direction du sursaut. En même temps, le Gamma Ray Monitor (GRM), acquiert un spectre dans le domaine des rayons γ , et la position comme les courbes de lumière sont envoyées au sol. Au sol, le Centre Scientifique Français (FSC), relaie l'information vers les télescopes de suivi au sol dédiés à SVOM, ainsi qu'à toutes les infrastructures terrestres, pour effectuer un suivi rapide du sursaut.

Le segment sol de la mission SVOM est composé de 3 instruments : (1) Le télescope robotique de suivi au sol Chinois (C-GFT), installé au Jiling Observatory en Chine, (2) Le réseau de caméra grand angle et de télescopes plus faibles champs de vue, GWAC-N, permettant de suivre le champ de vue de ECLAIRs en temps réel, installé en Chine et (3) le télescope robotique de suivi au sol Franco-Mexicain (F-GFT), COLIBRÍ, installé au Mexique. Ces télescopes de suivi sont alors capables d'acquérir et de traiter des images dans la direction donnée par ECLAIRs en moins de 5 min après la réception de l'alerte, afin de produire une position plus précise et donner une estimation du redshift dans le cas de COLIBRÍ.

COLIBRÍ est un télescope robotique, capable de pointer sa cible en moins de 30 s, et équipé de deux caméras, une caméra visible, DDRAGO, observant sur une voie bleue et une voie rouge simultanément, et d'une caméra infrarouge, CAGIRE. COLIBRÍ sera installé à San Pedro Mártir, en basse Californie au Mexique. Le télescope a pour objectif d'observer les sursauts γ du visible jusqu'à l'infrarouge le plus rapidement possible, de les localiser avec une précision meilleure qu'une seconde d'arc, et de faire le lien entre les alertes de SVOM et les grandes infrastructures terrestres, en donnant une estimation rapide de la magnitude et du redshift photométrique du sursaut.

La caméra CAGIRE joue un rôle particulier dans la mission SVOM, notamment dans la détection de l'émission rémanente des sursauts à grand redshift, qui ne seraient pas visibles par l'instrument VT embarqué sur SVOM. Pour répondre aux exigences scientifiques de ces observations, CAGIRE présente un certain nombre de caractéristiques résumées dans le tableau 2.3. Le design optique, la structure mécanique, l'électronique et le cryostat de CAGIRE ont tous été conçus de manière à répondre le plus simplement

possible aux exigences de design et d'autonomie, dues notamment au positionnement de la caméra sur un télescope robotique, et au fonctionnement du détecteur à une température nominale de 100K. Ce chapitre présente donc l'architecture et le fonctionnement de la caméra. Par ailleurs, le logiciel de CAGIRE permettra la mise en marche de la caméra selon les requêtes du "Telescope Control System" (TCS) et de piloter différents périphériques comme le serveur du pipeline de pré-traitement des images qui sera évoqué dans le chapitre [7](#).

CHAPITRE 3

Le détecteur ALFA

La caméra CAGIRE sera équipée d'un détecteur ALFA, développé par la société LYNRED et par le CEA-LETI. Nous présenterons le détecteur et ses caractéristiques dans la section 3.1, avant d'entrer dans les détails de son fonctionnement. La section 3.2 introduira le principe de fonctionnement de la couche sensible du détecteur, depuis la réception des photons jusqu'à la conversion en tension. Les sections 3.3 et 3.4 traitent respectivement du circuit de lecture, développé par LYNRED, et de la chaîne de lecture, composée d'un préamplificateur du CEA et d'un contrôleur développé par l'ESO. Nous présenterons ensuite une modélisation physique du signal de sortie du détecteur en section 3.5 avant de s'intéresser au phénomène de persistance et à son impact en section 3.6.

Contents

2.1	Les enjeux scientifiques de SVOM	22
2.2	La mission SVOM	25
2.2.1	Le segment spatial	27
2.2.2	Le segment sol	31
2.3	COLIBRÍ	34
2.3.1	L'observatoire et les infrastructures	35
2.3.2	Les instruments	36
2.3.3	Les objectifs scientifiques et les performances	37
2.4	CAGIRE	38
2.4.1	Objectifs scientifiques et design de la caméra	38
2.4.2	Architecture de la caméra	40
2.4.3	Fonctionnement	46
2.4.4	Stratégie de caractérisation	47
2.5	Place de cette thèse dans la caractérisation de CAGIRE	48

L'intérêt croissant de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) pour le développement de nouveaux détecteurs performants, et notamment dans l'infrarouge (Minoglou et al., 2019), a poussé l'ESA et l'Agence Nationale de Recherche Française (ANR Labex FOCUS) à soutenir une filière européenne de fabrication d'imageurs infrarouges grands formats, en Europe. Le programme ALFA (Astronomical Large Format Array) répond à ce souhait en développant des détecteurs grand format de 2048×2048 pixels carrés de $15\mu\text{m}$ de côté. La caméra CAGIRE sera équipée d'un de ces détecteurs, capables de

détecter des flux faibles, de l'ordre de quelques photons par seconde. Ces détecteurs présentent en effet des performances compatibles avec les demandes scientifiques de CAGIRE, telles qu'un courant d'obscurité inférieur à 1 e-/s/pix, ou une efficacité quantique ≥ 70 %. Le bruit de lecture, d'environ 40 électrons rms, est cependant plus élevé que la valeur espérée. Le cahier des charges initial pour ces détecteurs est présenté dans le tableau 3.1.

Caractéristique	valeur	Commentaire
Efficacité quantique	≥ 70 %	Entre 0,9 à 1,8 μm
Capacité de puits pour une gamme linéaire	> 80 ke-	Non-linéarité < 5 % sur cette gamme
Courant d'obscurité	< 1 e-/s/pix	Non critique du fait du fond de ciel
bruit CDS	< 55 e- rms	La magnitude limite augmente de 0,15 vs RN=20 e-rms
Persistance	< 25 e-/s/pix	Mesure sur 60s après exposition saturante de 60 s
Cross-talk (IPC)	< 5 %	à 50 % de la saturation
Opérabilité des pixels	95 %	pixels respectant les conditions précédentes

TABLE 3.1. Caractéristiques nécessaires à CAGIRE

3.1 Présentation et caractéristiques du détecteur

Les détecteurs ALFA mesurent $\approx 3 \times 3 \text{ cm}^2$ et sont constitués d'une couche de détection en MCT (Mercury Cadmium Telluride, autrement écrit HgCdTe), développée au CEA-LETI, hybridée grâce à des billes d'indium sur un circuit de lecture (Readout Integrated Circuit ou ROIC) conçu par la société LYNRED (Fièque et al., 2018). Les trois technologies clés dans la conception et la création de ces détecteurs infra-rouges sont alors la croissance du MCT de la couche de détection sur un substrat adapté, la fabrication du ROIC et l'hybridation entre le ROIC et la couche de détection. Les cristaux semi-conducteurs tels que le MCT, sont connus pour être de très bons détecteurs de lumière, en agissant comme un convertisseur de photons en paires électrons/trous. Les détecteurs ALFA sont donc des détecteurs dits quantiques, c'est-à-dire que les photons impactant le détecteur, s'ils sont porteurs d'une énergie suffisante, provoquent un effet qui peut être quantifié sur le matériau semi-conducteur. Dans le cas des détecteurs ALFA, ces photons entraînent le passage d'électrons de la bande de valence du semi-conducteur vers la bande de conduction, créant une paire électron/trou, et laissant le porteur minoritaire diffuser dans le matériau. La réponse finale du détecteur se traduit alors par un courant dans le semi-conducteur. Un fonctionnement plus détaillé sera donné en section 3.2.1. La gamme spectrale des détecteurs ALFA s'étend de 0.8 μm à 2.1 μm (Gravrand et al., 2022), ce qui justifiera l'utilisation d'un filtre bloquant sur

CAGIRE pour couper les longueurs d'onde au-delà de $1.8\text{ }\mu\text{m}$, et observer seulement dans les bandes photométriques J et H (voir 2.4.1). Ces détecteurs, sont composés de 2048×2040 pixels actifs entourés par un anneau de pixels sous reset permanent, autour desquels se trouvent des pixels de références. Les pixels sous reset permanent sont des pixels sensibles dont les charges sont en permanence évacuées, en laissant la tension de reset appliquée au niveau du noeud d'intégration du pixel. Les pixels de référence quant à eux, ont la même électronique que les pixels actifs, mais ne sont pas sensible à la lumière car le circuit de lecture et la couche sensible ne sont pas connectés. Nous verrons dans les sections suivantes que ces pixels de référence sont utilisés pour réduire le bruit lié au ROIC. Les caractéristiques théoriques du détecteur sont présentées dans le tableau 3.2.

Caractéristique	Valeur
Nombre de pixels	2048×2048 (2040^2 actifs)
Taille d'un pixel	$15 \times 15\text{ }\mu\text{m}$
Taille du détecteur	$3,1 \times 3.1\text{ cm}$
Gamme Spectrale	$0,8 - 2,1\text{ }\mu\text{m}$
Température de fonctionnement	100 K
Efficacité quantique (QE)	$> 70\%$
Capacité de puit pour une gamme linéaire	$> 60\text{ ke-}$
Courant d'obscurité (DC)	$< 0,1\text{ e-}/\text{s}/\text{pix}$
Fréquence de lecture	100 kHz
Bruit CDS (RN)	$< 18\text{ e- rms}$
Temps de lecture d'une frame	1,33 s
Non linéarité	$< 3\%$
Persistance	$< 3\%$
Cross-talk (IPC)	$< 2\%$
Opérabilité des pixels	99 % (QE>0,4, DC<0,5 et RN<36)

TABLE 3.2. Caractéristiques théoriques du détecteur

3.2 La couche de détection

La couche de détection, développée au CEA-LETI, est basée sur une photodiode p-n, qui s'appuie sur l'effet photoélectrique. Un schéma de ces photodiodes est donné figure 3.1.

Le matériau absorbant est ici le MCT, que l'on a fait croître par épitaxie sur un substrat en CdZnTe. Lors de cette phase de croissance, le MCT a été dopé N (création d'un excès d'électrons dans le matériau, dit donneur) en introduisant de l'indium dans la totalité du matériau. La zone dite dopée N est représentée en orange sur la figure 3.1. Afin de créer la diode, une zone dopée P est implantée dans une petite partie du MCT en ajoutant de l'Arsenic par implantation ionique. Cette zone dite P est représentée en zone bleue sur la figure 3.1. La juxtaposition de ces deux zones dopées crée un

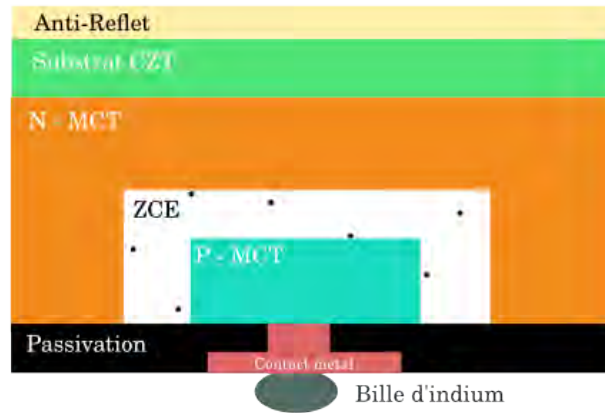


FIGURE 3.1. Schéma de la couche sensible d'un pixel.

mouvement de diffusion des charges (trous et électrons) autour de la jonction, laissant une zone neutre, appelée zone de charge d'espace (ZCE, en blanc sur la figure).

3.2.1 Principe de la jonction p-n

Une jonction P-N correspond à la juxtaposition de deux semi-conducteurs de dopage différent (l'un dopé N et l'autre dopé P).

Un semi-conducteur est un matériau qui a une conductivité électrique dite intermédiaire entre les conducteurs et les isolants. Le comportement électrique des semi-conducteurs s'illustre à l'aide de la théorie des bandes, qui permet de modéliser les valeurs d'énergie que peuvent prendre les électrons à l'intérieur du matériau. Le matériau est alors représenté par une bande de valence, à plus basse énergie et occupée par des électrons, et une bande de conduction à plus haute énergie, qui est vacante d'électrons. Dans le cas des semi-conducteurs et des isolants, ces deux bandes sont séparées par un intervalle d'énergie que l'on appelle bande interdite, ou gap. La conductivité du matériau dépend de la capacité des électrons à passer de la bande de valence à la bande de conduction et ainsi de la largeur de ce gap. Dans le cas des semi-conducteurs, le gap est suffisamment faible pour qu'un électron de la bande de valence ait une chance de rejoindre la bande de conduction. Ces matériaux sont également caractérisés par la présence d'un niveau de Fermi localisé au milieu du gap du semi-conducteur. Un schéma de la théorie des bandes est donné figure 3.2. Le niveau de Fermi dans un semi-conducteur intrinsèque (non dopé), est un niveau d'énergie ayant une probabilité 1/2 d'être occupé par des électrons.

Un semi-conducteur peut par ailleurs être dopé, afin de modifier ses propriétés de conductivité. Un semi-conducteur est dit *dopé N*, lorsque l'on substitue des atomes du semi-conducteur par d'autres atomes ayant un électron en plus dans la bande de

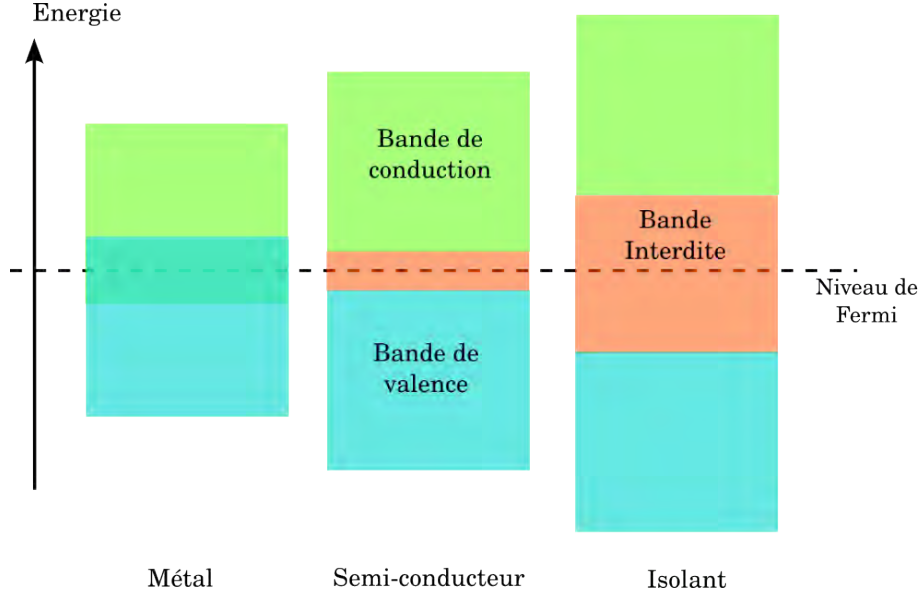


FIGURE 3.2. Diagramme de bande dans le cas d'un isolant, d'un semi-conducteur et d'un métal et localisation du niveau de Fermi.

valence que les atomes du matériau dopé. L'atome introduit possède alors un électron de sa bande de valence ne participant pas à la liaison entre les atomes et qui est ainsi libre de se déplacer dans le matériau semi-conducteur, tout en conservant la neutralité du matériau. Dans notre cas, c'est un atome d'indium qui est introduit dans le MCT. Par le même principe, un semi-conducteur est *dopé P* en introduisant des atomes ayant moins d'électrons dans la bande de valence que les atomes du semi-conducteur, entraînant l'apparition de trous libres de se déplacer. Dans notre cas ce sont des atomes d'Arsenic qui sont introduits. Lors du dopage, l'énergie du niveau de Fermi de chacun des semi-conducteurs est modifiée, et se rapproche du niveau de la bande de conduction pour un dopage N, et de la bande de valence pour un dopage P.

Lorsque les deux matériaux dopés sont juxtaposés, les électrons de la zone N diffusent vers la zone P pour combler les trous. Une zone dépourvue de porteurs libres, la Zone de Charge d'Espace (ZCE) est alors créée à la jonction des deux matériaux, dans laquelle un champ électrique interne opposé à la diffusion apparaît, comme présenté dans la figure 3.3. De plus, les niveaux de Fermi de chacun des matériaux dopés s'alignent, créant la différence de potentiel V_{bi} présentée sur la figure 3.3. Le potentiel V_{bi} est alors défini par :

$$qV_{bi} = E_{Fn} - E_{Fp} = E_g - kT \ln \left(\frac{N_c - N_v}{N_A N_D} \right)$$

Avec E_{Fn} et E_{Fp} les niveaux de Fermi des semi-conducteurs N et P en eV, E_g le gap du matériau en eV, N_c et N_v les densités d'états disponibles dans la bande de conduction et la bande de valence en m^{-3} , N_A et N_D les dopages dans la zone P et dans la zone N respectivement, en m^{-3} .

La zone de charge d'espace est donc une zone dépourvue d'électrons du côté N et dépourvue de trous du côté P. Sa largeur, W dépend du champ électrique lié à cette juxtaposition, ainsi que des dopages donneur (N_D) et accepteur (N_A) et de la permittivité du matériau ϵ [$F \times m^{-1}$] par la relation :

$$W_{dep} = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \times \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \times V_{bi}}$$

3.2.2 Principe de la diode photovoltaïque et création d'un courant

Dans le cas de la photodiode utilisée comme détecteur de photons, cette jonction P-N est à l'état initial polarisée en inverse en appliquant une tension entre la zone P et la zone N, créant un champ électrique dans le même sens que le champ électrique interne. Quasiment aucun courant ne circule alors dans la jonction, car l'agitation thermique ne permet pas aux charges libres d'avoir une énergie suffisante pour traverser la jonction et créer un courant.

Lorsque la photodiode est illuminée, des photons sont absorbés par le matériau. Les photons absorbés transfèrent alors leur énergie aux électrons de la bande de valence, qui sont excités vers un niveau d'énergie plus haut dans la bande de conduction, par effet photoélectrique, si l'énergie E_{ph} des photons est supérieure à celle de la largeur du gap du matériau semi-conducteur E_g . En quittant la bande de valence, l'électron laisse un état vide dans la bande de valence, appelé un trou. L'absorption d'un photon crée ainsi une paire électron-trou (e-/h) dans le matériau semi-conducteur. Les électrons et les trous créés sont appelés des photoporteurs et sont alors en excès dans le matériau, entraînant l'apparition de deux mécanismes :

1. Lorsque la paire électron/trou est créée dans le matériau neutre, on parle de création de porteurs minoritaires, c'est-à-dire de trous créés dans la zone N, ou d'électrons dans la zone P. Les trous de la zone N diffusent jusqu'à la jonction, où ils sont séparés de la zone N neutre par la ZCE, qui les propulse vers la zone où ils sont majoritaires (la zone P pour les trous). La polarisation en inverse accentue de plus le champ électrique qui règne dans la jonction, favorisant le mouvement des trous dans le sens du champ électrique, vers la zone où ils sont majoritaires. Le même mouvement a lieu pour les électrons créés dans la zone P, qui diffusent jusqu'à la jonction, qui les propulse vers la zone où ils sont majoritaires, la zone N, dans le sens opposé à celui du champ électrique régnant dans la jonction. Ce mouvement de porteurs minoritaires est appelé **courant de diffusion**. C'est le courant dominant dans la photodiode.
2. Lorsque la paire électron/trou est créée dans la ZCE, celle-ci est séparée sous l'action du champ électrique, les trous sont dirigés vers la zone P et les électrons vers la zone N. Ce courant est appelé **courant de génération**.

Le photo-courant I_{ph} traversant la jonction correspond à la somme de ces deux contributions : le courant de diffusion et le courant de génération. Les mouvements de ces différents porteurs sont schématisés dans la figure 3.3, sur le diagramme de bande

traduisant les niveaux d'énergies des porteurs, ainsi que sur le schéma de la jonction P-N.

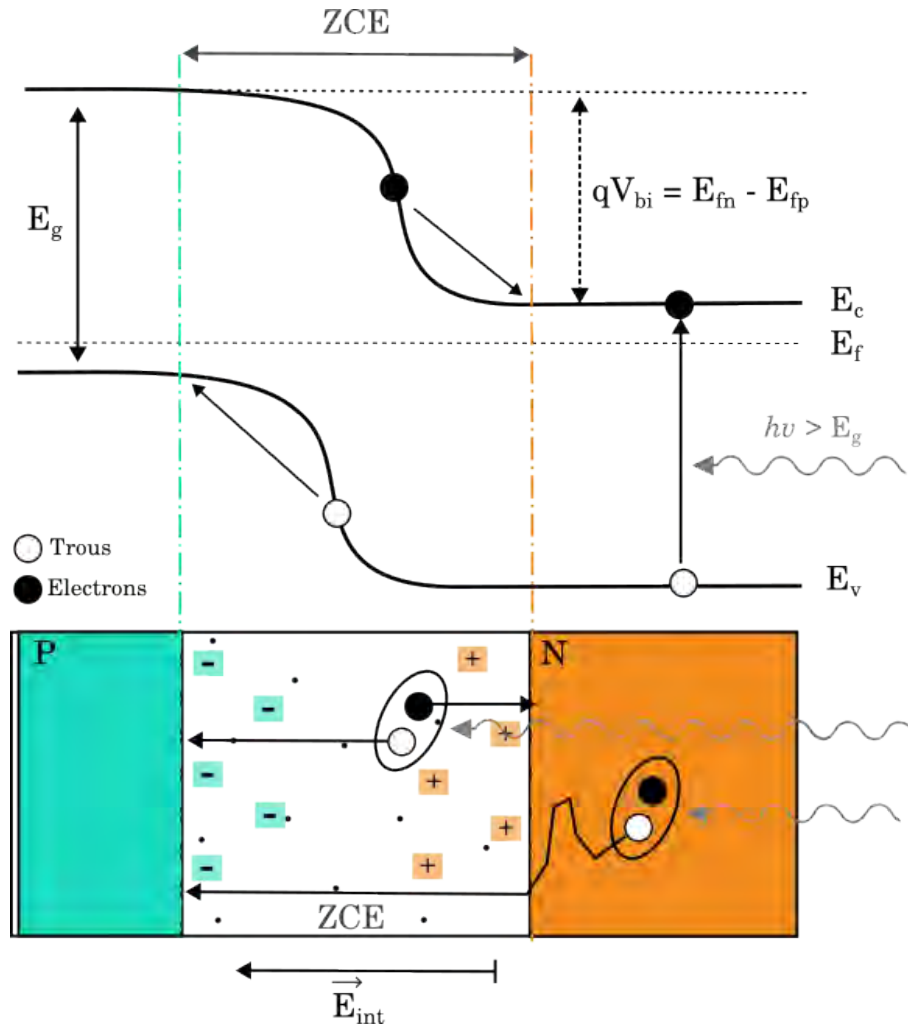


FIGURE 3.3. Diagramme de bande d'une jonction P-N, associée aux zones correspondantes sur le schéma de la jonction. La création d'une paire électron-trou est schématisée côté N et dans la ZCE du diagramme de bande, par un disque blanc et un disque noir, entourés dans le schéma de la jonction. La diffusion de ces porteurs est illustrée dans le schéma de la jonction P-N.

3.2.3 Conversion du courant photonique en tension

La photodiode décrite plus haut, peut être représentée par une source de courant, I_{ph} , en parallèle avec une capacité de jonction C_j et une résistance dite de shunt qui caractérise le courant de fuite lorsque la diode n'est pas polarisée. Cet ensemble est en série avec une résistance interne due à la résistance du substrat et des contacts. C'est la capacité de la photodiode qui permet la conversion de charges en tension. Cette dernière est en

effet inversement proportionnelle à la largeur de la zone de charge d'espace notée W : $C_j = A \times \frac{\epsilon}{W}$, avec A la surface de la jonction en m^2 et ϵ la permittivité diélectrique du matériau. Selon [Weckler \(1967\)](#), le courant photonique et la tension mesurée en sortie de la diode, dépendent du temps d'intégration et peuvent être reliés par la relation :

$$I_{ph} = -C_j (V) \frac{dV(t)}{dt}$$

L'extraction du paramètre $V(t)$ sera discuté dans la partie [3.5](#).

3.2.4 Choix du matériau de la couche sensible

Nous avons vu que la création de paires électrons/trous à l'origine du courant dans la photodiode, se produisait si les électrons de la bande de valence absorbaient une énergie suffisante pour franchir le gap du semi-conducteur. Le matériau utilisé doit donc être adapté à la bande d'énergie observée. Dans le cas de la caméra infrarouge CAGIRE, les photons incidents visés ont une longueur d'onde entre $0.8 \mu m$ et $1,8 \mu m$, ce qui correspond à des énergies entre $0,69 eV$ et $1,55 eV$. Ces valeurs nécessitent donc d'utiliser des matériaux ayant un gap plus faible que celui des matériaux traditionnellement utilisés dans le visible. Typiquement, le gap d'un détecteur visible en silicium est de $1,12 eV$, alors que le gap du détecteur ALFA (longueur d'onde de coupure à $2,1 \mu m$) est de $0,59 eV$. Cependant, réduire la taille du gap facilite aussi le passage d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction par agitation thermique. Ceci implique donc de refroidir le détecteur, en le plaçant par exemple dans un cryostat, afin de limiter l'agitation thermique et la génération de photons internes au détecteur. Pour répondre à ces critères, c'est l'alliage $HgCdTe$ qui a été retenu par le CEA, car il permet d'obtenir une énergie de gap adaptée à la bande SWIR. Ce gap dépend de la fraction de Cadmium introduite dans le matériau ([Hansen & Schmit, 1983](#)). Dans le cas des détecteurs ALFA, la proportion de cadmium est proche de 50% , ce qui permet d'avoir un gap autour de $0,59 eV$ et une longueur d'onde de coupure de $2,1 \mu m$, comme présenté sur la figure [3.4](#).

3.3 Le circuit de lecture

Le circuit de détection prend en charge les fonctions de conversion des photons en électrons, l'intégration de ce courant et sa conversion en tension. Le circuit de lecture à pour rôle de lire la tension délivrée par les photodiodes de chaque pixel de la couche de détection, et de le convertir en un signal vidéo de sortie. Les détecteurs ALFA utilisent un circuit de lecture Source Follower per Detector (SFD), qui permet notamment d'accumuler et lire les charges pendant l'intégration. Un schéma du détecteur et du pixel SFD est donné figure [3.5](#). La couche de détection est présentée en orange et la couche de lecture en bleu. Pour chaque pixel de la couche de détection, la photodiode est reliée à la grille d'un transistor MOS (Metal Oxyde Semi-conducteur), qui isole la photodiode du reste du circuit pendant l'intégration ([LeGoff, 2022](#)). La conversion en tension se fait par la capacité d'intégration de la photodiode elle-même, comme nous l'avons vu dans la partie [3.2.3](#) ([Theuwissen, 2017](#)). Cette capacité d'intégration C_{int} ,

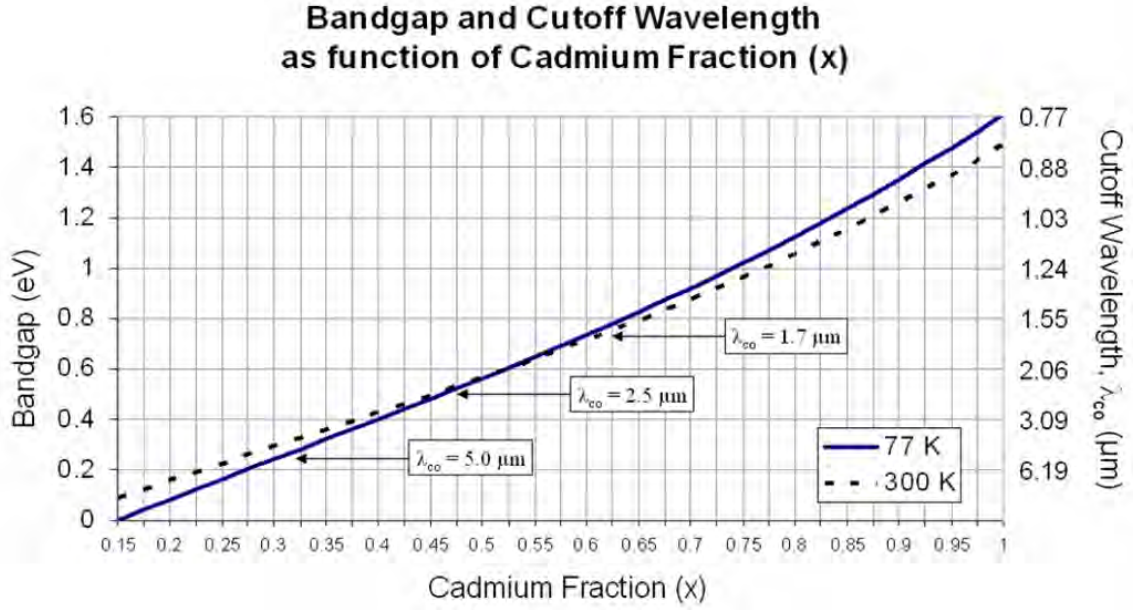


FIGURE 3.4. Énergie de gap et longueur d'onde de coupure en fonction de la proportion de Cadmium dans le cristal de MCT. La courbe est issue de [Hansen & Schmit \(1983\)](#).

comprend la valeur de la capacité de la diode donnée en section 3.2.3, C_j , qui est très faible, à laquelle il faut ajouter la capacité de noeud du circuit de lecture, $C_{nodeROIC}$. Lorsque le détecteur reçoit un flux de photons, la diode accumule les photo-porteurs, qui sont bloqués par la grille du transistor MOS en suiveur (la source est reliée à la masse), afin qu'elles ne passent pas dans le reste du circuit. La tension du noeud flottant entre la diode et la grille du CMOS est recopiée à une tension de seuil près par le CMOS en suiveur, vers le circuit de lecture. La tension appliquée sur la grille du transistor correspond en effet à la charge accumulée (en électrons) par la photodiode, divisée par la capacité d'intégration de cette même photodiode, C_{int} , selon la relation $\Delta V = \frac{\Delta Q}{C_{int}}$. Lorsque aucun photon n'impacte le détecteur, le même phénomène se produit pour le courant d'obscurité généré par l'agitation des porteurs dans le semi-conducteur. L'intérêt des circuits de détection bas flux, réside notamment dans la faible valeur de la capacité d'intégration, ce qui permet de convertir une charge accumulée faible en une tension mesurable par la suite du circuit. Lors de la lecture du pixel, cette tension accumulée au niveau du noeud flottant entre la photodiode et le transistor MOS, est recopiée (à une tension de seuil près) par le transistor MOS, qui est en régime suiveur. Grâce à un registre à décalage ligne et colonne, le signal de chaque pixel est adressé individuellement à un second étage suiveur, qui lui est commun à tous les pixels d'une même voie, pour créer le signal vidéo en sortie. Le signal est ensuite amplifié et numérisé par une électronique externe composée d'un pré-amplificateur et d'un contrôleur spécifique à la caméra, développé par l'ESO.

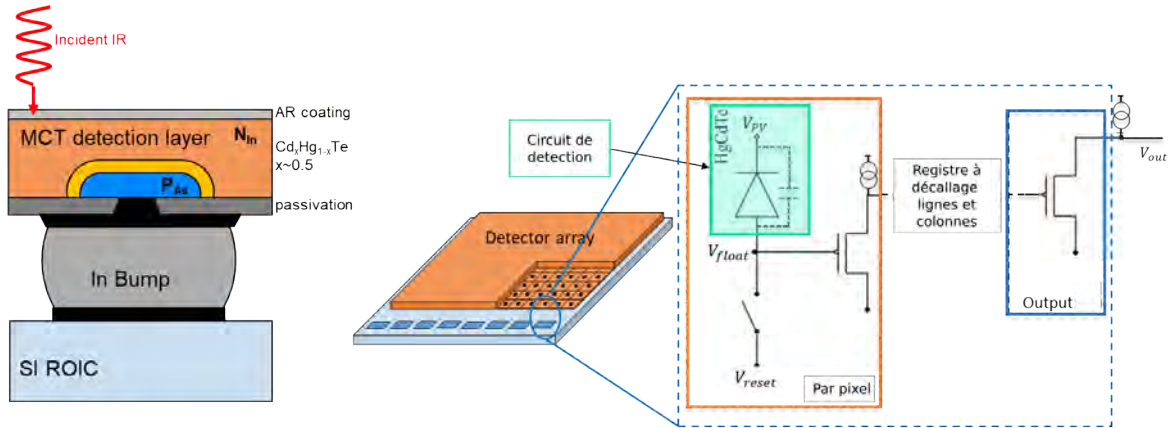


FIGURE 3.5. Schéma d'un pixel SFD

La particularité des circuits SFD qui nous intéresse, réside dans leur mode de lecture non destructif. Du fait de la lecture par un transistor MOS en suiveur, la tension accumulée par la capacité de la photodiode peut être lue à n'importe quel moment de l'intégration, sans pour autant transférer de charges. Ce mode de lecture non destructif permet de créer des rampes du signal accumulé, en échantillonnant le signal ici toutes les 1,33 s. Ainsi, l'utilisation de ce mode, nommé "Up-The-Ramp" (UTR), permet d'obtenir une résolution temporelle meilleure que les 2 s demandées dans les spécifications de CAGIRE, grâce à l'acquisition d'un point de mesure toute les 1,3 s permettant d'observer des variations rapides de signal. À la fin d'une acquisition, et donc après la création d'une rampe, les charges accumulées par la photodiode sont évacuées en appliquant une tension de reset au niveau du noeud flottant entre la photodiode et la grille du transistor MOS.

Lorsque le puits de potentiel du pixel est plein, le signal atteint ce que l'on appelle le régime de saturation. Le nombre maximal de charges accumulées dépend notamment de la polarisation de la diode. Ce régime se traduit par un aplatissement de la rampe de signal, qui devient constante car les charges générées par le flux de photon ne sont plus collectées. Une rampe est tracée figure 3.6. La saturation correspond à la partie plane de la rampe.

Cependant, ce dispositif de lecture a l'inconvénient de présenter des non-linéarités, introduites principalement par la capacité d'intégration de la photodiode. En effet, la capacité C_{int} introduite dans la description du pixel SFD dépend de la tension appliquée sur la jonction P-N de la photodiode, et donc de la quantité de charges accumulées. Au début de chaque acquisition, on applique une tension de polarisation inverse sur la jonction. La zone de déplétion de la jonction est alors élargie du fait de l'augmentation de la distance entre les charges, et la capacité de jonction diminue (Bezawada et al., 2007). Puis lorsque le détecteur est illuminé, les porteurs générés par l'arrivée des photons impliquent l'augmentation du courant dans la photodiode. La zone de déplétion diminue alors, ce qui entraîne une augmentation de la capacité de jonction. Ceci implique une augmentation de la capacité d'intégration, composée

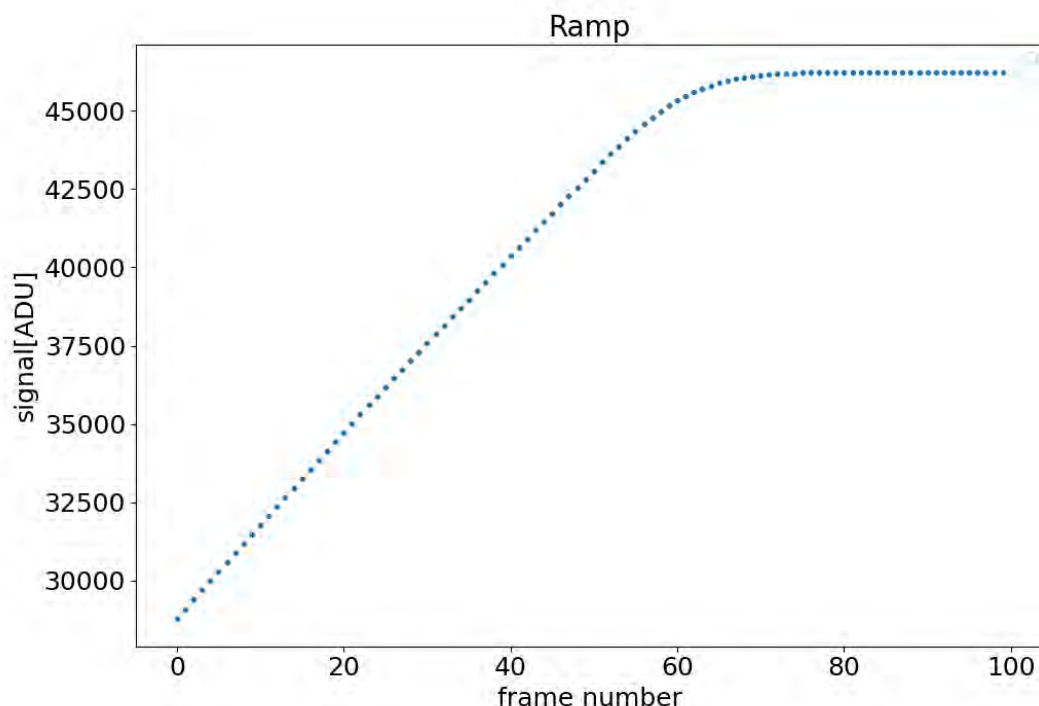


FIGURE 3.6. Rampe du signal en sortie de la chaîne de lecture pour un pixel éclairé par un flux constant. Le signal est échantillonné toutes les 1,33s. La saturation est atteinte autour de la frame 60.

comme nous l'avons dit de la capacité de jonction et des autres capacités environnantes. La tension de sortie dépendant de la capacité d'intégration ([Lincelles, 2015](#)), si cette capacité n'évolue pas linéairement, la tension de sortie non plus. Le système étudié ne donne donc pas une correspondance linéaire entre la charge produite par l'impact des photons sur le détecteur et la tension en sortie. Ceci se traduit par une rampe qui s'écarte de plus en plus d'une droite, alors même que le détecteur est illuminé de manière constante. Plus l'on se rapproche de la zone de saturation et plus le signal devient non-linéaire. Pour augmenter la gamme linéaire des pixels, une capacité fixe de 27 pF a été ajoutée à la capacité de la photodiode. La capacité totale est estimée à 70 pF, en comprenant également les capacités parasites. Les non-linéarités du détecteur seront étudiées plus en détail et caractérisées sur le détecteur ALFA dans les sections [3.5](#) et [6.4](#). Nous verrons aussi que la non-linéarité des rampes doit être prise en compte lors du traitement des images acquises par la caméra.

3.4 La chaîne de lecture

Nous avons jusqu'ici décrit le détecteur ALFA et son fonctionnement propre. Celui-ci fait partie d'une chaîne de détection, composée de différents blocs. Le circuit de lecture est connecté à un préamplificateur, lui-même connecté au *New General detector Controller*

(NGC) développé par l'ESO ([Stegmeier, 2013](#)), par 4 câbles et 4 connecteurs étanches. Le NGC permet de contrôler la lecture du détecteur, en générant les commandes d'acquisition. Il est composé d'une électronique dite "Front-End", composée de 2 modules CLDC (Clock and DC voltage generator), d'un module ADC (Analog to Digital Converter), et d'un ordinateur de contrôle. Les modules CLDC fournissent les tensions et les horloges nécessaires à la configuration et à la lecture du détecteur. Le module ADC est composé de 32 voies permettant de convertir les signaux vidéos analogiques des 32 sorties du pré-amplificateur en valeurs numériques codées sur 16 bits. L'électronique "Front-End" est alimentée par une alimentation déportée. Les commandes sont définies par l'utilisateur grâce à l'ordinateur attaché du NGC, le Linux Local Control Unit (LLCU) sous OS linux CentOS 7. Le LLCU contrôle la configuration et l'acquisition du détecteur à travers le logiciel DCS (Detector Control Software). Il est relié à l'électronique "Front-End" par une fibre optique. Un schéma de la chaîne de détection est présenté figure 3.7.

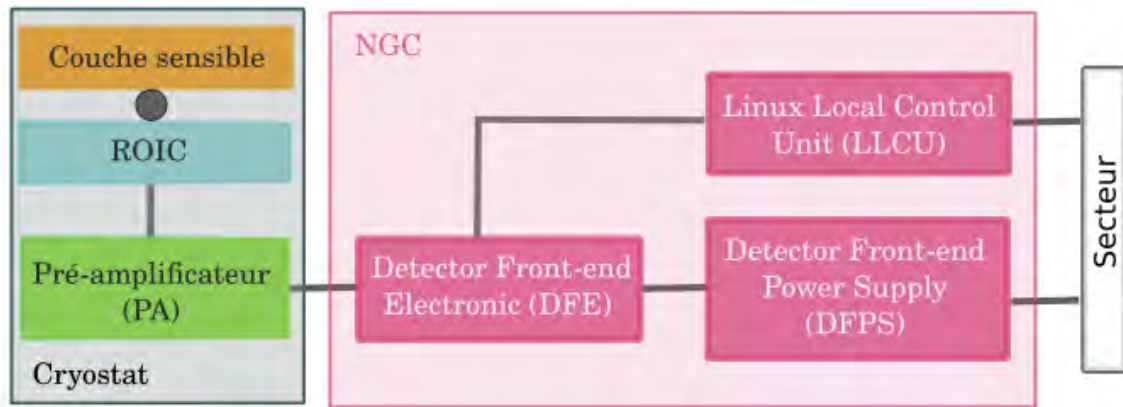


FIGURE 3.7. Schéma de la chaîne de détection

Le NGC permet notamment de choisir le mode d'acquisition du détecteur (pour CAGIRE il s'agira du mode science), le nombre de points de la rampe, le temps d'exposition de chaque frame (qui sera réglé sur 1.33s pour les acquisitions sur le ciel) et d'enregistrer les rampes acquises. Chaque point de la rampe sera par la suite appelé frame car le terme *image* sera réservé à des agencements particuliers de frames. Les paramètres de configuration permettent également de choisir le mode de reset du détecteur. Trois modes sont possibles : (1) un reset par ligne, qui ne sera pas utilisé car il conduit à des artefacts sur les images, (2) un mode de reset par pixel, nommé reset pixel 1, qui est celui que nous utiliserons, et (3) un mode reset global.

3.5 Modélisation physique du signal de sortie et non-linéarités

Nous avons vu dans la section 3.1 que le signal délivré par le détecteur comportait des non-linéarités. Nous cherchons maintenant à exprimer le signal de sortie par une

modélisation physique prenant en compte les non-linéarités. Les différentes étapes de la conversion des charges en tension sont à la base de cette modélisation et sont représentées sur la figure 3.8.

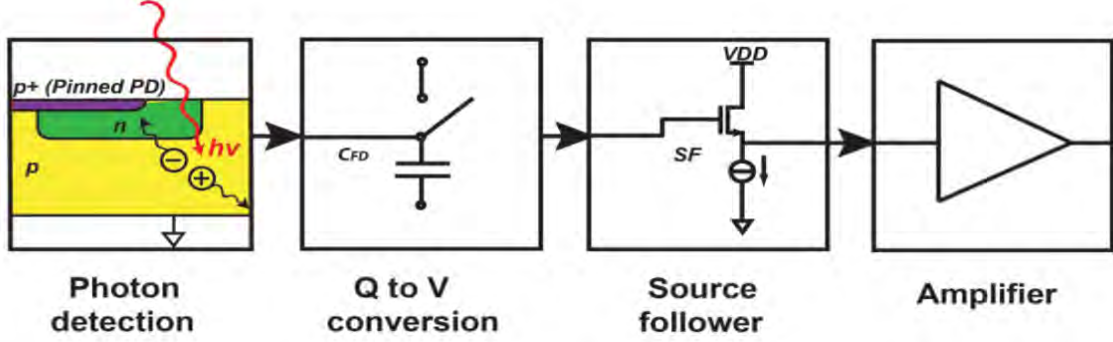


FIGURE 3.8. Schéma des différentes étapes de la conversion des charges en tension pour une photodiode p-n. Issu de Theuwissen (2017).

3.5.1 Description du modèle physique

La tension en sortie du détecteur, V_s [V] est liée à la conversion en tension des charges accumulées pendant l'illumination, par le rapport CVF (Charge to Voltage Function) $CVF = \frac{Q}{C}$. Q étant la charge accumulée en Coulombs, C la capacité en Farad, et q la charge élémentaire en Coulombs. $N_{charges}$ correspond au nombre de charge accumulé. Cette tension est ensuite amplifiée par le gain g_{amp} [sans unité] et traduite en ADU, à travers le gain $G_{ADU/V}$ [ADU/V]. Nous ajoutons également une tension d'offset V_{offset} à la composante $\frac{Q}{C}$, traduisant l'offset introduit par l'étage suiveur lors de la lecture de la diode. Le signal de sortie vaut alors :

$$S = G_{ADU/V} \times g_{amp} \times \left(\frac{Q}{C} + V_{offset} \right) \quad (3.1)$$

Pour trouver la valeur du signal de sortie, il faut alors connaître la capacité liée à la diode (jonction p-n). Dans notre cas, la diode peut être modélisée par une jonction p-n abrupte, avec un dopage accepteur N_A [m^{-3}] dominant devant la quantité de dopant donneur N_D ($N_A \gg N_D$). Une fois la diode polarisée, l'expression de la zone de charge d'espace W_{dep} [m], de la section 3.2.1 devient l'expression 3.2, avec $V_{pn} = V_{bi} - V_{app}$, la tension fixe aux bornes de la jonction p-n. Elle est liée à la tension induite par la jonction p-n en elle-même V_{bi} et la tension de polarisation appliquée à la jonction, V_{app} .

$$W_{dep} = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN_d} \times (V_{pn} - V(t))} \quad (3.2)$$

La capacité peut alors s'écrire telle que dans l'équation 3.3, avec $C(V) = A \times \frac{\epsilon}{W_{dep}}$, ϵ le coefficient de permittivité diélectrique du matériau, V_{pn} le potentiel en bande plate de la jonction, et $V(t)$ la tension recherchée. Le paramètre A représente la surface de la

jonction en μm^2 . C'est ici une approximation en une dimension qui néglige le pourtour de la ZCE.

$$C(V) = A \times \sqrt{\frac{\epsilon q N_d}{2 \times (V_{pn} - V(t))}} \quad (3.3)$$

Nous pouvons modéliser la variation de tension par l'expression 3.4, comme exprimé par Weckler (1967), en prenant le courant photonique I_p comme constant.

$$C(V) \times \frac{dV}{dt} = I_p \quad (3.4)$$

Grâce aux formules 3.4 et 3.3, nous cherchons à calculer le terme $V_{pn} - V(t)$ de l'équation 3.3. Après quelques calculs présentés en annexe A, nous obtenons le résultat de l'équation 3.5.

$$V_{pn} - V(t) = \left[(V_{pn} - V_0)^{\frac{1}{2}} - \frac{I_p \times t}{A\sqrt{2\epsilon q N_d}} \right]^2 \quad (3.5)$$

Dans notre cas, la capacité du pixel est composée d'une capacité fixe C_G et de la capacité variable $C(V)$ de la jonction. La capacité fixe est prise ici comme la somme de la capacité ajoutée par le constructeur et des capacités parasites. Nous obtenons donc :

$$C = C_G + C(V) = C_G + A \times \sqrt{\frac{\epsilon q N_d}{2 \times (V_{pn} - V(t))}} \quad (3.6)$$

Par ailleurs, la charge accumulée Q varie également au cours du temps. Le courant photonique I_p étant considéré comme constant ici, nous obtenons :

$$Q(t) = I_p \times t \quad (3.7)$$

Nous injectons ensuite l'équation 3.6 et l'équation 3.7 dans l'équation 3.1. Par ailleurs nous obtenons en sortie du dispositif :

$$S = G_{ADU/V} \times g_{amp} \times \left(I_p t \times \left(C_G + A \times \sqrt{\frac{\epsilon q N_d}{2 \times \left[(V_{pn} - V_0)^{\frac{1}{2}} - \frac{I_p t}{A\sqrt{2\epsilon q N_d}} \right]^2}} \right)^{-1} + V_{offset} \right) \quad (3.8)$$

3.5.2 Approximation du signal réel par la modélisation physique

Nous cherchons ici à utiliser la modélisation présentée pour ajuster des rampes de données brutes et d'en extraire le courant I_p , en électrons/s, pour le convertir en

ADU/frame. Les différents paramètres de cette modélisation sont présentés dans le tableau 3.5.2. Les paramètres notés comme attendus sont les paramètres que nous mesurons dans la modélisation.

Afin de réduire le nombre de paramètres d'ajustement, nous pouvons en fixer certains et étudier l'évolution des autres. Les paramètres pris comme fixes sont ici q , g_{amp} , $G_{ADU/V}$, C_G , V_0 et ϵ .

Nous nous attendons de plus à obtenir un dopage $N_D \sim 10^{21} \text{ m}^{-3} \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, une surface de jonction avec un rayon d'implantation d'environ $r \sim 4 \mu\text{m}$ donc $A \sim \pi \times r^2 \simeq 50 \mu\text{m}^2$, et nous nous attendons à un courant photonique autour de $2000 \text{ e}^-/\text{s}$.

nom	signification	valeur connue ou attendue	type de paramètre
q	charge élémentaire	$1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$	Fixe
g_{amp}	gain d'amplification	4	Fixe
$G_{ADU/V}$	gain de conversion	11 000 ADU/V	Fixe
C_G	Capacité fixe	$27 \times 10^{-15} + 20 \times 10^{-15} \text{ F}$	Fixe
ϵ	Permittivité diélectrique du matériau	$1.03 \times 10^{-10} \text{ F/m}$	Fixe
A	Surface de la jonction pn	$50 \mu\text{m}^2$	Attendu
N_d	Dopage	$2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	Attendu
$V_{pn} - V_0$	tension sur la jonction p-n à $t=0$	0.5V	Attendu
I_p	courant photonique considéré comme fixe	2000 e-/s	Attendu
V_{offset}	Tension d'offset du à la lecture	0.6 V	Attendu
t	temps [s]		

TABLE 3.3. Ordres de grandeur attendus ou connus pour les paramètres de l'ajustement

Nous remarquons de plus que les paramètres A et N_d ne sont pas ajustés indépendamment mais sont toujours liés l'un à l'autre par un produit. Nous pouvons alors fixer $X = A^2 \times N_d \times \epsilon \times q$ et tracer le fit en fonction de ce paramètre. Nous obtenons la formule suivante

$$S = G_{ADU/V} \times g_{amp} \times \left(I_p t \times \left(C_G + \sqrt{\frac{X}{2 \times \left[(V_{pn} - V_0)^{\frac{1}{2}} - \frac{I_p \times t}{\sqrt{2X}} \right]^2}} \right)^{-1} + V_{offset} \right) \quad (3.9)$$

Une fois cette équation établie, nous utilisons la méthode *curvefit* de la bibliothèque *scipy* de Python (méthode Levenberg-Marquardt) pour implémenter la fonction de l'Eq. 3.9 et estimer les paramètres associés. Les calculs sont faits sur une rampe illuminée

par un corps noir jusqu'à saturation. Nous considérons une rampe médiane sur une zone de 100×100 pixels avant saturation.

Nous obtenons alors les courbes de la figure 3.9 et les paramètres du tableau 3.4.

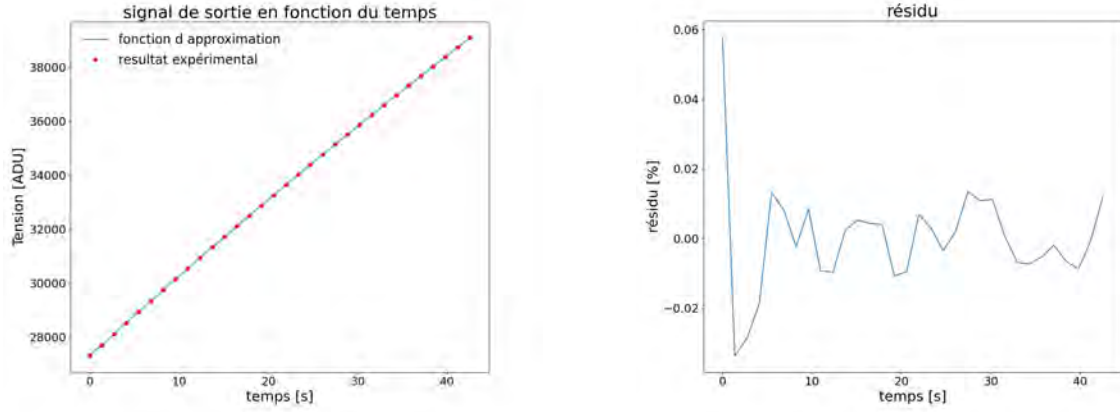


FIGURE 3.9. Signal approximé en fonction du temps et résidus associés en pourcentage du signal

paramètre	initial	calculé	unité	conversion
I_p	$3,9 \times 10^{-16}$	$2,8 \times 10^{-16}$	A	$1750 \text{ e}^-/\text{s} = 233 \text{ ADU/frame}$
X	1×10^{-28}	$3,2 \times 10^{-28}$		
N_d		2×10^{21}	m^{-3}	
A		99	μm^2	
$V_{pn} - V_0$	0,5	5	V	
V_{offset}	0,6	0,62	V	

TABLE 3.4. Paramètres obtenus en ajustant les données par le modèle

Ces résultats montrent un courant photonique proche du résultat attendu. Nous obtenons de plus $X = 3,2 \times 10^{-28}$. En considérant $N_d = 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, nous obtenons $A = 99 \mu m^2$, ce qui est de l'ordre de grandeur de ce que à quoi nous nous attendions. Cependant, nous remarquons que $V_{pn} - V_0$ donne une valeur 10 fois plus élevée que ce à quoi nous nous attendions. Ceci nous montre que tous les paramètres ne sont pas maîtrisés ou que le modèle n'est pas parfaitement adapté à la physique du signal étudié. En effet, nous avons ici simplifié le modèle de la diode avec une géométrie en 1 dimension. De plus nous avons défini le courant photonique comme fixe, alors que celui est en réalité plus complexe, et dépend du courant noir et du facteur d'idéalité de la diode, qui influencent la tension initiale V_0 .

Ainsi, le modèle présenté ici nous permet d'avoir une meilleur compréhension fonctionnement de la jonction p-n. Cependant, les simplifications effectuées rendent difficile l'approximation précise du signal de sortie de la capacité d'intégration de la photodiode

par un modèle physique. Que ce soit pour les caractérisations comme pour le traitement des images du ciel, nous souhaitons modéliser le signal en sortie de manière simple, rapide et robuste, afin d'en extraire facilement et de façon fiable le flux incident. Complexifier encore le modèle physique n'est alors pas une solution, et les chapitres suivants présenteront notamment le développement d'un modèle empirique stable et fiable, ainsi que sa calibration à l'aide de caractérisations expérimentales.

3.6 Problématique de la persistance

La persistance correspond à un signal résiduel, provenant non pas de l'acquisition en cours, mais des illuminations précédentes. Elle peut traduire l'influence d'une illumination, mais aussi d'un changement de tension ou de toute autre perturbation lors d'acquisitions antérieures. Ce phénomène, accentué lorsque les pixels impactés ont saturé, représente une problématique commune à la plupart des détecteurs infrarouges, sans pour autant être complètement maîtrisée. Dans le cadre de l'utilisation du détecteur ALFA pour CAGIRE, la persistance représente une préoccupation importante, puisqu'elle pourrait conduire à l'apparition de "fausses sources" sur les images, de par l'exposition de certains pixels à des sources très lumineuses au cours des acquisitions d'une nuit. La persistance se manifeste alors par un excès de signal, non linéaire, plus important que le courant d'obscurité du détecteur sur ces pixels. De plus, la persistance décroît au cours du temps selon une loi de puissance, tout comme la loi de décroissance en flux des sursauts gamma, ce qui pourrait porter à confusion.

3.6.1 Origine et modèle de la persistance

Lorsque de la lumière impacte le détecteur, des paires électrons-trous sont créées, le pixel se décharge et des porteurs sont émis, conduisant la zone de charge d'espace à un volume minimum. Certaines des charges émises sont capturées par les défauts profonds de la zone neutre. Au début d'une acquisition, les pixels sont mis sous reset, ce qui entraîne une expansion maximum de la zone de charge d'espace (ZCE), ou zone de déplétion, qui s'étend sur la zone initialement neutre où des pièges remplis sont présents. Les défauts profonds se retrouvent alors dans la ZCE, et émettent l'électron qu'ils ont capturé pour revenir dans un état neutre, selon des constantes de temps variées. C'est l'émission de ces électrons capturés par les pièges profonds dans la zone de déplétion et leurs mouvements liés au champ électrique dans la ZCE qui conduisent à l'observation de la persistance (Tulloch et al., 2019). Le phénomène est illustré figure 3.10.

Le modèle de fonctionnement de la persistance décrit précédemment a conduit au fil du temps à un modèle empirique communément admis de la persistance, basé sur une somme d'exponentielles (Tulloch et al., 2019; LeGoff, 2022). Ce modèle est présenté dans l'équation 3.10. La persistance est alors définie par deux séries de paramètres principaux : les différentes amplitudes caractéristiques et les différents temps caractéristiques de décroissance. L'amplitude de chaque exponentielle (v_i) traduit la densité de pièges proches de la jonction P/N, et le temps de décroissance (τ_i) traduit le temps nécessaire pour émettre les charges capturées. Nous pouvons noter que ce modèle, dérivé de la

Fin d'une acquisition,

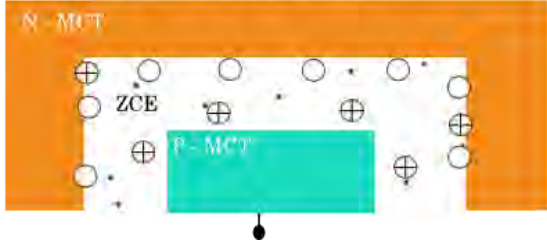


- ⊕ Impureté ionisée donneur
- Piège occupé par un e- (charge -)

Début d'une acquisition, RESET, extension de la ZCE.



Après le reset, durant une acquisition.



- Piège ayant émis son e- (charge neutre)

FIGURE 3.10. Schéma des étapes de capture et d'émission de charges par les défauts de la ZCE lors des mécanismes de persistance. La première étape correspond à la fin d'une acquisition, les défauts situés dans la zone neutre N ont capturé un électron. Ensuite, sur la figure du milieu, le reset est appliqué et la ZCE s'étend (diode polarisée en inverse). Les défauts initialement présents dans la zone neutre se retrouvent dans le ZCE. Ils émettent peu à peu leur électron, pour retrouver un état neutre. La dernière figure correspond au moment où tous les pièges ont émis leur électron, la ZCE s'est contractée sous l'effet de l'accumulation des porteurs émis. Adapté de [LeGoff \(2022\)](#).

physique des CCD est non pas des composants CMOS en MCT, semble cependant en adéquation avec le signal observé sur les détecteurs MCT ([LeGoff, 2022](#)).

$$V_{\text{persistance}} = \sum_{k=1}^n v_k \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_k}\right) \right] \quad (3.10)$$

De façon générale, ce modèle est utilisé avec des sommes de 2 à 3 exponentielles pour traduire de façon pertinente la persistance. Les temps caractéristiques se répartissent alors par ordre de grandeur, avec par exemple $\tau_{n+1} \simeq 10 \times \tau_n$.

C'est ce modèle que nous avons utilisé pour caractériser la persistance lors des essais conduits sur le détecteur ALFA de CAGIRE au CPPM. Lors de ces ajustements, un courant d'obscurité doit avoir été soustrait aux mesures si son signal n'est pas intégré au modèle.

3.6.2 Calibration et estimation de la persistance

La calibration de la persistance, a pendant longtemps été mesurée avec des protocoles variés, dépendant des équipes, des détecteurs et de leur utilisation. L'utilisation d'un protocole répétable pour la comparaison de la persistance sur différents détecteurs a cependant été mis en place au CEA-LETI, grâce à la thèse de T. Le Goff, ([LeGoff, 2022](#)). Les mesures de persistance sont ici conduites à partir d'un point de référence commun à toutes les mesures, grâce à un protocole répétable d'élimination de la persistance. Une fois ce point atteint, le détecteur est stimulé avec une excitation électrique ou optique. Un temps dit "d'infusion", ("soak time") est ensuite laissé au détecteur afin que les mécanismes de charge/décharge s'effectuent, puis un reset est appliqué. À partir du reset, le signal de persistance est mesuré en fonction du temps. L'ajustement du signal de persistance en fonction du temps par la fonction d'ajustement décrite précédemment donne les amplitudes caractéristiques et les temps caractéristiques de la persistance pour le temps d'infusion donné et l'amplitude de stimulation appliquée. En effet, si la persistance dépend de la densité de défauts et de leurs temps caractéristiques d'émission, elle dépend également de la stimulation initiale (optique ou électrique), en termes de pourcentage de remplissage des puits, et du temps entre la stimulation initiale et le reset (temps d'infusion). Tout d'abord, il a été montré que le temps caractéristique de persistance était indépendant de l'amplitude de stimulation. Par ailleurs, des études ont montré différents comportements de l'amplitude de persistance en fonction de l'amplitude de stimulation, dont une croissance linéaire, jusqu'à un plateau à la saturation des diodes, décrite par [Baril & Albert \(2008\)](#) et observé sur les détecteurs préliminaires aux détecteurs ALFA par [LeGoff \(2022\)](#). Au delà d'une stimulation au niveau de saturation, l'amplitude de persistance n'augmente plus et reste la même pour toute stimulation plus importante. Illuminer un pixel jusqu'à la saturation et au-delà engendre donc plus de persistance et limiter cette illumination peut donc permettre de réduire le phénomène de persistance généré. L'amplitude de persistance augmente selon une loi de puissance avec le temps d'infusion.

Parmi les résultats sur des mesures de persistance, nous pouvons également noter la comparaison entre stimulation optique (éclairage du détecteur) et stimulation électrique (tension appliquée sur la diode). Les deux types de test ont montré des résultats similaires, que ce soit sur l'amplitude de la persistance selon l'amplitude de stimulation, ou sur les constantes de temps en jeu en fonction du temps d'infusion. Cependant, la stimulation électrique ne sonde que les régions du pixel proches de la jonction P/N, alors que la stimulation optique sonde l'ensemble du volume du pixel, ([LeGoff et al., 2022](#)), ([Smith et al., 2008](#)). Ce résultat montre donc que les contributeurs

majeurs de la persistance sont localisés à proximité de la jonction P/N.

Les mesures de persistance que nous effectuerons nous permettront donc de mesurer l'amplitude de persistance et les temps caractéristiques pour l'utilisation du détecteur ALFA dans CAGIRE. Ces tests seront fait par stimulation optique et sous flux, et non pas dans le noir comme dans les articles cités, pour traduire un comportement au plus proche de l'utilisation de CAGIRE sur le ciel.

3.6.3 S'affranchir de la persistance

La persistance reste donc une problématique complexe, qu'il est difficile de modéliser. Différentes méthodes pour s'en délivrer ont été éprouvées, telles que des cycles de reset ou d'extinction du détecteur, sans permettre son élimination ([Baril & Albert, 2008](#)). La solution la plus simple restant d'attendre que celle-ci disparaisse ([LeGoff et al., 2022](#)). Cependant, ceci est impossible pour des acquisitions telles que celles qui seront faites avec CAGIRE, qui nécessite des acquisitions successives rapides afin de couvrir au maximum l'évènement observé. De plus, le traitement des images pour s'affranchir de la persistance reste une solution complexe puisque selon les constantes de temps de la persistance, l'historique de toute une nuit d'observation devrait être pris en compte et il est nécessaire de l'avoir calibrée avec précision sur le détecteur en question. Un traitement optionnel de la persistance sur les images de CAGIRE sera cependant présenté dans la dernière partie de cette thèse, au vu des premières caractérisations effectuées sur le détecteur. Par ailleurs, la persistance peut également être limitée en effectuant des acquisitions relativement courtes, qui réduisent la probabilité que des pièges soient remplis et réduisent aussi le nombre de pixels saturés au cours d'une observation. Pour les pixels impactés, la stratégie de "dithering", consistant à prendre plusieurs acquisitions de la même zone du ciel en décalant le centre de l'image, sera mise en place. Les pixels impactés par la persistance se retrouvent ainsi à différentes positions sur l'image du ciel et l'impact de la persistance disparaît donc en faisant la médiane de plusieurs images.

Résumé du chapitre 3

Les détecteurs ALFA, Astronomical Large Format Array, ont été développés dans le but de lancer une filière européenne pour la réalisation de grandes matrices de pixelisées dans le domaine infrarouge. Ces détecteurs sont composés d'une couche de lecture en MCT (Mercury Cadmium Telluride), hybridée grâce à des billes d'Indium sur un circuit de lecture, ou ROIC, en silicium. La matrice est composée de 2048×2048 pixels de $15\mu\text{m}$ de côté, avec au centre 2040×2040 pixels sensibles à la lumière pour des longueurs d'onde entre $0,8\mu\text{m}$ et $2,1\mu\text{m}$. Ils sont entourés d'un anneau de pixels de référence ayant la même électronique de lecture mais n'étant pas connectés à la couche de détection et donc insensibles à la lumière.

La couche de détection, développée au CEA-LETI, est basée sur une photodiode P-N dont le fonctionnement détaillé est présenté dans ce chapitre. Le courant créé par la photodiode, appelé photocourant I_{ph} , est ensuite converti en tension par la capacité de jonction de la photodiode, avant d'être lu par le circuit de lecture.

Le circuit de lecture utilisé ici est un circuit SFD, Source Follower per Detector, qui permet d'accumuler et de lire la tension délivrée par chaque pixel de la couche de détection, pendant l'intégration, et ainsi de créer des rampes de signal. Nous présentons dans ce chapitre l'architecture de ce circuit constitué d'un transistor MOS (relié à la photodiode) et d'un second étage suiveur commun à différents pixels.

La tension est alors numérisée par une électronique externe composée d'un pré-amplificateur et d'un New General detector Controller (NGC) développés respectivement par le CEA et par l'ESO. Le NGC, composé d'une électronique dite "Front End", d'un ordinateur et d'une alimentation électrique, permet notamment de générer les commandes d'acquisition, en permettant le choix du nombre de frames à acquérir dans une rampe et l'enregistrement des acquisitions.

Les différentes étapes de la conversion des charges en tension puis en ADU nous ont permis de mettre en place un modèle physique du signal de sortie en fonction du temps. Cependant, le modèle, comprenant déjà beaucoup de paramètres inconnus, reste trop approximatif et trop complexe pour permettre une évaluation rapide et précise du signal de sortie, et se base de plus sur une simplification en 1 dimension de la diode, qui est en réalité plus complexe. La complexité de ces modélisations nous a donc poussé dans les chapitres suivants à développer un modèle empirique d'ajustement des rampes, dépourvu de caractère physique mais ayant l'avantage d'être rapide et précis.

Finalement, il était important de comprendre le fonctionnement du phénomène de persistance, très présent dans les détecteurs infrarouges. Ce phénomène correspond à un signal résiduel, provenant non pas de l'acquisition en cours, mais d'illuminations précédentes. Dans le cadre de l'utilisation du détecteur ALFA pour CAGIRE, la persistance représente une préoccupation importante, puisqu'elle pourrait conduire à l'apparition de "fausses sources" sur les images, de par l'exposition de certains pixels à des sources très lumineuses au cours des acquisitions d'une nuit. Pour s'en affranchir, le plus simple reste d'attendre que les charges piégées par le phénomène ne se soient toutes réémises, ce qui n'est cependant pas possible dans le cadre d'observations rapides. Ce phénomène reste difficile à corriger, car il dépend de l'historique d'une nuit d'observation, dépend de l'illumination

reçue lors de l'acquisition précédente et du temps entre les deux acquisitions, et nécessite une très bonne caractérisation du phénomène sur le détecteur en question. Je présente ici le modèle de caractérisation mis en place par [LeGoff et al. \(2022\)](#) sur des détecteurs comparables, et je discute son utilisation pour créer des cartes de correction de la persistance dans le cas où un fort niveau de saturation est atteint lors de l'acquisition précédente.

CHAPITRE 4

Mesures des performances du détecteur ALFA sur les données du CEA-IRFU

Nous avons vu dans la partie précédente le mode de fonctionnement du détecteur ALFA. Cette partie vise à étudier les différentes caractéristiques de ce détecteur, à partir des mesures effectuées au CEA-IRFU, lors de la première phase de la stratégie de caractérisation décrite section 2.4.4. Parmi les tests menés dans le cadre du contrat avec l'ESA, seuls certains sont nécessaires et adaptés à la caractérisation de CAGIRE. Ces données ont été utilisées dans un premier temps pour avoir une meilleure connaissance du détecteur, et identifier les effets qui auront un impact sur les images acquises par CAGIRE. Par la suite, ce sont ces caractéristiques qui m'ont permis de développer un pipeline pour traiter ces différents effets (chapitre 6) et de produire des images simulées pour valider ce pipeline (chapitre 7). L'analyse de ces mesures nous a également permis d'adapter le plan des tests à effectuer au CPPM, avec le détecteur dans les conditions de fonctionnement de CAGIRE. Le tableau 4.18 résume les effets étudiés en indiquant si il est nécessaire de les corriger et à quelle(s) étape(s) de la caractérisation ces tests sont effectués.

Effet	Correction nécessaire ?	Étape de caractérisation
Le bruit de lecture [ADU]	oui	CEA / CPPM / IRAP
La non linéarité du signal	oui	CEA / CPPM / IRAP
Le niveau de saturation [ADU]	oui	CEA / CPPM / IRAP
L'offset [ADU]	oui	CEA / CPPM / IRAP
Le gain [e-/ADU]	oui	CEA / CPPM
Le courant d'obscurité [e-/s]	non	CEA / CPPM / IRAP
Les pixels morts ou froids	oui	CEA / CPPM / IRAP
Les pixels chauds	oui	CEA / CPPM / IRAP
Le cross-talk [%]	non	CEA
La persistance : - dans le noir - sous illumination	oui ?	CEA CPPM
Efficacité quantique [%]	non	CEA

TABLE 4.1. Caractéristiques du détecteur étudié, nécessité de correction et étape de caractérisation au cours de laquelle elles ont été ou seront mesurées.

Les résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus à partir de l'étude de fichiers fournis par Olivier BOULADE, au CEA-IRFU, avec le détecteur et la chaîne de détection complète.

Nous présenterons tout d'abord les codes développés pour analyser ces données mais aussi les caractérisations des chapitres suivants, dans la section 4.2. La section 4.4 vise ensuite à mettre en place la méthode de calcul du signal qui sera utilisée dans la suite des caractérisations et par le pipeline de traitement d'images. Nous présenterons en section 4.3 la mesure du bruit sur ce détecteur ainsi qu'une stratégie d'atténuation de ce bruit. La section 4.5 expose les mesures faites pour choisir une polarisation des diodes adaptée aux besoins de CAGIRE. Nous présenterons ensuite les mesures de gain du détecteur par la méthode de la PTC ainsi que les mesures de cross-talk dans les sections 4.7 et 4.8. Nous concluons sur ces mesures dans la partie 4.1, avec les mesures faites par le CEA pour certaines caractéristiques précises, qui n'ont été (et ne seront) mesurées précisément qu'au CEA et par le CEA, dans le cadre du contrat avec l'ESA.

Contents

3.1	Présentation et caractéristiques du détecteur	53
3.2	La couche de détection	54
3.2.1	Principe de la jonction p-n	55
3.2.2	Principe de la diode photovoltaïque et création d'un courant	57
3.2.3	Conversion du courant photonique en tension	58
3.2.4	Choix du matériau de la couche sensible	59
3.3	Le circuit de lecture	59
3.4	La chaîne de lecture	62
3.5	Modélisation physique du signal de sortie et non-linéarités	63
3.5.1	Description du modèle physique	64
3.5.2	Approximation du signal réel par la modélisation physique	65
3.6	Problématique de la persistance	68
3.6.1	Origine et modèle de la persistance	68
3.6.2	Calibration et estimation de la persistance	70
3.6.3	S'affranchir de la persistance	71

4.1 Caractérisation par le CEA-IRFU

Nous présenterons dans la suite de ce chapitre les caractéristiques mesurées à l'IRAP sur des séries de données acquises par Olivier BOULADE, sur le détecteur ALFA de CAGIRE au CEA-IRFU. La première étape dans la stratégie de caractérisation de CAGIRE est en effet une caractérisation fine du détecteur par le CEA, selon les spécifications de l'ESA. Certaines de ces mesures ne sont effectuées qu'au CEA (IPC, QE) mais sont tout de même des données importantes dans la mise en place de CAGIRE. Parmi ces mesures, nous donneront ici les résultats mesurés en termes de courant d'obscurité, d'efficacité quantique (QE), de capacité Inter pixel (IPC) et de persistance. Un tableau résumant (4.18) toutes les valeurs mesurées au CEA et/ou à l'IRAP est donné dans le résumé du chapitre.

4.1.1 Capacité inter-pixel (IPC)

La mesure d'IPC effectuée au CEA s'appuie sur la possibilité de mettre sous reset une centaine de pixels répartis sur tout le détecteur. L'IPC est mesurée en illuminant le détecteur de manière uniforme, puis en calculant la différence entre (1) une image CDS pour laquelle ces pixels spécifiques sont mis sous reset et, (2) une image CDS standard. La carte d'IPC est construite en normalisant cette différence par l'image (2). Les résultats donnent une IPC maximum de 0.8% par pixel voisin, et une IPC totale de 2.3% au total sur les 8 pixels autour du pixel central.

4.1.2 Mesure de la persistance

Contrairement aux deux autres mesures présentées dans cette section, la persistance sera également caractérisée au CPPM. Cependant, les mesures effectuées lors de ces caractérisations seront faites dans des conditions au plus proche de l'utilisation de CAGIRE, en mesurant la persistance lorsque le détecteur est illuminé par un niveau de flux équivalent à celui du fond de ciel, après avoir été éclairé par un flux constant bien plus intense. Le signal du fond de ciel devra être soustrait au signal total pour obtenir une mesure de la persistance intégrée. Au contraire, les mesures effectuées au CEA sont effectuées dans le noir, toujours après une illumination constante. Dans les deux cas, la persistance est mesurée après illumination par des flux variés, menant à un remplissage de puits à différents pourcentages de niveau de saturation.

Pour les mesures effectuées au CEA, il est important de commencer par faire une mesure du courant d'obscurité qui sera soustraite aux mesures pour n'observer que l'impact de la persistance. Le protocole de mesure de la persistance consiste ensuite à illuminer le détecteur à un flux donné, puis à éteindre la source, faire un reset, et mesurer le signal intégré pendant les heures qui s'ensuivent. Le signal intégré à partir du reset, soustrait du dark, est ensuite ajusté par une somme de 2 à 3 exponentielles, comme décrit dans la partie 6.5, avec l'équation 4.1 :

$$\begin{aligned} P(t) &= A_1 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \right] + A_2 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right] + A_3 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_3}\right) \right] \\ &= P_1 + P_2 + P_3 \end{aligned} \quad (4.1)$$

Les caractéristiques principales de cette modélisation sont les amplitudes de persistances A_1 , A_2 , A_3 et les temps caractéristiques τ_1 , τ_2 et τ_3 .

Le niveau de courant d'obscurité a été mesuré à **0.004 électron/s**. Nous remarquons que cette mesure est 10 fois plus faible que nos mesures de courant d'obscurité effectuées en section 4.5.2. En effet, nous disposons de mesures impactées par de la persistance, et les mesures effectuées au CEA ont été effectuées après un recuit et un temps d'attente permettant de s'en affranchir. De plus, ces mesures ont été effectuées avec une cadence d'une image toutes les 5 min permettant de mesurer un courant d'obscurité plus faible. Nous retiendrons donc une valeur de **0.004 électron/s** de courant d'obscurité sur ce détecteur pour une polarisation de la diode $\Delta V_{diode} = 0,4V$.

Nous présentons ici le modèle obtenu en ajustant une rampe dans le noir après une illumination à un niveau de flux correspondant à une accumulation totale à 200 % de la saturation, tableau 4.2. La rampe est ajustée par l'équation 4.1. Les paramètres d'intérêt sont alors les coefficients A_1 , A_2 , A_3 et les temps caractéristiques τ_1 , τ_2 et τ_3 , extraits par le fit sur chaque pixel individuellement.

La figure 4.1 montre l'exemple d'une rampe de la persistance intégrée sur les pixels actifs du détecteur, tracée à partir des coefficients mesurés par le CEA. C'est une rampe médiane sur les pixels actifs du détecteur.

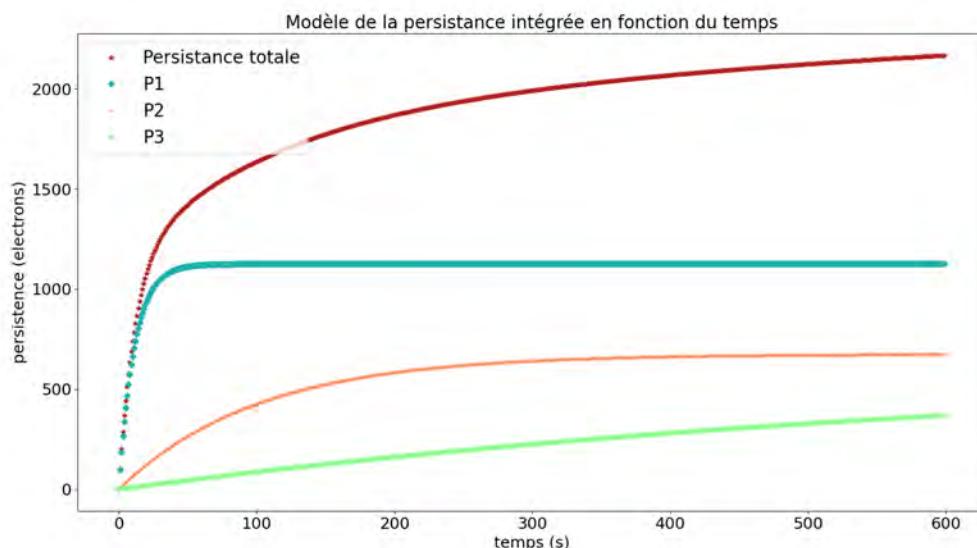


FIGURE 4.1. Signal médian de la persistance accumulée en fonction du temps, en nombre d'électrons accumulés, après une illumination à 200 % de la saturation. La courbe marron représente la totalité du signal intégré. Les courbes P1, P2 et P3 correspondent aux 3 composantes de l'équation 4.1.

La table 4.2 donne les coefficients médians mesurés sur les pixels actifs du détecteur. Ces 6 paramètres varient d'un pixel à l'autre et leurs cartes ont été calculées pour différents niveaux d'illuminations. Les paramètres d'amplitude A_1 , A_2 et A_3 dépendent du niveau d'illumination. Les distributions des amplitudes et des constantes de temps du signal de persistance sont présentées figure 4.2 pour une illumination à 2 fois le niveau de saturation, adaptée au besoin de CAGIRE. Un graphique du signal de persistance intégré est également donné en échelle logarithmique figure 7.16, pour les 3 composantes principales de l'équation 4.1.

k =	1	2	3
amplitude v_k	586	409	469
temps τ_k	14	151	1286

TABLE 4.2. Paramètres de persistance mesurés au CEA pour une illumination à 200 % de la saturation (médiane sur les pixels actifs)

Nous remarquons que les temps caractéristiques τ_1 et τ_2 sont du même ordre de grandeur que le temps d'une acquisition avec CAGIRE, et la persistance associé à ces temps caractéristique aura certainement un impact sur les rampes acquises. Pour une illumination à 200 % de la saturation, le persistance totale intégrée pendant 60 s après le reset est de l'ordre de 1494 e- dans le noir, ce qui n'est pas négligeable.

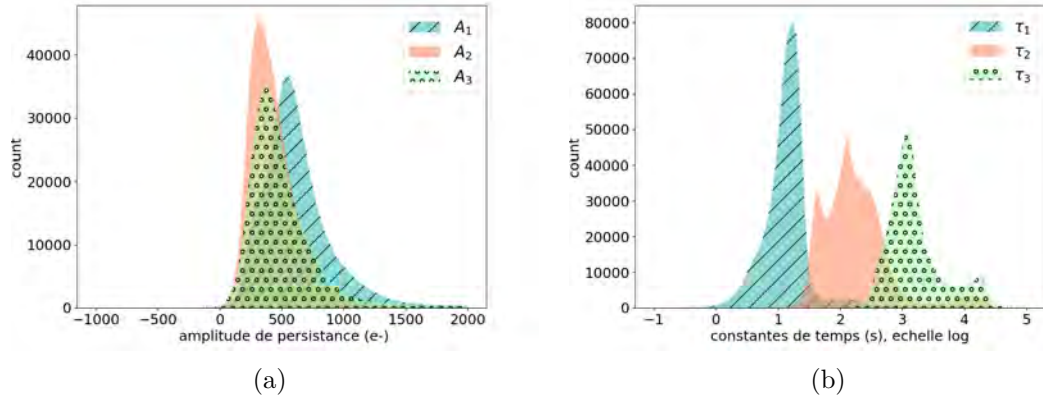


FIGURE 4.2. a. Histogramme des constantes d’amplitude de persistance(gauche) et b. Histogramme des constantes de temps de persistance, échelle logarithmique (droite)

4.1.3 Efficacité quantique (QE)

L’efficacité quantique du détecteur correspond au rapport entre le nombre de charges effectivement collectées par le détecteur et le nombre de photons incidents. Elle représente donc l’efficacité du détecteur à traduire le flux qui l’impacte en charges. L’efficacité quantique a été mesurée au CEA grâce au banc QUANTIX, permettant d’illuminer uniformément et de manière simultanée le détecteur et une photodiode calibrée(Pichon et al., 2022).

Les résultats donnent une efficacité quantique de **60%** sur une gamme de longueurs d’onde allant de $0,8\mu\text{m}$ à une longueur d’onde de coupure de $2.075\mu\text{m}$.

Finalement les résultats de caractérisation obtenus au CEA-IRFU sont synthétisés dans le tableau 4.3.

Caractéristique	Valeur	Commentaire
Courant d’obscurité [e-/s]	0,004	négligeable
Inter Pixel Capacitance [%]	2,3	Valeur cumulée dans les 8 directions. Répond aux besoins de CAGIRE
gain [e-/ADU]	~ 10	
Capacité [fF]	67,1	après correction de l’IPC
Efficacité quantique [%]	60	
Persistence	$P_{tot} = 1494 e-$	persistence accumulée pour un temps caractéristique de 60 s

TABLE 4.3. Caractéristiques mesurées

4.2 Développement des programmes d'analyse de données

Avant de présenter les caractéristiques mesurées à l'IRAP sur les données du CEA, cette section résume les différents fichiers étudiés, et les algorithmes développés pour ces études.

4.2.1 Données traitées

Dans ce chapitre, les données utilisées en entrée de ces codes sont les fichiers mesurés au CEA. Nous nous intéressons donc ici à trois fichiers dans le noir, trois fichiers sous illumination, et un groupe de fichiers sous illumination. Ces différents fichiers sont présentés dans le tableau 4.4.

Illumination	Nb. de frames	polarisation ΔV_{diode}	mode de lecture
Obscurité	200 1 rampe	0,4	Deux resets toutes les 2 lectures, mode CDS (Sec. 4.3.1)
	300 1 rampe	0,4	Une frame toute les 360s (Sec. 4.5.2)
	300 1 rampe	0,6	Une frame toute les 360s (Sec. 4.5.2)
Corps noir à 390K	200 1 rampe	0,4	Une frame toute les 1,33 s (Sec. 4.4, Sec.4.8)
	70 100 rampes	0,4	Une frame toute les 1.33s (Sec. 4.7)
Corps noir à 340K	100 1 rampe	0,4	Une frame toute les 1,33 s (Sec. 4.5.3)
	100 1 rampe	0.6	Une frame toute les 1,33 s (Sec. 4.5.3)

TABLE 4.4. Fichiers utilisés dans ce chapitre

Les fichiers utilisés dans les caractérisations au CPPM et à l'IRAP seront présentés au chapitre 5.

4.2.2 Codes d'analyse

Afin d'analyser les données fournies par le CEA, j'ai développé un ensemble de codes permettant de prendre en compte l'architecture du détecteur, ainsi que son fonctionnement en mode Up-The-Ramp. Ces codes, écrits en langage *Python*, sont adaptés à la gestion de cubes de données contenant les rampes acquises par le détecteur. Ceci implique la prise en charge de fichiers au format .FITS, notamment grâce au module *astropy.io* de *Python*, mais aussi la gestion d'une quantité conséquente de données, réparties sur des rampes composées de la succession de N images de $4\,194\,304$ pixels. Ces tests, destinés à la mesure et à l'évaluation d'un certain nombre de paramètres

décrits dans la suite de ce chapitre seront utilisés lors des mesures sur les données du CEA mais également lors des tests de caractérisation au CPPM et à l'IRAP.

Ces algorithmes prennent en entrée les rampes à traiter mais aussi le nombre de frames de la rampe, la plage de la rampe sur laquelle on veut traiter les données (début et fin), ainsi que les pixels que l'on souhaite traiter pour les fonctions de traitement individuel des pixels (tous, seulement les pixels actifs, seulement une zone du détecteur).

Les différentes fonctions développées sont listées dans le tableau 4.5. La première colonne donne le but de la fonction, la deuxième les paramètres d'entrées (en plus du nombre de frames, de la plage de la rampe utilisée et des pixels à traiter), la troisième le format de la sortie de la fonction et la quatrième la section où cette fonction est décrite et/ou utilisée. Les fonctions marquées (*) représentent un traitement individuel de chacun des pixels.

Nom	Objectif	Section
Construction ou modification des rampes		
<i>table</i>	Conversion des données FITS en tableaux	
<i>rampeCDS</i>	Construction des rampes différentielles	4.4
<i>correctionC</i>	Correction par les pixels de référence (colonnes)	4.3.2
<i>correctionL</i>	Correction par les pixels de référence (lignes)	
Mesures communes à toutes les caractérisations		
<i>Fit1param</i>	Mesurer le signal et l'erreur sur le signal(*) (Ajustement linéaire)	4.4
<i>CoefNonLin</i>	Mesurer le coefficient de non-linéarité (*)	4.4.4
<i>Xi2</i>	Calculer le χ^2 (*) d'un ajustement linéaire	
<i>EcLinDiff</i>	Écart à la linéarité (*) a. À une frame donnée b. À un niveau de saturation c. 1 ^{ère} frame à X% de NL (*) d. Dynamique à X% de NL (*)	4.4.3
<i>BruitRampe</i>	Mesurer le Bruit CDS(*)	4.3.1
Mesures propres aux données CEA		
<i>Gain</i>	Mesurer le gain par la méthode de la PTC	4.7
<i>CrossTalk</i>	Estimer le cross-talk	4.8
Mesures propres aux caractérisations au CPPM		
<i>NonLinFlux</i>	Mesurer la non linéarités en flux (*)	
<i>Persistence</i>	Mesurer les constantes persistence (temps, amplitude) (*)	4.1.2

TABLE 4.5. Fonctions développées pour la thèse. NL= non-linéarité

Nous présentons maintenant les résultats obtenus à partir de ces codes.

4.3 Bruit CDS et bruit de lecture

Nous présentons dans cette section la méthode utilisée pour mesurer le bruit de lecture et les résultats obtenus.

4.3.1 Mesure du bruit CDS

La méthode de calcul du bruit CDS (Correlated Double Sampling) est basée sur la soustraction de deux frames consécutives, afin de s'affranchir de l'effet des offsets liés aux transistors du circuit de lecture, et plus particulièrement afin de soustraire le bruit kTC du détecteur. Le bruit kTC, aussi appelé bruit de reset, est un bruit propre à la capacité d'intégration de la diode, lié à l'agitation thermique des charges dans la capacité. Il ajoute un offset présent sur chaque frame. La soustraction de deux frames permet donc de s'en affranchir, et s'appellera par la suite une image CDS. Cette appellation ne concerne que le calcul du bruit CDS.

Pour calculer le bruit CDS, nous commençons par construire des rampes CDS composées des images CDS construites par soustractions de deux frames consécutives. Le bruit CDS est ensuite calculé comme la variation temporelle du signal sur la rampe CDS pour chaque pixel. Ce bruit est calculé sur des rampes de caractérisation acquises dans le noir, sans aucune source d'illumination. De cette manière le bruit CDS traduit les variations de tension liées à l'électronique de lecture. Le bruit CDS étant calculé sur une soustraction de deux images dont les variances s'additionnent, il faut diviser le bruit CDS par $\sqrt{2}$ pour retrouver le bruit de lecture, qui lui est calculé sur une image. Le bruit de lecture est ainsi relié au bruit CDS par la relation :

$$Bruit_{lecture} = \frac{Bruit_{CDS}}{\sqrt{2}}$$

Dans notre cas, la méthode de calcul du bruit CDS présentée dans le paragraphe précédent est effectuée sur des rampes acquises en **mode CDS**. Ce mode permet de faire 2 resets puis 2 lectures consécutives, puis à nouveau 2 resets et 2 lectures et ainsi de suite. Le cycle est effectué 100 fois, dans le noir afin de s'affranchir du bruit de photons. Un exemple de rampe acquise dans ce mode est donné figure 4.3.

Afin de calculer le bruit CDS, nous créons donc une rampe CDS constituée d'une succession d'images CDS, calculées comme la différence de deux frames de la rampe acquise en **mode CDS**, qui ne sont pas séparées par un reset. Les deux premières frames de l'acquisition considérée étant impactées par une problématique liée au reset, le calcul est fait à partir de la frame n°3.

Nous mesurons ici un bruit médian de 6,98 ADU. L'histogramme et la carte du bruit CDS sont donnés figure 4.4.

Le détecteur ayant un gain $G = 10 [e^- / ADU]$, un bruit CDS de **6,98 ADU** vaut 69,8 e⁻. Ceci correspond alors à un bruit de lecture de 49,4 e⁻, ce qui est au-dessus

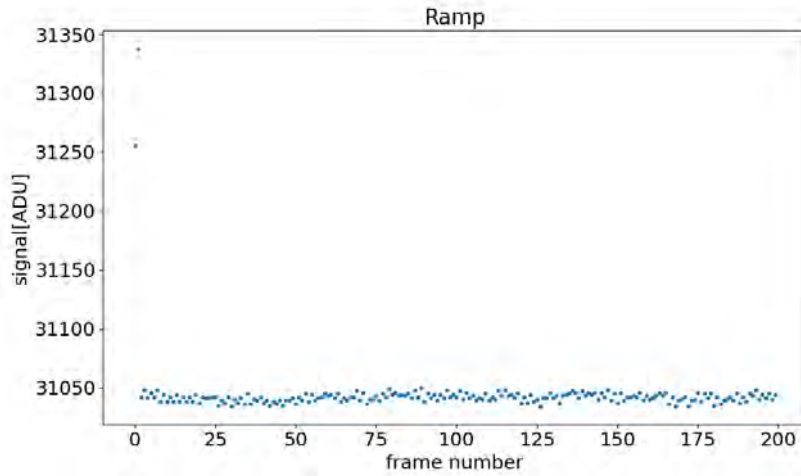


FIGURE 4.3. Rampe médiane sur un fichier CDS

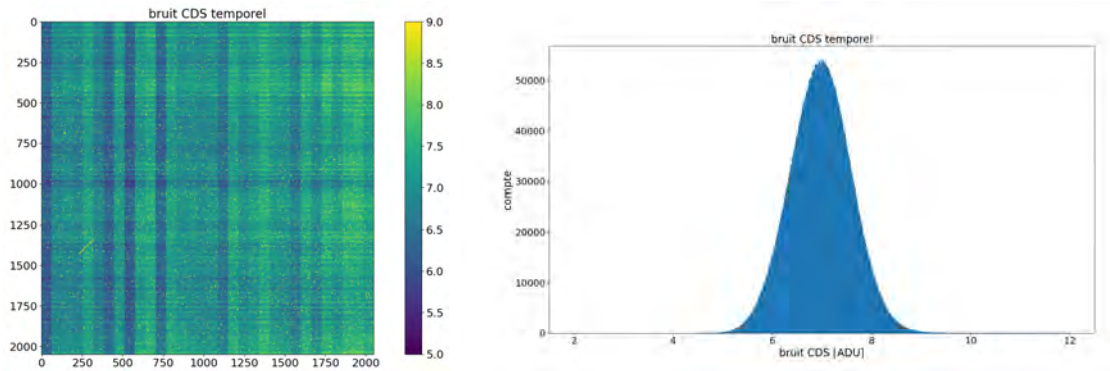


FIGURE 4.4. Carte du bruit de lecture en électrons [gauche] et histogramme associé. [droite]

des exigences de CAGIRE. Le bruit de lecture, comme son nom l'indique, est lié aux variations de courant dans le transistor MOS de lecture du signal. Nous allons voir dans la section 4.3.2 que ce bruit peut être en partie corrigé grâce aux pixels de référence.

4.3.2 Correction du bruit CDS par les pixels de référence

Le gain d'un pixel est très sensible aux petites variations des tension du circuit, induites par l'environnement du détecteur. Certaines de ces variations, peuvent être corrigées lorsqu'elles touchent à plusieurs pixels de la même manière. C'est le cas des perturbations impactant les pré-amplificateurs de colonne, qui permettent la lecture d'une voie entière du détecteur. Ce bruit, généré au niveau d'une voie est appelé **bruit de mode commun** et peut être réduit grâce aux pixels de référence répartis autour de la matrice de pixels actifs. Ces pixels de référence sont identiques aux pixels sensibles mais ne sont pas connectés à la couche de détection, et ne sont donc pas sensibles à la lumière. Ils ont

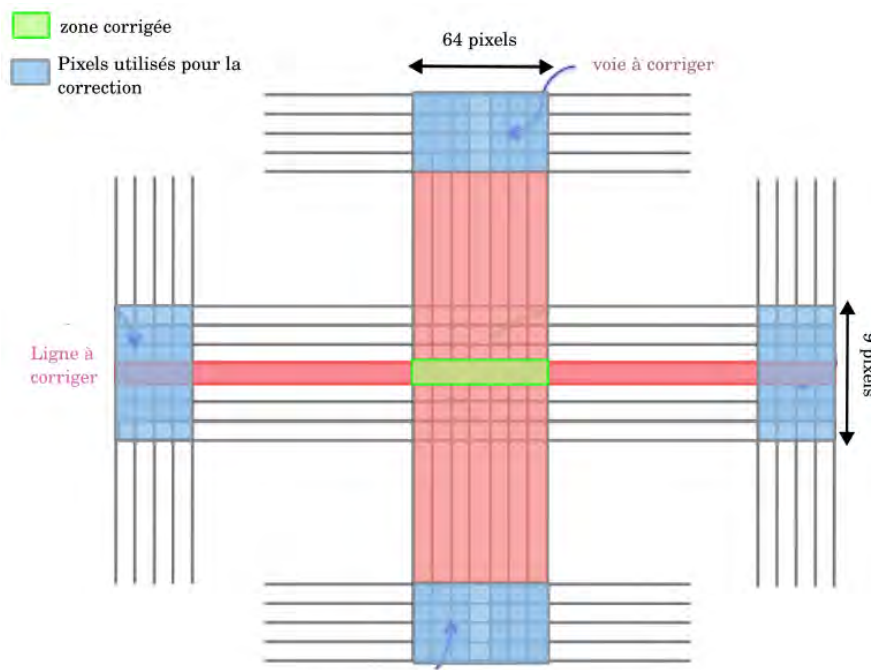


FIGURE 4.5. Schéma de la correction par les pixels de référence. La lecture se fait ligne par ligne de haut en bas. Adapté de [Kubik et al. \(2014\)](#)

cependant la même électronique et sont donc sensibles aux mêmes variations de tensions et de température que les pixels actifs. L'objectif de cette correction est de réduire le bruit lié à ces variations sur les pixels actifs, en soustrayant à leur signal une combinaison linéaire du signal mesuré sur les pixels de référence les plus proches. Ce processus a été proposé par Bogna Kubik et al. ([Kubik et al., 2014](#)), pour des détecteurs H2RG. Cette méthode permet également de corriger les images de l'effet d'offset de chacune des voies et ainsi d'homogénéiser le niveau de signal sur l'image.

Cette correction est composée de deux étapes. La première correction est appliquée à une voie de lecture entière, et la deuxième est appliquée sur chaque ligne individuellement. Tout d'abord nous sélectionnons les pixels de référence en haut et en bas d'une voie de lecture, ce qui représente 256 pixels, et nous calculons la moyenne de leurs valeurs. Ensuite, nous soustrayons cette valeur moyenne à tous les pixels de la voie, pixels de références inclus. Dans un second temps, nous sélectionnons les pixels de référence de droite et de gauche de la ligne L à corriger, ainsi que ceux des 4 lignes au-dessus et des 4 lignes en dessous de la ligne L. Cela représente 9 lignes, soit 54 pixels. Leur moyenne est alors soustraite à la ligne L. Cette seconde correction est calculée sur les pixels de droite et de gauche corrigés par la première correction. Ces corrections prennent en compte le mode de lecture du détecteur, qui est lu ligne par ligne, de haut en bas et de gauche à droite. Un schéma de la correction est donné figure 4.5.

Nous appliquons cette correction au fichier CDS utilisé dans la section précédente, puis nous calculons le bruit CDS de la même manière. Nous obtenons ainsi un bruit CDS de

5,66 ADU soit $55,6\text{e}^-$ après correction, ce qui correspond à un gain d'environ 35 % sur le bruit observé, et convient mieux au besoin de CAGIRE. Cette valeur correspond à un bruit de lecture de **39,3 e⁻**, et peut être légèrement surestimée du fait de l'impact de la persistance sur le fichier. La figure 4.6 montre l'impact de la correction par les pixels de référence sur la valeur du bruit et son uniformité.

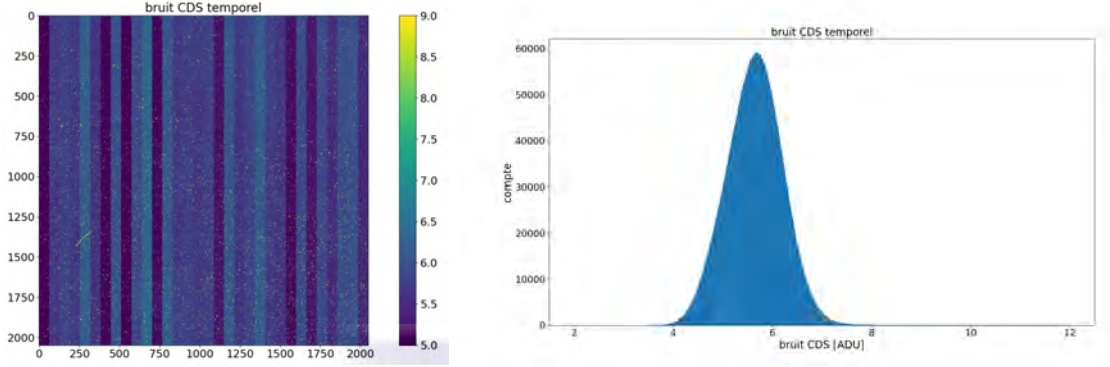


FIGURE 4.6. Carte du bruit de lecture en électrons, après correction par les pixels de référence [gauche], et histogramme associé [droite].

La correction par les pixels de référence nous permet donc de réduire le bruit de mode commun sur les images. Cependant, nous avons observé une tendance des pixels de référence à se coupler avec les pixels actifs qui leur sont proches. Par exemple, lorsque le signal des pixels actifs augmente puis sature au cours d'une acquisition, la même forme de signal (augmentation puis plateau) se retrouve sur les pixels de référence. Ce phénomène limite l'efficacité de cette correction et pourrait entraîner une sous-estimation du signal après correction. L'origine de ce phénomène et son impact sur la correction et sur l'estimation du signal font partie des études restant à mener.

4.3.3 Impact du bruit CDS sur la sensibilité de CAGIRE

Le bruit de lecture joue un rôle particulièrement important dans la détection de sources de faibles intensités. En effet, plus le bruit de lecture est important, plus la sensibilité de la caméra est faible et plus la magnitude limite des objets détectables sera faible. Nous étudions ici la magnitude limite détectable par CAGIRE, dans le cas d'un bruit de lecture de $20\text{e}^-/\text{s}/\text{pix}$ et d'un bruit de lecture de $50\text{e}^-/\text{s}/\text{pix}$. Afin de calculer l'impact de ces deux niveaux de bruit sur la sensibilité de CAGIRE, nous étudions le rapport signal sur bruit (SNR) associé à chaque cas. Pour cela nous nous basons sur la formule du rapport signal sur bruit associé à la caméra :

$$SNR = \frac{Signal}{Erreur(Signal)}$$

L'erreur sur le signal correspond à la somme de la variance sur le signal qui est un bruit Poissonnien, du bruit de photons et du bruit de lecture.

$$SNR = \frac{Signal}{\sqrt{Var(Signal) + Var(Bruit)}} = \frac{Signal}{\sqrt{Signal + Var(Bruit)}}$$

A partir de cette expression et des paramètres de la table 4.6, nous pouvons écrire l'équation 4.2. Le terme fxn_0t_1N traduit le nombre d'électrons accumulés sur un carré de 3 pixels de côté (9 pixels au total). Le terme $p\sigma_r^2$ correspond à la variance du bruit de lecture sur le carré de 9 pixels. Enfin $pn_{sky}t_1$ traduit la variance du signal du fond de ciel.

$$SNR = \frac{fxn_0t_1N}{\sqrt{fxn_0t_1N + p(\sigma_r^2 + n_{sky}t_1)}} \quad (4.2)$$

Paramètre	Signification	unité
n_0	nombre d'électrons détectés pour une étoile de magnitude zéro (zero point)	[c/s/pix]
x	rapport du flux de la source sur le flux d'une étoile de magnitude zéro	
t_1	durée de la pose	[s]
n_{sky}	nombre d'électrons générés par le fond de ciel dans la bande considérée	[e-/s/pix]
σ_r	bruit de lecture	[e-/pix]
p	nombre de pixels considérés pour mesurer le signal de l'étoile	
f	fraction du signal de l'étoile dans l'ouverture photométrie de n_{pix} pixels. f= 85 % pour $n_{pix} = 9$	[%]
N	nombre de poses	

TABLE 4.6. Paramètres du calcul du ratio SNR

La magnitude limite est définie comme la magnitude obtenue pour avoir un SNR de 10. Elle est calculée par la relation :

$$MagLim_{SNR=10} = MagRef - 2,5 \times \log_{10} \left(\frac{10}{SNR_{REF}} \right)$$

avec SNR_{REF} la valeur du SNR pour une magnitude de référence $MagRef = 20$, calculé à partir de l'équation 4.2 dans la configuration de bruit étudiée.

Nous obtenons alors les résultats des tables 4.7 et 4.8 :

Nous remarquons que le changement d'un bruit de 20 électrons à 50 électrons induit une perte de 0,12 magnitude en J et de 0,03 magnitude en H. Le bruit de 40 e- mesuré après correction par les pixels de référence et ne devrait donc pas être trop limitant dans la détection de sources faibles.

Paramètre	valeur	
N	1	
n_0	$2,25 \times 10^9$	
t_1	53,6	
n_{sky}	152 e-/s/pix	
N_{pix}	9	
f	0,85	
σ_r	20 e-/pix	50 e-/pix
Magnitude Limite	18,91	18,79

TABLE 4.7. Résultat pour une pose dans la bande J

Paramètre	valeur	
N	1	
n_0	$2,94 \times 10^9$	
t_1	26,8	
n_{sky}	1250 e-/s/pix	
N_{pix}	9	
f	0,85	
σ_r	20 e-/pix	50 e-/pix
Magnitude Limite	17,71	17,67

TABLE 4.8. Résultat pour une pose dans la bande H

4.4 Méthode de calcul du signal

La méthode de calcul du signal en sortie du détecteur ALFA est un des enjeux principaux pour l'utilisation de la caméra CAGIRE. Nous avons vu dans le chapitre 3, que la modélisation physique du signal n'était pas envisageable pour un calcul rapide et précis du signal, et nous présentons dans cette section la méthode empirique choisie pour calculer le signal en sortie de la caméra, à partir de rampes brutes. Cette méthode est utilisée pour toutes les mesures de signal présentées par la suite, que ce soit pour les caractérisations ou dans le pipeline de pré-traitement.

4.4.1 Travail avec des rampes différentielles

Le détecteur ALFA est capable d'accumuler des charges de manière continue afin de former une rampe proportionnelle au flux reçu par la caméra. Chaque point de la rampe est appelé une frame, et les frames sont séparées de 1,33 s. La frame f_N est composée des 2040×2040 valeurs de signal accumulé dans chacun des pixels actifs, au temps $f \times 1,33$ s. Afin de calculer les cartes du signal à fournir au pipeline d'astrophysique, nous cherchons à ajuster non pas les rampes brutes mais ce que nous appellerons des rampes différentielles. Une rampe différentielle est construite en soustrayant le signal mesuré à la frame f_{N-1} au signal mesuré à la frame f_N , puis la frame f_N au signal mesuré à la frame f_{N+1} et ainsi de suite sur toutes les frames de la rampe brute. La rampe

différentielle est ainsi constituée d'une succession "d'images différentielles". Autrement dit, nous travaillons sur une dérivée de la rampe initiale. Une rampe différentielle est présentée par des points bleus figure 4.7b. Elle a été construite à partir de la courbe bleue de la figure de gauche, qui représente la rampe brute qui lui est associée. La droite orange représente le signal obtenu en l'absence de non-linéarités dans les deux graphiques. Elle est obtenue en effectuant un ajustement de la rampe par un polynôme d'ordre 2, puis en traçant la droite ayant pour pente de coefficient d'ordre 1 de cet ajustement. L'information présentée dans les rampes différentielles est équivalente à celle des rampes initiales, mais les rampes différentielles ont l'avantage de constituer des séries de mesures indépendantes les unes des autres. En effet, le signal est ici dominé par le bruit de photon, qui est à peu près constant sur une rampe différentielle. Utiliser ces rampes nous permet donc de nous affranchir de l'utilisation d'une pondération lors de l'ajustement, mais aussi d'ajuster un paramètre de moins, l'offset.

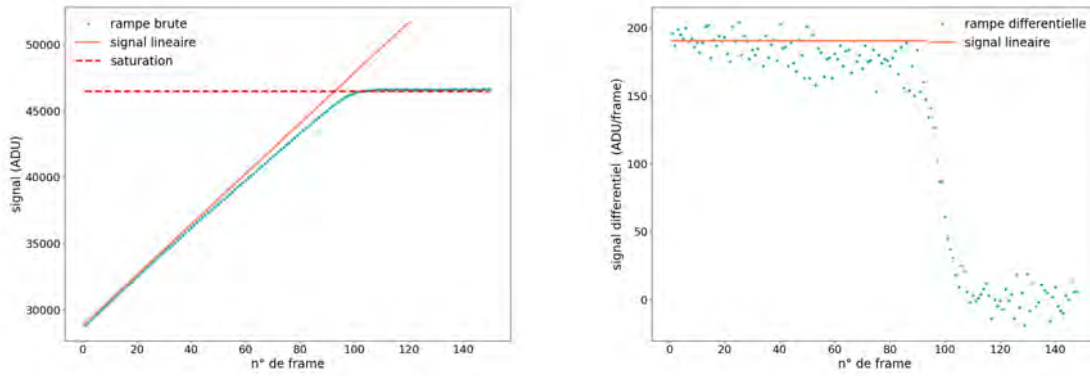


FIGURE 4.7. a. Rampe initiale [gauche] et b. rampe différentielle construite à partir de la rampe de gauche [droite].

4.4.2 Prendre en compte les non-linéarités

Le phénomène de non-linéarité, décrit en section 3.5, se traduit par une légère déviation du signal sur la rampe, en comparaison d'un signal linéaire, déviation visible sur la figure 4.7a. entre la rampe brute en bleu et le signal linéaire en orange. Sur la figure 4.7, elle se traduit pas une décroissance progressive du signal sur la rampe différentielle. À cause de ces non-linéarités, l'utilisation d'une régression linéaire sur les rampes initiales n'est pas adaptée. Ayant choisi de travailler sur des rampes différentielles, la première étape de notre calibration consiste donc à trouver une fonction adaptée à l'ajustement des rampes différentielles connaissant la problématique des non-linéarités, et à identifier la gamme de la rampe sur laquelle cette fonction sera appliquée. Nous notons de plus que tous les calculs suivants seront effectués sans prendre en compte la première frame de la rampe brute qui à un comportement non fonctionnel, qui sera décrit en section 4.9.

Le choix de la fonction d'ajustement se base sur la capacité de celle-ci à prendre en compte les non-linéarités. Nous avons comparé trois fonctions ajustant les rampes différentielles :

- Un polynôme d'ordre 1 (fonction linéaire), où k est le numéro de l'image différentielle, a_0 est le paramètre d'intérêt, c'est-à-dire le signal en ADU/frame, proportionnel au flux incident. a_1 est le coefficient de perte de signal lié aux non-linéarités.

$$P_1(k) = a_0 + a_1 \times k$$

- Un polynôme d'ordre 2, où le paramètre d'intérêt est toujours a_0 ,

$$P_2(k) = a_0 + a_1 \times k + a_2 \times k^2$$

- Une fonction non polynomiale, utilisée pour calculer le signal dans certains pipelines de pré-traitement des images, et prenant en compte un paramètre δ de non-linéarité. a_0 correspond toujours ici au signal que nous cherchons à estimer.

$$F_\delta(k) = \frac{a_0}{(1 - \delta \times a_0 \times k)^2}$$

Cette méthode de calcul sera utilisée dans le pipeline, qui vise à être précis, rapide et robuste. Nous préférierions donc utiliser l'ajustement linéaire, la fonction la plus simple, pour calculer le signal. Cependant, les fonctions avec plus de paramètres pourraient avoir l'avantage de fournir des résultats plus précis. Pour comparer ces différentes fonctions, j'ai travaillé sur des données de calibration, acquises sous illumination constante par un corps noir pendant plus de 4 minutes. Ces rampes ont été ajustées jusqu'à un niveau de 80% de la dynamique. Les paramètres sont comparés ici par leur médiane sur les pixels actifs du détecteur. Nous comparons alors la valeur du signal, la variance sur la valeur du signal (donnée par la matrice de covariance de l'ajustement, par pixel), la valeur du χ^2 associée à l'ajustement, et la valeur du χ^2 réduit. Le χ^2 réduit est calculé en divisant le χ^2 par le nombre de degrés de liberté de l'ajustement, c'est-à-dire la somme du nombre de points de la rampe et du nombre de paramètres de l'ajustement, moins un. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.9.

Fonction	Polynôme deg. 2	Polynôme deg. 1	F_δ
Nombre de paramètres ajustés	3	2	2
Signal [ADU/frame] (médiane spatiale)	193,5	193,3	193,5
Variance [ADU ² /frame ²] (médiane spatiale)	7,4	3,1	3,4
χ^2 (médiane spatiale)	62,6	63,3	63,3
χ^2 réduit (médiane spatiale)	0,947	0,942	0,927

TABLE 4.9. Comparaison des valeurs de signal, variance, χ^2 et χ^2 réduit pour les trois fonctions de non-linéarité décrites. Ces valeurs sont des valeurs médianes sur les pixels actifs du détecteur.

Le tableau 4.9 met en avant des valeurs du signal et du χ^2 très proches pour les 3 fonctions, ne donnant pas d'argument en faveur d'une fonction ou d'une autre, pour leur seule capacité à ajuster les données. Les valeurs du χ^2 montrent aussi que le polynôme de degré 2 et la fonction F_δ n'apportent pas d'amélioration significative par rapport à l'ajustement linéaire. Nous décidons donc d'utiliser l'ajustement linéaire pour ajuster nos rampes différentielles, car il a l'avantage d'être simple et de contenir l'information nécessaire à nos mesures.

Par la suite, nous ajusterons donc les rampes différentielles par la formule :

$$d_k = a_0 + a_1 \times k \quad (4.3)$$

Nous notons d_k le signal différentiel à l'image différentielle k , et a_0 l'estimateur du signal en ADU/frame. Le coefficient a_1 , en $\frac{ADU}{frame^2}$, est une conséquence de l'augmentation de la capacité effective du pixel au cours de l'accumulation des charges, qui explique les déviations à la linéarité. Nous mesurons une valeur médiane du coefficient a_1 de -0.24 ADU/frame² pour les pixels actifs. Le signe négatif traduit l'augmentation de la capacité et donc la diminution du nombre d'ADU encodés pour le même nombre de charges reçues.

Par ailleurs, il est nécessaire d'effectuer ces mesures sur une gamme de la rampe qui n'est pas impactée trop fortement par la non-linéarité. Cependant, cette gamme dépend notamment de la polarisation choisie pour la diode. Nous discuterons de cette gamme d'ajustement dans la section 4.5.3. Nous y montrerons qu'un ajustement jusqu'à 70% de la rampe est stable et respecte les conditions de linéarité, pour une polarisation adaptée aux besoins de CAGIRE.

4.4.3 Caractérisation de l'écart à la linéarité sur le détecteur

L'écart à la linéarité peut être estimé en comparant le signal réel, noté S_k , et le signal que nous aurions dans l'hypothèse d'une parfaite linéarité, c'est-à-dire si nous pouvions estimer celui-ci par une fonction de type $A_0 \times k$, avec k le numéro de l'image différentielle et A_0 le signal en ADU/frame. L'écart relatif à la linéarité est alors estimé par :

$$EcartLinearite = \frac{S_k - A_0 \times k}{A_0 \times k}$$

Pour estimer la valeur de S_k , nous travaillons comme expliqué sur la rampe différentielle. La rampe différentielle peut alors être ajustée par une fonction affine de type $d_k = A_0 + A_1 \times k$, où A_0 traduit toujours le signal en ADU/frame, k le numéro de l'image différentielle et A_1 la "perte de signal" liée à la non-linéarité. Le signal S_k peut ainsi s'écrire :

$$S_k = \sum_{j=1}^k d_j = A_0 \times k + A_1 \times \sum_{j=1}^k j = A_0 \times k + A_1 \times \frac{k(k+1)}{2}$$

Nous obtenons alors l'écart relatif à la linéarité :

$$EcLin = \frac{S_k - A_0 \times k}{A_0 \times k} = \frac{A_1}{A_0} \times \frac{(k+1)}{2}$$

À partir de cette formule, nous pouvons estimer le numéro de l'image différentielle k pour laquelle le signal s'écarte à $X\%$ de la linéarité, et donc la dynamique correspondant à un écart à $X\%$ de la linéarité. Nous pouvons de même estimer l'écart à la linéarité pour un numéro d'image différentielle donné, ou pour un pourcentage de la saturation. Dans notre cas, nous nous intéressons à la dynamique mesurée pour un écart à 5% de la linéarité, dont la cartographie et l'histogramme sont présentés figure 4.8. Nous présentons également l'écart à la linéarité lorsque l'on atteint 70% de la saturation dans la figure 4.9. Ces mesures sont faites sur des acquisitions sous illumination uniforme par un corps noir à 340K, pour une polarisation de $\Delta V = 1.0V$.

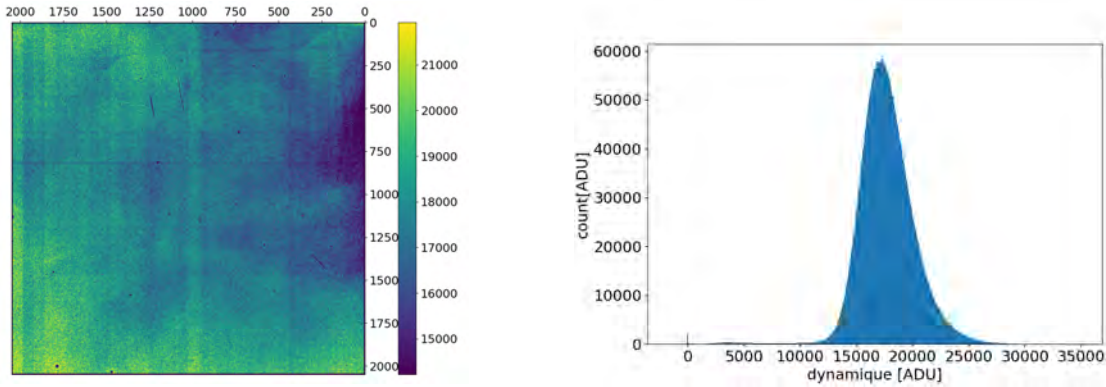


FIGURE 4.8. Cartographie et histogramme de la dynamique atteinte pour un écart à la linéarité de 5%. L'échelle de couleur de la cartographie correspond à la valeur de la dynamique par pixel en ADU pour un écart à la linéarité de 5%

Les histogrammes traduisent ici une bonne homogénéité des non-linéarités sur le détecteur. Nous constatons sur la figure 4.9 que l'écart à la linéarité à 70% de la saturation est faible, avec une médiane à 4.7%.

4.4.4 Coefficient de non-linéarité

Par ailleurs, l'ajustement de ces rampes de calibration sous illumination constante par une fonction affine sur 70% de la gamme dynamique pourrait nous permettre de définir un "coefficient de non-linéarité" pour chaque pixel, à partir des coefficients a_0 et a_1 . Nous notons cependant que ces coefficients dépendent de l'illumination : a_1 dépend du signal accumulé dans le pixel et a_0 du flux reçu. Nous souhaitons construire un coefficient indépendant du flux, tout en traduisant la non-linéarité intrinsèque au pixel, ce qui nous amène à la définition du paramètre $\gamma = \frac{a_1}{a_0^2}$, à partir du cheminement ci-dessous.

Nous considérons ici une rampe différentielle caractérisée par l'équation :

$$d_k = A_0 + A_1 \times k$$

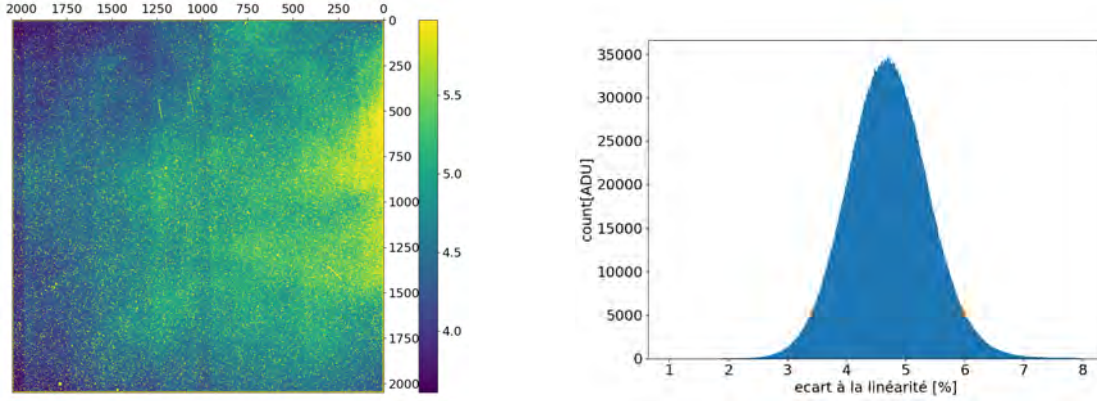


FIGURE 4.9. Cartographie et histogramme du pourcentage d'écart à la linéarité à un niveau de 70% de la saturation. L'échelle de couleur de la cartographie correspond à la valeur du pourcentage d'écart à la linéarité à un niveau de 70% de la saturation.

Nous pouvons définir le signal S_k par :

$$S_k = \sum_{j=1}^k d_j = A_0 \times k + A_1 \times \sum_{j=1}^k d_j = A_0 \times k + A_1 \times \frac{k(k+1)}{2}$$

La non-linéarité (NL) est définie par la déviation du signal mesuré, S_k , par rapport à sa valeur théorique, $A_0 \times k$:

$$NL(k) = \frac{S_k - A_0 \times k}{A_0 \times k} = \frac{A_1}{A_0} \times \frac{(k+1)}{2}$$

Si nous faisons le même calcul avec un signal différent, $A'_0 = x \times A_0$, nous obtenons :

$$NL'(k') = \frac{A'_1}{A'_0} \times \frac{(k'+1)}{2}$$

Les courbes représentative du flux A_0 et du flux A'_0 sont tracées respectivement en bleu et en orange sur la figure 4.10.

Nous pouvons considérer que loin du niveau de saturation, la non-linéarité est proportionnelle au signal $S_k = A_0 \times k$. Loin de la saturation, nous avons donc $NL = NL'$ pour un même niveau de signal accumulé. Par ailleurs, $A'_0 = x \times A_0$ et pour un niveau de signal donné $k' = \frac{k}{x}$. Nous pouvons alors calculer A'_1 :

$$NL'(k') = NL(k)$$

$$\frac{A'_1 \times (\frac{k}{x} + 1)}{A_0 \times 2x} = \frac{A_1 \times (k + 1)}{2 \times A_0}$$

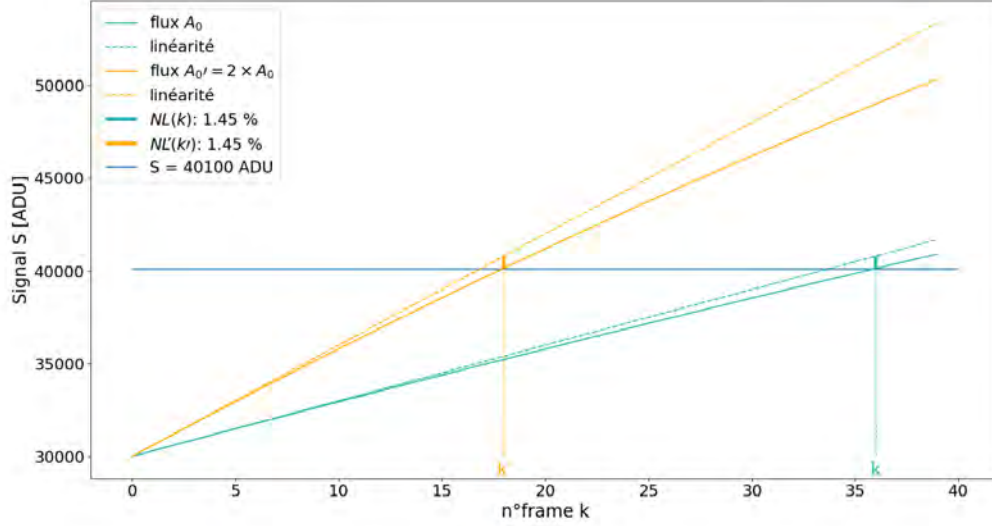


FIGURE 4.10. Signal [ADU] en fonction du numéro de frame pour un flux de A_0 ADU/frame (bleu) et un flux de $A'_0 = 2 \times A_0$ ADU/frame (orange). Les droites en pointillés représentent le signal linéaire. Les lignes verticales larges représentent la non linéarité à la frame k et à la frame k' , pour un même niveau de signal sur les deux courbes. On observe que la non linéarité est la même pour le même niveau de signal à $k' = \frac{k}{2}$.

$$A'_1 = x \times A_1 \times \frac{k+1}{\frac{k}{x} + 1}$$

En approximant le ratio : $\frac{k+1}{\frac{k}{x} + 1} \approx x$, nous obtenons :

$$A'_1 = x^2 \times A_1 = A_1 \times \left(\frac{A'_0}{A_0}\right)^2$$

Finalement :

$$\frac{A'_1}{A_0^2} = \frac{A_1}{A_0^2} = \gamma \quad (4.4)$$

Nous avons donc défini un paramètre $\gamma = \frac{a_1}{a_0^2}$, indépendant du flux reçu, à partir de coefficients mesurés sur des cartes de calibration acquises sous un flux constant. La figure 4.11 présente l'histogramme de ce coefficient calculé sur les données de calibration acquises par le CEA-IRFU, sur les pixels actifs du détecteur.

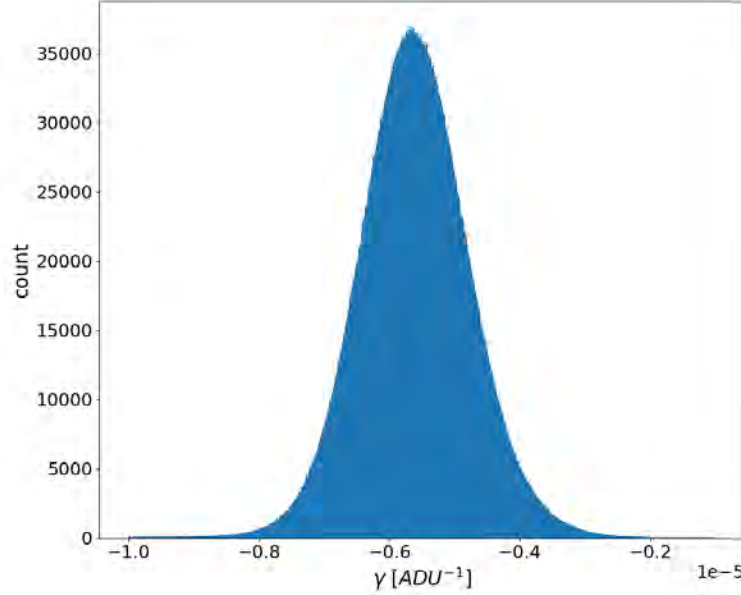


FIGURE 4.11. Histogramme du coefficient γ coefficient. La médiane de l'histogramme se trouve autour de $-5.6 \times 10^{-6} \text{ ADU}^{-1}$ avec un écart-type de 2.57 ADU^{-1} .

Nous montrerons dans la section 4.4.5 comment ce paramètre est utilisé pour calculer le signal sur des images du ciel et sur les images de calibration, après mesure du paramètre γ .

4.4.5 Mesure du signal sur des images du ciel

La première étape pour calculer le signal sur des rampes acquises sur le ciel, est de déterminer à quel numéro d'image différentielle le pixel atteint 70% de sa gamme dynamique. Ceci se fait grâce à des cartes de calibration du niveau de saturation décrite dans la section 5.3.2. Cette limite de 70% de la saturation est donc différente pour chaque pixel. La deuxième étape consiste à construire la rampe différentielle et à estimer le signal grâce à un ajustement linéaire. Cependant, pour la stabilité de l'estimation du signal, nous souhaiterions calculer uniquement le paramètre a_0 , en considérant la non-linéarité comme un paramètre connu et calibré. En se basant sur le coefficient $\gamma = \frac{a_1}{a_0^2}$, calculé durant les phases de calibration, l'équation $d_k = a_0 + a_1 \times k$ peut être réécrite comme suit :

$$d_k = a_0 + a_0^2 \times \gamma \times k \quad (4.5)$$

où k est le numéro de la frame considérée, a_0 est le signal à estimer et γ le coefficient de non-linéarité calculé sur une rampe de référence.

Nous calculons le signal entre l'image différentielle n_1 et l'image différentielle n_2 , et nous travaillons sur un nombre de points N . Nous pouvons écrire :

$$\sum_{k=n_1}^{n_2} d_k = \sum_{k=n_1}^{n_2} a_0 + \sum_{k=n_1}^{n_2} a_0^2 \times \gamma \times k = Na_0 + \gamma a_0^2 \times \sum_{k=n_1}^{n_2} k = Na_0 + \gamma a_0^2 \times \frac{N(N+1)}{2}$$

a_0 est alors obtenu en résolvant l'équation du second degré

$$Aa_0^2 + Ba_0 + C = 0 \quad (4.6)$$

Avec : $A = \gamma \frac{(N+1)}{2}$; $B = 1$; et $C = -\frac{1}{N} \sum_{k=n_1}^{n_2} d_k$.

Finalement, nous obtenons :

$$a_0 = \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}$$

Pour calculer l'incertitude sur a_0 , nous partons de l'équation $d_k = a_0 + a_1 \times k$.

On suppose que l'incertitude sur la pente a_1 joue un rôle de second ordre et nous utilisons la valeur calculée pour a_0 pour déterminer $a_1 = a_0^2 \times \gamma$.

Pour chaque pixels, on peut alors calculer la suite de valeur $e_k = d_k - a_1 \times k$.

Ainsi, $Var(a_0) = \frac{Var(d_k - a_1 \times k)}{N} = \frac{Var(e_k)}{N}$, où $Var(e_k)$ est calculée pour k variant entre n_1 et n_2 , avec $N = n_2 - n_1 + 1$.

Nous obtenons alors :

$$Erreur(a_0) = \sqrt{Var(a_0)} = \sqrt{\frac{Var(d_k - a_0^2 \times \gamma \times k)}{N}}$$

Avec k variant entre n_1 et n_2 , avec $N = n_2 - n_1 + 1$.

La mesure du signal se fait alors en calculant la valeur de a_0 et son erreur sur les rampes différentielles jusqu'au point correspondant à 70% de la gamme dynamique, pour chaque pixel indépendamment. C'est cette méthode qui sera utilisée par le pipeline de pré-traitement et par toutes les mesures de calibration. Le coefficient γ utilisé dans les résultats présentés est le coefficient calculé sur les données du CEA-IRFU présentées précédemment.

4.5 Choix de la polarisation de la diode : bruit, courant d'obscurité et gamme dynamique

Avant de commencer les caractérisations de la chaîne de détection au CPPM, pour les objectifs de CAGIRE, nous avons étudié 3 polarisations possibles des photodiodes du détecteur. En effet, augmenter la polarisation peut permettre de travailler sur une plus grande gamme dynamique. Cependant, il faut vérifier qu'augmenter cette polarisation n'aura pas d'impact significatif sur le courant d'obscurité, qui doit rester négligeable face au signal de fond de ciel reçu par CAGIRE. De plus, le bruit CDS doit également rester

stable. Finalement, la gamme dynamique qui nous intéresse reste la gamme dynamique linéaire, et c'est celle-ci que nous cherchons à augmenter en changeant la tension de polarisation.

La tension de polarisation de la diode, ΔV_{diode} , est mesurée comme la différence de tension entre la tension de référence $V_{REF-DET} = 0,4 V$ et la tension du substrat V_{SUBPV} . Nous avons ainsi $\Delta V_{diode} = V_{SUBPV} - V_{REF-DET}$. C'est V_{SUBPV} que nous faisons varier pour tester les différentes configurations. À l'origine, la photodiode était polarisée avec une tension $\Delta V_{diode} = 0,4 V$ ce qui correspond à une tension $V_{SUBPV} = 0,8 V$. Nous allons ici comparer cette configuration avec le cas $\Delta V_{diode} = 0,6 V$ ($V_{SUBPV} = 1,0 V$). Pour cela nous allons étudier pour ces trois polarisations, les trois paramètres suivant :

- **Le bruit CDS.** Nous souhaitons que cette quantité n'augmente pas de manière significative avec l'augmentation de la polarisation.
- **Le courant d'obscurité.** Ce courant doit rester négligeable devant le signal de fond de ciel.
- **La gamme dynamique linéaire.** Nous cherchons à augmenter cette gamme en augmentant la polarisation.

Notons ici que les données dont nous disposons ne permettent pas de caractériser la persistance pour ces trois polarisations.

4.5.1 Comparaison du bruit

Les fichiers utilisés pour cette étude nous ont tous été fournis par le CEA-IRFU. Pour étudier le bruit, nous travaillons sur des fichiers de 200 frames utilisant le mode CDS. Nous rappelons que ce mode permet de faire 2 resets puis 2 lectures consécutives, puis à nouveau 2 resets et 2 lectures et ainsi de suite. Le cycle est effectué 100 fois, dans le noir afin de s'affranchir du bruit de photons. Nous mesurons ainsi seulement le bruit kTC et le bruit de lecture.

Le bruit kTC, aussi appelé bruit de reset, est un bruit est lié à l'agitation thermique des charges dans le circuit de charge et de décharge lié à la capacité. En effet, afin de réinitialiser la diode lors d'un reset, on fait circuler un courant, porteur de charges affectées d'un bruit poissonnien. Du fait de ce bruit, le nombre de charges dans la capacité n'est pas exactement le même après chaque reset. Pour X resets effectués, on obtiendra X niveaux de charges différents dans la capacité, distribués selon une loi gaussienne centrée autour de la valeur $\frac{kT}{C}$, avec k la constante de Boltzmann, T la température en Kelvin et C la capacité de la diode en Farad. Le bruit kTC impacte ainsi de la même manière toutes les frames acquises après un reset.

Le bruit de lecture quand à lui correspond aux fluctuations de tensions introduites par les transistors composant le circuit de lecture.

Bruit de lecture : Grâce à ces données, nous pouvons calculer le bruit de lecture indépendamment du bruit kTC. Pour nous en affranchir, nous calculons le bruit CDS comme décrit dans la partie 4.3, sur deux frames consécutives qui ne sont pas séparées

par des resets. Nous présentons les résultats obtenus dans le tableau 4.10, en termes de bruit de lecture.

V_{SUBPV} [V]	Bruit de lecture [ADU]
0,8	4,95
1	4,93
1,2	4,93

TABLE 4.10. Bruit de lecture mesuré sur chaque fichier [ADU]

Bruit total : Le bruit kTC, ne peut pas être mesuré directement. Les données fournies nous permettent de mesurer le bruit CDS, comme décrit précédemment, ou bien la somme quadratique du bruit CDS et du bruit kTC. Pour mesurer ce bruit total pour chaque pixel, nous calculons l'écart-type dans le temps sur les frames enregistrées juste après un reset (c'est-à-dire une frame sur deux). Pour retrouver le bruit kTC, il suffit de soustraire le bruit de lecture au carré, au carré de ces mesures. Les résultats de ce calcul du bruit total sont donnés dans le tableau 4.11.

V_{SUBPV} [V]	Bruit Total [ADU]
0,8	8,9
1	9,2
1,2	9,0

TABLE 4.11. Bruit total mesuré sur chaque fichier [ADU]

Conclusion : Nous remarquons que le bruit de lecture (calculé à partir du bruit CDS) et le bruit total sont stable peu importe la configuration.

4.5.2 Comparaison du courant d'obscurité

Les fichiers étudiés ici comportent 300 frames pour la polarisation $V_{SUBPV} = 0,8 V$ et 200 frames pour les deux autres polarisations. Ces données sont prises avec un temps de pose de 300 s. La figure 4.12 montre une rampe médiane typique de ces fichiers. Elle traduit en particulier la présence du phénomène de persistance, sur les 100 premières frames.

Nous calculons alors le courant d'obscurité à partir de la frame 100 pour ne pas fausser nos calculs avec l'impact du phénomène de persistance en début de rampe. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.12

Conclusion : Nous remarquons ici qu'une tension $V_{SUBPV} = 0.8 V$ permet d'avoir un courant d'obscurité significativement plus faible (4 à 5 fois plus faible). Le courant d'obscurité reste cependant négligeable en comparaison du fond de ciel attendu par CAGIRE dans toutes les configurations.

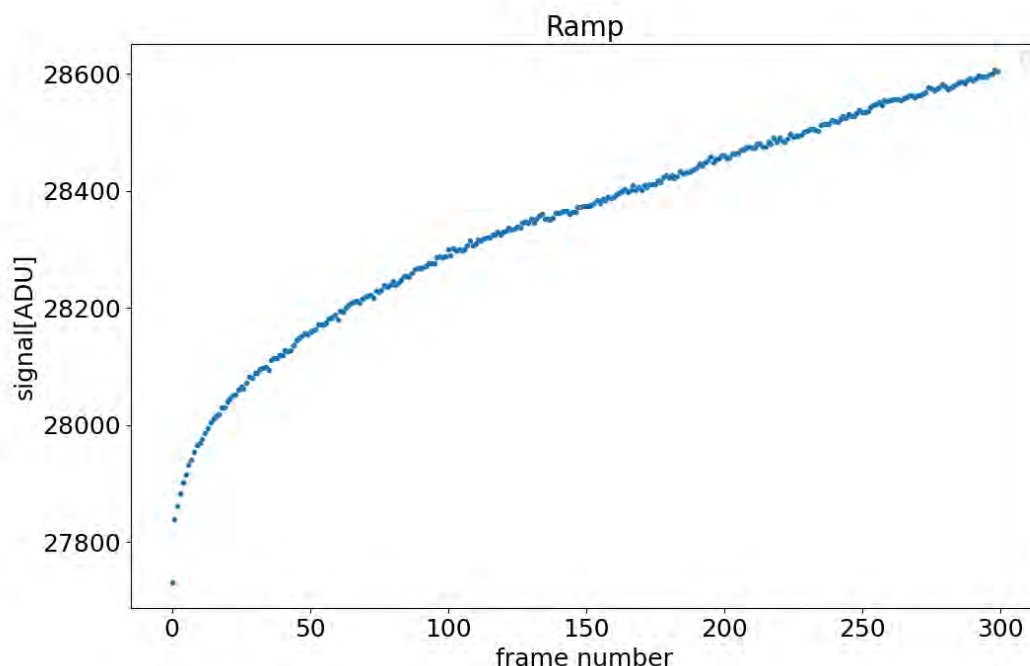


FIGURE 4.12. Rampe médiane sur un fichier de dark pour une tension $V_{SUBPV} = 0.8\text{ V}$

$V_{SUBPV}[\text{V}]$	Courant d'obscurité [ADU/frame de 300 s // e-/s]
0,8	0,32 // 0,009
1	1,45 // 0,040
1,2	1,66 // 0,046

TABLE 4.12. Courant d'obscurité en ADU/frame de 300 s et // conversion en électrons/s

4.5.3 Gamme dynamique et gamme dynamique linéaire

Les fichiers étudiés ici comportent 100 frames prises toutes les 1,3 s. Nous traçons sur la figure 4.5.3 une rampe médiane typique de ces fichiers.

Nous calculons dans un premier temps la gamme dynamique totale dans chaque configuration. La gamme dynamique totale est ici définie comme la différence entre la valeur du plateau de saturation et la valeur du premier point de la rampe. Elle traduit la capacité du pixel à accumuler une quantité de charges.

Pour CAGIRE, nous cherchons ici à regarder l'impact de l'augmentation de la tension de polarisation de 400 mV ($V_{SUBPV} = 0,8\text{ V}$) à une tension de 600 mV ($V_{SUBPV} = 1\text{ V}$). Nous remarquons que ces modifications nous permettraient de gagner 25 % de gamme dynamique. Passer à une tension de 800 mV ($V_{SUBPV} = 1,2\text{ V}$) ne nous permet pas de gagner de manière significative en gamme dynamique par rapport à un passage à une

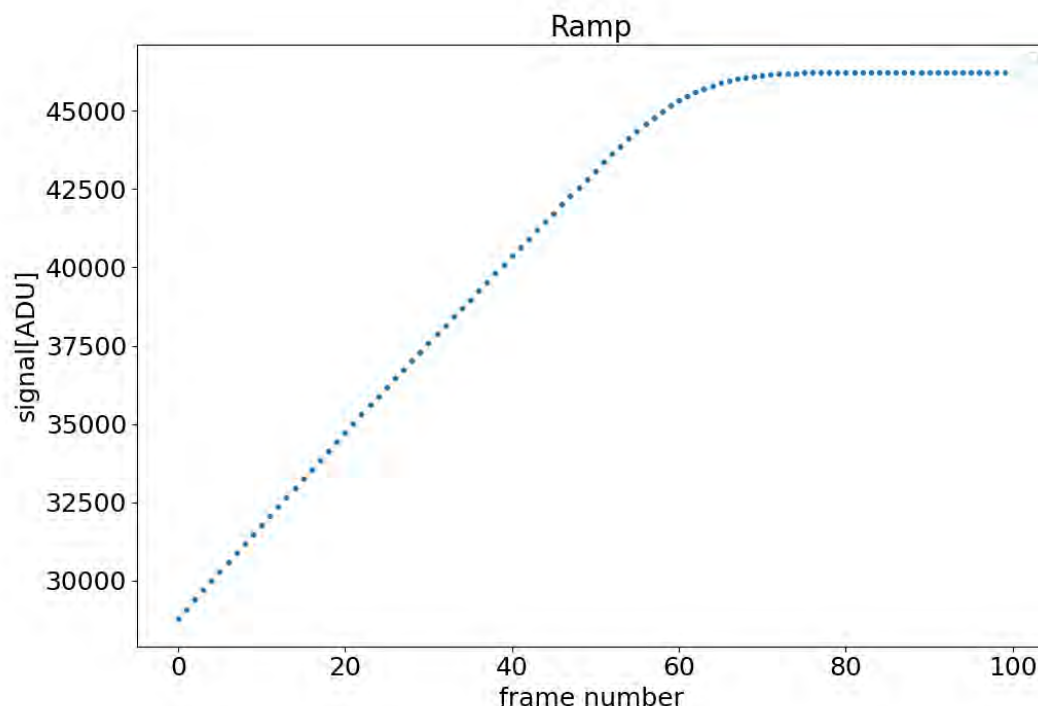


FIGURE 4.13. Rampe médiane sur un fichier illuminé par un corps noir à 340K en pixel reset option 1 pour $V_{SUBPV} = 0,8\text{ V}$

V_{SUBPV} [V]	gamme dynamique [ADU]
0,8	18 312
1	24 144
1,2	25 270

TABLE 4.13. Valeur médiane de la gamme dynamique en ADU, calculée sur les pixels actifs.

tension de polarisation de 400 mV, avec une augmentation de 27%, à peine supérieur à celle obtenue avec ($V_{SUBPV} = 1,0\text{ V}$). En effet, comme nous l'avons vu dans la section 3.5, la capacité de la diode dépend de la tension de polarisation. Modifier la tension de polarisation joue donc sur la quantité de charges que la diode est capable d'accumuler. La diode étant polarisée en inverse, lorsque l'on augmente la polarisation, la capacité de la diode augmente et la gamme dynamique aussi.

Cependant, ce changement de polarisation a aussi un impact sur la linéarité de la rampe. Nous pouvons alors mesurer la gamme dynamique linéaire, c'est-à-dire la gamme dynamique pour laquelle on reste sous 5% de non-linéarité. La méthode de mesure de la non-linéarité est celle décrite dans le paragraphe 4.4.4. Le signal est calculé sur des rampes différentielles, comme présenté dans la section 4.4. Le coefficient d'écart à la

linéarité vaut $EcLin = \frac{A_1}{A_0} \times \frac{k}{2}$, avec A_1 le coefficient de perte de signal sur la rampe différentielle, A_0 le signal, et k l'indice de l'image différentielle pour lequel on calcule l'écart à la linéarité.

Nous avons alors mesuré la gamme dynamique linéaire pour les 3 polarisations, c'est à dire la gamme dynamique pour laquelle on atteint au maximum 5% de non-linéarité. Nous obtenons les résultats du tableau 4.14.

V_{SUBPV} [V]	gamme dynamique linéaire [ADU]
0,8	14 650
1	16 900
1,2	17 000

TABLE 4.14. Valeur de la gamme dynamique en ADU

Nous observons ici que les gammes dynamiques linéaires pour une polarisation $V_{SUBPV} = 1,0 V$ et pour une polarisation $V_{SUBPV} = 1,2 V$ sont équivalentes. Comme une augmentation de la polarisation augmente le courant d'obscurité, une polarisation de $V_{SUBPV} = 1,0 V$ est suffisante pour nos besoins. **Par la suite nous travaillerons donc avec une polarisation $V_{SUBPV} = 1,0 V$.**

4.5.4 Étude de la Gamme de mesure du signal

Nous travaillons maintenant à une polarisation de $V_{SUBPV} = 1V$. Le fichier étudié a été corrigé par les pixels de référence.

Nous effectuons ici les ajustements jusqu'à l'image différentielle correspondant au pourcentage demandé de la dynamique totale de la rampe, sans prendre en compte la première image différentielle, impactée par les anomalies de la première frame. Le tableau 4.15 donne la valeur du signal obtenu, l'erreur sur la valeur du signal, la valeur du χ^2 de l'ajustement, la déviation à la linéarité, le nombre de frames considérées et la dynamique obtenue pour différentes gammes d'ajustement. Les ajustements sont effectués entre 20% et 90% de la rampe avant saturation. La déviation à la linéarité (Dev.lin) est mesurée comme présenté en section 4.4.3. Elle correspond au pourcentage d'écart entre le signal mesuré et le signal obtenu dans l'hypothèse d'une parfaite linéarité.

Nous remarquons ici que l'estimation du signal varie de moins de 1% sur une gamme allant de 20% de la saturation à 70% de la saturation. Au-delà de 70%, la rampe n'est plus ajustée correctement. En effet, la valeur du χ^2 normalisé augmente, ce qui signifie qu'il y a trop de non linéarité pour ajuster correctement la rampe, et l'écart à la linéarité augmente bien au-delà des 5% demandés. Nous recommanderons donc **d'ajuster les rampes jusqu'à 70% de la saturation**, ce qui représente une dynamique de l'ordre de 17 000 ADU, supérieure aux 14 650 ADU de dynamique ajustés pour une polarisation de $V_{SUBPV} = 0,8 V$ à 80% de la saturation. L'erreur varie entre 0.7 % du signal et 1.5 % du signal sur cette gamme.

Par ailleurs, nous remarquons qu'avec une polarisation de $V_{SUBPV} = 1,0 V$ au lieu de $V_{SUBPV} = 0,8 V$, le signal estimé a une valeur 3% plus élevée. En effet, les mesures

Gamme [%]	Signal [ADU/f]	Erreur (1σ) [ADU/f]	χ^2	Dev.lin [%]	Nb frames	Dynamique [ADU]
20	305,85	4,37	1,05	2,2	16	4 829
30	305,0	3,47	0,99	2,76	24	7 243
40	304,5	2,96	0,97	3,45	32	9 657
50	303,7	2,62	0,96	3,97	40	12 072
60	302,8	2,39	0,97	4,38	49	14 486
70	302,7	2,19	0,97	5,0	57	16 900
80	306,2	2,38	1,2	7,4	66	19 315
90	316,6	4,0	3,8	13,2	75	21 729

TABLE 4.15. Estimation du signal en fonction de la gamme de mesure, erreur associée, χ^2 et pourcentage de déviation à la linéarité associé à cette gamme de mesure. Les dernières colonnes donnent le nombre de frames utilisées pour calculer le signal et la gamme dynamique associée. Le fichier étudié est en reset par pixel option 1 avec une polarisation $V_{SUBPV} = 1,0 V$

faites par le CEA montrent que la capacité de la diode mesurée pour une polarisation $V_{SUBPV} = 1,0 V$ est 2% plus faible que lorsque la diode est polarisée à $V_{SUBPV} = 0,8 V$. La tension en sortie étant inversement proportionnelle à la capacité, il est normal que le signal de sortie augmente, aux incertitudes près de mesure du signal (autour de 1% d'erreur), de la capacité et de la stabilité du flux de photons. Notre estimation traduit donc une variation bien réelle du signal de sortie.

Ainsi, polariser la diode avec une tension $V_{SUBPV} = 1,0 V$ ($\Delta V_{diode} = 0,6 V$), permet d'augmenter la gamme linéaire ajustable de l'ordre de 17 %, tout en conservant un courant d'obscurité négligeable devant le fond de ciel et un bruit stable. Nous choisissons donc de polariser la diode avec une tension $V_{SUBPV} = 1,0 V$. L'ajustement des rampes, dans cette configuration, sera fait jusqu'à 70% de la saturation.

4.6 Mesure de la capacité du détecteur.

La mesure du bruit effectuée en section 4.5.1 devrait également nous permettre de calculer la valeur des capacités de chacun des pixels à partir des pixels de test de la dernière ligne du détecteur. La capacité de ces pixels est normalement connue, mais les valeurs données par le constructeur se sont avérées être incorrectes, du fait de la présence de nombreuses capacités parasites. Nous prendrons les mesures suivantes comme exemple, mais les valeurs trouvées ne seront pas représentatives du détecteur étudié.

Pour 8 pixels consécutifs, la capacité donnée sur les pixels de test varie entre 27fF et 97fF, puis l'on retrouve un cycle de 8 pixels variant de 27fF à 97fF, et ainsi de suite sur toute la ligne.

Nous cherchons ici à calculer le bruit au carré sur ces pixels afin de tracer la droite de bruit au carré en fonction de la valeur $1/C$, et en déduire le lien entre les deux. En effet,

nous savons que le Bruit B mesuré ainsi vaut :

$$B^2(V) = B_{kTC}^2(V) + B_{RON}^2(V)$$

En partant de la définition du bruit kTC (bruit blanc gaussien), nous obtenons :

$$B^2(ADU) = \frac{kT}{C} \times \frac{1}{g^2(V/ADU)} + \frac{B_{CDS}^2(ADU)}{2} = \alpha + \beta \times \frac{1}{C}$$

En traçant le Bruit B^2 en fonction de $1/C$, nous pouvons obtenir les paramètres de cette équation et ainsi retrouver la capacité de tous les autres pixels du détecteur, connaissant leur bruit mesuré en ADU :

$$\frac{1}{C} = \frac{B^2 - \alpha}{\beta} \quad (4.7)$$

Nous nous intéressons ici à une polarisation $V_{SUBPV} = 1,0 V$ puisque c'est la configuration choisie pour CAGIRE. Dans un premier temps nous effectuons les calculs sur les pixels de test de la ligne 2047, afin de trouver les coefficients de la régression linéaire. Nous calculons ensuite le bruit au carré pour chacun des pixels de test, puis le bruit carré médian sur les pixels de test ayant une même capacité. L'erreur sur le bruit au carré est calculée comme l'écart type sur le bruit au carré, pour les 256 pixels ayant la même capacité, divisée par la racine du nombre de pixels considérés (256). Nous traçons alors la droite Bruit² en fonction de la valeur $\frac{1}{C}$, et nous calculons la pente et l'offset de cette droite. La figure 4.14 donne un exemple de droite sur un fichier en reset par pixel pour une tension $V_{SUBPV} = 1.0 V$. Une fois cette relation obtenue grâce aux pixels de test, nous calculons le bruit total comme décrit précédemment, grâce aux frames acquises juste après un reset. Nous ne considérons que les frames 3 à 199. Nous pouvons alors estimer la capacité des pixels actifs à partir de la relation 4.7. La figure 4.15 donne une carte de la capacité déduite de cette droite pour chaque pixel, sur ce même fichier. A partir du bruit total de 9,2 ADU, Nous obtenons sur cet exemple une capacité médiane de 49.8 fF.

Cependant, la capacité mesurée ici ne peut pas être prise comme référence. En effet, de nombreuses capacités parasites sont présentes en plus de la capacité fixe, et les valeurs des capacités de test fournies sont très incertaines. Nous observons en effet une variation de plus de 20 fF entre la capacité donnée par le constructeur et la capacité mesurée sur les pixels de test par d'autres méthodes au CEA. De plus, ces mesures peuvent être influencées par un léger couplage entre les pixels. En effet, en cas de couplage, le bruit est légèrement sous estimé, ce qui entraîne une surestimation de la capacité. Seule la méthode de la Photon Transfert Curve, décrite en section 4.7, et corrigée du couplage entre les pixels permettra d'estimer correctement le gain de conversion et les capacités des pixels.

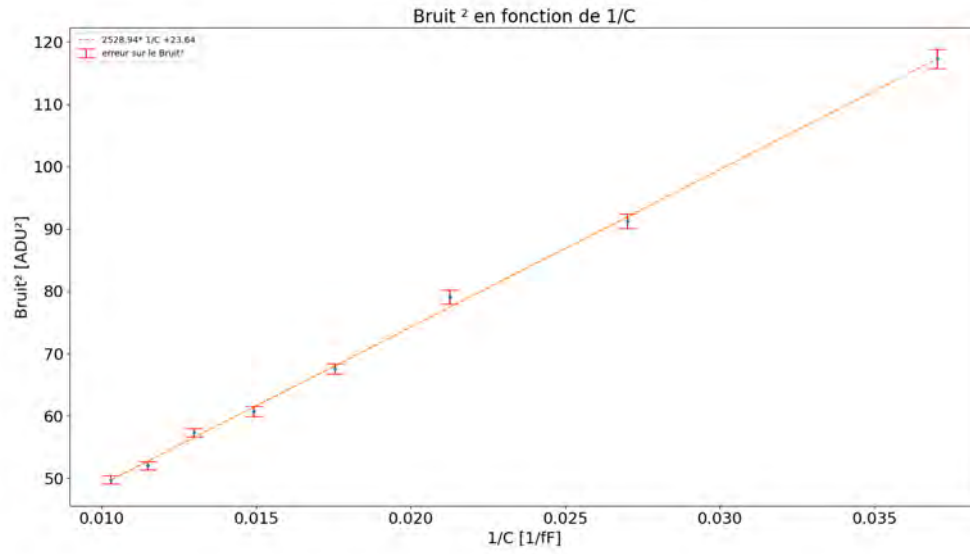


FIGURE 4.14. Exemple de courbe du bruit² en fonction de l'inverse de la capa, sur le fichier en reset par pixel option1 pour une tension $V_{SUBPV} = 1,0 V$

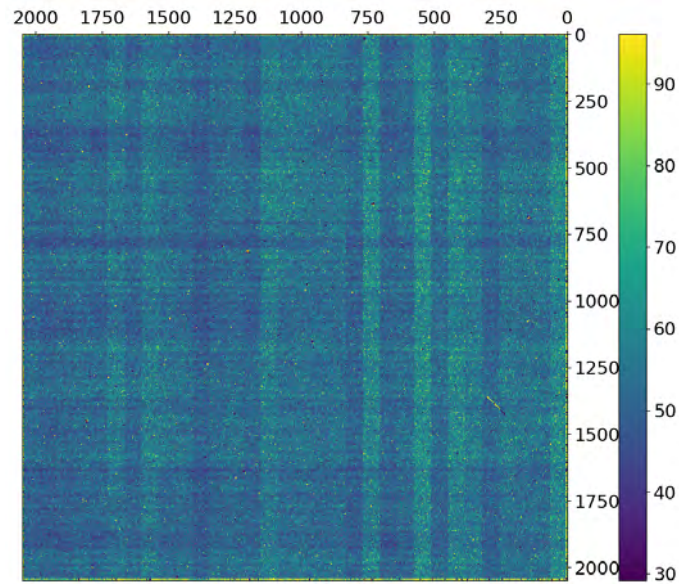


FIGURE 4.15. Carte de la capacité

4.7 Mesure du gain du détecteur : méthode de la Photon Transfert Curve .

Afin de relier la valeur du signal en sortie en ADU, au nombre d'électrons correspondants, nous cherchons à connaître la valeur du gain de conversion du détecteur. Sa valeur G en e^-/ADU , est reliée à la valeur de la capacité du pixel C par la relation :

$$C[F] = g[e^-/V] \times q[C]$$

avec g le gain de conversion en électrons/V : $g[e^-/V] = 45000[\text{ADU}/V] \times G[e^-/\text{ADU}]$, et q la charge élémentaire, $q = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$.

La valeur du gain G en e^-/ADU peut être estimée grâce à la méthode de la Photon Transfert Curve (PTC). Cette méthode standard permet de calculer le gain en présence de bruit de lecture et consiste à tracer la variance sur le signal en fonction du signal moyen et d'en déduire le gain comme l'inverse de la pente de cette droite.

En effet, en supposant que le nombre de photons incidents (et donc le nombre d'électrons générés) suit une statistique de poisson, nous avons $\text{var}(S) = S$ pour S en électrons.

Nous avons alors $\text{var}\left(\frac{S[e^-]}{G}\right) = \frac{\text{var}(S[e^-])}{G^2} = \frac{S[e^-]}{G^2} = \frac{S[\text{ADU}]}{G}$ car $S[\text{ADU}] = \frac{S[e^-]}{G}$.

Ainsi $\text{var}(S[\text{ADU}]) = \text{var}\left(\frac{S[e^-]}{G}\right) = \frac{S[\text{ADU}]}{G}$.

En supposant de plus que le détecteur est linéaire dans la gamme étudiée, nous pouvons alors écrire selon (Secroun et al., 2018) :

$$\sigma_S^2 = \text{var}(S) + \sigma_R^2 = \frac{S}{G} + \sigma_R^2 \quad (4.8)$$

Avec σ_S^2 le bruit sur le signal mesuré en ADU^2 , G le gain de conversion $[e^-/\text{ADU}]$, S le signal de sortie $[\text{ADU}]$, et σ_R^2 le bruit de lecture en ADU^2 , indépendant de l'illumination. Afin d'appliquer cette méthode à notre détecteur, nous travaillons sur 100 rampes composées de 70 frames, illuminées par un corps noir à 390 K, fournies par le CEA-IRFU et corrigées par les pixels de références afin de nous affranchir des variations de l'offset.

Pour mesurer le gain de conversion sur un pixel, nous calculons pour chaque frame la moyenne du signal sur les 100 rampes et la variance du signal sur les 100 rampes. Nous traçons ensuite le graphique de la variance du signal en fonction de la moyenne (PTC). Cette droite traduit l'équation 4.8, et le gain est estimé comme l'inverse de la pente de la rampe. Le gain est ainsi calculé pour chaque pixel individuellement. Un exemple de PTC sur un pixel ayant un fort gain, un pixel ayant un faible gain et un pixel ayant un gain moyen est donné figure 4.16. Pour ne pas entrer dans une gamme du signal qui soit non linéaire, nous travaillons donc par la suite sur les 50 premières frames des rampes. En effet, le phénomène de persistance observé sur les fichiers dans le noir et le courant d'obscurité sont ici négligeables devant notre illumination. Afin d'adapter nos calculs aux capacités de mémoire de l'ordinateur, nous avons effectué ce calcul sur différentes zones du détecteur. Dans chaque zone, le gain de chaque pixel est calculé

individuellement.

Les différentes zones étudiées sont :

- Un rectangle de 100 lignes (lignes 180 à 280) et de 2040 colonnes (colonnes 5 à 2044)
- Un rectangle de 100 lignes (lignes 1024 à 1124) et de 2040 colonnes (colonnes 5 à 2044)
- Un rectangle de 100 lignes (lignes 1900 à 2000) et de 2040 colonnes (colonnes 5 à 2044)
- Un rectangle correspondant à la voie 2 de 2040 lignes (lignes 5 à 2044) et 64 colonnes (colonnes 65 à 128)
- Un rectangle correspondant à la voie 16 de 2040 lignes (lignes 5 à 2044) et 64 colonnes (colonnes 960 à 1024)
- Un rectangle correspondant à la voie 31 de 2040 lignes (lignes 5 à 2044) et 64 colonnes (colonnes 1920 à 1984)

Nous obtenons alors une estimation du gain par pixel. Les valeurs médianes par zone sont présentées dans le tableau 4.16. Ce type de mesures, effectuées sur des zones de 64×64 pixels pourra par la suite être comparée aux mesures faites au CPPM, lors de la mesure du gain sur des super-pixels de 64×64 pixels (voir 5.1).

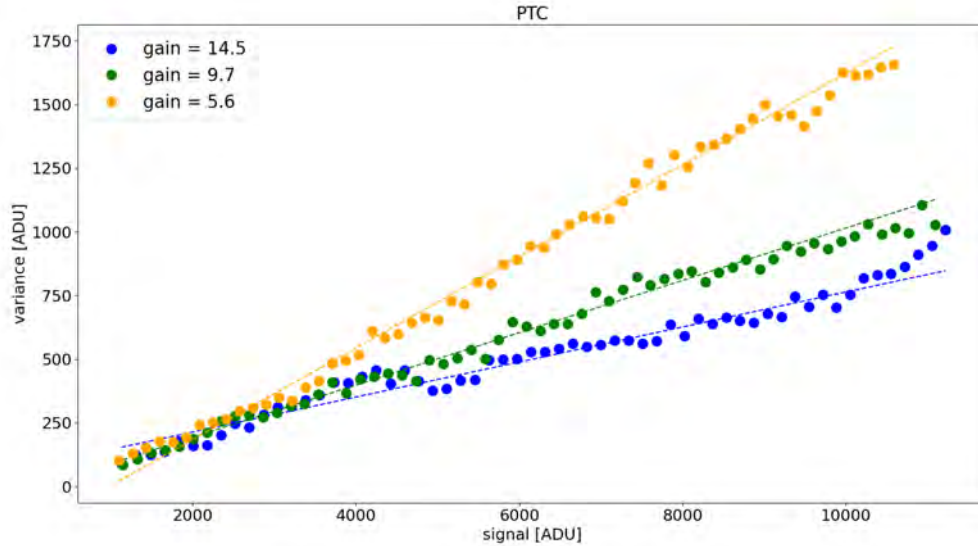


FIGURE 4.16. Photon Transfert Curve médiane sur 3 pixels de gains différents (points) et ajustement en ligne pointillée.

Note : les valeurs de la médiane et de l'écart-type ont été calculées uniquement sur les pixels ayant une valeur de gain dans l'intervalle $[0, \text{médiane} + 5\sigma]$, afin de ne pas prendre en compte les pixels ayant un comportement extrême. Ces pixels représentent environ 0.2% des pixels étudiés dans chaque zone.

zone considérée	médiane sur le gain [e-/ADU]	erreur sur le gain median[e%]
lignes 180 à 280 - toutes colonnes	9,98	0.4
lignes 1024 à 1124 - toutes colonnes	9,67	0.4
lignes 1900 à 2000 - toutes colonnes	9,57	0.4
toutes lignes - voie 2	9,38	0.6
toutes lignes - voie 16	9,65	0.6
toutes lignes - voie 31	10,14	0.6
médiane sur les 6 zones	9,66	0.5

TABLE 4.16. Gain mesuré sur la zone considéré et écart-type associé.

Nous remarquons dans le tableau 4.16 que le gain médian sur de grandes zones de 100 000 à 200 000 pixels, varie d'environ 7,5 %. En effectuant mêmes calculs avec seulement 60 rampes de 5 points (espacés toutes les 10 frames (frames n°1,n°11,n°21,n°31,n°41) sur la totalité du détecteur, nous trouvons un gain de 9,74 e-/ADU avec une erreur de 0,1 %, ce qui est cohérent avec la valeur médiane de 9,66 e-/ADU des valeurs par zone. La carte et l'histogramme du gain sont présentés dans la figure 4.17. Nous observons un gain assez homogène sur le détecteur, ne présentant pas de structure particulière, malgré des variation de gain de 30% entre les valeurs extrêmes, comme présenté sur la carte et l'histogramme de la figure 4.17.

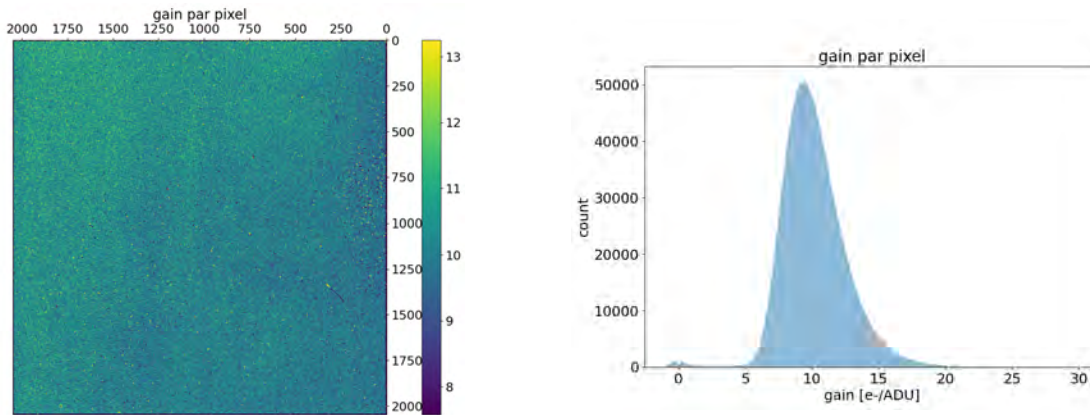


FIGURE 4.17. Cartographie et histogramme du gain calculé sur 60 rampes de 6 points échantillonnés toutes les 10 frames.

Le gain est estimé sur le détecteur à 9,74 e-/ADU, ce qui nous donne une capacité médiane sur le détecteur de 70,1 fF. Comme supposé, cette valeur de capacité est très différente de celle mesurée avec la méthode du bruit kTC, qui nécessite de connaître précisément les valeurs des capacités de tests. La valeur la plus représentative de la réalité est donc le valeur de 70,1 fF, mesurée avec la méthode de la Photon Transfert Curve. Nous verrons dans la section suivante, qu'après correction du couplage capacitif entre les pixels, cette capacité mesurée par la méthode de la PTC est compatible avec la valeur mesurée au CEA de 67,1 fF.

Nous travaillerons donc par la suite avec un gain estimé sur le détecteur à 9,74 e-/ADU, ce qui nous donne une capacité médiane sur le détecteur de 70,1 fF.

4.8 Évaluation du cross-talk et impact sur la PTC

4.8.1 Théorie et impact sur la PTC

Les pixels des détecteurs CMOS présentent souvent un couplage, qui se traduit par une "fuite" du signal d'un pixel vers les pixels voisins. Ce phénomène, appelé diaphonie ou "cross-talk", qui est le terme que nous emploierons par la suite, doit être caractérisé, car il impacte aussi bien la photométrie que les mesures de bruit. D'un point de vue photométrique, lors de la présence de cross-talk entre les pixels, le signal collecté par un pixel recevant un fort flux est atténué au profit de ses voisins. La fonction d'étalement du point du système est alors modifiée et l'image en sortie faussée. Dans le cas d'un cross-talk capacitif, ce phénomène implique de plus une corrélation de bruit entre des pixels voisins, et impacte directement les mesures de gain par la méthode de la PTC. En effet, le signal de deux pixels voisins peut être couplé électriquement de deux façons. La première concerne une diffusion des porteurs générés par un pixel, qui sont alors collectés par les pixels voisins. Le deuxième couplage est un couplage capacitif entre les pixels, nommé Capacité Inter-Pixel, ou *Inter-Pixel Capacitance* (IPC), lié à la présence de capacités parasites entre les pixels voisins [Moore et al. \(2004\)](#). Ces deux couplages peuvent être mesurés en même temps par la méthode du "single-pixel-reset" sous illumination [Moore et al. \(2004\)](#). Nous présenterons une adaptation de cette méthode à notre détecteur dans la section 4.8.2.

Pour simplifier et illustrer le phénomène de cross-talk, nous considérons un carré de 3×3 pixels, illuminés uniformément et produisant ainsi chacun N_e électrons. Nous souhaitons regarder la fraction p_i ($i = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8$) du signal de chaque pixel qui est déportée vers le pixel central ($i = 0$), du fait du couplage capacitif entre les pixels. Cette répartition est illustrée sur la figure 4.18.

Avec cette définition et en normalisant le signal mesuré dans le pixel central à 1, on peut exprimer la fraction de signal produite réellement par le pixel central $p_0 \approx 1 - \sum_{i=1}^8 p_i$, avec p_i la fraction de signal reçue du pixel i . Les pixels les plus impactés par le couplage capacitif sont les pixels premiers voisins du pixel central (en rose sur la figure). Nous faisons ici l'hypothèse que le cross-talk d'un pixel a vers un pixel b est le même que le cross-talk du pixel b vers le pixel a .

L'objectif de cette partie est maintenant de montrer l'impact du cross-talk sur la mesure de la PTC à partir du modèle que nous venons de décrire. Pour cela, nous souhaitons introduire l'impact du cross-talk dans l'équation 4.8, reliant la variance et la moyenne du signal d'un même pixel pour différentes acquisition de même flux. Afin de retrouver ce lien, nous calculons donc la moyenne et la variance de la valeur c_0 [ADU], représentant le signal dans le pixel central du carré de 9 pixels, lorsque N_e électrons sont créés dans ce pixel et en présence de cross-talk. g est la valeur du gain de conversion électrons/ADU.

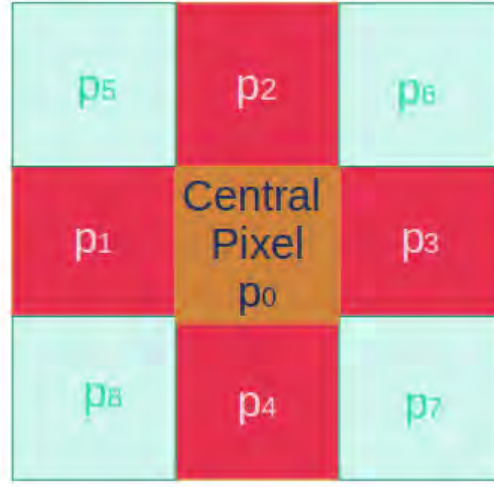


FIGURE 4.18. Répartition du signal dans les pixels voisins au pixel central

La moyenne de c_0 est donnée par la valeur $\langle c_0 \rangle$:

$$\begin{aligned}
 c_0 &= \sum_{i=0}^8 N_e \times p_i \times \frac{1}{g} \\
 \langle c_0 \rangle &= \frac{1}{g} \times \sum_{i=0}^8 \langle N_e \times p_i \rangle \\
 &= \frac{1}{g} N_e \times \sum_{i=0}^8 p_i \\
 &= \frac{N_e}{g}
 \end{aligned}$$

La variance de c_0 est calculée selon la formule suivante :

$$\begin{aligned}
 Var(c_0) &= \frac{1}{g^2} \times \sum_{i=0}^8 Var(p_i^2 \times N_e) \\
 &= \frac{1}{g^2} \times N_e \sum_{i=0}^8 p_i^2 \\
 &= \frac{1}{g} \times \frac{N_e}{g} \times \sum_{i=0}^8 p_i^2 \\
 &= \frac{\langle c_0 \rangle}{g} \times \sum_{i=0}^8 p_i^2
 \end{aligned}$$

Finalement nous obtenons l'équation 4.9 :

$$Var(c_0) = \langle c_0 \rangle \times \frac{\sum p_i^2}{g} \quad (4.9)$$

L'équation 4.9 nous donne alors une nouvelle expression pour le calcul de la PTC, qui est cohérente avec celle de la section 4.7. En effet, en l'absence de couplage capacitif entre les pixels, nous avons $p_0 = 1$ et $p_i = 0$ pour $i=1,2,3,4,5,6,7,8$. L'équation 4.9 donne alors l'équation 4.10, et la pente de la PTC correspond bien à l'inverse du gain.

$$Var(c_0) = \langle c_0 \rangle \times \frac{1}{g} \quad (4.10)$$

Lorsque le couplage capacitif entre les pixels est fort, la valeur du coefficient $\sum p_i^2$, diminue et devient inférieur à 1. La variance mesurée, 4.9, est alors plus faible du fait de "l'étalement" du signal. La pente de la PTC est alors plus faible, et le gain mesuré est plus élevé qu'en l'absence de cross-talk, ce que nous pouvons déduire de l'équation 4.9.

La valeur du gain obtenu dans la section 4.7 peut maintenant être corrigée de l'impact du cross-talk. Nous avons mesuré le gain comme l'inverse de la pente de la droite de la variance en fonction du signal moyen, selon l'équation 4.10.

Avec la présence de cross-talk, la pente de la droite variance en fonction du signal moyen ne vaut plus $\frac{1}{g}$ mais $\frac{\sum p_i^2}{g}$. Ainsi, avec ce modèle simplifié, le gain prenant en compte le cross-talk vaut $G = \frac{g}{\sum p_i^2}$, avec α la pente de la droite variance sur le signal en fonction du signal moyen. Nous donnerons les valeurs obtenues sur ce détecteur dans la section 4.8.2.

4.8.2 Méthode de mesure du cross-talk sur notre détecteur

Afin de mesurer le couplage capacitif, nous nous basons sur une méthode présentée par [Finger et al. \(2006\)](#), basée sur l'utilisation de pixels sous reset. Lors de ces mesures de couplage capacitif, 2 mesures successives sous illumination identique sont prises (A et B). Lors de la deuxième, notée B, un des pixels actifs est placé sous reset, maintenant son signal à 0. On calcule ensuite la différence entre les deux images puis l'on normalise par l'image sans reset, pour obtenir la fonction de diffusion du point avec le rapport : $CT = \frac{A-B}{A}$ par pixel. En l'absence de cross-talk, la valeur de CT pour le pixel sous reset est de 1 (lorsqu'il est sous reset il n'accumule pas de signal, $B=0$ et $A-B = A$), et les pixels autour ont une valeur $CT=0$. Cependant, lorsqu'il y a du cross-talk, le pixel central récupère une partie du signal des pixels adjacents. Les pixels adjacents au pixel sous reset présentent une valeur CT plus élevée, car lors de la mesure avec un pixel sous reset (B), ils perdent une partie de leur signal dans le pixel sous reset, sans recevoir de signal de celui-ci, et n'ont donc pas un signal constant entre les images A et B. La différence de signal entre les images est donc plus importante pour les pixels adjacents aux pixels sous reset.

Nous allons ici calculer le cross-talk en utilisant les seuls pixels sous reset disponibles, les pixels sous reset permanent des bords, présentés en orange sur la figure 4.19. La valeur du signal dans les pixels adjacents aux pixels sous reset est comparée à la valeur du signal pour des pixels qui sont éloignés des pixels sous reset. Pour cela, nous souhaitons comparer la valeur du signal du pixel adjacent au pixel sous reset permanent

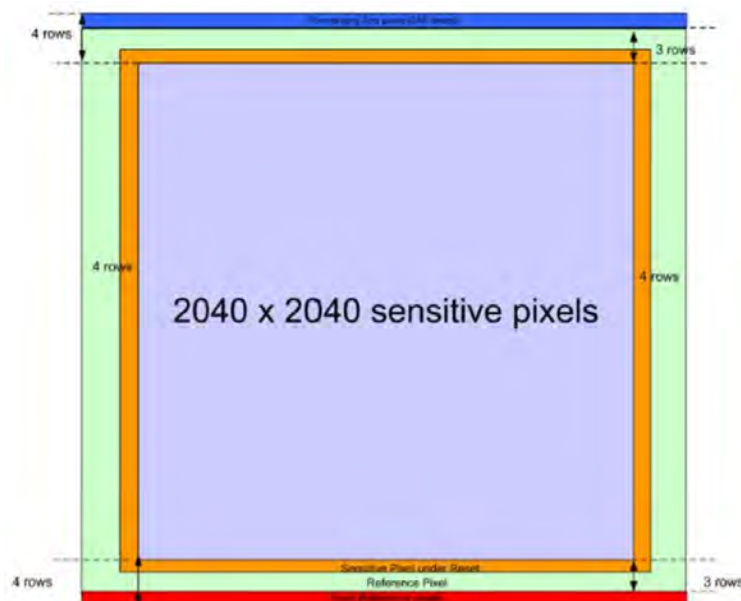


FIGURE 4.19. Schéma de l'architecture du détecteur. Les pixels violets représentent les pixels actifs, les pixels verts sont les pixels de référence et les pixels sous reset permanent sont présentés en orange. Les lignes de pixels en rouge présentent des capacités différentes et les pixels en bleu sont des pixels de test.

au signal qu'il aurait si son voisin n'était pas sous reset. Notre méthode consiste donc à extrapoler le signal des pixels loin du pixel sous reset, au pixel adjacent au pixel sous reset (fig. 4.20). Nous noterons A la valeur extrapolée, et B la valeur réelle du pixel adjacent au pixel sous reset. Une illustration de cette extrapolation est donnée figure 4.20. Ces calculs sont faits sur des zones de 64 lignes ou 64 colonnes, où le signal des 64 lignes/colonnes est sommé. Nous obtenons alors 32 mesures de la valeur CT traduisant le cross-talk par bord du détecteur. Les médianes des valeurs par bords sont présentées dans le tableau 4.17.

	haut	bas	droite	gauche
cross-talk médian [%]	0,46	0,15	0,41	0,17

TABLE 4.17. Cross-talk médian par bord du détecteur, mesures faite sur une frame corrigée des pixels de référence.

Nous obtenons les valeurs de cross-talk présentées selon le bord du détecteur considéré dans le tableau 4.17. Le cross-talk médian sur le détecteur dans une direction donnée est de 0,2 %, avec un maximum de 1 %, ce qui est cohérent avec le maximum de 0,8 % trouvé au CEA-IRFU. Nous obtenons un cross-talk total de 1,18 %, qui est plus faible que les 2,3 % estimés par le CEA. En effet, nous n'avons ici pas mesuré le cross-talk des pixels dans les coins du pixel sous reset, ce qui engendre une sous estimation du cross-talk total.

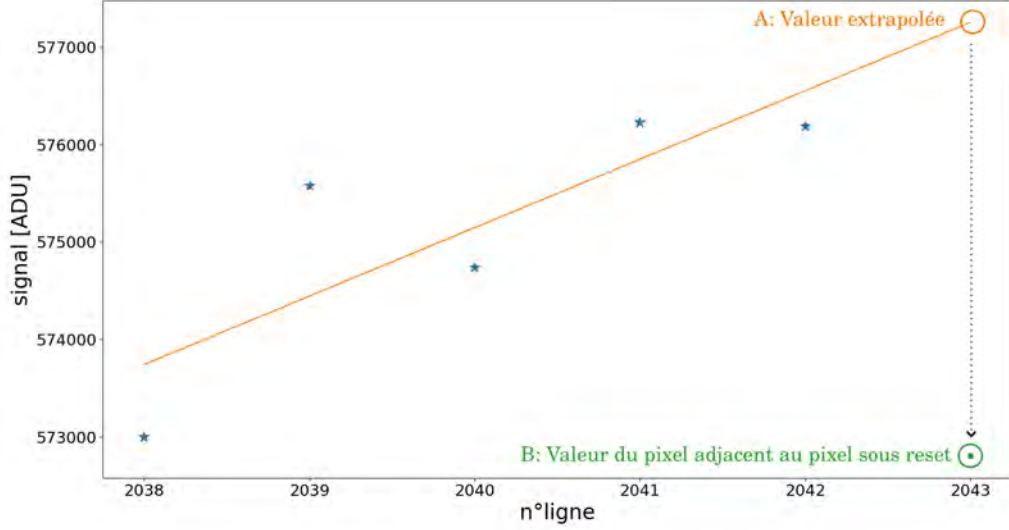


FIGURE 4.20. Illustration du signal sur une ligne comportant un pixel adjacent à un pixel sous reset, et extrapolation du signal à ce pixel adjacent. Les étoiles bleues correspondent à la somme du signal de 64 pixels consécutifs de la ligne du détecteur indiquée en abscisse. La droite orange correspond à l'ajustement de ce signal et à son extrapolation à la ligne 2043, qui donne la valeur A du pixel adjacent au pixel sous reset. Le point vert correspond à la valeur B du pixel adjacent au pixel sous reset. Nous mesurons sur cet exemple un cross-talk de 0.77%.

Nous pouvons ensuite appliquer ces mesures pour corriger le gain obtenu par la méthode de la PTC. Nous rappelons que nous avons mesuré un gain de 9.56 électrons par ADU sur la totalité du détecteur.

En prenant les valeurs de cross-talk présentées dans le tableau dans chacune des directions, nous obtenons : $\sum p_i^2 = 0,9764$.

Le gain corrigé vaut alors $G_{\text{Corrigé}} = \frac{\sum p_i^2}{\text{pente}} = 0,9764 \times 9,74 = 9,51$ électrons/ADU.

Or nous avons vu dans la section 4.7 que $C[F] = 45000[ADU/V] \times G[e^-/ADU] \times q[C]$. Ce gain correspond donc à une capacité médiane sur le détecteur de 68,4 fF, cohérente avec les 67,1 fF trouvés au CEA.

4.9 Mesure de l'offset et impact sur le pipeline de pré-traitement.

L'offset du détecteur est lié aux tensions des différents transistors de lecture, et correspond au niveau de signal de base du détecteur lorsque celui-ci ne produit pas de courant. Pour le mesurer, il faudrait idéalement pouvoir quantifier le signal de chaque

pixel pendant le reset, ce qui n'est pas possible sur les détecteurs ALFA. Une autre solution pour estimer l'offset consisterait alors à mesurer le signal de la première frame, dans le noir, en considérant que le courant d'obscurité est négligeable pour ce détecteur à l'échelle d'une acquisition de 1,33 s. Cependant, au cours des mesures présentées dans les sections précédentes, nous avons observé différents effets ayant un impact sur la construction d'un tel offset.

Tout d'abord, nous avons noté que les fichiers pris dans le noir étaient touchés par le phénomène de persistance (voir section 4.1.2), impactant ainsi la précision des mesures de courant d'obscurité, mais aussi la possibilité de mesurer précisément la carte d'offset du détecteur. Cet effet devrait être corrigé sur les mesures de caractérisation qui seront effectuées au CPPM grâce à des phases de recuit (voir 5.1), mais un second effet lié au reset impacterait les mesures d'offset.

Nous avons en effet observé que la première frame de chaque rampe acquise, présentait un signal différent des frames suivantes, avec des valeurs variables selon les acquisitions. Le signal de la première frame est généralement beaucoup plus faible, ce qui se traduit sur la rampe différentielle de la figure 4.21, par une première image CDS avec un signal différentiel plus élevé, ici de 8% par rapport aux images suivantes. Ce phénomène pourrait être lié à une mauvaise efficacité du reset. La première frame de chaque rampe ne pourra donc pas être utilisée dans les calculs de signal, et pose également problème dans le cas où nous voudrions mesurer l'offset du détecteur.

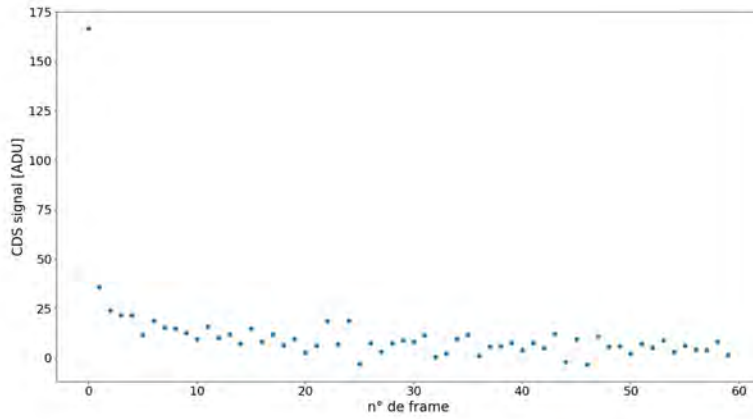


FIGURE 4.21. Rampe différentielle médiane sur les pixels actifs du détecteur. La première image (frame n°2 - frame n°1 de la rampe brute) montre un signal élevé de plus de 8% par rapport au reste de la rampe. La légère décroissance au début de la rampe différentielle est provient de la persistance présente sur les mesures dans l'obscurité, qui se traduit par une décroissance sur une rampe différentielle.

Finalement, du fait de ces deux phénomènes nous n'avons pas pu mesurer d'offset fiable du détecteur, c'est pourquoi le pipeline de pre-traitement a été conçu de façon à ne pas

avoir besoin de cette carte de calibration. Dans l'objectif des simulations, une carte approximative d'offset a été créée, et sera décrite section 7.1.1.

Le tableau 4.18 résume les différentes valeurs mesurées par le CEA ou à l'IRAP, qui ont été présentées dans ce chapitre. Les valeurs présentées sont les valeurs médianes sur le détecteur.

Caractéristique	Valeur	Commentaire
Mesures et analyses effectuées par le CEA		
Courant d'obscurité [e-/s]	0,004	négligeable
Inter Pixel Capacitance [%]	2,3	Valeur cumulée dans les 8 directions. Répond aux besoins de CAGIRE
gain [e-/ADU]	~ 10	
Capacité [fF]	67,1	après correction de l'IPC
Efficacité quantique [%]	60	
Persistance	$P_{tot} = 1494 e-$	persistance accumulée pour un temps caractéristique de 60 s
Analyses effectuées à l'IRAP sur des fichiers du CEA		
Bruit CDS [ADU]	5,66	corrigé des pixels de référence
Bruit de lecture [ADU]	3,93	et $\Delta V_{diode} = 0,6 V$
Courant d'obscurité [e-/s]	0,035	$\Delta V_{diode} = 0,6 V$
Non-linéarité [%]	4,7	à 70% de la saturation $\Delta V_{diode} = 0,6 V$
Dynamique linéaire [ADU]	16 960	à 5% d'écart à la linéarité $\Delta V_{diode} = 0,6 V$
Inter Pixel Capacitance [%]	1,18	Valeur cumulée dans les 4 directions, La méthode est approximative
Gain [e-/ADU]	9,51	Cohérent avec les résultats du CEA mais peu précis
Capacité [fF]	68,4	Cohérent avec les résultats du CEA

TABLE 4.18. Caractéristiques mesurées au CEA ou à l'IRAP

Résumé du chapitre 4

Afin d'optimiser les performances de CAGIRE, le détecteur ALFA a fait l'objet de nombreux tests menés dans un premier temps par le CEA-IRFU. Les mesures présentées dans ce chapitre représentent un ensemble exhaustif des effets à étudier, notamment afin d'identifier ceux qu'il sera nécessaire de corriger.

Cet ensemble de mesures, résumées dans le tableau 4.18, a également permis de développer une méthode de mesure du signal qui dépend d'un seul paramètre. Cette méthode consiste à construire une rampe différentielle par soustraction de deux images consécutives, puis à résoudre l'équation du second degré (eq. 4.5), pour trouver la valeur du signal. La rampe différentielle est ajustée sur une gamme de valeurs allant de la deuxième image à l'image correspondant à un niveau de 70 % de la saturation afin de ne pas entrer dans une zone très impactée par la non-linéarité. Ces mesures nous ont également permis de mettre en place une stratégie de réduction du bruit de mode commun basée sur les travaux de Kubik et al. (2014). Cette méthode consiste à soustraire aux pixels actifs une combinaison du signal des pixels de référence du détecteur. Ceux-ci constituent un anneau autour de la matrice active, et présentent la même électronique que les pixels actifs, mais sans être connectés à la couche de détection.

Par ailleurs, nous avons défini une valeur de polarisation de la diode ($\Delta V_{diode} = 0,6V$) qui permet d'avoir une dynamique linéaire la plus importante possible. Cette polarisation impacte peu le courant d'obscurité qui reste négligeable devant le signal de fond de ciel et n'a pas d'incidence sur le bruit de lecture.

De plus, les caractérisations réalisées ici nous ont permis de sélectionner le détecteur CH329505 pour CAGIRE. Enfin, ces mesures seront utilisées dans les chapitres 6 et 7 pour mettre en place le pipeline de pré-traitement et les simulations qui ont permis de valider le pipeline. Le tableau 4.18 résume les principales caractéristiques mesurées dans ce chapitre.

Caractérisation du détecteur et de la caméra CAGIRE

Nous avons présenté dans le chapitre 4 les résultats de caractérisation obtenus en traitant des données acquises par le CEA-IRFU, ainsi que les mesures effectuées par le CEA-IRFU dans le cadre de la caractérisation du détecteur sous contrat de l'ESA. Ces mesures ont notamment permis de mettre en place et d'adapter le plan des tests de caractérisation à effectuer au CPPM, selon les paramètres de fonctionnement de CAGIRE, qui sera décrit en section 5.1. En parallèle à ces mesures, nous avons mis en place à l'IRAP des étapes anticipées, permettant de prendre en main la chaîne de lecture en attendant de caractériser le détecteur intégré à la caméra. Ces mesures ainsi que le plan de test prévu pour la caractérisation de la caméra intégrée sont décrites en section 5.2.1 et 5.2.2. Finalement, à l'aide de ces caractérisations, nous résumerons dans la section 5.3, les caractéristiques requises pour le développement d'un simulateur d'images de la caméra, décrit au chapitre 6 et les cartes nécessaires au pré-traitement des images présenté au chapitre 7.

Contents

4.1	Caractérisation par le CEA-IRFU	76
4.1.1	Capacité inter-pixel (IPC)	76
4.1.2	Mesure de la persistance	77
4.1.3	Efficacité quantique (QE)	79
4.2	Développement des programmes d'analyse de données.....	80
4.2.1	Données traitées	80
4.2.2	Codes d'analyse	80
4.3	Bruit CDS et bruit de lecture.....	82
4.3.1	Mesure du bruit CDS	82
4.3.2	Correction du bruit CDS par les pixels de référence	83
4.3.3	Impact du bruit CDS sur la sensibilité de CAGIRE	85
4.4	Méthode de calcul du signal.....	87
4.4.1	Travail avec des rampes différentielles	87
4.4.2	Prendre en compte les non-linéarités	88
4.4.3	Caractérisation de l'écart à la linéarité sur le détecteur	90
4.4.4	Coefficient de non-linéarité	91
4.4.5	Mesure du signal sur des images du ciel	94
4.5	Choix de la polarisation de la diode : bruit, courant d'obscurité et gamme dynamique.....	95
4.5.1	Comparaison du bruit	96
4.5.2	Comparaison du courant d'obscurité	97
4.5.3	Gamme dynamique et gamme dynamique linéaire	98
4.5.4	Étude de la Gamme de mesure du signal	100
4.6	Mesure de la capacité du détecteur.....	101
4.7	Mesure du gain du détecteur : méthode de la Photon Transfert Curve	104
4.8	Évaluation du cross-talk et impact sur la PTC	107
4.8.1	Théorie et impact sur la PTC	107
4.8.2	Méthode de mesure du cross-talk sur notre détecteur	109
4.9	Mesure de l'offset et impact sur le pipeline de pré-traitement.....	111

5.1 Caractérisations de la chaîne de détection au CPPM

Les caractérisations au CPPM visent à étudier les comportements de la chaîne de détection de CAGIRE (détecteur, préamplificateur et NGC), dans les conditions de CAGIRE (tensions de polarisation et tensions d'offset, mode de lecture, niveau d'illumination et de signal). Elles permettront également d'obtenir les cartes de calibration nécessaires au pipeline de pré-traitement des images (pixels non fonctionnels, niveau de saturation, linéarité...), qui seront présentées dans la section 5.3.

5.1.1 Plan de test

Le plan de test de ces caractérisations est divisé en 3 phases.

La première implique le choix de la configuration optimale en termes de tensions de polarisations et du nombre de reset au début d'une rampe.

Dans la seconde phase, des tests dans l'obscurité seront effectués, afin de mesurer le bruit de lecture et le bruit CDS, mais aussi d'identifier les pixels chauds et les pixels erratiques, et de créer une carte du courant d'obscurité. Les pixels chauds seront identifiés comme ayant un signal anormalement élevé dans la carte de courant d'obscurité. Les pixels erratiques quant à eux ont une réponse variable au cours du temps et leur signal présente une variance élevée.

La troisième étape consiste à illuminer le détecteur de manière uniforme avec deux LEDs, de longueurs d'onde proches du centre des bandes J et H (1250 nm et 1650 nm respectivement). Cette étape permettra de mesurer le niveau de saturation, la non-uniformité de réponse des pixels (PRNU) et les non-linéarités de la rampe, le gain de conversion sur des super-pixels, mais aussi d'identifier les pixels froids (réponse anormalement faible à la lumière), les pixels chauds (pas de réponse à la lumière) et les pixels erratiques sous illumination. Le détecteur sera illuminé avec différents niveaux de flux, allant de 80 e-/s/pix à 10 000 e-/s/pix, afin de mesurer les non-linéarités en flux et la persistance. Le gain sera mesuré selon la méthode de la "PTC rapide" décrite par [Secroun et al. \(2018\)](#).

La persistance sera étudiée en alternant des illuminations à bas flux, proche du fond de ciel attendu (~ 160 e-/s/pix en J) et des illuminations à fort flux, de 250 e-/s/pix à 50 000 e-/s/pix. L'objectif est de mesurer les amplitudes et les temps caractéristiques de la persistance (comme décrit en section 4.1.2), mais à différents niveaux d'illumination, notamment afin d'évaluer l'impact de la persistance sur l'apparition de "fausses sources" dans les images. Pour évaluer l'impact de la persistance sur la photométrie, nous effectuerons des séries d'acquisitions selon le schéma : illumination à un flux A, illumination à un flux B > A, illumination à un flux A. Nous regardons ainsi si le signal mesuré pour deux illuminations similaires (flux A) séparées par une illumination plus forte (flux B), donne des résultats similaires pour les deux illuminations par un flux A, ou si la persistance de l'illumination à fort flux impacte la mesure suivante.

Les rampes ainsi obtenues sont ensuite soustraites du signal de fond de ciel préalablement mesuré. Finalement, ces rampes sont ajustées avec une somme de deux exponentielles dont les coefficients τ_1 et τ_2 sont fixés au préalable (15s et 150s respectivement), et les coefficients A_1 et A_2 sont libres, comme dans l'équation 5.1.

$$S_{\text{persistance}} = A_1 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \right] + A_2 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right] \quad (5.1)$$

Par ailleurs, certaines phases des tests nécessiteront d'être précédées d'un recuit, permettant d'évacuer les charges de persistance piégées lors des tests antérieurs, notamment lors de la modification de tensions, ou d'illuminations. Pour cela, la température du cryostat est remontée à 150 K avec un rythme maximum de 3K par minute. Ensuite, le détecteur reste une heure à 150 K, avant de faire redescendre la température à 100 K, sans dépasser une pente de 3 K/min.

À la fin de ces tests, le détecteur sera délivré à l'IRAP, où il sera intégré au cryostat.

Ces tests sont synthétisés dans le tableau 5.1. Les résultats nécessaires au pipeline de pré-traitement seront présentés dans la section 5.3. La mise en oeuvre tardive du détecteur au CPPM ne m'a malheureusement pas permis de participer autant que prévu à ces calibrations. Cependant j'espère pouvoir y contribuer quand même avant la fin de ma thèse.

Type de mesure	Caractéristique étudiée	PPP carte
Configuration	- Stabilisation du bias	non
	- Ajustement des tensions (BiasCol et BiasVideo)	non
	- Ajustement du nombre de reset	non
	Recuit	
	- Baseline	non
Dark	- Bruit CDS	non
	- pixels chauds/ erratiques	oui
	- Courant d'obscurité	non
Illumination (λ_1)	- Niveau de saturation	oui
	- PRNU*	non
	- Gain de conversion	oui
	- Non-linearité capacitive	oui
	- Pixels morts / erratiques	oui
	- Non-linearité en flux	oui
	Recuit	
Illumination (λ_2)	- Niveau de saturation	oui
	- PRNU*	non
	- Gain de conversion	oui
	- Non-linearité capacitive	oui
	- Pixels morts / erratiques	oui
	- Non-linearité en flux	oui
	Recuit	
Illumination (λ_1)	- Persistance sous illumination impact des fausses détections	oui
	Recuit	
	- Persistance sous illumination impact sur la photométrie	oui
	Recuit	
Illumination (λ_2)	- Persistance sous illumination impact des fausses détections	oui
	Recuit	
	- Persistance sous illumination impact sur la photométrie	oui
	Recuit	

* La carte PRNU est enregistrée comme une carte de calibration, mais n'est pas une entrée du pipeline de pré-traitement. Le flatfield est corrigé au niveau du pipeline d'astronomie, avec un flatfield acquis avec le détecteur derrière les optiques du télescope, et pas seulement avec le carte de la non uniformité de réponse des pixels (*Pixel Response Non Uniformity*, PRNU) du détecteur seul.

TABLE 5.1. Plan des tests effectués au CPPM par ordre chronologique. Les longueurs d'onde λ_1 et λ_2 valent respectivement 1250 nm et 1630 nm, pour se rapprocher du centre des bandes J et H. PPP signifie Pipeline de preprocessing, et indique les mesures nécessaires au pipeline de pré-traitement.

5.2 Caractérisation et intégration de la caméra à l'IRAP

Les caractérisations à l'IRAP clôtureront la caractérisation de la caméra, et ont pour rôle de calibrer la caméra CAGIRE intégrée, nécessitant la chaîne de détection complète ainsi que le cryostat et les différentes optiques de la caméra. Afin de caractériser au mieux l'ensemble de la caméra, ces tests ont été précédés par des phases d'intégration et de tests anticipés, permettant de caractériser chacun des blocs de la chaîne de lecture (NGC + PA + CL), avant l'arrivée du détecteur et du cryostat.

5.2.1 Tests anticipés : Caractérisation de la chaîne de lecture

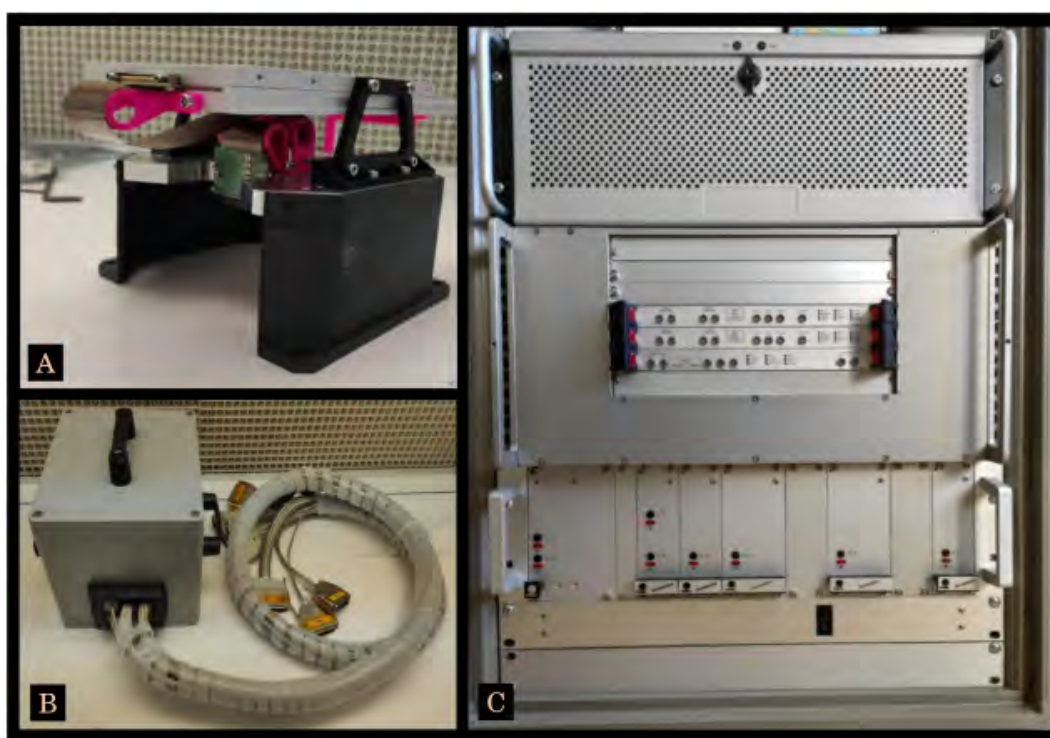


FIGURE 5.1. Photos des différents composants de la chaîne de lecture. A. PA et CL , B. PA et CL dans le boîtier de protection et C. face avant du NGC2, avec le LLCU.

Les tests anticipés ont été menés à l'IRAP au cours des tests de performance du détecteur et de la chaîne de détection au CEA et au CPPM. Ils ont notamment permis d'avoir une meilleure compréhension de la chaîne de lecture et d'en étudier les performances, grâce à la présence à l'IRAP d'une chaîne de lecture d'ingénierie composé d'un NGC, d'un préamplificateur (PA) et d'un circuit de lecture nu (CL). Sans refroidissement du PA et du CL, toutes les mesures suivantes ont été effectuées à une fréquence de 25 kHz, au lieu des 100 kHz de fréquence nominale, afin de laisser aux signaux vidéo le temps de s'établir à température ambiante.

C'est également lors de ces phases que les scripts d'acquisition ont été développés. Les

mesures présentées ont ainsi été effectuées via l'Interface Homme Machine (IHM) du serveur CAGIRE développé à l'IRAP.

Caractérisation du NGC

Le New General Controller (NGC) fourni par l'ESO utilisé à l'IRAP pour ces tests n'est pas le NGC de CAGIRE mais un NGC de test. Il a tout d'abord été testé seul, et alimenté par une alimentation stabilisée.

Bruit, et résistance aux variations de température

La première mesure effectuée a permis de vérifier la répétabilité des acquisitions avec le NGC seul et l'homogénéité du signal au sein de chaque voie. Le NGC a par la suite été confronté à des températures allant de -25°C à 35°C , représentatives des variations de températures possibles sous la coupole du télescope à San Pedro Mártir. Lors de ces mesures, le NGC a été placé dans une enceinte climatique, monitorée par des sondes de température et d'humidité, afin de :

- Mesurer le bruit CDS à 25°C , 5°C et -15°C en acquérant des rampes lorsque l'enceinte est stabilisée à ces températures.
- Vérifier la survie du NGC à 35°C et -25°C , en portant l'enceinte à ces températures avant d'acquérir une rampe à 5°C .

Nous avons constaté une mise en protection du NGC lorsque sa température descend en dessous de -3°C ainsi que pour des températures au-delà de 30°C . Lorsque ces températures sont atteintes, le NGC cesse de fonctionner et affiche un message d'erreur. Dans le cas d'une température en dessous de -3°C , la température du NGC doit être remontée au dessus de 0°C , avant de redémarrer le serveur. Pour pallier à cela, une chauffeuse a été installée dans le rack électronique du NGC. Celle-ci se met en route lorsque la température passe sous 0°C . Dans le cas d'une température au-delà de 30°C , le serveur doit alors être redémarré après une redescente de la température du NGC sous 30°C . Pour pallier à cela un ventilateur a été installé dans le rack électronique du NGC. Il se met en route lorsque la température passe au-dessus de 25°C .

Finalement, avec ces équipements, les mesures ont montré un bon fonctionnement du NGC à des températures extérieures extrêmes et un bruit stable sur la gamme de température demandée.

Gain

La mesure du gain du NGC permet de connaître le facteur de conversion en ADU/V du NGC. Pour la mesurer, nous avons alimenté chacune des voies du NGC avec une alimentation stabilisée, pour des tensions allant de $-2,5\text{ V}$ à $2,5\text{ V}$.

Nous avons mesuré un gain moyen de **11 731** ADU/V, variant d'environ 25 ADU/V selon la voie considérée. Un exemple de mesure du gain sur les voies 17 à 32 est présenté figure 5.2. Les 16 voies sont confondues sur la figure.

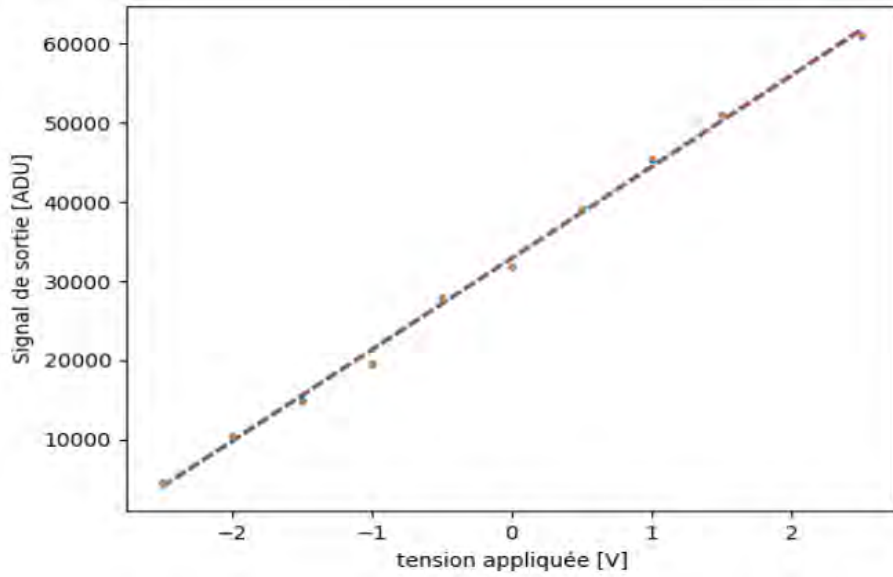


FIGURE 5.2. Fonction de transfert du NGC. Signal de sortie en ADU en fonction de la tension d'entrée en V. La pente représente le gain et vaut ici en moyenne 11 731 ADU/V

Caractérisation du NGC relié au préamplificateur

Une fois le NGC caractérisé seul, celui-ci a été relié au préamplificateur afin de mesurer le gain du préamplificateur. Pour ce faire, nous avons alimenté le préamplificateur avec un sourcemètre, pour des tensions allant de 0,4 V à 2,0 V. De la même façon que pour le NGC, nous mesurons ensuite la fonction de transfert liée à l'ensemble NGC+PA, en traçant la courbe de la tension de sortie en ADU en fonction de la tension d'entrée en V. Nous obtenons alors un gain moyen de **51 308 ADU/V**. Le pré-amplificateur apporte donc une amplification de 4,4 ADU/V. Un exemple de mesure pour les voies 17 à 24 est donné figure 5.3. Les plateaux que l'on peut observer en dessous de 0,7 V d'alimentation et au-delà de 1,6 V, correspondent aux limites de la gamme dynamique du préamplificateur.

Lors de ces mesures nous avons également vérifié l'agencement des voies de lecture, en alimentant chacune d'elles à tour de rôle. La voie 1 au niveau des branchements correspond bien à la première voie sur l'image, le branchement n°2 à la voie 2 sur l'image, et ainsi de suite.

Impact des EMC du télescope sur le bruit de la chaîne de lecture complète

La présence du télescope à l'Observatoire de Haute Provence (OHP) pour sa calibration nous a permis de tester l'ensemble de la chaîne de lecture (NGC + PA + CL) sur le télescope, et d'évaluer l'impact des éventuelles perturbations électromagnétiques, (*Electromagnetic Compatibility*) du télescope sur la chaîne de lecture. Pour cela, nous avons installé la chaîne de lecture sur le dérotateur du télescope (figure 5.4). Nous avons ensuite effectué différentes mesures de bruit CDS temporel, sous différentes conditions :

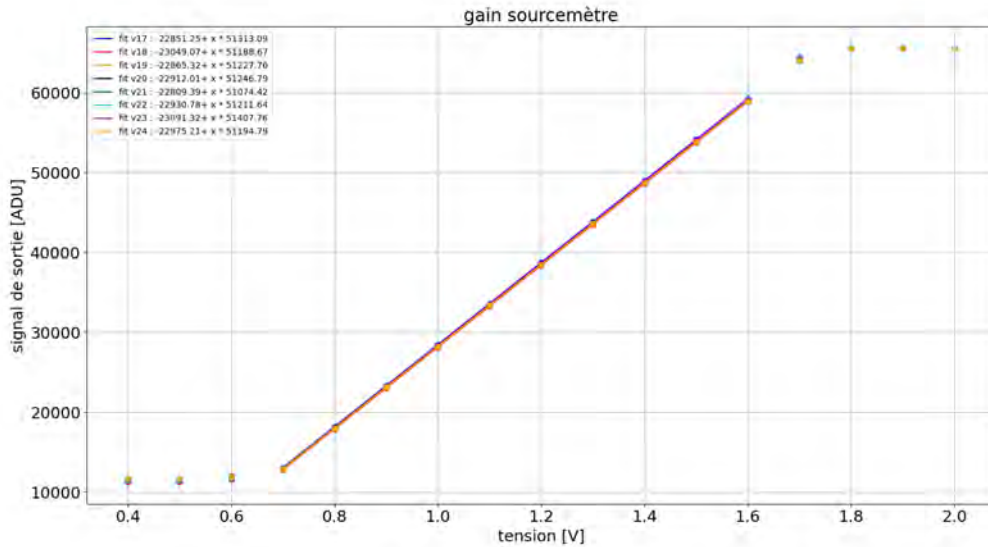


FIGURE 5.3. Fonction de transfert du NGC relié au PA. Signal de sortie en ADU en fonction de la tension d'entrée en V. La pente représente le gain et vaut ici en moyenne 51 308 ADU/V

- A l'IRAP
- Avec le télescope allumé mais fixe
- Avec le télescope en mode de suivi
- Avec des pointages rapides du télescope vers une source
- En effectuant du sélectionneur de filtre.

Dans tous les cas, le bruit CDS temporel est resté stable, entre 15.28 et 16.03 ADU, ce qui montre l'efficacité des filtres anti-EMC présents sur le télescope et sur CAGIRE et le bon fonctionnement de la chaîne de lecture lorsqu'elle est soumise à des mouvements du dérotateur. Les valeurs du bruit CDS obtenues ici sont 3 fois plus élevées que les mesures de bruit présentées dans le chapitre précédent. Ceci est dû au fait que le circuit de lecture n'est pas refroidi pour ces mesures, alors qu'il le sera dans la configuration finale.

Autres tests anticipés

D'autres tests anticipés ont été effectués, comme le contrôle et la validation de la qualité des optiques unitaires. Ces tests ont concerné leurs dimensions, le rayon de courbure et le revêtement.

Par ailleurs, un projecteur d'étoiles a été développé au cours de cette phase de tests anticipés. Il permettra notamment de recréer une illumination ponctuelle sur le détecteur lors de l'intégration de la caméra.



FIGURE 5.4. Fixation de la baie électronique sur le télescope à l'OHP

5.2.2 Plan de test : intégration de la caméra

L'intégration dans la caméra concerne la chaîne de détection de l'instrument CAGIRE et non plus la chaîne d'ingénierie utilisée en section 5.2.1. Le détecteur et le préamplificateur seront placés dans le cryostat CAGIRE, refroidi dans les mêmes conditions que sur le télescope. L'obturateur froid présent dans le cryostat permettra de placer le détecteur dans l'obscurité afin de mesurer l'évolution de ses performances intrinsèques. Les mesures présentées ici font partie du plan de test prévu pour CAGIRE à l'IRAP, et n'ont pas encore été réalisées. En effet, le matériel nécessaire ainsi que le détecteur n'étaient pas encore présents à l'IRAP au cours de ma thèse pour effectuer ces mesures. Les différentes étapes à conduire, sur l'ensemble de la caméra ou sur une partie spécifique sont listées ci-dessous de manière succincte.

- **Validation du cryostat** : Ces mesures visent à tester l'étanchéité (tuyaux), la tenue au vide et en froid du cryostat, ainsi qu'à valider les performances du cryocooler. La température nominale atteinte et les variations de température.
- **Tests d'alignement des optiques**

- **Mesures dans le noir** : Ces mesures consistent à évaluer le bruit, identifier les pixels chauds et mesurer le courant d’obscurité. Ces mesures pourront être comparées à celles effectuées au CPPM.
- **Mesures sous illumination** : Ces mesures consistent à évaluer le niveau de saturation et la linéarité à l’aide d’une illumination uniforme par un corps noir étendu placé devant le filtre chaud.
- **Mesure de l’émission thermique résiduelle du cryostat** : L’objectif est d’évaluer l’impact de la température externe sur l’émission thermique intrinsèque au cryostat à l’aide d’un obturateur froid externe et de la chambre climatique.
- **Mesure grâce à des sources ponctuelles** : Un projecteur d’étoiles permettra d’illuminer la caméra avec des sources ponctuelles afin de vérifier l’agencement des voies mais aussi de calibrer la persistance par des sources ponctuelles. Ces illuminations permettront également de compléter les tests de validation du logiciel de pré-traitement, présenté en section 7.
- **Vérification des performances logiciels** : Les performances scientifiques et en temps réel du logiciel CAGIRE, du pré-traitement d’ingénierie (GRINGO) et du pré-traitement scientifique (Préproc) seront vérifiées sur des images acquises par la caméra, notamment avec une illumination par le projecteur d’étoiles.
- **Validation** : Les plans AIT/AIV (Assemblage Intégration Test / Assemblage Intégration Validation) devraient se conclure par la validation par une DTR *Delivery Test Review* à la fin de l’année 2023. Cette revue autorisera la livraison de la caméra à l’OAN, à San Pedro Mártir, où elle sera montée sur le télescope. En attendant cette livraison, le télescope fonctionnera avec un modèle de masse du cryostat et de l’électronique de proximité à la place de CAGIRE.

5.3 Sommaire des calibrations nécessaires à CAGIRE

Certaines des caractéristiques du détecteur, mesurées dans le chapitre 4 et dans la section 5.1 sont nécessaires pour construire par la suite des simulations réalistes de l’instrument et pour construire le pipeline de pré-traitement des images. Néanmoins, les caractéristiques liées à la caméra dans son ensemble, présentées dans le chapitre 2 sont également requises. Nous résumons ici les caractérisations obtenues nécessaires à la simulation des images ainsi que les cartes de caractérisation utilisées par le pipeline et par le simulateur d’image. Les cartes finales utilisées pour le simulateur et le pipeline de pré-traitement seront les cartes acquises au CPPM.

5.3.1 Données nécessaires aux simulations

Afin de recréer des images réalistes de la caméra avec un simulateur, nous avons besoin des caractéristiques suivantes, mesurées dans les chapitres précédents :

- Fond de ciel reçu par la caméra selon la taille pixel et le champ de vue : 160 e-/s/pix en J et 1250 e-/s/pix.

- Une carte de champ plat (flatfield) du détecteur du détecteur (à défaut d’avoir celui du télescope, voir 5.3.2) .
- Une carte du courant d’obscurité en e-/s/pix, incluant le courant des pixels chauds (voir 5.3.2).
- La carte des pixels morts.
- Le signal de persistance généré par des pixels saturés, à partir des amplitudes caractéristiques et des temps caractéristiques (voir 5.3.2).
- Le cross talk généré par l’IPC : 0.8% dans les 4 directions principales.
- La carte des non-linéarités du détecteur, à travers le coefficient γ , (voir 5.3.2).
- La valeur du bruit de lecture : 40 e- .
- Le gain du détecteur : 10 e-/ADU.
- L’efficacité quantique : 60%.
- La carte d’offset du détecteur (voir 5.3.2).
- La carte de saturation (voir 5.3.2).

5.3.2 Cartes de calibration nécessaires aux simulations et/ou à la pipeline de pré-traitement.

Nous présentons ici les différentes cartes mesurées dans les chapitre 4 qui sont utilisées dans les simulations et/ou dans le pipeline de pré-traitement. Les cartes finales seront celles mesurées au CPPM, selon le plan de test de la section 5.1.

Offset du détecteur et niveau de saturation

La carte d’offset n’est utilisée directement que pour les simulations, mais elle sert également dans la construction de certaines cartes d’entrée du pipeline de pré-traitement. La méthode la plus fiable pour mesurer l’offset serait de mesurer le signal de chaque pixel pendant un reset, ce qui n’est pas possible avec notre détecteur. L’offset se calcule alors généralement comme le niveau de la première frame d’une rampe acquise dans le noir, pour ne pas être impacté par l’accumulation de signal. Cependant, nous rappelons que nous observons deux effets impactant la mesure d’offset sur notre détecteur : (a) le phénomène de persistance impactant fortement les mesures de dark utilisées jusqu’ici, et (b) les anomalies présentes sur la première frame de chaque rampe. Les mesures au CPPM devraient nous permettre de nous affranchir de la persistance mais pas des anomalies de la première frame qui sont attribuées à des imperfections du reset. Une autre méthode de calcul a donc été utilisée pour produire une carte adaptée aux simulations. L’offset considéré dans les simulations est calculé à partir des frames n°2 et n°3 d’une rampe sous illumination. Nous calculons $offset = frame_2 - 2 * (frame_3 - frame_2)$ afin de nous ramener à un niveau proche du niveau de signal avant toute accumulation de charges, sans utiliser la première frame ($frame_1$). La figure 6.14 présente une carte préliminaire du niveau d’offset, faite sur les mesures du CEA, et montre un offset

typique variant entre ~ 27 et ~ 31 kADU.

La carte de saturation est nécessaire pour obtenir une carte des pixels saturés dans une acquisition, utilisée ensuite par le pipeline de traitement astrophysique mais aussi lors du calcul de la carte de correction de persistance de la rampe de l'acquisition suivante par le pipeline de pré-traitement. Cette carte sert également pour les simulations. Pour produire cette carte, le détecteur est illuminé de manière continue, à flux constant, jusqu'à ce que tous les pixels aient atteint un signal constant, la saturation. Lors de ces mesures, le plan de test prévoit d'illuminer le détecteur en champ plat, grâce à deux LED de longueur d'onde 1250 nm et 1650 nm, afin de se ramener aux longueurs d'onde des bandes J et H. Les rampes acquises, environ 300 avec les différents flux, permettront de calculer une carte médiane de la saturation. Une carte du niveau de saturation est donnée figure 5.5(b). Avec un offset typique de $\sim 29\,400$ ADU et une dynamique de $\sim 24\,100$ ADU (voir section 4.5.3), la saturation est atteinte autour de $53\,500$ ADU.

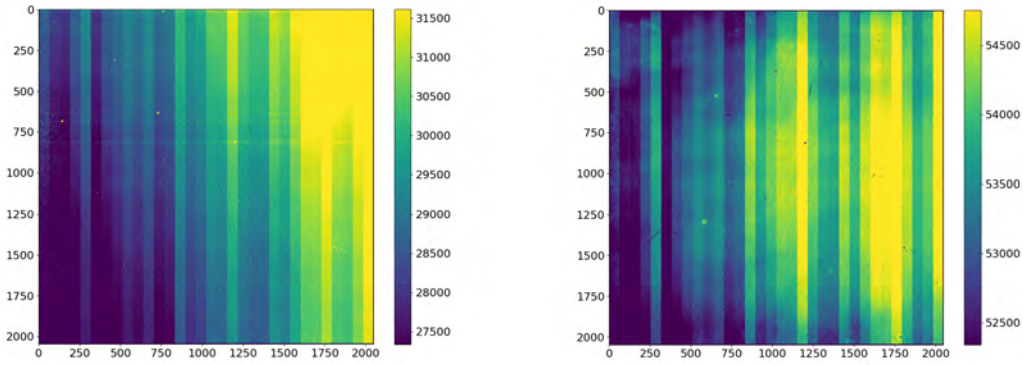


FIGURE 5.5. a. Carte du niveau d'offset [ADU](gauche) et b. carte du niveau de saturation [ADU](droite).

Une fois cette carte acquise, nous utilisons la carte d'offset pour calculer le niveau atteint à 70% de la dynamique, qui sert à définir la gamme sur laquelle calculer le signal. Cette carte est calculée par la formule 5.2. En effet, nous avons vu section 4.5.4, qu'il y avait une variation maximum de 1% entre un ajustement à 60 % et un ajustement à 80 % de la dynamique de la rampe. Les imprécisions sur l'offset et la saturation n'impacteront donc pas la mesure du flux. Une carte est donnée figure 5.6.

$$Sat70 = Saturation - (Saturation - Offset) \times 0.3 \quad (5.2)$$

Carte du courant d'obscurité [ADU/]

Cette carte ne sert que pour les simulations. Les données fournies par le CEA étant fortement impactées par le phénomène de persistance, le courant d'obscurité mesuré

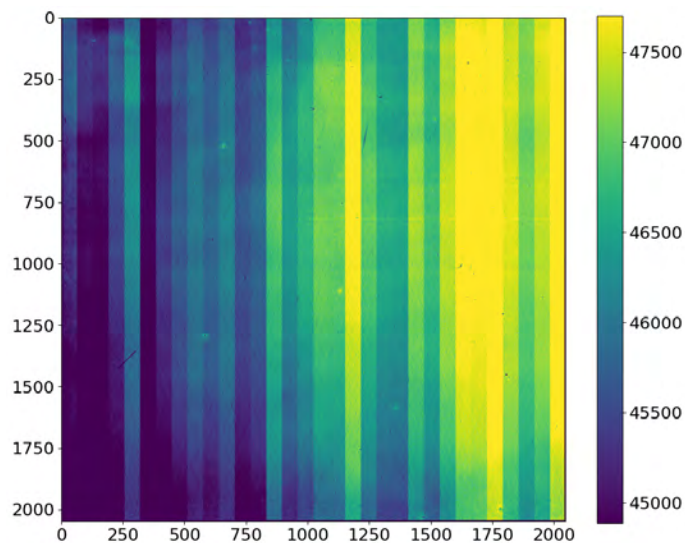


FIGURE 5.6. Carte du niveau à 70% de la saturation [ADU]

dans la section 4.5.2 à été mesuré en calculant le signal sur les frames 100 à 200 de la rampe brute. Nous obtenons la carte de la figure 5.7, avec un courant d'obscurité de l'ordre de 0.04 électrons/s. Nous notons ici que les pixels chauds sont traduits par un courant d'obscurité plus élevé que la moyenne.

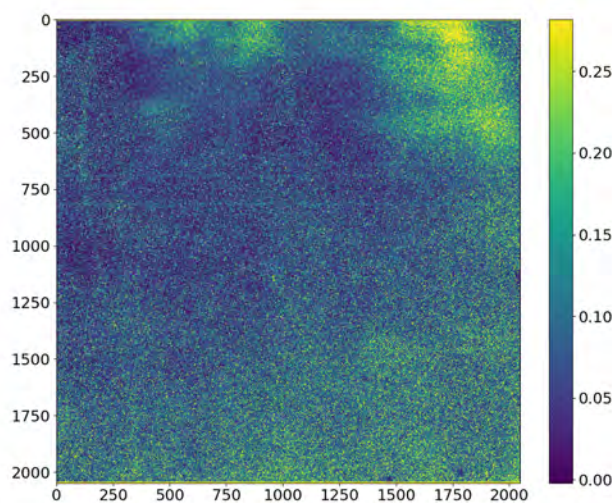


FIGURE 5.7. Carte du courant d'obscurité [e-/s]

Carte des pixels non opérationnels

La carte totale des pixels non opérationnels est utilisée pour le pipeline de pré-traitement. En effet, afin d'éviter des erreurs d'identification, nous produisons lors des phases de

calibration des cartes de pixels non opérationnels, c'est-à-dire qui ont une réponse sous flux qui ne sera pas exploitable par le pipeline de pré-traitement. Leur localisation est également utilisée lors des simulations. Les pixels chauds par exemple, sont qualifiés de non-opérationnels uniquement s'ils présentent un courant très fort, et saturent dès les premières frames. Les pixels froids, ou morts, au contraire sont problématiques lorsque leur réponse très limitée à la lumière introduit une forte différence de signal avec les pixels voisins. Seule cette carte des pixels morts est utile aux simulations. Nous allons présenter ici comment ces pixels sont identifiés lors des phases de calibration. Finalement, la carte des pixels non opérationnels renvoyés pour le pipeline de pré-traitement consiste en une unique carte où tous les pixels non-opérationnels sont annotés de la même façon.

a. Les pixels chauds sont des pixels dont le signal est anormalement élevé dans le noir. Nous constatons cependant que la plupart d'entre eux sont parfaitement utilisables sous illumination. Pour trouver les pixels chauds, nous calculons une carte du courant d'obscurité, et nous étudions les pixels qui ont un fort courant noir ou qui saturent. La figure 5.8, à gauche, montre l'histogramme du courant d'obscurité calculé sur le détecteur, ainsi que la courbe "d'opérabilité", traduisant la fraction de pixels ayant un courant noir supérieur à la valeur sur l'axe des abscisses. Seuls les pixels ayant un courant d'obscurité supérieur à 2 électrons/seconde seront considérés comme non opérationnels. Cela représente ici 0.001% des pixels actifs.

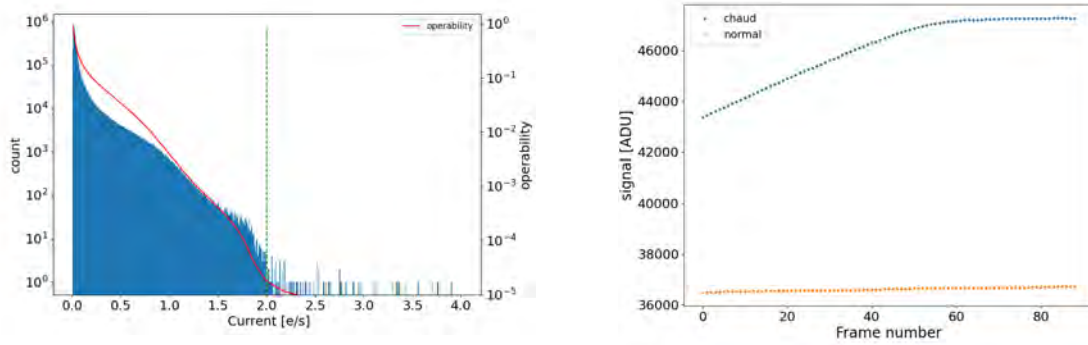


FIGURE 5.8. Gauche : histogramme du courant d'obscurité pour un temps d'exposition du détecteur de 60266 secondes, et limite des pixels chauds (ligne verte en pointillé). La courbe rouge représente l'opérabilité (fraction de pixels avec un courant d'obscurité supérieur à la valeur de l'axe des abscisses), qui peut être lue sur l'échelle verticale de droite. Droite : Rampe d'un pixel chaud dans le noir (bleu) et rampe d'un pixel normal (orange).

b. Les pixels froids et morts au contraire, ont un signal avec une réponse anormalement faible à la lumière. Pour les trouver, nous illuminons le détecteur de manière uniforme et continue, et nous traçons l'histogramme de ce signal. Nous obtenons un signal médian de 1500 e-/s. Les pixels avec un signal inférieur à 500 électrons/seconde

sont considérés comme froid ou mort, comme nous pouvons le voir sur la figure 5.9. Nous traçons de même la distribution cumulative de cet histogramme, représentant la fraction de pixels ayant un signal inférieur à la valeur de l'axe des abscisses. Cette courbe montre que très peu de pixels ont une réponse anormalement faible, en effet, d'après notre définition, ces pixels représentent seulement 0.11% des pixels actifs.

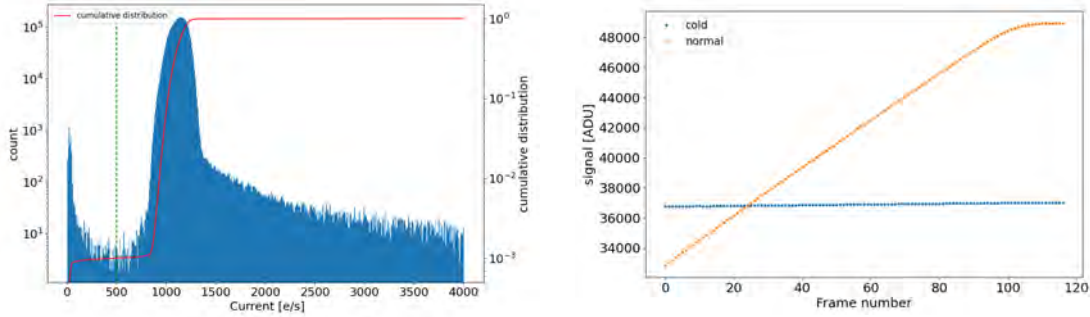


FIGURE 5.9. Gauche : Histogramme du signal sous illumination et limite des pixels froids et morts (ligne en pointillé verte), échelle log. La courbe rouge représente la distribution cumulative, car les pixels d'intérêt sont situés avant le maximum de l'histogramme. Droite : rampe d'un pixel froid (rampe bleue) et d'un pixel opérationnel (rampe orange).

c. Les pixels erratiques sont des pixels avec une réponse à la lumière inhabituelle, très dispersée, qui peuvent avoir différents comportements. Ils fluctuent généralement entre deux niveaux de signal. Leur caractérisation est basée sur la variance du signal sur une rampe. Les limites et méthodes de détection seront évaluées lors des tests au CPPM.

Coefficient de non-linéarité γ

Nous rappelons que le coefficient de non-linéarité, γ , est un coefficient traduisant la déviation à la linéarité à partir d'une **rampe différentielle** d_k , mesurée sous illumination constante. En ajustant la rampe différentielle avec une fonction linéaire $d_k = A_1 \times k + A_0$ où k est le numéro de frame, A_1 la pente négative et A_0 l'offset, nous définissons γ , le coefficient de non-linéarité par la formule décrite en section 4.4.4 :

$$\gamma = \frac{A_1}{A_0^2} \quad (5.3)$$

Cette mesure de non-linéarité est une quantité négative faible, indépendante du flux et exprimée en ADU^{-1} . γ traduit la perte relative de signal d'une frame à l'autre, sous illumination, et $(1 - \gamma)$ peut être interprété comme l'augmentation relative de flux nécessaire pour obtenir le même signal d'une frame à l'autre. À partir des mesures faites au CEA, la valeur médiane du coefficient de non-linéarité vaut $\gamma = -5,5 \times 10^{-6}$. Un histogramme de ce coefficient est donné sur l'image de la figure 5.10 a. et une carte

sur l'image 5.10 b.

La carte du coefficient γ sera construite à partir des mesures sous illumination faites au CPPM. Ces mesures permettront également de vérifier que le coefficient γ ne varie pas en fonction du niveau d'illumination.

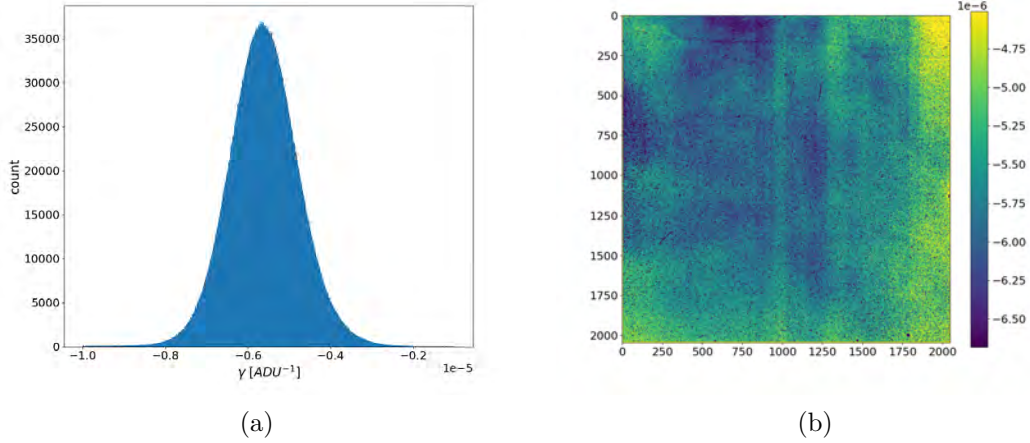


FIGURE 5.10. a. Histogramme du coefficient γ (gauche) et b. carte du coefficient γ (droite).

Son utilisation dans le pipeline de pré-processing intervient lors du calcul du signal, comme décrit en section 4.4. Son utilisation dans les simulations est décrite en section 6.4.

Champ plat du détecteur

Le champ plat (flatfield) détecteur correspond au signal mesuré lors d'une illumination uniforme, normalisé par le niveau de signal médian. Nous obtenons la carte de la figure 6.7(a).

La figure présentée ici correspond à la non-uniformité de réponse des pixels du détecteur, puisque c'est la seule à laquelle nous avons accès pour le moment. À terme, c'est un flatfield du télescope qu'il faudra utiliser pour les simulations et surtout par le pipeline de traitement d'astronomie. Le flatfield est une image acquise par le détecteur intégré à la caméra et sous une illumination uniforme. Il prend en compte les non-uniformité de réponse des pixels mais aussi les effets des lentilles de la caméra ou du télescope. La carte de non-uniformité de réponse des pixels (PRNU) quant à elle ne traduit que les variations de réponse entre les pixels du détecteur. Cette carte de flatfield n'est pas utilisée par le pipeline de pré-traitement, mais sera utile pour les simulations.

Carte des non-linéarité en flux

Les mesures des non-linéarités en flux n'ont pas encore été effectuées au CPPM, ne permettant pas de fournir de cartes de correction pour le moment.

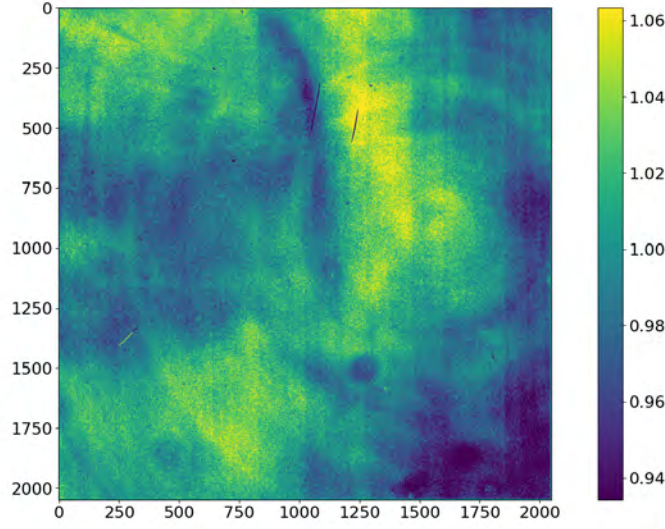


FIGURE 5.11. Carte du champ plat détecteur

Persistence

a. Pour les simulations

Le signal de persistance est dans un premier temps mesuré dans le noir, en plus du courant d'obscurité, après une illumination contrôlée et plusieurs resets du détecteur, comme décrit dans la section 4.1.2. Le signal intégré $P(t)$ peut être ajusté comme montré par [LeGoff et al. \(2020\)](#), par une somme de 3 exponentielles, comme dans l'équation 4.1 du chapitre 4. Le signal intégré de persistance dépendant des amplitudes A_1, A_2 et A_3 et des temps caractéristiques τ_1, τ_2 et τ_3 , ce sont les cartes de ces paramètres, mesurés dans le noir au CEA, qui nous serviront dans un premier temps lors des simulations au chapitre 6.

b. Pour le pipeline de pré-traitement Afin d'éviter toute fausse détection causée par la persistance, nous souhaitons proposer une correction des cartes de signal renvoyées par le pré-traitement de l'impact du signal de persistance causé par l'acquisition immédiatement précédente. Nous notons que la persistance liée à l'acquisition en cours devrait être corrigée en grande partie lors de la correction des non-linéarités en flux. Pour cela, nous nous basons sur des cartes de calibration obtenues au CPPM à partir d'un modèle simplifié de la persistance, décrite en section 6.5, mais en n'utilisant que 2 exponentielles et des valeurs de τ_1 et τ_2 fixées et communes à tous les pixels (section 5.1). Les cartes A_1 et A_2 retournées par l'ajustement sont les cartes utilisées en entrée du pipeline de pré-traitement. Les coefficients τ_1 et τ_2 utilisés par le pipeline sont ceux qui ont été fixés lors de l'ajustement. L'utilisation de ces cartes sera présentée dans la partie 7.1.2.

Nous notons qu'en attendant ces mesures, ce sont les cartes de persistance des coefficients τ_1, τ_2, A_1 et A_2 acquises au CEA qui ont été implémentés dans le pipeline pour la valider.

Toutes ces cartes sont ici issues du traitement des données présenté au chapitre 4, et ont été utilisées dans les simulations et/ou le pipeline de pré-processing lors de leur développement. Cependant, les cartes finales seront celles acquises lors des tests de caractérisation au CPPM. Le tableau 5.2 résume les différentes caractéristiques utiles aux simulations ou au pré-traitement des images.

Caractéristique	type	Utilisation
Signal de fond de ciel	valeurs (en J et en H)	Simulation
Courant d'obscurité [e-/s]	carte	Simulation
Bruit de lecture	valeur	Simulation
Position des pixels morts	carte	Simulation et Preproc
Position des pixels chaud	carte	Preproc
Flatfield du télescope à défaut flatfield du détecteur	carte carte	Simulation
Inter Pixel Capacitance [%]	matrice	Simulation
Coefficient de non-linéarité γ [ADU ⁻¹]	carte	Simulation et Preproc
gain [e-/ADU]	valeur	simulation
offset [ADU]	carte	simulation
Niveau de saturation [e-/ADU]	carte	Simulation et Preproc
Gamme dynamique [ADU]	carte	Preproc
Constantes de temps et d'ampli- tude de persistance	valeurs	Simulation et Preproc
Non-linéarité en flux	carte	Simulation et Preproc
Efficacité quantique [%]	valeurs	Simulation

TABLE 5.2. Caractéristiques nécessaires au pré-traitement et aux simulations. Preproc = Pré-traitement.

Résumé du chapitre 5

Les données acquises par le CEA-IRFU nous ont permis de définir un plan de test pour les mesures à faire au CPPM dans la configuration de fonctionnement du détecteur qui sera utilisé par CAGIRE. Après avoir ajusté les différentes tensions appliquées sur le détecteur, et vérifié qu'un seul reset avant chaque acquisition suffisait, des mesures dans le noir seront effectuées. Les mesures sous illumination qui s'ensuivent seront effectuées à deux longueurs d'onde et pour différents flux de photons afin de tester les non-linéarités en flux et l'impact de la persistance sous illumination. Une synthèse du plan de test prévu est présenté dans la table 5.1.

Ce chapitre présente également les caractérisations faites à l'IRAP. Celles-ci comprennent tout d'abord des tests anticipés qui nous ont permis de mesurer le gain du NGC, mais aussi de constater un dysfonctionnement de celui-ci à des températures extrêmes ($T < -5^{\circ}\text{C}$ et $T > 30^{\circ}\text{C}$), qui seront pourtant atteintes sous la coupole au Mexique. Une chauffelette et un ventilateur ont alors été installés dans la baie d'électronique de proximité pour palier ce problème. Par ailleurs, l'installation de la chaîne de lecture (NGC + PA + CL) sur le télescope à l'OHP nous a permis de montrer qu'il n'y avait pas d'impact des EMC sur la chaîne de lecture, et que celle-ci fonctionne correctement même lorsque le télescope est en mouvement. Avant l'arrivée du détecteur à l'IRAP, des tests d'étanchéité et de tenue au vide du cryostat seront effectués, et le détecteur ALFA pourra être intégré à la caméra à son arrivée. L'ensemble de la caméra sera ensuite testé, afin de valider l'alignement des optiques, comparer les mesures de bruit, de courant d'obscurité, de la saturation et de la non-linéarité avec celles effectuées au CPPM. L'émission thermique du cryostat sera également testée. Enfin, des mesures avec une source ponctuelle permettront de compléter les tests menés jusqu'ici, et de valider les performances du logiciel de CAGIRE. Une fois l'intégralité de la caméra testée, CAGIRE pourra partir pour l'OAN et être installée sur le télescope.

Enfin, parmi toutes les caractérisations réalisées au CEA, au CPPM et à l'IRAP, certaines seront nécessaires au pipeline de pré-traitement des images et à la réalisation des simulations. Ces dernières sont synthétisées dans le tableau 5.2. Les cartes utilisées sur l'instrument final seront celles mesurées au CPPM. En attendant ces résultats, nous utilisons les cartes acquises au CEA.

Simulation de la caméra CAGIRE

Nous avons jusqu'ici étudié le détecteur et sa caractérisation. Afin d'évaluer certaines performances de la caméra, mais aussi de valider le pipeline de pré-traitement des images qui sera présenté dans le chapitre 7, nous présentons ici une simulation "end-to-end" de la caméra CAGIRE. La simulation reproduit les images acquises par la caméra, depuis le flux de photons entrant dans le télescope jusqu'à la création de rampes de signal en ADUs, en prenant en compte les effets détecteurs calibrés dans le chapitre 4. Nous présenterons dans un premier temps le principe des simulations, construites en adaptant aux besoins de CAGIRE un simulateur de télescope, notamment grâce aux caractérisations au CEA et au CPPM. La section 6.2 présentera les différents paramètres libres en entrée de la simulation ainsi que les différentes étapes de la construction d'une image, avec la simulation individuelle de chaque pixel. Les sections 6.3, 6.4 et 6.5 détaillent plus précisément la façon de simuler un sursaut, l'ajout des non-linéarités et la modélisation de la persistance. Nous finirons par présenter le résultat d'une rampe simulée en section 6.6. Ces simulations permettent ainsi de simuler l'impact d'une observation sur la suivante, décorrélée d'un schéma d'observation. La stratégie de dithering n'est donc pour le moment pas prise en compte dans ces simulations.

Contents

5.1	Caractérisations de la chaîne de détection au CPPM	116
5.1.1	Plan de test	117
5.2	Caractérisation et intégration de la caméra à l'IRAP	120
5.2.1	Tests anticipés : Caractérisation de la chaîne de lecture	120
5.2.2	Plan de test : intégration de la caméra	124
5.3	Sommaire des calibrations nécessaires à CAGIRE	125
5.3.1	Données nécessaires aux simulations	125
5.3.2	Cartes de calibration nécessaires aux simulations et/ou à la pipeline de pré-traitement.	126

6.1 Principes des simulations

Les simulations sont basées sur la communication entre un simulateur d'images, *Image simulator* (IS) et une *Exposure Time Calculator* (ETC), développés par D. CORRE (Corre et al., 2018). Un ETC permet de façon générale de fournir un temps d'exposition

adapté à l'observation d'une source donnée pour obtenir un rapport signal sur bruit (SNR) donné, ou bien d'estimer le rapport signal sur bruit de l'observation d'une source pour un temps d'exposition donné et un SNR donné. Pour cela, l'ETC prend en entrée les caractéristiques du télescope et de l'optique d'entrée dans l'instrument (ouverture, longueur focale, transmission des différentes optiques en longueur d'onde), les conditions du site d'observation (transmission atmosphérique, seeing, fond de ciel) et les caractéristiques du détecteur (efficacité quantique, longueur d'ondes de coupure, taille des pixels). A partir de ces caractéristiques, l'ETC fournit le *zero-point* de la caméra CAGIRE au foyer du télescope COLIBRÍ, c'est à dire le nombre d'électrons par seconde générés par le détecteur pour une source de magnitude 0, après passage de la lumière par le télescope, l'optique d'entrée et l'instrument lui même. Dans notre cas, le calcul du *zero-point* permet notamment de convertir la magnitude d'une étoile en un nombre d'électrons sur le détecteur (après passage par le télescope et l'optique d'entrée dans l'instrument), et d'avoir une estimation du fond de ciel pour un temps d'exposition donné.

L'IS, nommé ImSimpY, a pour but de produire des images réalistes de la caméra, en prenant en compte plusieurs paramètres de l'observation : un catalogue d'étoiles de la région du ciel à simuler, les PSF (*Point Spread Function*) du télescope et de l'atmosphère, les caractéristiques du détecteur (bruit, non-linéarité, courant d'obscurité, gain de conversion) et les données fournies par l'ETC comme le *zero-point* ou la valeur du signal de fond de ciel. L'IS prend également en compte des caractéristiques propres aux images comme l'impact des rayons cosmiques. Avec ces informations et l'import d'un catalogue d'étoiles comme *2MASS*, l'IS permet de produire une image du ciel à travers la caméra pour un temps d'exposition donné et de la rendre réaliste en y rajoutant les différents effets liés à l'environnement et au détecteur.

Pour les simulations présentées dans ce chapitre, seul l'IS a été modifié et adapté à CAGIRE. L'ETC développé par D. CORRE reste lié à l'IS mais n'a pas été modifié pour nos besoins.

J'ai donc adapté le Simulateur d'Images aux observations de CAGIRE, en adaptant les fichiers d'entrée du télescope et de la caméra grâce aux caractérisations effectuées sur CAGIRE. Une des adaptations majeures a été de reproduire des rampes représentatives du mode "Up-the-ramp" (UTR) de CAGIRE. Pour cela, l'IS est utilisé dans une boucle sur des temps d'exposition, incrémentés toutes les 1,33 s. l'IS, implémenté dans la boucle UTR, a dû être adapté dans le cadre de la simulation de sursaut γ dont le flux est variable. Nous allons maintenant décrire l'adaptation de certaines fonctions traduisant les effets environnementaux et des effets détecteur.

Le ciel simulé pour la caméra infrarouge comprend le fond de ciel calculé par l'ETC selon la bande photométrique observée et les étoiles répertoriées dans le catalogue 2MASS (Cutri et al., 2003). L'ajout d'un sursaut γ à la rampe se fait frame par frame, en prenant en compte la variation de luminosité du sursaut. La description de l'environnement est ensuite limitée à l'ajout de rayons cosmiques, modélisés par un nombre additionnel aléatoire d'électrons sur des pixels choisis aléatoirement, à des moments aléatoires de la rampe. Au niveau du détecteur, nous prenons en compte les effets suivants :

le courant d'obscurité et les pixels chauds, les pixels froids, la réponse non-uniforme des pixels aux photons, le cross-talk interpixel, les non-linéarités de la rampe et les non-linéarités en flux, la persistance de l'acquisition précédente, et le bruit de lecture. Finalement, la simulation modélise l'impact de la statistique de photons, la conversion électrons/ADU, l'ajout d'un offset et prend en compte le niveau de saturation de chaque pixel. Nous pouvons noter que l'ajout du courant d'obscurité et des pixels chauds est fait en même temps grâce au signal (en e-/s) mesuré dans le noir. La simulation de certains de ces effets prend notamment en compte des valeurs de calibration et des cartes de caractérisation de la caméra, présentées en section 6.2.

Afin de simuler une rampe en sortie de la caméra, nous nous basons sur la construction d'images différentielles qui seront ensuite sommées pour obtenir une rampe de signal. Un schéma de la simulation d'une rampe de signal S est donné figure 6.2. La première étape permet de créer une frame A comportant les effets qui sont indépendants de la frame simulée. La deuxième étape permet de créer les images différentielles d_k de la rampe, à partir de la carte A , en lui ajoutant les effets dépendant de la frame considérée. La rampe différentielle est construite en répétant la création de d_k pour $k=1, \dots, N$. La rampe est ensuite construite comme la succession des frames F_k , telles que $F_{k+1} = F_k + d_k$. Une fois la rampe de signal S construite, les derniers effets indépendants de la frame considérée sont ajoutés à la rampe : le bruit de lecture, l'offset et l'écrêtage à la saturation.

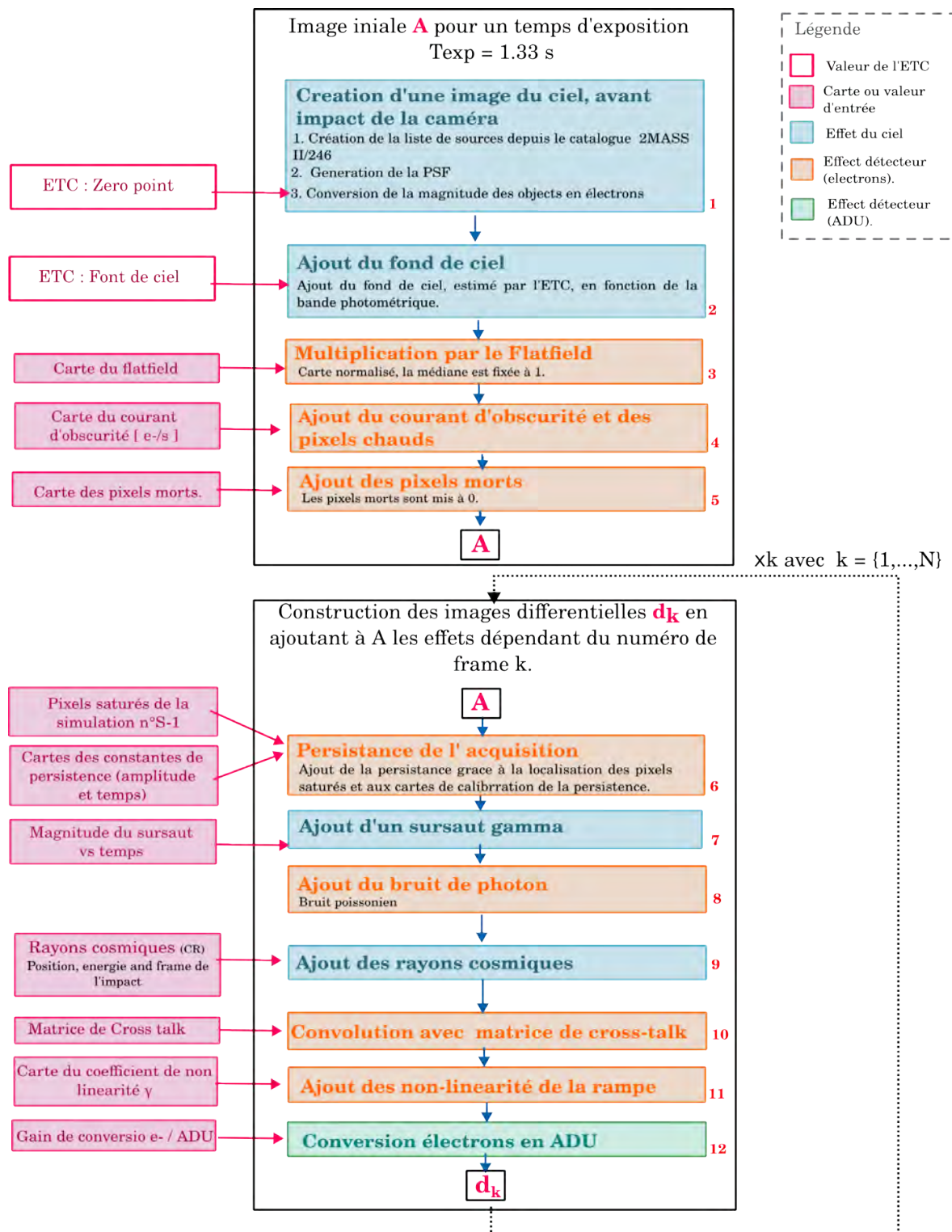


FIGURE 6.1. Schéma des différentes étapes de la simulation des images différentielles, ensuite sommées pour construire la rampe. La première étape permet de créer une frame A comportant les effets qui sont indépendants de la frame simulée. La deuxième étape permet de créer les images différentielles d_k de la rampe, à partir de la carte A, en lui ajoutant les effets dépendant de la frame considérée. La rampe différentielle est construite en répétant la création de d_k pour $k=1, \dots, N$.

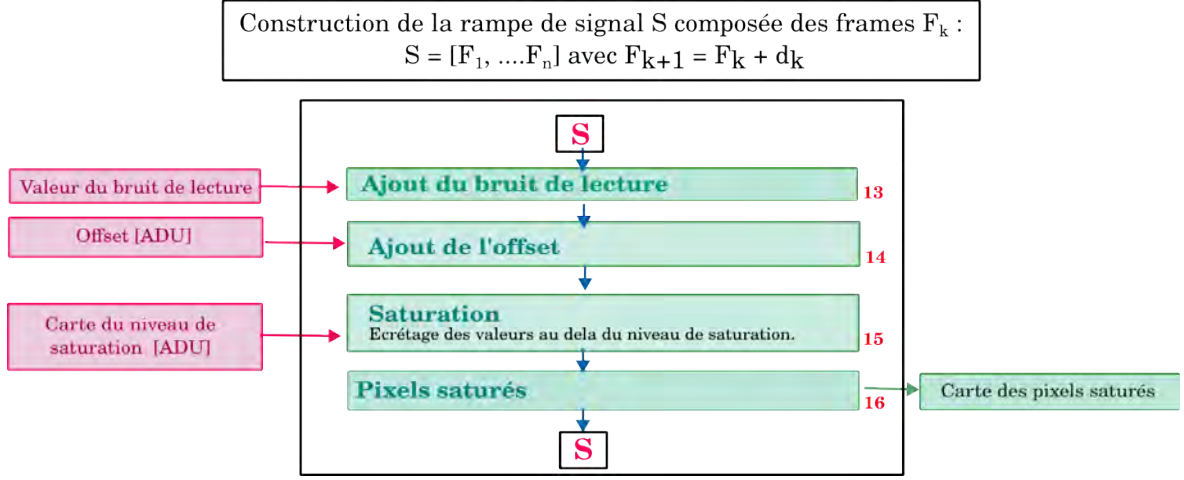


FIGURE 6.2. Schéma de construction de la rampe et de la fin de la simulation. La rampe est construite comme la succession des frames F_k , telles que $F_{k+1} = F_k + dk$. Une fois la rampe de signal S construite, les derniers effets indépendants de la frame considérée sont ajoutés : le bruit de lecture, l'offset et l'écrêtage à la saturation.

6.2 Paramètres de simulation

Les simulations sont basées sur des paramètres mesurés pendant les calibrations du détecteur, représentés dans les boîtes roses à gauche de la figure 6.2. Nous présentons ici les paramètres choisis par l'utilisateur pour la simulation, ainsi que les différentes étapes de la simulation et les paramètres d'entrée qui leur sont propres.

Tout d'abord, nous avons la possibilité de choisir en entrée certains paramètres comme :

- La bande photométrique étudiée $bands = [J' \text{ ou } H']$, notamment pour le calcul du zero point.
- La zone du ciel que l'on veut simuler en rentrant les coordonnées centrales : $RA_{image} = [en \text{ degré}]$; $DEC_{image} = [en \text{ degré}]$. L'orientation de l'image est prise selon l'élévation
- Le temps d'exposition total de la rampe $t_{rampe} = t [en \text{ s}]$
- Si l'on veut ajouter un GRB simulé $AddGRB = True$. Dans ce cas, l'image sera centrée non pas sur $[RA_{image}; DEC_{image}]$ mais sur une position aléatoire distante au maximum de 0.16° du GRB simulé pour que celui-ci reste dans le champ de vue de CAGIRE. Les coordonnées du centre de pointage valent donc $RA_{GRB} \pm [0; 0.16]^\circ$; $DEC_{GRB} \pm [0; 0.16]^\circ$.
- Le chemin dans la base de données du fichier du GRB que l'on souhaite simuler. Cette base de données contient la magnitude en fonction du temps pour plusieurs GRBs détectés en proche infrarouge.
- La durée entre la détection du sursaut l'observation par le télescope $t_{debObs} = x [en \text{ s}]$

- Le nom à donner à la rampe de sortie.

Ensuite, la simulation est lancée. Les différentes étapes listées ci-dessous sont identifiées par des chiffres en bas de chaque case de la figure 6.2.

Des illustrations de chacun des phénomènes ajoutés sont présentés à la fin du chapitre dans les figures 6.6(a), 6.6(b), 6.7(a), 6.7(b), 6.8, 6.9, 6.10, 6.11, 6.12(a), 6.12(b), 6.13(a), 6.13(b), 6.14.

1. Création de l'image initiale A, des effets ne dépendant pas de la frame considérée.
 - Etape 1 : Simulation des sources, fig. 6.6(a). Les sources simulées sont issues du catalogue *2MASS*.
 - Etape 2 : Ajout du fond de ciel, fig. 6.6(b). Sa valeur est typiquement de 160 et 1250 $e^-/s/pix$ dans les bandes J et H respectivement.
 - Etape 3 : Multiplication par la carte de flatfield, fig. 6.7(a), pour simuler la réponse non-uniforme aux photons. La carte de flatfield est une carte de calibration qui sera acquise avec la caméra au foyer du télescope lorsque ce sera possible.
 - Etape 4 : Ajout du courant d'obscurité et des pixels chauds, fig. 6.7(b). La carte de courant d'obscurité est une carte de calibration, mesurant le signal renvoyé en e^-/s par le détecteur dans le noir pour chaque pixel. Le courant d'obscurité est ajouté en multipliant cette valeur par le temps d'exposition de la frame considérée. Le signal des pixels chauds est compris dans cette carte de courant d'obscurité.
 - Etape 5 : Simulation des pixels morts dont la valeur est mise à 0, fig. 6.8. La carte des pixels morts est une carte de calibration.
2. Boucle sur la création des images différentielles d_k dépendantes de la frame considérée.
 - Etape 6 : Ajout de la statistique de photons, fig. 6.9. Le contenu de chaque pixel est randomisé selon une loi de Poisson.
 - Etape 7 : Simulation de l'émission rémanente d'un sursaut γ . Cette simulation est décrite en section 6.3.
 - Etape 8 : Ajout de la persistance liée à l'acquisition précédente, fig. 6.10. Cette étape est décrite dans la section 6.5, et utilise la carte de des pixels saturés de *l'acquisition précédente*.

- Etape 9 : Contamination par les rayons cosmiques, fig. 6.11. Cette étape consiste à choisir aléatoirement la position des pixels impactés par des rayons cosmiques, le moment de l'impact et l'énergie déposée (convertie en électrons), et à ajouter cette énergie au pixel choisi et à la frame de la rampe choisie.
- Etape 10 : Convolution de la carte avec la matrice de cross-talk, fig. 6.12(a), représentée par :

$$crossTalk = \begin{vmatrix} 0.0008 & 0.008 & 0.0008 \\ 0.008 & 1 - (0.008 * 4 + 0.0008 * 4) & 0.008 \\ 0.0008 & 0.008 & 0.0008 \end{vmatrix} \quad (6.1)$$

- Etape 11 : Simulation des non-linéarités, fig. 6.12(b). Cette étape est décrite en section 6.4, elle utilise la carte des coefficients non-linéarité.
 - Etape 12 : Conversion des électrons en ADU, fig. 6.13(b). Le gain de conversion est considéré comme constant sur le détecteur avec une valeur de $G_{e-/ADU} = 10 \text{ e-/ADU}$.
3. Construction de la rampe à partir des images différentielles d_k puis ajout du bruit de lecture, de l'offset et de l'effet de la saturation sur chaque frame de la rampe.
- Etape 13 : Ajout du bruit de lecture, fig. 6.13(a). Le contenu de chaque pixel est randomisé par une loi gaussienne de moyenne zéro et d'écart-type = 49.4 e-, soit 4.94 ADU.
 - Etape 14 : Ajout de l'offset en ADU, fig. 6.14. Cette étape utilise la carte de calibration de l'offset.
 - Etape 15 : Coupure du signal des pixels à leur niveau de saturation autour de 52 000 ADU. Cette étape utilise la carte de calibration du niveau de saturation.
 - Etape 16 : Création d'une "carte des pixels saturés" de l'acquisition en cours, P . Cette carte identifie les pixels saturés, qui pourraient laisser un signal de persistance dans les acquisitions suivantes et servira de carte d'entrée dans la simulation de l'acquisition suivante (Etape 8). Elle utilise la carte du niveau de saturation comme entrée.

6.3 Simulation d'un sursaut γ

Les objets simulés à partir d'un catalogue d'étoiles sont des sources fixes dont la magnitude est stable, et le signal produit par le détecteur en électrons est proportionnel au flux reçu pour un temps d'acquisition donné. Dans le cas d'un sursaut gamma, nous avons vu dans le chapitre 1 que la courbe de lumière suivait une loi de puissance décroissante, sur une échelle de temps qui peut être comparable à celle d'une observation.

Afin de traduire cette décroissance de flux sur les rampes, nous avons créé une base de données comportant les informations relatives aux sursaut γ observés jusqu'à aujourd'hui dans les bandes photométriques J et H, avec un redshift supérieur à $z=5$. Pour chaque sursaut, nous avons noté :

- Le télescope qui a fait l'observation
- La position du sursaut
- Le temps écoulé entre la mesure et la détection, et la magnitude mesurée à ce moment là (en J et en H)
- Le coefficient de décroissance de la loi de puissance α
- Le redshift mesuré

Ces informations permettent de reconstruire une évolution de la magnitude observée en fonction du temps du sursaut considéré, à partir du moment de la détection et jusqu'à 24h après le sursaut. Pour chaque frame calculée, ces courbes nous permettent d'ajouter le nombre d'électrons générés par le détecteur pendant les 1.33 s de la frame en cours au nombre d'électrons accumulés lors des frames précédentes. La figure 6.3 présente les courbes de flux et de magnitude en fonction du temps, obtenues pour le sursaut GRB 090123.

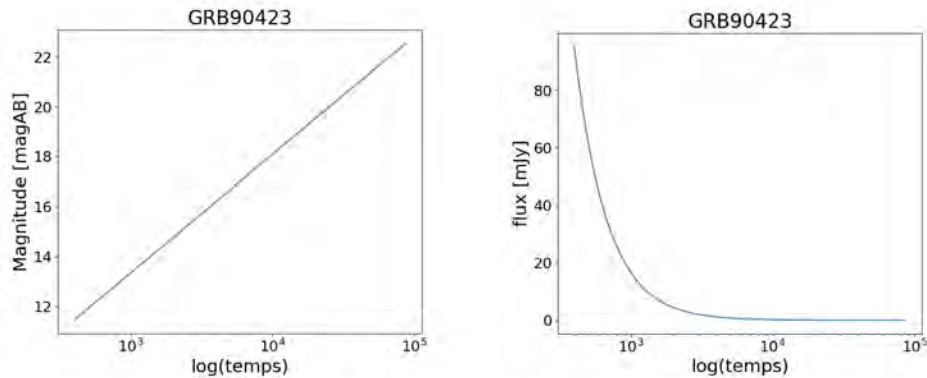


FIGURE 6.3. Courbe reconstruites de (a) la magnitude et (b) du flux, émis par le GRB 090423 en fonction du temps. Le temps commence à 300s, soit 5min après la détection du sursaut, qui est le temps nécessaire à Colibri pour recevoir l'information et commencer à acquérir une rampe.

6.4 Simulation des non-linéarités

Les rampes construites par somme sd'images différentielles traduisent une parfaite linéarité du signal pour l'observation d'une source fixe. Cependant, nous avons montré que le signal en sortie du détecteur déviait de cette linéarité, et il est important de traduire ce phénomène dans nos simulations. La simulation des non-linéarités est basée sur le coefficient de non-linéarité γ , qui mesure la déviation à la linéarité sur une **rampe différentielle** d_k , mesurée sous illumination constante. En utilisant le coefficient γ décrit en 4.4.4, une image différentielle d_k peut être exprimée par l'équation 6.2, avec a_0 le signal en ADU/frame.

$$d_k = a_0 + a_0^2 \times \gamma \times k \quad (6.2)$$

Si le signal était linéaire ($\gamma = 0$), S_k serait égal au premier terme a_0 . Le second terme de l'équation 6.2 est négatif et représente la déviation à la linéarité liée aux non-linéarités de la rampe décrite dans le chapitre 3. C'est ce second terme qui est ajouté au signal des images pour traduire la non-linéarité. Ici, a_0 correspond au signal total accumulé dans le pixel en 1.33s, comprenant les étoiles et le fond de ciel.

6.5 Simulation de la persistance

Nous avons vu dans le chapitre 2 que la persistance restait une des caractéristiques des détecteurs infrarouges les plus difficiles à calibrer et à atténuer. Dans le cadre de ces simulations, seule la persistance provenant de l'acquisition précédente a été implémentée dans une fonction à part. La persistance liée à l'acquisition en cours est prise en compte avec l'impact des non-linéarités en flux. Nous présentons ici les étapes 3 et 8 du schéma 6.2.

Nos simulations se basent sur deux éléments : (1) l'identification des pixels saturés lors de l'acquisition précédente, et (2) sur un modèle décrivant l'évolution de la persistance avec le temps. Ce modèle, construit par le CEA-LETI (voir section 4.1.2), décrit le signal de persistance P par une somme de 3 exponentielles, présentées dans l'équation 4.1. Les temps de décroissance et les amplitudes caractéristiques sont calculés en ajustant chaque pixel pour reproduire le signal de persistance accumulé sur chaque pixel individuellement (mesuré dans le noir après une illumination contrôlée), (LeGoff et al., 2020).

La modélisation dépend alors de l'historique de l'illumination précédente et pour le besoin de nos simulations, nous avons utilisé un modèle décrivant la persistance résultant d'une illumination à 200% du niveau de saturation, car les mesures faites au CEA montrent qu'au delà de 2 fois le niveau de saturation, l'amplitude de saturation ne change plus beaucoup. Nous pouvons noter que pour plus de précision, nous pourrions sélectionner les pixels ayant dépassé 80% de la saturation et leur appliquer le modèle de persistance mesuré pour une illumination à 80% de la saturation, puis sélectionner les pixels ayant dépassé 100% de la saturation et leur appliquer le modèle de persistance mesuré pour une illumination à 100% de la saturation, puis les pixels ayant dépassé

200% de la saturation... et ainsi de suite jusqu'à 500% de la saturation où la persistance semble complètement stable. Cependant, nous n'avons ici pas toutes les données pour simuler chacun de ces cas, et une première simulation de la persistance de façon globale pour tous les pixels ayant dépassé le niveau de saturation nous permet déjà d'avoir une bonne estimation de l'impact de celle ci sur les rampes.

Nous avons donc appliqué le modèle de persistance mesuré pour une illumination à 200 % de la saturation à tous les pixels dont le signal dépasse la saturation dans l'exposition précédente. Ces pixels sont identifiés à la fin de chaque rampe dans une carte des pixels saturés, comme présenté dans le schéma de la figure 6.2. En connaissant les pixels impactés par la persistance, nous calculons le signal de persistance à ajouter à ces pixels sur chaque frame de la rampe simulée.

Pour un pixel donné, le signal de persistance accumulé dépend du temps écoulé depuis la fin de la rampe précédente, et de 6 coefficients décrivant les 3 exponentielles utilisées pour modéliser la persistance. Ce modèle se traduit par l'équation 6.3, où t est le temps écoulé depuis la fin de la dernière acquisition jusqu'au moment de la construction de la frame, et T_{deb} le temps écoulé depuis la fin de la dernière acquisition jusqu'au début de l'acquisition en cours. Cette équation traduit le signal de persistance intégré sur la rampe au temps t . Pour mesurer uniquement le signal intégré sur la rampe il faut en effet soustraire au signal théorique total, le signal de persistance généré entre le premier reset, à la fin de l'acquisition précédente, et le début de la rampe en cours, T_{deb} , car ces charges sont évacuées par le reset bouclé entre deux acquisitions.

$$P(t) = A_1 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \right] + A_2 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right] - \left(A_1 \left[1 - \exp\left(-\frac{T_{deb}}{\tau_1}\right) \right] + A_2 \left[1 - \exp\left(-\frac{T_{deb}}{\tau_2}\right) \right] \right) \quad t > T_{deb} \quad (6.3)$$

Le signal de persistance $P(t)$ accumulé au temps t est ainsi ajouté aux pixels ayant saturé à l'acquisition précédente.

6.6 Exemple d'une rampe simulée

Nous présentons dans la figure 6.4 le résultat de la simulation de certains pixels spécifiques d'une rampe simulée. La rampe du sursaut simulé est tracée par des losanges verts. La rampe d'une étoile de magnitude proche de celle du sursaut est tracée en jaune (symbole étoiles). Les points bleus représentent le signal de fond de ciel et les carrés violets la rampe d'une étoile saturante. Enfin, les croix rouges traduisent l'impact d'un rayon cosmique.

La figure 6.5 représente une image en sortie de la simulation. Nous observons principalement l'effet des offsets, qui une fois soustraits laisseront apparaître les sources (figure 6.4), et de certains pixels chauds ou autres défauts sur le détecteur.

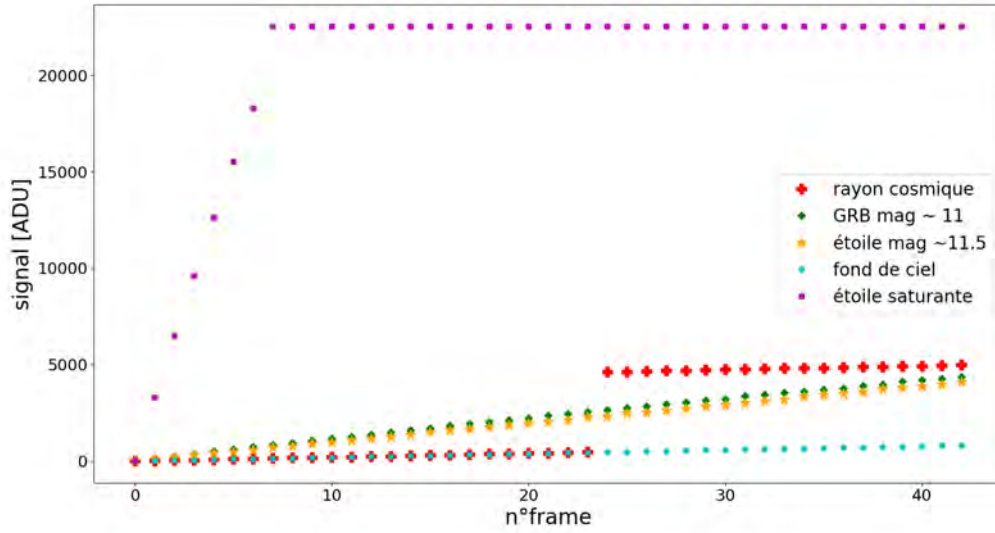


FIGURE 6.4. Rampes simulées pour le GRB 090423 (losanges verts), pour une étoile de magnitude proche de celle du sursaut simulé (étoiles jaunes), pour une étoile saturante (carrés violets), pour un pixel impacté par un rayon cosmique (croix rouges), rampe médiane du fond de ciel (points bleus).

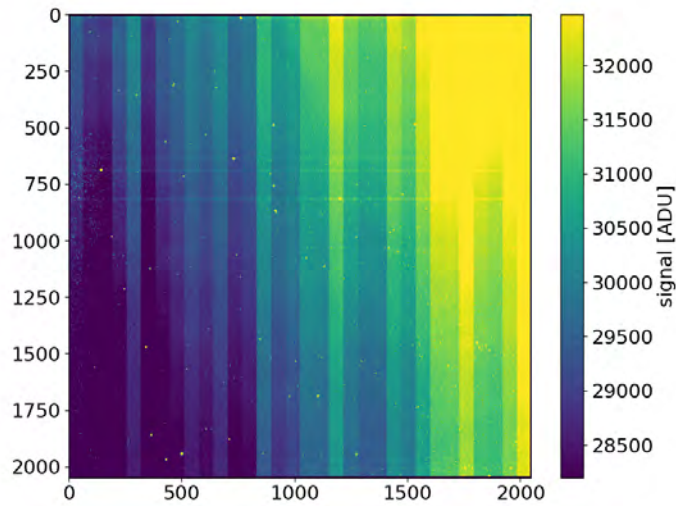


FIGURE 6.5. Image en sortie du simulateur, comprenant tous les effets détecteur mentionnés.

Nous avons ainsi présenté les principales étapes de la simulation d'une rampe représentative d'une observation par CAGIRE. Simuler un champ de vue comportant 2400 étoiles prend environ 9 min. L'étape la plus longue à effectuer est la création de l'image du ciel (passage d'un catalogue d'étoiles en magnitudes à un nombre d'électrons par pixel). Parmi les effets détecteurs simulés c'est l'ajout de la persistance qui demande le plus de temps. Une rampe de simulation se présente sous la forme d'un cube de données de $2048 \times 2048 \times N$, avec N le nombre de frames de la rampe. Ce cube de données est enregistré sous forme de fichiers FITS.

Les entêtes de chaque fichier contiennent les informations nécessaires pour retrouver les paramètres de la simulation, en donnant les noms des fichiers de configuration : nom du site d'observation, de la caméra et du détecteur. On y retrouve également le nom de la bande photométrique choisie, les valeurs du courant d'obscurité, du gain, du bruit de lecture, du temps d'exposition d'une frame, du zero-point, du seeing et des coordonnées centrales [RA-DEC] de la simulation. Finalement, l'entête comporte la liste des effets que l'on peut appliquer et s'ils ont été appliqués ou non.

Ces simulations pourront à l'avenir être améliorées avec l'utilisation des cartes de calibrations mesurées au CPPM en entrée des simulations, ainsi qu'avec une carte du flatfield du télescope. Avec ces caractérisations, certains effets pourront être ajoutés, comme l'impact de la non-linéarité en flux, et d'autres adaptés comme la simulation de la persistance grâce aux mesures de persistance sous illumination.

Résumé du chapitre 6

Afin de valider le pipeline de pré-traitement qui sera présenté dans le chapitre 7, ce chapitre présente la simulation des images acquise par CAGIRE. Ces simulations sont basées sur un simulateur de de télescope développé par D. Corre (Corre et al., 2018), qui permet de produire une image réaliste du ciel à partir d'un catalogue d'étoiles. Ce chapitre explique comment j'ai ensuite adapté ce simulateur à des observations par CAGIRE, en modifiant les paramètres propres à la caméra (pixels morts et chauds, flatfield, bruit de lecture, conversion e-/ADU, efficacité quantique et offset), et en ajoutant les fonctions manquantes pour simuler CAGIRE (cross-talk, non-linéarité, saturation, persistance et impact des rayons cosmiques). J'ai de plus adapté le simulateur à la production de rampes par le mode Up-The-Ramp (UTR) du détecteur ALFA, à la place de la production d'une image seule pour un temps d'exposition donné. J'ai également ajouté la possibilité de simuler un sursaut γ , dans le mode UTR, en se basant sur une banque de données de sursauts déjà observés, à des redshifts $z > 5$. Nous donnons ici un exemple de simulations comprenant la simulation du sursaut GRB 090423, simulé à la position à laquelle il a été observé. La figure 7.3 montre les rampes de certains pixels particuliers dans cette simulation, un pixel atteignant la saturation (violet), un pixel impacté par un rayon cosmique (rouge), un pixel impacté par le sursaut simulé (en vert), un pixel dans une étoile de magnitude comparable à celle du sursaut simulé (en jaune) et enfin la rampe correspondant au fond de ciel en bleu.

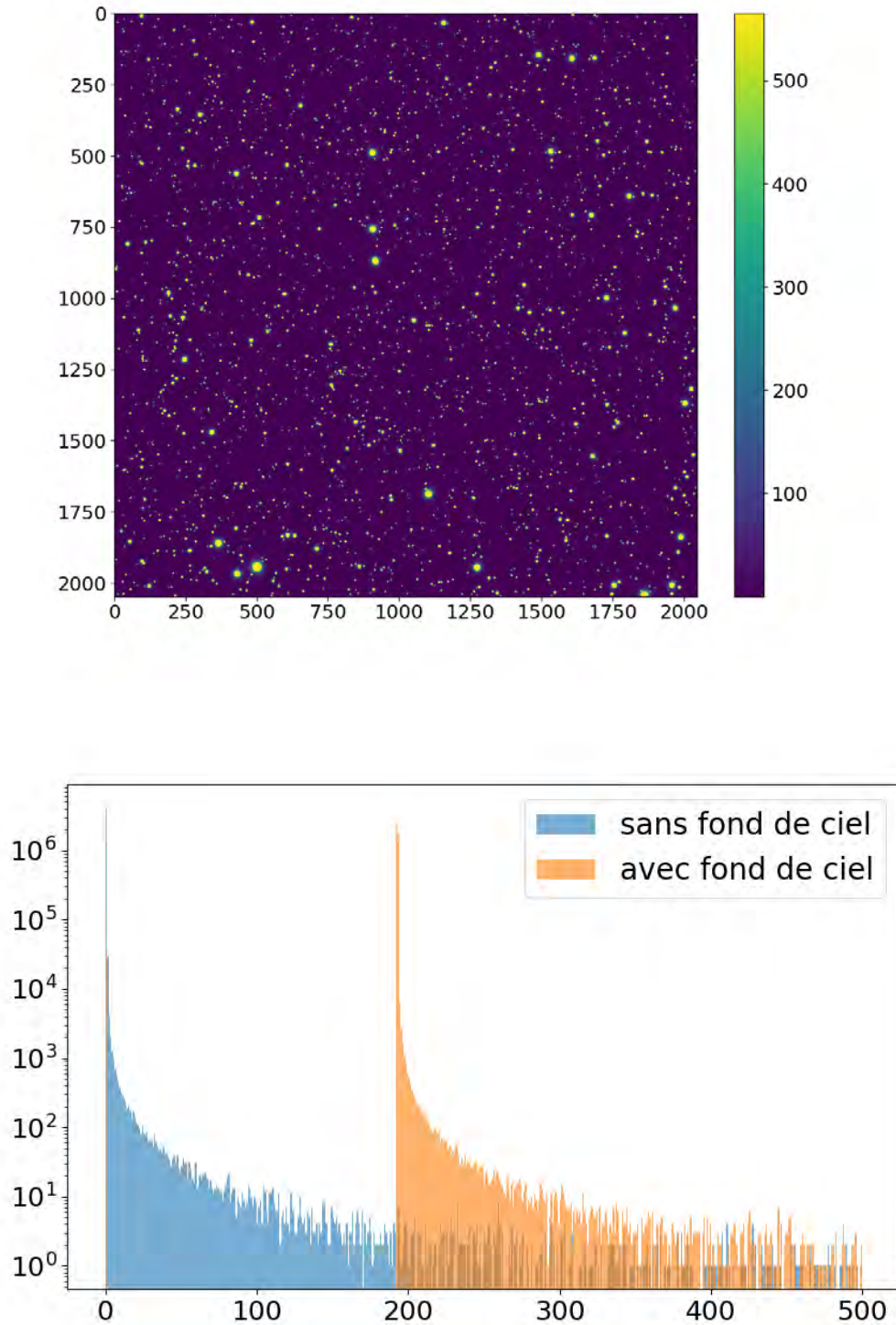


FIGURE 6.6. a. Étape 1, image des sources avant ajout de tout autre effet. b. Ajout du fond de ciel, étape 2. Le signal simulé (en e- accumulés) avant ajout est présenté en bleu. Le signal simulé (en e- accumulés) après ajout du fond de ciel est présenté en orange.

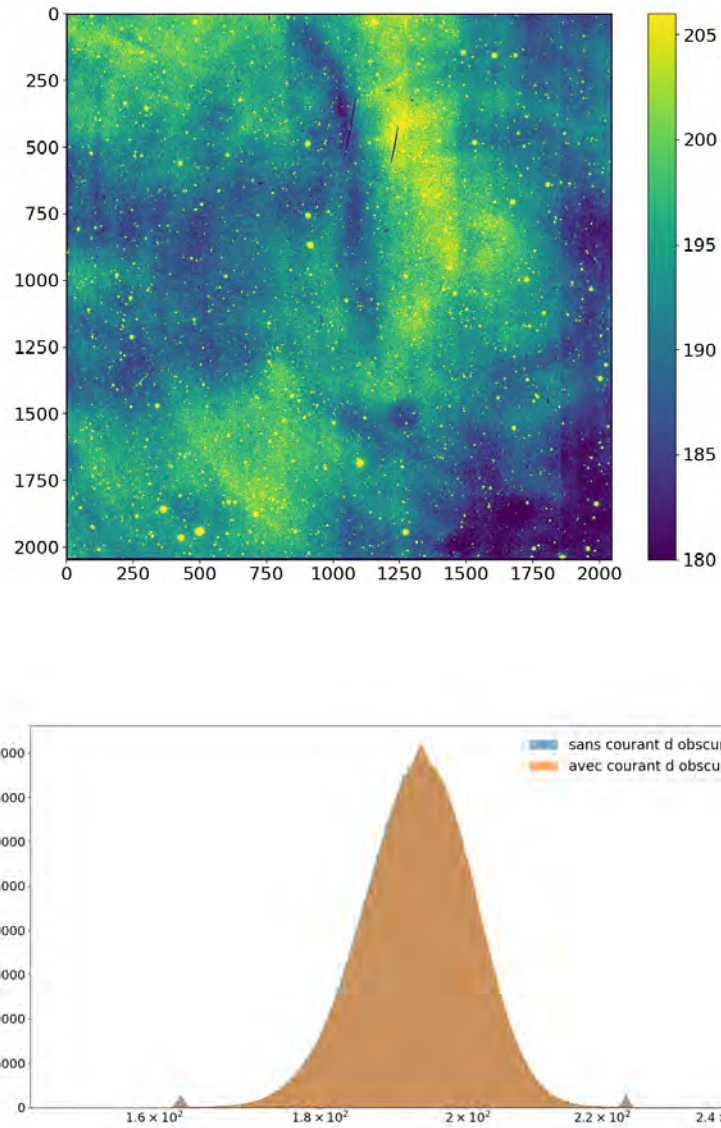


FIGURE 6.7. a. Multiplication par le flatfield, étape 4. et b. Ajout du courant d'obscurité, étape 5. Le signal simulé (en e⁻ accumulés) avant ajout est présenté en bleu. Le signal simulé (en e⁻ accumulés) après ajout courant d'obscurité est présenté en orange. Le courant d'obscurité étant très faible, les deux histogrammes ne présentent quasiment aucune différence.

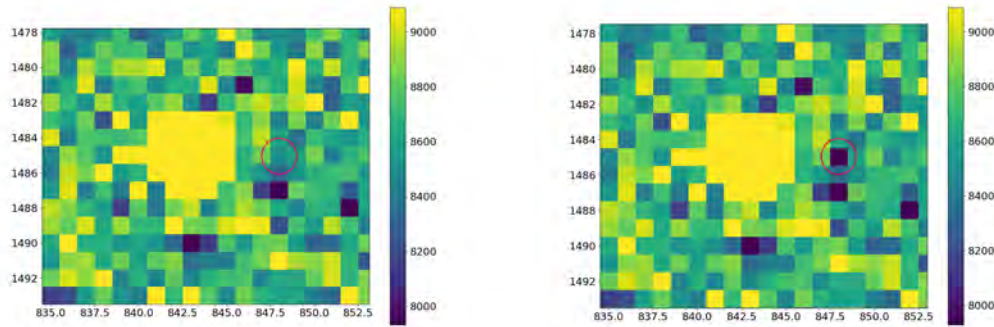


FIGURE 6.8. Ajout des pixels morts, étape 6. La figure de gauche représente une zone du détecteur avant ajout des pixels morts, et la figure de droite la même sonde après ajout. Le pixel mort ajouté dans cette zone est entouré en rouge.

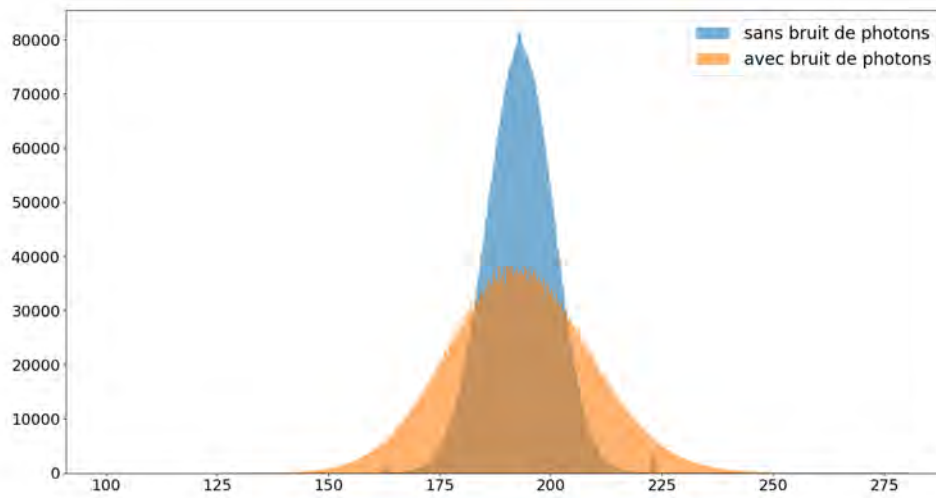


FIGURE 6.9. Ajout de la statistique de photons, étape 7. Le signal simulé (en e- accumulés) avant ajout est présenté en bleu. Le signal simulé (en e- accumulés) après ajout du bruit de photons est présenté en orange.

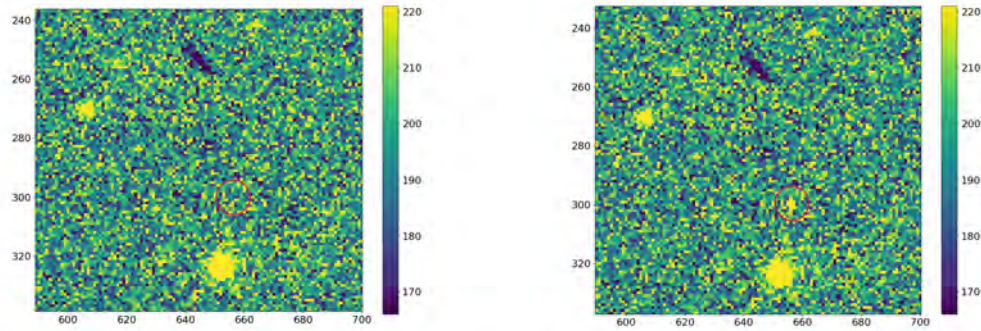


FIGURE 6.10. Ajout de la persistance, étape 8. L'image de gauche présente une zone avant ajout de la persistance, et la figure de droite la même zone après ajout. Les pixels impactés par de la persistance sont entourés en rouge.

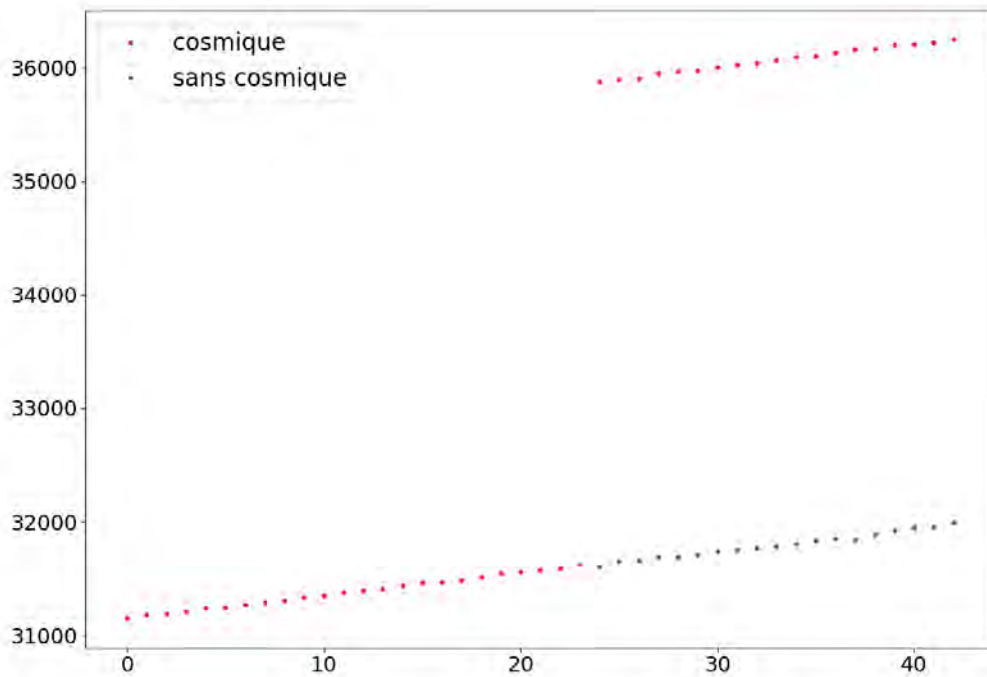


FIGURE 6.11. Ajout de l'impact d'un rayon cosmique, étape 9. La rampe verte correspond à une rampe avant impact du cosmique et la rampe rouge à la rampe après ajout du cosmique.

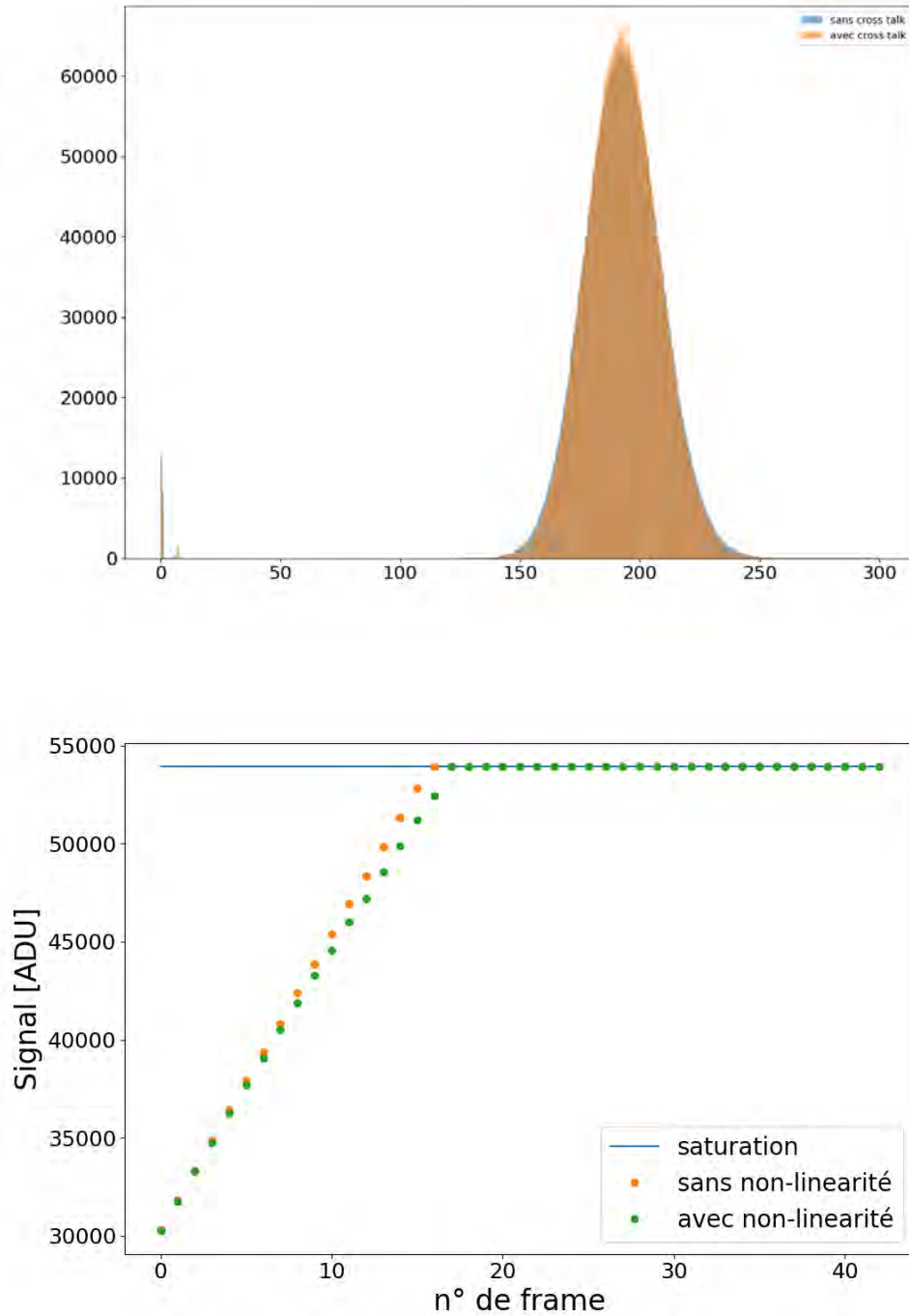


FIGURE 6.12. a. Ajout du cross-talk, étape 10. Histogramme du signal en électrons avant (bleu) et après (orange) ajout du cross-talk. Nous observons que le cross talk a peu d'impact sur le signal, hormis un très léger étalement. b. Ajout de l'impact des non-linéarités étape 11. La rampe verte correspond à une rampe avant ajout des non-linéarités et la rampe orange à la rampe après ajout des non-linéarités.

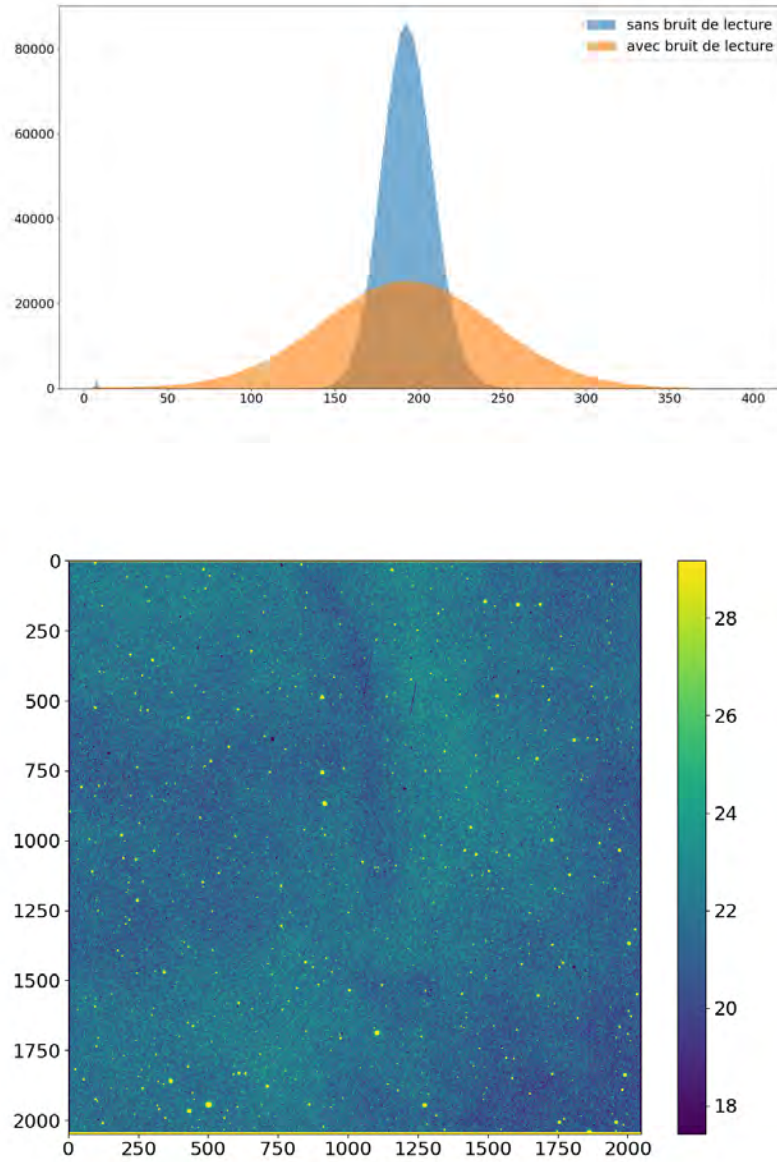


FIGURE 6.13. a. Ajout du bruit de lecture, étape 2. Histogramme du signal en électrons avant (bleu) et après (orange) ajout du bruit de lecture. Nous observons que le bruit de lecture étale le signal. b. conversion du signal en ADU, étape 13, seule l'échelle de la cartographie change.

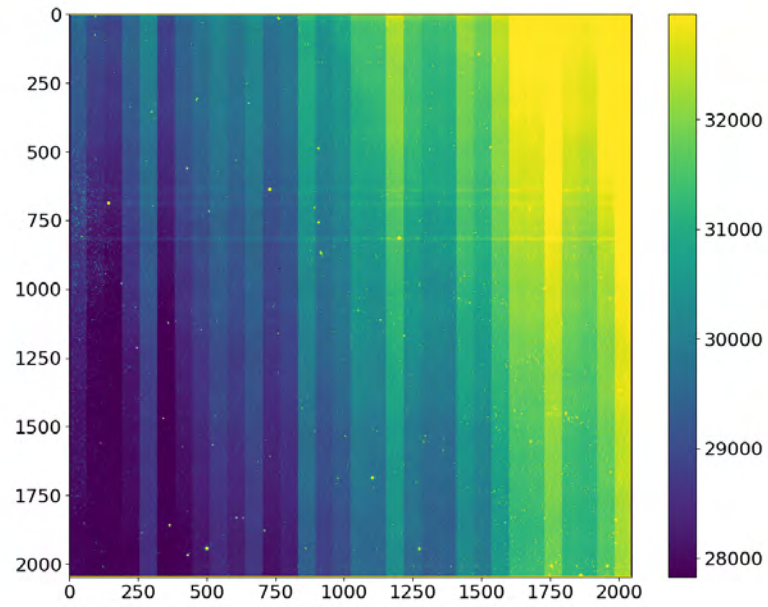


FIGURE 6.14. Ajout de l'offset en ADU, étape 14, et de la saturation, étape 15.

Pré-traitement des images acquises par CAGIRE

Nous avons présenté dans les chapitres sur la caractérisation du détecteur les principaux effets de celui-ci sur les images. La compréhension de ces différents effets nous permet notamment de les corriger, ou a minima, de les atténuer. Pour cela, nous présentons dans ce chapitre le pipeline de pré-traitement, appelé aussi Preproc, mis en place pour CAGIRE, qui a pour but de construire une image du flux reçu par le détecteur à partir de la rampe, tout en corrigeant divers effets instrumentaux impactant les images. La section 7.1 exposera le fonctionnement général du pipeline et les différentes étapes appliquées sur les images brutes pour produire une carte de signal adaptée. Les performances temporelles du pipeline seront exposées en section 7.2. Nous présenterons en section 7.3 les essais du pipeline sur des images du ciel, avant de finir la validation sur des images simulées en section 7.4. Les tests présentés en section 7.4 nous permettront notamment de montrer l'impact des différentes corrections. Ils ont cependant été menés seulement sur deux champs de vues différents et certains paramètres devront être adaptés lors des premières observations sur le ciel avec la caméra CAGIRE.

Contents

6.1	Principes des simulations	135
6.2	Paramètres de simulation	139
6.3	Simulation d'un sursaut γ	142
6.4	Simulation des non-linéarités	143
6.5	Simulation de la persistance	143
6.6	Exemple d'une rampe simulée	144

Un des rôles de COLIBRÍ est l'identification rapide et la localisation précise de l'émission rémanente des sursaut γ détectés par SVOM. Cette exigence implique certaines contraintes sur le fonctionnement du télescope de façon générale, et plus particulièrement sur CAGIRE. CAGIRE doit ainsi garantir de fournir des images "propres" au pipeline d'astronomie, rapidement après l'acquisition d'une rampe. C'est alors de rôle du pipeline de pré-traitement, nommé aussi Préproc (pipeline de pré-processing), de pallier aux effets détecteurs évoqués dans les chapitres 2, 3 et 4, tels que le bruit de lecture, les fluctuations des tensions d'offset, la non-linéarité du signal au cours de l'acquisition, les effets de persistance ou la présence de pixels chauds ou morts. Le pipeline doit également permettre de s'affranchir des effets environnementaux comme l'impact des rayons cosmiques sur le détecteur.

Pour cela, le pipeline de pré-traitement convertit les rampes brutes en images corrigées des différents effets détecteurs et environnementaux, en traitant rapidement 4 millions de pixels, multipliés par le nombre de frames de la rampe, ayant chacun leur réponse individuelle propre, avant la fin de l'acquisition suivante. À la fin du processus, le Préproc fourni au pipeline d'analyse astrophysique les différentes cartes suivantes :

- une carte du signal reçu,
- une carte de l'erreur sur le signal,
- le nombre d'images utilisées pour calculer le signal,
- la position des pixels impactés par des rayons cosmiques, et le numéro de la frame d'impact,
- la position des pixels saturés et le numéro de la première frame saturée,
- une carte de correction de la persistance liée à l'acquisition précédente.

7.1 Pipeline de pré-traitement

Le Préproc a pour objectif principal de fournir une carte traduisant le signal reçu par le détecteur. Mais le calcul du signal n'est pas la seule étape de notre traitement, et la méthode de calcul présentée au chapitre 4 sur des rampes différentielles ne suffit pas à corriger tous les effets liés au détecteur. D'autres facteurs, tels que les cartes de calibration, entrent dans le traitement complet des images. Les sections suivantes décrivent les cartes de calibration utilisées ainsi que les différentes étapes du pré-traitement.

7.1.1 Cartes de calibration

Afin de corriger les images acquises par CAGIRE des différents défauts liés au détecteur et à l'environnement, le pipeline de pré-traitement utilise des cartes de calibration, qui seront produites lors des tests de calibration du détecteur effectués au CPPM, et ont été présentées en section 5.3.2. Parmi ces cartes nous retrouvons :

- la carte du niveau de saturation de chaque pixel, utilisée pour définir la gamme dynamique de calcul du signal,
- la carte de la dynamique totale de chaque pixel,
- la carte du coefficient γ de non-linéarité explicité en 4.4.4,
- la carte des pixels non opérationnels (chauds, froids et erratiques),
- la carte des pixels saturés de l'acquisition précédente.

La construction de ces différentes cartes a été présentée section 5.3, et leur utilisation est présentée par la suite.

7.1.2 Schéma du pipeline de pré-traitement

Le pipeline de pré-processing est composé de 7 étapes, résumées dans la figure 7.1, pour des rampes comprenant deux frames ou plus. Ce pipeline prend en entrée les cartes de calibration définies dans la section 7.1.1 et retourne différentes cartes au pipeline de traitement astronomique. Nous allons décrire ici les différentes étapes du pré-traitement, présentées dans la figure 7.1. Les fichiers de la colonne de gauche sont des entrées du pipeline, soit des cartes de calibration en orange, soit des produits du pipeline pour le pipeline lui-même. Les cases en bleu au centre sont les différentes actions du pipeline. Les cases à droite sont les sorties de chaque action du pipeline. Elles sont en rose lorsqu'elles sont retournées au pipeline astronomie, et en vert lorsqu'elles sont réutilisées par le pipeline. Dans le cas d'une rampe constituée d'une seule frame, seule l'étape 3 : une correction par les pixels de référence est effectuée.

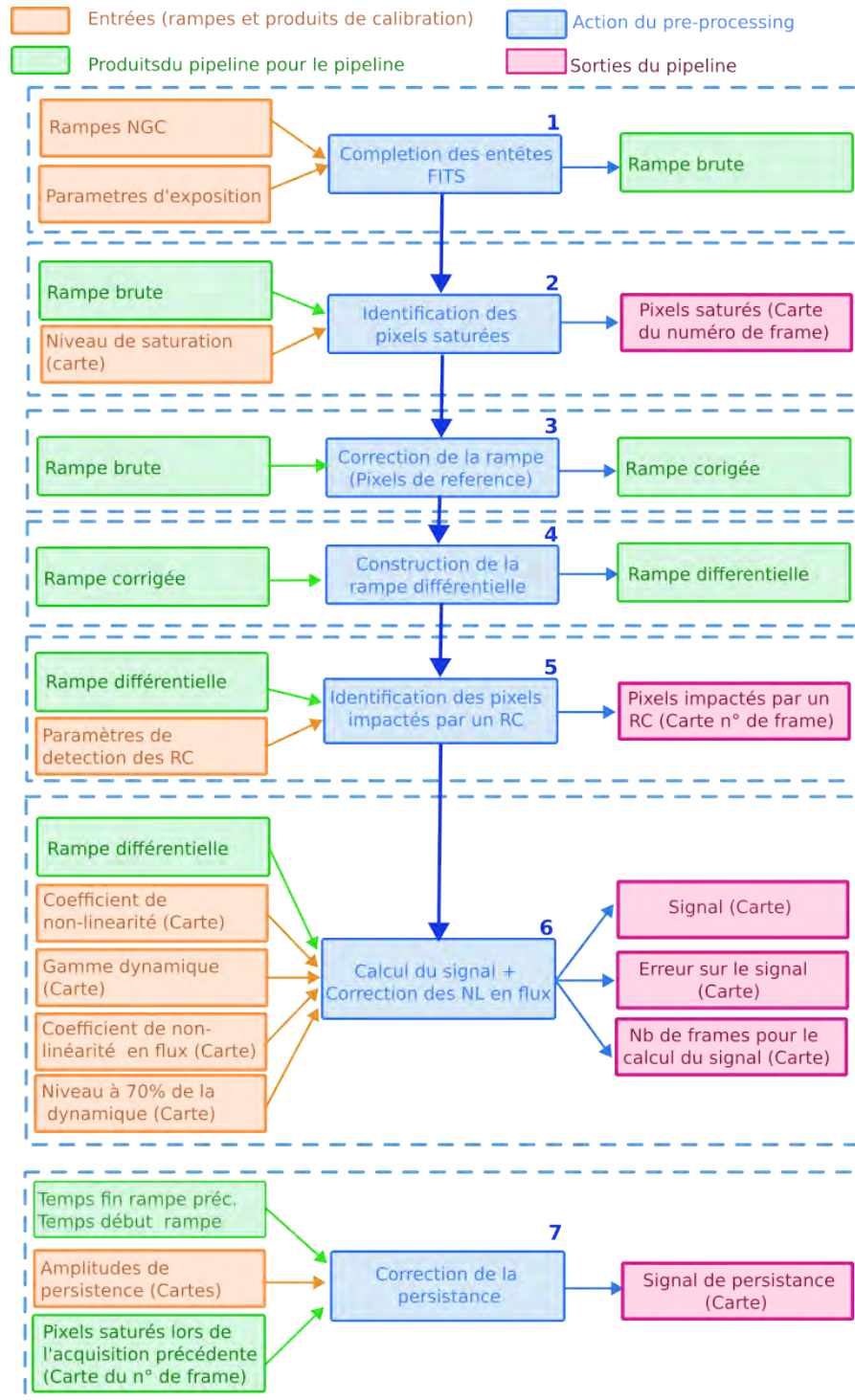


FIGURE 7.1. Pipeline de pré-traitement pour des rampes avec $N \geq 2$ frames. RC : Rayons Cosmiques, NL : Non-Linéarité.

Identification des pixels saturés

La première étape consiste à identifier les pixels saturés à la fin de la rampe. En effet, ces pixels sont particulièrement susceptibles de laisser une trace de leur saturation sur les acquisitions suivantes, de par le phénomène de persistance. Même si la saturation n'est pas la seule cause de persistance, la liste des pixels saturés reste une information importante tant pour analyser les images que pour corriger la persistance d'une acquisition sur l'autre. La carte des pixels saturés de l'acquisition N est notamment une des cartes d'entrée lors du traitement de l'acquisition N+1 par le pipeline.

Afin d'identifier ces pixels, nous comparons la valeur en ADU chaque frame de la rampe acquise avec la carte de saturation calibrée. Les pixels atteignant 98 % du niveau de saturation sont notés comme saturés. La carte retournée indique pour chaque pixel saturé le numéro de la frame à laquelle la saturation est atteinte.

Correction du bruit de mode commun par les pixels de référence

Comme nous l'avons vu dans la section 4.3.2, il est possible de corriger le bruit de mode commun du détecteur. Cette correction utilisant les pixels de référence est appliquée à chacune des frames de la rampe brute. La correction par les pixels de référence permet notamment de s'affranchir de l'offset de chaque voie de lecture. Cependant, nous notons que cette correction n'a pas d'impact dans notre traitement puisque nous travaillons sur des rampes différentielles, construites par soustraction de deux frames successives.

Construction de la rampe différentielle

Comme nous l'avons décrit dans la partie 7.1.1, le signal est calculé à partir de rampes différentielles, qui sont construites en soustrayant le signal mesuré à la frame k-1 au signal mesuré à la frame k.

Identification des pixels impactés par les rayons cosmiques et correction de leur signal

Les rayons cosmiques sont des particules à très haute énergie venant du cosmos. Ils génèrent des particules secondaires à très haute énergie dans l'atmosphère terrestre, qui peuvent laisser une trace sur le détecteur, particulièrement pour les observatoires situés en altitude. Même si l'impact de rayons cosmiques est détecté sur les cartes de calibration mesurées en laboratoire, le nombre de pixels impacté sera bien plus important lors des observations. Pour éviter les erreurs sur les cartes de signal, les pixels impactés par des rayons cosmiques doivent être localisés. Nous présentons ici une méthode permettant de les localiser et de récupérer leur signal. L'impact des rayons cosmiques a une signature très particulière sur les rampes différentielles, car ils créent un écart très conséquent entre les valeurs de signal mesurées pour deux frames consécutives, comme on peut le voir sur la figure 7.2. Ce saut dans la rampe est responsable d'une forte variance de la rampe différentielle. Cependant, les pixels erratiques ou les pixels soumis à un très fort flux ont aussi une variance élevée. Pour différencier les pixels impactés par les rayons cosmiques des pixels soumis à de forts flux, nous nous basons

sur le rapport R de la variance de la rampe différentielle sur sa moyenne. Pour les pixels à fort flux, ce rapport sera faible du fait de la forte moyenne. Au contraire, pour les pixels impactés par les rayons cosmiques et les pixels erratiques ce rapport sera fort. Les pixels avec une variance et un rapport R supérieurs à des limites prédéfinies (construites à partir des histogrammes de chacune des quantités sur le détecteur), sont sélectionnés comme potentiellement impactés par les rayons cosmiques. Ils sont alors testés individuellement. Pour cela nous calculons la Median Absolute Deviation (MAD) de la rampe différentielle, et nous définissons une limite permettant de localiser les points très différents du signal médian. Cette limite est tracée comme une ligne pleine (en rouge) sur la figure 7.2. Elle est définie par :

$$madLim = Signal_{median} + X \times MAD$$

Avec "X" un paramètre de configuration qui sera défini grâce à des données acquises avec la caméra dans sa configuration finale. Si nous détectons un point de la rampe différentielle avec une valeur supérieure à $madLim$, la rampe a probablement été impactée par un rayon cosmique à ce point. Il est alors supprimé de la rampe différentielle pour ne pas le prendre en compte lors du calcul du signal. Un pixel impacté par un rayon cosmique est défini comme tel si un seul point de la rampe différentielle dépasse la limite $madLim$, afin de les différencier de pixels erratiques. Si aucun point n'est détecté au-delà de $madLim$, ou si plusieurs points sont détectés, le pixel est un pixel erratique et il est rejeté de la liste des pixels impactés par un rayon cosmique.

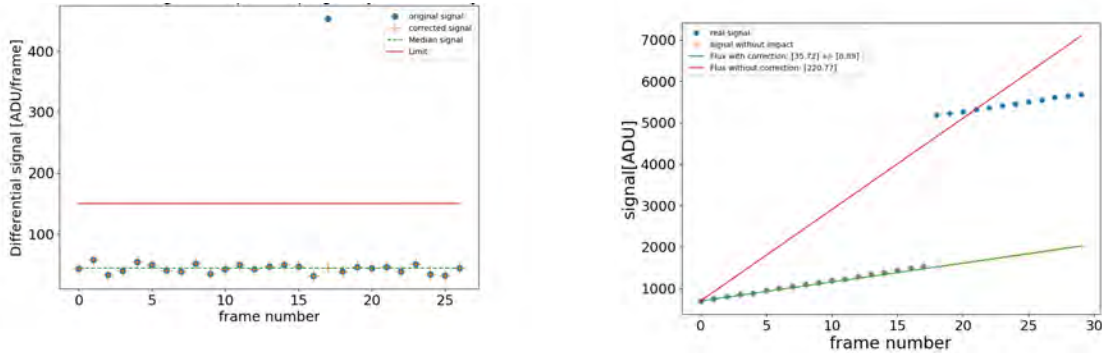


FIGURE 7.2. Gauche : Rampe différentielle d'un pixel impacté par un rayon cosmique à la frame $k=18$, et limite d'identification des rayons cosmiques ($madLim$). Droite : Rampe du même pixel et son ajustement avant (rouge) et après (vert) correction de la mesure de signal par notre méthode.

Grâce à cette méthode, nous sommes capables de détecter les rayons cosmiques problématiques pour CAGIRE et de recalculer leur signal (Figure 7.2 droite). Le pipeline de pré-traitement retourne la localisation des pixels identifiés comme impacté, la frame de l'impact et le signal corrigé de leur impact.

Calcul des cartes de signal corrigé des non-linéarités en flux et calcul de l'erreur sur l'estimation du signal

Le calcul du signal est l'objectif principal de ce pipeline, mais aussi le calcul le plus long s'il n'est pas optimisé. Cette méthode de calcul est identique à la méthode présentée dans la section 4.4, où le signal est calculé comme le coefficient a_0 de l'équation 4.6 tel que :

$$a_0 = \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}$$

Avec : $A = \gamma \frac{(N+1)}{2}$; $B = 1$; et $C = -\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N d_k$.

Ce calcul prend donc en compte les valeurs de la rampe différentielle d_k , calculée en soustrayant deux à deux les frames consécutives de la rampe brute, et le paramètre de non-linéarité γ . Le calcul du signal se fait entre l'image différentielle de départ choisie, n_1 , et la dernière image différentielle avant 70% de la dynamique n_2 , ce qui concerne un nombre de frames $N = n_2 - n_1 + 1$. La frame à 70% de la dynamique est calculée grâce à la carte de 70% de la dynamique présentée en section 5.3.2. a_0 est la valeur retournée par le pipeline et correspond à un signal proportionnel au flux reçu par la caméra.

L'erreur sur cette estimation est calculée avec k compris entre n_1 et n_2 , tel que :

$$Erreur(a_0) = \sqrt{Var(a_0)} = \sqrt{\frac{Var(d(k) - a_0^2 \times \gamma \times k)}{N}}$$

Dans le cas d'un pixel impacté par un rayon cosmique à la frame X , le point X de la rampe est supprimé, et nous calculons le signal tel que :

$$a_0 = \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}$$

Avec : $A = \gamma \frac{N^2 + N - 2X}{2}$; $B = N - 1$; et $C = -(\sum_{k=n_1}^{n_2} d_k) + d(X)$, afin de ne pas prendre en compte l'image rc.

L'erreur sur cette estimation est calculée avec k compris entre n_1 et $X-1$ puis entre $X+1$ et n_2 , comme :

$$Var(a_0) = \frac{Var(d(k) - a_0^2 \times \gamma \times k)}{N_1 + N_2}$$

Avec $N_1 = (X - 1) - n_1 + 1$ et $N_2 = n_2 - (X + 1) + 1$

Une fois ce signal établi, il doit encore être converti pour s'affranchir des non-linéarités en flux grâce à la carte de calibration des non-linéarités en flux. Cette dernière n'ayant

pas encore été mesurée au CPPM, cette correction n'a pour le moment pas pu être mise en place, mais le sera pour la version finale du pipeline de pré-traitement. La carte de signal et l'erreur associée au calcul de signal sont alors retournées.

Carte du signal de persistance lié à l'acquisition précédente

Les cartes A_1 et A_2 retournées par l'ajustement sont les cartes utilisées en entrée du pipeline de pré-traitement. Les coefficients τ_1 et τ_2 utilisés par le pipeline sont ceux qui ont été fixés lors de l'ajustement.

Comme nous le verrons à travers l'utilisation des simulations, le phénomène de persistance à un impact fort d'une rampe sur la suivante. Pour corriger une rampe N de cet effet, nous proposons de calculer le signal de persistance attendu de par la saturation des pixels de l'acquisition précédente. Pour cela, nous nous appuyons sur le délai T_{tot} entre la fin de l'acquisition précédente et le début T_{reset} de la rampe en cours. Le signal de persistance est calculé grâce à un modèle simplifié de la persistance, basé sur les calibrations de la persistance décrites en 5.3.2 et sur l'équation 5.1 avec τ_1 et τ_2 fixés : $\tau_1 = 15$ s et $\tau_2 = 150$ s, et les cartes de calibrations A_1 et A_2 . L'objectif de cette simplification est de limiter le nombre de cartes d'entrée, tout en gardant un modèle d'une précision suffisante pour estimer la persistance sur des échelles de temps d'une minute.

Finalement, le signal de persistance accumulé au bout du temps T_{tot} , est calculé comme la différence $P = P(T_{\text{tot}}) - P(T_{\text{reset}})$ pour tous les pixels actifs. Ce signal, une fois converti en e-/s, est retourné. Il pourra être soustrait au signal de la rampe en cours, pour les pixels ayant saturé lors de l'acquisition précédente seulement, à la décision du pipeline de traitement astrophysique. Nous présenterons les résultats de cette correction dans la section 7.4.5.

7.1.3 Produits du pipeline

Pour des pixels individuels, le résultat du pré-traitement est donné figure 7.3. Cette figure montre la capacité du pipeline à mesurer le signal reçu par les pixels saturés (en violet) et pour les pixels impactés par des rayons cosmiques (en rouge), en plus de présenter des rampes "normales" (en vert et en jaune).

Les images produites par le pipeline sont enregistrées comme des extensions dans un fichier fits unique, qui est rendu disponible pour le TCS, alors que les rampes brutes sont stockées dans des archives pour des utilisations futures, si nécessaire. Un exemple de carte prétraitée est donné figure 7.4b, à côté de la dernière frame de la rampe, 7.4a où le signal a été calculé sur une rampe simulée d'une région du ciel centré autour du sursaut GRB 090423 ([RA - DEC] = [148.7834° - 18.167°]).

La validation du pipeline a été faite à la fois sur des rampes réelles et des rampes simulées. Les rampes réelles ont été acquises avec l'instrument RATIR, voir section 7.3. L'utilisation des rampes simulées sera présentée section 7.4. En termes de performances, nous démontrerons la capacité du pipeline à traiter les rampes rapidement en section 7.2.

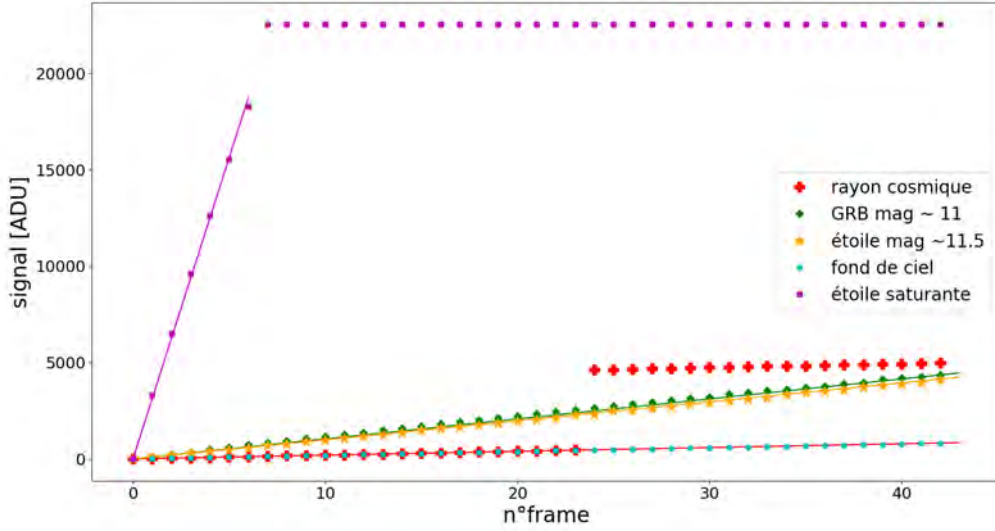


FIGURE 7.3. Rampes simulées pour le GRB 090423 (vert), pour une étoile de magnitude proche de celle du GRB simulé (jaune), pour une étoile saturante (violet), pour un pixel impacté par un rayon cosmique (rouge) et pour la rampe médiane du fond de ciel (bleu). Les lignes pleines sont les mesures de signal associées, calculés par le pipeline de pré-traitement.

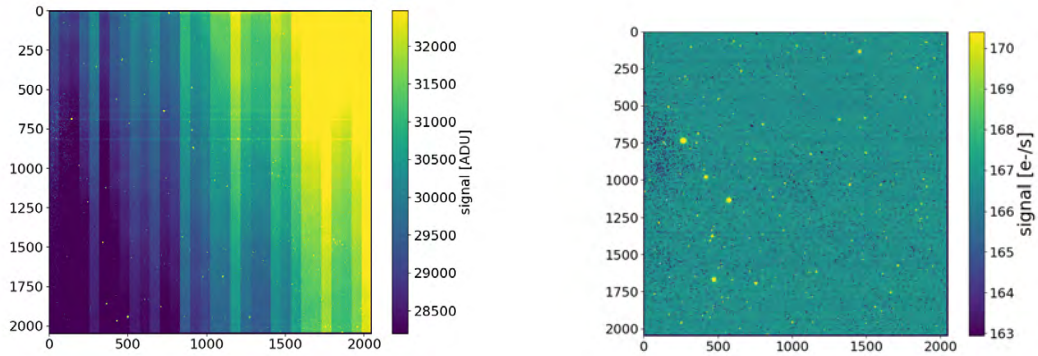


FIGURE 7.4. (1) dernière frame de la rampe (gauche) et (2) résultat du Préproc corrigé du flatfield (droite)

Nous notons ici que le pré-traitement est indépendant de l'acquisition, puisqu'il tourne sur "l'ordinateur CAGIRE", qui est distinct de l'ordinateur d'acquisition, le LLCU présenté au chapitre 3. De cette façon, un problème avec le pré-traitement n'affecterait pas l'acquisition de rampes futures.

7.2 Performances temporelles du pipeline

Un des objectifs du pipeline de pré-traitement est de traiter les rampes rapidement, c'est-à-dire traiter la rampe N pendant l'acquisition de la rampe $N+1$ et avant réception de la rampe $N+1$. En effet, en plus d'effectuer le suivi de l'émission rémanente des sursauts γ détectés par SVOM, les images faites par CAGIRE devraient permettre d'adapter les moyens d'observation lors d'une détection. Fournir rapidement une image du sursaut permettra par exemple d'amener les plus gros télescopes à faire des observations, selon leur diamètre et leurs équipements, et ce malgré la pression d'observation présente sur ce type d'infrastructures. La rapidité du traitement des images de CAGIRE est donc nécessaire pour obtenir un suivi rapide et complet des sursauts γ détectés par SVOM.

Nous avons ici mesuré pour chaque étape du pipeline le temps nécessaire pour effectuer l'action demandée, en fonction du nombre de frames de la rampe. Les résultats sont présentés dans le tableau 7.1. Le pipeline a ici été codé en Python, et est implémentée sur un laptop avec un microprocesseur Intel Core i7-10810U @ 1.10GHz. Les performances devraient être accélérées avec le pipeline final, grâce à l'utilisation du langage Julia et d'un processeur plus puissant.

Nombre de frames considérées	7	20	46	90
Temps d'exposition [s]	9	27	60	120
Trouver les pixels saturés [s]	0.1	0.3	0.6	1.1
Calcul de la limite du fit [s]	0.1	0.3	0.6	1.1
Correction par les pixels de référence [s]	0.6	1.3	2.9	5.8
Création des rampes différentielles [s]	0.3	0.8	1.8	3.6
Calcul du flux, de l'erreur et correction de l'impact des rayons cosmiques[s]	5.4	7.9	14.3	33
Correction de la persistance [s]	2.5	2.5	2.5	2.6
Durée du preprocessing	9	14	24	49

TABLE 7.1. Tableau des temps caractéristiques du pipeline de pré-processing pour traiter les 4 millions de pixels.

Le tableau 7.1 montre que pour des acquisitions de plus de 10s, même dans cette configuration, le temps de pré-traitement est toujours plus court que la durée d'une acquisition, ce qui permet de finir le traitement avant de commencer une nouvelle acquisition, comme souhaité.

7.3 Application du pipeline sur des images du ciel

Afin de valider le fonctionnement du pipeline de pré-traitement, nous l'avons dans un premier temps testé sur des images du ciel acquises avec RATIR. Ces tests nous permettent de confirmer que les cartes retournées par le pipeline sont utilisables par le pipeline d'astronomie, mais aussi de vérifier que le signal retourné pour des étoiles connues est cohérent avec le signal référencé dans les catalogues tels que *2MASS* All-Sky

Catalog of Point Sources, (Cutri et al., 2003). C’est aussi une manière de vérifier que le pré-traitement fonctionne bien sur des rampes dominées par le signal de fond de ciel, illuminées de manière inhomogène et impactées par des rayons cosmiques. Une validation plus détaillée des corrections du pipeline sur des effets précis sera donnée lors des tests sur des rampes simulées, section 7.4.

7.3.1 Pré-traitement des images RATIR

Le pipeline de pré-traitement a été testé sur des images du ciel acquises avec RATIR (the Reionization And Transients InfraRed camera). RATIR est un imageur multi-band optique et proche infrarouge, monté sur le télescope robotique Johnson, équipé d’un miroir de 1,5m de diamètre, à l’Observatorio Astronómico Nacional à Mexico. Cet imageur peut acquérir des images dans les bandes r, i, Z, Y, J et H simultanément. Il est composé de deux détecteurs H2RG de 2040 par 2040 pixels actifs, entourés par 4 colonnes et 4 lignes de pixels de référence, (Butler et al., 2012). Dans l’objectif de tester le pipeline de CAGIRE, les données acquises par RATIR ont été prises en mode *up-the-ramp*. Le mode de fonctionnement de RATIR est ainsi très proche de celui de CAGIRE, en plus d’être présent sur le même site d’observation. Les images acquises par RATIR sont divisées en deux zones, une pour la bande J et une pour la bande H. Nous avons ici utilisé le pipeline sur les images entières, mais nous avons distingué les étoiles observées dans la bande J des étoiles observées dans la bande H. La figure 7.5 représente le signal et l’erreur associée, calculés pour la bande H.

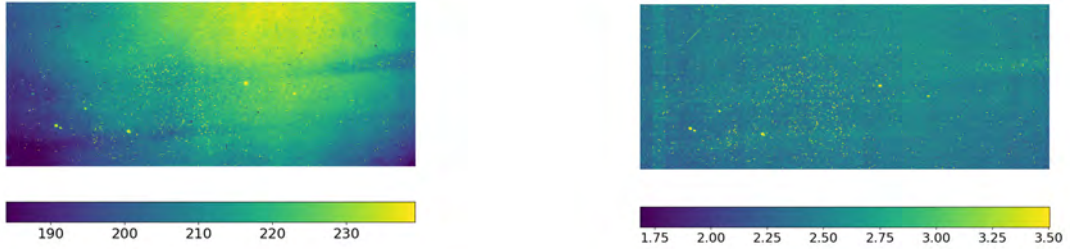


FIGURE 7.5. Exemple d’une carte de flux et de l’erreur associée, dans la bande H

Les données étudiées sont composées de 30 frames, acquises toutes les 1,45 s. Nous avons utilisé ces données pour calculer le signal des rampes prises par RATIR, en utilisant le pipeline de CAGIRE. Il faut cependant noter que nous n’avons pas pu appliquer toutes les étapes du pré-traitement, et notamment celles qui utilisent des cartes de calibration. Je n’ai par exemple pas pu calculer la frame pour laquelle la rampe dépasse 80% de la saturation, et tous les pixels sont donc traités de la même manière jusqu’à la fin de la rampe. De plus, les pixels saturés et les pixels non opérationnels n’ont pas pu être annotés, et la correction de persistance n’a pas été effectuée. Cependant, j’ai appliqué la correction par les pixels de référence et construit toutes les cartes de sortie excepté la carte du nombre de frame utilisées et des pixels saturés. Malgré l’absence de ces cartes

de calibration, le pipeline n'a pas rencontré de problème particulier lors du traitement des rampes acquises par RATIR. Nous sommes donc confiants sur la robustesse du pipeline.

Les cartes fournies par le pipeline de pré-traitement sont ensuite utilisées par le pipeline d'astronomie. Ce pipeline permet entre autres d'extraire les sources des cartes de signal et de croiser les sources trouvées avec celles d'un catalogue d'étoile. Si une source observée n'est pas présente dans les catalogues, un potentiel sursaut γ est identifié, donnant confirmation d'un sursaut détecté par SVOM par exemple. Nous présentons dans la section suivante le type de traitement d'astronomie qui sera effectué sur les cartes pré-traitées. Ce traitement est simplifié, restreint au traitement d'une carte à la fois (pas de combinaison d'images) et ne fait pas partie du processus de pré-traitement, mais vise à tester la fiabilité des données de sortie du pipeline.

7.3.2 Résultats

L'objectif de cette section est de présenter l'utilisation des résultats du pipeline de pré-traitement pour extraire des données d'astronomie. Les traitements effectués visent à voir si une carte de signal pré-traitée permet une bonne détection des sources observées et une estimation correcte de leur magnitude.

Dans un premier temps, nous utilisons la carte de signal pré-traitée, voir figure 7.5, pour extraire les sources avec `Source Extractor` (Bertin & Arnouts, 1996). Ce logiciel prend en entrée une carte du ciel et les paramètres caractéristiques de l'observation et de l'instrument. Parmi ces paramètres, seuls certains ont été ajustés dans les sections suivantes tels que : le zero-point, le gain, le seuil de bruit au dessus duquel une source peut être identifiée ou le nombre de pixels minimum au dessus de ce seuil pour identifier une source. Il extrait ensuite des sources dans l'image, et retourne une liste comportant leurs positions, leur magnitudes et l'erreur sur la magnitude, entre autres informations. Nous croisons ensuite la liste de positions obtenue avec les étoiles présentes dans le catalogue *2MASS* All-Sky Catalog of Point Sources, (Cutri et al., 2003) grâce à *Astrometry.net* (Blanton & Roweis, 2010). Ce logiciel permet de rentrer une liste de sources avec leurs magnitudes, et d'identifier celles qui font parties du catalogue demandé (ici *2MASS*). *Astrometry.net* retourne alors une liste des sources identifiées comme faisant partie du catalogue.

Nous comparons finalement le nombre de sources identifiées avec le nombre de sources détectées, et la magnitude mesurée par `Source Extractor` avec la magnitude du catalogue *2MASS*. Les magnitudes estimées par `Source Extractor` ont été calculées sans référence à la magnitude zéro de l'instrument. Pour les rendre comparables avec celles fournies par *2MASS*, nous avons ajouté un offset correspondant à la différence de magnitude entre *2MASS* et `Source Extractor` pour l'étoile détectée la plus brillante.

Nous obtenons ici 90,3 % de "bonnes" extractions, c'est à dire de sources détectées par `Source Extractor` dans les images pré-traitées et dont la position et la magnitude correspondent bien à des étoiles du catalogue *2MASS*. Cependant, les fausses détections sont localisées dans un coin du détecteur présentant une ombre, voir figure 7.6 , et

Nombre d'extractions par Source Extractor	31
nombres d'extractions associées à une source de <i>2MASS</i>	28
Pourcentage de "bonnes" extractions[%]	90.3

TABLE 7.2. Nombre de sources extraites dans nos cartes, nombre de sources extraites associées au catalogue *2MASS*, et pourcentage de "bonnes" extractions correspondant.

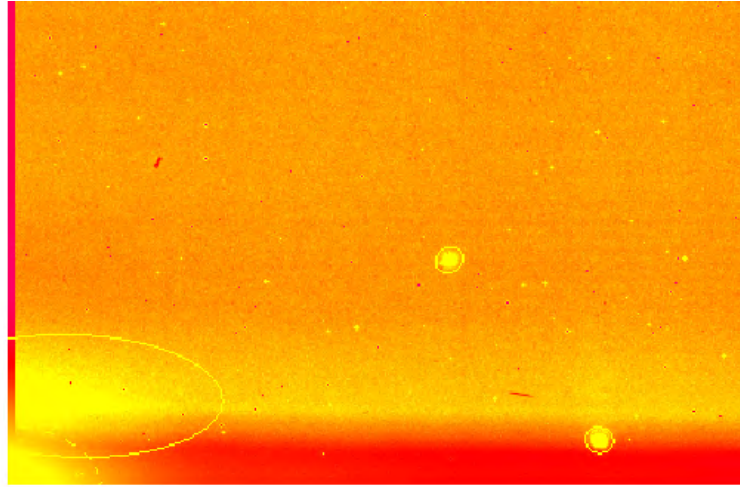


FIGURE 7.6. Exemple de défaut de la carte de signal, identifié comme une source par Source Extractor

pourraient probablement être évitées avec les cartes de calibration.

Nous avons par la suite comparé les magnitudes mesurées par Source Extractor et les magnitudes du catalogue *2MASS*, figure 7.7. Les points bleus et rouges correspondent respectivement aux bandes J et H. Les magnitudes estimées sont donc cohérentes avec les résultats de *2MASS*, notre objectif n'étant pas de trouver des magnitudes précises mais seulement de vérifier la cohérence de nos cartes de signal. En effet, ces magnitudes sont estimées à partir d'une seule image, sans correction du signal de fond de ciel, et avec une connaissance très limitée du logiciel Source Extractor. Le pipeline d'astronomie de CAGIRE produira des magnitudes bien plus précises.

Cependant, ces premiers résultats démontrent que le pipeline de pré-traitement remplit son rôle, en fournissant, à partir d'images réalistes du ciel, des images nettoyées des effets détecteurs et prêtes à être analysées par le pipeline d'astronomie. De plus le pipeline de pré-traitement a montré sa robustesse, car il fonctionne ici sur des images moins "propres" que les images simulées et fonctionne tout de même sans problème. Enfin, CAGIRE est composée de pixels ciel plus larges que ceux de RATIR, étudiera un champ de vue plus large, et utilise un capteur différent. Les paramètres du pipeline seront donc adaptés pour les images acquises par CAGIRE.

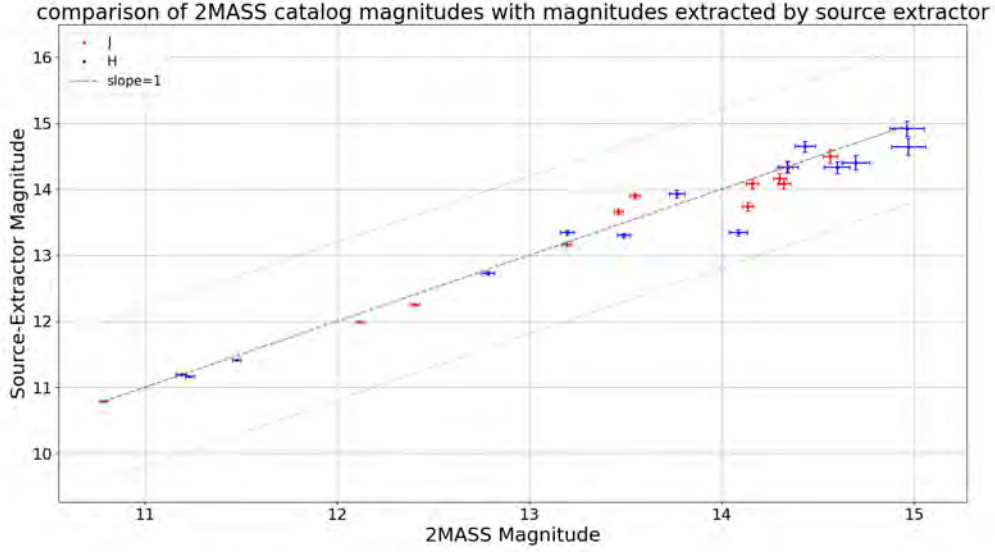


FIGURE 7.7. Comparison of the magnitudes measured by Source Extractor with magnitudes in the *2MASS* All-Sky Catalog of Point Sources

7.4 Validation des performances du pipeline sur des images simulées

Les rampes produites par le simulateur, peuvent nous permettre de (a) valider le pipeline de pré-traitement en traitant les rampes simulées avec le Preproc et en comparant les magnitudes des étoiles extraites sur ces cartes avec les magnitudes référencées dans le catalogue *2MASS*, (b) évaluer l'impact de certaines corrections comme la correction des non-linéarités de la rampe, la prise en compte de la saturation, la correction du flatfield et la correction de la persistance. C'est l'analyse de l'impact de ces différentes corrections que nous cherchons à mener ici.

Les premiers tests sont basés sur la simulation d'une rampe de 60 s dans la bande J, dans le champ du sursaut GRB 090423, détecté par GROND en $[RA - DEC] = [148,7834^\circ - 18,167^\circ]$, avec un redshift de $z = 8,26$. L'image pré-traitée est présentée figure 7.8a., où la position du sursaut est notifiée par une flèche. Un zoom sur le sursaut est présenté 7.8b.

Les vérifications du pipeline se déroulent comme suit

- La rampe simulée est traitée par le pipeline de pré-traitement, produisant une carte de signal.
- La carte de signal est divisée par la carte de flatfield. Une comparaison entre la carte avant et après soustraction du flatfield est donnée figure 7.9

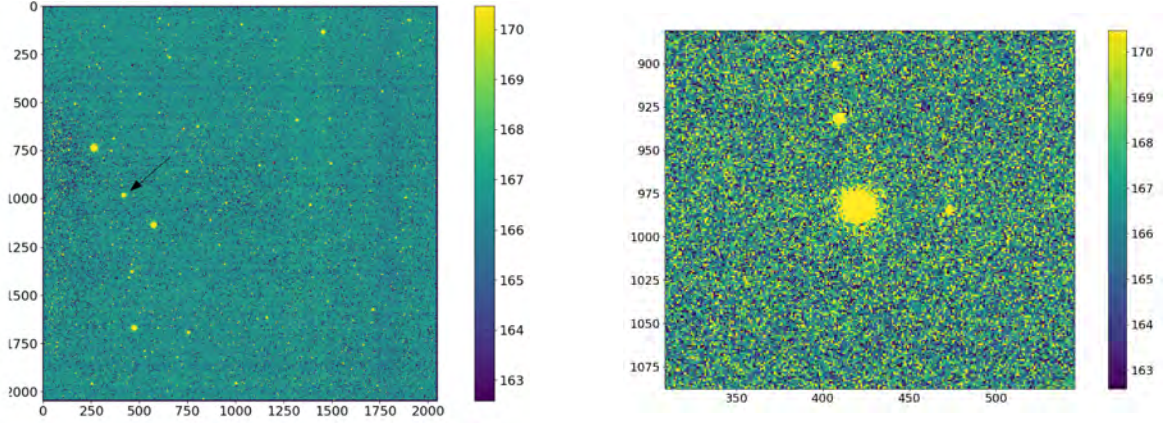


FIGURE 7.8. a. Carte du ciel simulée et traitée par le PreProc, le sursaut est localisé par une flèche noire (gauche), et b. zoom sur le GRB simulé, le pixel central est saturé (droite).

- Les sources sont recherchées et identifiées à l'aide du logiciel `Source Extractor` (Bertin & Arnouts, 1996). Les paramètres utilisés dans `Source Extractor` sont présentés dans le tableau 7.3.
- Les sources extraites sont ensuite croisées avec le catalogue *2MASS*, et leurs magnitudes comparées avec celles du catalogue. Ceci permet notamment de mesurer la contribution du pipeline dans la production d'images adaptées pour le traitement astrophysique. Les magnitudes du catalogue *2MASS*, exprimées dans le système Véra ont été converties en magnitudes AB, en leur ajoutant un coefficient de 0.89 mag en bande J.

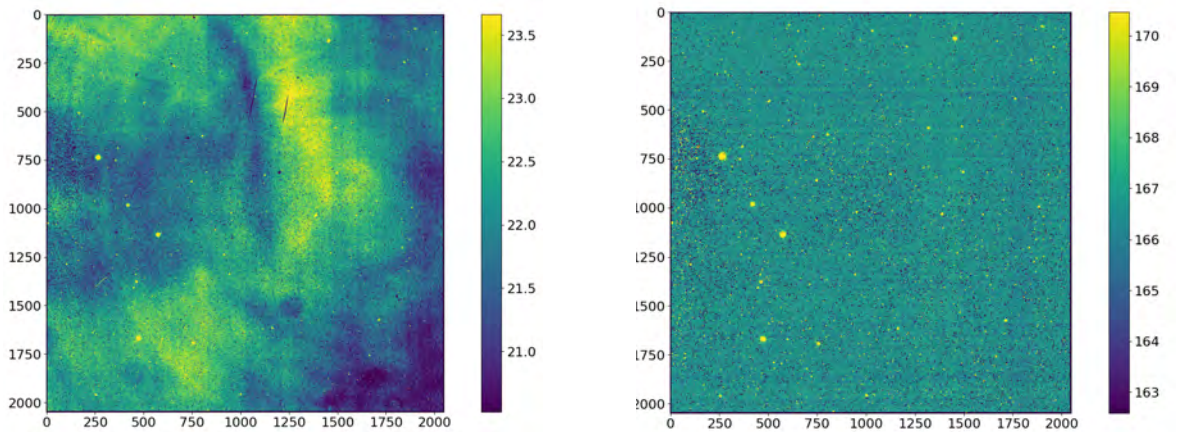


FIGURE 7.9. a. Flux avant (gauche) et b. après correction par le flatfield (droite)

Nous notons ici que les dernières étapes de ce traitement représentent grossièrement le travail effectué par le pipeline de traitement astrophysique. Le rôle de cette analyse n'est pas de présenter les performances de CAGIRE, mais de vérifier que le pré-traitement fonctionne et ne produit pas d'effets indésirables, lorsqu'il est appliqué à des rampes simulées.

Parametres	Valeur
DETECT MINAREA	9
DETECT THRESH	3
ANALYSIS THRESH	3
PHOT APERTURES	5
MAG ZEROPOINT	23.39

TABLE 7.3. Parametres de Source Extractor

7.4.1 Performances générales

Dans un premier temps, nous mesurons sur les rampes simulées un fond de ciel de 22.1 ADU/frame, soit 166 électrons/s, ce qui est cohérent avec l'estimation d'environ 160 électrons/s attendus en J sur CAGIRE.

Par la suite, lorsque nous comparons les sources extraites dans notre carte de signal corrigée du flatfield, avec celles du catalogue *2MASS*, nous obtenons 97.5% de bonnes détections et identifications. Les cinq sources trouvées par Source Extractor qui ne sont pas référencées dans *2MASS* sont : le sursaut simulé et 4 fausses détections liées à la persistance d'étoiles saturées dans l'exposition précédente (avec des magnitudes J allant de 9.1 à 11.1).

La figure 7.10(a) présente la comparaison entre les magnitudes extraites dans notre image pour les 97.5% de bonnes détections avec les magnitudes du catalogue *2MASS*. Cette figure traduit quelques traits caractéristiques : (i) une bonne adéquation avec les magnitudes de *2MASS* dans l'ensemble, (ii) une sous-estimation du signal pour certaines sources de faible luminosité, avec une magnitude $J > 15$, et (iii) une légère sur-estimation du signal pour les étoiles les plus brillantes. Nous discutons rapidement ces caractéristiques ci-dessous.

- (i) Les magnitudes mesurées sur l'image pré-traitée sont globalement en accord avec les magnitudes en entrée. La différence a une médiane $\Delta J = 0,11$ mag et une écart-type de 0,33 mag. Cette différence est due au choix d'un *zero-point* grossier, qui n'est pas précis à 0,1 magnitudes près.
- (ii) Après vérification, ces étoiles sont localisées sur des pixels froids ou morts. Les pixels froids réduisent en effet le signal mesuré sur l'étoile. Cet effet devrait être pris en compte par le pipeline de traitement astrophysique, en utilisant la carte de calibration des pixels froids ou morts.
- (iii) Les étoiles les plus brillantes incluent des pixels quiaturent dès la première ou la deuxième frame. Ceci rend l'évaluation du signal difficile pour ces pixels, et l'estimation du signal est ainsi moins précise.

La figure 7.10(b) présente le même type de comparaison pour une région du ciel avec une densité d'étoiles plus forte. Le champ a été centré autour de $[RA ; DEC] = [214.477^\circ ; -45.411^\circ]$, dans lequel aucun sursaut n'a été simulé. Une carte du signal dans cette région du ciel est donnée figure 7.11.

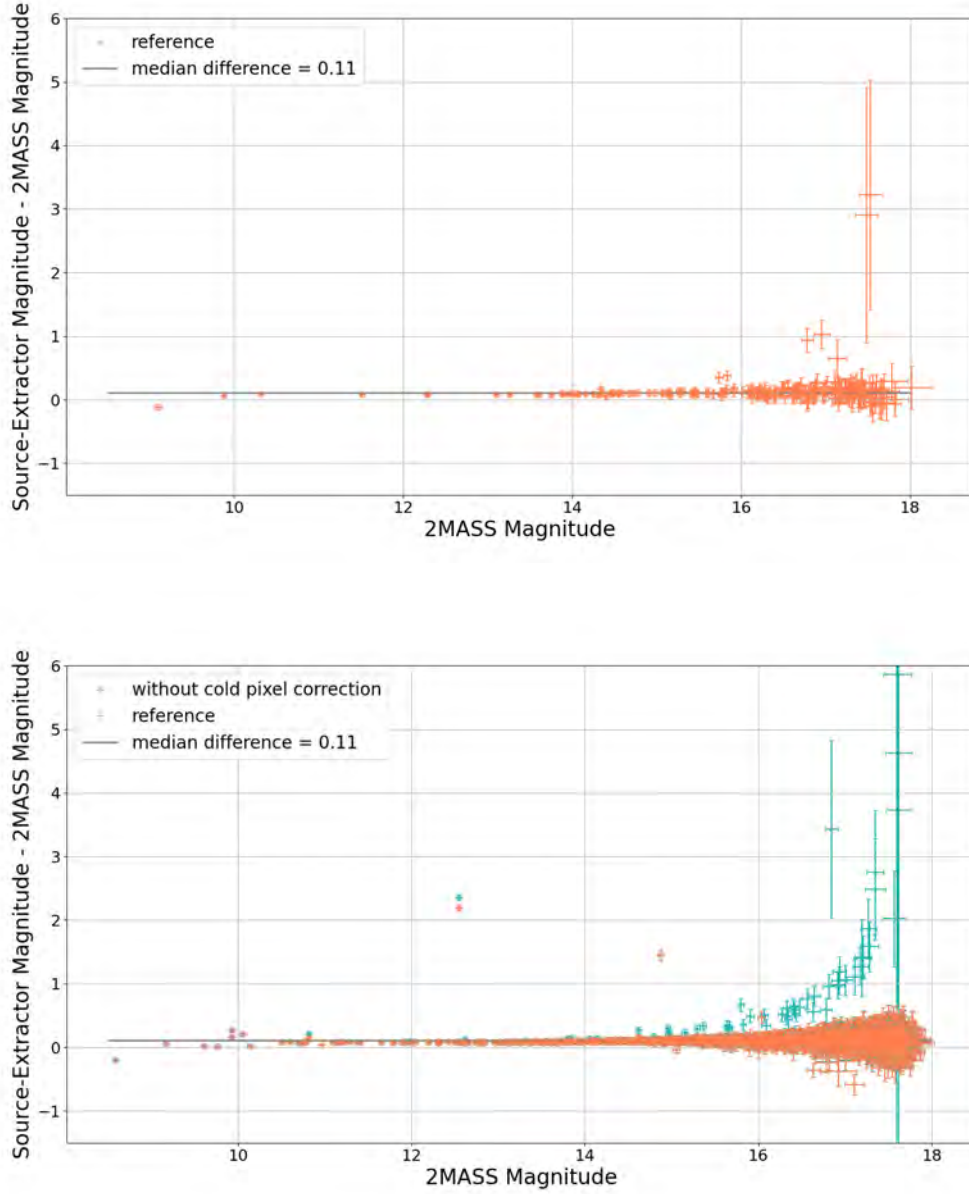


FIGURE 7.10. Différence entre les magnitudes estimées par Source Extractor et les magnitudes *2MASS*, en fonction des magnitudes *2MASS*. a. Pour un champ de vue centré autour de $[RA; DEC] = [148.895^\circ; 18.6^\circ]$ et b. Pour un champ de vue centré autour de $[RA; DEC] = [214.477^\circ; -45.411^\circ]$

Sans persistance de l'acquisition précédente, nous obtenons ici 100% de bonnes détections. Les points bleus correspondent à des magnitudes obtenues sans correction des pixels froids (point (ii) de la discussion ci-dessus). Les points oranges montrent l'impact d'une

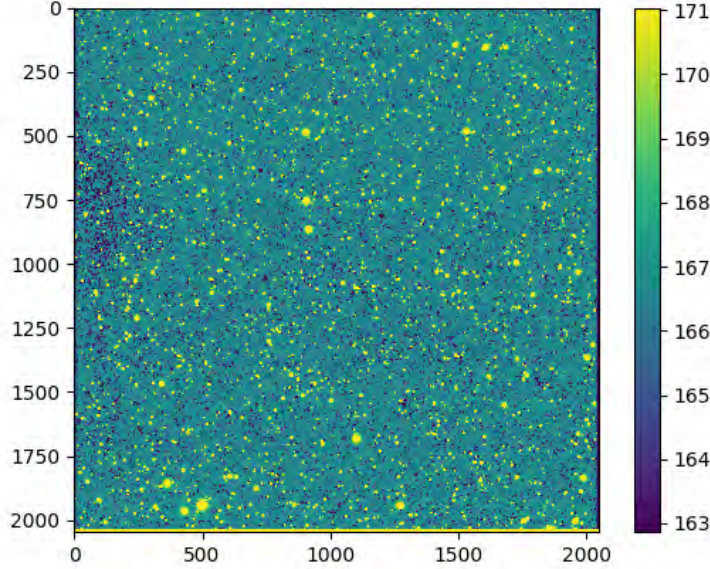


FIGURE 7.11. Carte du ciel sur une région centrée autour de $[RA ; DEC] = [214.477^\circ ; -45.411^\circ]$, avec une plus grande densité d'étoiles.

correction simple, remplaçant le signal des pixels froids par la médiane du signal des 8 pixels autour. Il est intéressant de voir que cette simple correction améliore l'estimation de la magnitude des étoiles à faible luminosité localisées sur des pixels froids, donnant de bonnes indications pour le pipeline de traitement astronomique. Les conclusions sont les mêmes que pour la figure 7.10(a), excepté pour les étoiles localisées sur des pixels froids qui ont été corrigées. De plus, les 3 étoiles présentant des magnitudes fortement sous estimées sont localisées sur des bords du détecteur. Ce second champ de vue, sans persistance, sans ajout de sursaut, et corrigé du flatfield et des pixels froids, sera notre référence pour les sections suivantes.

Nous allons maintenant présenter l'impact et les bénéfices des différentes corrections du pipeline, en prenant ce champ pour exemple.

7.4.2 Mesurer le signal avant la saturation

Mesurer le signal toutes les 1,33 s permet de calculer le signal de sources très brillantes avec seulement la partie non saturée de la rampe. Nous avons en effet choisi de travailler sur des rampes différentielles jusqu'à 70% de la saturation, pour chaque pixel. Pour démontrer l'importance de cette approche, nous comparons dans la figure 7.12 les magnitudes estimées sans connaître la frame à laquelle on sature (points bleus), avec celles calculée avec la méthode de référence (points oranges), en connaissant la frame de saturation. La figure représente la différence entre les magnitudes estimées par Source Extractor et les magnitudes de *2MASS*, en fonction des magnitudes de *2MASS*.

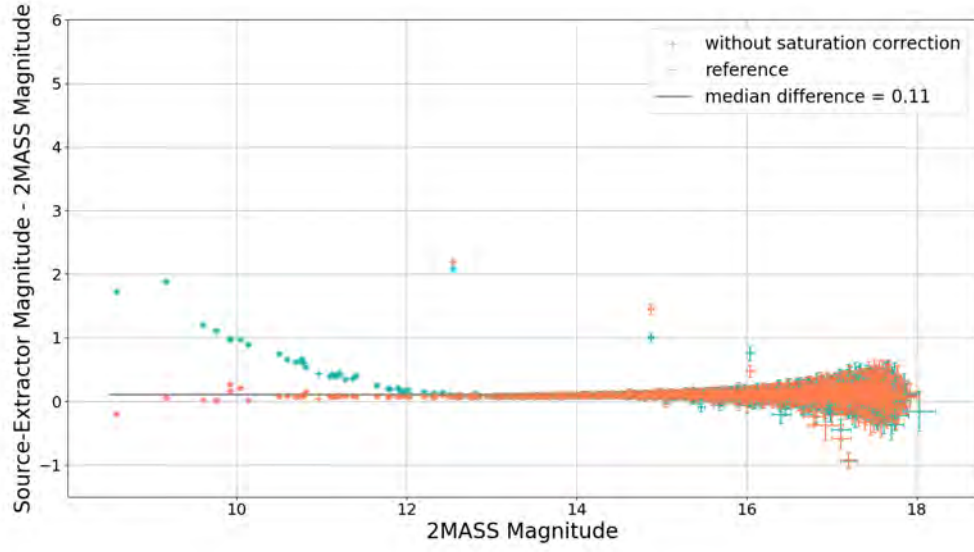


FIGURE 7.12. Différence entre les magnitudes estimées par Source Extractor et les magnitudes *2MASS*, en fonction des magnitudes *2MASS*. Les points orange sont les résultats obtenus avec le pipeline complet, présenté figure 7.10(a). Les points bleus sont les magnitudes calculées avec les pixels saturés mis à la saturation.

Connaître la frame pour laquelle le signal sature permet de récupérer la magnitude d'étoiles très brillantes dans la gamme $J \simeq 10\text{-}12$ mag, pour lesquels le signal serait sous estimé de façon significative dans l'autre cas.

7.4.3 Traiter avec les non-linéarités

Les non-linéarités des rampes (liées à la capacité du pixel) sont corrigées grâce au coefficient γ défini dans la section 4.4.4. La figure 7.13 compare la magnitude mesurée avec (points oranges) et sans (points bleus) considération des non-linéarités de la rampe. Le graphique traduit dans les deux cas la différence entre la magnitude calculée pour la simulation et la magnitude référencée dans *2MASS*, en fonction de la magnitude de *2MASS*. Le signal non corrigé de la non-linéarité est plus dispersé (voir figure 7.14), entraînant une perte de sensibilité aux sources faibles. En effet, avec notre paramétrisation grossière de `Source Extractor`, 60 % des étoiles détectées au-delà de magnitude $J = 16$ ne sont pas détectées lorsque la non-linéarité n'est pas corrigée.

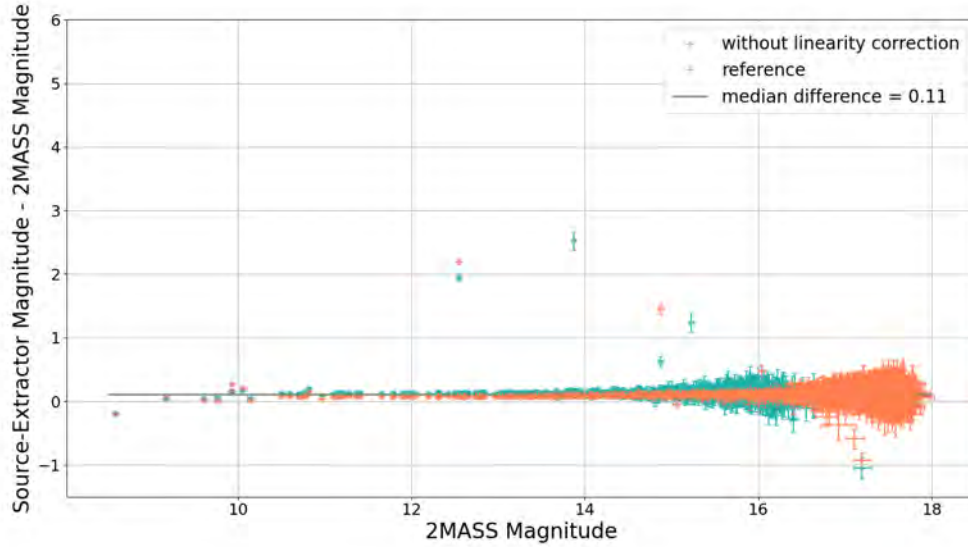


FIGURE 7.13. Différence entre les magnitudes estimées et les magnitudes *2MASS*, en fonction des magnitudes *2MASS*. Les points orange sont obtenus avec le pipeline complet, présentés figure 7.10(a). Les points bleus sont les magnitudes calculées pour un signal estimé comme valeur médiane de la rampe, donc sans effectuer la correction des non-linéarités.

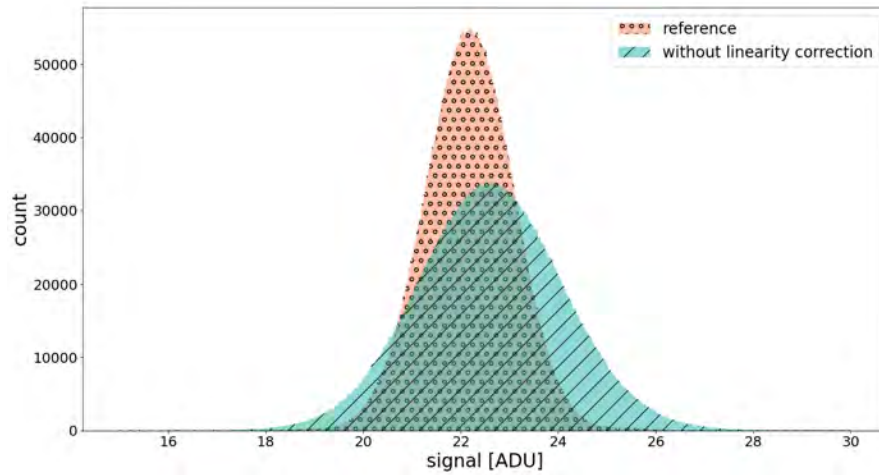


FIGURE 7.14. Histogramme du signal de fond de ciel, avec et sans correction de la non-linéarité (NL). L'histogramme orange correspond au signal mesuré par le pré-traitement, incluant la correction de la NL décrite en 6.4. Pour l'histogramme en bleu, le signal est calculé en mesurant la médiane de la rampe différentielle, sans corriger les NL.

7.4.4 Impact de la correction par le champ plat

Avant de calculer les magnitudes, les cartes de signal produites par le pipeline doivent être corrigées du flatfield. La figure 7.15 compare les magnitudes calculées avec (points oranges) et sans (points bleus) la division par le flatfield détecteur. Le graphique traduit dans les deux cas la différence entre la magnitude calculée pour la simulation et la magnitude référencée dans *2MASS*, en fonction de la magnitude de *2MASS*. Nous pouvons voir qu'en dessous de magnitude $J = 17$, les magnitudes sont bien estimées, mais qu'au-delà, les étoiles plus faibles peuvent ne pas être détectées si le flatfield n'est pas appliqué. Seulement 1090 étoiles sont trouvées sur la carte non corrigée, contre 2144 lorsque le flatfield est soustrait. De plus, l'absence de correction du flatfield entraîne 3 fausses détections qui disparaissent lorsqu'il est corrigé.

Évidemment, le flatfield utilisé ici n'est pas représentatif de la situation réelle, avec CAGIRE au foyer de COLIBRÍ, pour deux raisons : le flatfield sera très différent lorsqu'il prendra en compte la totalité du télescope, de la caméra et du détecteur, et il sera traité par le pipeline astrophysique qui viendra après le pipeline de pré-traitement. Les discussions précédentes permettent cependant d'illustrer l'impact des non-uniformités du détecteur seul.

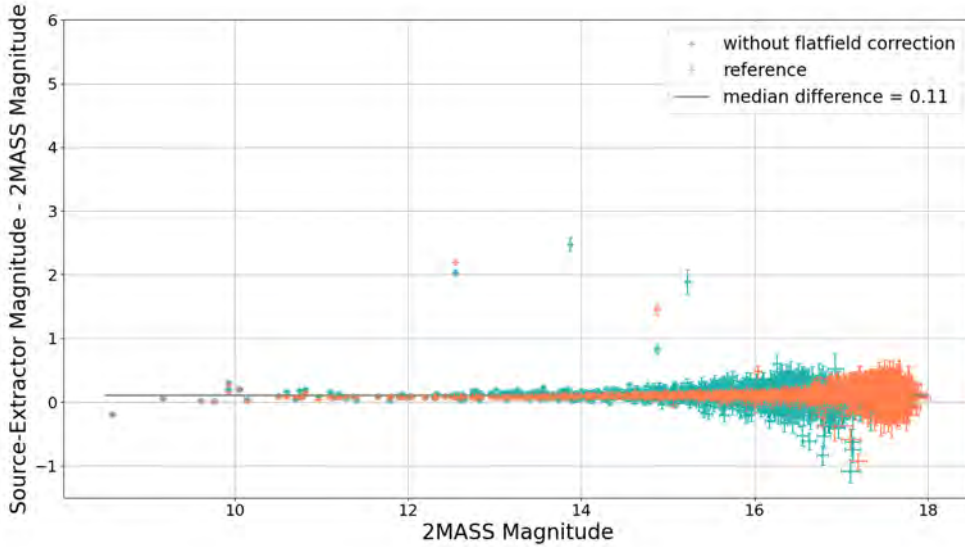


FIGURE 7.15. Différence entre les magnitudes estimées par Source Extractor et les magnitudes *2MASS*, en fonction des magnitudes *2MASS*. Les points orange sont les résultats obtenus avec le pipeline complet, présentés figure 7.10(a). Les points bleus sont les magnitudes calculées sur la carte de signal non corrigée du flatfield.

7.4.5 Impact de la persistance sur la détection de sources

Alors que la persistance dans les détecteurs en MCT est un phénomène complexe, impliquant de nombreux processus physiques, les caractérisations faites par le CEA-IRFU ont montré que l'on pouvait la modéliser de façon satisfaisante avec une somme de 3 exponentielles (voir section 3.6.1). L'impact de la persistance est illustré figure 7.16, montrant l'évolution de la persistance intégrée après une illumination à deux fois le niveau de saturation, à $t=0$. Les traits roses verticaux traduisent le signal de persistance accumulé pendant une exposition de 60 s, prises à différents temps après l'illumination (de 0 à 4 min). Le signal de persistance peut être comparé aux fluctuations du ciel, qui s'élèvent à $\sim 300 e^-$ pour une exposition de 60 s en bande J (3σ). La figure 7.16 montre que le signal de persistance domine le bruit de fond de ciel et doit être pris en compte seulement lors de la rampe prise immédiatement après l'illumination. Au contraire, une illumination à $t=0$ min n'affectera pas de façon significative les rampes prises plus d'une minute après l'illumination.

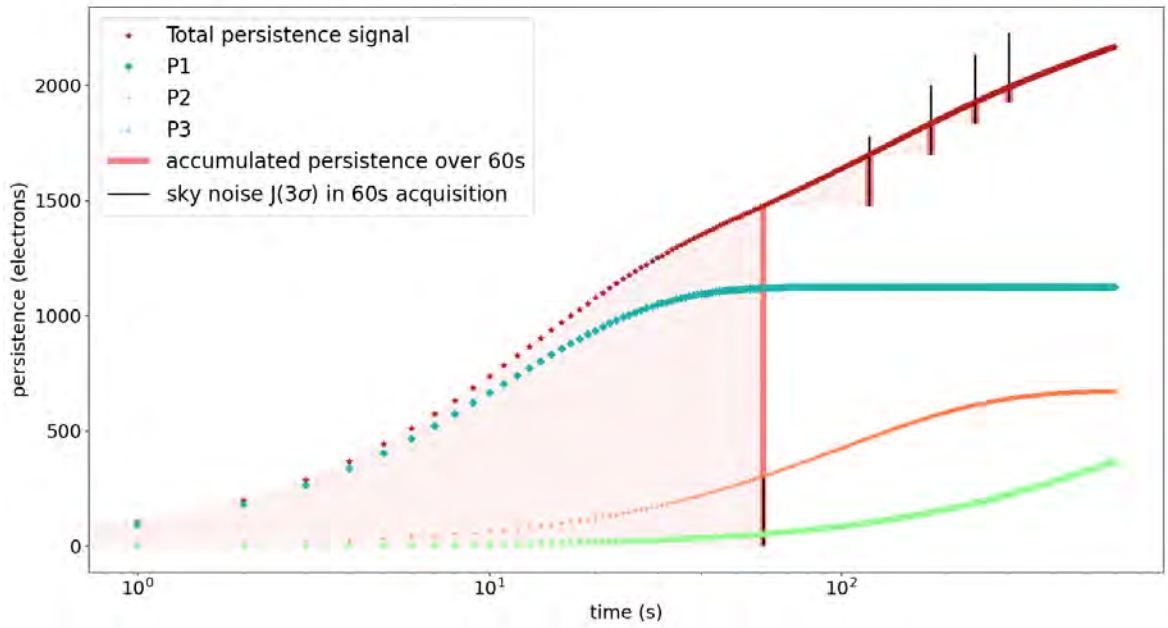


FIGURE 7.16. Signal de persistance médian intégré en fonction du temps en échelle log, après une illumination à deux fois le niveau de saturation, à $t=0$. Le signal de persistance totale, $P(t)$, est tracé en rouge. Les courbes bleu, orange et verte représentent respectivement la première, la seconde et la troisième composante de l'équation 4.1. Les lignes verticales roses, représentent le signal de persistance accumulé pendant une acquisition de 60 s, terminant à $t = 60$ s, $t = 120$ s, $t = 180$ s, $t = 240$ s, et $t = 300$ s. Cette hauteur doit être comparée à la taille des lignes noires, représentant le signal du ciel (3σ) en bande J, pour une exposition de 60 s.

La figure 7.16 nous donne ainsi de bonnes indications sur l'impact de la persistance d'une rampe sur l'autre, montrant qu'à ce niveau, la persistance d'une rampe ne devrait impacter que la rampe la suivant immédiatement. Cependant dans le cas de deux acquisitions consécutives, la persistance d'une étoile brillante apparaît comme un signal qui s'atténue au cours de la rampe, et pourrait être confondu avec l'émission rémanente d'un sursaut. Cette étude préliminaire a pour but de vérifier si le signal de persistance d'une étoile brillante peut être détecté sur la courte durée d'une rampe, et montrer l'intérêt de la procédure d'atténuation de la persistance implémentée dans le Préproc. Nous simulons ici deux rampes avec des délais variables entre la fin de la première et le début de la seconde. Les deux rampes couvrent le même champ de vue, avec un décalage de $+0.04 / -0.12$ degrés en RA / DEC pour la seconde rampe (soit $+222 / -665$ pixels). La persistance générée par la première rampe est modélisée comme expliqué en section 6.5. Le pipeline de pré-traitement habituel est ensuite appliqué sur la seconde rampe, avec ou sans correction de persistance, et nous vérifions si le signal de persistance de la première rampe conduit à de fausses détections sur la seconde.

Afin d'atténuer la persistance, le pipeline soustrait le signal de persistance calculé à partir du modèle décrit en 7.1.2, aux pixels qui ont saturé dans la première rampe. Ce modèle est ici adapté aux données disponibles et aux échelles de temps considérées, et la persistance est modélisée avec une somme de deux exponentielles et les cartes A_1 , A_2 , τ_1 et τ_2 acquises au CEA.

Nous simulons des rampes dans différents cas :

- Sans persistance.
- Avec de la persistance mais sans délai entre les deux acquisitions.
- Avec persistance et un délai variable entre les 2 acquisitions, allant de 1 min à 10 min.
- Avec de la persistance, sans délai entre les deux acquisitions mais avec une procédure de réduction de la persistance.
- Avec de la persistance, un délai de 1 min ou 2 min entre les deux acquisitions et avec une procédure de réduction de la persistance.

La figure 7.17 présente un zoom sur les rampes simulées pour ces différents cas pour un pixel illuminé par une étoile brillante dans la première rampe. Nous voyons que, après une minute, le signal additionnel de persistance a considérablement réduit et se trouve dans la barre d'erreur. Cette tendance a été confirmée sur 4 autres pixels, présentés dans la table 7.4, qui montre l'impact relatif de la persistance sur le signal de chaque pixel. Nous calculons ici l'écart relatif entre le signal avec persistance (dans les différents cas) et le signal sans persistance. Cette valeur est comparée à l'erreur sur l'estimation du signal.

Cette étude montre qu'après 1 minute, l'impact de la persistance est dans la limite d'erreur à 1σ sur l'estimation du signal basé sur une rampe seule. Avec un maximum d'illumination à 200 % de la saturation, la persistance d'une rampe ne devrait impacter fortement que la rampe suivante. Cela confirme également que pour deux rampes

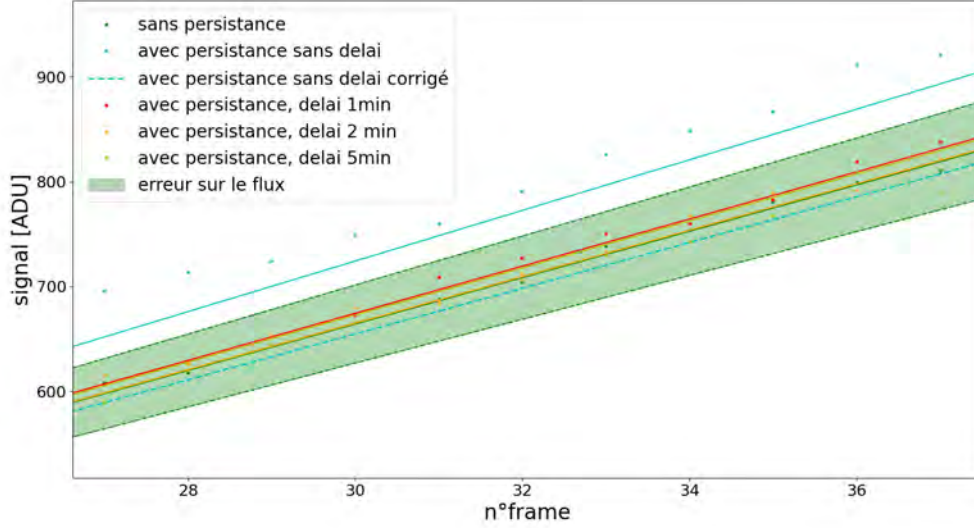


FIGURE 7.17. Rampes simulées (pointillés) et signal estimé par le pipeline de pré-processing (lignes pleines) pour un pixel impacté ou non par la persistance. La courbe en cyan représente le signal impacté par la persistance, sans délai entre les deux acquisitions. Les courbes rouge, orange, jaune, et violette représentent le signal du même pixel impacté par de la persistance avec des délais de 1min, 2min, 3min et 5min respectivement. La droite noire représente le signal impacté par de la persistance mais corrigé par le pipeline. Finalement la courbe verte représente le signal sans impact de la persistance. La région verte est l'erreur à 1σ sur l'estimation du signal.

consécutives, la persistance peut mener à de fausses détections.

La procédure d'atténuation de la persistance, quant à elle, entraîne un signal correctement estimé, comme on peut le voir dans la table 7.4. Lorsque l'on croise les sources identifiées dans la carte corrigée avec celles identifiées dans *2MASS*, on ne trouve plus de fausse détection. Pour confirmer ces observations, la différence relative entre le signal corrigé et le signal sans persistance est indiqué dans les trois dernières colonnes du tableau 7.4.

En se basant sur le pré-traitement de rampes simulées, nous sommes donc optimistes quant à la capacité du pipeline de pré-processing à pourvoir des cartes de signal adaptées, mais aussi corrigées de la persistance de l'acquisition précédente.

Par ailleurs, la persistance est ici simulée à partir d'une caractérisation de la persistance dans l'obscurité. Dans le cas de CAGIRE, nous étudions des images prises avec un fond de ciel de l'ordre de 160 e-/s/pix en J et de 1250 e-/s/pix en H. L'impact de cette illumination sur la persistance ne sera mesuré que lors des caractérisations au CPPM, et l'effet de la persistance présenté ici devrait représenter le pire des cas. Les mesures

délai	0min	1min	2min	5min	10min	0min	1min	2min	mag.
	avant correction					après correction			
pix.1	21.4 %	7.9 %	4.0 %	5.0 %	1.1 %	- 1.3 %	1.6 %	0.2 %	9
pix.2	8.2 %	2.7 %	3.2 %	1.6 %	-0.5 %	-1.7 %	-0.2 %	2.5 %	11
pix.3	9.1 %	1.6 %	1.3 %	1.3 %	-0.4 %	- 1.4 %	-0.3 %	0.1 %	12
pix.4	9.9 %	1.7 %	-2.7 %	-2.4 %	-3.4 %	-2.3 %	-0.1 %	-3.7 %	10
pix.5	13.2 %	4.4 %	3.6 %	1.3 %	-0.8 %	-1.7 %	2.6 %	2.5 %	11

TABLE 7.4. Pourcentage de différence entre le signal mesuré avec et sans persistance, pour différents pixels et différents délais entre 2 acquisitions. Ces valeurs doivent être comparées au ~ 6 % d'erreur sur le calcul du signal pour une rampe. Les 3 avant dernières colonnes traduisent la différence relative pour le signal après correction par le pipeline de pré-traitement. Les valeurs en gras excèdent l'erreur à 1σ sur l'estimation du signal. La dernière colonne donne la magnitude en de l'étoile à l'origine de la persistance.

au CPPM nous permettront de réévaluer cet impact et d'adapter la correction de la persistance lors du pré-traitement.

7.4.6 Impact du cross talk sur la détection de sources

Nous avons montré dans les parties 4.1.1 et 4.8 que le cross-talk était très faible sur le détecteur ALFA de CAGIRE. Avec un pourcentage de cross-talk maximum d'environ 0.8 % dans chaque direction, celui-ci ne devrait pas être problématique sur les cartes de signal, et n'est d'ailleurs pas traité par le pipeline de pré-traitement. Afin de vérifier cela, nous avons comparé deux cartes de signal obtenues à partir d'une rampe simulée avec cross-talk et d'une rampe simulée sans cross-talk. Le cross-talk modélisé pour ces tests est de 0.8 % dans chaque direction afin de bien voir l'impact du cross-talk lorsqu'il est surestimé. Nous avons ensuite comparé les magnitudes mesurées dans les deux cas, en calculant la différence de signal obtenu. Un histogramme est donné figure 7.18. Nous notons une différence de magnitude centrée autour de $-0,003$ mag, avec un écart-type de 0,14 mag. Le cross-talk, en comparaison des autres effets, n'a donc qu'un impact marginal sur la qualité de l'image, ce qui justifie qu'il ne sera pas corrigé.

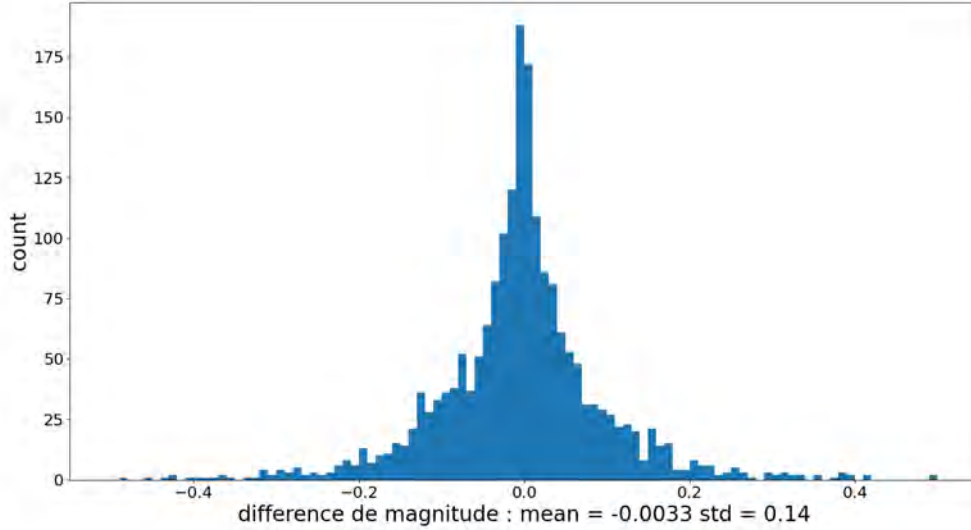


FIGURE 7.18. Histogramme de la différence entre les magnitudes estimées sur une carte avec cross talk et les magnitudes estimées sur une carte sans cross talk. On note une différence de -0.0033 ± 0.14 mag

7.4.7 Conclusions sur la validation du pipeline sur les images simulées.

La construction de rampes simulées réalistes a été une étape importante pour valider le pipeline de pré-traitement. Nous avons montré que le Préproc prenait en compte efficacement les effets détecteurs comme la saturation des pixels ou les non-linéarités de la rampe, et produisait des cartes adaptées du signal reçu par le détecteur. Ces simulations ont aussi mis en avant le besoin de prendre en compte la persistance de l'acquisition précédente pour éviter de détecter de "fausses" étoiles.

Si les simulations permettent des tests "end-to-end" du Préproc, et une évaluation de ces performances, elles représentent également un cas idéal, et le Préproc devra certainement être adapté à des images prises avec le détecteur réel, regardant le ciel réel et le télescope réel.

Pour traiter cette situation, le Préproc utilise un nombre de paramètres ajustables, qui seront adaptés pendant la phase de conditionnement de l'instrument, afin de fournir des cartes de signal propres au pipeline d'astronomie.

Résumé du chapitre 7

Le pipeline de pré-traitement des images de CAGIRE vise à produire des images adaptées au traitement astrophysique, c'est-à-dire corrigées des effets détecteur et de certains effets environnementaux. De plus, un des rôles de COLIBRÍ est l'identification rapide et la localisation précise de l'émission rémanente de sursauts γ détectés par SVOM. CAGIRE doit alors garantir de fournir des images "propres" au pipeline d'astronomie, rapidement après l'acquisition d'une rampe. Le pipeline fournit ainsi une carte du signal reçu et de son erreur, le nombre d'images utilisées pour calculer le signal, la position des pixels impactés par les rayons cosmiques et la frame d'impact, la position des pixels saturés et la frame de saturation, ainsi qu'une carte de correction de la persistance.

Pour cela, le pipeline a besoin des différentes cartes de calibration présentées dans le chapitre 5. Je décris dans ce chapitre la séquence des traitements effectués par le Preproc qui s'organisent comme suit : tout d'abord, le pipeline identifie les pixels saturés et la frame de saturation pour renvoyer une carte de ces informations. Ensuite, la rampe est corrigée du bruit de mode commun grâce à l'utilisation des pixels de référence présentée au chapitre 4. Cette rampe corrigée est alors convertie en rampe différentielle afin d'identifier les pixels impactés par des rayons cosmiques, et retourner leur position, mais surtout afin de calculer une carte de signal. Le signal est mesuré comme présenté au chapitre 4, en tenant compte du coefficient γ de non-linéarité. Ce calcul est ajusté pour les pixels impactés par des rayons cosmiques afin de fournir un signal corrigé de l'impact du rayon cosmique. C'est également à ce moment-là que la non-linéarité en flux est corrigée. Les cartes du signal, de son erreur, et du nombre de frames nécessaires au calcul du signal sont alors retournées. Enfin, la carte des pixels saturés lors de l'acquisition précédente et les constantes de persistances calibrées en amont sont utilisées pour calculer une carte de correction de la persistance, également retournée par le pipeline de pré-traitement.

Les performances temporelles du pipeline montrent qu'il est capable de fournir les cartes demandées en un temps environ deux fois plus faible que la durée d'acquisition de la rampe. Ces performances, déjà en accord avec le besoin de rapidité, devraient être améliorées par l'utilisation d'un processeur plus puissant.

Le chapitre décrit ensuite les tests du pipeline que j'ai effectués sur des images du ciel acquises par RATIR, un imageur optique et infrarouge installée à l'OAN, ayant un mode de fonctionnement assez semblable à celui de CAGIRE. Ces tests ont montré un bon fonctionnement global du pipeline, face à des observations entachées d'effets réels, liés à un détecteur infrarouge provenant d'un autre industriel et à l'environnement, malgré le manque d'un certain nombre de cartes de correction.

Finalement, le pipeline a été testé sur des rampes simulées, afin de mesurer l'impact de chacune des corrections effectuées. Pour cela, le traitement est effectué dans son ensemble sur une rampe simulée, le flatfield est corrigé, puis les sources sont extraites sur la carte de signal et comparées avec celles du catalogue 2MASS. Lorsque le traitement est effectué dans son ensemble, les magnitudes mesurées sur l'image pré-traitée sont en accord avec les magnitudes du catalogue. Si la saturation n'est pas corrigée, on observe une sous-estimation de la magnitude pour les étoiles saturées. Si les non-linéarités ou

le flatfield ne sont pas corrigés on observe une mauvaise détection des étoiles à forte magnitude, et parfois de fausses détections. Ces effets montrent le bon fonctionnement du pipeline dans son ensemble, et l'importance de ses corrections principales pour fournir des cartes adaptées au traitement par le pipeline d'astronomie, qui effectuera l'extraction des sources et leur comparaison avec des catalogues d'étoiles. Nous avons par ailleurs montré que le cross-talk ne devrait pas avoir d'impact significatif sur la détection de sources et l'estimation du signal.

Enfin, nous avons testé l'impact de la persistance sur la détection des sources, en simulant des images du ciel impactées par la persistance. Sur les cartes étudiées, il semble que la persistance d'une acquisition impacte uniquement l'acquisition qui suit, si elle est prise moins de 1 min après. Dans ce cas, la persistance conduit à l'apparition de fausses sources sur l'image, qui sont détectées comme des étoiles lors de l'extraction des sources. La carte de correction de persistance permet de corriger cet effet en estimant la quantité de signal causée par la persistance des pixels ayant dépassé un certain niveau de saturation lors de l'acquisition précédente. Dans le cas de deux acquisitions consécutives sans temps d'attente entre les deux, soustraire la carte de correction de la persistance permet de s'affranchir de cet effet. Le pipeline de traitement d'astronomie aura alors le choix de l'utilisation de cette carte ou non, selon la configuration.

Pour conclure, ce chapitre montre que le pipeline de pré-traitement développé ici sera robuste et rapide, tout en fournissant des images adaptées au traitement par le pipeline d'astronomie.

Conclusions & perspectives

Les sursauts γ sont des phénomènes complexes dont l'origine et la physique sont encore mal connus. Leur incroyable luminosité permet cependant de les utiliser comme des sondes de l'univers et de son évolution. Dans le chapitre 1 nous avons présenté les différents enjeux scientifiques derrière l'observation des sursauts γ , comme l'étude du contenu chimique de leurs galaxies hôtes et du milieu environnant ou la localisation et l'étude des zones de formation stellaire. A grand redshift, $z > 6$, la détection de sursauts γ permet d'étudier la période de réionisation de l'univers et pourrait permettre d'observer pour la première fois des étoiles de population III, les premières étoiles à s'être formées. Cependant, observer des sursauts à grand redshift reste une tâche complexe et seuls 2,1 % des sursauts observés jusqu'à aujourd'hui présentent un redshift $z > 6$.

Depuis la détection du premier sursaut γ en 1967 (Klebesadel et al., 1973), de nombreuses missions spatiales se sont succédées dans le but de comprendre l'origine et le fonctionnement des sursauts γ . L' *InterPlanetary Network* (IPN), l'instrument *BATSE*, les satellites *BeppoSAX* et *HETE-2* ainsi que les missions *Fermi* et *Swift* ont permis de grandes avancées dans la compréhension de ce phénomène mais ont également soulevé de nombreuses questions, mettant en avant la nécessité d'une localisation rapide, précise et multi-longueurs d'onde des sursauts γ détectés. Ce suivi multi-longueurs d'onde est notamment possible depuis le sol, permettant d'effectuer un suivi systématique de l'émission rémanente des sursauts détectés et de mesurer leur redshift. C'est notamment le but de l'instrument GROND (Greiner, 2019), permettant l'observation simultanée sur 7 bandes photométriques différentes depuis La Silla. Les observations faites par GROND dans l'infra-rouge pour le suivi des alertes de sursauts γ ont par exemple permis d'étudier la majeure partie des sursauts détectés à haut redshift, mettant en avant l'importance d'accroître le nombre d'observations multi longueurs d'onde de sursauts γ dans les années à venir et plus particulièrement en infrarouge pour les sursauts les plus lointains.

C'est dans ce contexte que la mission *SVOM* (Wei et al., 2016; Atteia et al., 2022) voit le jour, avec pour objectif d'étudier les phénomènes transitoires à haute énergie comme les sursauts γ . Pour cela, *SVOM*, présentée au chapitre 2, est composée d'un segment spatial permettant la localisation des sursauts grâce notamment à l'instrument ECLAIRS, et d'un segment sol capable d'effectuer le suivi des alertes envoyées par le satellite et d'étudier rapidement l'émission rémanente du sursaut γ détecté. Au sein

de ce segment sol, le télescope robotique COLIBRÍ (Basa et al., 2022) sera installé à l'OAN, au Mexique, d'où il pourra pointer la source demandée en moins de 30 s après la réception d'une alerte. Équipé d'un instrument optique visible DDRAGO, et d'une caméra infrarouge CAGIRE, COLIBRÍ pourra mesurer le redshift photométrique du sursaut et donner une mesure de sa magnitude en moins de 5 min.

La caméra infrarouge de COLIBRÍ, CAGIRE (Nouvel de la Flèche et al., 2023), observera sur une gamme de longueurs d'onde allant de $1,1\ \mu\text{m}$ à $1,8\ \mu\text{m}$ (bandes J & H), permettant de détecter des sources jusqu'à un redshift $z \sim 11$. Le champ de vue de $21,7'$ fixe la taille des pixels ciels à $0,65''$, ce qui implique un niveau du fond de ciel attendu de 160 e-/s/pix en bande J et de 1250 e-/s/pix en bande H. La localisation de CAGIRE sur un télescope robotique effectuant des mouvements rapides a notamment généré des contraintes de conception et d'autonomie décrites dans le chapitre 2, liées notamment à la nécessité d'utiliser le détecteur à la température de 100K.

La position de CAGIRE sur un télescope robotique fait cependant tout l'intérêt de l'instrument. Grâce à la rapidité de réponse du télescope et à la rapidité de traitement des images, CAGIRE devrait en effet pouvoir étudier les premières minutes des sursauts γ détectés par ECLAIRS, et ainsi observer la transition entre l'émission prompte et l'émission rémanente, encore peu étudiée. De plus, CAGIRE, de par son fonctionnement dans l'infrarouge, permettra d'accroître l'échantillon de sursauts γ observés à haut redshift ($z > 6$), et ce jusqu'à redshift $z \sim 11$. Elle permettra ainsi d'étudier l'univers lointain et notamment la période de réionisation ($6 < z < 12$). Ces observations promettent des avancées dans la compréhension des phénomènes à l'origine de la réionisation de l'univers, notamment en étudiant le contenu chimique de la galaxie et de son environnement, ainsi que le taux d'ionisation du gaz alentour. Finalement, ces observations à haut redshift laisse entrevoir la possibilité de détecter et d'étudier les premières étoiles de population III jamais observées.

Pour observer dans l'infrarouge, CAGIRE est équipée d'un détecteur ALFA, présenté dans le chapitre 3, développé par le CEA-LETI et la société LYNRED. Composé d'une couche de détection en MCT hybridée par des billes d'indium sur un circuit de lecture en silicium, le détecteur ALFA est sensible sur une gamme de longueurs d'onde comprise entre $0,8$ et $2,1\ \mu\text{m}$. Il est composé de 2040×2040 pixels actifs, entourés d'un anneau de pixels de référence permettant certaines corrections de bruit. Le signal en sortie du circuit de lecture est amplifié par un pré-amplificateur développé par le CEA-IRFU, et numérisé par le contrôleur NGC fourni par l'ESO. Ce détecteur a notamment l'avantage de détecter des flux faibles et d'utiliser des pixels de type SFD, permettant un fonctionnement en mode Up-The-Ramp. Cependant, le détecteur ALFA présente également une non-linéarité du signal lorsque le signal est proche de la saturation, du fait d'une variation de la capacité d'intégration avec l'accumulation de signal. Le détecteur ALFA est également impacté par le phénomène de persistance, qu'il est nécessaire de caractériser afin de limiter son empreinte.

Les détecteurs ALFA, conçus en France, ont la particularité d'être les premiers détecteurs de ce type à être développés en Europe. Leur développement s'inscrit dans la volonté d'équiper l'Europe avec des détecteurs infrarouges grand format ayant des

performances adaptées aux applications spatiales ou astrophysiques. L'utilisation d'un de ces détecteurs sur CAGIRE permet notamment de mettre en avant les performances de ces détecteurs et de confirmer leur efficacité pour une application astrophysique. Malheureusement, cette filière ne sera pas poursuivie par Lynred du fait des stratégies d'entreprise, et CAGIRE sera équipée d'un de deux seuls détecteurs fonctionnels déjà développés.

La caractérisation de la caméra et du détecteur s'effectue en 3 étapes : (1) une caractérisation du détecteur par le CEA-IRFU dans le cadre des mesures demandées par l'ESA, (2) une caractérisation du détecteur dans la configuration de fonctionnement de CAGIRE au CPPM et (3) une caractérisation du détecteur intégrée à la caméra et de la caméra complète à l'IRAP. Les premières mesures au CEA nous ont notamment permis de sélectionner le détecteur ALFA de CAGIRE, et choisir la polarisation de la diode pour CAGIRE, de mettre en place une méthode de calcul du signal en sortie de la caméra, et de mesurer le bruit de lecture, le courant d'obscurité, la non-linéarité, et le gain du détecteur. Le CEA a également mesuré l'efficacité quantique, le cross-talk et la persistance dans le noir. Ces mesures m'ont permis de mettre en avant les effets à corriger mais aussi de montrer l'importance d'avoir le détecteur ALFA avec les meilleures performances pour répondre aux exigences de CAGIRE. Grâce à ces mesures, j'ai également pu développer un pipeline de pré-traitement des images de CAGIRE ainsi qu'un simulateur de la caméra intégrée au télescope. Par la suite, ces caractérisations nous ont également aidé à mettre en place le plan de test des mesures à effectuer au CPPM. Celles-ci permettront d'obtenir les cartes de la position des pixels froids, des pixels morts et des pixels chauds, du coefficient γ de non-linéarité, du niveau de saturation, de la gamme dynamique du détecteur, de la non-linéarité en flux et des constantes de temps et d'amplitude de persistance sous illumination. Ces cartes seront celles utilisées par le pipeline de pré-traitement de CAGIRE. En parallèle, les mesures faites à l'IRAP nous ont permis de prendre en main la chaîne de lecture du détecteur et de vérifier son opérabilité dans les conditions de fonctionnement au Mexique. Enfin, les tests à l'IRAP avec le détecteur intégré à la caméra et l'illumination par une source ponctuelle permettront de finir la validation de l'instrument et du pipeline de pré-traitement intégré au logiciel CAGIRE.

Cependant, certaines des caractérisations présentées ici restent encore à effectuer. C'est le cas des caractérisations faites au CPPM, qui nous permettront d'obtenir les cartes finales pour le pipeline de pré-traitement (*Preproc*). Si je n'ai pas eu la chance de participer à ces mesures pour le moment et ainsi de voir le détecteur, j'espère pouvoir contribuer à la validation finale de mon simulateur avec la chaîne complète (y compris le détecteur) dans les derniers mois de ma thèse. Ces mesures permettront également d'évaluer deux phénomènes qui n'ont pas été étudiés sur le détecteur jusqu'ici : (1) le rapport entre le flux impactant le détecteur et le signal de sortie qui donnera une carte de correction des non-linéarités en flux, et (2) la mesure des constantes de persistance lorsque le détecteur reste sous illumination. La correction des non-linéarités en flux reste donc à implémenter dans le *Preproc*. Les résultats obtenus pour la persistance

pourraient de plus avoir un impact sur le calcul de la carte de correction de persistance.

Par ailleurs, les caractéristiques mesurées sur la caméra m'ont permis mettre en place la simulation d'images acquises par la caméra CAGIRE. Ces simulations, présentées dans le chapitre 6, sont basées sur l'adaptation d'un simulateur de télescope développé par D. Corre ([Corre et al., 2018](#)), afin de créer des rampes d'acquisition les plus réalistes possible. Pour cela, j'ai adapté certains paramètres (pixels morts et chauds, flatfield, bruit de lecture, conversion e-/ADU, efficacité quantique et offset) et ajouté certaines fonctions (cross-talk, non-linéarité, saturation, persistance et impact des rayons cosmiques). J'ai également implémenté la création d'une rampe de signal et l'ajout de la simulation d'un sursaut γ dans ce mode d'acquisition. La simulation d'un sursaut prend en compte les paramètres d'un échantillon de sursauts observés. Ces simulations permettent ainsi de prendre en entrée un catalogue d'étoiles pour créer une rampe de signal traduisant de façon réaliste une acquisition de CAGIRE. Ces rampes sont alors utilisées pour valider le pipeline de pré-traitement de CAGIRE. L'adaptation du simulateur et les résultats obtenus quant à la validation du pipeline de pré-traitement ont fait l'objet de la publication d'un article dans *Experimental Astronomy* ([Nouvel de la Flèche et al., 2023](#)).

Par la suite, ce simulateur pourra être perfectionné en utilisant les cartes de calibration mesurées au CPPM dans la configuration CAGIRE. Ce simulateur pourrait également permettre de simuler plusieurs stratégies d'observation et de tester des schémas de dithering. Par la suite, les observations simulées et pré-traitées pourraient être utilisées pour tester le pipeline d'astronomie.

Enfin, nous avons vu grâce aux caractérisations effectuées, que pour atteindre les performances scientifiques demandées, les images de CAGIRE devaient être corrigées des effets détecteurs impactant leur qualité. Pour répondre à cela, le pipeline de pré-traitement ([Nouvel de la Flèche et al., 2022](#)), décrit au chapitre 7, a été développé pour être robuste, rapide et fournir des cartes de signal corrigées des effets détecteurs impactant les images. Grâce aux cartes de calibration, le pipeline est capable de corriger une partie du bruit de mode commun, de s'affranchir des offsets des voies, de corriger les non-linéarités de la rampe, de calculer le signal sans être influencé par la saturation, de corriger l'impact des rayons cosmiques sur le signal mesuré, et de générer une carte de correction de persistance. Les tests du *Preproc* sur des rampes acquises par RATIR, un imageur installé à l'OAN ayant un mode de fonctionnement semblable à CAGIRE, ont montré la robustesse du pipeline de pré-traitement et sa capacité à corriger les principaux effets détecteurs. La présentation du pipeline de pré-traitement et des tests effectués sur les images de RATIR ont fait l'objet d'une présentation au SPIE Instrumentation and Telescope 2022 et de l'article associé ([Nouvel de la Flèche et al., 2022](#)). Enfin, les simulations nous ont permis de montrer l'importance des corrections effectuées pour obtenir des cartes de signal adaptées au traitement par le pipeline d'astronomie. En effet, les sources extraites sur les cartes pré-traitées montrent des magnitudes comparables avec celles du catalogue d'étoile *2MASS*. Ce chapitre présente également l'impact de la persistance d'une acquisition sur la suivante, avec l'apparition de "fausses sources sur

les cartes de signal de la deuxième acquisition". Ce phénomène semble problématique uniquement lorsque le délai entre les deux acquisitions est inférieur à 2 min. Le pipeline de pré-traitement fournit alors une carte de correction de persistance basée sur les constantes de temps et d'amplitude de la persistance et sur la localisation des pixels saturés lors de l'acquisition précédente. Cette carte permet de corriger le surplus de signal dû à la persistance dans ces pixels et ainsi d'identifier et d'atténuer les fausses sources créées par la persistance. Par ailleurs, les simulations nous ont permis de montrer que le cross-talk du détecteur n'impactait pas les cartes de signal de manière significative et ne nécessitait pas de correction particulière.

Le *Preproc* présenté ici pourra être adapté ou complété selon les résultats obtenus au CPPM et les discussions avec les concepteurs du pipeline d'astronomie. Il sera ensuite implémenté dans le logiciel CAGIRE afin de corriger les rampes de signal dès leur acquisition et de fournir des cartes de signal le plus rapidement possible après la détection d'un sursaut. Le pipeline de traitement d'astronomie utilisera alors les cartes fournies par le *Preproc* pour identifier une source inconnue correspondant au sursaut γ détecté par ECLAIRS, fournir sa position et mesurer son redshift. Grâce à la rapidité de réponse du télescope et à la rapidité de traitement des images, CAGIRE devrait ainsi pouvoir étudier les premières minutes des sursaut γ détectés par ECLAIRS.

Ainsi, les caractérisations effectuées lors de ma thèse m'ont permis de développer le pipeline de pré-traitement de CAGIRE, et de le valider grâce à la création de rampes simulées. Malgré les étapes encore à effectuer, les résultats obtenus jusqu'ici laissent penser que CAGIRE répondra aux exigences scientifiques demandées et permettra de mieux comprendre l'univers à grand redshift à travers l'étude de l'émission rémanente des sursauts γ détectés par *SVOM*.

Bibliographie

- Amati, L., O'Brien, P. T., Götz, D., et al. 2021, *Experimental Astronomy*, 52, 183
- Atteia, J.-L., Cordier, B., & Wei, J. 2022, *International Journal of Modern Physics D*, 31, 2230008
- Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, *ApJ*, 413, 281
- Baril, M. R. & Albert, L. 2008, in *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy III*, ed. D. A. Dorn & A. D. Holland, Vol. 7021, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 702121
- Basa, S., Lee, W. H., Dolon, F., et al. 2022, in *Ground-based and Airborne Telescopes IX*, ed. H. K. Marshall, J. Spyromilio, & T. Usuda, Vol. 12182, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 121821S
- Berger, E. 2014, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 52, 43
- Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 117, 393
- Bezawada, N., Ives, D., & Atkinson, D. 2007, in *Focal Plane Arrays for Space Telescopes III*, ed. T. J. Grycewicz, C. J. Marshall, & P. G. Warren, Vol. 6690, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 669005
- Blanton, D. L. D. W. H. K. M. M. & Roweis, S. 2010, *The Astronomical Journal*, 139
- Bromm, V. & Loeb, A. 2006, *apj*, 642, 382
- Butler, N., Klein, C., Fox, O., et al. 2012, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, ed. I. S. McLean, S. K. Ramsay, & H. Takami, Vol. 8446, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 336 – 342
- Butler, N. R., Bloom, J. S., & Poznanski, D. 2010, *ApJ*, 711, 495
- Campana, S., Ghirlanda, G., Salvaterra, R., et al. 2022, *Nature Astronomy*, 6, 1101
- Choudhury, T. R. 2022, *General Relativity and Gravitation*, 54
- Corre, D., Basa, S., Klotz, A., et al. 2018, in *Modeling, Systems Engineering, and Project Management for Astronomy VIII*, ed. G. Z. Angeli & P. Dierickx, Vol. 10705, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 107051R
- Costa, E., Frontera, F., Heise, J., et al. 1997, *Nature*, 387, 783
- Cucchiara, A., Levan, A. J., Fox, D. B., et al. 2011, *ApJ*, 736, 7
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, *VizieR Online Data Catalog*, II/246
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 1998, *MNRAS*, 296, 275
- Daigne, F., Rossi, E. M., & Mochkovitch, R. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 372, 1034
- D'Odorico, S., Andersen, M. I., Conconi, P., et al. 2004, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 5492, *Ground-based Instrumentation for Astronomy*, ed. A. F. M. Moorwood & M. Iye, 220–229

- Farah, A., Heron-Romero, A., Fuentes-Fernandez, J., et al. 2022, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IX*, ed. C. J. Evans, J. J. Bryant, & K. Motohara, Vol. 12184, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 1218488
- Finger, G., Dorn, R., Meyer, M., et al. 2006, in *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy II*, ed. D. A. Dorn & A. D. Holland, Vol. 6276, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 62760F
- Fishman, G. J. & Meegan, C. A. 1995, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 33, 415
- Fishman, G. J., Meegan, C. A., Wilson, R. B., et al. 1994, *ApJS*, 92, 229
- Fièrque, B., Lamoure, A., Salvetti, F., et al. 2018, in *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VIII*, ed. A. D. Holland & J. Beletic, Vol. 10709, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 33 – 51
- Fong, Nugent, A. E., Dong, Y., et al. 2022, *The Astrophysical Journal*, 940, 56
- Fruchter, A., Levan, A., Strolger, L., et al. 2006, *Nature*, 441, 463, funding Information : Acknowledgements Support for this research was provided by NASA through a grant from the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc. Observations analysed in this work were taken by the NASA/ESA Hubble Space Telescope under programmes : 7785, 7863, 7966, 8189, 8588, 9074 and 9405 (Principal Investigator, A.S.F.) ; 7964, 8688, 9180 and 10135 (PI, S. R. Kulkarni) ; 8640 (PI, S.T.H.). We thank N. Panagia, N. Walborn and A. Soderberg for conversations ; A. Filippenko and collaborators for early-time images of GRB 980326 ; and J. Bloom and collaborators for making public their early observations of GRB 020322.
- Fruchter, A. S., Thorsett, S. E., Metzger, M. R., et al. 1999, *ApJ*, 519, L13
- Fynbo, J. 2022, in *NOT - A Telescope For the Future*, 19
- Graham, J. F. & Fruchter, A. S. 2017, *The Astrophysical Journal*, 834, 170
- Gravrand, O., Lobre, C., Santailler, J.-L., et al. 2022, in *Infrared Technology and Applications XLVIII*, ed. B. F. Andresen, G. F. Fulop, & L. Zheng, Vol. 12107, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 21 – 31
- Greiner, J. 2019, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 131, 1
- Greiner, J., Bornemann, W., Clemens, C., et al. 2008, *PASP*, 120, 405
- Greiner, J., Kruhler, T., Klose, S., et al. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 526, 1
- Han, X., Xiao, Y., Zhang, P., et al. 2021, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 133, 065001
- Hansen, G. L. & Schmit, J. L. 1983, *Journal of Applied Physics*, 54, 1639
- Henault, F., Bacon, R., Bonneville, C., et al. 2003, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4841, *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 1096–1107
- Hosokawa, T., Omukai, K., Yoshida, N., & Yorke, H. W. 2011, *Science*, 334, 1250
- Jakobsson, P., Hjorth, J., Fynbo, J. P. U., et al. 2004, *ApJ*, 617, L21
- Kawai, N., Kosugi, G., Aoki, K., et al. 2006, *Nature*, 440, 184
- Kistler, M. D., Yüksel, H., Beacom, J. F., Hopkins, A. M., & Wyithe, J. S. B. 2009, *apjl*, 705, L104

- Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, *ApJ*, 182, L85
- Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., et al. 1993, *ApJ*, 413, L101
- Kubik, B., Barbier, R., Castera, A., et al. 2014, in *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VI*, ed. A. D. Holland & J. Beletic, Vol. 9154, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 427 – 439
- Kuznetsov, A. V., Syunyaev, R. A., Terekhov, O. V., et al. 1986, *Soviet Astronomy Letters*, 12, 315
- Langerica, R., Watson, A. M., Angeles, F., et al. 2022, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IX*, ed. C. J. Evans, J. J. Bryant, & K. Motohara, Vol. 12184, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 121847W
- Le Floch, E. 2008, in *The Eleventh Marcel Grossmann Meeting On Recent Developments in Theoretical and Experimental General Relativity, Gravitation and Relativistic Field Theories, 2006–2008*
- Le Floch, E., Charmandaris, V., Forrest, W. J., et al. 2006, *ApJ*, 642, 636
- LeGoff, T. 2022, PhD thesis, Laboratoire Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Information (LETI - CEA) - Université GRENOBLE ALPES
- LeGoff, T., Baier, N., Gravrand, O., Boulade, O., & Pichon, T. 2020, in *X-Ray, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy IX*, ed. A. D. Holland & J. Beletic, Vol. 11454, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 285 – 298
- LeGoff, T., Baier, N., Gravrand, O., Boulade, O., & Pichon, T. 2022, in *X-Ray, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy X*, ed. A. D. Holland & J. Beletic, Vol. 12191, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 121911O
- Levesque, E. M. 2014, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 126, 1
- Li, L., Liang, E.-W., Tang, Q.-W., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 758, 27
- Lincelles, J.-B. 2015, PhD thesis, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace - Université de Toulouse
- Lugo-Ibarra, E. E., Figueroa Carrillo, L., Watson, A. M., et al. 2022, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 12182, *Ground-based and Airborne Telescopes IX*, ed. H. K. Marshall, J. Spyromilio, & T. Usuda, 121821N
- Mazets, E. P., Golenetskii, S. V., Ilyinskii, V. N., et al. 1981, *Ap&SS*, 80, 119
- McGuire, J. T. W., Tanvir, N. R., Levan, A. J., et al. 2016, *ApJ*, 825, 135
- McGuire, J. T. W., Tanvir, N. R., Levan, A. J., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 825, 135
- Meegan, C. A., Pendleton, G. N., Briggs, M. S., et al. 1996, *ApJS*, 106, 65
- Mészáros, P. & Rees, M. J. 2010, *ApJ*, 715, 967
- Metzger, M. R. 1997, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 191, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 55.02
- Minoglou, K., Nelms, N., Ciapponi, A., et al. 2019, *Infrared Physics & Technology*, 96, 351
- Moore, A. C., Ninkov, Z., & Forrest, W. J. 2004, in *Focal Plane Arrays for Space Telescopes*, ed. T. J. Grycewicz & C. R. McCreight, Vol. 5167, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 204 – 215
- Mukhanov, V. 2005, *Physical Foundations of Cosmology* (Cambridge University Press)

- Nakajima, K. & Ouchi, M. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 442, 900
- Niu, B.-L., Liu, C.-Z., Li, Z.-W., Kang, Z., & Lv, Y. 2022, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 22, 055009
- Nouvel de la Flèche, A., Atteia, J.-L., Boy, J., et al. 2023, CAGIRE : a wide-field NIR imager for the COLIBRI 1.3 meter robotic telescope
- Nouvel de la Flèche, A., Atteia, J.-L., Valentin, H., et al. 2022, in *X-Ray, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy X*, ed. A. D. Holland & J. Beletic, Vol. 12191, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 121910Q
- Paczyński, B. 2001, in *Astronomy and Astrophysics. Recent Developments*, ed. J. P. S. Lemos, A. M. Mourão, L. Teodoro, & R. Ugoccioni, Vol. 10, 197–197
- Palmerio, J. T., Vergani, S. D., Salvaterra, R., et al. 2019, *A&A*, 623, A26
- Perley, D. A., Krühler, T., Schulze, S., et al. 2016, *ApJ*, 817, 7
- Pichon, T., Bounab, A., Cervera, C., et al. 2022, in *X-Ray, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy X*, ed. A. D. Holland & J. Beletic, Vol. 12191, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 121912I
- Piran, T. 1999, *Phys. Rep.*, 314, 575
- Piran, T. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 1143
- Rossi, A., Frederiks, D. D., Kann, D. A., et al. 2022, *Astronomy & Astrophysics*, 665, A125
- Saccardi, A., Vergani, S. D., De Cia, A., et al. 2023, *A&A*, 671, A84
- Salvaterra, R. 2015, *Journal of High Energy Astrophysics*, 7, 35
- Salvato, M., Ilbert, O., & Hoyle, B. 2018, The many flavours of photometric redshifts
- Sari, R., Piran, T., & Halpern, J. P. 1999, *The Astrophysical Journal*, 519, L17
- Savaglio, S. 2013, *EAS Publications Series*, 61, 381
- Secroun, A., Barbier, R., Buton, C., et al. 2018, in *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VIII*, ed. A. D. Holland & J. Beletic, Vol. 10709, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 1070921
- Smith, R. M., Zavodny, M., Rahmer, G., & Bonati, M. 2008, in *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy III*, ed. D. A. Dorn & A. D. Holland, Vol. 7021, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 70210J
- Stegmeier, J. 2013, ESO New General detector Controller (NGC) - Base Software and Infrared Detector Control Software, <https://www.eso.org/sci/facilities/develop/detectors/controllers/ngc/general/16072008-jstegmei.pdf>
- Tanvir, N., Fox, D., Levan, A., et al. 2009, *Nature*, 461, 1254
- Tanvir, N. R., Le Floch, E., Christensen, L., et al. 2021, *Experimental Astronomy*, 52, 219
- Theuwissen, F. W. A. 2017, *Electronic Imaging*, 84
- Toma, K., Sakamoto, T., & Mészáros, P. 2011, *ApJ*, 731, 127
- Tulloch, S., George, E., & Group, E. D. S. 2019, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 5, 036004
- van Paradijs, J., Groot, P. J., Galama, T., et al. 1997, *Nature*, 386, 686
- Vedrenne, G. & Atteia, J. L. 2009, *Gamma-Ray Bursts : The brightest explosions in the Universe* (Springer, Praxis)

- Vergani, S. D. 2013a, in SF2A-2013 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, ed. L. Cambresy, F. Martins, E. Nuss, & A. Palacios, 377–382
- Vergani, S. D. 2013b, in EAS Publications Series, Vol. 61, EAS Publications Series, ed. A. J. Castro-Tirado, J. Gorosabel, & I. H. Park, 407–411
- Vergani, S. D. 2018, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 89, 175
- Vergani, S. D., Molinari, E., Zerbi, F. M., & Chincarini, G. 2004, *A&A*, 415, 171
- Vergani, S. D., Salvaterra, R., Japelj, J., et al. 2015, *A&A*, 581, A102
- Weckler, G. 1967, *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 2, 65
- Wei, J., Cordier, B., Antier, S., et al. 2016, arXiv e-prints, arXiv :1610.06892
- Wijers, R. A. M. J., Rees, M. J., & Meszaros, P. 1997, *MNRAS*, 288, L51
- Zhang, B., Fan, Y. Z., Dyks, J., et al. 2006, *The Astrophysical Journal*, 642, 354

ANNEXE A

Annexe 1

1 Schéma électrique de CAGIRE

Nous avons décrit dans le chapitre 2 l'architecture de la caméra CAGIRE, et notamment son architecture électrique. La figure A.1 présente le schéma d'architecture électronique de CAGIRE.

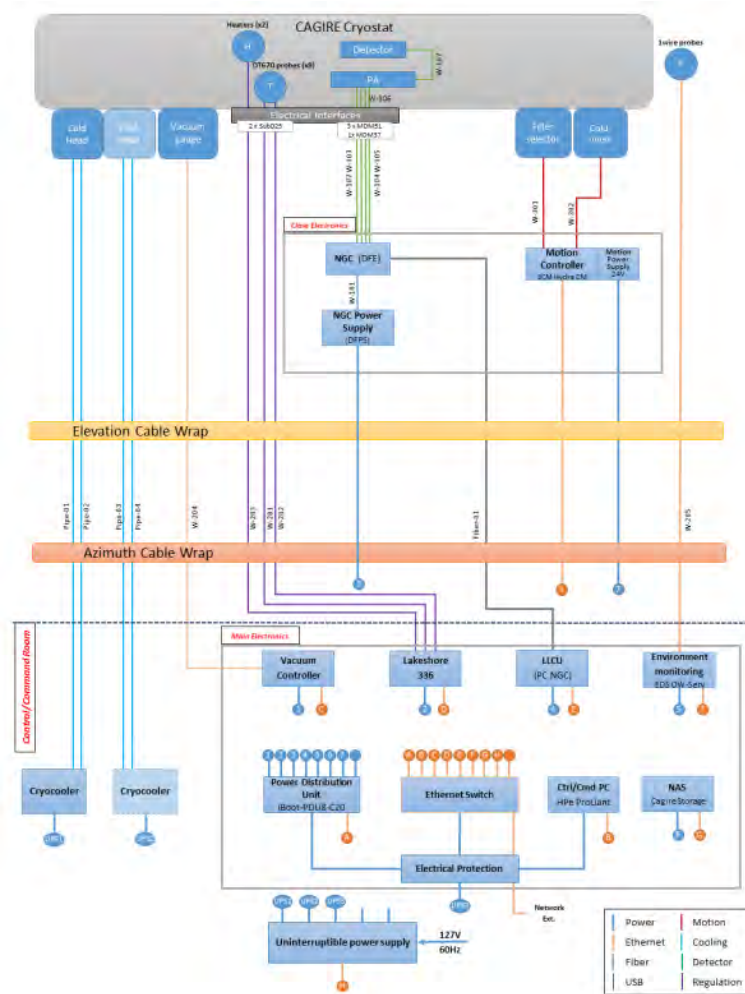


FIGURE A.1. schéma d'architecture électronique

2 Calculs détaillés de la section 3.5

Nous avons présenté dans la section 3.5 la modélisation physique du signal en sortie du détecteur. Les calculs suivants nous permettent de partir des équations exprimant la capacité d'un pixel en fonction du temps, de la tension en bande plate et des différents paramètres de la jonction pour trouver la la tension en sortie de la jonction.

$$\Rightarrow A \times \sqrt{\frac{\epsilon q N_d}{2 \times (V_{bi} - V)}} \times \frac{dV}{dt} = -I_p$$

$$\Rightarrow A \times \sqrt{\frac{\epsilon q N_d}{2}} \times \frac{1}{\sqrt{V_{bi} - V}} \times dV = -I_p \times dt$$

$$\Rightarrow A \times \sqrt{\frac{\epsilon q N_d}{2}} \times \int_{V_0}^{V(t)} \frac{1}{\sqrt{V_{bi} - V}} dV = - \int_0^t I_p dt$$

$$\Rightarrow -A \times \sqrt{\frac{\epsilon q N_d}{2}} \times \int_{V_0}^{V(t)} -[V_{bi} - V]^{-\frac{1}{2}} dV = - \int_0^t I_p dt$$

$$\Rightarrow A \times \sqrt{\frac{\epsilon q N_d}{2}} \times \left[\frac{(V_{bi} - V)^{\frac{1}{2}}}{\frac{1}{2}} \right]_{V_0}^{V(t)} = [I_p]_0^t$$

$$\Rightarrow A \times 2 \times \sqrt{\frac{\epsilon q N_d}{2}} \times \left(\sqrt{V_{bi} - V(t)} - \sqrt{V_{bi} - V_0} \right) = I_p \times t$$

$$\Rightarrow \sqrt{V_{bi} - V(t)} - \sqrt{V_{bi} - V_0} = \frac{I_p \times t}{A \times \sqrt{2 \epsilon q N_d}}$$

$$\text{Nous obtenons finalement : } \Rightarrow V_{bi} - V(t) = \left[(V_{bi} - V_0)^{\frac{1}{2}} + \frac{I_p \times t}{A \sqrt{2 \epsilon q N_d}} \right]^2$$

3 Comparaison détecteurs

Les premières mesures effectuées par le CEA-IRFU ont été faites sur le détecteur d'un lot antérieur à celui finalement choisi pour CAGIRE. Cette annexe présente une comparaison entre les performances du détecteur CH259 du lot n°1, dit "détecteur n°2", et les performances du détecteur CH329505 du lot de fabrication n°3, dit "détecteur n°4", qui est le détecteur choisi pour CAGIRE. Cette comparaison nous a notamment permis de montrer au CNES et à l'ESA l'importance pour CAGIRE d'être équipée du détecteur n°4, afin de répondre aux exigences scientifiques demandées. En effet nous montrons ici que le détecteur n°2 présente de fortes in-homogénéités, une plus faible dynamique, une forte non-linéarité et un impact du cross talk problématiques pour des observations sur le ciel. Les différences entre les valeurs de cette présentation et les valeurs présentées dans la thèse viennent de la différence de polarisation de la diode entre les deux mesures.

DETECTORS COMPARISON

Detector n° 2 : CH259 (lot n° 1)

Detector n° 4 : CH329505 (lot n° 3)



ALIX NOUVEL DE LA FLÈCHE

18.10.2021

INTRODUCTION :

We work here on different features of the detectors CH259 (n° 2) and CH329505 (n° 4), thanks to ramps acquired by CEA :

- Into the dark :
 - CDS noise measurement per pixel
- Under uniform illumination :
 - Saturation level and associated dynamic range
 - Deviation from linearity of the output
 - Useful dynamic range
 - Flux estimation
 - Inter Pixel Capacitance

The data under study are acquired with the [reset pixel option 2](#) mode on both detectors.

Data has been [corrected by the reference pixels](#) before being characterized, except for the dynamic range study.

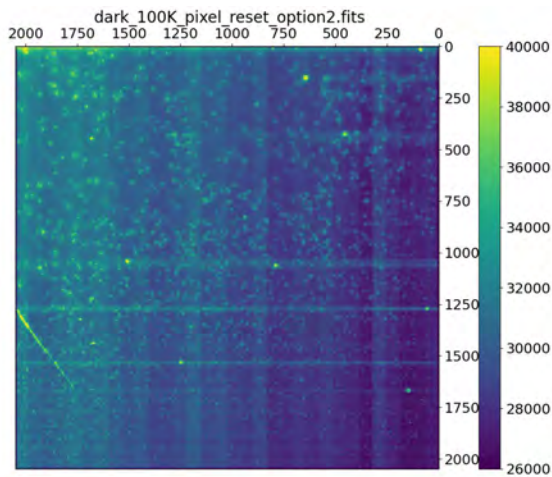
The conversion gain electrons \rightarrow ADU is equal to $7,5 \text{ e}^- / \text{ADU}$

Warning : little is known about the context of the acquisitions and the measurement procedures

DARK WITHOUT CORRECTION BY THE REFERENCE PIXELS

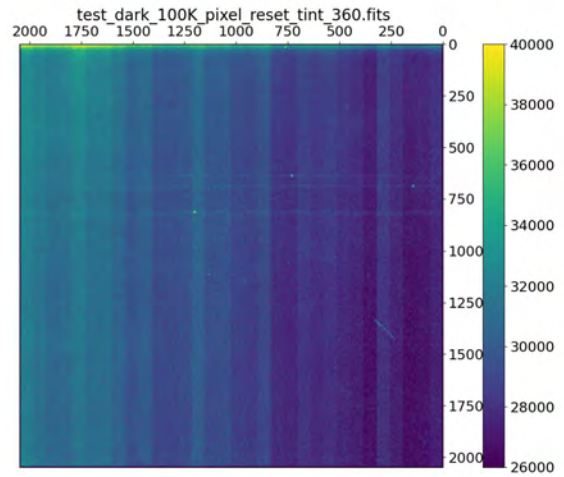
Detector n°2

dark_100K_pixel_reset_option2.fits



Detector n°4

test_dark_100K_pixel_reset_tint_360.fits

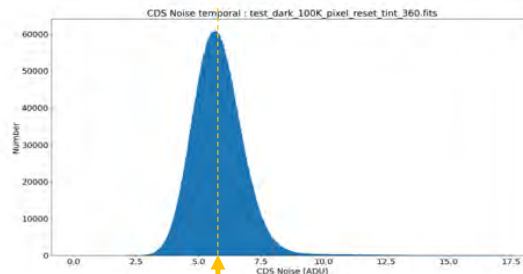
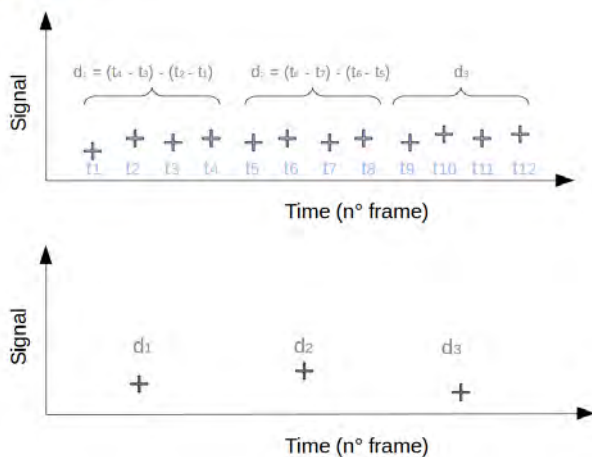


3

CDS NOISE

Temporal CDS noise

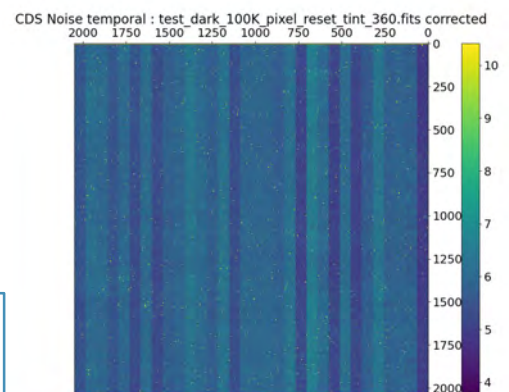
For one pixel



noise = 5,7 ADU

Noise by
pixel and
histogram
associated

$$\text{Noise}_{\text{temporal}}(1\text{pixel}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Std}(d_1, d_2, d_3, \dots, d_n)$$



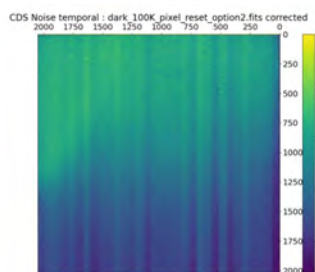
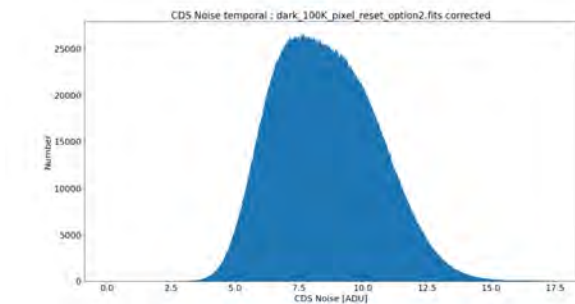
4

CDS NOISE

Computed on frames 90 to 190 of 200

Detector n°2

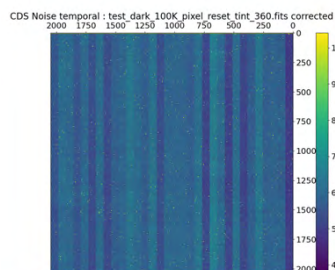
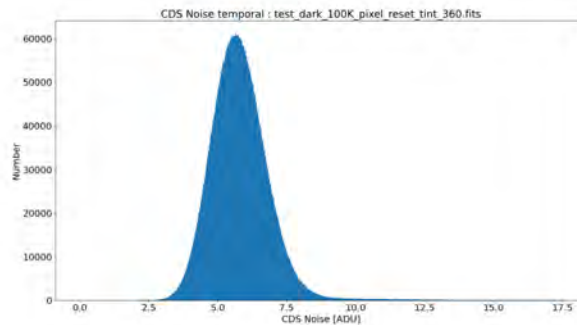
dark_100K_pixel_reset_option2.fits



Median noise :
8,4 ADU (63 e⁻)

Detector n°4

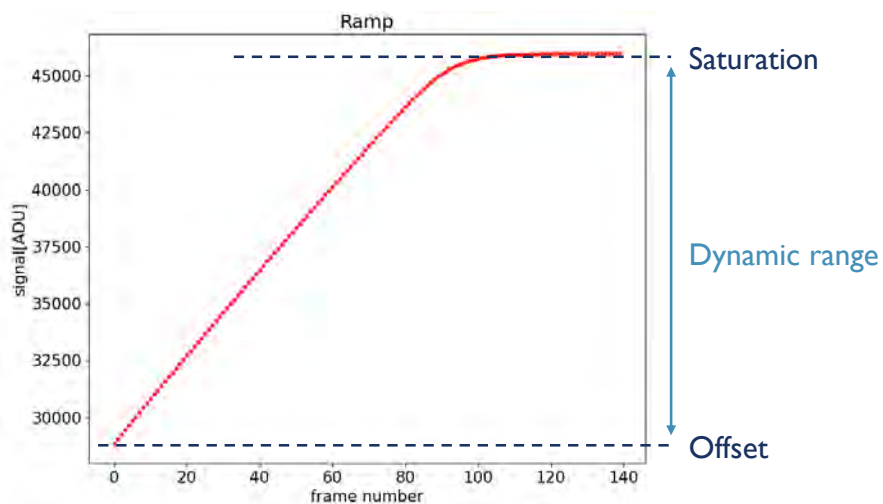
test_dark_100K_pixel_reset_tint_360.fits



Median noise :
5,7 ADU (43 e⁻)

5

SATURATION LEVEL AND DYNAMIC RANGE



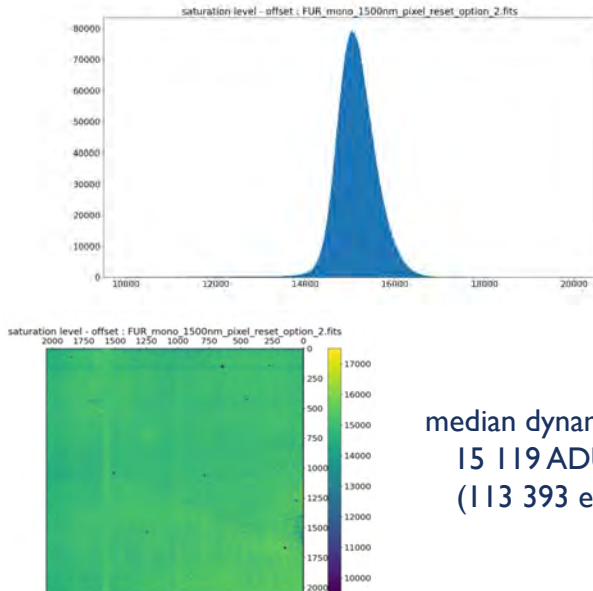
Dynamic range is estimated
between the offset and the
saturation level for each pixel.

6

FULL DYNAMIC RANGE

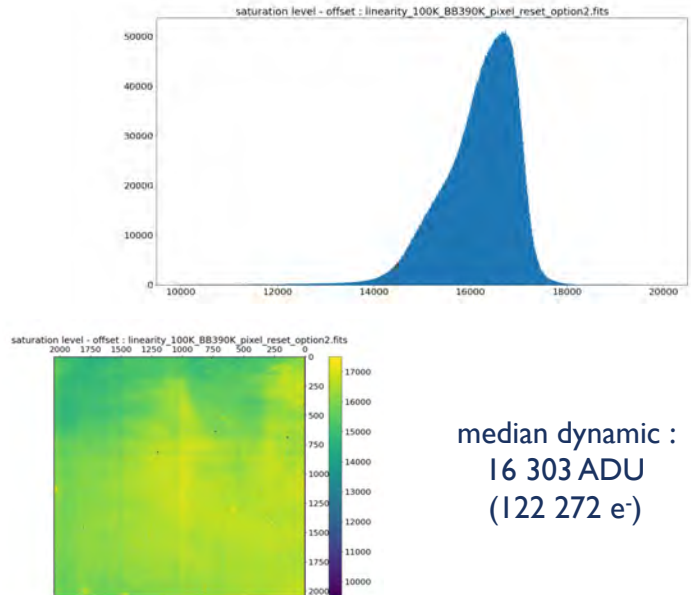
Detector n°2

FUR_mono_1500nm_pixel_reset_option_2



Detector n°4

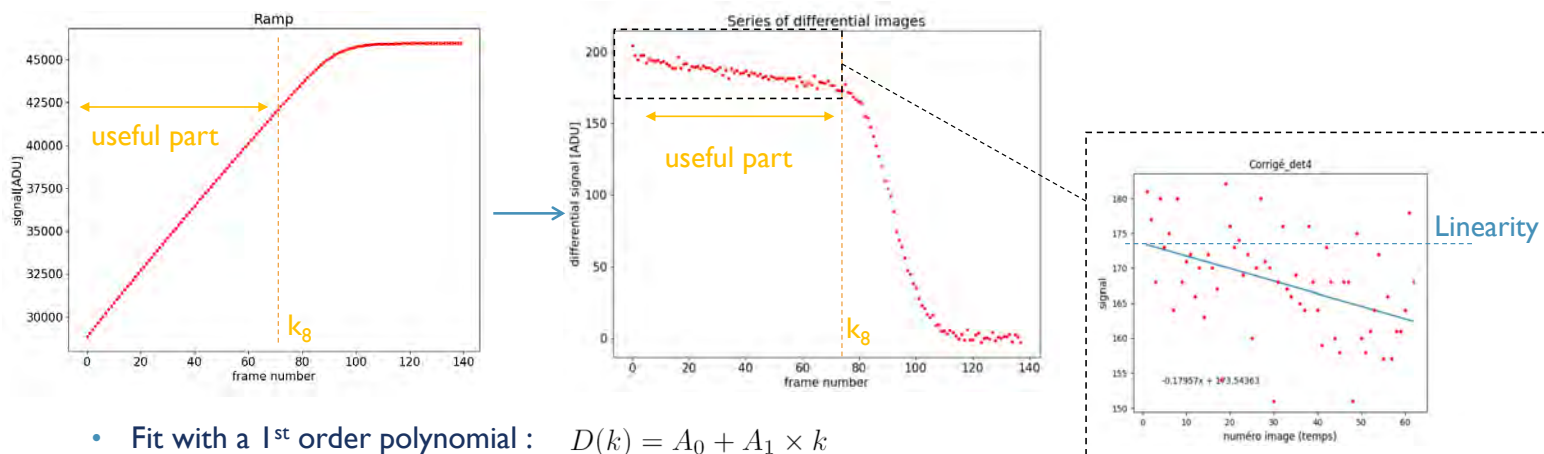
linearity_100K_BB390K_pixel_reset_option2.fits



7

FLUX ESTIMATION AND DEVIATION FROM LINEARITY

- Computation of the index value for 80% of the ramp before saturation (k_8) .
- Creation of a series of differential images from the ramps (difference between two consecutive frames)



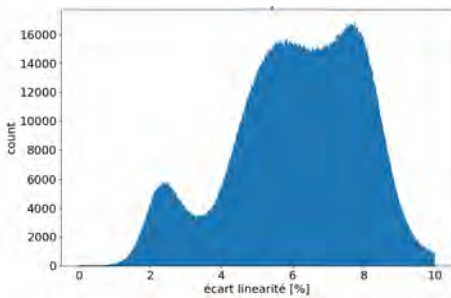
- Fit with a 1st order polynomial : $D(k) = A_0 + A_1 \times k$
- Flux is estimated as the A_0 coefficient

8

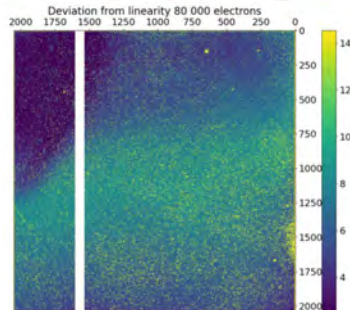
DEVIATION FROM LINEARITY AT 80 000 ELECTRONS

Detector n°2

FUR_mono_1500nm_pixel_reset_option_2



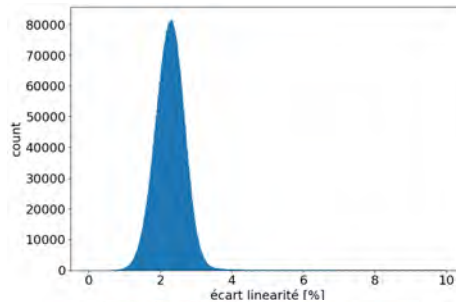
Median deviation
from linearity at
80 000 e⁻ :
6.34%



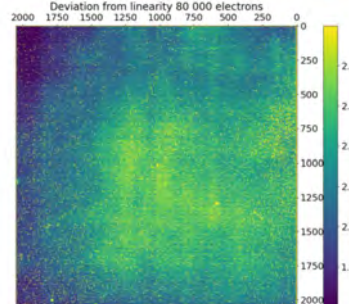
Pixels with a deviation
from linearity <5% at
80 000 e⁻ : 24,9 %

Detector n°4

linearity_100K_BB390K_pixel_reset_option2.fits



Median deviation
from linearity at
80 000 e⁻ : 2.28%



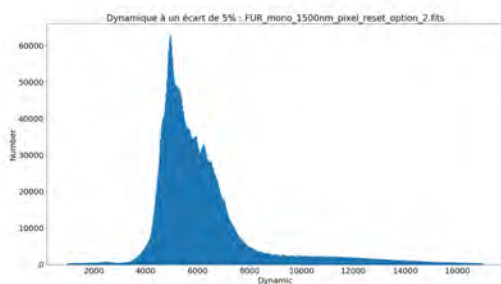
Pixels with a deviation
from linearity <5% at
80 000 e⁻ : 99,3 %

9

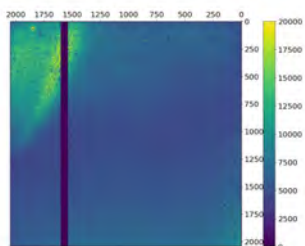
DYNAMIC AT 5% DEVIATION FROM LINEARITY

Detector n°2

FUR_mono_1500nm_pixel_reset_option_2

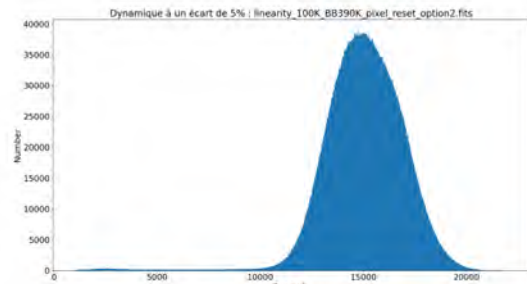


Median useful Dynamic :
6 071 ADU (45 533e⁻)

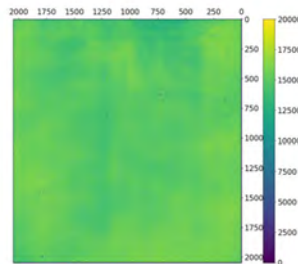


Detector n°4

linearity_100K_BB390K_pixel_reset_option2.fits



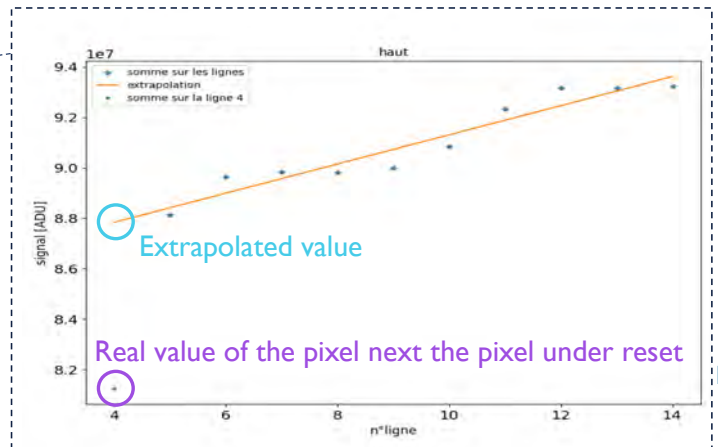
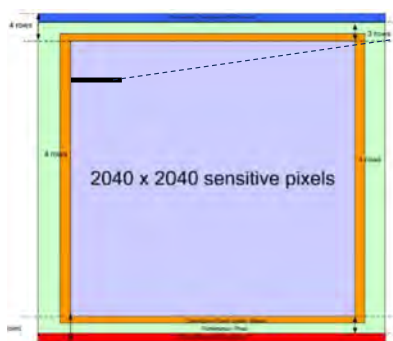
Median useful Dynamic :
14 915 ADU (111 863e⁻)



10

CROSS TALK

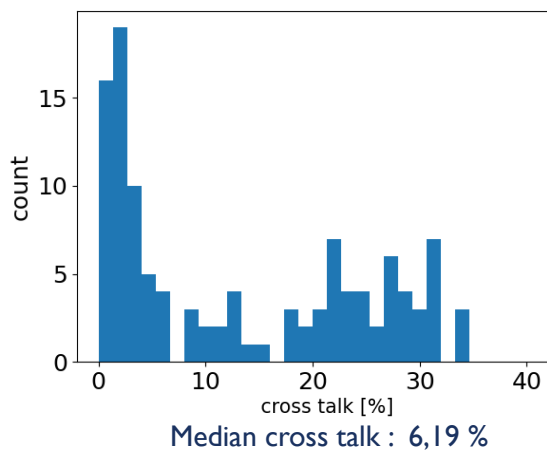
- Use of the pixels under permanent reset to estimate the cross-talk (orange pixels)
- Extrapolation of the signal of active pixels, to the pixel next to the pixel under reset. IPC produces a “leak” of some signal to the neighboring pixel under reset. We measure this leak.
- Computation of the ratio : $Cross\ Talk = \frac{Extrapolated\ signal - real\ signal}{Extrapolated\ signal}$
- The computation is done for 32 groups of summed lines / columns.



CROSS TALK

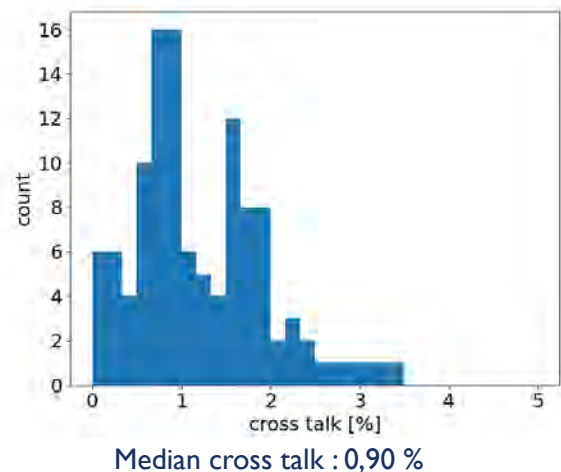
Detector n°2

FUR_mono_1500nm_pixel_reset_option_2



Detector n°4

Pht_BB390K_FUR_pixel_reset_option2_20_180621



A strong cross talk is measured in the upper left corner of the detector oriented as in previous pages.

These estimates have been confirmed by the results of cross-talk measurements at CEA

CONCLUSION

	Detector n° 2	Detector n° 4
CDS noise (median) [ADU] ([e-])	8,4 ADU (63 e-)	5,7 ADU (43 e-)
Full dynamic (median) [ADU] ([e-])	15 119 ADU (113 393 e-)	16 303 ADU (122 272 e-)
Linearity better than 5% at 80 000 electrons [%]	24,9%	99,3%
Cross talk (median) [%]	6,19%	0,90 %

Detector n° 4 shows better results than detector n° 2 in many respects important for CAGIRE :

- Lower noise (difference of 30%)
- Larger full dynamic range
- Better linearity (difference of 60%)
- Larger and more uniform linear dynamic range
- More uniform response to light (TBC)
- Less cross talk

→ Dynamics, linearity and homogeneity are crucial for CAGIRE
→ Caution : QE and persistence yet to be measured.

4 Articles et poster

PROCEEDINGS OF SPIE

[SPIDigitalLibrary.org/conference-proceedings-of-spie](https://spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie)

Flux reconstruction for the NIR camera CAGIRE at the focus of the Colibrí telescope

Alix Nouvel de la Flèche, Jean-Luc Atteia, Hervé Valentin, Marie Larrieu, Jérémie Boy, et al.

Alix Nouvel de la Flèche, Jean-Luc Atteia, Hervé Valentin, Marie Larrieu, Jérémie Boy, Olivier Gravrand, Olivier Boulade, Jean-Claude Clemens, Aurélia Secroun, Eric Kajfasz, Olivier Llido, Stéphane Basa, François Dolon, Johan Floriot, Simona Lombardo, Adrien Lamoure, Laurent Rubaldo, Bruno Fieque, Julien Roumegoux, Hervé Geoffray, Alan M. Watson, William H. Lee, Nathaniel Butler, "Flux reconstruction for the NIR camera CAGIRE at the focus of the Colibrí telescope," Proc. SPIE 12191, X-Ray, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy X, 121910Q (29 August 2022); doi: 10.1117/12.2627826

SPIE.

Event: SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation, 2022, Montréal, Québec, Canada

Flux reconstruction for the NIR camera CAGIRE at the focus of the Colibrí telescope

Alix Nouvel de la Flèche^a, Jean-Luc Atteia^a, Hervé Valentin^a, Marie Larrieu^a, Jérémie Boy^a, Olivier Gravrand^b, Olivier Boulade^c, Jean-Claude Clemens^d, Aurélia Secroun^d, Eric Kajfasz^d, Olivier Llido^d, Stéphane Basa^e, François Dolon^e, Johan Floriot^e, Simona Lombardo^e, Adrien Lamoure^f, Laurent Rubaldo^f, Bruno Fieque^f, Julien Roumegoux^f, Hervé Geoffray^g, Alan M. Watson^h, William H. Lee^h, and Nathaniel Butlerⁱ

^aIRAP, Université de Toulouse, CNRS, CNES, UPS, (Toulouse), France

^bCEA-LETI, 17 Avenue des Martyrs, 38054, Grenoble, France

^cCEA-IRFU, Orme des Merisiers, Gif-sur-Yvette, France

^dAix Marseille Univ, CNRS/IN2P3, CPPM, Marseille, France

^eAix Marseille Univ, CNRS, CNES, LAM, Marseille, France

^fLYNRED, 364 Av. de Valence, Veurey-Voroize, France

^gCNES, 18 Av. Edouard Belin, Toulouse, France

^hInstituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo Postal 70-264, Cd. Universitaria, CDMX, México

ⁱSchool of Earth and Space Exploration, Arizona State University, Tempe AZ 85287, USA

ABSTRACT

CAGIRE is the near infrared camera of the Colibrí robotic telescope, designed for the follow-up of SVOM alerts, mainly Gamma Ray Bursts (GRBs), and the quick imaging of sky regions where transient sources are detected by the SVOM satellite. CAGIRE is based on the Astronomical Large Format Array (ALFA) 2k x 2k SWIR sensor from the French consortium CEA-LYNRED. In the context of CAGIRE the sensor is operated in “Up the Ramp” mode to observe the sky in a square field of view of 21.7 arcmin on a side, in the range of wavelengths from 1.1 to 1.8 μm . An observation with CAGIRE consists of a series of short (1-2 minutes) exposures during which the pixels are read out every 1.3 second, continuously accumulating charges proportionally to the received flux, building a ramp.

The main challenge is to quickly process and analyse these ramps, in order to identify and study the near infrared counterparts of the bursts, within 5 minutes of the reception of an alert. Our preprocessing, which is under development, aims at providing reliable flux maps for the astronomy pipeline. It is based on a sequence of operations. First, calibration maps are used to identify saturated pixels, and for each pixel, the usable (non saturated) range of the ramp. Then, the ramps are corrected for the electronic common mode noise, and differential ramps are constructed. Finally, the flux is calculated from the differential ramps, using a previously calibrated map of pixel non-linearities. We present here the sequence of operations performed by the preprocessing, which are based on previous calibrations of the sensor response. These operations lead to the production of a flux map corrected from cosmic-rays hits, a map depicting the quality of the fit, a map of saturated pixels and a map of pixels hit by cosmic-rays, before the acquisition of the next ramp. These maps will be used by the astronomy pipeline to quickly extract the scientific results of the observations, like the identification of uncatalogued or quickly variable sources that could be GRB afterglows.

Further author information: (Send correspondence to Alix Nouvel de la Flèche)

Alix Nouvel de la Flèche: E-mail: alix.nouvel-de-la-fleche@irap.omp.eu

Jean-Luc Atteia: E-mail: Jean-Luc.Atteia@irap.omp.eu

1. INTRODUCTION

The SVOM mission (*Space based multi-band astronomy Variable Objects Monitor*) aims at observing transient high energy sources, such as gamma ray bursts (GRBs).¹ One goal of this Sino-French mission is the study of the origin and environment of GRBs, and their use as tools to study the infancy and the evolution of the universe and its first stars. The mission is designed to combine a space and a ground segment and to make the most of their synergy. Based on the localization of the bursts detected by ECLAIRs onboard SVOM, the ground-based robotic telescope Colibrí, operating from the Observatorio Astronómico Nacional in San Pedro Mártir, will quickly point the source and acquire images of the burst error box at near infrared (NIR) and visible wavelengths.² The presence of a burst appears in the images as a new unidentified star, often with rapid luminosity variations, justifying the need for a telescope able to point the source in less than 30 s. Moreover the visible camera does not allow to detect high redshift candidates ($z \geq 7.4$), and the near infrared domain is needed to detect, monitor and study them. To do so, a near infrared camera, CAGIRE (CAPturing Grbs InfraRed Emission), has been developed.

In this paper we describe the hereafter called preprocessing pipeline, used to reconstruct the flux received by the detector of CAGIRE, from the ramps acquired. The preprocessing pipeline has been tested on ramps taken with the RATIR instrument.³

2. CAGIRE OPERATION

2.1 Presentation of the camera

CAGIRE is a scientific camera sensitive in the near infrared between 1.1 and 1.8 μm , located at one of the Nasmyth foci of the robotic telescope Colibrí.² When Colibrí receives a burst alert, it quickly points the source and CAGIRE acquires images of the sky in the NIR domain, within a square field of view of 21.7 arcmin on a side, to cover the error boxes of ECLAIRs.⁴ CAGIRE acquisitions will start soon after the telescope pointing and consist of a series of short (1-2 minutes) exposures, processed right after their acquisition, in order to identify potential afterglows within 5 minutes of the reception of an alert.

The camera is composed of three subsystems: a cryostat housing the detector which is maintained at a constant temperature of 100K, a close electronics on the telescope, mounted on the structure supporting the instruments, and a remote electronics located in the control room. The light arriving from the telescope is focused on the detector by a series of lenses in a warm optical bench. At the entrance of the cryostat it crosses a warm filter allowing to select the desired photometric channel (J or H). Then, it enters the cryostat and crosses a cold filter cutting all the wavelengths longer than 1.8 μm , and a re-imaging cold lens, before reaching the detector (fig 1).

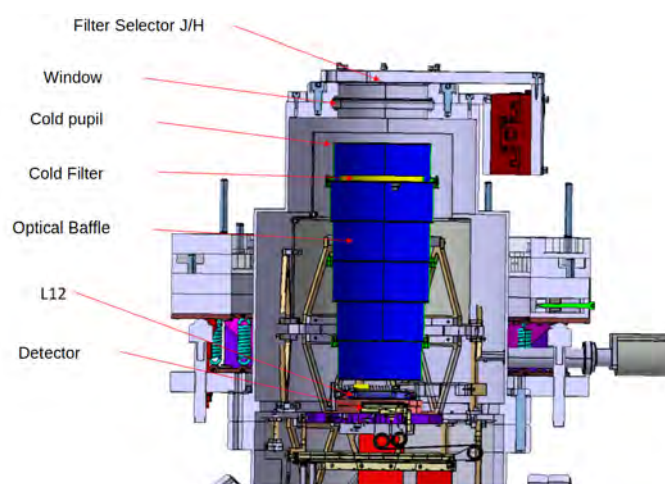


Figure 1. Model of the CAGIRE camera

The detector is read in science mode with 32 outputs at the readout frequency of 100 kHz, such that the whole array is read every 1.3 s. It will be used in up-the-ramp mode, in which the pixels continuously accumulate charges, roughly proportionally to the flux received by the camera during the exposure. Pixels are read every 1.3 s, creating a ramp of the accumulated signal, for each pixel. This mode allows to fulfill the requirement of having a temporal resolution better than 2 s. The exposures will last from one to two minutes, in order to keep the sky background below few tens of percent of the sensor's dynamic range. This non-destructive acquisition mode enables more flexibility to process the data after their acquisition, and doesn't lead to data rate issues because of the localization of the telescope on ground. The sky resolution of the system is of 0.64 arcsec/pixel. This resolution implies that the detector will receive a flux from the sky background of about 150 electrons/pixel/s for the J photometric channel and about 1250 electrons/pixel/s for the H channel.

2.2 The ALFA sensor

The camera CAGIRE is equipped with an Astronomical Large Format Array (ALFA) detector of 2048 by 2048 square pixels of 15 μm on a side, manufactured by the French company LYNRED, and based on the MCT (Mercury Cadmium Telluride) technology developed at CEA-LETI.⁵ The detector covers a spectral range from 0.8 μm to 2.1 μm ,⁶ justifying the need for a blocking filter for wavelengths longer than 1.8 μm on CAGIRE. The detection layer in HgCdTe (MCT) is hybridized with indium bumps on a Read Out Integration Circuit (ROIC), designed and manufactured by LYNRED. The array is composed of 2040 by 2040 active pixels surrounded by a ring of pixels under permanent reset. Around them, reference pixels, with the same electronics as the active ones but not sensitive to light, can be used for Read-Out Integrated Circuit (ROIC) noise reduction. The detector is read through 32 outputs simultaneously. More information about the detector is given in Fieque et al. 2018.⁵

In order not to saturate the detector with the sky background, and to let enough dynamic available for bright objects, the exposures have to be shorter than 200 s in the J band and shorter than 30-60 s in the H band. This leads to accumulate around 30,000 electrons from the sky background ($\sim \frac{1}{4}$ of the potential well capacity), with Poisson statistical fluctuations of approximately 170 electrons rms per pixels. This is significantly larger than the readout noise, which is not a critical parameter for CAGIRE.

The data under study in this article have been provided by CEA-IRFU for ramps acquired with the ALFA sensor, and by CPPM for data acquired with the ROIC.

2.3 Data processing

One of the advantages of CAGIRE is to be located on the ground, allowing full ramps to be stored and exploited to measure the flux received by the detector. Ideally, the signal, measured in Analog to Digital Units (ADU), should be proportional to the integrated flux, and the flux should correspond to the slope of the ramp.

However, the data are impacted by several effects due to the detector or the environment (see section 3), requiring a pre-processing of the data before their analysis by the astronomy pipeline. Among the detector effects, conversion gain inhomogeneities (per pixel and per channel), readout noise, small fluctuations of bias voltages and pixel non-linearities affect the measure of the flux. Some non-operational pixels can also give erroneous values. Among environmental effects, cosmic-ray hits have a huge impact on the flux measurement and need to be taken into account. As CAGIRE aims at identifying quickly the NIR counterparts of high-energy transients, the ramps must be processed “on-the-fly”, implying that one ramp must be processed before the next arrives to avoid data clogging. For this purpose, we have developed a fast and robust pre-processing pipeline, described in the next section.

3. PREPROCESSING PIPELINE

When CAGIRE acquires a ramp, it is necessary to quickly provide a reliable map of the flux to the astronomy pipeline. The preprocessing aims at constructing such maps, cleaned from instrumental effects. It is composed of several steps summarized in table 1, and some of them require calibration maps, which are described in section 5. At some point, treatments depend on the number of frames in the ramp, as described in sections 3.2 and 3.3. The last step, the measurement of the flux, requires differential ramps. A differential ramp is constructed by subtracting 2 consecutive frames of the ramp. It is equivalent to the ramp derivative. This process is detailed in section 4.

3.1 Identification of saturated pixels

The first step is the identification of saturated pixels and the construction of a map of saturated pixels at the end of a ramp. This is necessary because saturation can lead to persistence, lasting for minutes to hours after the illumination.⁷

In order to identify saturated pixels, we compare the flux of the last frame of the ramp with the calibrated map of the saturation level. Pixels reaching the saturation level are flagged as saturated. The map of saturated pixels is an important piece of information, because the saturation during an acquisition can impact the following acquisitions as saturated pixels are likely to show some persistence. This persistence can leave a detectable signal even in the absence of illumination. The map of saturated pixels thus allows to avoid confusing a GRB afterglow with the persistence of a previously saturated star. Even if saturation is not the only cause of persistence, the list of saturated pixels is an important piece of information for the correct interpretation of sources detected by the astronomy pipeline. Figure 2 shows the ramp of a saturating pixel.

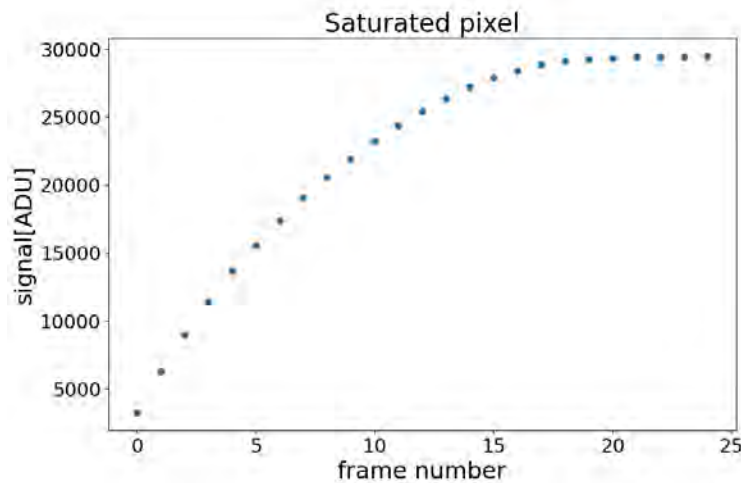


Figure 2. Example of a saturating pixel

3.2 Single frame ramps

In some special cases (e.g. focus adjustment with bright sources), it may be useful to acquire ramps containing a single frame. In such cases the preprocessing consists of two steps: the subtraction of the electronics bias and the correction of the ROIC common mode noise using the reference pixels. This second step is described in section 3.3.1.

3.3 Ramps with $N \geq$ frames

If the ramp is composed of 2 frames or more, the preprocessing involves the following steps (table 1): the correction of the common noise using the reference pixels, the construction of a differential ramp for each pixel, the identification and correction of pixels hit by cosmic-rays, and the fit of the differential ramp by a straight line. These steps are described in some detail below.

Step 1: Complete ramp headers		
Ramp HK information	Update headers	Raw ramp , with CAGIRE header
Step 2: Find saturated pixels		
Last frame of raw ramp Saturation Level map	Find saturated pixels	Map of saturated Pixels
Step 3: Subtract Master Bias and correct all frames with reference pixels		
Raw ramp Master Bias Map	Subtract Master Bias and correct all frames with reference pixels	Ramp with corrected frames
Step 4: Construct Corrected Differential Ramp		
Corrected ramp		Corrected differential ramp 1 (CDR1)
Step 5: Flag Cosmic Rays (CR) candidates		
CDR 1	CR candidates Identification (3 parameters)	Map of CR candidates Corrected differential ramp 2 (CDR 2)
Step 6: Flux estimation		
CDR 2 Map of non-linearity coefficients	Flux estimation (1 parameter)	Flux and variance maps

Table 1. Pre-processing pipeline for ramps with $N \geq 2$ frames. For each step, the left column gives the input parameters, the middle column indicates the computation, and the right column the output. Files made available by the preprocessing for the astronomy pipeline are shown in bold.

3.3.1 Correction with reference pixels

The pixel gain is very sensitive to small perturbations of the bias voltages, induced by the environment. Some of these perturbations can be corrected when they affect several pixels in the same way. This is in particular the case for perturbations impacting the column preamplifiers, which affect an entire channel. The noise generated at channel level is often called common mode noise and it can be reduced thanks to sets of reference pixels surrounding the matrix of active pixels. The reference pixels are identical to active pixels, except they are not connected to the sensitive layer. Since they have the same electronics as active pixels, they are subject to the same variations of the biases and temperatures as the active pixels. The aim is to correct the active pixels from these variations, by subtracting a linear combination of the signals measured by nearby reference pixels, as proposed by Bogna Kubik et al.⁸ for H2RG sensors. This correction is based on two steps. The first correction is applied to a whole readout channel, and the second one to each row individually. First, we select the top and

bottom reference pixels of a readout channel, representing 256 pixels, and we compute the mean of their values. Then, we subtract this mean to all the pixels of the channel, including the reference pixels themselves. Second, we select the left and right reference pixels of row L, plus 4 rows of reference pixels above and below row L, 9 rows in total, representing 54 pixels. We subtract their mean to row L. This second correction is computed with the left and right reference pixels previously corrected by the first correction. This method allows a reduction of the readout noise by $\sim 25\%$ and is applied to each frame of the ramp. This correction also corrects the offset, channel by channel, if it was not subtracted beforehand. As we are computing our flux with differential ramps, constructed from the subtraction of two consecutive frames, this offset correction has no impact on our process. Figure 3 highlights the impact of the correction on the uniformity of a frame. However, the bias has not been subtracted beforehand here, hence, the main visible effect is an offset correction.

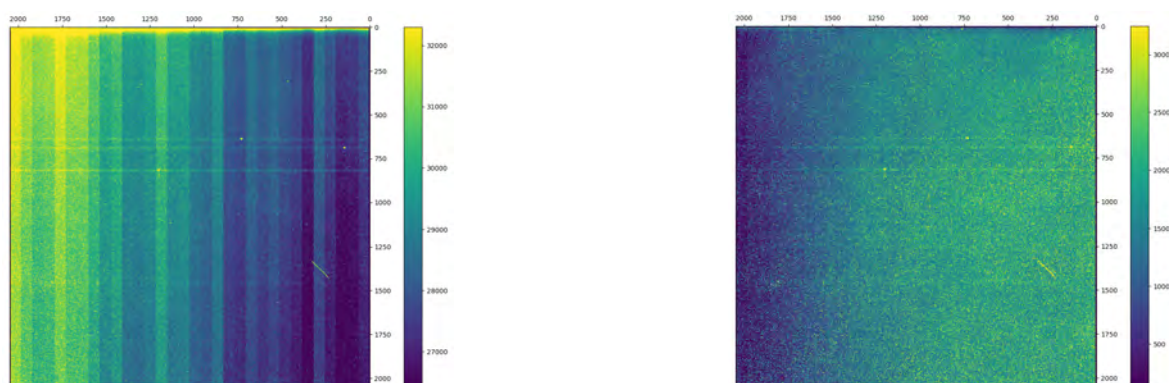


Figure 3. Example of a frame before correction by reference pixels [left] and after correction by reference pixels [right]. The axes correspond to the pixel number on the detectors, and the color bars are in ADU. In this example, the bias has not been subtracted, hence, the main visible effect is an offset correction.

3.3.2 Working with differential ramps

As explained before, the ALFA sensor used in this study has a non-destructive readout. The signal continuously builds up in the pixels and it is read out every 1.3 s, making ramps whose slope is proportional to the flux received by the pixel. Instead of fitting the ramps, which integrate the signal, we have chosen to fit the differential ramps constructed by subtracting the signal measured in frame $k-1$ to the signal measured in frame k . While the information contained in the differential ramps is equivalent to the one contained in the ramps, the differential ramps presents the advantage of being a series of independent measurements of about the same value, allowing a more direct statistical interpretation of the results. Fitting the differential ramps also requires one less parameter.

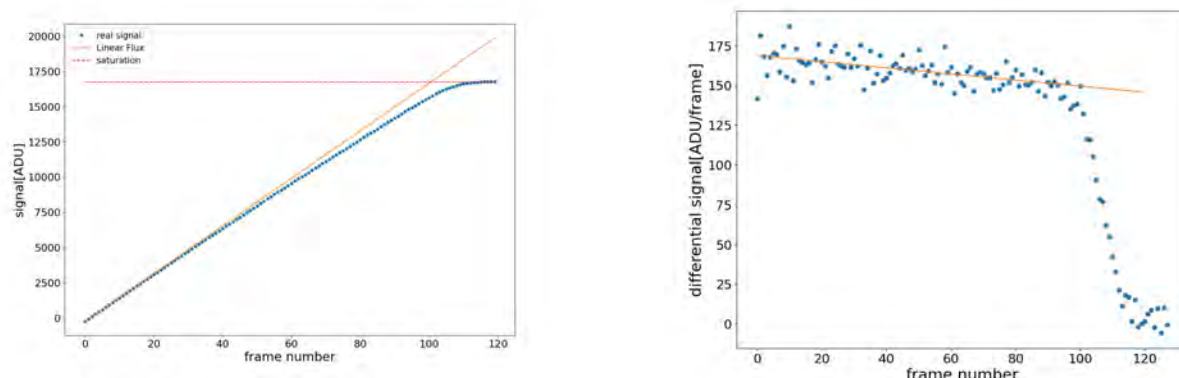


Figure 4. Experimental ramp (blue point), linear extrapolation of the beginning of the ramp (orange) and saturation level (dashed red line) [left]. Differential ramp (blue points) and its fit (orange line) [right]

Figure 4 gives an example of a ramp and the corresponding differential ramp. The left panel of figure 4 shows a measured ramp (blue points) and the associated linear extrapolation of the beginning of the ramp (orange). The right panel shows the differential ramp constructed from the left curve.

3.3.3 Identification and correction of pixels impacted by cosmic-rays

Cosmic rays are high energy particles coming from outer space. They generate high-energy secondary particles in the atmosphere of the Earth, which can leave a track in the detector, especially for observatories located at high altitudes. Even if few cosmic-ray hits are detected on the calibration maps measured in the laboratory, a larger number of pixels will be impacted by cosmic-rays during observations. To avoid errors on the flux map, cosmic-rays hits have to be localized. We discuss here a method allowing to localize them and to recover the flux of pixels impacted by cosmic-rays. Cosmic-ray impacts have a particular signature on the ramps and on the differential ramps, by creating a big jump between the signal measured in two consecutive frames. This jump is responsible for a high variance on the differential ramp. However, erratic pixels, or pixels impacted by high fluxes can also show differential ramps with a high variance. To differentiate a pixel hit by a cosmic-ray from a pixel illuminated by a bright source, we rely on the ratio R of the variance over the mean of the differential ramp. For bright stars, this ratio should be small because of the large mean. On the contrary, this ratio will be large for pixels impacted by cosmic-rays and erratic pixels. Pixels with both the variance and R exceeding predefined limits (constructed from their respective histograms), have probably been impacted by cosmic-rays. Once these pixels are selected, their differential ramps are tested individually. We compute the Median Absolute Deviation (MAD) of the differential ramp, and we define a limit to localize points very different from the median signal. This limit is plotted with a full row on the figure 5 [left]. It is defined by:

$$madLim = Signal_{median} + X \times MAD$$

Where "X" is a configuration parameter that will be defined with data acquired with the camera in its final configuration. If we detect a point of the differential ramp with a value larger than $madLim$, it is probable that a cosmic-ray impinged it, hence we suppress this point from the differential ramp of the pixel, and thus avoid to consider it in the calculation of the flux. To differentiate them from erratic pixels, cosmic-rays impacts are identified only if a single point exceeds the limit $madLim$. If no point is detected above $madLim$, or several points are detected above $madLim$, the pixel is an erratic one, and it is rejected from the list of cosmic-rays hits.

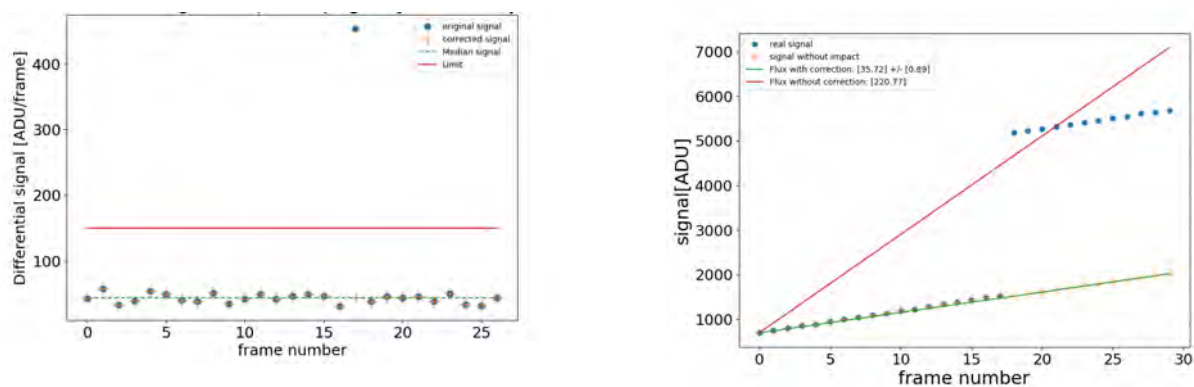


Figure 5. Differential ramp of a pixel impacted by a cosmic-ray at frame number $k=18$, and limit to identify cosmic-rays. [left]. Ramp of a pixel impacted by a cosmic-ray at frame number $k=18$, and its fit before (orange) and after (green) correction [right].

Thanks to this method, we can detect cosmic-rays hits and recover the flux of the impacted pixels (Fig 5, right). The preprocessing pipeline returns the localization of the identified cosmic-rays hits, and the flux corrected from the impact of these cosmic-rays.

3.3.4 Flux measurement on the differential ramp

This is the most important work of the preprocessing, but also the longest if it is not optimized. It relies on the fit of differential ramps, and it is described in section 4.

3.4 Products of the preprocessing pipeline

The following maps are returned by the pipeline:

- The position of saturated pixels.
- The position of pixels impacted by cosmic-rays.
- The number of frames used to fit the differential ramp of each pixel (section 4.3).
- The signal received by each pixel as described in section 4.4.
- The error on the signal as described in section 4.4.

3.5 Performances of the preprocessing pipeline

In terms of performances, we measured the time necessary to perform each step of the pipeline for the whole array, depending of the number of frames in the ramp, see table 2. The pipeline has been written in Python, and is implemented in a laptop with a microprocessor Intel Core i7-10810U @ 1.10GHz. The performances should thus be accelerated in the final process, thanks to the use of Julia language and a more powerful processor.

Number of frames considered	7	20	46	90
Exposure duration [s]	9	27	60	120
Finding saturated pixels [s]	0.008	0.008	0.008	0.02
Computing the limit of the fit [s]	0.3	0.7	2	6
Correction by reference pixels [s]	0.8	2.3	5	9.7
Creation of the differential ramp [s]	0.2	0.8	2.0	3.6
Computing output variables (Flux, Error, Cosmic-rays hits)[s]	1.5	2.5	5.6	19.4
Duration of the preprocessing	6	9	18	54

Table 2. Table of the characteristic processing time of the pipeline over the 4 millions of pixels

Table 2 demonstrates that, even with this configuration, the processing time is systematically shorter than the duration of the acquisition, which allows to finish the process before starting a new acquisition, as required.

4. MEASURING THE FLUX IN NEAR-REAL TIME

While the flux received by a pixel is encoded in the slope of its ramp, many factors can perturb its measure. First, the slope of the ramp decreases slowly due to the fact that the charges accumulated during an exposure tend to increase the effective capacitance of the pixel. Second, minute changes of the bias voltages produce slight variations of the gain, and consequently of the slope. Third, cosmic-rays may hit one or several pixels, producing a large number of charges and a jump in the ramp of these pixels. Finally, the sensor's non uniform illumination during sky exposures adds supplementary difficulties, like saturated pixels. Due to the wide field of view of CAGIRE, there will be many tens of saturated stars in standard exposures. It is nevertheless possible to get a correct estimate of the flux on these pixels, at the condition of measuring the slope of the ramp with only the frames recorded before saturation. It is thus necessary to evaluate, for each pixel, the range of frames to be used for the evaluation of the flux.

We have discussed the management of saturation, gain changes and cosmic-ray hits in the previous section, so this section is specifically dedicated to the management of non-linearities in the evaluation of the flux received by a pixel.

4.1 Dealing with non-linearities with differential ramps

The phenomenon of non-linearity can be seen in figure 4, where the signal on a pixel of an ALFA sensor shows a slight deviation from linearity (measured ramp in blue, and linear signal in orange), which has to be taken into account to estimate the flux from the ramp. Because of this deviation from linearity, the use of linear regression over the ramp is not adapted to measure the flux. Moreover, the statistical uncertainty on the points of the ramp increases with signal accumulation, because the detector noise is dominated by the photon Poisson noise. To overcome this problem, we decided to work with the differential ramps, constructed as the difference between two consecutive frames, as presented in the right panel of figure 4. At some point (frame number 90 approximately on figure 4), the ramp reaches a plateau (red dashed line), corresponding to the saturation level. In the differential ramp, right panel, the saturation level corresponds to the sharp fall of the values. Close to this saturation level, the deviation from linearity is higher, leading us to select a usable range of the ramp (linear and non saturated) to evaluate the flux. The first step of our calibrations is the computation of the functional form of the non-linearity function and the applicable range of this function. These two quantities are calibrated thanks to calibration ramps under illumination provided by CEA-IRFU.

4.2 Calibration of pixels non-linearity

The choice of the fit of the differential ramps relies on the ability of the function to take the non-linearity into account. The fits are computed on differential ramps. In order to choose, we compared three functions:

- A first order polynomial (a linear fit), where k is the frame number and the interesting parameter is a_0 , the signal in ADU/frame, which is proportional to the incident flux. a_1 is the non-linearity coefficient.

$$P_1(k) = a_0 + a_1 \times k$$

- A second order polynomial (where the interesting parameter is a_0 , the signal),

$$P_2(k) = a_0 + a_1 \times k + a_2 \times k^2$$

- A non-polynomial function using a coefficient of non-linearity, defined by:

$$F_\delta(k) = \frac{a_0}{(1 - \delta \times a_0 \times k)^2}$$

where a_0 is the signal we are looking for, and δ the non-linearity coefficient.

As the goal of the preprocessing is to be precise on the estimation of the signal but also fast and robust, the linear fit would be preferred. However, functions with more parameters could have the advantage of providing more accurate fits. To compare the efficiency of these functions to fit our data, we compared the medians of several quantities: the signal estimated by fitting a differential ramp, the variance on the fitted signal, the χ^2 associated to the fits and the normalized χ^2 associated to the fits. The normalized χ^2 is computed by dividing the χ^2 value by the number of degrees of freedom of the function (number of points of the ramp fitted minus the number of parameters of the fit, minus one). The results are computed on all the active pixels of the detector, and the medians of these values over the detector are summarized in table 3. The three functions have been used to fit the differential ramps over 80% of the dynamic range of the pixels.

Table 3 highlights values of the signal and of the χ^2 that are very similar for the three functions, providing no strong argument in favor of one function or another, from their sole capacity to fit the data. Looking at Table 3, we see that the median χ^2 of the three functions, are very close, meaning that the 2nd order polynomial and F_δ do not provide significant improvement, compared to the linear fit, which is the simplest function. We thus decided to fit the differential ramps with a linear fit to compute the signal.

The a_1 coefficient of the linear fit has units of $\frac{ADU}{frame^2}$. It is the consequence of the increase of the effective capacitance of the pixel while accumulating charges, which explains the deviation from linearity. We measured a median value of this coefficient of -0.24 ADU/frame² for active pixels. The negative sign reflects the capacitance increase, and thus the decrease of the number of ADU encoded for the same number of charges received. The role of this parameter in our process is described in section 4.3.

Function	2 nd order pol.	1 st order pol.	F_δ
Number of fitted parameters	3	2	2
Signal [ADU/frame] (median value)	193.5	193.3	193.5
Variance [ADU ² /frame ²] (median value)	7.4	3.1	3.4
χ^2 (median value)	62.6	63.3	63.3
Normalized χ^2 (median value)	0.947	0.942	0.927

Table 3. Comparison of the values of signal, variance, χ^2 and normalized χ^2 for the three non-linearity functions studied here. The values are the median values over all the active pixels of the detector.

4.3 The fitting range of the ramps and the non-linearity coefficient

To determine the fitting range of the ramps, we worked with ramps provided by CEA-IRFU. These ramps have been acquired with the detector under constant illumination during more than 4 min, to let the detector reach saturation. We fit the differential ramps with a first order polynomial, and compute the signal as the zeroth order parameter of the fit, called a_0 . The first order parameter is called a_1 and is representative of the loss of signal between two consecutive frames caused by the non-linearity of the ramp. We then looked at the variations of the estimated signal with the range of the ramp fitted, taken as a fraction of the saturation level. The results are presented in Table 4 and show stable signal a_0 estimates up to 80-90% of the saturation.

Saturation level fraction [%]	signal [ADU/f]	Error [ADU/f]	Dev. from lin [%]	Number of frames
10 %	193.255	4.9	0.3	10
20 %	193.164	3.5	0.9	18
30 %	193.135	3.0	1.5	27
40%	193.129	2.6	2.1	35
50 %	193.244	2.4	2.8	44
60%	193.358	2.4	3.4	53
70 %	193.350	2.3	4.0	62
80 %	193.234	2.4	4.7	71
90 %	193.214	2.6	5.3	80

Table 4. Signal estimation as a function of the maximum level of the ramp fitted, the associated error on the signal coefficient and the deviation from linearity at this level. The last column represents the number of frames used to compute the fit.

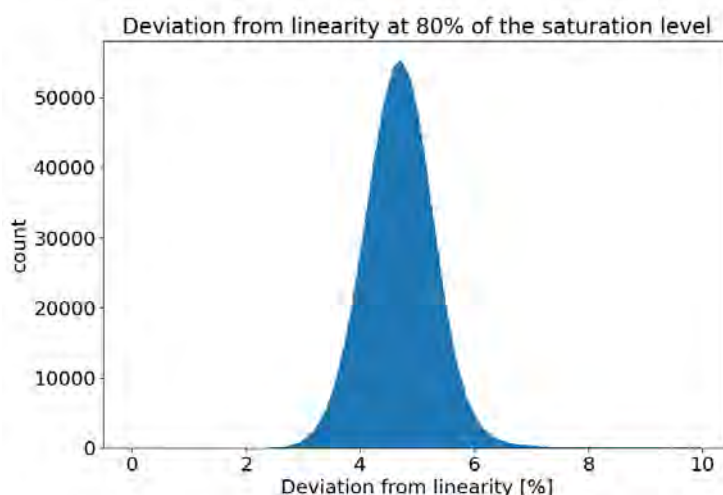


Figure 6. Histogram of the absolute value of the deviation from linearity at 80% of the saturation level

Table 4, highlights very stable signal coefficients with a fit by a first order polynomial, with variations smaller than 0.1%. These results confirm our choice of using a first order polynomial to fit the differential ramps. Moreover, we see that below 80% of the dynamic range, the deviation from linearity is smaller than 5% for most pixels, which is not the case at 90% of the saturation. Figure 6 shows the histogram of deviation from linearity for all active pixels at 80% of the dynamic range. It shows that pixels can have different behaviours. Because of this dispersion better results are obtained when the fitting range is defined as a fraction of the saturation level, instead of a deviation from linearity. If we choose a fitting range based on a given deviation from linearity (e.g. 5%), for some very linear pixels the fitting range could exceed the saturation level, leading to an erroneous value of the signal. We thus decided to fit the ramp until 80% of the saturation level to be sure to be in the close-to-linear domain of the ramps.

Moreover, the fit of differential calibration ramps under illumination with a first order polynomial function over 80% of the saturation range, allows us to construct a map of the non-linearity coefficient for each pixel of the detector. However, the coefficients a_0 and a_1 are not “universal” as they depend on the illumination. Specifically a_0 depends on the signal, while a_1 depends on the signal accumulated by the pixel. A way to get rid of this dependence is to construct the parameter $\gamma = \frac{a_1}{a_0^2}$, which can be shown to encode the non-linearity intrinsic to each pixel (see Annex A). We thus use calibration ramps to construct a map of γ (figure 13 of annex A). In the next section we discuss how this information is used to process ramps measured on the sky.

4.4 Measuring the signal with real ramps

The first step is to identify for each pixel, the frame number at which it reaches 80% of its saturation level, using calibration maps described in section 5.1. This limit, labelled k_{80} is different for each pixel. The second step is to compute the differential ramp and to estimate the signal, using a linear fit of the differential ramp.

$$d_k = a_0 + a_1 \times k \quad (1)$$

For the stability of the signal estimate, we want to estimate only the signal a_0 , considering the non-linearity as a known parameter. Relying on the non-linearity parameter $\gamma = \frac{a_1}{a_0^2}$, computed during the calibrations, equation 1 can be rewritten as follows.

$$d_k = a_0 + a_0^2 \times \gamma \times k$$

where k is the number of the frame considered, a_0 is the signal to be estimated, and γ , is the coefficient of non-linearity described in the previous section. After some computation we find that the signal on sky data can be computed by solving the equation:

$$A \times a_0^2 + B \times a_0 + C = 0$$

where $A = \gamma \times \frac{(N+1)}{2}$; $B=1$ and $C = -\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N d_k$. N is the number of frames of the ramp used in the calculation. In the end, we obtain the signal a_0 in ADU/frame :

$$a_0 = \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} \quad (2)$$

The error on this coefficient is defined by :

$$Error(a_0) = \sqrt{\frac{variance(d_k)}{N \times (B^2 - 4AC)}}$$

The computation of a_0 and its error are performed on the differential ramps up to k_{80} , for each pixel independently. Figure 4, shows an example of a differential ramp (blue points) fitted by this method (orange line). In this figure $k_{80} = 81$. More results on sky images are given in section 6.

5. CALIBRATION MAPS

Calibration maps are created beforehand, in order to localize bad pixels (dead, erratic...), to measure the saturation level, to construct the bias map and to evaluate the usable – sufficiently linear and unsaturated – range of the ramp for each pixel. These calibration maps, which are necessary for the preprocessing pipeline, will be acquired at the “Centre de Physique des Particules de Marseille” (CPPM) during the calibrations of the CAGIRE sensor.

5.1 The saturation level

First, a map of the saturation level per pixel is needed to evaluate the range of the ramp on which each pixel can be operated. It is also a useful map to localize the pixels saturated during an acquisition. This map is obtained by illuminating continuously the detector during the acquisition of a single ramp. The detector has to be illuminated until saturation to compute the saturation level of each pixel. An example of a saturation map acquired with the calibration data provided by CEA-IRFU is given figure 7.

5.2 Bias map

Before correcting the frames from the common mode noise, we need to subtract a Master Bias, measured during calibration tests. A pseudo-bias is computed as the median signal of few tens of dark acquisitions of one frame. This bias is required to deal with the first frame of a ramp. An example of a pseudo-bias map computed from 2 dark files provided by CEA-IRFU is given figure 7 [right].

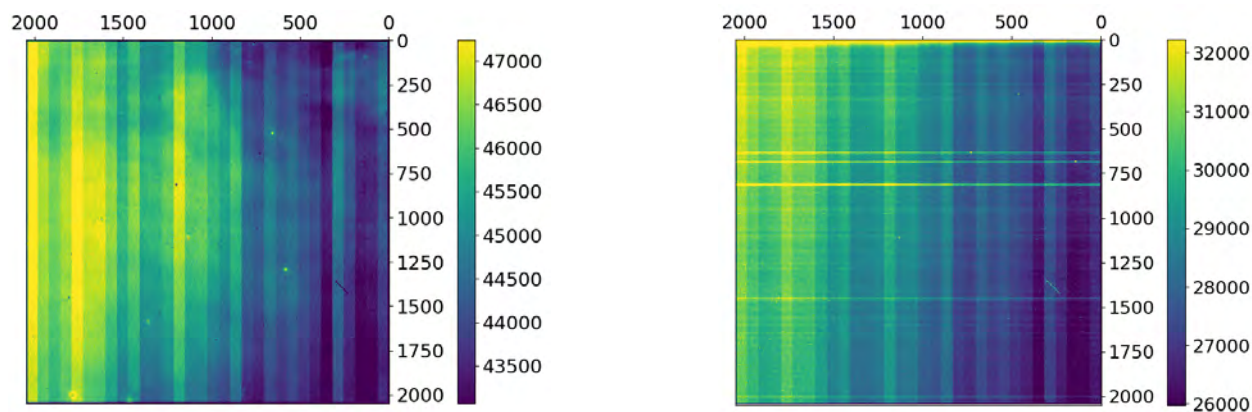


Figure 7. Example of a saturation map. The saturation level is expressed in ADU. The bias has not been removed. [left]. Example of a bias map. [right]

5.3 Non-operational pixels

We also need a map of the non-operational pixels to avoid misidentifications. Pixels can be considered as non-operational if they are dead or erratic. Hot pixels will be unusable only if they saturate in the very first frames of the ramp. Cold pixels are problematic if their limited response to light introduces a signal very different from their neighbours. Knowing their position can be useful for the astronomy pipeline. We explain in the next paragraphs how we localize and characterize these pixels thanks to calibration maps in the dark and under illumination. In the end, the map returned to the astronomy pipeline consists of a single map where all non-operable pixels are flagged in the same way.

Hot pixels are pixels with an abnormally high signal in the dark. We notice that most of them are usable while being illuminated. To find hot pixels, we compute the dark current, and we study pixels revealing a very high dark current, or saturating pixels. Only saturating pixels and pixels with a dark current larger than to 2 electrons/s will be considered as unusable (see fig 8). These pixels represent less than 0.001% of the active pixels. We also plotted here an “operability” curve on the histogram, representing the fraction of events larger than the value of x-axis. This curve highlights that very few pixels overcome the limit of 2 e-/s.

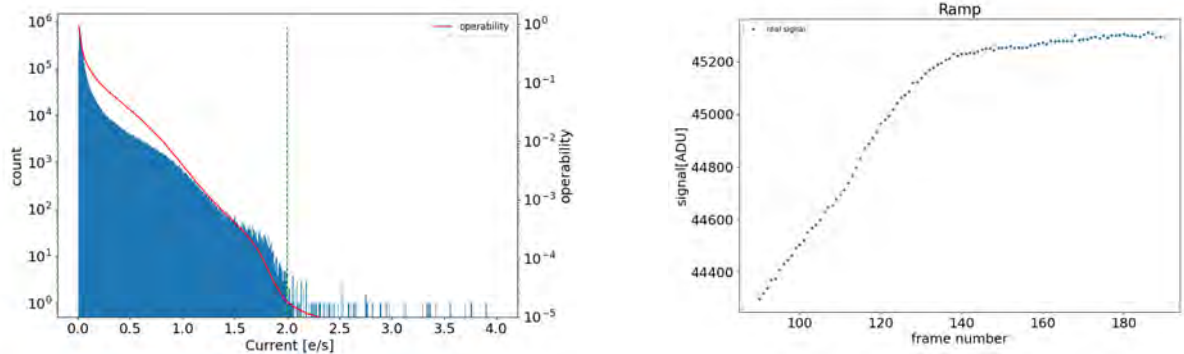


Figure 8. Left: histogram of the dark current for a 60266 second long exposure and limit of hot pixels (green dashed line). The red plot represents the "operability" (the fraction of pixels with a dark current larger than the abscissa), which can be read on the right vertical scale. Right: ramp of a hot pixel.

Cold pixels and dead pixels on the contrary, are pixels with an abnormally low response to light. To find them, we compute the signal received by the detector while being illuminated by a constant flux, and we plot the histogram of this signal. Pixels with a signal smaller than 500 electrons/s (see fig 9), are considered as cold or dead. These pixels represent 0.11% of the active pixels. We also plotted here the cumulative distribution of the histogram, representing the fraction of events smaller than the x-axis value. This curve highlights that very few pixels are below the limit.

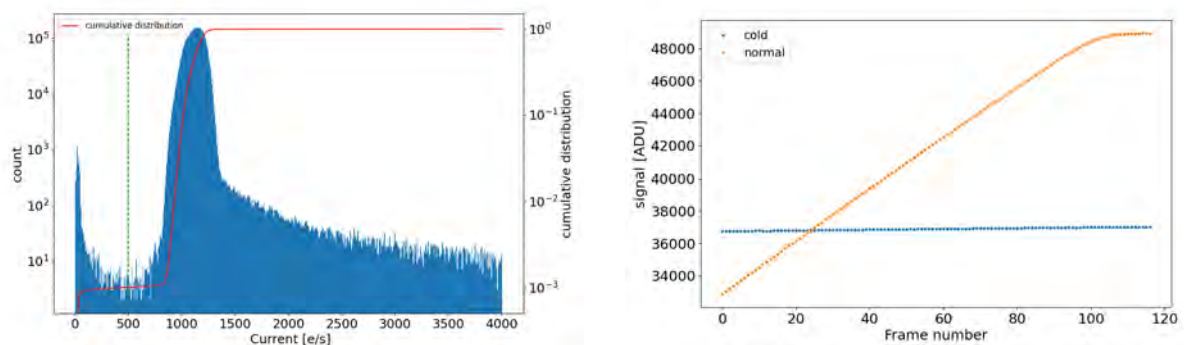


Figure 9. Left: histogram of the signal under illumination and the limit of dead and cold pixels (green dashed line). The red plot represents the cumulative distribution (because the pixels of interest are below the histogram maximum), which can be read on the right vertical scale. Right: ramp of a cold pixel (blue ramp) and ramp of an operable pixel (orange ramp).

Erratic pixels are pixels with an unusual response to light, very dispersed, which can have different behaviours. To find them, we compute the variance of the signal, for each pixel. Erratic pixels are pixels with a variance larger than $1000 \text{ electrons}^2/\text{s}^2$ (fig 10). This limit is a preliminary result to define maps to test our preprocessing pipeline. A study of these pixels with a response very different from a line is currently conducted to better understand and localize them. With this limit of $1000 \text{ electrons}^2/\text{s}^2$, erratic pixels represent 0.25% of the active pixels. We also plotted here the "operability" curve on the histograms, representing the fraction of events larger than the value on the x-axis. This curve highlights the fact that very few pixels have an erratic response, according to our definition.

In the end, very few pixels are considered as non-operational. They represent $\simeq 0.35\%$ of the active pixels. Using them could produce false detections so that their localization has to be provided to the astronomy pipeline, to avoid any misidentification based on the signal map.

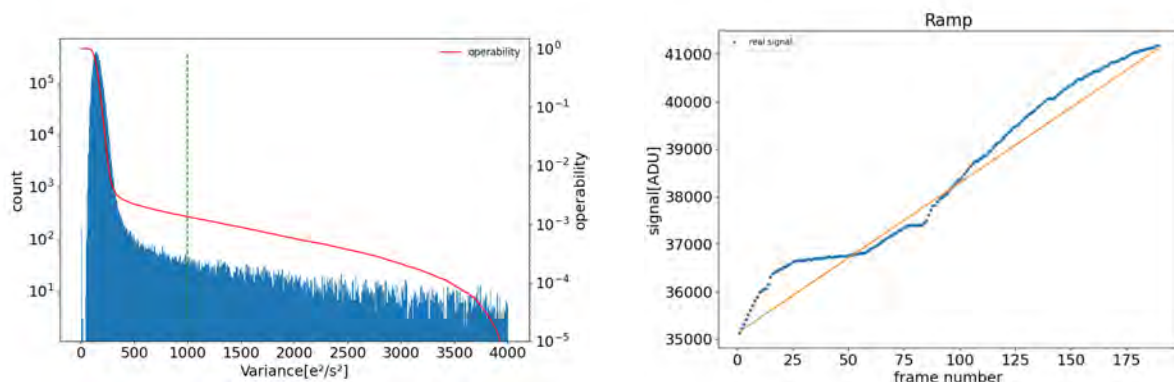


Figure 10. Left: Histogram of the variance on signal and limit of erratic pixels (green dashed line). The red plot represent the operability, which can be read on the right vertical scale. Right: ramp of an erratic pixel

6. APPLICATION TO SKY IMAGES

In order to validate the preprocessing pipeline, we tested it on images of the sky acquired with RATIR. These tests allow to confirm that the maps returned by the process are usable by the astronomy pipeline, but also to ensure that the signal returned on known stars is in line with the one listed in catalogs like the *2MASS* All-Sky Catalog of Point Sources.⁹ It is also a way to test that the preprocessing works properly on ramps that are dominated by the sky background, inhomogeneously illuminated and contaminated by cosmic-rays.

6.1 Pre-processing of RATIR images

The preprocessing pipeline described here has been tested on images of the sky taken with RATIR (the Reionization And Transients InfraRed camera). RATIR is a multi-channel optical and near infrared imager operating at the robotic 1.5-meter Johnson telescope at the Observatorio Astronómico Nacional in Mexico. This imager is able to acquire images in the *r,i,Z,Y,J* and *H* bands simultaneously. It is composed of two H2RG detectors, of 2040 by 2040 active pixels, surrounded by 4 rows and lines of reference pixels.³ For the sake of testing CAGIRE's preprocessing, RATIR data have been acquired in up-the-ramp mode.

The mode of operation with RATIR is thus very similar to CAGIRE, and it is located at the same site. The images acquired with RATIR are divided into two zones, one for the *H* photometric band and one for the *J* photometric band. We process here the whole image but distinguish stars observed in the *J* channel and stars observed in the *H* channel. Figure 11 represents the signal and the associated error computed for the *H* channel.

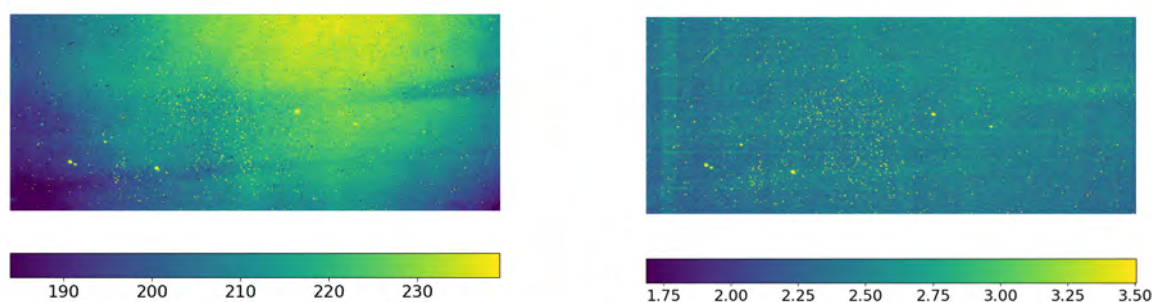


Figure 11. Example of a flux map and the associated error in the *H* channel

The data under study are composed of ramps of 30 frames, acquired every 1.45 s. We used these data to compute the signal of ramps taken with RATIR, using CAGIRE's preprocessing pipeline. We have to notice

here that we could not apply the steps of the preprocessing that use calibration maps. It means that we could not compute the level at 80% of the saturation and all pixels are processed in the same way. Moreover pixels saturating or non-operable pixels could not be removed. However we could apply the correction by reference pixels and construct all the output maps except the map of saturated pixels. Despite this lack of calibration maps, the process of ramps acquired with RATIR has not raised any particular issue. We are thus confident of the robustness of the pre-processing. The following section is not part of the pre-processing pipeline but aims to test the relevance of our outputs.

6.2 Results

After the pre-processing, we used the map of the signal, figure 11, to extract the sources with `Source Extractor`,¹⁰ and we cross-matched them with the catalog *2MASS* All-Sky Catalog of Point Sources,⁹ thanks to *Astrometry.net*.¹¹

Then, we compared the number of sources identified with the number of source detected, and the magnitude measured by `Source Extractor` with the magnitude measured in the catalog *2MASS*. The magnitudes estimated by `Source Extractor` have been computed without reference to the zero magnitude of the instrument. To make them comparable, we added an offset corresponding to the magnitude difference between *2MASS* and `Source Extractor` for the brightest star detected.

Number of extraction by <code>Source Extractor</code>	31
Number of extraction associated to <i>2MASS</i> catalog	28
percentage of good extraction [%]	90.3

Table 5. Number of sources extracted in our map, number of extractions associated to *2MASS* catalog and corresponding percentage of good extractions.

We notice here 90.3% of good detection. However, the bad detections are located on a corner of the detector presenting a ghost image, and could probably be avoided using the right calibration files.

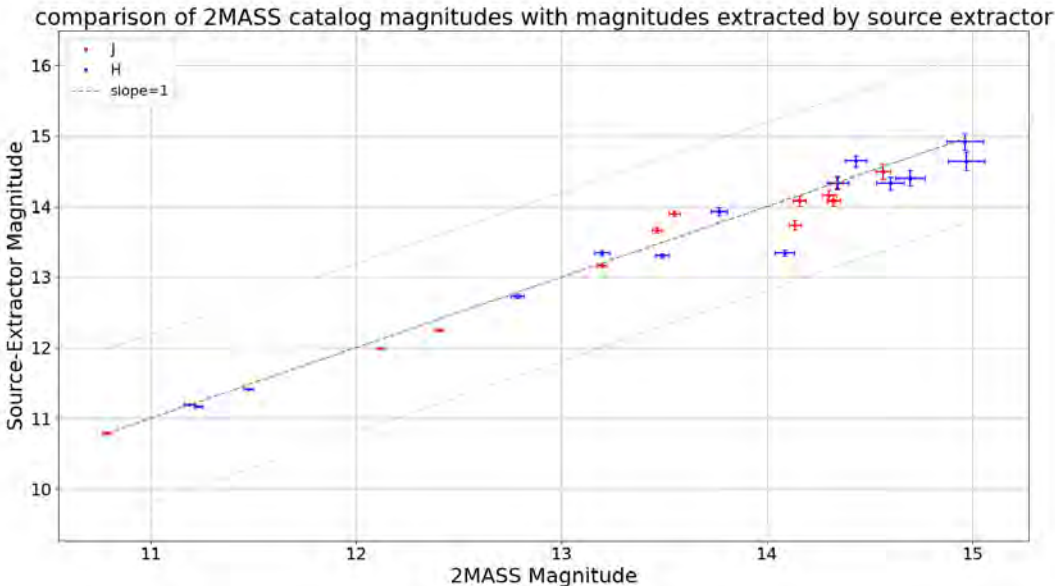


Figure 12. Comparison of the magnitudes measured by source extractor with magnitudes in the *2MASS* All-Sky Catalog of Point Sources

The result plotted Figure 12 depicts the magnitude measured by `Source Extractor` versus the magnitude of *2MASS* catalog. Red and blue points are for J and H bands respectively. The magnitudes estimated are

in line with *2MASS* results. They are not intended to be accurate magnitudes, however, because they are estimated with a single image, without correction of the sky background and with our very limited experience of `Source Extractor`. The astronomy pipeline of CAGIRE will indeed provide much more accurate magnitudes. Nevertheless, these first results show that the preprocessing fulfills its role, by providing images cleaned from detector's features and ready for the astronomical analysis, starting from realistic raw sky images. Finally, CAGIRE is composed of pixels larger than RATIR's, it has a larger field of view and uses a different sensor. The preprocessing will thus need to be adapted to the sky images acquired by CAGIRE.

7. CONCLUSION AND PERSPECTIVES

We have discussed here a method to recover the sky signal, based on the fit of differential ramps, and its integration into the preprocessing pipeline of CAGIRE. The pipeline has to be fast enough to process a ramp before the acquisition of a new one. We have shown here that it fulfills these requirements, returning maps usable by the astronomy pipeline, in a context of ramps dominated by the sky background. The input maps of the pipeline (saturation, bias and non-operable pixels) and their acquisition have been described. We have also presented the correction of the common mode noise thanks to a combination of the signal measured by the reference pixels. Our method allows to recover the signal of pixels impacted by cosmic-rays, thanks to the computation of the MAD of the differential ramp. A study of the speed performances of the pipeline has been conducted to attest the compliance with the requirement for a fast processing. The data provided by this process, were finally tested on sky images. We have shown that we are able to detect the objects with few errors and to compute magnitudes in line with the ones from *2MASS* catalog. For the future, we still need to study the effects of persistence on a short time scale (~ 1 minute, comparable to the duration of a ramp), particularly for saturating pixels. To do so, we will base our work on the studies of T. Le Goff.⁷ The impact of persistence will nevertheless be mitigated thanks to the use of a proper dithering strategy. Finally, our analyses, made with files acquired at CEA-IRFU, confirm that the ALFA detector fulfills CAGIRE requirements, with a good linearity and homogeneity, and very few defective pixels.

Acknowledgments

The calibration data used in the first parts of this paper were acquired at CEA by O. Boulade. The data has been provided to IRAP in agreement with ESA. CAGIRE is partly funded by the French Centre National d'Etudes Spatiales (CNES). The PhD contract of A. Nouvel de la Flèche is financed by CNES and LYNRED. This work has been partially supported by the LabEx FOCUS ANR-11-LABX-0013.

The on sky data used in this paper were acquired with the RATIR instrument, funded by the University of California and NASA Goddard Space Flight Center, and the 1.5-meter Harold L. Johnson telescope at the Observatorio Astronómico Nacional on the Sierra de San Pedro Mártir, operated and maintained by the Observatorio Astronómico Nacional and the Instituto de Astronomía of the Universidad Nacional Autónoma de México. Operations are partially funded by the Universidad Nacional Autónoma de México (DGAPA/PAPIIT IG100414, IT102715, AG100317, IN109418, IG100820, and IN105921). We acknowledge the contribution of Leonid Georgiev and Neil Gehrels to the development of RATIR.

REFERENCES

- [1] J. Wei, B. Cordier, S. Antier, P. Antilogus, J. L. Atteia, A. Bajat, S. Basa, V. Beckmann, M. G. Bernardini, S. Boissier, L. Bouchet, V. Burwitz, A. Claret, Z. G. Dai, F. Daigne, J. Deng, D. Dornic, H. Feng, T. Foglizzo, H. Gao, N. Gehrels, O. Godet, A. Goldwurm, F. Gonzalez, L. Gosset, D. Götz, C. Gouiffes, F. Grise, A. Gros, J. Guilet, X. Han, M. Huang, Y. F. Huang, M. Jouret, A. Klotz, O. La Marle, C. Lachaud, E. Le Floch, W. Lee, N. Leroy, L. X. Li, S. C. Li, Z. Li, E. W. Liang, H. Lyu, K. Mercier, G. Migliori, R. Mochkovitch, P. O'Brien, J. Osborne, J. Paul, E. Perinati, P. Petitjean, F. Piron, Y. Qiu, A. Rau, J. Rodriguez, S. Schanne, N. Tanvir, E. Vangioni, S. Vergani, F. Y. Wang, J. Wang, X. G. Wang, X. Y. Wang, A. Watson, N. Webb, J. J. Wei, R. Willingale, C. Wu, X. F. Wu, L. P. Xin, D. Xu, S. Yu, W. F. Yu, Y. W. Yu, B. Zhang, S. N. Zhang, Y. Zhang, and X. L. Zhou, "The Deep and Transient Universe in the SVOM Era: New Challenges and Opportunities - Scientific prospects of the SVOM mission," *arXiv e-prints*, p. arXiv:1610.06892, Oct. 2016.

- [2] S. Basa and al., “COLIBRI, a 1.3m robotic telescope dedicated to the transient sky ,” in *These proceedings*, SPIE.
- [3] N. Butler, C. Klein, O. Fox, G. Lotkin, J. Bloom, J. X. Prochaska, E. Ramirez-Ruiz, J. A. de Diego, L. Georgiev, J. González, W. H. Lee, M. G. Richer, C. Román, A. M. Watson, N. Gehrels, A. Kuttyrev, R. Bernstein, L. C. Alvarez, U. Ceseña, D. Clark, E. Colorado, A. Córdova, A. Farah, B. García, G. Guisa, J. Herrera, F. Lazo, E. López, E. Luna, B. Martínez, F. Murillo, J. M. Murillo, J. M. Núñez, M. H. Pedrayes, F. Quirós, J. L. Ochoa, G. Sierra, H. Moseley, D. Rapchun, F. D. Robinson, M. V. Samuel, and L. M. Sparr, “First light with RATIR: an automated 6 - band optical / NIR imaging camera,” in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, I. S. McLean, S. K. Ramsay, and H. Takami, eds., **8446**, pp. 336 – 342, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2012.
- [4] O. Godet, G. Nasser, J.-. Atteia, B. Cordier, P. Mandrou, D. Barret, H. Triou, R. Pons, C. Amoros, S. Bordon, O. Gevin, F. Gonzalez, D. Götz, A. Gros, B. Houret, C. Lachaud, K. Lacombe, W. Marty, K. Mercier, D. Rambaud, P. Ramon, G. Rouaix, S. Schanne, and V. Waegebaert, “The x-/gamma-ray camera ECLAIRS for the gamma-ray burst mission SVOM,” in *Space Telescopes and Instrumentation 2014: Ultraviolet to Gamma Ray*, T. Takahashi, J.-W. A. den Herder, and M. Bautz, eds., **9144**, pp. 625 – 639, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2014.
- [5] B. Fièque, A. Lamoure, F. Salvetti, S. Aufranc, O. Gravranc, G. Badano, O. Boulade, S. Mouzali, and S. Basa, “Development of astronomy large focal plane array ”ALFA” at Sofradir and CEA,” in *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VIII*, A. D. Holland and J. Beletic, eds., **10709**, pp. 33 – 51, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2018.
- [6] O. Gravranc, C. Lobre, J.-L. Sentailler, T. Legoff, N. Baier, G. Badano, O. Boulade, T. Pichon, A. Nouvel-Delaflèche, D. S. Giau, A. Maltere, S. Aufranc, F. Salvetti, J. Roumegoux, B. Brosse, and A. Lamoure, “Fabrication and characterization of a high performance NIR 2kx2k MCT array at CEA and Lynred for astronomy applications,” in *Infrared Technology and Applications XLVIII*, B. F. Andresen, G. F. Fulop, and L. Zheng, eds., **12107**, pp. 21 – 31, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2022.
- [7] T. L. Goff, N. Baier, O. Gravranc, O. Boulade, and T. Pichon, “Persistence and dark current characterization on HgCdTe short wave infrared imagers for astronomy at CEA and Lynred,” in *X-Ray, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy IX*, A. D. Holland and J. Beletic, eds., **11454**, pp. 285 – 298, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2020.
- [8] B. Kubik, R. Barbier, A. Castera, E. Chabanat, S. Ferriol, and G. Smadja, “Impact of common modes correlations and time sampling on the total noise of a H2RG near-IR detector,” in *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VI*, A. D. Holland and J. Beletic, eds., **9154**, pp. 427 – 439, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2014.
- [9] R. M. Cutri, M. F. Skrutskie, S. van Dyk, C. A. Beichman, J. M. Carpenter, T. Chester, L. Cambresy, T. Evans, J. Fowler, J. Gizis, E. Howard, J. Huchra, T. Jarrett, E. L. Kopan, J. D. Kirkpatrick, R. M. Light, K. A. Marsh, H. McCallon, S. Schneider, R. Stiening, M. Sykes, M. Weinberg, W. A. Wheaton, S. Wheelock, and N. Zacarias, “VizieR Online Data Catalog: 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources (Cutri+ 2003),” *VizieR Online Data Catalog* , p. II/246, June 2003.
- [10] E. Bertin and S. Arnouts, “SExtractor: Software for source extraction.,” *Astronomy and Astrophysics Supplement* **117**, pp. 393–404, June 1996.
- [11] D. L. D. W. H. K. M. M. Blanton and S. Roweis, “Astrometry.net: Blind astrometric calibration of arbitrary astronomical images,” *The Astronomical Journal* **139**(5), 2010.

APPENDIX A. STABILITY OF THE NON-LINEARITY COEFFICIENT γ

We consider here a differential ramp characterized by the equation:

$$d_k = A_0 + A_1 \times k$$

We can define the signal value as:

$$S_k = \sum_{j=1}^k d_j = A_0 \times k + A_1 \times \sum_{j=1}^k d_j = A_0 \times k + A_1 \times \frac{k(k+1)}{2}$$

The non-linearity is defined by the relative deviation of S_k from the theoretical value, $A_0 \times k$:

$$Non - Linearity(k) = \frac{S_k - A_0 \times k}{A_0 \times k} = \frac{A_1}{A_0} \times \frac{(k+1)}{2}$$

If we do the same computation with a different signal $A'_0 = x \times A_0$, we have :

$$Non - Linearity'(k) = \frac{A'_1}{A'_0} \times \frac{(k'+1)}{2}$$

Considering that, far from saturation level, the non-linearity is proportional to the accumulated signal $S_k = A_0 \times k$, we have $Non - Linearity = Non - Linearity'$ at the same accumulated signal level. We also have $A'_0 = x \times A_0$ and $k' = \frac{k}{x}$. We can then compute A'_1 :

$$Non - Linearity'(k) = Non - Linearity(k)$$

$$\frac{A'_1 \times (\frac{k}{x} + 1)}{A_0 \times 2x} = \frac{A_1 \times (k+1)}{2 \times A_0}$$

$$A'_1 = x \times A_1 \times \frac{k+1}{\frac{k}{x} + 1}$$

We approximate the ratio : $\frac{k+1}{\frac{k}{x} + 1} \approx x$

$$A'_1 = x^2 \times A_1 = A_1 \times \left(\frac{A'_0}{A_0}\right)^2$$

We can finally write:

$$\frac{A'_1}{A'^2_0} = \frac{A_1}{A^2_0} = \gamma \quad (3)$$

We here conclude that the non-linearity coefficient γ defined by the ratio $\gamma = \frac{A_1}{A^2_0}$, is independent of the signal received. Figure 13 shows the histogram of this coefficient computed with calibration data.

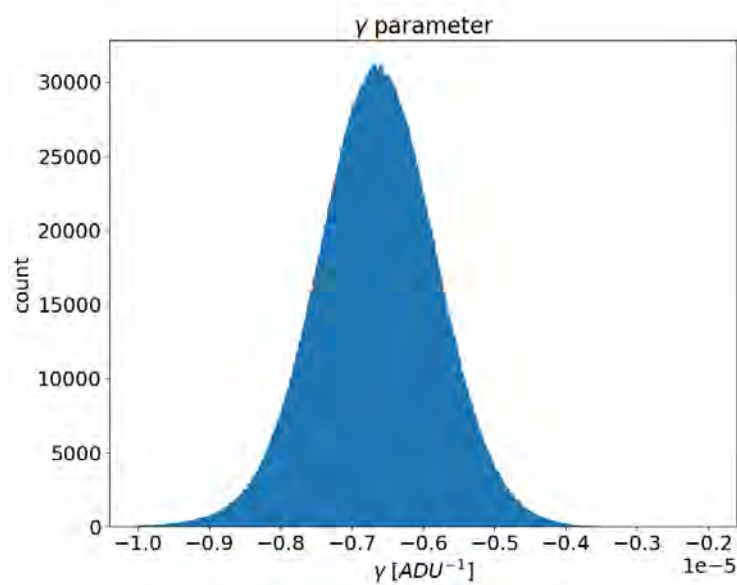


Figure 13. Histogram of the γ coefficient, peaking around $-6.5 \cdot 10^{-6}$.



CAGIRE: a wide-field NIR imager for the COLIBRI 1.3 meter robotic telescope

Alix Nouvel de la Flèche, Jean-Luc Atteia, Jérémie Boy, Alain Klotz, Arthur Langlois, Marie Larrieu, et al. *[full author details at the end of the article]*

Received: 4 April 2023 / Accepted: 22 May 2023

© The Author(s), under exclusive licence to Springer Nature B.V. 2023

Abstract

The use of high energy transients such as Gamma Ray Bursts (GRBs) as probes of the distant universe relies on the close collaboration between space and ground facilities. In this context, the Sino-French mission *SVOM* has been designed to combine a space and a ground segment and to make the most of their synergy. On the ground, the 1.3 meter robotic telescope COLIBRI, jointly developed by France and Mexico, will quickly point the sources detected by the space hard X-ray imager ECLAIRS, in order to detect and localise their visible/NIR counterpart and alert large telescopes in minutes. COLIBRI is equipped with two visible cameras, called DDRAGO-blue and DDRAGO-red, and an infrared camera, called CAGIRE, designed for the study of high redshift GRBs candidates. Being a low-noise NIR camera mounted at the focus of an alt-azimutal robotic telescope imposes specific requirements on CAGIRE. We describe here the main characteristics of the camera: its optical, mechanical and electronics architecture, the ALFA detector, and the operation of the camera on the telescope. The instrument description is completed by three sections presenting the calibration strategy, an image simulator incorporating known detector effects, and the automatic reduction software for the ramps acquired by the detector. This paper aims at providing an overview of the instrument before its installation on the telescope.

Keywords Gamma-ray burst: afterglow · SVOM · Instrumentation: detectors · Instrumentation: NIR imaging

1 Introduction

Using Gamma Ray Bursts (GRBs) as probes of the distant universe involves the quick and precise localisation of the bursts, the multi-wavelength observation and high

Alix Nouvel de la Flèche
alix.nouvel-de-la-fleche@irap.omp.eu

Extended author information available on the last page of the article

resolution spectroscopy of their afterglows and the detailed imaging and spectroscopy of their host galaxies. Such observing sequences require the efficient cooperation of space and ground facilities. In this context the *SVOM* mission (Space based multi-band astronomy Variable Object Monitor, [1, 2]) includes two follow-up telescopes designed to quickly localise and monitor the optical afterglows of GRBs detected by the space instruments. Among them, the COLIBRI telescope (Catching Optical Light and Infrared BRiGht transients, [3]), equipped with the near-infrared CAGIRE camera (CApturing Gamma-ray bursts Infra-Red Emission), plays a special role for the detection and localisation of the most distant GRBs, at redshift $z \geq 6.5$, whose emission is outside the range of the Visible Telescope (VT) of *SVOM* [4, 5].

Despite the scarcity of such very distant GRBs, their observation encompasses key objectives that have been considered sufficiently important to justify the development of a dedicated near-infrared camera at the focus of a mid-size robotic telescope. Improving our capabilities to observe high- z GRBs CAGIRE will hopefully contribute to constrain the GRB rate beyond redshift 5-6 [6, 7], facilitate the detection of the faint hosts of very distant GRBs [8, 9] and eventually detect GRBs associated with the explosion of population III stars [10, 11].

1.1 CAGIRE in the context of *SVOM*

As soon as a GRB will be localised by ECLAIRs, its position will be sent to the platform to slew the *SVOM* satellite, and simultaneously broadcasted to the ground by an on-board Very High Frequency (VHF) emitter and via a Beidou short message. On Earth, the alert should be detected by one of the ~ 50 *SVOM* VHF receiving stations located in the tropical zones. Once the message is received, the VHF station convey it to the French Scientific Center, which redistributes it to the world. 65% of the alerts are received on Earth within 30s, allowing ground-based observations to start most of the time before the end of the satellite slew [1].

One specificity of *SVOM* is the association of a satellite with a strong ground segment that includes a set of Ground-based Wide Angle Cameras (GWAC, [12]) monitoring the visible sky simultaneously with the satellite and two medium size Ground Follow-up Telescopes: the Chinese-Ground Follow-up Telescope (C-GFT), and the French-Ground Follow-up Telescope (F-GFT), aka COLIBRI [3], respectively located in China and Mexico.

We focus here on the Franco-Mexican robotic telescope COLIBRI, operating from the Observatorio Astronómico Nacional in San Pedro Mártir. The telescope is designed to quickly point transient sources upon alert and to make images of the error box at near infrared and visible wavelengths. The specificity of COLIBRI is the availability of an infrared channel equipped with a camera, called CAGIRE, housing a low noise large area European detector, called ALFA.

1.2 CAGIRE performances overview

CAGIRE is a $2k \times 2k$ scientific camera sensitive in the near infrared, covering wavelengths from $1.1 \mu\text{m}$ to $1.8 \mu\text{m}$. At the focus of the COLIBRI telescope, the camera

will acquire images in two photometric channels (J & H) within a square field of view of 21.7 arcmin on a side, to cover the error boxes of ECLAIRs. Before describing the camera, we provide a summary of its main characteristics and performance in Table 1.

The main goal of this paper is to provide useful reference material for the potential users of CAGIRE data. It is organised as follows: Section 2 describes the architecture of the camera, its optics, mechanics and electronics equipment, Section 3 presents the detector, and Section 4 the operations of the instrument. The calibrations and characterisations are briefly discussed in Section 5, and Section 6 presents an image simulator incorporating known detector effects. Finally, Sections 7 and 8 respectively introduce the automatic data preprocessing and its validation with simulated ramps.

2 Instrument architecture

CAGIRE is composed of three main subsystems (Fig. 1): a cryostat behind a filter selector (CAGIRE in Fig. 1), a close electronics, both onboard the telescope, and a

Table 1 Summary of CAGIRE performance

Parameter	Value
CAGIRE parameters	
Field of view	21.7'
Sky pixel size	0.65"
Wavelength range	1.1 μ m to 1.8 μ m
Photometric channels	J and H
Sky background expected	160 e-/s/pix (J) 1250 e-/s/pix (H)
Maximum attainable redshift size	$z \sim 11$
Vacuum autonomy	>6 months
Image processing duration (time since trigger)	<5 min
ALFA detector parameters (see also Section 5.1)	
Operating temperature	100K
Readout noise ¹	40 e-
Dark current	0.004 e-/s/pix at 100K
Diode dynamic range ²	240 ke-
Quantum efficiency	60 %
Total Inter Pixel Capacitance (IPC)	2.3%
Conversion gain	~ 10 e-/ADU
Operability under flux	99 %

¹ The readout noise presented here is computed from CDS noise, and has been measured after correction by the reference pixels, see [13]. Without correction, we find a readout noise of 55e-

² The dynamic presented here is the full dynamic of the diode, measured with CAGIRE configuration polarisation of the diode, $\Delta V_{diode}=0.6$ V

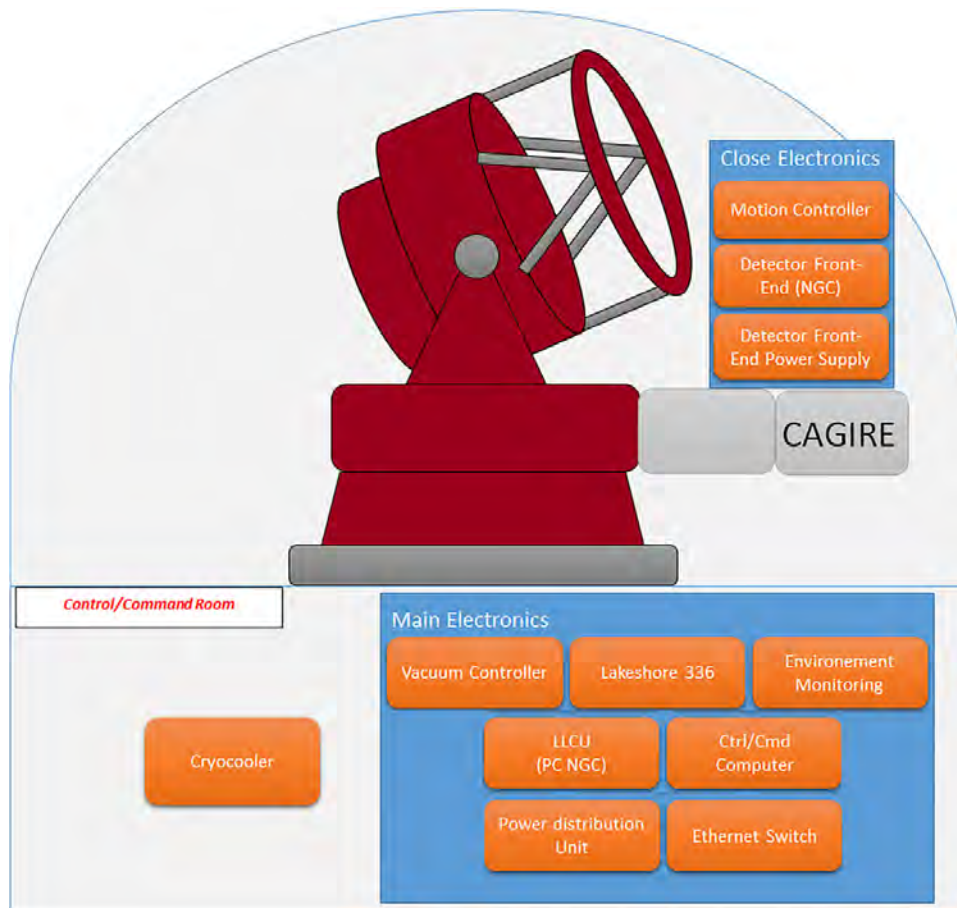


Fig. 1 Schematic diagram of the CAGIRE camera

remote electronics located in the control room. We provide below more details on the instrument's architecture.

2.1 Design tradeoffs

Using a cooled NIR camera at the Nasmyth focus of an Alt-Azimuthal telescope, like COLIBRI, requires specific tradeoffs discussed in this section.

The most important requirement on CAGIRE is to cover ECLAIRs error boxes in a single exposure with a $2k \times 2k$ detector. The $21.7'$ field of view of CAGIRE sets the size of the sky pixel to $0.65''$ on a side. This determines the expected sky signal, which is expected to reach 160 and $1250 \text{ e}^-/\text{s}/\text{pix}$ in channels J and H respectively. As a consequence of the optical design described in Section 2.2, the thermal radiation contributes to only a small fraction of the sky signal and there is no need to use cold optics for CAGIRE. The instrument has been designed with the aim of being sky-limited, in the sense that the main source of background are the Poisson fluctuations of the sky signal. The instrument internal background, for instance, is below 25% of the sky signal, and the detector readout noise is smaller than the fluctuations of the sky signal for exposures longer than 20 seconds in channel J and 2 seconds in channel H. These values are shown in Table 2

Table 2 Expected signal and fluctuations en e-/pix

channel and time	J (1s)	J (20s)	J (60s)	H (1s)	H (20s)	H (60s)
sky	160	3 200	9 600	1 250	25 000	75 000
internal signal	8	160	480	17.3	346	1 038
sky fluctuation	13	57	98	35	158	273
internal signal variation	3	13	23	4	18	32
readout noise	40	40	40	40	40	40
Total noise	42	71	108	54	164	279

Numbers in bold indicate cases where the readout noise exceeds the sky fluctuations

A second requirement concerns the autonomy of the instrument: CAGIRE should work with less than one maintenance period per 6 months (with a goal of 1 per year). To achieve this goal the instrument uses a cryocooler that is continuously running to keep the operating temperature below 100 K and relies on passive cryo-pumping to maintain the vacuum. With an aim of reliability, the instrument has few moving parts: two translation stages, a warm shutter and a linear motion stage. The warm shutter is closed during the telescope repointing, in order to prevent bright stars from illuminating the detector. The first translation stage is used to adjust the focus by moving a lens of the warm optical bench. The second one moves the filter slide in front of the cryostat. The linear motion stage is used to push a cold shutter in front of the detector, isolating it from the instrument and sky signals, allowing to monitor its health in a controlled environment.

Being at the focus of an Alt-Az telescope, the camera will always move (during and between the observations), driven by the mechanical derotator of the telescope. As the derotator cannot support the full weight of the camera with its electronics, the instrument is divided into two parts: the “onboard elements” and the distant elements, as shown in Fig. 1. The onboard elements are mounted on the main structural unit (hereafter MSU) attached to the derotator. They include the cryostat, and the close electronics, encompassing the detector front-end electronics and the motion controller. The distant elements lie in a dedicated room and are connected to the onboard elements through a cable wrap.

Another tradeoff involved the choice of the wavelength range of CAGIRE. In order to make the instrument as simple as possible, the wavelength range has been limited to the J & H photometric channels. This choice implies that the y channel is covered by the red CCD [14], which has a quantum efficiency (QE) slightly lower than the QE of the NIR detector.

Finally, CAGIRE uses a detector loaned by ESA (see Section 3), which imposed other constraints on the instrument. First, the detector and its cryogenic preamplifier developed by the Commissariat à l’Energie Atomique et aux énergies alternatives (CEA) and inspired from an ESO preamplifier, must be housed inside the cryostat. Second, the detector control and readout is done with ESO’s “New General detector Controller” (hereafter NGC [15, 16]), which must not be farther than 3 meters from the detector and must be onboard the telescope.

The requirement to identify afterglow candidates in less than 5 minutes puts no specific constraint on the instrument itself, but it has an impact on its operation as discussed in Section 4.

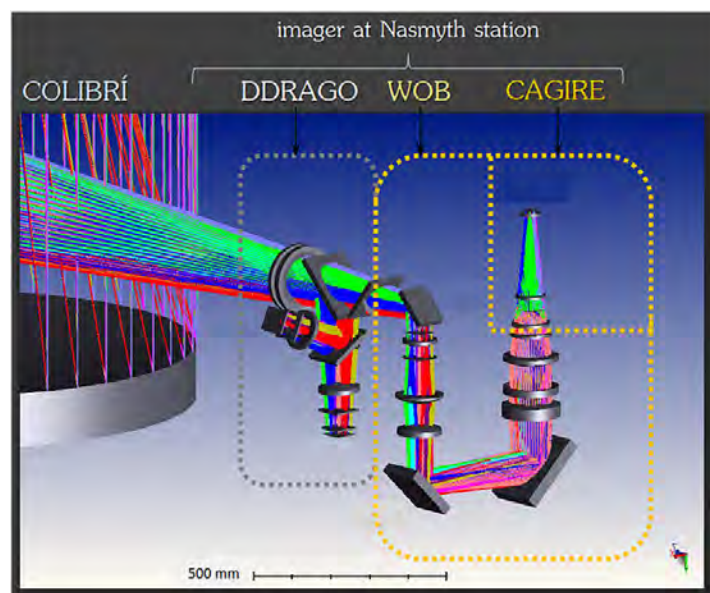
2.2 Optical design

As illustrated in Fig. 2, the light arriving from the telescope goes through the Warm Optical Bench (WOB), described in [17–19] before entering the cryostat. The WOB focuses the light onto the CAGIRE detector and eventually blocks the light beam when the telescope is moving. The light then crosses a warm silica filter selecting the desired photometric channel: J or H. A filter selector attached to the cryostat allows to switch between the two filters in less than 5 seconds. Inside the cryostat, a cold pupil stops the light coming from the warm objects located outside of the telescope beam, and a fixed cold filter cuts all wavelengths longer than $1.8\ \mu\text{m}$. The light finally crosses a re-imaging cold lens (L12 in Fig. 3) before getting to the detector. Carefully designed optical baffles prevent stray light to reach the detector. If needed, a cold shutter can be placed in front of the detector to put it into darkness. It is used during engineering periods and not during normal operations. All these elements are presented Fig. 3.

2.3 Mechanical structure

The WOB, the cryostat, and the close electronics are mounted on the MSU [19]. The cryostat is mounted on the MSU thanks to a removable plate and an alignment stage

Fig. 2 Optical path to CAGIRE, internal document, Jorge Fuentes and Rosalia Langerica



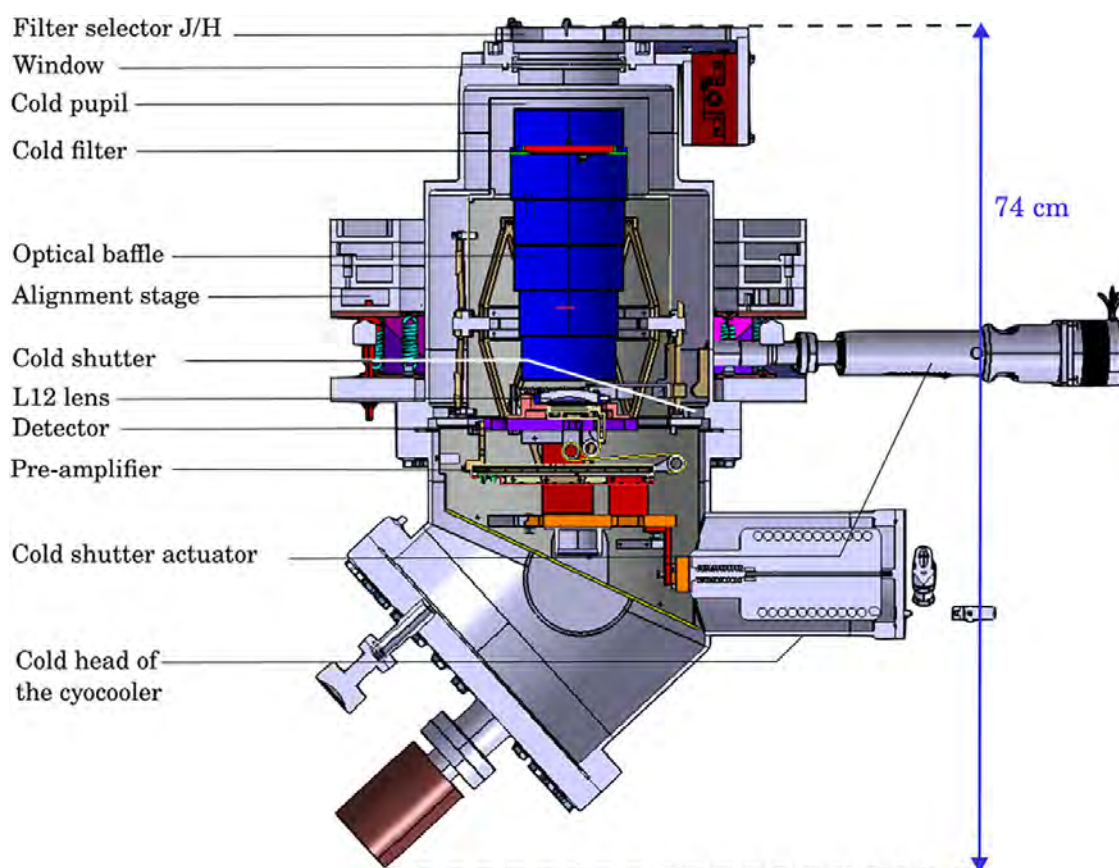


Fig. 3 Layout of the CAGIRE camera

allowing to adjust the camera position and orientation along 5 degree of freedom (see Fig. 3). The close electronics includes the detector front-end and its power supply, the motion controllers for the filter selector and the cold shutter, and various environmental probes, placed inside a standard 600 mm wide electronic rack. The cryocooler and the remote electronics are located in the control room, and described in Section 2.5.2.

The cryostat with all its parts will be assembled beforehand and then mounted on the alignment stage. Various analyses of the alignment stage and the cryostat have been conducted. They include a static analysis to estimate the impact of gravity on the detector's position inside the cryostat, and a vibration modes analysis in order to minimise the response of the camera to the cryocooler vibrations. The displacements measured during these tests are smaller than the optical tolerance, with a maximum lateral displacement of $\pm 225 \mu\text{m}$, smaller than the requirement of $\pm 360 \mu\text{m}$.

Additional studies involved the displacement of the detector during the movements of the telescope and a thermo-mechanical analysis to simulate the stress on the structure and the changes of the position of key elements due to thermal expansion/contraction. A maximal contraction of $\pm 300 \mu\text{m}$ has been observed for some non-optical parts like the pre-amplifier, because of their material, but these parts are mounted on flexible attachments which will absorb the deformation. No significant stress is to be expected in the assembly due to temperature.

2.4 Cryostat

As the detector selected for CAGIRE operates at a temperature of 100 K, a cryostat is needed to ensure nominal performances. However, the location of the camera on a fast-moving alt-az robotic telescope leads to some constraints, such as the need to provide passive cryogenic vacuum for at least 6 months without pumping, or the rigidity and mass budget of the cryostat. The cryostat, schematically presented in Fig. 4, is composed of a vacuum vessel in aluminium, which houses the optical baffles, the cold filter, the cold shutter, the L12 lens, the detector and the pre-amplifier. It is fitted with a window to let the light enter. All the cold components are thermally linked to the cold finger connected to the cold head, itself connected to the cryocooler located in the control room thanks to 38 meter long gas pipes. This allows to cool the cryostat to below 100K, with low vibrations. Various connectors, positioned on a single plate, allow electrical connections to the warm electronics. The cryostat also hosts temperature and vacuum probes, as explained in Section 2.5.2.

2.5 Electronics

2.5.1 Acquisition chain

The detector is controlled by the New General Controller (NGC), developed by the European Space Organisation (ESO) [15]. The NGC is composed of a Detector Front-end Electronics (DFE) powered by a Detector Front-end Power Supply (DFPS), both located in the close electronic rack, and of a control computer, the Linux Local Control Unit (LLCU), located in the control room and linked to the DFE with an optical fiber. The DFE encompasses various electronic boards, with specific roles to provide the

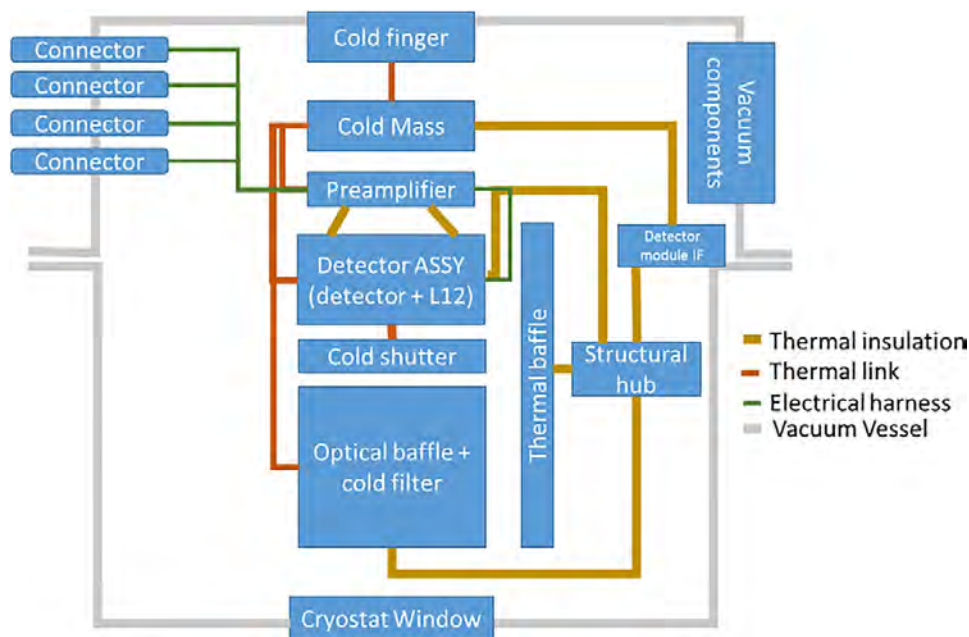


Fig. 4 Thermal and electrical model of the CAGIRE cryostat

clocks and voltages required to configure and read the detector (CLDC: Clock and DC voltage generator) and to convert the analog video signals from the 32 output channels of the pre-amplifier into numerical values encoded over 16 bits (ADC: Analogue to Digital Converter). The clock patterns and biases levels can be defined by the user in dedicated configuration files. Acquisition requests go through the Linux Local Control Unit (LLCU) and are translated for the detector by the Detector Control Software (DCS). What is called hereafter the detection chain is thus composed of the detector (detection layer and readout circuit), the pre-amplifier (PA) and the NGC. A diagram of the detection chain is given Fig. 5. The preamplifier (PA) has been developed by the Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers (CEA-IRFU). It has a gain of 4 and in normal science operation this adds no significant noise to the signal. The PA can operate from $\sim 50\text{K}$ to $\sim 300\text{K}$.

2.5.2 Motion and environment controls

CAGIRE electronics includes various subsystems that control the environment or move the components of the camera. They are listed below, and are represented in the electronics architecture diagram in annex A.1:

- Environmental probes include temperature, humidity, barometric pressure and luminosity sensors from Embedded Data Systems. These probes, located on the cryostat and in the close electronics rack, are connected, through a "1-Wire server", to the environmental monitoring server located in the the control room.
- The detector and the pre-amplifier are maintained at a low temperature with a cold head connected to a cryocooler located in the control room. The cryostat internal temperature is monitored to better than 0.01 K by a controller from the Lakeshore company.
- Pressure measurements are done with a Pirani gauge with a cold cathode able to measure pressure over a broad range, from 10^{-9} hPa to 10^3 hPa. This gauge is read through a vacuum controller located in the main electronics rack, in the control room. Its data are collected via RS485 communication, and then converted to go through the Ethernet network.

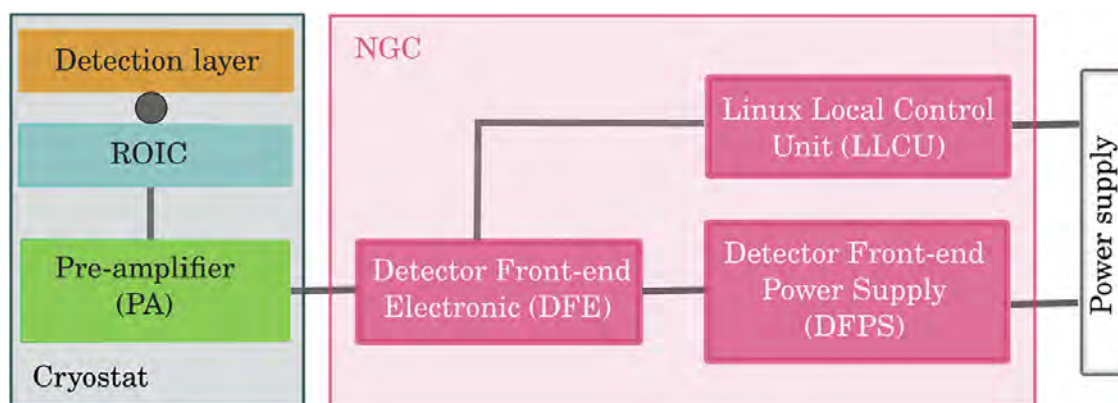


Fig. 5 Detection chain diagram. As presented in Fig. 1, DFE and DFPS are mounted on the telescope while the LLCU is located in the control room, below the telescope

- The filter selector is a unidirectional motorised stage mounted on the cryostat. It has a repeatability of $0.5 \mu\text{m}$, which is needed to reposition the filters at the same position each time. To meet COLIBRI requirements, it is also fast, with a speed of 50 mm/s , allowing to change the filter in about 2 seconds. It is controlled by a motion controller located in the close electronics rack, on the telescope.
- The cold shutter is moved by an actuator located on the cryostat. It is controlled by a motion controller located in the close electronics rack, on the telescope.
- The rack in the control room also houses the LLCU (NGC computer, see [2.5.1](#)), the inverter generator (UPS) from Schneider company, and the power distribution unit.
- The cryocooler is located next to the rack, still in the control room.

2.6 CAGIRE software

The CAGIRE software aims to set the camera in the observing condition requested by the Telescope Control System (TCS). To achieve this objective, the CAGIRE software is able to:

- Check the environmental conditions outside the cryostat (temperature, humidity, pressure, luminosity).
- Cool the cryostat.
- Monitor the vacuum.
- Ensure the detector security (power and reset configuration).
- Control the motorised stages (Filter selector, cold shutter).
- Initialise the detector and the detection chain.
- Set the acquisition configuration required by the TCS (e.g. number of ramps).

To complete these actions, the software is able to communicate with various devices and to drive them as necessary. These communications use the JSON-RPC 2.0 protocol, based on JSON files, the software being the client of various servers associated with different devices, as shown in Fig. 6. When CAGIRE is in its operational configuration, the instrument is ready to respond to requests from the TCS. The communication goes through the CAGIRE software, which is the only link between the instrument and the TCS. The CAGIRE software, developed in JAVA language, is also equipped with a visible human interface, the IHMI (Interface Homme-Machine Ingénierie or Engineering Man-Machine Interface), giving a control on the different features listed at the beginning of this section. Figure 6 provides a diagram of the CAGIRE software, running in the CAGIRE computer, and its connections to the various devices.

The devices monitored by the software are either hardware equipment (LLCU, environmental probes, motorised stages) or software developed in JULIA language, like the various device servers and the Pre-processing pipeline. This pipeline will be presented Section 7.

Finally, when CAGIRE receives a request from the TCS or through the IHMI, the software checks the status of the sub-systems (motors, environmental probes, LLCU), launches the acquisition and, at the end of the acquisition, launches the preprocessing

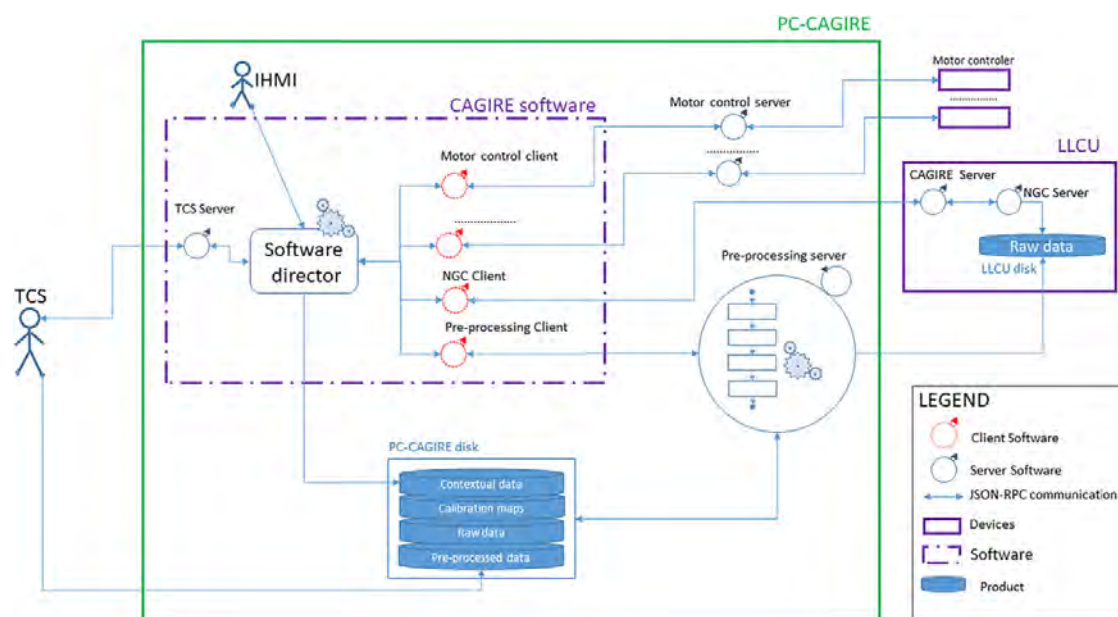


Fig. 6 Software architecture. The CAGIRE software is located in the CAGIRE computer and interacts with the servers of various devices

of the ramp. The raw data and the pre-processed images are then stored and made available to the TCS.

3 The ALFA detector

CAGIRE uses a new 2k x 2k European detector with low noise and high quantum efficiency in the short infrared wavelength (SWIR), called ALFA, for “Astronomy Large Format Array” [20]. The ALFA program, initiated in 2010 and funded by ESA, is supported by the ANR labex FOCUS (Agence Nationale de Recherche Française), and aims at responding to the need of developing a European large sensor array in Near Infra-Red (NIR) for space astronomical applications [21]. The first batch of four ALFA sensors included a sensor with excellent performance which has been selected to equip the CAGIRE camera [21].

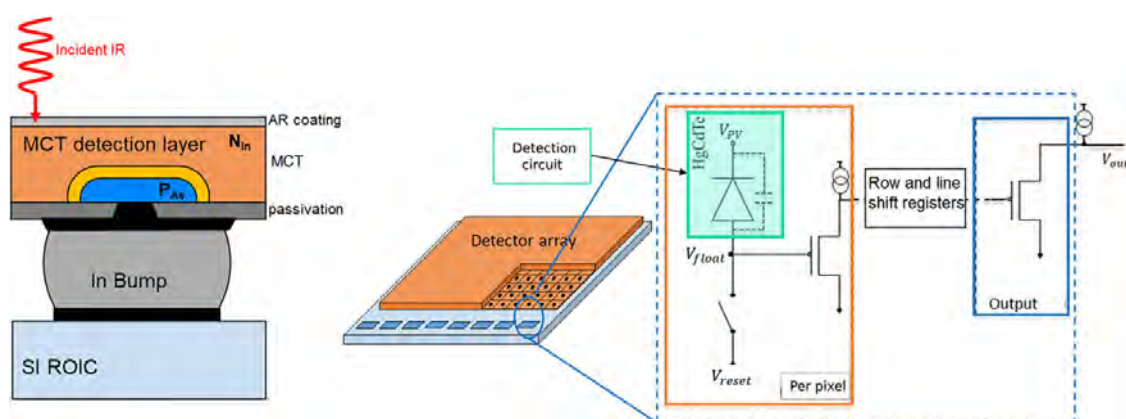


Fig. 7 ALFA ROIC and diode schematics - adapted from [21]

The Astronomical Large Format Array (ALFA) sensor is an hybrid detector, based on the MCT (Mercury Cadmium Telluride) technology developed at CEA-LETI (Fig. 7, left). The detection layer is hybridised thanks to indium bumps on a Read-Out Integrated Circuit (ROIC) manufactured by the French company LYNRED. The readout is performed through a Source Follower per Detector (SFD) readout circuit, allowing to read very low signals while continuously accumulating charges. The sensor is composed of 2048 by 2048 pixels of 15 μm pitch, of which 2040×2040 are active pixels. These active pixels are surrounded by a ring of pixels under permanent reset and a ring of reference pixels, with the same electronics as the active ones, but not sensitive to light. The latter can be used for ROIC noise reduction and offset correction. Finally, some test pixels with fixed capacitance can be used, for instance, to evaluate the capacitance of active pixels.

The detector covers a spectral range extending from 0.8 to 2.1 μm [21]. This range covers the J and H photometric bands, but in the case of CAGIRE, it justifies the need of a cold filter to block wavelengths longer than 1.8 μm that would otherwise increase unwanted signal on the detector. The sensor needs to be cooled at 100 K, and thus will be located into a cryostat. The ALFA sensor, because of its SFD structure (see Fig. 7), allows to work in a non-destructive mode, called "Up the Ramp". It means that the amount of charges accumulated in the pixels can be read many times between two resets, building ramps of signal whose slope is proportional to the flux received by the pixel.

Among the various readout modes available, CAGIRE will use the 32-channel science mode, with a 100 kHz readout. In this mode, each pixel is read every 1.33 s, providing a temporal resolution of 1.33 s. This mode also enables more flexibility to process the data after their acquisition, and does not lead to data rate issues because of the localisation of the telescope on ground. It nevertheless requires a special management of the data to get astronomical images, this is the role of the preprocessing pipeline described in Section 7.

The polarisation voltages selected for the detector combined with the detection gain and the gain of the preamplifier give a conversion factor of about 10 e-/ADU. The Analog to Digital Conversion is encoded over 16 bits. The diode full dynamic, of $\sim 240\,000$ electrons, is encoded on 24 kADU, with a typical signal between ~ 29.5 and ~ 53.6 kADU, representing respectively the median bias value and the median saturation level. We notice a linearity better than 5% over the first 70% of this range. More detailed performances of the detector can be found in Section 5.1 and in [22].

4 Operations

CAGIRE is designed to be an instrument that is both autonomous and simple to operate. The autonomy relies on two features: first, CAGIRE monitors its own status and is able to switch off automatically and go to safe mode in case of a problem, and second, the operation of the instrument is sufficiently simple to be fully automated.

This choice of simplicity started with the decision to use a single readout mode, the science mode with 32 output channels, which drives the observing mode of CAGIRE. Upon reception of a request from the Telescope Control System (TCS), CAGIRE

executes the following sequence : select the filter, configure the acquisition with the requested number of frames, start and stop the acquisition, preprocess the data and make them available to the TCS, and wait for the next request. This sequence can be interrupted at any time by the TCS, for instance upon arrival of a high-priority alert. Upon request, CAGIRE can also send its current status to the TCS.

CAGIRE is thus a “passive instrument”, with no memory and no context (beyond its own configuration status). No memory means that CAGIRE deals only with the current exposure, keeping no memory of previous exposures (to the exception of the map of saturated pixels used for the management of short-term persistence, as explained in Section 7). No context means that CAGIRE uses no contextual information, like the pointing direction, the type of exposure (flat or sky), or the dithering strategy, when doing an observation. In the end, the complexity is transferred to the TCS, which is in charge of commanding the observations, and to the astronomy pipeline, which is in charge of data analysis. As an example, the dithering strategy will be managed (1) by the TCS to plan the observations and (2) by the astronomy pipeline to reconstruct the images. In this way, a dithering sequence has no impact on CAGIRE observations.

5 Characterisation

Getting the best from a detector like ALFA requires a detailed knowledge of its properties. This is the goal of detector characterisation. In the case of CAGIRE, the characterisation of the camera is divided into three phases.

First, the CEA/IRFU performed a precise characterisation of the detector for ESA, who is the proprietary of the detector. In a second phase, the CAGIRE detection chain will be tested at the Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM), using a configuration representative of CAGIRE in terms of voltage biases, exposure times or illumination levels. This phase has two main goals: evaluate the detector response in a controlled environment and in CAGIRE configuration, and acquire the different maps needed for the preprocessing of images (see Section 7). The third and last phase is the characterisation of the fully integrated camera at the Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP).

5.1 Detector characterization at CEA-IRFU

As the detector is ESA owned, the agency contracted CEA-IRFU/Dap to characterise the sensor according to ESA specifications. CEA developed different benches presented in [23], to measure the characteristics required by ESA. Among them, the dark current, readout noise, linearity, conversion gain, Inter-Pixel capacitance (IPC) and Quantum Efficiency (QE) have been measured on the ALFA detector selected for CAGIRE.

Table 3 shows some important parameters measured at CEA, on the detector selected for CAGIRE. Except for the quantum efficiency, which is slightly lower than expected, these measurements are compliant with CAGIRE requirements. The dark current is negligible compared to other noise sources, IPC presents the expected values, and the

Table 3 Table of the main characteristics of the detector

Parameter	Mean value over the detector
Dark current	0.004 e-/s/pix at 100K
Readout noise ¹	40 e-
Diode dynamic range ²	240 ke-
Quantum efficiency	60 %
Total Inter Pixel Capacitance (IPC)	2.3 %
Conversion gain	~ 10 e-/ADU
Operability under flux	99 %

¹ The readout noise presented here is computed from a CDS noise, and has been measured after correction by the reference pixels (see [13]). Without correction, we find a readout noise of 55e-

² The dynamic presented here is the full dynamic of the diode, measured with CAGIRE configuration polarisation of the diode, $\Delta V_{diode}=0.6V$

linear dynamic range is large enough to avoid saturating the camera too quickly. The readout noise is higher than expected but this is not an issue since it becomes smaller than the Poisson noise of the sky signal for exposures longer than 17 s in J and 2 s in H. Furthermore, this value will be reduced by ~ 20-25% after removing the common mode noise with the reference pixels [24].

The interested reader can find more information on these measurements in [21, 23, 25].

5.2 Calibration of the detection chain at CPPM

These tests aim at measuring the behaviour of the CAGIRE detection chain (detector, pre-amplifier and NGC) under CAGIRE conditions (bias voltages, readout mode, signal level...). They will also allow to obtain the calibration maps (bad pixels, saturation level, linearity...) for the preprocessing pipeline. They are divided into three steps.

The first step involves the choice of an optimal configuration in terms of bias voltages and number of resets at the beginning of a ramp.

In a second step various tests in darkness will be conducted, with the measurement of the readout noise and of the correlated double sampling (CDS) noise, the identification of hot or erratic pixels and the dark current map. Hot pixels are identified by their abnormally high signal in the dark current map, while erratic pixels have a signal abnormally dispersed.

The third step relies on the uniform illumination of the detector with LEDs at two different wavelengths, close to the J and H bands centre (1250 nm and 1630 nm). This step will allow to measure the saturation level, the Photo Response Non-Uniformity (PRNU), the ramp non-linearity and the conversion gain on "superpixels", but also to identify cold pixels and erratic pixels. Cold pixels are defined by their abnormally low signal under illumination. The detector will be illuminated with different levels of flux, corresponding to a signal varying between 80 e-/s/pix to 10000 e-/s/pix, in order to measure the flux non-linearity and the impact of persistence.

The persistence will be studied by alternating illuminations at low flux, close to the expected sky background (~ 160 e-/s/pix in J), and illuminations at large flux, from 250 e-/s/pix to 50 000 e-/s/pix, with the aim of measuring the amplitude and decay time of the persistent signal, for various excitation levels.

At the end of these tests, the detector will be delivered to IRAP, where it will be integrated into the cryostat.

5.3 Calibration maps for simulations and the preprocessing pipeline

Some of the characteristics measured by CEA-IRFU are needed to build realistic simulations of the instrument (Section 6) and to construct the preprocessing pipeline (Section 7). These characteristics will be measured at CPPM with CAGIRE configuration before to be implemented on the pipeline. They are presented below.

5.3.1 Bias and saturation maps

The bias calibration map will be measured during characterisations at CPPM. Figure 8a presents a preliminary bias map constructed from measurements done at CEA, which shows that the bias typically varies from ~ 27 to ~ 31 kADU.

The saturation level is the signal reached when the potential well of the pixel is full. It is measured by illuminating the sensor until it reaches a constant signal (Fig. 9a). A map of this saturation level is given in Fig. 8b. With a typical bias of $\sim 29\,000$ ADU and a dynamic of $\sim 23\,500$ ADU (cf. Section 3), the saturation is reached around a median value of 52 500 ADU.

5.3.2 Non-linearity

The ramp non-linearity measures the deviation of a *differential ramp*¹ d_k measured under constant illumination, from a constant (Fig. 9). Fitting the differential ramp with a linear function, $d_k = A_0 + A_1 \times k$, where k is the frame number, yields two coefficients: A_0 and A_1 respectively representing the offset and the negative slope. This fit is done on the first 70% of the pixel dynamic range. This threshold allows to fit the ramp in its most linear part, where the deviation from linearity is typically below 5%. The measurement of the deviation from linearity and the estimation of this range is describe in [13]. This fit is illustrated in Fig. 9b.

Following [13], we define the non-linearity coefficient γ as:

$$\gamma = \frac{A_1}{A_0^2} \quad (1)$$

This measure of non-linearity is a small negative quantity, which is independent of the signal and has units of ADU^{-1} . γ encodes the relative loss of signal from one frame to the next under constant flux illumination, and $(1 - \gamma)$ may be interpreted

¹ The differential ramp is the ramp made by the succession of the differences between two consecutive frames.

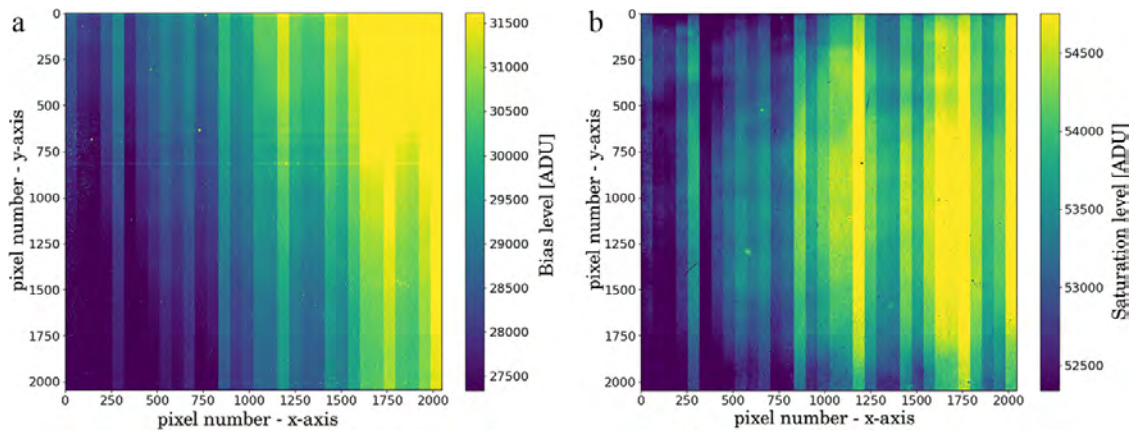


Fig. 8 a. Bias map (left) and b. saturation map (right) in ADU

as the relative increase of flux that is needed to produce the same signal from one frame to the next. From the measurements done, the median value of the non-linearity coefficient defined this way is $\gamma = -6.5 \times 10^{-6}$. An histogram of this coefficient is given in panel a of Fig. 10 and a map in panel b. A more detailed procedure of the signal measurement with the use of the non-linearity coefficient is given in Section 7 and in [13].

5.3.3 Persistent signal

The persistent signal is the signal measured in darkness, in excess of the dark current, after a controlled illumination and various resets of the sensor. As shown by [26], $P(t)$, the integrated persistent signal at time t can be fitted with a sum of 3 exponentials, as in (2). A graph of the integrated signal $P(t)$ for an illumination at 200% of the saturation level is given Fig. 12.

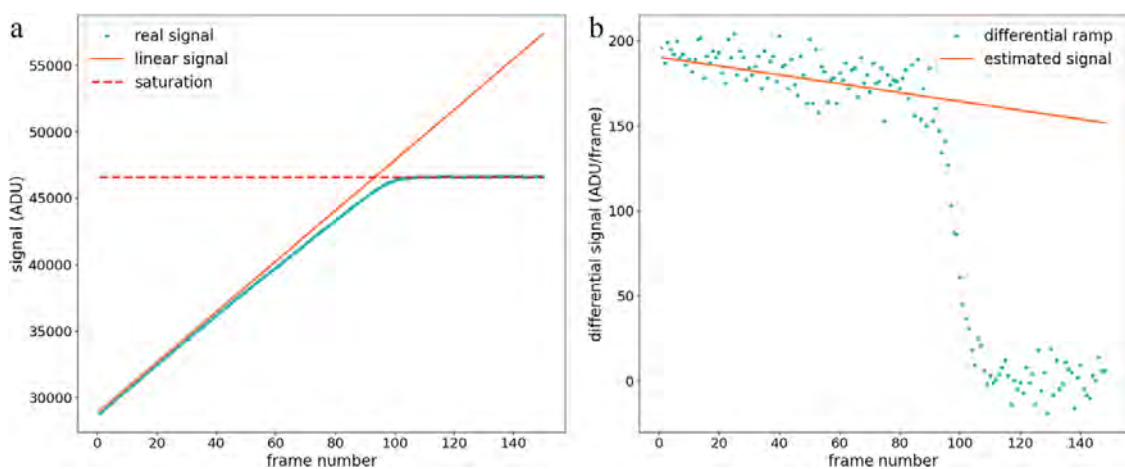


Fig. 9 a. Experimental ramp (blue point), linear extrapolation of the beginning of the ramp (orange) and saturation level (dashed red line) (left) and b. Differential ramp (blue points) and its linear fit (orange line) (right)

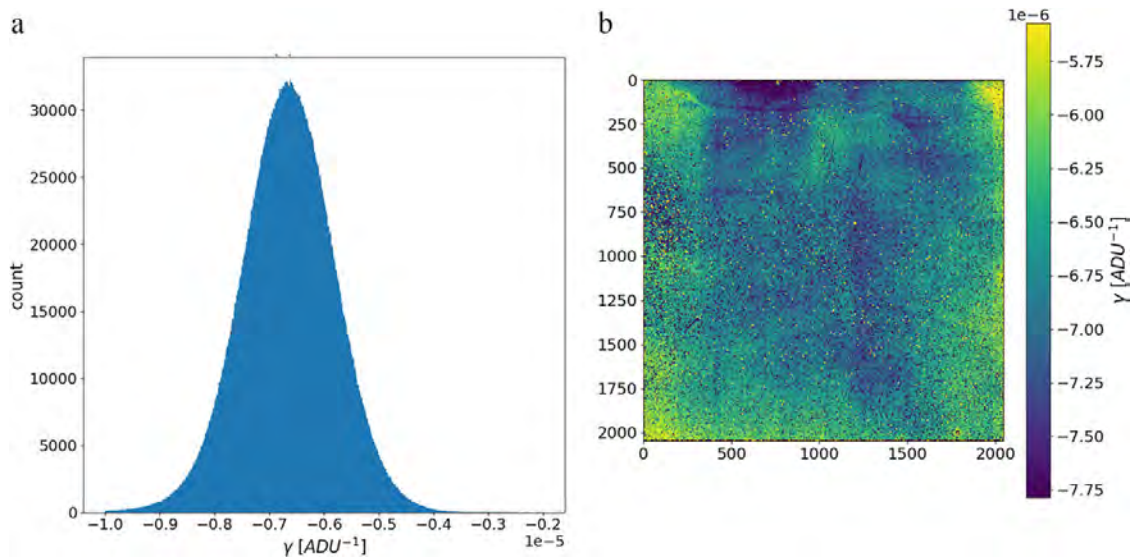


Fig. 10 a. Histogram of the non-linearity coefficient, γ , defined in Section 5.3 (left) ; b. map of the non-linearity coefficient γ (right)

$$P(t) = A_1 \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau_1} \right) \right] + A_2 \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau_2} \right) \right] + A_3 \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau_3} \right) \right]$$

$$P(t) = P_1 + P_2 + P_3 \quad (2)$$

The 6 parameters vary from one pixel to the next and their maps have been computed for different illuminations levels, during tests at CEA-IRFU. Moreover, the amplitude parameters A_1 , A_2 and A_3 depend on the illumination level. The distributions of the amplitudes and time constants of the persistent signal are shown in Fig. 11, for an illumination at twice the saturation level, suited for our simulations purpose.

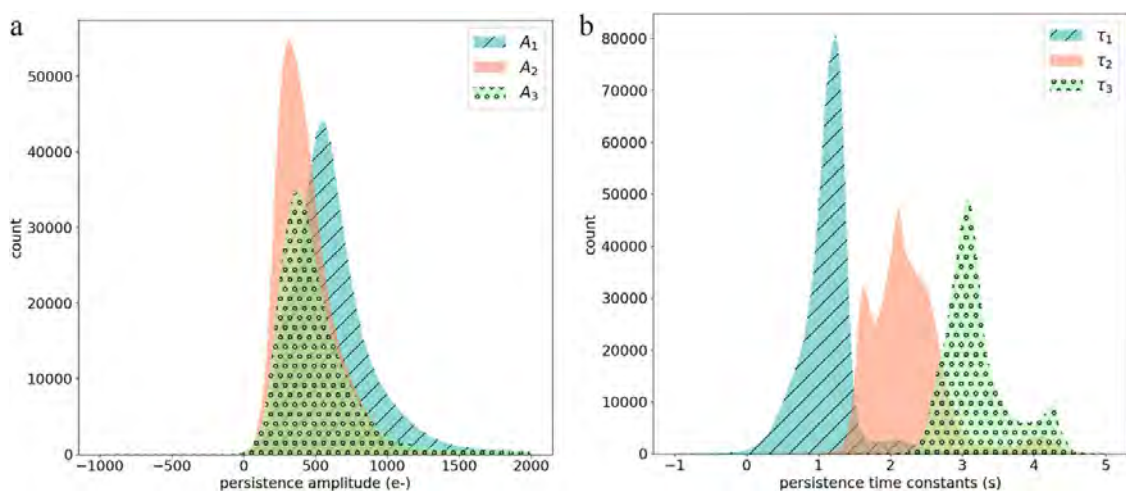


Fig. 11 a. Histogram of the amplitude coefficients A_1 , A_2 , A_3 of persistence defined in (2) (left) and b. Histogram of the time constants of persistence (in logarithmic scale) defined in (2) (right)

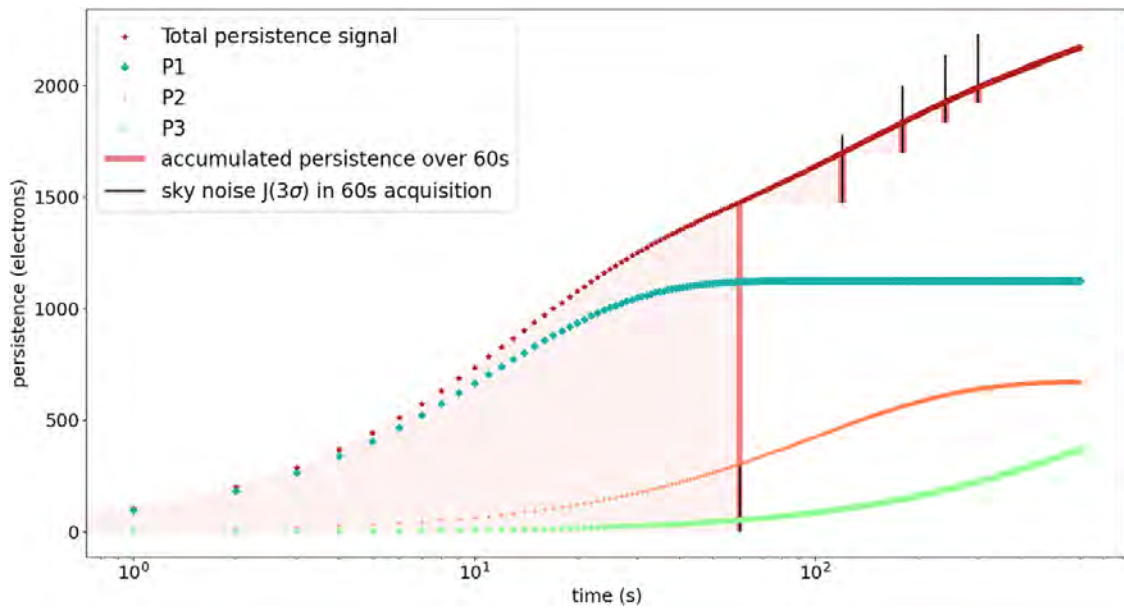


Fig. 12 Integrated persistent signal versus log(time), after an illumination at twice the saturation level, at $t = 0$ s. The total signal in electrons, $P(t)$ is plotted with red stars. The blue diamonds, the orange crosses and the green triangles are respectively the first, the second and the third components of (2), P1, P2 and P3. The pink vertical lines represent the persistent signal accumulated during one 60 s acquisition, ending at times $t = 60$ s, $t = 120$ s, $t = 180$ s, $t = 240$ s and $t = 300$ s. This height must be compared to the dark lines representing the sky noise (3σ) in J channel for a 60 s exposure, allowing to evaluate the significance of the persistent signal

The impact of persistence is illustrated in Fig. 12 showing the evolution of the integrated persistent signal after an illumination at twice the saturation level, at $t = 0$. The pink vertical segments represent the persistent signal accumulated during a 60 s long exposure taken at various times after the illumination (from 0 to 4 minutes). The persistent signal can be compared with the sky fluctuations, which amount to ~ 300 e⁻ for a 60 s long exposure in J band (3σ). Figure 12 shows that, only for the ramp immediately following the illumination, the persistent signal dominates over the sky noise, and must be taken into account. Conversely, an illumination at $t = 0$ will not strongly affect exposures taken more than 1 minute after the illumination.

5.4 Calibration of the camera at IRAP

After the characterisation of the detection chain at CPPM, the whole camera will be integrated and characterised at IRAP.

5.4.1 Anticipated tests

Before carrying out the integration of the camera, several preliminary validations are performed, to validate each block of the camera:

- Measurement of the conversion gain of the NGC alone and of the NGC linked to the pre-amplifier.

- Check of the temperature range supported by the NGC, and adaption of the rack to make it work between -15°C and 35°C (external temperature at the San Pedro Mártir observatory).
- Adaptation of the NGC configuration files to CAGIRE needs.
- Test of the readout chain (NGC+PA+ROIC) on the telescope, to verify whether electromagnetic interferences impact the readout chain. This test was made possible thanks to the presence of the telescope at “Observatoire de Haute Provence” (OHP) for calibration. No specific noise resulting from the telescope motorisation was detected during this test.
- Validation of the cryocooler performance over long periods of time (several months).
- Unitary controls of optics quality (dimension, curvature, coating).
- Development of a star projector to simulate point sources on the detector and to validate the alignment procedure.

After the reception of the detector and the cryostat at IRAP, the whole camera will be integrated and characterised.

5.4.2 Camera integration and validation

The validation of the whole camera involves various activities and measurements. Crucial activities include the integration of the detector into the cryostat, the validation of the cryocooler performance (the capacity to reach the required temperature at the detector), the verification of the vacuum tightness of the cryostat and the validation of the alignment procedure.

Following the instrument integration, several measurements will permit the detailed characterisation of various features of the camera. The list includes: the dark level measured with the internal cold shutter; the flatfield with the help of an external blackbody placed in front of the camera; the thermal emission inside the cryostat with an external cold screen in front of the camera; the response to point sources with a specially designed star projector; the impact of the J and H filters on the camera focus; and the verification of the spectral range of the camera with a monochromator.

The end of the camera Assembly Integration Test / Assembly Integration Validation (AIT/AIV) will be validated by the Delivery Test Review, planned in the first quarter of 2024. This review will allow the delivery of the camera at the National Astronomical Observatory in San Pedro Mártir, Mexico (OAN-SPM), where it will be mounted on the telescope. Before the installation of CAGIRE, the telescope will operate with mass models of the cryostat and of the close electronics attached to the Main Structural Unit to balance the telescope and allow its operation with the two visible cameras.

6 Image simulation

We present here a simulation tool that produces realistic CAGIRE ramps. Such simulated ramps have been used to test the preprocessing pipeline, to estimate the performance of the camera and to adapt the observing strategy.

The simulation is based on an Image Simulator (IS), developed by D. Corre [27]. This IS aims at computing realistic images, taking into account catalogs of the sky, the impact of the atmosphere, the telescope and detector response, and the impact of cosmic rays. The computation is based on an Exposure Time Calculator (ETC) also designed by D. Corre. This ETC provides, among others parameters, the zero-point of CAGIRE at the focus of COLIBRI, calculated from the telescope characteristics, the site parameters and the detector characteristics.

The Image Simulator has been adapted with the real characteristics of CAGIRE, by adapting the telescope and detector input files with the characteristics of CAGIRE. One significant adaptation was the production of ramps representative of the “Up-The-Ramp” operation mode of CAGIRE. We also customised the sky, environment and detector description as described below.

The NIR sky considered in the simulator uses the sky background computed by the ETC and stars from the *2MASS* catalog [28]. A notable evolution is the possibility to add a decaying GRB, whose signal is computed for each frame of the ramps, while simulating the “Up-The-Ramp” mode. The description of the environment is limited to the addition of cosmic rays, whose impact is modelled by a number of additional counts in randomly chosen pixels. Considering the detector, we take into account the following effects: the dark current, the (non-uniform) response to photons measured through QE measurements, the detector’s cosmetic (dead pixels and hot pixels identified during calibrations at CPPM), the interpixel cross-talk (measured by CEA-IRFU), the ramp and flux non-linearities, the persistence from the previous acquisition and the readout noise. The flux non-linearity will not be detailed here as its calibration has still to be conducted. The simulation finally adds the photon statistics, converts electrons to ADU (Arbitrary Data Unit), adds the bias, and takes into account the saturation level of each pixel. The simulation of some of these effects uses calibration maps measured during the characterisation of CAGIRE, which have been described in the previous section. A diagram of the steps involved in the simulation of one frame of the ramp is given Fig. 13, and described in Section 6.1.

The overall process depends on the exposure time T_{exp} of each frame, which is a multiple of 1.33 s. To compute a full ramp, the simulation of one frame is repeated, with T_{exp} increased by 1.33 s at each frame. The succession of these frames makes the ramp.

6.1 Simulation parameters

We will describe here the succession of the different steps of a simulation. Before to launch a simulation, the user can choose some parameters, listed hereafter:

- The photometric channel studied bands = [‘J’ or ‘H’].
- The sky region to simulate with the central coordinates: RA_{image} =[degrees]; DEC_{image} =[degrees].
- The exposure time of the total ramp, in seconds.
- If the user want to simulate a GRB, he needs to specify the GRB to simulate to import the information from the GRB database we have created. This database contain the magnitude of the GRB versus time, and its position.

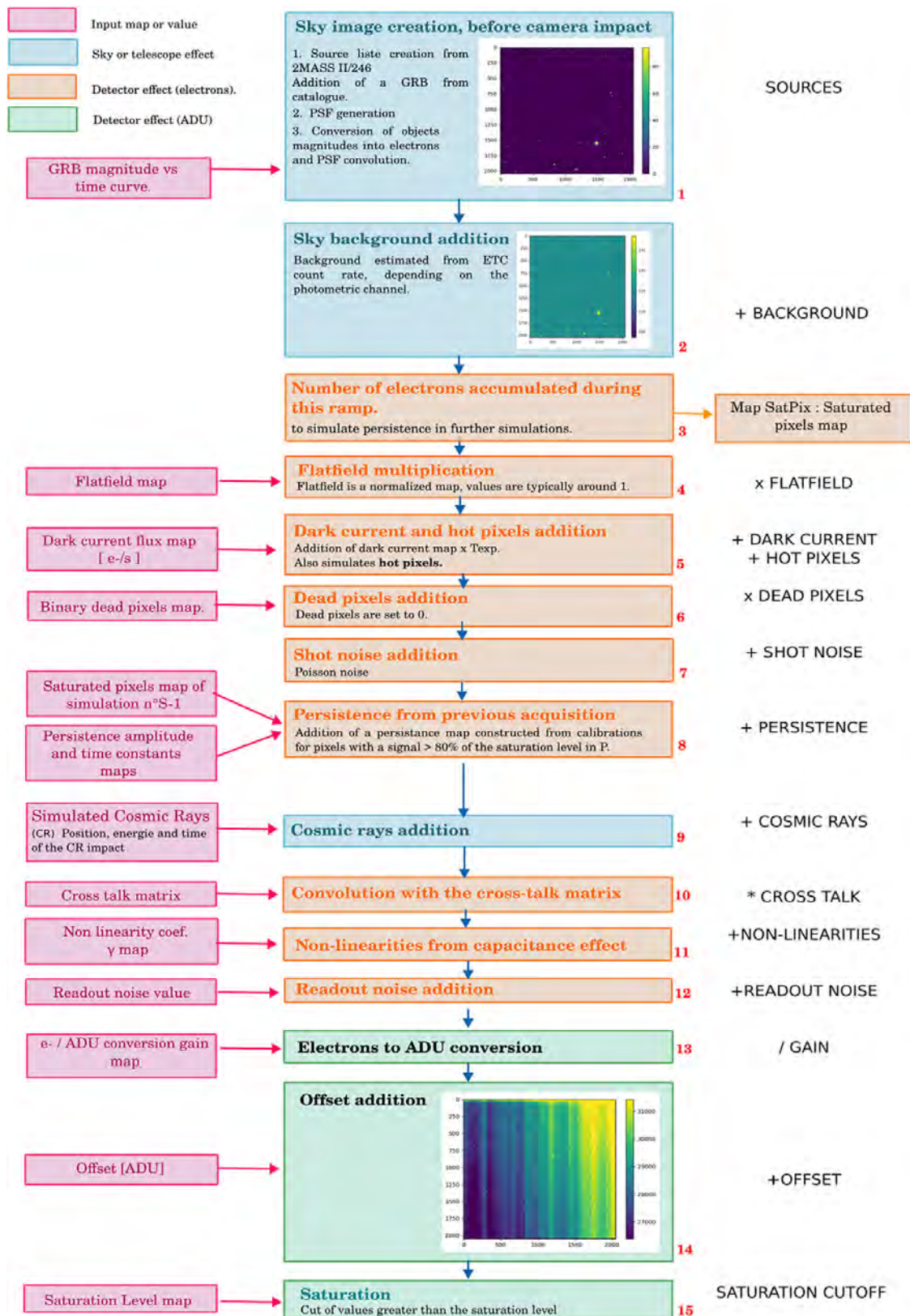


Fig. 13 Steps of the simulation

- If a GRB is simulated, the image will be centred around a random position, at a maximum of 0.16° from the simulated GRB, to be sure to simulate the GRB inside CAGIRE field of view.
- The time between the burst detection and the start of the observation by the telescope, in seconds.

Then, the simulation can be launched. The different steps of the simulation are identified in Fig. 13, by a small number at the bottom right of each box. The input parameters (or maps) of the simulation are shown inside pink boxes in Fig. 13. Most of them have been measured during the detector calibration. The central boxes represent the different steps of the simulation, regarding the telescope effect (blue) the detector effects in electrons (orange) and the detector effects in ADU (green). The main goal/effect of each step is summarised in the list of words at the right of the diagram.

We will now detail more specifically some steps mentioned in the diagram : the GRB simulation, the Non-linearity simulation and the persistence simulation.

6.2 GRB simulation

The first step of the simulation is the computation of the signal of simulated sources at each frame. For constant sources, a constant signal is added. For GRBs, their magnitude is estimated at the time of each frame and the corresponding signal is added, allowing varying light-curves.

In order to test the sensitivity of CAGIRE to high- z bursts, we have created a database of several GRBs with a redshift greater than $z=5$, detected in the J and H channels over the past few years. We compute their light curves from the first detection up to 1 day after the first detection. Thanks to this database, when a GRB is added to a simulated map, the signal of the GRB is updated at each frame.

6.3 Simulation of ramp non-linearities

The simulation of ramp non-linearities is based on the coefficient of non-linearity, γ , which measures the linear deviation of a *differential ramp* d_k measured under constant illumination from a constant signal. Using this coefficient γ described in Section 5.3, the signal S_k accumulated at frame k of a simulated ramp can be expressed by (3), with a_0 the slope of the simulated ramp.

$$S_k = a_0 k + a_0^2 \times \gamma \times \frac{k \times (k + 1)}{2} \quad (3)$$

For a linear ramp, S_k would be equal to the first term $a_0 k$. The second term of (3) is negative, it represents the departure from linearity due to the ramp non-linearity.

6.4 Simulation of persistence

The simulation only deals with persistence caused by previous illuminations and does not address the persistence due to the ongoing illumination, which is taken into account

by our modelling of the flux non-linearity. We describe here steps 3 and 8 of the diagram in Fig. 13.

While most of the simulated effects are well known, persistence remains difficult to calibrate and thus to simulate. Our simulations rely on two elements: the identification of saturated pixels in previous exposures and the application of a model describing how the persistent signal evolves with time. This model, which has been constructed by CEA-LETI (see Section 5.3), describes the persistent signal $P(t)$ with a sum of 3 exponentials (2), with typical decay times of 15 - 150 - 1500 s and amplitudes adjusted to reproduce the observed persistent signal of each individual pixel (measured in darkness after a controlled illumination, [26]). While this model depends of the full history of previous illuminations, we consider here two simplifications: the persistent signal is computed for an illumination at two times the saturation level and only for pixels saturated in the immediately preceding exposure. The first simplification is justified by the measurements done at CEA, which have shown that above two times the saturation level, the amplitude of the saturation does not change much. The second simplification is justified by the rapid decrease of the persistent signal with time, which reduces the impact of persistence when the saturation occurs before the previous ramp. This is illustrated in Fig. 12, which shows that after 1 minute (\sim one ramp) the persistent signal is below the sky fluctuations. Saturated pixels are identified during the immediately preceding simulation, as shown in step 3 of the diagram in Fig. 13. Knowing the saturated pixels, their persistent signal can be computed for each frame and added to the simulated ramp.

For a given pixel, the persistent signal depends on the time elapsed since the end of the previous ramp, of the ramp duration, and on the 6 coefficients describing the 3 exponentials used to model the persistence.

To conclude, the simulations are important tools to understand the impact of detector effects in CAGIRE images, but also to test the pipeline presented in Section 7. The time needed to complete a simulation depends mainly on the length of the ramp and of the number of sources simulated. Typically, simulating a 60 s ramp on a sky region with 200 sources takes \sim 10 min on a PC. The simulations will continue to evolve, and become more reliable with the calibrations to come at CPPM.

7 Preprocessing pipeline

One goal of COLIBRI is the fast identification and accurate localisation of GRB afterglows, within a delay of 5 minutes. This requirement has strong implications on the operation of the telescope in general and CAGIRE in particular. One of them is the need to provide clean images to the astronomy pipeline, quickly after the acquisition of a ramp.

This is the role of the preprocessing pipeline (hereafter Preproc), which converts raw ramps into images corrected for various detectors and environmental effects. The main issue for this pipeline is to quickly process 4 millions of pixels, with their own individual response, before the end of the next acquisition.

The pipeline is composed of 6 main steps, some of them using pre-existing calibration maps:

- The completion of the fits headers of the NGC ramp, produces the so-called *Raw ramps*.
- The identification of saturated pixels, with the help of a “saturation level” calibration map. This produces a binary map of saturated pixels.
- The correction of each frame of the ramp from common mode noise and offsets thanks to the reference pixels, leading the *corrected ramp*.
- The construction of the *differential ramp* by subtracting two consecutive frames of the corrected ramp.
- The identification of pixels impacted by cosmic rays and the computation of their signal thanks to their peculiar signature in the differential ramp. This produces a binary map of pixels impacted by cosmic rays.
- The signal computation, based on the slope of the ramp. This computation includes corrections for two types of non-linearities: the ramp non-linearity and the flux non-linearity². This step uses four calibration maps: the ramp non-linearity coefficients (Section 5.3), the flux non-linearity coefficients, the map of the saturation level and the offset-subtracted saturation level. It produces three outputs maps: the signal, the signal variance, and the number of frames used to compute the signal. This last step is described in more details in [13].
- Persistence correction. As we have seen in Section 6.4, the persistence from a ramp may strongly impact subsequent ramps. To mitigate this effect, we propose to compute, for each ramp, the persistence expected from saturated pixels in the previous ramp. This correction involves two time intervals: T_{reset} , the delay between the end of the previous ramp and the start of the current ramp, and T_{tot} , the delay between the end of the previous ramp and the end of the current ramp. The persistent signal is computed using a simplified version of (2) with only the two first exponentials (smaller constant time), where τ_1 and τ_2 have fixed values: $\tau_1 = 15, \text{s}$ and $\tau_2 = 150, \text{s}$ and calibration maps are used to measure A_1 and A_2 . The goal of this simplification is to limit the number of input maps, while keeping sufficient accuracy of the model on the second to minute timescale. In the end, the persistent signal S_p is computed as the difference $S_p = P(T_{\text{tot}}) - P(T_{\text{reset}})$ for all active pixels, where $P(T)$ represents the persistent signal integrated up to time T . This signal integrated from T_{reset} to T_{tot} is then converted into a signal in e-/s, and subtracted from the signal of the current ramp. The efficiency of this method is discussed in Section 6.4

The result of the Preproc is shown in Fig. 14 for some particular pixels. This figure illustrates the ability of the Preproc to measure the signal of normal pixels (in green, yellow, and blue), of saturated pixels (in purple), and of pixels impacted by a cosmic ray (in red). The images produced by the preprocessing are recorded as extensions into a single fits file, which is made available to the TCS, while the raw ramps are stored in

² We call *ramp non-linearity*, the deviation of counts in a ramp from a straight line. This deviation is mostly due to the increase of pixel capacitance with the growing number of charges accumulated in a pixel. We call *flux non-linearity*, the fact that the linear extrapolation of a ramp is not exactly proportional to the flux received by the pixel.

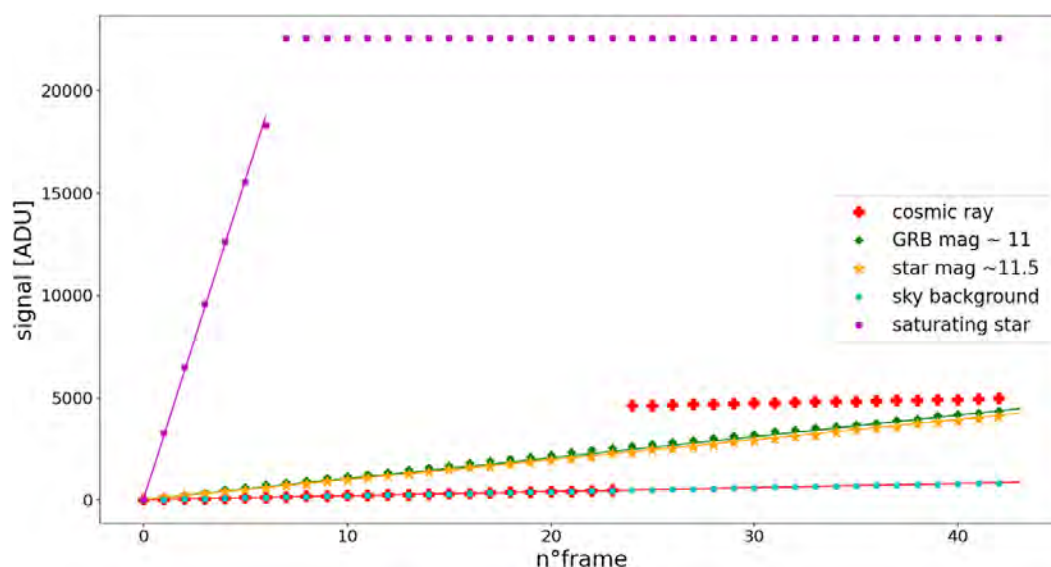


Fig. 14 Simulated ramps (dotted lines) and associated signal computed by the pipeline (full lines) for a pixel impacted by a cosmic ray (red crosses), for a simulated GRB (green diamonds), for a star with a magnitude similar to the GRB one (orange stars), for sky background (blue points) and for a saturating pixel (purple square). The signal measured for the sky pixel impacted by a cosmic-ray (red line) is equal to the sky signal (blue line)

an archive for future use, if needed. An example of a preprocessed image is presented in Fig. 15b, next to the last frame of the ramp in Fig. 15a, where the signal has been computed from a simulated ramp of a sky region centered around GRB 090423 ($[RA - DEC] = [148.7834^\circ - 18.167^\circ]$).

The validation of the preprocessing has been done with both real and simulated ramps. Real ramps have been recorded with the RATIR instrument³ [29], a camera equipped with two H2RG SWIR detectors from the Teledyne company. It was possible to use these ramps to test the preprocessing because the ALFA detector is very similar to the H2RG used in the near infra-red channels of RATIR. The use of simulated ramps to test the preprocessing is explained in Section 8.

In terms of performance, we have demonstrated in [13] the ability of the preprocessing to quickly process the ramps, nearly within half the acquisition time of one ramp. The preprocessing is independent of the acquisition, as it runs on the “CAGIRE computer”, which is distinct from the acquisition computer (the LLCU, see Section 2.5.1). In this way, a problem with the preprocessing cannot block the acquisition of future ramps. More information about the preprocessing and its validation with sky images is given in [13]. The main steps of the preprocessing pipeline are summarized in Fig. 16.

8 Validation of the preprocessing pipeline

This section aims to analyse the impact of the corrections performed by the Preproc, such as the use of the non-saturated part of a ramp for signal computation, the non-

³ the Reionization And Transients InfraRed camera.

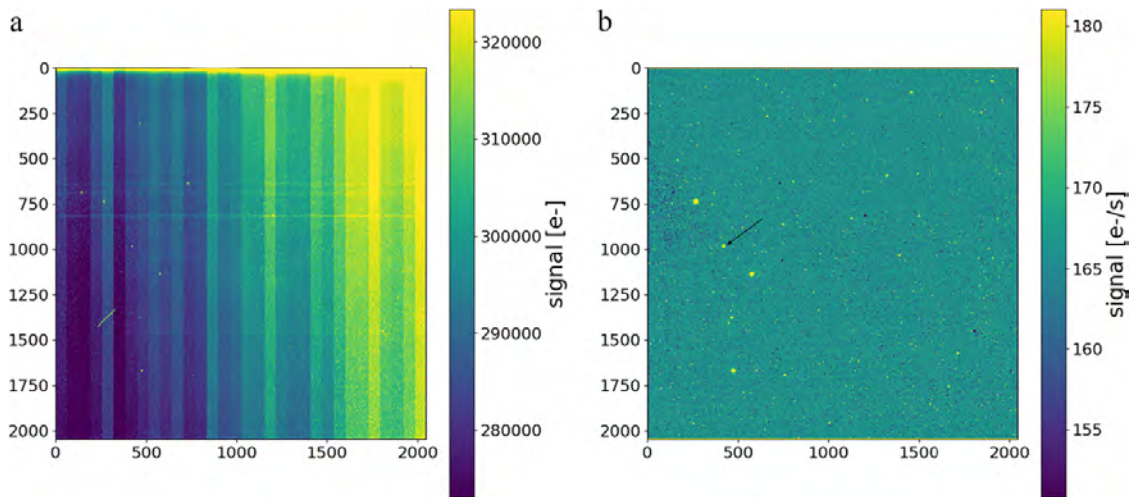


Fig. 15 a. Last frame of the ramp (left) and b. Preprocessed Signal ready for the astronomy pipeline (right). The black arrow points the simulated GRB

linearity correction, the flatfield subtraction, and the correction for persistence. It relies on a 60 s long simulated ramp with the J filter, constructed in the field of GRB 090423, detected by GROND at $[RA; DEC] = [148.895^\circ; 18.6^\circ]$, with a redshift $z = 8.26$. The simulation starts 5 min after the GRB. The corresponding preprocessed image is shown in Fig. 15b, where the position of the GRB is indicated with an arrow.

The verification works as follows: the simulated ramp goes through the Preproc, producing a signal map that is then divided by the flatfield map, and searched for sources with the Source-Extractor software [30]. These last two operations crudely simulate the work of the astronomy pipeline. The sources extracted are cross-matched with the 2MASS catalog, which was used as input, and their magnitudes compared with the catalog's ones, allowing to measure the impact of the Preproc. The goal of the crude analysis presented in this section is not to assess the performance of CAGIRE, but simply to verify that the preprocessing works properly and produces no side effect when applied to realistic simulated ramps.

8.1 Overall performance

When we compare the sources extracted in our file with those in the 2MASS catalog, we obtain 97.5% of good detections and identifications. Five sources are found by Source-Extractor which are not referenced in the 2MASS catalog: they are the simulated GRB and 4 false stars due to the persistence of saturating sources in the previous exposure (with J magnitudes ranging from 9.1 to 11.1)

Figure 18a presents the comparison between the magnitudes extracted in our image for the 97.5% of good detections with those of the 2MASS catalog. This figure exhibits few characteristics features: (i) an overall good agreement with 2MASS magnitudes and (ii) an underestimation of the flux of some faint stars with magnitude $J \geq 15$, and (iii) a slight over-estimation of the flux for the brightest stars. We discuss these three points below:

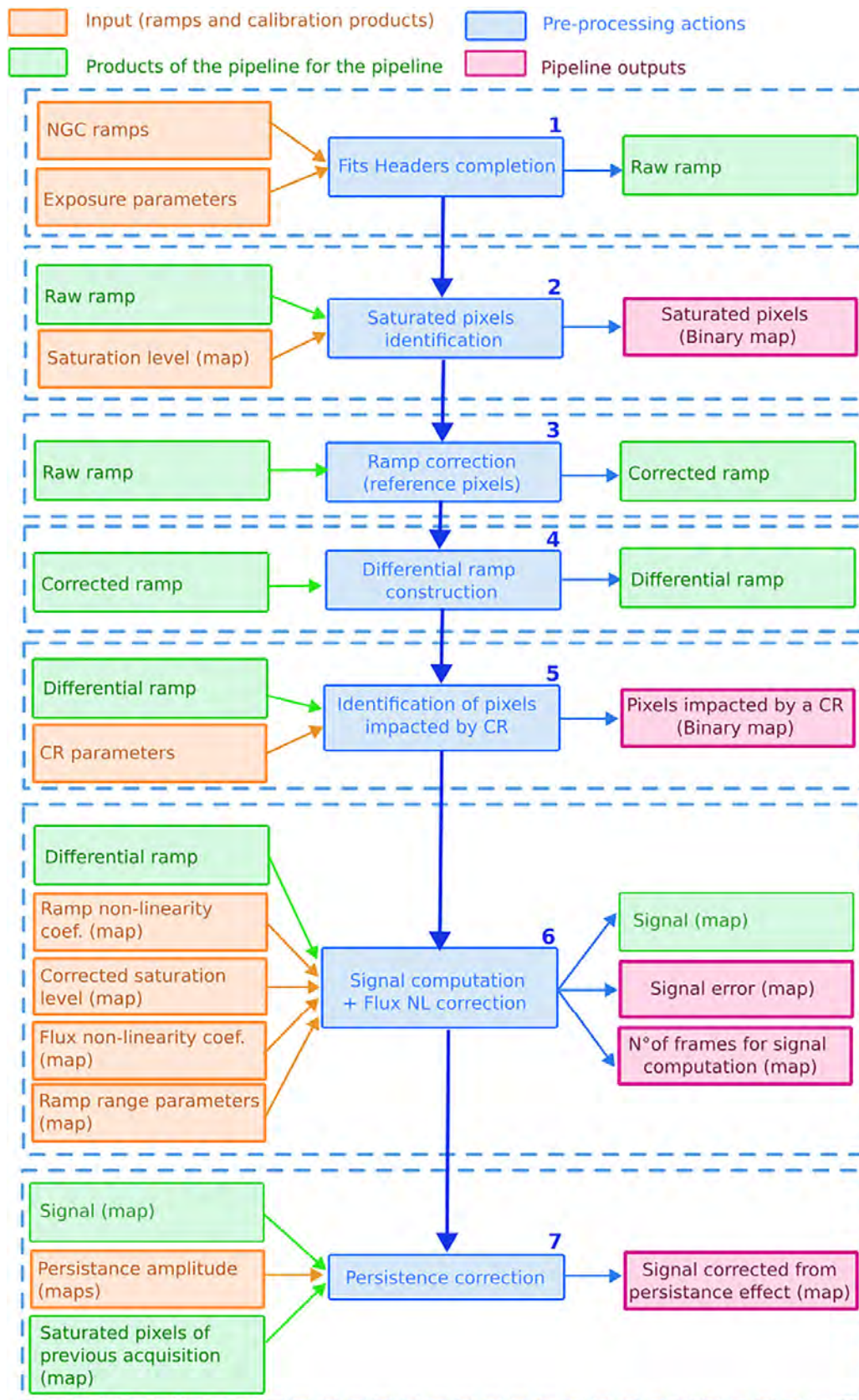


Fig. 16 Diagram of the preprocessing pipeline. If Step 7 is not done, the signal map of step 6 is considered as the output

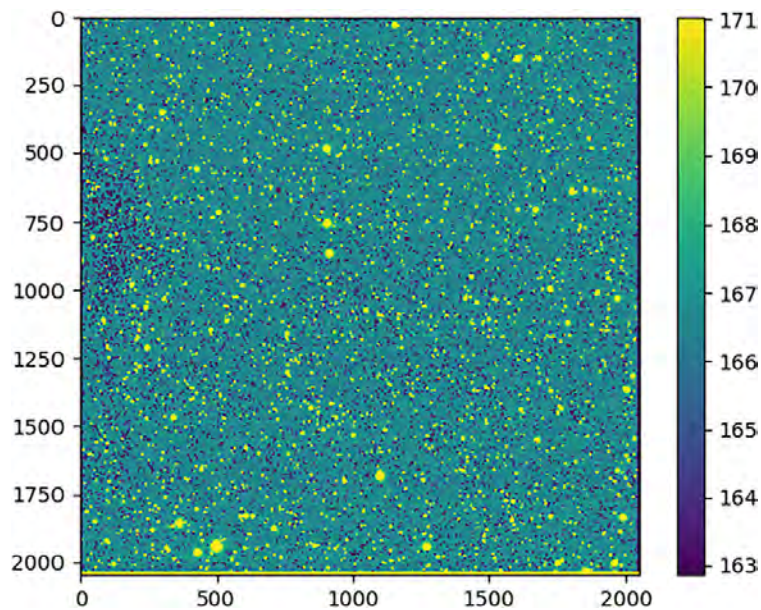


Fig. 17 Signal map of a sky region centred around $[RA; DEC] = [214.477^\circ; -45.411^\circ]$, with a higher star density

- (i) The magnitudes measured on the preprocessed image globally agree with the input magnitudes. The difference has a median $\Delta J = 0.11$ mag and a standard deviation of 0.33 mag. This difference is due to the choice of a crude zero-point that is not precise at 0.1 magnitude level.
- (ii) After verification, these stars are located on top of a cold or dead pixel. The cold pixel reduces the signal measured for the star. This effect will be properly accounted for by the astronomy pipeline, using the calibration map of cold pixels.
- (iii) The brightest stars include pixels reaching saturation within 1 or 2 frames. This makes the evaluation of the slope difficult for these pixels, and the signal estimation is less precise.

Figure 18b presents the comparison between the magnitudes extracted for a sky region with a higher star density. The field of view is centred around $[RA; DEC] = [214.477^\circ; -45.411^\circ]$. A signal map of this sky region is given Fig. 17. Without persistence effect from previous acquisition, we obtain here 100% of good detections. The blue points show the magnitudes obtained with no correction of the cold pixels (point (ii) discussed above). The orange points show the impact of a simple correction that replaces the signal of Cold pixels by the median signal of the 8 pixels surrounding them. Interestingly, this simple correction significantly improves the situation, giving useful indication for the astronomy pipeline. The conclusions are the same as for Fig. 18a, except for the stars located on top of cold pixels whose signal has been corrected. Moreover, the three stars presenting an underestimated magnitude are located at the edge of the detector, so that their signal is truncated. This second field of view, (Fig. 17) will be our reference for the following sections.

In the following sections, we discuss the impact of some key steps of the Preproc, for the construction of the preprocessed image.

8.2 Measuring the signal before the saturation

Measuring the signal every 1.33 s allows to compute the signal of bright sources with only the unsaturated part of the ramp. We have chosen to fit the differential ramp up to 70% of the saturation level, for each pixel. To demonstrate the relevance of this approach, we compare in Fig. 19 the magnitudes estimated with and without knowing the frame at which the signal saturates. This figure shows that the knowledge of the frame at which the signal saturates allows to recover the magnitude of bright stars in the range $J \approx 9 - 12$, whose flux is significantly underestimated otherwise.

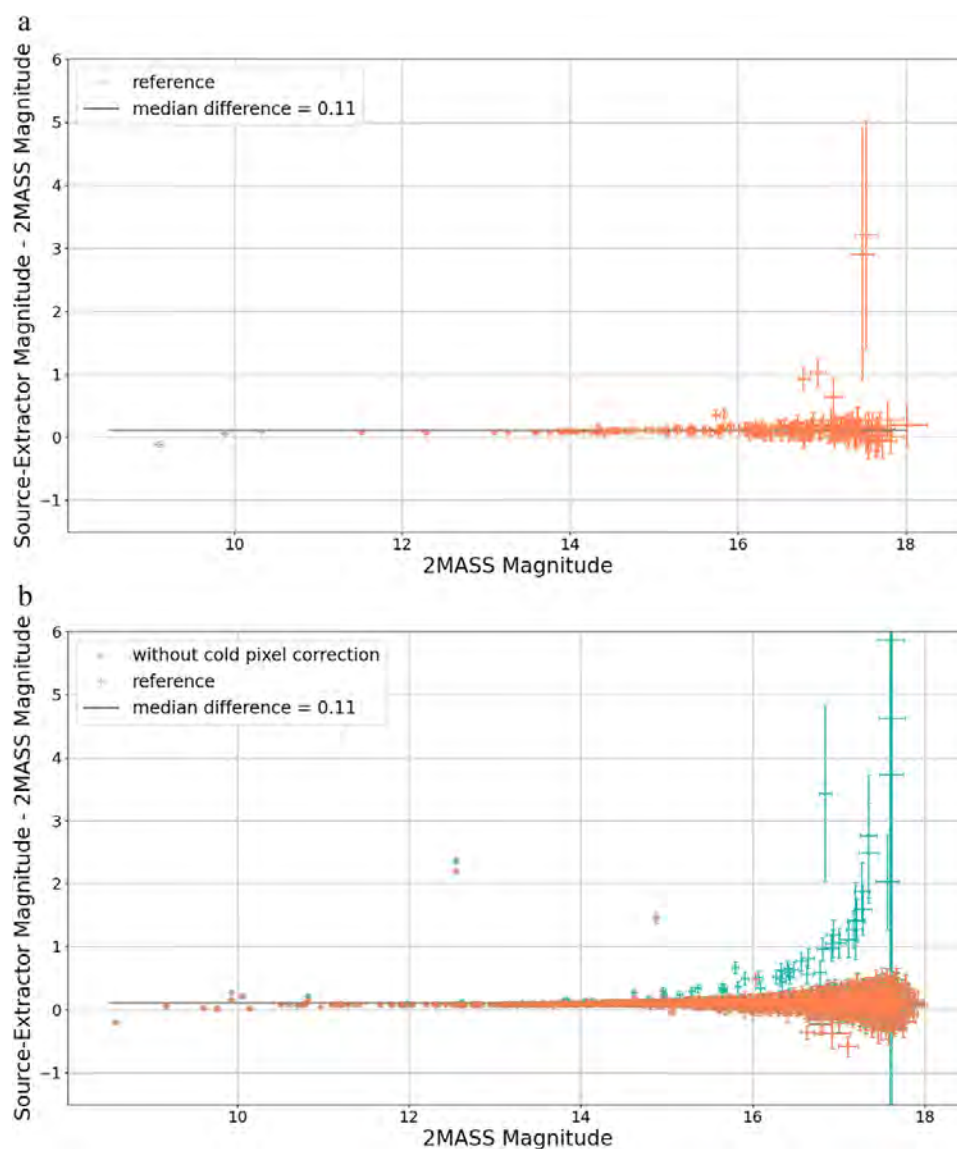


Fig. 18 Difference between magnitudes estimated by Source-Extractor and 2MASS magnitudes as a function of 2MASS magnitudes. a. For a field of view centred around [RA; DEC] = [148.895° ; 18.6°] and b. For a field of view centred around [RA; DEC] = [214.477° ; -45.411°]

8.3 Correcting non-linearities

The ramp non-linearities are corrected thanks to the non-linearity coefficient defined in Section 5.3. Figure 20 compares the magnitude reconstruction with (orange points) and without (blue points) considering the ramp non-linearities. The points show the difference between magnitudes computed from the simulated CAGIRE ramp and 2MASS magnitudes, as a function of 2MASS magnitudes. The sky signal measured on the uncorrected map is more dispersed (see Fig. 21), leading to a loss of sensitivity to faint stars. Indeed, with our crude parametrization of Source Extractor, 60% of the stars detected beyond magnitude $J = 16$, are not detected when we do not make the non-linearity correction.

8.4 Impact of the flatfield correction

Before computing the magnitudes, the signal map delivered by the preprocessing pipeline must be corrected for the flatfield. This correction is obtained by dividing the signal map by a previously measured flatfield map. The detector flatfield map is computed with a ramp acquired under uniform and constant illumination. The signal measured in each pixel is divided by the median signal over the entire detector, to make the flatfield map.

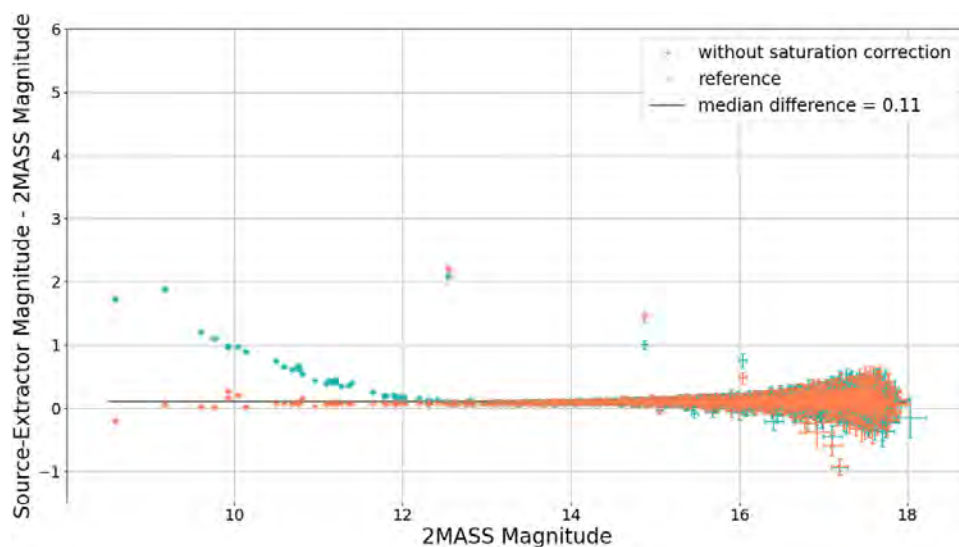


Fig. 19 Difference between magnitudes estimated by Source-Extractor and 2MASS magnitudes as a function of 2MASS magnitudes. Orange points are the results computed with the complete pipeline, presented Fig. 18(b). Blue stars are the magnitudes computed with saturated pixels set to saturation. The blue point below magnitude 12 reflect an underestimation of the flux linked to not considering the saturation level in the computation

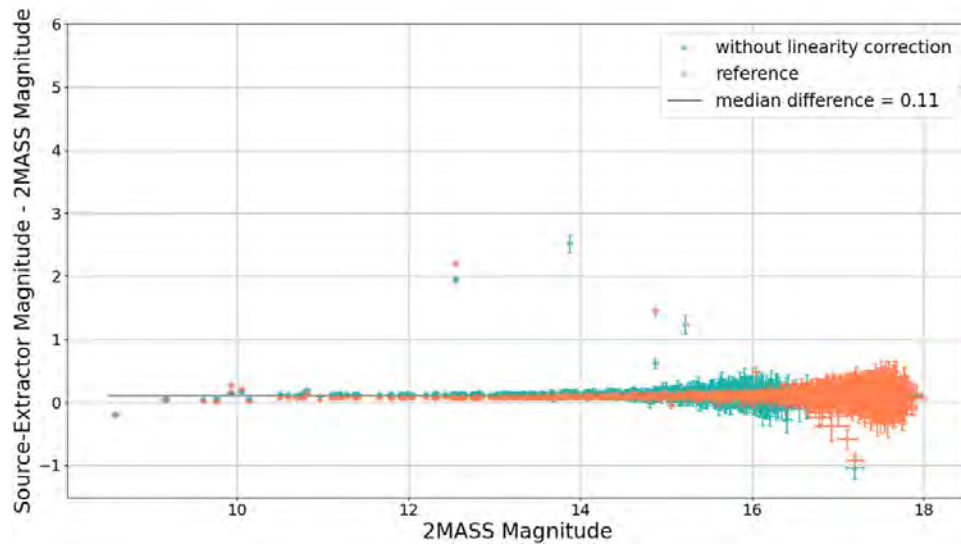


Fig. 20 Difference between magnitudes estimated by Source-Extractor and 2MASS magnitudes versus magnitudes referenced in 2MASS. Orange points are the results computed with the complete pipeline, presented in Fig. 18(b). Blue stars are the magnitudes computed on the signal map computed as the median value of the ramp

Figure 22 compares the magnitudes computed with (orange points) and without (blue points) the division by the *detector* flatfield. The points show the difference between magnitudes computed from the simulated CAGIRE ramp and 2MASS mag-

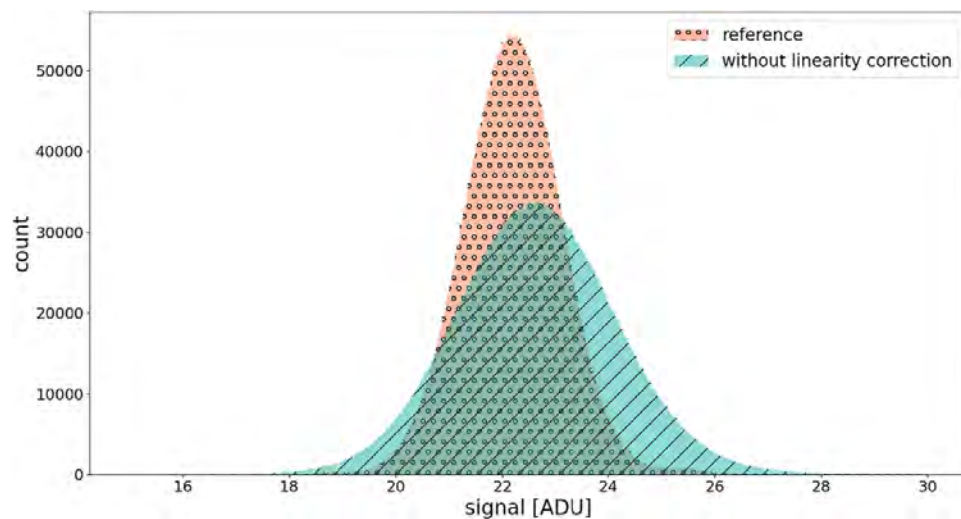


Fig. 21 Histogram of the sky signal (slope of the ramp), measured with and without non-linearity correction. The orange histogram (with circles), refers to the signal measured by the pre-processing pipeline, including the non-linearity correction described in Section 6.3. For the blue hatched one, the signal is simply computed as the median of the differential ramp

nitudes, as a function of *2MASS* magnitudes. Figure 22 shows that for magnitudes below $J = 17$, the magnitudes seem well estimated, but beyond this magnitude small stars may be missed if the detector flatfield is not taken into account. 116 stars are recovered in the signal map without flatfield correction versus 192 when the flatfield correction is applied. Moreover, the absence of flatfield correction leads to 4 “false detections”, which disappear when the flatfield correction is taken into account. Flatfield correction is thus an essential step before star extraction. Of course, the flatfield correction performed here is not representative of the real situation, with CAGIRE at the focus of COLIBRI, because the flatfield will be very different and it will be processed by the astronomy pipeline, which comes after the Preproc. We have discussed it here to illustrate the impact of the sole detector non-uniformities.

Finally, we note that the inter-pixel capacitance is not taken into account by the Preproc. Indeed, its impact on magnitude estimation has been studied with the conclusion that the cross-talk has no effect on the source detection and the measure of the magnitude. The mean difference between the magnitudes computed with cross-talk and without cross talk is only -0.02 mag, with a standard deviation of 0.1 mag. Compared to other effects, the cross talk has thus a marginal impact on the image quality.

The analysis of simulated ramps shows the ability of the Preproc to measure properly the signal received by each pixel, after correction of several effects, such as the detector non-linearity, the saturated pixels and pixels impacted by a cosmic ray. We expect the Preproc to provide reliable signal maps for the astronomy pipeline.

In the next section, we address the impact of signal persistence, and the possibility to take it into account in the Preproc.

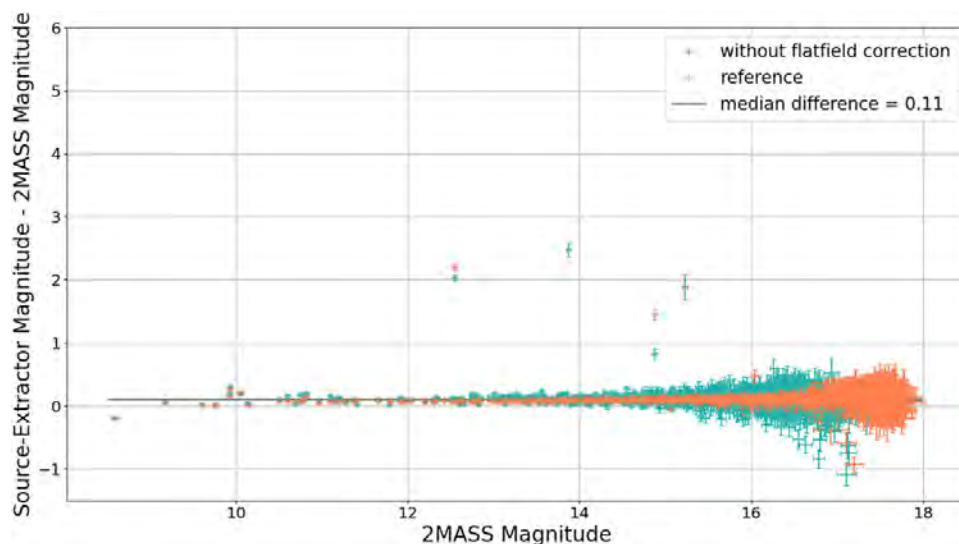


Fig. 22 Difference between magnitudes estimated by Source-Extractor and *2MASS* magnitudes as a function of *2MASS* magnitudes. Orange points are the results computed with the complete pipeline, presented Fig. 18b. Blue stars are the magnitudes computed on the signal map which is not corrected by the flatfield

8.5 Impact of persistence on source detection

While persistence in MCT detectors is a truly complex phenomenon, involving various physical processes [26], the characterisations made by CEA-IRFU have shown that it can be satisfactorily modeled with the sum of 3 exponentials (see [26] and Section 6.4). According to this model, the persistence from bright stars appear as faint decaying signals which may be confused with a GRB afterglow. Within the context of pre-processing CAGIRE images, we use this model to study the impact of saturating stars on subsequent images. Considering the rapid decay of the persistent signal illustrated in Fig. 12, we specifically study the impact of one ramp on the following one. This limited study aims at verifying whether the persistent signal from a bright star can be detected in the short duration of a ramp, and eventually if a mitigation procedure can be constructed for persistence.

8.5.1 The simulation

We simulate two ramps with a varying time delay between the end of the first ramp and the beginning of the second one. The two ramps cover the same field of view, with a shift by $+0.04 / -0.12$ degrees in RA / DEC for the second ramp ($+222 / -665$ pixels). The persistence from the first ramp is modelled as explained in Section 6.4. The usual Preproc is then run on the second ramp, with or without persistence mitigation (cf. Section 7, and we check whether the persistent signal from the first ramp leads to false detections in the second ramp. To mitigate the persistence, we follow the procedure explained in Section 7 to subtract the persistent signal to pixels which saturated in the previous acquisition.

We simulate various cases:

- Without persistence.
- With persistence and zero delay between the 2 ramps.
- With persistence and a variable delay between the 2 ramps, ranging from 1 min to 10 min.
- With persistence, zero delay between the 2 ramps, and a mitigation procedure.
- With persistence, a variable delay between the 2 ramps, and a mitigation procedure.

Figure 23 presents the simulated ramps for these 4 cases for a pixel illuminated by a bright star in the first ramp. We see that, after 1 min, the signal added by persistence has reduced considerably and is within the error bars. This trend has been confirmed on 4 others pixels, presented in Table 4, which shows the relative impact of persistence on the pixel's signal compared with the error on the signal estimation.

This study points out that after 1 min, the impact of the persistent signal is smaller than the 1σ error of the signal estimation for on a single ramp. With a maximum illumination level of 200%, persistence from a ramp should impact strongly only the ramp immediately following. However, it also shows that for two consecutive ramps,

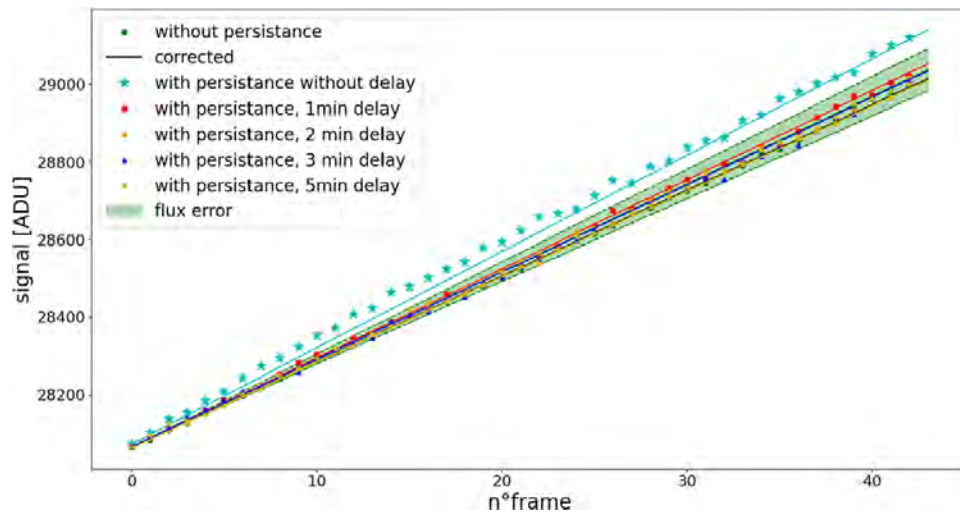


Fig. 23 Simulated ramps (symbols) and estimated signal (full lines) for a pixel impacted or not by persistence. Cyan stars represents the pixel signal impacted by persistence with no delay between the 2 ramps. Red squares, orange points, blue triangles and yellow crosses represent the signal of the same pixel impacted by persistence with a variable delay between the two ramps. Finally, green circles represent the signal without persistence and the green region the 1σ error on its estimation

uncorrected persistence can lead to false detections. The mitigation procedure, on the other hand, leads to correct signal estimates, as shown in Table 4. Cross matching the sources identified in our simulated images with 2MASS does not show unmatched detections when we apply the persistence correction. To confirm this observation, the relative difference between the corrected signal and the signal without persistence is indicated in the last column of Table 4.

Based on these simulations, we are thus optimistic on the capability of the Preproc to provide reliable signal maps corrected from the persistent signal of the previous acquisition.

8.6 Summary

The construction of realistic simulated ramps was an important step to validate the pre-processing pipeline. We have shown that the preprocessing can efficiently take into account detector effects, such as the pixel saturation, the ramp non-linearities and flatfield corrections to produce reliable maps of the signal received by the detector. These simulations also stressed the need to take into account the persistence from previous exposure(s) to avoid detecting false stars.

While the simulations permit the end-to-end tests of the Preproc and an evaluation of its performance, they represent an ideal case with respect to the real detector looking at a real sky through a real telescope. To deal with this situation, the Preproc contains a number of adjustable parameters that will be tuned during the commissioning phase of the instrument, in order to provide clean signal maps to the astronomy pipeline.

Table 4 Relative difference between the signal measured with and without persistence, for different pixels and different time delays between two ramps

delay	0min	1min before correction	2min	5min	10min	0min	1min after correction	2min
pixel n° 1	21.4%	7.95%	4.0%	5.04%	1.13%	− 1.3%	1.6%	0.2%
pixel n° 2	8.2%	2.67%	3.17%	1.55%	− 0.47%	− 1.7%	− 0.2%	2.5%
pixel n° 3	9.1%	1.55%	1.25%	1.29%	− 0.4%	− 1.4%	− 0.3%	0.1%
pixel n° 4	9.9%	1.69%	− 2.67%	− 2.4%	− 3.41%	− 2.3%	− 0.1%	− 3.7%
pixel n° 5	13.2%	4.43%	3.60%	1.33%	− 0.79%	− 1.7%	2.6%	2.5%

Values in bold exceed the 1 sigma error on the signal estimation. After correction, the relative difference is well below the ~6% relative error on the signal computation (1 sigma)

9 Conclusion

We have presented the CAGIRE camera, a NIR wide-field imager dedicated to the follow-up of high-energy and multi-messenger transients in the near infrared, at the focus of the COLIBRI 1.3 meter robotic telescope. In the context of the *SVOM* mission, CAGIRE will provide a crucial link between the localizations of ECLAIRs and large ground-based telescopes.

The location of CAGIRE at the focus of a robotic alt-azimutal telescope involves specific adaptations, which justify the camera design. We have presented the camera optical, mechanical and electric architecture, highlighting the characteristics of the ALFA detector and its acquisition chain. The first characterizations presented here have allowed to develop an image simulator for CAGIRE, that we have used to test the preprocessing pipeline. These tests have illustrated the ability of the Preproc to correct effects such as non-linearity, flatfield, saturation or persistence. A particular emphasis has been put on persistence correction, as it could lead to "false detections". We also stressed the importance of the flatfield correction for the identification of faint sources⁴.

CAGIRE is expected to be on the sky mid-2024, after additional characterization of the detector at CPPM, the integration of the camera at IRAP followed by a series of tests, and the final shipment of the instrument to Mexico.

Appendix A

A.1 Diagram of the overall electronics architecture

⁴ The view expressed herein can in no way be taken to reflect the official opinion of the European Space Agency.

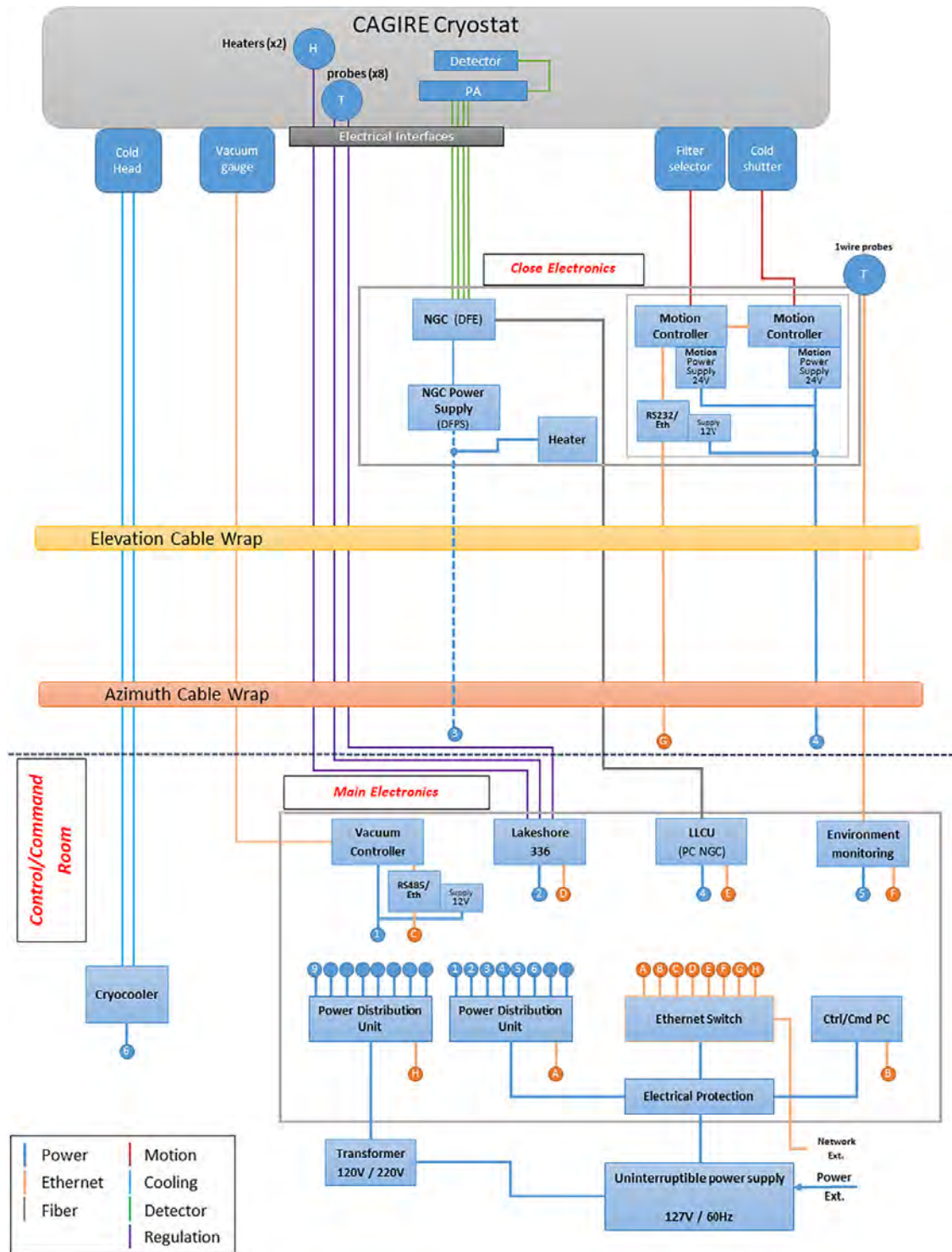


Fig. 24 Diagram of the overall electronics architecture

Acknowledgements CAGIRE is partly funded by the French Centre National d'Etudes Spatiales (CNES). The PhD contract of A. Nouvel de la Flèche is financed by CNES and LYNRED. The development of the ALFA detector has been funded by ESA contract 22949/09/NL/CP. We are grateful to ESA for the loan of an ALFA detector to the CAGIRE project. This work has been partially supported by the LabEx FOCUS ANR-11-LABX-0013. The calibration data used in the ALFA detector section of this paper were acquired at CEA. We acknowledge the Observatorio Astronómico Nacional and the Instituto de Astronomía of the Universidad Nacional Autónoma de México for providing data acquired with the RATIR instrument for the validation of the Preproc. We particularly thank Alan Watson for the data acquisition and Nathaniel Butler for useful advice on the preprocessing. We would like to thank two IRAP engineers who had a significant contribution to CAGIRE before their retirement: Francis Beigbeder and Patrick Couderc. Software: Matplotlib [31], numpy [32].

Declarations

Financial statement The PhD contract of A. Nouvel de la Flèche is financed by CNES and LYNRED. The development of the ALFA detector has been funded by ESA contract 22949/09/NL/CP. This work has been partially supported by the LabEx FOCUS ANR-11-LABX-0013.

Conflict of interest The authors declare that they have no conflict of interest.

References

1. Wei, J., Cordier, B., Antier, S., Antilogus, P., Atteia, J. L., Bajat, A., Basa, S., Beckmann, V., Bernardini, M.G., Boissier, S., Bouchet, L., Burwitz, V., Claret, A., Dai, Z.G., Daigne, F., Deng, J., Dornic, D., Feng, H., Foglizzo, T., Gao, H., Gehrels, N., Godet, O., Goldwurm, A., Gonzalez, F., Gosset, L., Götz, D., Gouiffes, C., Grise, F., Gros, A., Guilet, J., Han, X., Huang, M., Huang, Y.F., Jouret, M., Klotz, A., La Marle, O., Lachaud, C., Le Floch, E., Lee, W., Leroy, N., Li, L.X., Li, S.C., Li, Z., Liang, E.W., Lyu, H., Mercier, K., Migliori, G., Mochkovitch, R., O'Brien, P., Osborne, J., Paul, J., Perinati, E., Petitjean, P., Piron, F., Qiu, Y., Rau, A., Rodriguez, J., Schanne, S., Tanvir, N., Vangioni, E., Vergani, S., Wang, F.Y., Wang, J., Wang, X.G., Wang, X.Y., Watson, A., Webb, N., Wei, J.J., Willingale, R., Wu, C., Wu, X.F., Xin, L.P., Xu, D., Yu, S., Yu, W.F., Yu, Y.W., Zhang, B., Zhang, S.N., Zhang, Y., Zhou, X.L.: The Deep and Transient Universe in the SVOM Era: New Challenges and Opportunities - Scientific prospects of the SVOM mission. arXiv e-prints, art. [arXiv:1610.06892](https://arxiv.org/abs/1610.06892) (2016)
2. Atteia, J.L., Cordier, B., Wei, J.: The SVOM mission. *Int. J. Mod. Phys. D.* **31**(05), 2230008 (2022). <https://doi.org/10.1142/S0218271822300087>
3. Basa, S., Lee, W.H., Dolon, F., Watson, A.M., Floriot, J., Atteia, J.L., Butler, N.R., Dornic, D., Lombardo, S., Ronayette, S., Ageron, M., Agneray, F., Angeles, F., Bautista, L., Benamar-Aissa, H., Blanpain, C., Boulade, O., Boy, J., Buat, V., Cadena, E., Cuevas, S., Farah, A., Figueroa, L., Fuentes, J., Gaïti, C., Gallais, P., Kajfasz, E., Langarica, R., Langlois, A., Larrieu, M., Le Van Suu, A., Lecubin, J., López Angeles, E., Lugo, E., Malgoyre, A., Mathon, R., Moreau, C., Nouvel De La Flèche, A., Ochoa, J.L., Pedrayes-López, M., Ramon, P., Ruíz-Díaz-Soto, J., Tinoco, S., Valentin, H.: COLIBRI, a wide-field 1.3 m robotic telescope dedicated to the transient sky. In: Marshall, H.K., Spyromilio, J., Usuda, T., (eds) *Ground-based and Airborne Telescopes IX*, vol. 12182, pp. 121821S. International Society for Optics and Photonics, SPIE (2022). <https://doi.org/10.1117/12.2627139>
4. Wu, C., Qiu, Y.L., Cai, H.B.: SVOM Visible Telescope: Performance and Data Process Scheme. In: Roming, P., Kawai, N., Pian, E. (eds) *Death of Massive Stars: Supernovae and Gamma-Ray Bursts*, vol. 279, pp. 421–422 (2012). <https://doi.org/10.1017/S1743921312013646>
5. Fan, X., Zou, G., Qiu, Y., Pang, Z., Zhao, H., Chen, Q., Pan, Y., Yuan, H.: Optical design of the visible telescope for the SVOM mission. *ao*, **59**(10), 3049 (2020). <https://doi.org/10.1364/AO.386177>
6. Daigne, F., Rossi, E.M., Mochkovitch, R.: The redshift distribution of Swift gamma-ray bursts: evidence for evolution. *mnr*, **372**(3), 1034–1042 (2006). <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10837.x>
7. Kistler, M.D., Yüksel, H., Beacom, J.F., Hopkins, A.M., Wyithe, J.S.B.: The star formation rate in the reionization Era as indicated by gamma-ray bursts. *apjl*, **705**(2), L104–L108 (2009). <https://doi.org/10.1088/0004-637X/705/2/L104>

Simulating CAGIRE, a NIR camera based on the ALFA detector.

Alix NOUVEL DE LA FLÈCHE
Supervised by Jean-Luc ATTEIA & Olivier GRAVRAND

alix.nouvel-de-la-fleche@irap.omp.eu

CAGIRE Capturing Gamma Ray Burst Infra-Red Emission

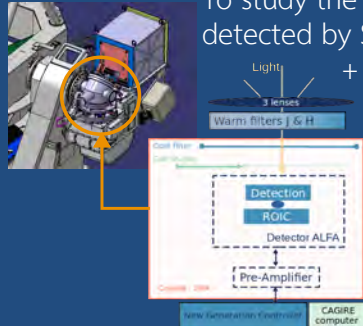
To study the IR counterpart of the afterglows of GRBs detected by SVOM. CAGIRE aims to :

- + Observe low and high redshift candidates
- + Localize more precisely the burst and measures its photometric redshift.

IR camera: 1.1 μ m to 1.8 μ m (J & H channels)

Located at the focus of **Colibri (Ground Follow-up telescope)** at OAN in Mexico.

Signal dominated by sky background

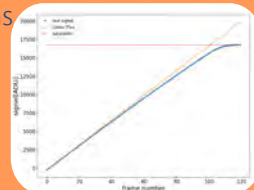


ALFA (Astronomical Large Format Array):

- + HgCdTe detector with 2048*2048 pixels.
- + Pixel size : 15*15 μ m
- + Readout noise < Photon noise
- + Low light detection level
- + Wavelength range : 0.8 - 2.1 μ m
- + e- well >10⁵ electrons

Up the ramp mode

- + Continuously accumulates charges while imaging.
- + Whole array read every 1.3s.

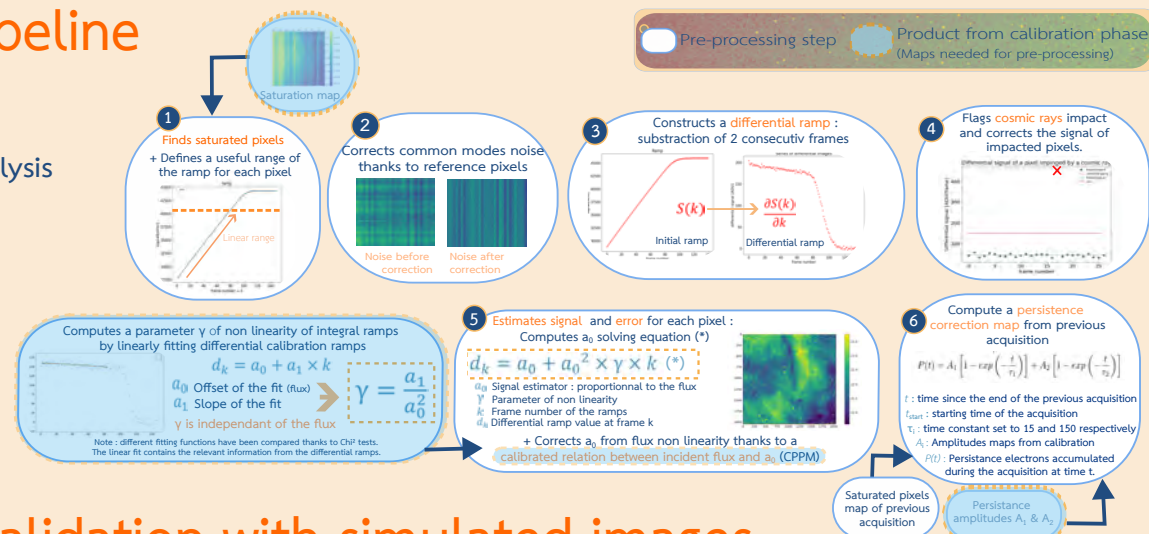


Pre-Processing pipeline

Goals of the pipeline:

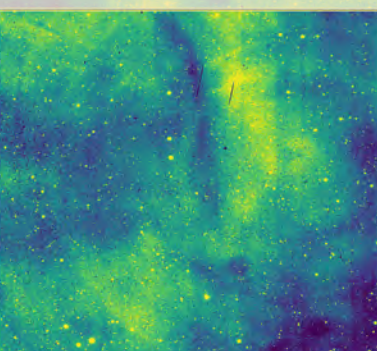
- + Provide flux maps from ramps :
1st step before astronomy analysis
- + Correct detector effects :
Non linearity, noise
- + Correct environmental effects :
Cosmic rays
- + Fast, robust

The pipeline relies on calibration maps made at CPPM



Simulations

Goal : Simulate realistic images of CAGIRE



- Sources
- +Background
- x Flatfield
- +Dark current and hot pixels
- x Dead pixels
- + Shot noise
- + Persistence
- + Cosmix rays
- x Cross talk
- + Non-linearities
- + Readout noise / Gain
- + Offset
- Saturation Cutoff

Validation with simulated images

Goals of the test : Use simulated ramps of CAGIRE to validate the pre-processing pipeline

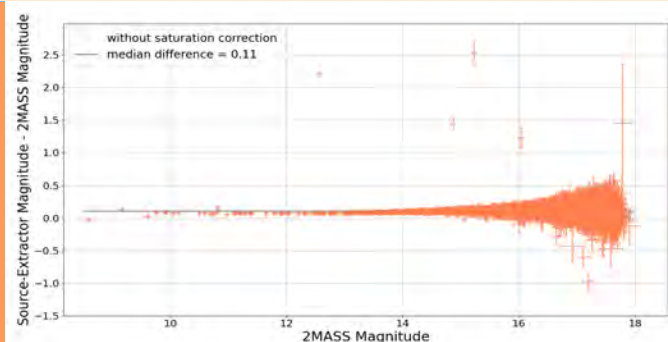
Data: Ramps of 30 s, simulated in the J photometric channel.

Steps:

1. Compute the flux map with the pipeline.
2. Subtract flatfield
3. Extract a list of object with Source-extractor.
4. Look if the objects are in 2MASS catalog.
5. Compare the magnitudes extracted with 2MASS ones.

Results :

- + 99.7% of good detection
- + the stars above the main sequence fall on cold pixels, which are not corrected in the current version of the preproc.
- + In line with 2MASS magnitudes (std = 0.08 mag for 2MASS magnitude < 18)



Conclusions

The pipeline will be implemented on the telescope.

The pipeline is:

- + Fast : processing in ~ 1/2 the acquisition time
- + Suitable for the astronomy pipeline : fluxes estimated on sky images are in line with 2MASS
- + Able to correct detector and environment effects.

+ We are able to simulate realistic images of the camera

Bibliography

Alix Nouvel de la Flèche, Jean-Luc Atteia, et al. "Flux reconstruction for the NIR camera CAGIRE at the focus of the Colibri Telescope", Proc SPIE 12191, (29 August 2022); <https://doi.org/10.1117/12.2627826>

Alix Nouvel de la Flèche Jean-Luc Atteia, et al. "CAGIRE: a wide-field NIR imager for the COLIBRI 1.3 meter robotic telescope, Experimental Astronomy, accepted.

