



HAL
open science

Les instruments spatiaux ECLAIRs et GRM de SVOM : étalonnage en orbite et analyse spectrale des sursauts gamma

Aurélia Maïolo

► **To cite this version:**

Aurélia Maïolo. Les instruments spatiaux ECLAIRs et GRM de SVOM : étalonnage en orbite et analyse spectrale des sursauts gamma. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université de Montpellier, 2023. Français. NNT : 2023UMONS036 . tel-04536577

HAL Id: tel-04536577

<https://theses.hal.science/tel-04536577>

Submitted on 8 Apr 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.

THÈSE POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER

En astrophysique

Ecole Doctorale I2S

Unité de recherche UMR 5299

Les instruments spatiaux ECLAIRs et GRM
de SVOM : étalonnage en orbite et analyse
spectrale des sursauts gamma

Présentée par Aurélia MAÏOLO
Le 27 octobre 2023
Sous la direction de Frédéric PIRON

Devant le jury composé de :

M. Bertrand PLEZ, Professeur, Université de Montpellier, LUPM

Président

M. Frédéric DAIGNE, Professeur, Sorbonne Université, IAP

Rapporteur

M. Philippe LAURENT, Ingénieur-Chercheur, Université de Paris Diderot, APC

Rapporteur

M. Jean-Luc ATTEIA, Astronome, Université de Toulouse, IRAP

Examineur

M. Frédéric PIRON, Directeur de Recherche, CNRS, LUPM

Directeur de thèse



UNIVERSITÉ
DE MONTPELLIER

À mon père,

Remerciements

Pour commencer, j'adresse mes premiers remerciements à mon directeur de thèse Frédéric Piron qui m'a encadrée tout au long de cette thèse dans le partage continu de ses brillantes intuitions. Qu'il soit aussi remercié pour sa gentillesse, sa disponibilité permanente et pour les nombreux encouragements qu'il m'a prodigués. Ta patience, ton sens de la pédagogie ainsi que ton empathie ont fortement contribué à la réussite de mon doctorat.

Je suis également reconnaissante envers la structure qui m'a accueillie, dans les circonstances de la crise sanitaire de la COVID-19, le LUPM de Montpellier. Merci à son directeur Denis, qui s'est toujours montré très compréhensif.

Je remercie ensuite les membres de mon jury, en particulier Frédéric Daigne et Philippe, de l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant d'être rapporteurs de cette thèse. Merci pour l'implication et les mots dans chacun de vos rapports. Je pense aussi à Bertrand, président du jury, et Jean-Luc qui ont pris le temps de lire ma thèse et ont assisté à son dénouement. Chacun de vous quatre m'avez permis de soutenir.

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans l'aide de différents autres chercheurs tels que Laurent avec qui j'ai eu des discussions très formatrices à Toulouse. Je compte aussi Benjamin, avec qui j'ai souvent échangé de façon enrichissante, David, auprès de qui les interactions ont été instructives, Patrick et Tais en compagnie de qui j'ai passé des moments conviviaux et remplis de gentillesse.

J'exprime ma gratitude à tous les membres non permanents du laboratoire, et particulièrement à Alice et Michelle pour vos suggestions et même préconisations sur mon parcours professionnel. Merci à Lorenzo pour le lien social, exemples et recommandations apportés.

Enfin, merci à ma famille, à ma mère Florence et à mon frère Arthur de m'avoir accompagnée, soutenue et supportée tout au long de ce périple et cela malgré les difficultés. Merci à Benoît, mon compagnon, tes encouragements, ta confiance et ton soutien moral ont permis l'aboutissement heureux de cette aventure.

Table des matières

Introduction	3
1 Les sursauts gamma	5
1.1 Survol d'un demi-siècle de recherche	5
1.1.1 Découverte du phénomène	5
1.1.2 Les avancées majeures	7
1.2 Mécanismes physiques et phénoménologie des sursauts gamma	13
1.2.1 Progéniteurs	13
1.2.2 Origine physique des émissions prompte et rémanente	15
1.2.3 Le spectre de l'émission prompte	16
2 La mission SVOM	20
2.1 Introduction de la mission	20
2.1.1 Caractéristiques de la mission	21
2.1.2 Le réseau d'alerte	23
2.2 Les instruments de grand champ de vue	24
2.2.1 ECLAIRs	25
2.2.1.1 Le masque codé	25
2.2.1.2 Le plan de détection	26
2.2.1.3 L'UGTS : détection et localisation	28
2.2.2 <i>Gamma-Ray burst Monitor</i> (GRM)	30
2.2.2.1 Les composants du GRM	30
2.2.2.2 Détection et localisation	30
2.2.3 <i>Ground-based Wide Angle Camera</i> (GWAC)	32
2.3 Les instruments de suivi à bord	33
2.3.1 <i>Microchannel X-ray Telescope</i> (MXT)	34
2.3.2 <i>Visible Telescope</i> (VT)	35
2.4 Les instruments de suivi au sol	36
2.4.1 <i>Chinese Ground Follow-up Telescope</i> (C-GFT)	36
2.4.2 <i>French Ground Follow-up Telescope</i> (F-GFT) : Colibri	37
2.5 Scénario de détection d'un sursaut gamma	37

2.6	Objectifs scientifiques de la missions	39
2.6.1	Trois programmes d'observations	39
2.6.2	Les atouts de la mission dans l'étude des sursauts gamma	39
3	Simulations de données pour ECLAIRs et le GRM	44
3.1	Bruit de fond	44
3.1.1	Origine et description du fond	44
3.1.2	Création d'une banque d'évènements GEANT4	47
3.1.3	PIRA, un simulateur rapide, dynamique et réaliste	52
3.2	Simulations de sources	56
3.2.1	Réponse des instruments	58
3.2.1.1	Surface efficace de détection sur axe	58
3.2.1.2	Surface efficace de détection hors axe	59
3.2.1.3	Diffusion par l'atmosphère des photons de la source	61
3.2.1.4	Redistribution en énergie	62
3.2.2	Catalogues de sources	65
3.2.3	Simulation complète d'une observation	67
4	Estimation du fond dans ECLAIRs et dans le GRM	70
4.1	Méthodologie	70
4.2	Ajustement polynomial	72
4.2.1	Ajustement par un modèle temporel simple	72
4.2.2	Ajustement par un modèle géométrique simple	75
4.3	Construction d'un modèle physique paramétrique	79
4.4	Ajustement par le modèle physique paramétrique	86
5	Application à l'analyse spectrale pour ECLAIRs et GRM	90
5.1	Analyse spectrale de sursauts gamma	90
5.1.1	Méthodologie	90
5.1.2	Sursaut gamma très fluent avec repointé	92
5.1.3	Sursaut gamma moyennement fluent avec repointé	97
5.2	Étalonnage d'ECLAIRs et du GRM en orbite	102
5.2.1	Choix des sources astrophysiques	102
5.2.2	Nébuleuse du Crabe	103
5.2.3	Cygnus X-1	112
5.2.4	Pulsar du Crabe	115
	Conclusion	121
	Annexes	124

A	Statistique d'ajustement du fond dans ECLAIRs et le GRM	124
A.1	Fonction de vraisemblance	124
A.2	Propriétés de l'estimateur de fond	125
B	Ajustement spectral avec XSPEC	128
	Bibliographie	141

Introduction

J'ai réalisé ma thèse au Laboratoire Univers et Particules de Montpellier (LUPM) qui est une Unité Mixte de Recherche rattachée principalement à l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (IN2P3) du CNRS, et à l'Université de Montpellier. Mon travail s'inscrit dans les thématiques de recherche de l'équipe "Expériences et Modélisation en Astroparticules et Cosmologie" qui étudie les sources astrophysiques émettrices de rayonnements à haute énergie produits par des particules relativistes ou rayons cosmiques. Pour ce faire, elle exploite les données des observatoires en rayons gamma Fermi et H.E.S.S., et elle est impliquée dans le développement des futurs observatoires CTA et SVOM.

SVOM est dédié à l'étude des phénomènes transitoires dans l'Univers, en particulier des sursauts gamma. Découverts en 1967 par les satellites Vela, ces derniers sont des phénomènes extrêmement lumineux et énergétiques. D'origine extra-galactique, ils apparaissent aléatoirement suite à l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive en rotation rapide, ou à la coalescence de deux objets compacts dans un système binaire. Ils sont décrits par une émission principale et courte appelée émission "prompte" qui se situe essentiellement dans le domaine des rayons gamma, et par une émission rémanente plus longue. S'il existe un consensus général concernant les mécanismes physiques à l'origine de la rémanence, ceux de l'émission prompte sont encore débattus. Les sursauts gamma tiennent une place importante dans l'astrophysique moderne car ce sont des phénomènes multi-messagers et des accélérateurs cosmiques très efficaces.

Le lancement du satellite de SVOM est prévu au printemps 2024. Il embarquera quatre instruments : une caméra de grand champ de vue (2 sr) à ouverture codée ECLAIRs (4 - 150 keV) qui détectera les sursauts gamma et les localisera précisément en temps réel dans la bande des rayons X et des rayons gamma de basse énergie, un moniteur gamma GRM (*Gamma-Ray Monitor*, 0.015 - 5 MeV) de grand champ de vue (5.6 sr) pour étendre au MeV la spectroscopie en phase d'émission prompte, et les deux instruments à petit champ de vue pour étudier l'émission rémanente des sursauts, le MXT (*Micro-channel X-ray Telescope*, 0.2 - 10 keV) et le VT (*Visible Telescope*, 400 - 650 nm et 650 - 1000 nm). Ce segment spatial sera accompagné de télescopes terrestres tels que la caméra à grand champ de vue GWAC (*Ground-based Wide Angle Camera*, 500 - 800 nm), pour étudier l'émission prompte des sursauts dans le visible, et deux télescopes robotiques

dont l'instrument franco-mexicain (*French Ground Follow-up Telescope* rebaptisé Colibri, 400 - 1800 nm) pour mesurer les propriétés photométriques de la rémanence.

La mission est la première qui permettra des observations complètes et panchromatiques des sursauts gamma (émission prompte et rémanence) avec une très bonne capacité à estimer leur distance (les instruments devraient estimer le décalage spectral de 2/3 des sursauts détectés). Combinés au GRM, ECLAIRs et la caméra GWAC devraient apporter de nombreuses réponses sur les mécanismes physiques impliqués dans l'émission prompte. Les analyses combinant ECLAIRs et le GRM promettent de bons résultats à condition que les deux instruments soient correctement étalonnés.

Mon travail porte sur l'(inter-)étalonnage des instruments ECLAIRs et GRM en orbite par l'observation de sources astrophysiques connues, et sur les méthodes d'analyse spectrale des sursauts gamma les plus brillants, qui déclencheront un repointé du satellite. Les différentes études que j'ai menées dans ce cadre contribuent à l'élaboration du plan d'observation pour les trois mois de mise en service du satellite après son lancement. Au sein du consortium SVOM, j'ai participé en particulier au développement du logiciel PIRA (*Particle Interactions Recycling Approach*), qui permet de simuler rapidement le fond instrumental que ECLAIRs et le GRM enregistreront au cours de la trajectoire du satellite sur son orbite. Ce simulateur dynamique est en outre réaliste car il s'appuie sur une banque d'évènements détectés qui est préalablement construite avec GEANT4 pour les trois composantes principales du fond : le CXB, la réflexion et l'albédo terrestres. J'ai ajouté la banque d'évènements du GRM à celle d'ECLAIRs, et utilisé les simulations avec PIRA pour construire différents modèles paramétriques du fond simulé. J'ai appliqué l'estimation du fond à l'analyse spectrale de sursauts gamma avec ECLAIRs et le GRM, notamment dans le cas d'un repointé du satellite qui provoque des variations importantes du fond. Enfin, j'ai mis en oeuvre une méthode d'analyse spectrale de sources brillantes non transitoires avec les deux instruments, et j'ai examiné les différentes sources candidates pour leur (inter-)étalonnage en orbite.

Le premier chapitre de ce manuscrit introduit les sursauts gamma, et le second décrit les caractéristiques de la mission SVOM et de ses instruments. Les outils employés pour les simulations sont abordés dans le chapitre 3, et les méthodes de modélisation du fond dans le chapitre 4. Enfin, le chapitre 5 présente l'analyse spectrale de sursauts gamma et différentes sources essentielles à l'inter-étalonnage.

Chapitre 1

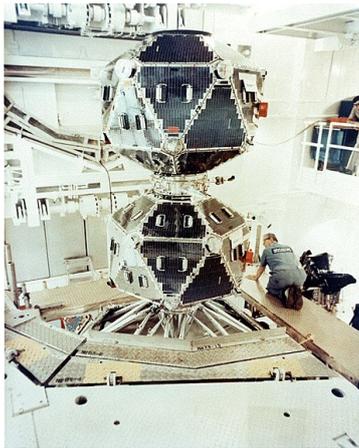
Les sursauts gamma

Les sursauts gamma sont des phénomènes transitoires extra-galactiques, extrêmement lumineux et énergétiques, qui apparaissent aléatoirement à la suite de l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive en rotation rapide ou de la coalescence de deux objets compacts (trous noirs ou étoiles à neutrons). Leur émission principale, dite "prompte", est brève (d'une fraction de seconde jusqu'à plusieurs minutes), très intense et variable, et se situe essentiellement dans le domaine des rayons gamma. En supposant cette émission isotrope, on estime que la quantité d'énergie rayonnée (ainsi que la luminosité associée) est prodigieuse, de l'ordre de 10^{51-55} erg. L'émission prompte des sursauts gamma est suivie d'une émission rémanente bien moins intense et variable, qui persiste longtemps tout en décroissant rapidement. De nos jours, elle peut être observée dans tous les domaines du spectre électromagnétique, des ondes radio jusqu'aux très hautes énergies. Ce chapitre débute par un bref historique de la science des sursauts gamma, depuis leur découverte il y a plus de 55 ans. Il aborde ensuite les mécanismes physiques à l'origine de leurs émissions, puis se focalise sur l'émission prompte dont l'étude est un objectif majeur pour les instruments ECLAIRs et GRM de SVOM.

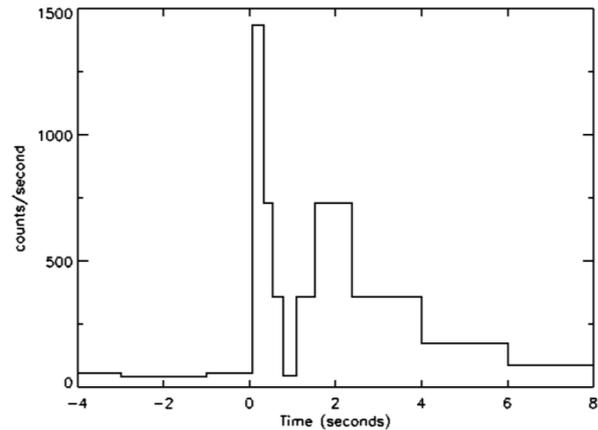
1.1 Survol d'un demi-siècle de recherche

1.1.1 Découverte du phénomène

Les sursauts gamma ont été découverts durant la guerre froide par hasard. En 1963 à Moscou, les États-Unis, le Royaume-Uni et l'Union Soviétique signèrent un traité mettant fin aux essais nucléaires sur terre, en mer et dans l'espace. Peu de temps après, les États-Unis envoyèrent les premiers satellites du programme Vela pour veiller au respect du traité en détectant d'éventuels rayonnements X et gamma depuis l'espace. Entre 1963 et 1970, six paires de satellites (voir figure 1.1a) furent placés sur une même orbite à 137 000 km d'altitude, à des positions diamétralement opposées pour observer la totalité du globe à tout instant. Chaque satellite était équipé de détecteurs de rayons X (3-12 keV) et



(a)



(b)

FIGURE 1.1 – (a) Satellites Vela-5A et Vela-5B dans une salle blanche avant leur lancement. Source : HEASARC. (b) Courbe de lumière du premier sursaut gamma détecté le 2 juillet 1967. Source : Klebesadel et al. 1973

de détecteurs de rayons gamma (0.2-1.5 MeV). Le 2 juillet 1967, les satellites Vela détectèrent un intense et bref signal de rayons gamma (voir figure 1.1b). La direction d'origine du signal gamma fut reconstruite par triangulation à partir des délais temporels de réception des photons dans les différents détecteurs. Cette méthode de localisation nécessite au moins quatre satellites pour un résultat univoque, et sa précision varie comme l'inverse de leur distance. Dans le cas de Vela, la précision d'une dizaine de degrés a permis de conclure que le signal détecté n'était pas d'origine terrestre, écartant toute origine humaine. La découverte des sursauts gamma fut communiquée dans l'article de Klebesadel et al. 1973, qui rapportait la détection de 16 sursauts gamma d'origine cosmique, dont le premier qui sera baptisé plus tard GRB670702 (pour *Gamma-Ray Burst* suivi de la date). De 1975 à 1990 environ, la thématique des sursauts gamma se développa grâce aux différentes missions spatiales américaines, soviétiques et européennes dédiées à l'exploration du système solaire et embarquant plusieurs capteurs pour l'observation de sursauts gamma (voir figure 1.2). Des collaborations internationales se nouèrent pour combiner les données collectées, dans le cadre de l'*Inter-Planetary Network* (IPN) encore actif de nos jours. Créé dans le but de localiser les sursauts gamma le plus précisément possible par triangulation, l'IPN confirma rapidement leur origine extra-terrestre et révéla leur distribution isotrope sur la sphère céleste (Atteia et al. 1987). La durée de traitement combiné des données et de localisation était par contre rédhibitoire pour la recherche de contreparties à d'autres longueurs d'onde (notamment dans les domaines visible et infrarouge), étant donné le caractère éphémère du phénomène.

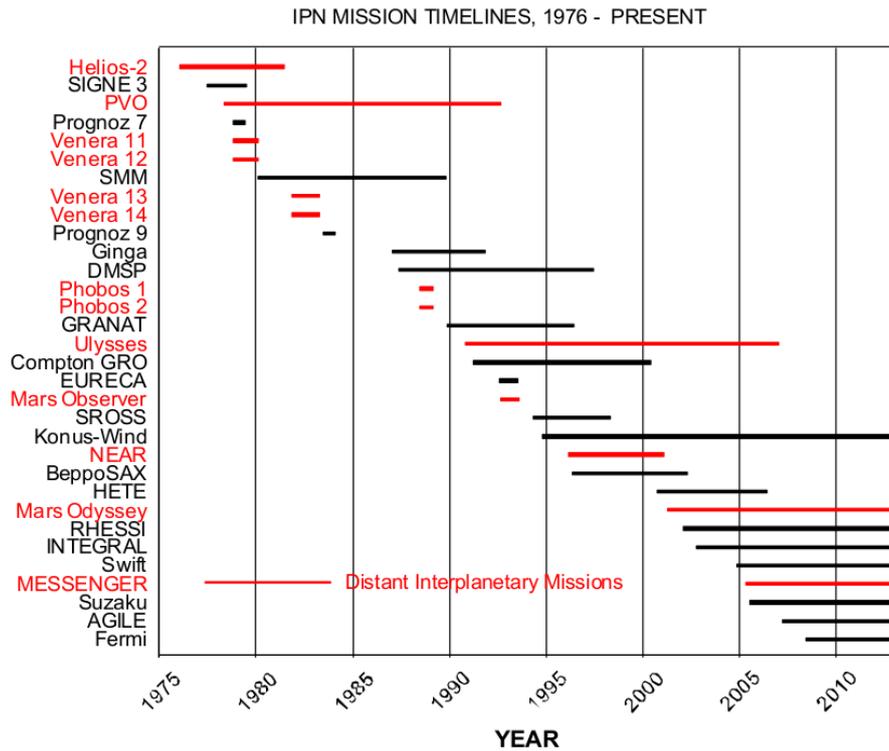


FIGURE 1.2 – Chronologie des missions internationales depuis la création de l’IPN. Les lignes rouges indiquent les missions interplanétaires lointaines, et les lignes noires correspondent aux missions plus proches de la Terre. Source : Hurley et al. 2012

1.1.2 Les avancées majeures

La première mission réellement dédiée à l’étude des sursauts gamma fut CGRO (*Compton Gamma Rays Observatory*). Lancé en 1991 par la NASA, le satellite embarquait quatre instruments à son bord : OSSE (*Oriented Scintillation Spectrometer Experiment*), COMPTEL (*Compton Telescope*), EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*) et BATSE (*Burst and Transient Source Experiment*), avec une fenêtre de détection de quelques dizaines de keV au GeV. Composé de huit scintillateurs en iodure de sodium (NaI) disposés aux coins du satellite, BATSE avait un grand champ de vue qui couvrait tout le ciel non occulté par la Terre avec une très bonne sensibilité, ce qui lui permit de détecter ~ 2700 sursauts durant 9 ans, sa durée de fonctionnement. BATSE confirma la grande variabilité de l’émission prompte des sursauts gamma, et révéla la grande diversité dans leurs profils temporels. Les courbes de lumière des sursauts présentent peu ou beaucoup de pics d’intensité, qui souvent se recouvrent et contiennent des sous-structures d’émission très variable à plus courte échelle de temps (voir figure 1.3). Avec un échantillon de 1005 de ces sursauts, Briggs et al. 1996 confirmèrent leur distribution isotrope dans le ciel (voir figure 1.4a). Par ailleurs Kouveliotou et al. 1993 et Dezalay et al. 1992 introduisirent la mesure de la durée de l’émission prompte par un détecteur donné, notée T_{90} et définie comme la longueur de l’intervalle temporel contenant 90 % de la fluence (ou des photons détectés au-dessus du fond dans la version initiale). Avec plus de 200

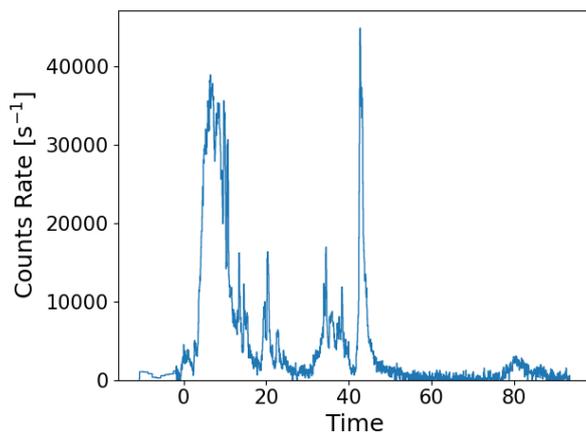


FIGURE 1.3 – Courbe de lumière de GRB980124 détecté par BATSE entre 25 et 320 keV.

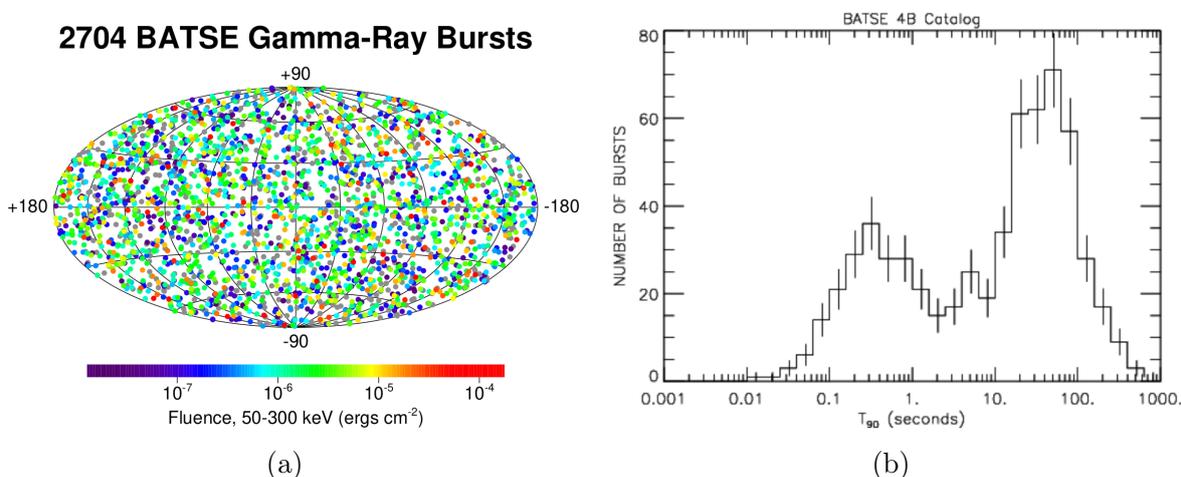


FIGURE 1.4 – (a) Répartition isotrope des 2704 sursauts gamma détectés par BATSE dans le ciel. Source : Briggs, M.S. et al, NASA (b) Distribution bimodale des T_{90} du catalogue de BATSE. Source : Kouveliotou et al. 1993.

sursauts détectés par BATSE, Kouveliotou et al. 1993 montrèrent le caractère bimodal de la distribution du T_{90} (voir figure 1.4b) et donc l'existence de deux classes d'événements, les sursauts dits "courts" ($T_{90} < 2$ s environ) présentant une plus grande dureté spectrale que les sursauts dits "longs". Cette anti-corrélation entre durée et dureté est encore utilisée de nos jours pour classer sommairement les sursauts gamma.

L'étude multi-longueurs d'onde des sursauts gamma commença en 1997 grâce au satellite italo-néerlandais BeppoSAX mis en orbite un an plus tôt. Sa charge utile comprenait plusieurs instruments avec un champ de vue étroit (*Narrow Field Instruments*, NFIs, 0.1-300 keV) et des caméras avec un champ de vue large (*Wide Field Cameras*, WFCs 2-26 keV). Après programmation d'un repointé des NFIs en direction des sursauts détectés par les WFCs, une bonne localisation pouvait être obtenue en quelques heures seulement, permettant le suivi par les télescopes au sol. Cette stratégie conduisit à la découverte de l'émission rémanente de GRB970228, première contrepartie à un sursaut gamma en

rayons X (Costa et al. 1997) et dans le domaine visible (Groot et al. 1997). Moins de trois mois plus tard, l'observation spectroscopique depuis le sol de raies d'émission dans le spectre visible de la rémanence de GRB970508 fournit la première mesure de distance (Metzger et al. 1997, Reichart 1998, Bloom et al. 1998). Son décalage vers le rouge $z=0.85$ démontra l'origine extra-galactique des sursauts gamma, et par conséquent leur extrême luminosité intrinsèque. Enfin, une première indication de la connexion entre sursauts longs et supernovae gravitationnelles de type I-c fut apportée par les observations de suivi de GRB980425 ($z=0.0085$, (Galama et al. 1998)) puis de GRB030329 ($z=0.1687$, Stanek et al. 2003), le premier détecté par CGRO et BeppoSAX et le second par la mission américaine HETE-2 (High Energy Transient Explorer). Établie sur la base d'événements suffisamment proches pour distinguer l'émission de la supernova de la rémanence du sursaut long, cette connexion se confirma dans les années 2000 avec la multiplication des observations de suivi.

Le satellite HETE-2 (voir figure 1.5a) fut lancé en 2000 avec trois instruments à bords : FREGATE (*FRENch GAMMA-ray TELEscope*, 6-400 keV), WXM (*Wide field X-ray Monitor*, 2-25 keV) et SXC (*Soft X-ray Camera*, 0.5 -10 keV), avec la capacité sans précédent à l'époque de localiser les sursauts gamma à bord et de transmettre rapidement leur position au sol. En outre, le seuil bas de détection de FREGATE (6 keV) permet de confirmer l'existence de sursauts gamma particulièrement mous spectralement, les *X-ray flashes* (XRF) et *X-ray rich* (XRR) observés pour la première fois avec BeppoSAX. Barraud 2004 a montré que ces deux types de sursauts s'apparentent à des sursauts longs, avec des propriétés similaires hormis la distribution spectrale d'énergie qui culmine à plus basse énergie (moins de 50 keV, contre 100 keV pour les sursauts longs "classiques").

Les observations de rémanences s'intensifièrent grâce à la mission Swift (*Neil Gehrels Swift Observatory*, voir figure 1.5b) de la NASA, débutée en 2004 et toujours en opération. La charge utile de Swift comporte trois instruments (Gehrels and Swift 2004) : BAT (*Burst Alert Telescope*, 15–150 keV), XRT (*X-Ray Telescope*, 0.2-10 keV) et UVOT (*UltraViolet/Optical Telescope*, 170 - 650 nm). Toute source transitoire détectée par le télescope à masque codé BAT est localisée en temps réel à bord avec une précision de quelques minutes d'arc. Pour les cas les plus intéressants, le BAT soumet une demande de repointé au satellite, capacité inédite qui permet de placer la source au centre du champ de vue des deux autres instruments en moins d'une minute. Le suivi immédiat avec XRT et UVOT est essentiel pour détecter l'émission rémanente dans les domaines X et visible avant que son intensité n'ait trop diminué, pour affiner la position de la source (avec une précision proche de la seconde d'arc) et la transmettre au sol en quelques dizaines de secondes via le réseau de satellites TDRSS. L'automatisation du pointé du satellite Swift et la rapidité de la transmission de ses alertes au sol ont conduit à de nombreuses avancées dans la compréhension des sursauts gamma. Tout d'abord, Swift a découvert la rémanence des sursauts courts, inconnue auparavant car intrinsèquement moins lumineuse que celle

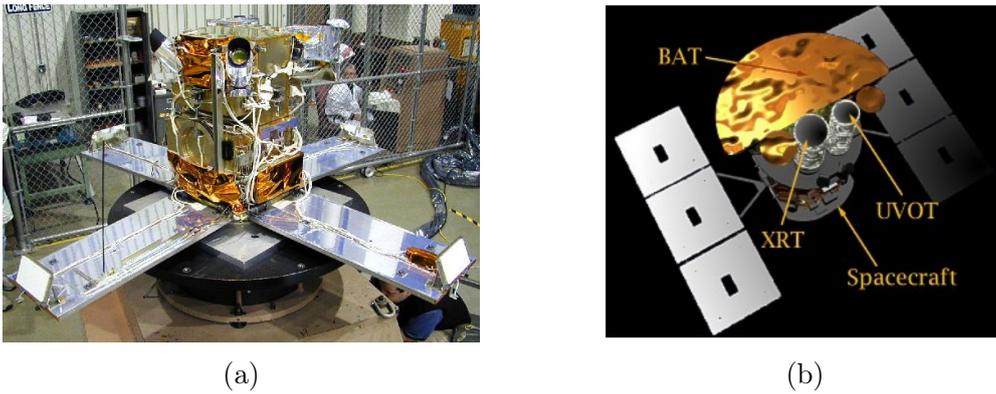


FIGURE 1.5 – (a) Le satellite HETE-2 avant son lancement. Source : NASA. (b) Schéma du satellite Swift. Source : NASA.

des sursauts longs. La première observation est celle de GRB050509B, situé à $z=0.225$ à proximité d'une galaxie elliptique ne formant pas d'étoiles (Gehrels et al. 2005). Par ailleurs, Swift a révélé la complexité des sursauts gamma dans leur phase de rémanence précoce (premières heures), jusque là non observable en raison du retard important des observations de suivi. Comme illustré sur la figure 1.6, Swift a en effet découvert que la luminosité des sursauts décroît à un rythme irrégulier, avec une phase intermédiaire de décroissance plus lente, et dans de nombreux cas avec d'intenses éruptions inattendues dont l'origine est encore débattue aujourd'hui (voir par exemple Zhang et al. 2006, Lamberts and Daigne 2018). Enfin, la stratégie de Swift a favorisé les observations spectroscopiques avec les plus grands télescopes au sol, 30 % des sursauts gamma détectés par le BAT ayant une mesure de décalage spectral (Coward et al. 2013).

En fonctionnement depuis l'été 2008, l'instrument LAT (*Large Area Telescope*, de 30 MeV à plus de 300 GeV, voir figure 1.7a) de la mission *Fermi Gamma-ray Space Telescope* de la NASA a étendu notre connaissance des sursauts gamma au domaine des hautes énergies (0.1-100 GeV). Il opère en synergie avec le GBM (*Gamma-ray Burst Monitor*, 8 keV à 40 MeV), instrument de large gamme spectrale de conception similaire à CGRO/BATSE, avec 12 détecteurs à scintillation répartis autour du satellite et un grand champ de vue qui couvre tout le ciel non occulté par la Terre. Le GBM est le traqueur de sursauts gamma le plus productif, avec environ 200 sursauts longs et 40 sursauts courts détectés chaque année, et une moisson de 3500 sursauts à ce jour. Ce riche échantillon a permis de nombreuses études fines de l'émission prompte non thermique dans le domaine keV-MeV, comme celles conduites au LUPM dans les deux thèses de doctorat qui ont précédé la mienne (Yassine 2017, Scotton 2023). Dans quelques rares cas, une faible émission quasi-thermique (< 100 keV) a pu être mise en évidence (Guiriec et al. 2010, Guiriec et al. 2013), vraisemblablement issue de la photosphère des éjecta en expansion adiabatique (voir 1.2.2).

Le résultat le plus remarquable du GBM est sans conteste la découverte du pre-

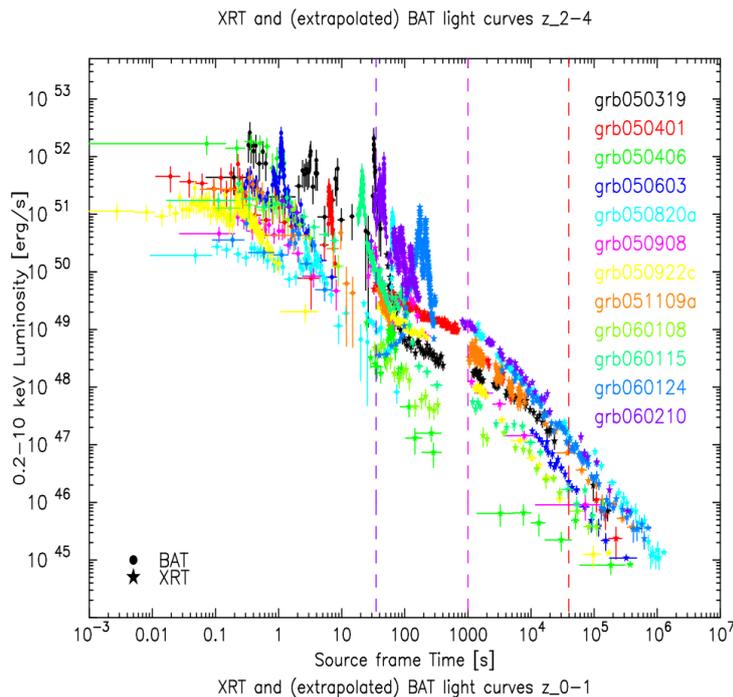


FIGURE 1.6 – Luminosité de sursauts gamma détectés par Swift en fonction du temps. Les sursauts sont choisis parmi les 40 premiers détectés par le satellite avec un décalage spectral compris entre $z = 2$ et $z = 4$. Source : Mangano et al. 2006

mier sursaut court (GRB170817A) coïncidant avec une source d'onde gravitationnelle (GW170817) détectée par les interféromètres de la collaboration LIGO/Virgo (Goldstein et al. 2017, Abbott et al. 2017a). Le profil du signal dans ces interféromètres s'apparentait pour la première fois à la coalescence de deux étoiles à neutrons (de 0.86 et 2.26 masses solaires), mécanisme longtemps supposé comme étant à l'origine de la formation des sursauts gamma courts. La localisation peu précise fournie par LIGO/Virgo (31 deg^2 pour un niveau de confiance de 90 %) compliqua la recherche de contreparties électromagnétiques, mais la campagne inédite d'observations de suivi mobilisa plusieurs dizaines de télescopes terrestres et spatiaux du domaine radio jusqu'aux très hautes énergies (Abbott et al. 2017b). La kilonova AT2017gfo associée à la coalescence fut détectée dans le domaine visible-infrarouge moins de 11 heures plus tard. Elle fournit une localisation à la seconde d'arc, permettant l'identification de la galaxie hôte (NGC4993) à 40 Mpc, ainsi que la détection en rayons X et en radio 10 jours et 16 jours plus tard, respectivement. Unique à ce jour, cet événement du 17 août 2017 est historique car il marque véritablement le début de l'astronomie multi-messagers. Il confirma qu'au moins une partie des sursauts gamma courts résulte de la coalescence d'étoiles à neutrons liées dans un système binaire. Plus généralement, il fut riche d'enseignements en astrophysique (structure des éjecta des sursauts, synthèse des éléments lourds par captures rapides de neutrons dans les kilonovae), en physique fondamentale (première mesure de la vitesse des ondes gravitationnelles, égale à celle de la lumière à 10^{-15} près, sonde de l'équation d'état des étoiles à neutrons,

test de la violation de l'invariance de Lorentz) et en cosmologie (nouvelle contrainte sur la constante de Hubble).

Le télescope LAT détecte les photons gamma par conversion de paires, et son champ de vue couvre 20 % du ciel à tout instant (voir figure 1.7b) ce qui en permet un balayage quasi-uniforme huit fois par jour. Depuis 2008, le LAT a détecté plus de 240 sursauts gamma au-dessus de 100 MeV (jusqu'à environ 100 GeV pour quelques sursauts très brillants comme GRB130427A et GRB221009A). En comparaison, seulement trois sursauts avaient été détectés auparavant à haute énergie par l'instrument EGRET de l'observatoire CGRO. Dans le cas des sursauts assez brillants où la statistique en photons est suffisante, le LAT a découvert une nouvelle composante d'émission non thermique, qui émerge au-delà de 10-100 MeV sous la forme d'une loi de puissance spectrale additionnelle pendant ou après la phase d'émission prompte aux keV-MeV. Lorsqu'elle est variable, l'émission au GeV dans les premiers instants est comprise comme étant la contrepartie attendue à haute énergie de l'émission prompte aux keV-MeV, qui provient des particules accélérées dans les éjecta du sursaut (voir 1.2.2). Certains aspects sont cependant encore débattus (Piron 2016, Nava 2018), comme l'absence systématique d'émission au GeV dans les tout premiers instants (typiquement quelques secondes pour les sursauts longs). Plus tard, lorsque l'émission au GeV décroît rapidement, elle est interprétée comme l'extension à haute énergie de l'émission rémanente en rayons X. Dans quelques rares cas, l'émission rémanente a même été détectée à très haute énergie (0.1-10 TeV) par les réseaux d'imageurs à effet Tcherenkov atmosphérique H.E.S.S. et MAGIC (Abdalla et al. 2019, Noda and Parsons 2022).

Une conséquence très attendue et importante de l'observation d'une émission prompte et variable à haute énergie avec le LAT est la possibilité de contraindre la vitesse de leurs éjecta. La courte échelle de variabilité observée (t_v) permet en effet de contraindre la taille R de la région d'émission par un simple argument de causalité ($R < ct_v$ pour une source au repos). Dans ces conditions, la luminosité extrême des sursauts implique une opacité très grande de la source à la création de paires ($\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$), et que la source devrait être opaque à son propre rayonnement de haute énergie. La solution à ce problème dit "de compacité" consiste à supposer une source en mouvement ultra-relativiste (avec un facteur de Lorentz $\Gamma \gtrsim 100$ typiquement), l'opacité à la création de paires étant fortement réduite par une luminosité bien moindre dans le référentiel de la source en mouvement et par une section efficace plus faible entre photons se propageant presque parallèlement. L'atténuation du flux de haute énergie est alors repoussée à une énergie de quelques MeV fois Γ . Dans quelques cas favorables (sursaut intense, statistique en photons suffisante autour de l'énergie d'atténuation), un facteur de Lorentz des éjecta $\Gamma \simeq 100 - 400$ a ainsi été mesuré (voir Scotton 2023, qui inclut l'étude du plus récent de ces sursauts, GRB220101A).

Après 15 ans d'opérations, le GBM et le LAT de Fermi demeurent indispensables pour l'étude des sursauts gamma. Récemment, ils participèrent avec plusieurs autres ins-

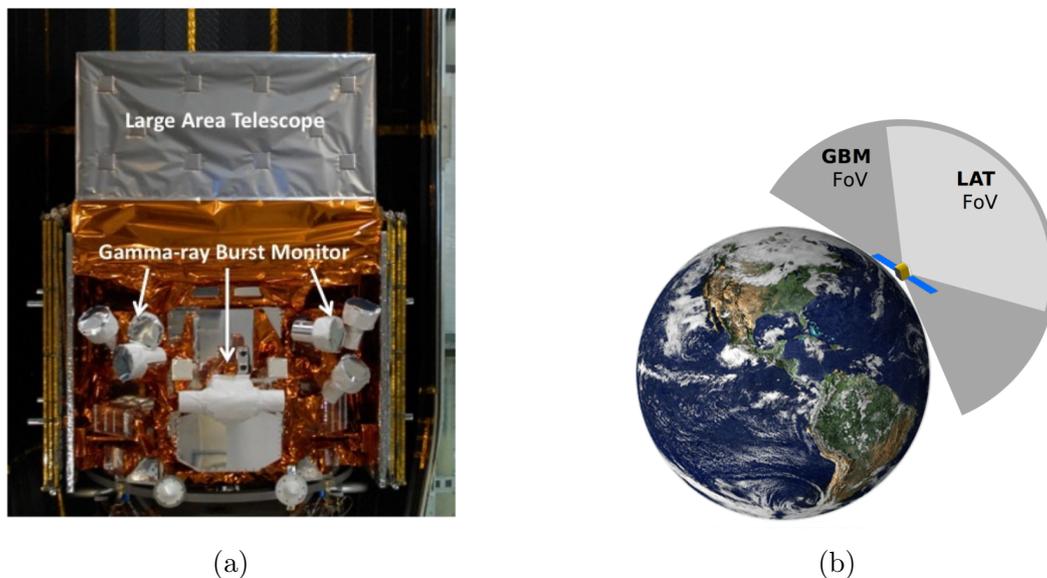


FIGURE 1.7 – (a) Photographie de Fermi avant son lancement. (b) Illustration du champ de vue des instruments GBM et LAT de Fermi. Sources : NASA.

truments¹ à la découverte de GRB221009A, le sursaut le plus brillant et le plus fluent jamais observé (Lesage et al. 2023). Son émission prompt dura plus de 600 s dans le GBM qui put même détecter le début de sa rémanence (ce qui est rare), et satura la plupart des détecteurs de photons gamma. Un taux de coups détectés supérieur à 400 kHz fut par exemple enregistré dans les scintillateurs du GBM. La qualité des données du LAT fut aussi fortement affectée, mais un photon de près de 100 GeV put être identifié de manière certaine 240 s après le déclenchement du GBM. L'expérience LHAASO (*Large High Altitude Air Shower Observatory*) située en Chine détecta même un photon de 18 TeV avec un haut niveau de confiance durant la rémanence (Huang et al. 2022). Situé à seulement deux milliards d'années-lumière ($z = 0.151$), GRB221009A est le plus énergétique ($E_{iso} = 1.0 \times 10^{55}$ erg, soit l'équivalent de près de 6 masses solaires) et le deuxième plus lumineux ($L_{iso} = 9.9 \times 10^{53}$ erg/s) jamais observé. Burns et al. 2023 ont estimé qu'un tel événement n'apparaît qu'une fois tous les 10000 ans environ, justifiant son surnom de *Brightest Of All Time* (BOAT).

1.2 Mécanismes physiques et phénoménologie des sursauts gamma

1.2.1 Progéniteurs

Comme vu en section 1.1.2, il existe deux catégories de sursauts gamma, les sursauts courts et les sursauts longs qui ont chacun leurs progéniteurs. À partir de la fin des années

1. voir <https://gcn.nasa.gov/circulars?query=221009A>

1990, la connexion entre les supernovae gravitationnelles de type Ic (dont le spectre ne présente aucune raie d'hydrogène et de silicium) et les sursauts longs fut mise en évidence avec la détection du sursaut GRB980425 associé à la supernova de type Ic SN1998b (Galama et al. 1998), et de GRB030329 associé à la supernova du même type SN2003dh (Stanek et al. 2003). Ces supernovae marquent l'effondrement d'étoiles massives ($> 30 M_{\odot}$ typiquement), processus appelé collapsar lorsqu'un sursaut gamma est formé. Leurs propriétés sont encore mal connues (notamment le rôle de la métallicité), mais une rotation rapide (étoile massive de type Wolf Rayet) apparaît nécessaire pour former un éjecta collimaté (voir 1.2.2). Les sursauts longs associés à une supernova gravitationnelle sont tous proches, car l'identification de la supernova requiert une détection lorsqu'elle émerge de l'émission rémanente dans le domaine visible-infrarouge après plusieurs jours, et généralement une confirmation par analyse spectroscopique. Par ailleurs, les sursauts gamma longs sont observés dans des galaxies formant beaucoup d'étoiles, ce qui concorde avec la nature de leurs progéniteurs supposés (Bloom et al. 2002, Fruchter et al. 2006). De ce fait, les sursauts peuvent être utilisés comme pointeurs de telles galaxies, en particulier à très grande distance comme dans les cas records de GRB090423 ($z \simeq 8.2$, Tanvir et al. 2009) et GRB090429B ($z \simeq 9.4$, Cucchiara et al. 2011). Les sursauts gamma longs pourraient notamment tracer la première génération d'étoiles (dite "Population III") dans l'Univers lointain, et sont une sonde précieuse pour étudier l'histoire de la formation des étoiles depuis l'époque de la réionisation.

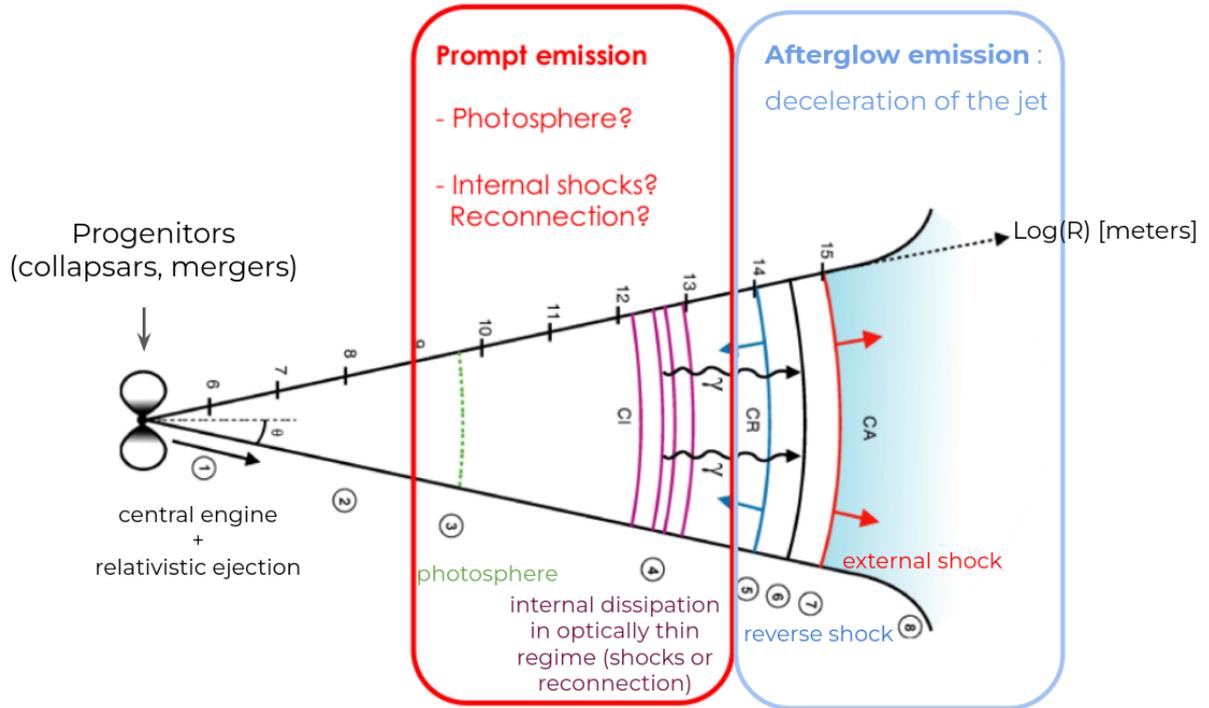
Les sursauts gamma courts proviennent quant à eux de la coalescence entre deux objets compacts dans un système binaire. Cette hypothèse s'est renforcée en 2017 avec la détection simultanée de la source d'onde gravitationnelle GW170817 par LIGO/Virgo provenant de la fusion de deux étoiles à neutrons et du sursaut court GRB170817 (voir section 1.1.2). Par ailleurs, les sursauts courts sont détectés dans des galaxies hôtes variées, notamment elliptiques formant peu d'étoiles (Gehrels et al. 2005). Plus généralement, ils apparaissent loin des régions de formation stellaire et dans un environnement de faible densité, ce qui est cohérent avec leur faible émission rémanente (en comparaison des sursauts longs) qui provient de l'interaction de leur éjecta avec le milieu environnant (voir 1.2.2).

Quel que soit le processus précédant l'apparition d'un sursaut gamma (effondrement gravitationnel d'une étoile massive ou coalescence d'objets compacts), l'objet final formé est un trou noir de masse stellaire entouré d'un disque d'accrétion, et accompagné d'un éjecta suivant l'axe de rotation de ce dernier (voir section 1.2.2). Ainsi, les propriétés temporelles et spectrales du sursaut gamma qui s'ensuit sont dans une large mesure indépendantes du progéniteur, avec des mécanismes physiques communs aux deux classes de sursauts, longs ou courts.

1.2.2 Origine physique des émissions prompte et rémanente

La grande luminosité des sursauts gamma suggère que leur moteur central est une source compacte accrétante, en l’occurrence un trou noir de masse stellaire nouvellement formé (voir 1.2.1) entouré d’un disque de matière. Des éjecta émis le long de l’axe de rotation du disque accompagnent ce système, suivant un processus d’accrétion/éjection similaire à celui qui est observé dans les noyaux actifs de galaxies ou les micro-quasars. Comme dans ces systèmes, on suppose que l’émission des sursauts gamma n’est pas isotrope et que leurs éjecta sont collimatés sous la forme d’un jet. Ceci réduit leur budget énergétique initial, qui est fortement contrainte par leur luminosité extrême (10^{51-53} erg/s dans le cas isotrope), typiquement d’au moins deux ordres de grandeur pour un jet de quelques degrés de demi-ouverture. Pour qu’un instrument détecte un sursaut gamma, le jet de ce dernier doit ainsi être parallèle à la ligne de visée. Comme expliqué en section 1.1, il est par ailleurs nécessaire que ce jet soit ultra-relativiste (avec un facteur de Lorentz $\Gamma > 100$ typiquement) pour expliquer la détection de photons gamma au-delà de plusieurs MeV notamment par le Fermi/LAT.

Les mécanismes physiques exacts qui sont à l’origine du phénomène observé sont encore débattus, en particulier concernant l’émission prompte (voir la revue de Zhang 2020). Les ingrédients qui entrent dans le scénario théorique généralement admis par la communauté sont présentés en figure 1.8, qui résume les différentes étapes dans la formation et le développement d’un sursaut, depuis l’apparition du jet issu du moteur central jusqu’à son interaction avec le milieu environnant. À une distance de 10^{11-12} cm du moteur central, le plasma du jet magnétisé atteint la photosphère et devient transparent à son propre rayonnement, qui s’échappe avec un spectre thermique de type corps noir similaire à celui identifié dans quelques sursauts détectés par le Fermi/GBM (voir section 1.1). À plus grande distance ($R \sim 10^{14-15}$ cm), la dissipation en énergie interne de l’énergie cinétique (par des chocs internes) ou magnétique (par reconnexion) du jet alimente son champ magnétique turbulent et accélère une fraction des particules qui le composent. Les électrons accélérés émettent alors un rayonnement non thermique par processus synchrotron, qui culmine dans le domaine keV-MeV pour l’observateur (et au-delà du GeV pour sa contrepartie Compton inverse). Cette émission est conforme aux observations durant la phase prompte, à savoir très intense et hautement variable en raison du caractère erratique du mécanisme d’accélération des particules, notamment dans les chocs internes. À plus grande distance encore ($R \sim 10^{16-17}$ cm), le jet est ralenti par le milieu interstellaire pour les sursauts courts, ou par le milieu environnant préalablement structuré par le vent de l’étoile massive progénitrice pour les sursauts longs. Dans ce choc ultra-relativiste, les électrons accélérés émettent un rayonnement synchrotron qui est observé à toutes les longueurs d’onde (et jusqu’au TeV avec la détection par MAGIC de la contrepartie Compton inverse dans le cas unique à ce jour de GRB190114C, (Acciari and MAGIC Collaboration



Credit : F. Daigne, R.Mochkovitch, J. L. Atteia

FIGURE 1.8 – Mécanismes physiques qui interviennent dans la formation d'un sursaut gamma selon le rayon R de l'émission.

2019, Acciari et al. 2019). Le maximum de la distribution spectrale d'énergie de cette émission rémanente se décale vers les basses énergies à mesure que son intensité décroît (Sari et al. 1998).

1.2.3 Le spectre de l'émission prompt

Si les profils temporels de l'émission prompt des sursauts gamma présentent une très grande diversité, leurs profils spectraux montrent une remarquable similarité, mise en évidence par Band et al. 1993 dès les premières années de la mission CGRO. Dans le domaine keV-MeV, le spectre différentiel en photons de la plupart des sursauts peut être décrit au premier ordre par deux lois de puissance connectées de manière douce par une coupure exponentielle. Cette fonction purement phénoménologique, dite "de Band", dépend de quatre paramètres libres et s'exprime comme suit :

$$\frac{dN_{Band}}{dE}(E) = \begin{cases} K \left(\frac{E}{E_{piv}} \right)^\alpha e^{-(\alpha+2)\frac{E}{E_{peak}}} & \text{si } E \leq E_{break} \\ K \left(\frac{E}{E_{piv}} \right)^\beta \left(\frac{E_{peak}(\alpha-\beta)}{E_{piv}(\alpha+2)} \right)^{\alpha-\beta} e^{\beta-\alpha} & \text{si } E \geq E_{break} \end{cases} \quad (1.1)$$

où K est un facteur de normalisation (en $\text{ph}/\text{cm}^2/\text{s}/\text{keV}$), α l'indice spectral à basse énergie, E_{piv} un paramètre fixé généralement à 100 keV, et β l'indice spectral à haute énergie. Le quatrième paramètre libre, E_{peak} , correspond à l'énergie du maximum de la

distribution spectrale d'énergie $\frac{E^2 dN}{dE}(E)$ (SED en anglais), qui représente la puissance reçue (en $\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) par intervalle logarithmique en énergie. Enfin, E_{break} s'exprime comme :

$$E_{break} = \frac{\alpha - \beta}{\alpha + 2} E_{peak} \quad (1.2)$$

La figure 1.9 montre le spectre différentiel et la SED du sursaut GRB990123 reconstruits dans les différents instruments de la mission CGRO, avec une énergie au pic $E_{peak} \sim 800$ keV. Cette figure illustre les conditions de validité de la fonction de Band : des indices $\alpha \geq -2$ et $\beta \leq -2$ sont nécessaires pour que la SED présente un maximum et que E_{peak} soit définie. En pratique, ces conditions sont souvent satisfaites étant donné les valeurs typiques des indices en photons, $\alpha \sim -1.1$ et $\beta \sim -2.3$ (Poolakkil et al. 2021). Enfin lorsque E_{peak} (et donc aussi E_{break}) se situe très au-delà de la plage de fonctionnement d'un détecteur, ce dernier mesure une simple loi de puissance d'indice α . Nous utiliserons cette propriété pour reconstruire avec ECLAIRs les sursauts gamma simulés dans cette thèse (voir 5.1.2).

De manière générale, les modèles présentés en section 1.2.2 reproduisent l'essentiel des propriétés spectro-temporelles de l'émission prompte observée. En particulier, le modèle souvent invoqué d'émission synchrotron dans les chocs internes prédit naturellement la variabilité, la forme générale du spectre et son évolution temporelle, ainsi que d'autres propriétés importantes comme la corrélation entre l'intensité et la dureté spectrale, ou la décroissance rapide du flux en fin d'émission prompte (Bošnjak and Daigne 2014). La microphysique des chocs internes (fraction d'électrons accélérés, répartition de l'énergie interne entre particules et champ magnétique, amplification de ce dernier aux chocs, etc) est cependant encore mal connue. En outre, certains désaccords subsistent avec les observations, en particulier avec la valeur de l'indice spectral mesurée à basse énergie. Comme l'illustre la figure 1.10 qui est tirée du dernier catalogue spectral du Fermi/GBM (Poolakkil et al. 2021), cet indice est distribué autour de -1, à comparer à la valeur de -3/2 prédite par la théorie synchrotron dans le régime dit de *fast-cooling*, où les pertes d'énergie par émission synchrotron sont dominantes pour la totalité des électrons accélérés par rapport aux pertes adiabatiques causées par l'expansion du jet. Par ailleurs, la valeur maximale de -2/3 prédite par la théorie synchrotron en régime *slow-cooling*, où les pertes synchrotron sont dominantes pour les électrons les plus énergétiques seulement, est également dépassée dans de nombreux spectres observés (figure 1.10).

Plusieurs solutions possibles ont été proposées pour résoudre ce problème dit de "ligne de mort synchrotron" (*synchrotron line of death*). D'un point de vue théorique, une plus grande valeur de α peut être obtenue sous certaines conditions physiques. Ainsi, $\alpha \lesssim -2/3$ pour des chocs internes à plus courte distance du moteur central ou un champ magnétique moins intense (Daigne et al. 2011, Beniamini and Piran 2013), et $\alpha \lesssim -1$ en tenant

compte de la rétroaction de la composante Compton inverse sur le spectre synchrotron (Bošnjak et al. 2009) ou de la décroissance du champ magnétique aux chocs (Uhm and Zhang 2014). D'un point de vue observationnel, plusieurs améliorations ont été apportées au modèle utilisé pour ajuster les données aux keV-MeV. En place de la fonction de Band purement mathématique, Yassine, M. et al. 2020, Scotton 2023 ont examiné un modèle directement dérivé des simulations numériques de l'émission synchrotron aux chocs internes, qui reproduit mieux la forme globale des spectres observés, et ils ont montré que la ligne de mort n'est franchie que pour une petite fraction des sursauts (environ 15 %). Par ailleurs, l'ajout à basse énergie (< 100 keV typiquement) d'une composante photosphérique (voir section 1.2.2), dont la pente spectrale est de $+3/2$, permet d'adoucir celle de la fonction de Band et de s'approcher de sa valeur attendue (Guiriec et al. 2010, Guiriec et al. 2013, Guiriec et al. 2015a, Guiriec et al. 2015b, Scotton 2023). Enfin, pour une trentaine de sursauts gamma détectés par le Fermi/GBM, Toffano et al. 2021 (voir aussi les autres études référencées dans cet article) ont mis en évidence une cassure dans la loi de puissance de basse énergie de la fonction de Band. L'indice spectral mesuré au-delà de l'énergie de cassure (*cooling break*) prend une valeur proche de $-3/2$, et de $-2/3$ en deçà, comme attendu de la théorie synchrotron. Avec une simple loi de puissance, une valeur moyenne $\alpha \simeq -1$ est par contre mesurée. Une condition nécessaire à la détection de cette cassure serait qu'elle ne s'approche ni du seuil en énergie du détecteur utilisé, ni de E_{peak} , afin de conserver un bras de levier et une sensibilité suffisante. La possibilité d'étendre jusqu'à 4 keV la spectroscopie des sursauts gamma avec ECLAIRS est donc très encourageante et devrait permettre d'approfondir la modélisation de l'émission prompte dans un futur proche (voir 2.6.2).

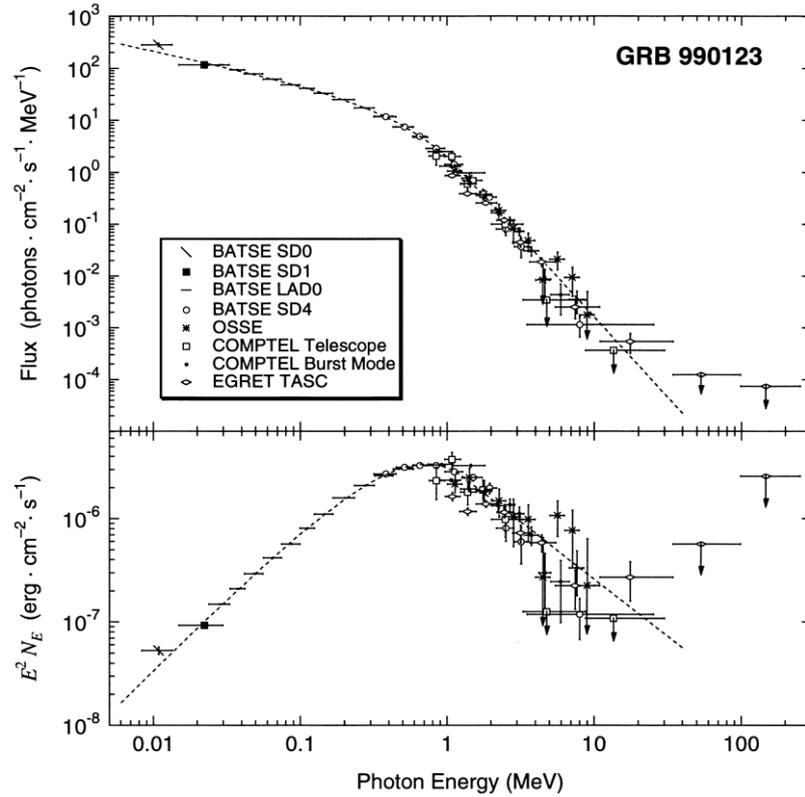


FIGURE 1.9 – Spectre différentiel en photons et distribution spectrale d'énergie (SED) du sursaut gamma GRB990123, reconstruits dans les différents instruments de la mission CGRO. Source : Briggs et al. 1999

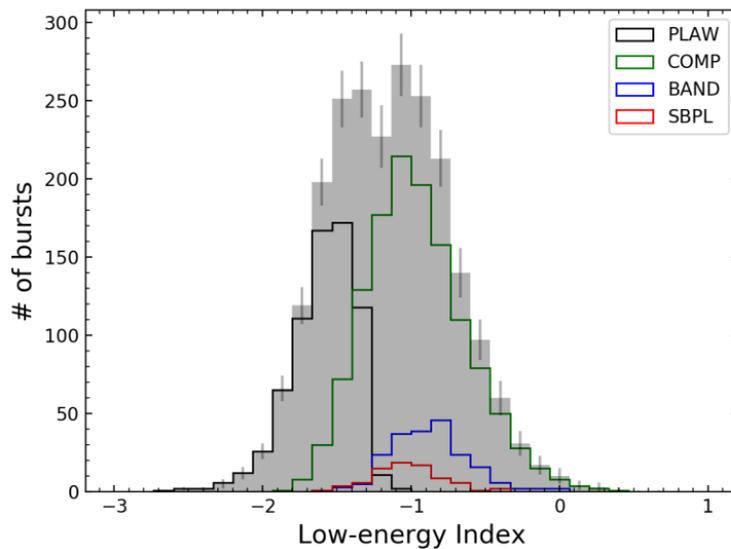


FIGURE 1.10 – Distribution de l'indice spectral à basse énergie obtenue pour différents modèles d'ajustement spectral des données du Femi/GBM. Source : Poolakkil et al. 2021.

Chapitre 2

La mission SVOM

2.1 Introduction de la mission

Space-based multi-band astronomical Variable Objects Monitor ou SVOM est une mission franco-chinoise résultant de la collaboration entre la *China National Space Administration* (CNSA) et le Centre National d'Etude Spatiales français (CNES). Elle implique de nombreux laboratoires, notamment l'*Institut of High-Energy Physics* (IHEP) et le *National Astronomical Observatory of China* (NAOC) à Beijing (Chine). En France, la mission regroupe le Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA/Irfu), cinq laboratoires dépendant de l'Institut National des Sciences de l'Univers (INSU) du CNRS, et quatre laboratoires dépendant de l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (IN2P3) du CNRS dont le Laboratoire Univers et Particules de Montpellier (LUPM).

L'objectif de la mission est d'observer des événements transitoires comme les sursauts gamma (voir section 1) et de les étudier dans différents domaines de longueur d'onde. La détection de l'émission prompt de ces phénomènes requiert des instruments avec un grand champ de vue opérant dans le domaine des rayons X durs et gamma. L'observation de l'émission rémanente qui suit nécessite quant à elle des instruments de domaines spectraux différents, tels que le visible.

Le lancement du satellite dans l'espace est prévu au printemps 2024. Il embarquera une caméra de grand champ de vue (2 sr) à ouverture codée ECLAIRS (4 – 150 keV) pour détecter les sursauts gamma et les localiser précisément en temps réel (avec une précision de quelques minutes d'arc) dans la bande des rayons X et des rayons gamma de basse énergie, un moniteur gamma GRM (*Gamma-Ray Monitor*, 0.015 – 5 MeV) de grand champ de vue (5.6 sr) pour étendre au MeV la spectroscopie en phase d'émission prompt, et les deux instruments à petit champ de vue pour étudier l'émission rémanente précoce et tardive MXT (*Micro-channel X-ray Telescope*, 0.2–10 keV) et VT (*Visible Telescope*, 400–650 nm et 650 – 1000 nm). Outre ce segment spatial, l'observatoire SVOM comprendra

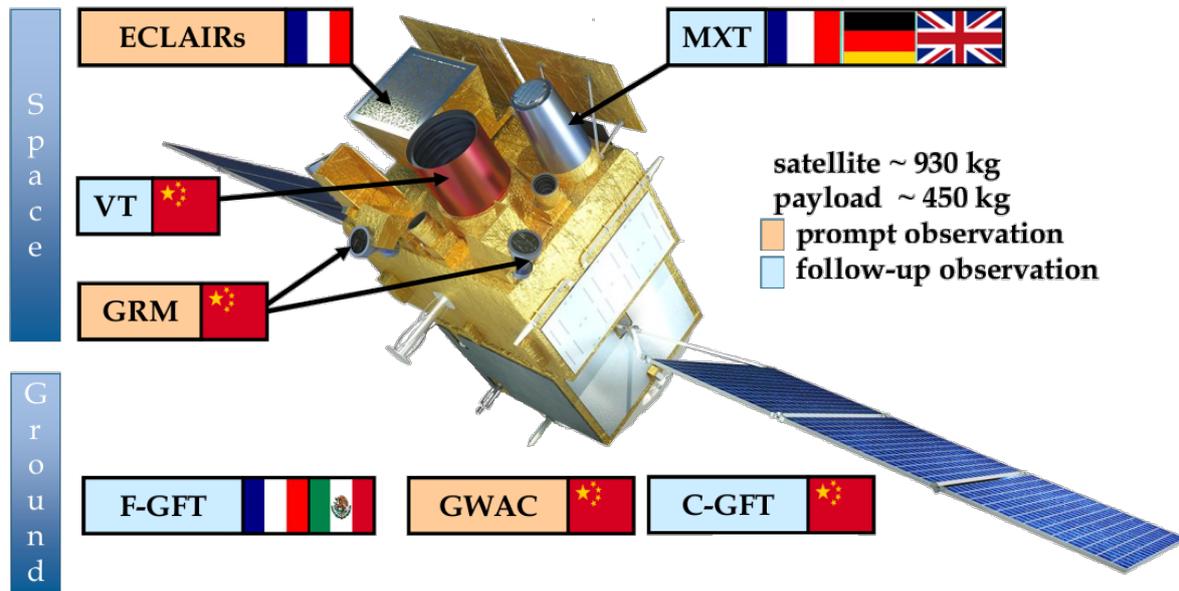


FIGURE 2.1 – Vue des sept instruments composant le segment spatial et le segment sol de SVOM. Source : www.svom.eu

des télescopes terrestres dont le dispositif à grand champ de vue GWAC (*Ground-based Wide Angle Camera*, 500 – 800 nm), pour étudier l'émission prompt des sursauts dans le visible, et deux télescopes robotiques dont l'instrument franco-mexicain (*French Ground Follow-up Telescope* rebaptisé Colibri, 400 – 1700 nm dans trois bandes) pour mesurer les propriétés photométriques de leur rémanence précoce. Cette suite instrumentale (voir la figure 2.1) apportera des observations panchromatiques et des diagnostics spectro-temporels de l'histoire complète de chaque sursaut gamma, de la phase d'émission prompt (voire des précurseurs éventuels) jusqu'à la fin de la phase de rémanence tardive. Enfin, un réseau d'antennes VHF a été déployé au sol pour établir la communication entre le segment sol et le segment spatial.

2.1.1 Caractéristiques de la mission

Le satellite SVOM sera lancé par une fusée chinoise de type Long March 2C depuis la base de Xichang, sur une orbite basse quasi-circulaire à une altitude d'environ 625 km. Son plan orbital aura une inclinaison de 30° et sa période orbitale sera d'environ 96 minutes. Du fait de cette inclinaison, il passera plusieurs fois par jour dans une zone située au sud de l'Atlantique et appelée *South Atlantic Anomaly* (SAA). Dans cette région, les ceintures de radiation se rapprochent de la surface du globe terrestre du fait du décalage entre son axe de rotation et l'axe de son champ magnétique. Les particules énergétiques issues du vent solaire qui sont piégées dans la SAA ont un flux élevé qui risque de saturer les instruments. Les détecteurs seront donc mis hors tension lors du passage dans cette zone, soit 13% à 17% du temps selon l'orbite (Wei et al. 2016).

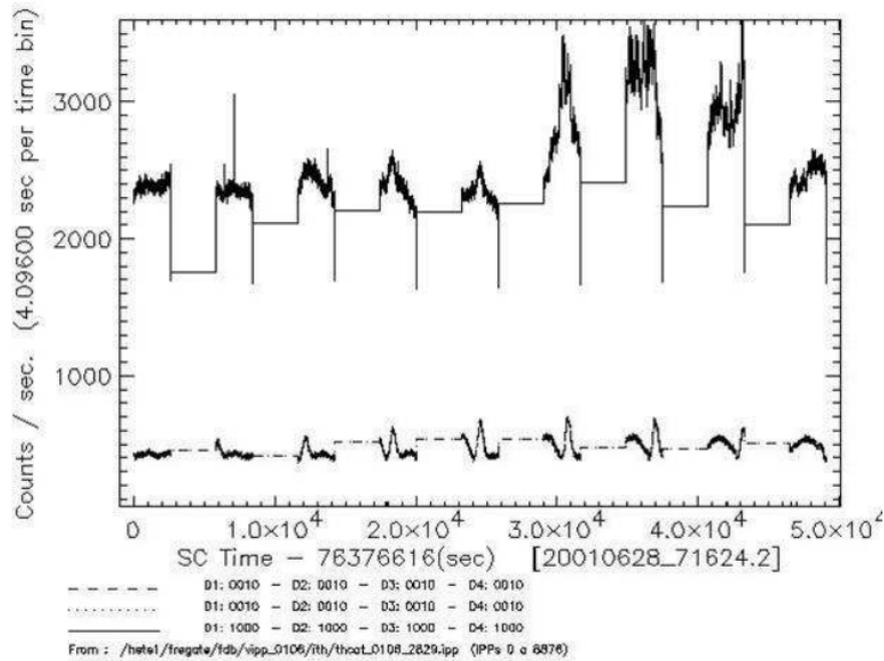


FIGURE 2.2 – Courbe de lumière de HETE-2/FREGATE durant 9 orbites dans deux bandes d’énergie : en haut la bande 6-40 keV, en bas la bande 30-400 keV. Source : Barraud 2004

Afin de favoriser les observations de suivi dans le visible par les télescopes au sol, une stratégie de pointé a été élaborée et appelée loi B1 (Cordier et al. 2008). Tout d’abord, le satellite évitera autant que possible les observations en direction du plan galactique contenant de nombreuses sources fluentes et variables, afin de limiter le taux de déclenchement d’ECLAIRs et du GRM sur ces sources. Ainsi, la source très brillante Sco-X1 devra être écartée du champ de vue des instruments. La figure 2.2 illustre la courbe de lumière de l’instrument FREGATE de la mission HETE-2 durant 9 orbites et pendant l’activité de Sco-X1 (Barraud 2004). La forte activité de la source est nettement visible dans la bande d’énergie 6-40 keV. ECLAIRs sera très sensible aux flambées de Sco-X1 du fait de son seuil bas de détection à 4 keV (Dagoneau 2020), qui est une exigence scientifique pour la détection de sursauts gamma mous et/ou à distance cosmologique (avec un spectre très décalé vers le rouge).

Par ailleurs, afin de permettre le suivi immédiat des télescopes au sol, les sources détectées devront se situer dans une partie du ciel qui est au dessus de l’hémisphère nocturne de la Terre. Cela implique que les instruments ne soient pas dirigés en direction du Soleil, et plus particulièrement qu’ils aient une direction de pointé qui n’excède pas 45° par rapport au pointé anti-solaire. L’observation des sursauts gamma de SVOM par les plus grands télescopes de la planète sera ainsi facilitée, et la distance devrait être mesurée pour plus de la moitié d’entre eux (contre $\sim 30\%$ pour *Swift*) Wei et al. 2016. En contrepartie, la Terre passera régulièrement dans le champ de vue des télescopes, avec un

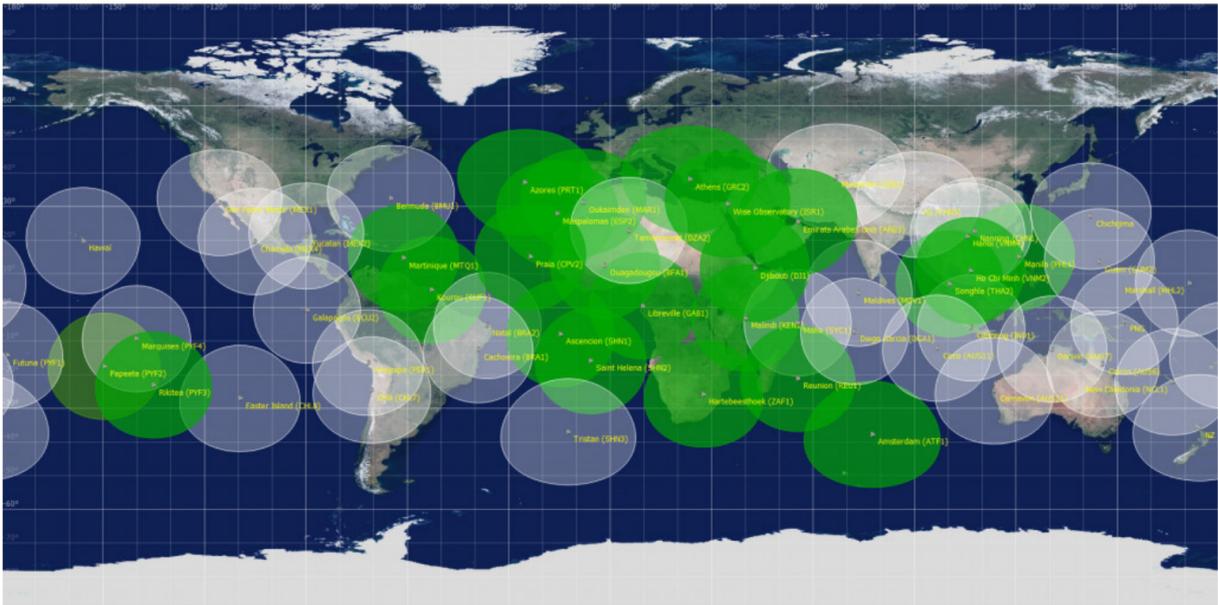


FIGURE 2.3 – Carte représentant l'emplacement des stations VHF. Les stations vertes sont celles qui ont déjà été mises en place tandis que les grises doivent être déployées. Source : CNES

cycle utile réduit à 65% pour ECLAIRs et 50% pour les MXT et VT.

2.1.2 Le réseau d'alerte

La stratégie de pointé du satellite de SVOM facilitera les observations de suivi des sources détectées à bord par les télescopes terrestres. Par ailleurs il sera possible de re-pointer la plateforme et les instruments embarqués en direction de sources détectées par d'autres observatoires (cibles d'opportunité). Différents canaux de communication sol-espace seront utilisés pour réduire autant que possible le temps de réaction dans ces deux scénarios. Tout d'abord, les informations sur les nouvelles sources détectées à bord seront relayées par un réseau de 47 antennes VHF (*Very High Frequency*, 137-138 MHz) réparties sous les tropiques à la surface de la Terre (voir figure 2.3). Elles assureront la diffusion d'une alerte de l'espace vers le sol lorsqu'un sursaut gamma sera détecté.

Le FSC (*French Science Center*) diffusera automatiquement des notices publiques (via le *GRB Coordinates Network* (GCN) ou sous forme de VOEvent) contenant les caractéristiques de l'alerte (temps, direction, origine probable) et les résultats d'analyse d'un sous-ensemble des données prises à bord et transmises au sol par le réseau VHF. Ces informations seront utilisées par les télescopes terrestres abonnés aux alertes de SVOM. Le message d'alerte sera reçu au sol en moins de 30 secondes dans la majorité des cas (65%). En outre, un *Burst Advocate* opérant en France ou en Chine sera chargé de valider les alertes de SVOM, de superviser le traitement des données de tous les instruments et l'écriture des circulaires GCN pour notifier la communauté sursauts mondiale, d'organiser la discussion en interne de chaque événement, de décider du suivi des sursauts gamma

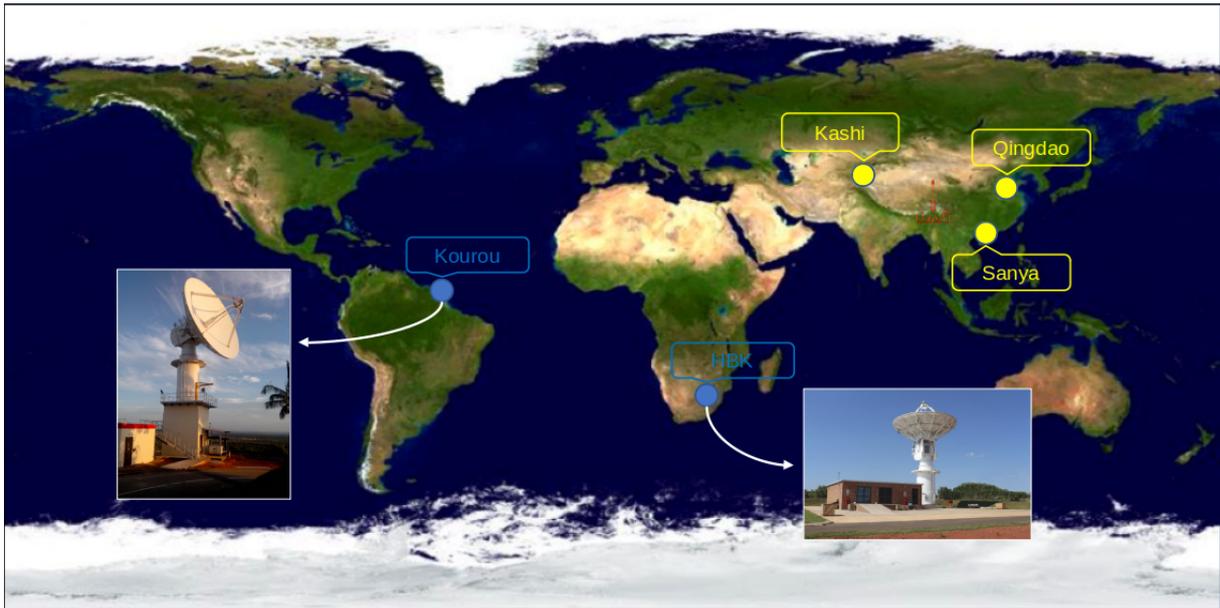


FIGURE 2.4 – Carte représentant l’emplacement des stations X-band et S-band. Les stations notées en bleus sont françaises, tandis que celles notées en jaune sont chinoises. Le figuré ponctuel rouge représente l’emplacement de la base de lancement de Xichang. Source : CNES

les plus intéressants au-delà des 14 orbites nominales (~ 1 jour) et de coordonner les observations de suivi avec les instruments de SVOM. L’alerte sera également exploitée par les grands télescopes qui ne font pas directement partie de la mission, tels que le *New Technology Telescope* (NTT) ou le *Very Large Telescope* (VLT) en optique, ou bien encore ALMA en radio.

Cependant la bande de réception des antennes VHF est limitée, c’est pourquoi 5 stations bande X et bande S (voir figure 2.4) seront utilisées pour la communication d’informations plus volumineuses. D’une part, les stations bande S transmettront les commandes au satellite et la mise à jour des logiciels à bord. D’autre part, les stations bande X recevront l’ensemble des données acquises en continu par les quatre instruments embarqués.

2.2 Les instruments de grand champ de vue

Les instruments avec un grand champ de vue permettent de couvrir une fraction importante du ciel et de surveiller l’apparition de nouvelles sources transitoires. Dans le cas des sursauts gamma, ces instruments sont indispensables pour l’étude de l’émission prompt. Dans les sections qui suivent je présente ainsi les instruments de grand champ de vue de SVOM : ECLAIRs et le GRM à bord du satellite, ainsi que la caméra GWAC du segment sol.

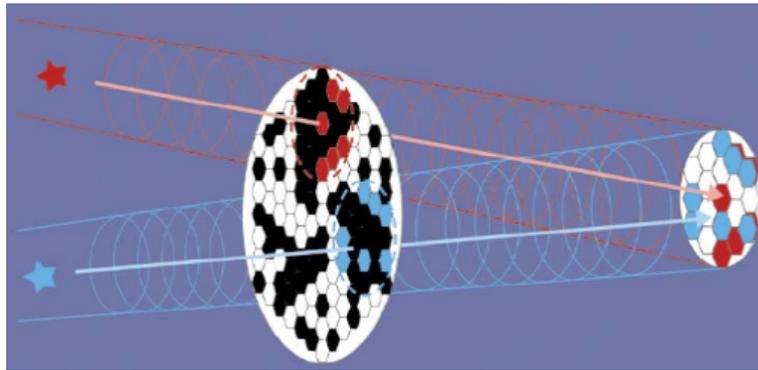


FIGURE 2.5 – Illustration schématique du principe de masque codé. Deux sources sont représentées en bleu et rouge. Les photons traversent tout d’abord les trous (blancs et colorés) du masque codé et atteignent le détecteur dans un second temps.

2.2.1 ECLAIRs

Principal instrument de SVOM, ECLAIRs opérera dans le domaine des rayons X et rayons gamma entre 4 keV et 150 keV. Au coeur de la mission, il aura pour objectif majeur de traquer et de localiser les sursauts gamma en temps réel. Il a été construit par l’IRAP, le CEA, et l’APC sous la maîtrise d’œuvre du CNES. La focalisation des photons gamma n’étant pas possible à l’aide de télescopes traditionnels composés de miroirs et de lentilles, ECLAIRs est un télescope à masque codé. Il est basé sur le principe de la "camera obscura", où la lumière d’une source à l’infini crée un motif sur le plan de détection après passage par un masque composé d’un ou plusieurs trous. Ce principe de fonctionnement, illustré sur la figure 2.5, a déjà été mis en œuvre dans le cadre d’autres missions comme INTEGRAL (instruments IBIS et SPI, Winkler et al. 2003) et Swift (instrument BAT, Gehrels and Swift 2004). Les parties suivantes décrivent les différents sous-systèmes d’ECLAIRs, également montrés sur la figure 2.6.

2.2.1.1 Le masque codé

Construit par l’APC, le masque codé d’ECLAIRs est constitué de Tantale (0.6 mm d’épaisseur) entouré de deux couches fines de Titane, l’ensemble percé de trous (voir figure 2.7). Le masque mesure $54 \times 54 \text{ cm}^2$ et est placé à l’avant du télescope. La partie non trouée du masque bloque le passage des photons. L’ombre du masque appelée *shadowgram* est alors projetée sur le plan de détection. Sa forme est caractéristique de la position de la source, ainsi l’image du ciel peut-être reconstruite via des algorithmes de déconvolution (Dagoneau 2020, Goldwurm et al. 2003). Un masque avec des trous de petite taille par rapport à la taille des pixels du plan de détection assure une bonne localisation de la source mais risque de détecter moins de photons. Enfin, la quantité de trous détermine la transparence du masque. Pour celui d’ECLAIRs une transparence de 40 % a été choisie afin de garder un équilibre entre les performances de localisation et de sensibilité.

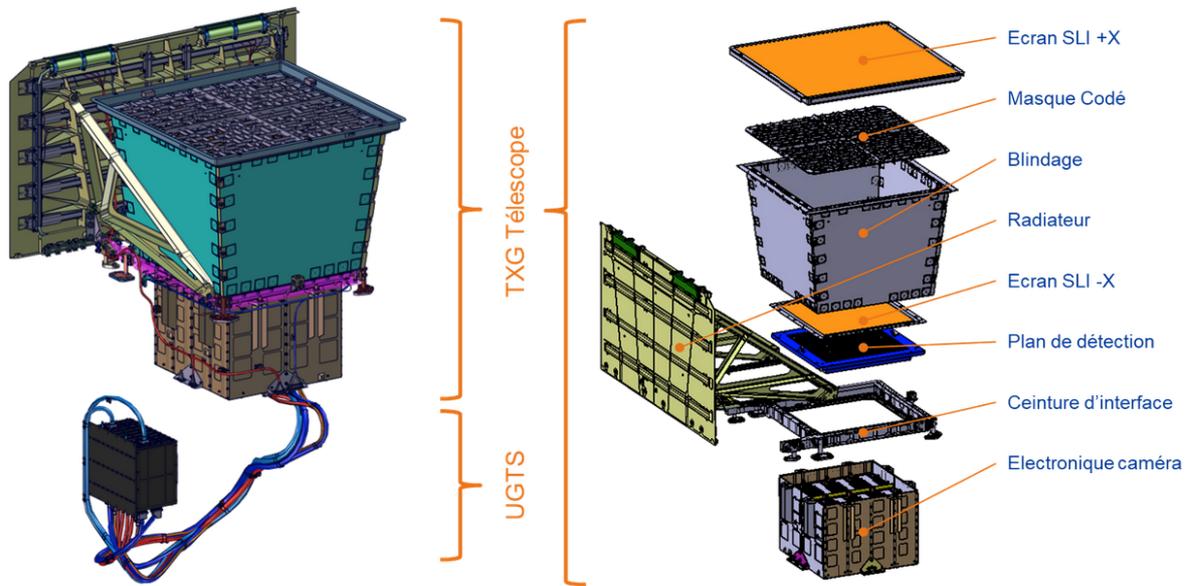


FIGURE 2.6 – Schéma d'ECLAIRS et de ses composants. Source : www.svom.eu

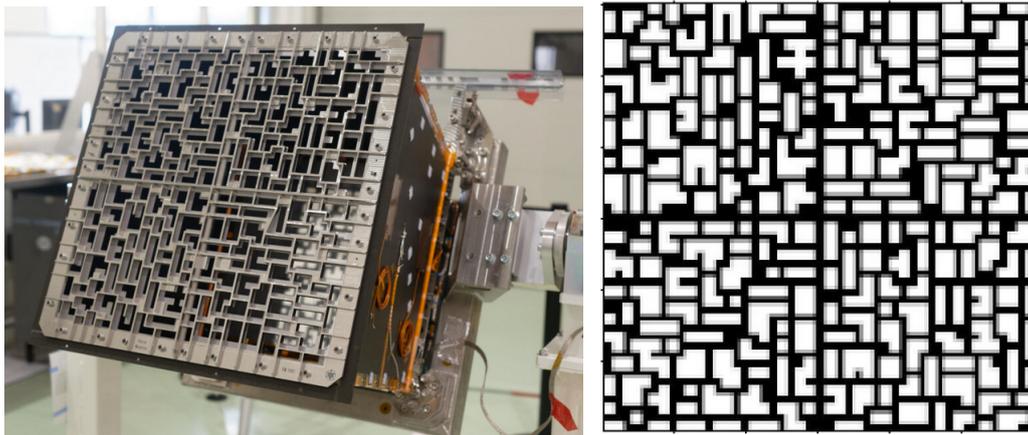


FIGURE 2.7 – Masque codé d'ECLAIRS. Source : www.svom.eu

2.2.1.2 Le plan de détection

Une fois que les photons ont passé le masque, ils peuvent atteindre le plan de détection selon leur inclinaison. Un blindage latéral est placé entre le masque codé et le plan de détection (voir figure 2.6), assurant que chaque photon détecté par ce dernier soit nécessairement passé au préalable au travers du masque.

Construit par l'IRAP, le plan de détection est constitué de 80×80 pixels détecteurs de tellurure de cadmium (CdTe) chacun de $4 \times 4 \text{ mm}^2$, 1 mm d'épaisseur et espacés de 0.5 mm. Sa surface totale est de 1296 cm^2 pour une surface de détection active de 1024 cm^2 . Le plan de détection est divisé en 8 secteurs, chacun composé de 25 modules XRDPIX regroupant individuellement 32 pixels. Les XRDPIX sont connectés à des électroniques de lecture de type ASIC (*Application Specific Integrated Circuit*). Par ailleurs, chaque

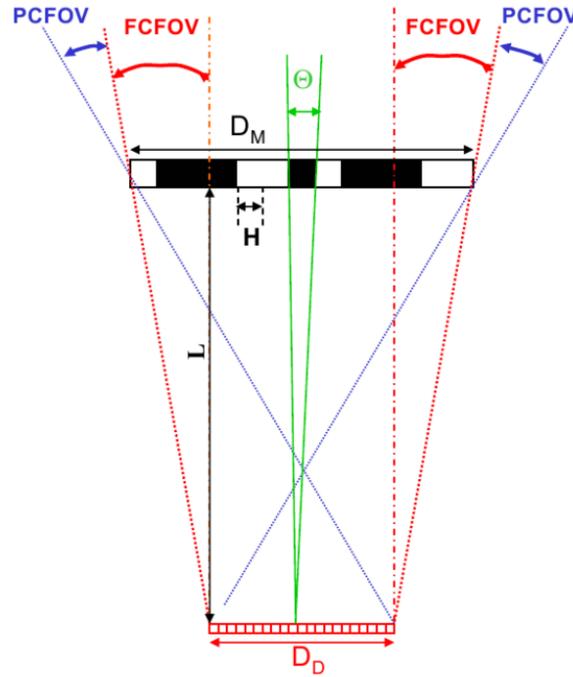


FIGURE 2.8 – Description du champ de vue de ECLAIRS à partir de la position et taille du plan de détection par rapport à celles du masque. D_M désigne la longueur du masque et D_D celle du détecteur. $L = 46$ cm est la longueur séparant les deux composants, et H est la taille d'un élément du masque. Le champs de vue totalement codé est représenté en rouge, et le champ de vue partiellement codé en bleu.

secteur est aussi relié à une Electronique de Lecture Secteur (ELS) ayant différents rôles. Effectivement, les 8 ELS se chargent de maintenir le haut voltage des XRDPIX (~ 300 V), et de classer les évènements détectés selon leur multiplicité et le codage de leur énergie. Enfin, les ELS envoient ces informations à l'unité de traitement décrite plus loin.

Ce type de détecteur a déjà fait ses preuves avec d'excellentes performances pour la détection de photons gamma, lors de précédentes mission notamment pour *INTEGRAL/IBIS* (Limousin et al. 1999), ou encore *Swift/BAT* (Barthelmy et al. 2005) et CZTI de la mission *Astrosat* (Bhalerao et al. 2017) qui emploie un matériau similaire, le CdZnTe. Pour ECLAIRS le CdTe a été choisi car c'est un conducteur qui est stable à basse température au contraire du CdZnTe (Lacombe et al. 2019). Une faible température ($\sim -20^\circ\text{C}$) permet d'optimiser les performances des détecteurs en diminuant le bruit dû à l'agitation thermique. Par ailleurs, le CdTe et le CdZnTe offrent une bonne résolution spectrale, au détriment d'une perte de sensibilité à haute énergie (~ 1 MeV), ce qui demeure totalement adapté à la bande spectrale d'ECLAIRS de 4 à 150 keV.

Le plan de détection est placé 46 cm au dessous du masque, assurant un champ de vue de 2 sr à ECLAIRS, ce qui couvre environ 1/6 du ciel. Deux champs de vue se distinguent : le champ de vue totalement codé correspondant au champ de vue où le signal des sources atteint toutes les parties du détecteur, et le champ de vue partiellement codé correspondant aux endroits où les sources illuminent partiellement le plan de détection

(voir figure 2.8).

2.2.1.3 L’UGTS : détection et localisation

L’Unité de Gestion et de Traitement Scientifique ou UGTS est l’ordinateur de bord d’ECLAIRS (Schanne et al. 2019). Développée par le CEA-Irfu à Saclay, elle est composée de 10 cartes, dont 6 cartes dédiées à l’alimentation des ELS, 2 cartes pour la gestion des données d’entrée et de sortie, et 2 cartes pour le calcul. Chaque carte est constituée d’un FPGA et d’un CPU Leon 3 à double cœur, avec une horloge de 80 MHz. Elles délivrent individuellement une puissance de calcul d’environ 2×50 Mflops (millions d’opérations flottantes par secondes), 256 Mo de mémoire vive et 4 Mo de mémoire dédiée à l’utilisation et à la configuration du logiciel.

L’UGTS est indispensable pour le satellite car elle a de nombreuses fonctions importantes. Tout d’abord, elle contrôle le fonctionnement d’ECLAIRS en vérifiant notamment la température du plan de détection, la puissance électrique ou encore la gestion des pixels bruyants. Elle veille au bon fonctionnement de l’instrument. En outre, elle réalise l’acquisition des données transférées par les ELS telles que l’énergie, le temps ou le pixel associé à chaque évènement détecté, mais aussi des données concernant les caractéristiques du satellite comme son altitude ou sa position sur l’orbite. Elle gère également le logiciel de déclenchement ou *trigger* à bord (Dagoneau and Schanne 2022, Dagoneau 2020). Ce dernier se divise en deux algorithmes qui permettent de réaliser la détection de sources, et d’envoyer les alertes à la plateforme. Le premier se base uniquement sur les taux de comptage pour rechercher un excès de signal. Il échantillonne les coups reçus à des échelles de temps allant de 10 ms à 20.48 s, qui sont adaptées aux variations temporelles de la plupart des sursauts gamma. En chaque point de l’échantillon, le nombre C de coups reçus est comparé au nombre B de coups attendus du fond. Ce dernier est estimé à partir de l’ajustement par une fonction quadratique des variations temporelles du taux de comptage observées durant les quelques minutes qui précèdent le point d’échantillon considéré. La présence d’un éventuel excès est ensuite simplement évaluée à l’aide du rapport signal sur bruit suivant :

$$SNR = \frac{C - B}{\sqrt{B}} \quad (2.1)$$

Si ce rapport dépasse une valeur de 6.5 (valeur configurable), une image est réalisée et analysée à bord. Le temps de l’alerte et la position trouvée sont alors communiqués à la plateforme. Si la position correspond à l’une des sources répertoriées dans le catalogue de bord, l’alerte n’est transmise que si son SNR dépasse un seuil ajustable afin d’en signaler les éruptions les plus intenses (Dagoneau 2020). Lorsque le SNR est supérieur à 8, une demande de repointé de la plateforme est soumise à bord via une seconde alerte. Cette analyse est réalisée dans 4 bandes d’énergie programmées au préalable depuis le sol (pour

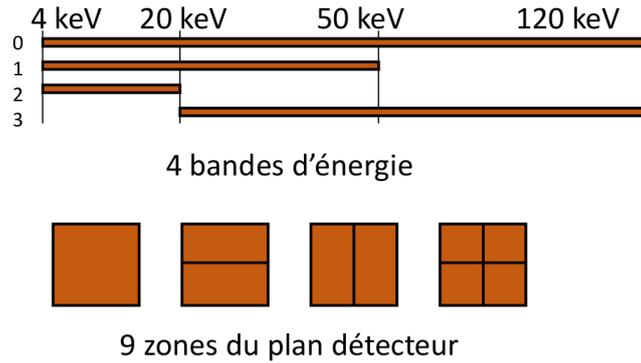


FIGURE 2.9 – Schéma illustrant les quatre bandes en énergie utilisées par l’algorithme de déclenchement, et les 9 zones du détecteur. Source : Dagoneau et al. 2020

le moment fixées à 4-20, 20-50, 4-120, 20-120 keV) et dans différentes zones du plan de détection (voir figure 2.9).

Le second algorithme de déclenchement crée des images du ciel. Pour cela, il analyse les shadowgrammes toutes les 20.48 secondes, et construit des images (en coups, variance et SNR) par déconvolution. Il somme les images par échelle de temps (une échelle durant 20.48 secondes $\times 2^{n-1}$ pour n allant de 1 à 7) jusqu’à avoir une exposition totale de 20 min. Enfin, il détermine les excès de coups d’après les images SNR selon les seuils décrits précédemment, pour chaque bande d’énergie, et pour chaque échelle de temps. Il est adapté à la détection des sursauts longs de plus de 20 secondes, et donc complémentaire du premier algorithme.

Lorsqu’une première alerte est diffusée par le logiciel de déclenchement, un sous-ensemble des données est immédiatement transféré au sol par VHF (voir 2.1.2). Si une seconde alerte est communiquée, l’UGTS envoie une requête de repointé à la plateforme afin de pouvoir observer la source également avec les instruments de petit champ de vue (voir section 2.3). Le repointé s’effectue de manière autonome entre 3 et 5 minutes après la détection initiale.

L’erreur de localisation d’une source est définie par la PSLE (*Point Source Localization Error*). Cela signifie que pour une source avec signal sur bruit donnée, sa vraie position se situe dans 90 % des cas dans un rayon égal à la PSLE autour de la localisation estimée. Antier-Farfar 2016 a montré que la PSLE d’ECLAIRs varie comme l’inverse du rapport signal sur bruit de la source détectée :

$$PSLE \propto \frac{1}{SNR} \quad (2.2)$$

Ainsi pour la plupart des sursauts gamma, ECLAIRs devrait estimer leur localisation avec une erreur inférieure à 12 arcmin. Cette valeur est assez précise pour permettre le suivi des sursauts observés par tous les instruments de SVOM de plus petit champ de vue (MXT, VT, Colibri et C-GFT).

2.2.2 *Gamma-Ray burst Monitor (GRM)*

2.2.2.1 Les composants du GRM

Le *Gamma-Ray burst Monitor* ou GRM est aussi un instrument de grand champ de vue, indispensable pour la détection des sursauts gamma. Construit par l’IHEP à Beijing, il observera les sources de photons gamma entre 15 keV et 5 MeV, soit un domaine recouvrant partiellement celui d’ECLAIRs. Il est composé de trois détecteurs appelés *Gamma-Ray Detectors* (GRDs). Ils sont placés sur la plateforme, avec un axe optique incliné vers l’extérieur de 30° par rapport à l’axe d’ECLAIRs (i.e. du satellite), et espacés de 120° en azimuth. Leur champ de vue est d’environ 3 sr individuellement si l’on considère qu’ils observeront des évènements avec une incidence maximale de 60° par rapport à l’axe optique des instruments (voir section 3.2.1). Cela équivaut à un champ de vue total du GRM de 5.6 sr en combinant les trois détecteurs.

Chaque GRD est composé d’un cristal scintillant en iodure de sodium (NaI(TI)), d’une surface de 200 cm^2 et de 1.5 cm d’épaisseur. Ils sont accolés à un tube photo-multiplicateur (voir figure 2.10). Le principe de ce type de détecteur repose sur l’interaction du photon incident avec le matériau du cristal scintillant. La lumière scintillante est convertie en photo-électron dans la photo-cathode du photo-multiplicateur qui amplifie ensuite ce signal. Par ailleurs, un *Gain Calibration Detector* (GCD) est placé sur le côté de la face d’entrée de chaque GRD (He et al. 2020). Il contient une source d’américium 241 pour étalonner la relation canal-énergie du GRD, qui évoluera du fait des changements de température et du vieillissement des composants. Les GCDs sont également constitués d’un scintillateur plastique et peuvent détecter un excès de particules chargées provenant de la SAA. De même, le *GRM Particle Monitor* (GPM), placé sur la plateforme à côté du GRD n°3, est composé d’un scintillateur plastique et d’un tube photo-multiplicateur dans le but de détecter si le flux de particules chargées dépasse un certain seuil. Ce dernier sera fixé en vol, pour les GCDs et le GPM. Lorsqu’un excès significatif sera détecté par l’un des GCDs ou le GPM, le déclenchement du GRM sera désactivé. Il le sera également chaque fois qu’une source brillante (parmi 8 sources définies à bord, voir le tableau 2.1) émergera au-dessus de l’horizon de la Terre et causera une augmentation brutale des taux de comptage (voir l’exemple de la nébuleuse du Crabe en figure 5.14).

2.2.2.2 Détection et localisation

Tout comme ECLAIRs, le GRM est chargé de la détection des sursauts gamma grâce à un algorithme de déclenchement (*trigger*) (Zhao et al. 2013) qui analyse en temps réel les coups reçus sur les détecteurs. Pour cela, un rapport signal sur bruit est calculé pour chaque GRD, dans les bandes temporelles $\Delta t = 0.1\text{ s}$, 1 s , et 4 s , et dans les bandes d’énergie 15-50 keV, 50-300 keV, 300-1000 keV, 1000-5000 keV :

No.	Source	RA (°)	DEC (°)
1	Crab	83.6331	22.0145
2	Solar	Vary	Vary
3	Cyg X-1	299.5903	35.2016
4	Vela X-1	135.5286	-40.5547
5	GX 301-2	186.6565	-62.7703
6	Swift J0243.6+6124	40.918	61.4341
7	MAXI J155_571	233.832	-57.23
8	Sco-X-1	244.9794	-15.6402

TABLE 2.1 – Sources brillantes considérées dans la stratégie d’évitement du GRM.

$$SNR_i = \frac{C_i - B_i \times \frac{\Delta t}{\Delta t_{bkg}}}{\sqrt{B_i \frac{\Delta t}{\Delta t_{bkg}}}} \quad (2.3)$$

où C_i est le nombre de coups reçus par chaque GRD i , B_i est une moyenne de coups attendus du fond calculé dans un intervalle de $\Delta t_{bkg} = 16$ s. Ainsi, 12 seuils de SNR ajustables sont définis. Le GRM déclenchera si et seulement si les SNR dans au moins deux GRDs dépassent simultanément ce seuil dans la même bande d’énergie et à la même échelle de temps. La position de la source ne sera estimée que si un excès est observé dans les trois détecteurs. Contrairement à ECLAIRS, un déclenchement du GRM n’est jamais suivi d’un repointé du satellite du fait d’une précision de localisation insuffisante. La localisation est basée sur le principe utilisé par le Fermi/GBM (Connaughton et al. 2015). Trois modèles spectraux de Band (voir section 1.2.3) sont définis à bord : mou, moyen et dur (voir tableau 2.2). Lors de la détection d’un sursaut gamma, ils seront convolués à la réponse des GRDs dans toutes les directions afin de construire trois grilles spatiales de spectres en coups. Parallèlement, le fond sera soustrait du taux de comptage des GRDs pour estimer le nombre de coups S_i en provenance de la source dans chaque GRD i : $S_i = C_i - B_i$. La grille de spectres en coups sera alors comparée aux rapports des taux de comptage des détecteurs (par exemple $\frac{S_1}{S_2}$ et $\frac{S_1}{S_3}$) par ajustement avec minimisation d’un χ^2 en faisant varier la direction du sursaut gamma. La direction finalement estimée est celle qui minimise le χ^2 et pour laquelle les rapports de taux de comptage sont les mieux reproduits. Cette méthode a permis la localisation de sursauts gamma pour le Fermi/GBM avec une précision statistique meilleure que le degré, mais avec une erreur systématique distribuée autour de 3.7° et allant jusqu’à 14° pour 10% des sursauts détectés (Connaughton et al. 2015). Cependant pour le GRM le nombre de détecteurs est largement inférieur à celui du Fermi/GBM (12 détecteurs au NaI au total, dont jusqu’à 6 peuvent détecter un sursaut gamma simultanément), ce qui rend la méthode moins fiable. La précision de localisation attendue sera donc d’au moins une dizaine de degrés. En outre, les 3 GRDs du GRM ne fourniront que deux rapports de taux de comptage indépendants,

Template	α	β	E_{peak} (keV)
Soft	-1.9	-3.7	70
Medium	-1.0	-2.3	230
Hard	0	-1.5	1000

TABLE 2.2 – Paramètres fixés pour les modèles de Band utilisés pour la localisation de sursauts gamma.

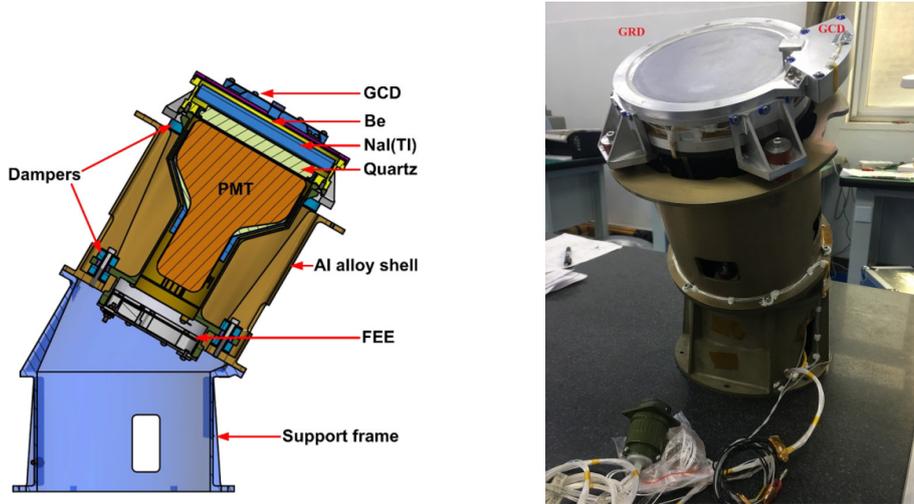


FIGURE 2.10 – (a) Schéma d'un GRD et ses composants principales : le GCD, le cristal scintillateur NaI(Tl), les électroniques frontales (FEE), et le tube photo-multiplicateur (PMT). (b) Aperçu d'un GRD. Sources : (He et al. 2020) et IHEP

pour deux coordonnées célestes à estimer, si bien que l'absence de degré de liberté dans l'ajustement compliquera fortement le calcul d'erreur de localisation. Enfin, la procédure de localisation sera entachée par les erreurs systématiques liées à la modélisation de la réflexion des photons du sursaut gamma par l'atmosphère de la Terre, qui intervient dans le calcul des réponses des GRDs (voir section 3.2.1). Cependant, l'intérêt principal du GRM n'est pas la localisation précise des sources mais la mesure du spectre des sursauts sur une bande d'énergie large allant jusqu'à plusieurs MeV.

2.2.3 *Ground-based Wide Angle Camera (GWAC)*

L'ensemble de caméras de grand champ de vue *Ground-based Wide Angle Camera-Network* (GWAC-N) a été développé à l'observatoire Xinglong à Beijing en Chine (Han et al. 2021). C'est un réseau de télescopes au sol (voir figure 2.11) qui observent le domaine du visible entre 500 et 850 nm.

Il est composé tout d'abord de neuf montures appelées *Ground Wide Angle Camera Arrays* (GWAC-A). Chaque monture est équipée de quatre caméras à champs de vues joints (*Joint Field of View camera*) et une caméra à champ de vue entier (*Full Field of View camera*). Le premier système correspond à l'association d'une lentille réfractive et d'une caméra CCD 4000×4000 , le champ de vue de chaque caméra JFoV étant de

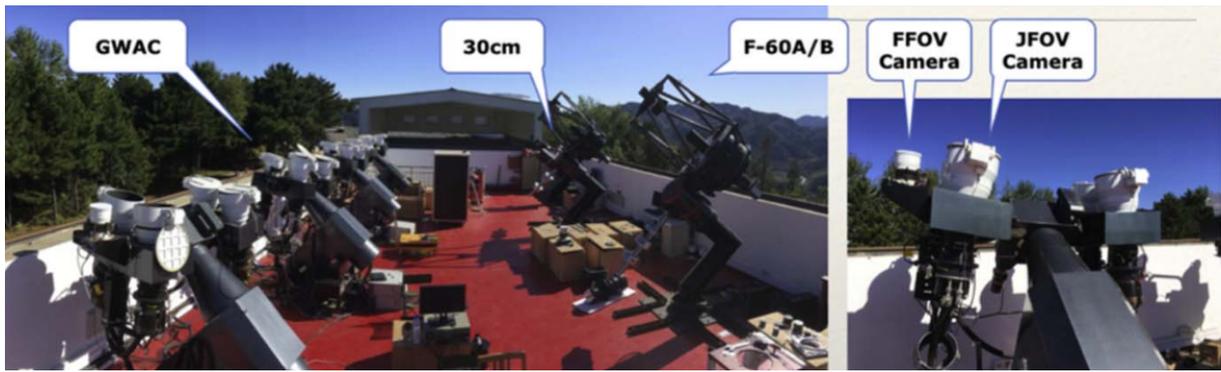


FIGURE 2.11 – À gauche : Vue panoramique des montures GWAC-A et des télescopes robotiques de suivi GWAC-F60A/B et GWAC-F30 sur le dôme de l’observatoire de Xinglong à Pékin. À droite : Photo des caméras FFOV et JFOV d’une monture de GWAC-A. Source : Han et al. 2021

$\sim 12.8^\circ \times 12.8^\circ$. Quant à la caméra FFOV, elle combine une lentille d’ouverture 3.5 cm et une caméra CCD 3000×3000 , couvrant ainsi un champ de vue de $\sim 30^\circ \times 30^\circ$. La totalité des neuf montures GWAC-A ont un champ de vue d’environ 1.64 sr soit un peu plus de la moitié de celui d’ECLAIRS.

Ainsi, le GWAC a été conçu dans le but d’observer l’émission prompte des sursauts gamma détectés par ECLAIRS. En effet jusqu’à aujourd’hui, les occasions de l’observer se sont peu présentées, seulement quelques mesures sont actuellement disponibles (Akerlof et al. 1999, Racusin and Burrows 2008, Vestrand et al. 2014). Avec le GWAC, on s’attend à ce que l’émission prompte de 5 % à 12 % des sursauts gamma détectés par ECLAIRS puisse être étudiée, promettant une meilleure compréhension de la physique de ces phénomènes.

Par ailleurs le réseau est également constitué de deux télescopes robotiques de 60 m appelés GWAC-F60A/B, ainsi qu’un autre télescope robotique de 30 m, le GWAC-F30. Ces instruments à petit champ de vue ont pour but d’effectuer le suivi et la validation des sources observées par le GWAC-A. Ils ont respectivement un champ de vue de 18 arcmin \times 18 arcmin et $1.8^\circ \times 1.8^\circ$.

2.3 Les instruments de suivi à bord

Une fois que les instruments de grand champ de vue ont réalisé la détection et la localisation de la source, il est possible de l’étudier à différentes longueurs d’onde pour observer l’émission rémanente, mais aussi pour affiner la localisation en vue d’une mesure de redshift spectroscopique et donc de distance auprès des grands télescopes terrestres. Si l’alerte conduit à un repointé du satellite, les instruments de suivi accompliront cette tâche peu de temps après le déclenchement.

Dans le cas de la mission SVOM, ces instruments sont développés dans le domaine des rayons X et du visible. Les deux prochaines sections sont ainsi dédiées aux instruments

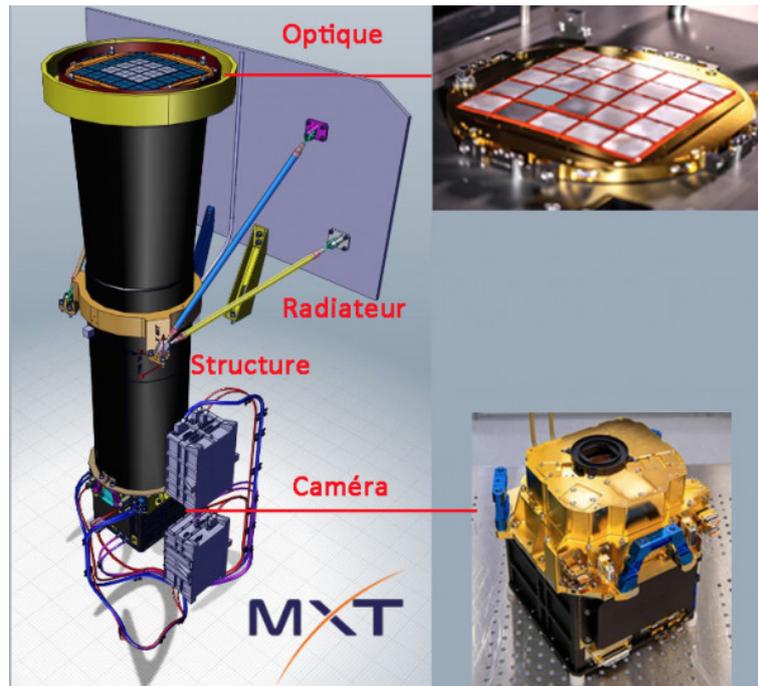


FIGURE 2.12 – Schéma du MXT avec tous ses composants : le tube optique, les MPOs, le radiateur, l’ordinateur de bord notamment en charge de localiser les sources, et la caméra CCD. Source : CNES

de suivi à bord, le MXT et le VT. Par la suite les instruments de suivi du segment sol sont abordés.

2.3.1 *Microchannel X-ray Telescope (MXT)*

Le *Microchannel X-ray Telescope* a été développé par le CEA-Irfu à Saclay, en collaboration avec l’Université de Leicester au Royaume-Uni et le *Max-Planck Institut für Extraterrestische Physik de Garching* en Allemagne, sous la maîtrise d’oeuvre du CNES. C’est un instrument très léger (~ 35 kg, voir Gotz et al. 2014) qui observera les rayons X entre 0.2 keV et 10 keV (Mercier et al. 2018, Hussein et al. 2023). Il est composé d’un module optique de diamètre de 24 cm et de type *Lobster-Eye*, inspiré du principe optique de nombreux crustacés tel le homard (Angel 1979). Les télescopes de ce type focalisent bien les rayonnements X et sont idéaux en cas de faible éclairement. Dans le cas du MXT, des galettes de micro canaux (Micro-Pore Optics, MPOs) de section carrée ($40 \mu\text{m}$ de côté) sont placées à l’entrée du télescope et permettent la focalisation des rayons X sur une caméra constituée d’un détecteur CCD de résolution en énergie de 75 eV à 1.5 keV. Un radiateur est installé derrière le tube afin de garder le détecteur CDD à une température $\geq -65^\circ$. Le schéma en figure 2.12 illustre les différents éléments du télescope.

La structure a une distance focale d’1.15 m et un champ de vue de $1.1^\circ \times 1.1^\circ$ couvrant largement la boîte d’erreur de localisation des sursauts gamma détectés par ECLAIRS. Il a par ailleurs une surface efficace de 23 cm^2 à 1 keV et sa précision de localisation est

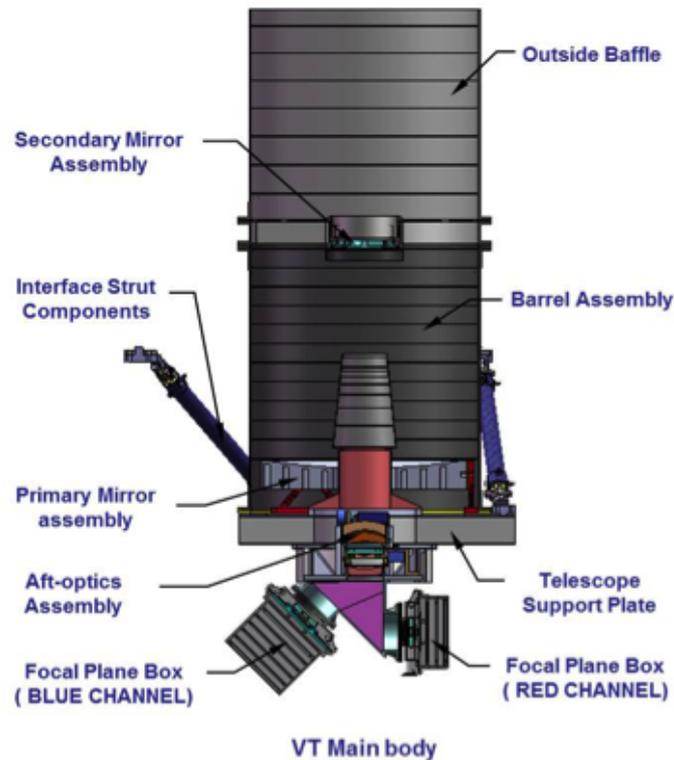


FIGURE 2.13 – Schéma du VT. Source : CNES

très inférieure à la minute d'arc. Par exemple, la précision de localisation sera inférieure à 13 secondes d'arc pour 50 % des sursauts d'ECLAIRS observés durant les 5 premières minutes. La localisation à bord ainsi qu'un sous-ensemble des photons seront transmis au sol par les antennes VHF.

2.3.2 Visible Telescope (VT)

Le *Visible Telescope* (VT) est un télescope optique développé par le *Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics* (XIOPM) en Chine. Il est constitué d'un tube optique de type Ritchey-Chretien composé d'un miroir primaire de 40 cm et de distance focale de 3600 mm (Wu et al. 2012). Deux capteurs CCD permettent deux canaux d'observation : un canal bleu pour observer les longueurs d'onde comprises entre 0.4 et 0.65 μm et un canal rouge pour les longueurs d'onde de 0.65 à 1 μm . La figure 2.13 présente les différents éléments du VT.

Le VT est un télescope de suivi qui observera les sursauts gamma dans le domaine visible. Son champ de vue est de 26 arcmin \times 26 arcmin et contiendra la boîte de localisation par ECLAIRS de la majorité des sursauts gamma. Avec une sensibilité de magnitude 22.5 en 300 secondes d'exposition, le VT pourra observer des GRBs très lointains, à un décalage vers le rouge de plus de 6.5 (Wei et al. 2016), soit une distance supérieure à 12 milliards d'années lumière. Enfin, l'instrument fournira une localisation de la source détectée plus précise que le MXT, inférieure à 1 seconde d'arc.



FIGURE 2.14 – À gauche : Photo du C-GFT. Source : Niu et al. 2022. À droite : Photo du F-GFT/Colibri. Source : CNES

2.4 Les instruments de suivi au sol

2.4.1 *Chinese Ground Follow-up Telescope (C-GFT)*

Le télescope *Chinese Ground Follow-up Telescope (C-GFT)* est situé en Chine à l'observatoire de Jilin. Il a été développé par le *National Astronomical Observatory of China (NAOC)* de Beijing. C'est un télescope robotique optique d'ouverture 1.2 m de magnitude limite de 19 pour 100 secondes d'exposition. Il est équipé de deux instruments situés au foyer Cassegrain et au foyer primaire qui peuvent être choisis en fonction des besoins de l'observation. Ils ont respectivement des miroirs de diamètre effectif de 1180 mm et 340 mm et des champs de vue de $1.5^\circ \times 1.5^\circ$ et $11 \text{ arcmin} \times 11 \text{ arcmin}$. Par ailleurs, trois canaux de filtres SDSS (Niu et al. 2022) ont été ajoutés à l'instrument placé au foyer Cassegrain, équipés chacun de caméras CCD 2048×2048 de champ de vue de $21 \text{ arcmin} \times 21 \text{ arcmin}$.

Le C-GFT est dédié au suivi des sources observées par les instruments à bord de SVOM. Son système robotique lui permet un repointé rapide d'environ 1 min sur la source étudiée afin d'y trouver une contrepartie visible. Il pourra de plus affiner la localisation estimée par les instruments à bord avec une erreur inférieure à la seconde d'arc.

2.4.2 *French Ground Follow-up Telescope (F-GFT) : Colibri*

Le *French Ground Follow-up Telescope* est aussi appelé Colibri. Il résulte de la collaboration entre la France et le Mexique et sera installé à l’Observatoire de San Pedro Mártir (Mexique). Les laboratoires CPPM (Marseille), IRAP (Toulouse), le CEA (Paris-Saclay), le LAM (Marseille) en France et l’UNAM, le CONACyT (Mexique) ont participé à sa construction.

Le télescope robotique a une ouverture de 1.3 m et est constitué d’une monture alt-azimutale, deux miroirs et deux caméras DDRAGO et CAGIRE (*CApturing Grb InfraRed Emission*, voir Nouvel de la Flèche et al. 2023). La caméra DDRAGO est constituée de deux capteurs CCD pour l’observation dans le domaine visible, plus précisément entre 400 et 1000 nm. Son champ de vue sera de 26 arcmin \times 26 arcmin. La caméra GAGIRE quant à elle, est une caméra proche infra-rouge (1000-1800 nm) dotée d’un capteur 2048 \times 2048. Elle couvrira un champ de vue de 24 arcmin \times 24 arcmin.

C’est donc avec l’utilisation combinée de ces caméras que Colibri observera la contrepartie visible et proche infra-rouge des sources. Tout comme le C-GFT, le repointé rapide de Colibri permettra de débiter les observations de suivi des sursauts gamma de SVOM moins d’une minute seulement après leur détection à bord.

2.5 Scénario de détection d’un sursaut gamma

Composée de 7 instruments, la mission SVOM est un observatoire multi-longueurs d’onde dont la grande couverture spectrale et temporelle est illustrée sur la figure 2.15.

ECLAIRs et le GRM sont les instruments chargés de rechercher les événements transitoires. Lorsqu’un événement comme celui-ci apparaît, ils réaliseront la détection grâce aux logiciels de déclenchement abordés dans les sections 2.2.1 et 2.2.2. Ils se chargeront de faire une première estimation de la localisation de la source. Dans le cas d’une nouvelle source transitoire non répertoriée et détectée avec un fort signal sur bruit, ECLAIRs soumettra une requête de repointé à la plateforme pour la placer au centre du champ de vue du MXT et du VT et en étudier la contrepartie visible et en rayons X. S’il s’agit d’un sursaut gamma ils observeront son émission rémanente. Ce faisant, ils le localiseront plus précisément. De manière simultanée, et grâce au réseau VHF décrit en section 2.1.2, les instruments au sol C-GFT, et F-GFT/Colibri pourront observer la source et affiner sa localisation. Lorsque la précision de cette dernière atteindra la minute d’arc, d’autres télescopes extérieurs à la mission SVOM pourront pointer en direction de la source et ainsi compléter l’observation.

La mission SVOM devrait ainsi détecter un grand nombre de sursauts gamma et d’autres événements transitoires. Entre 40 et 70 sursauts gamma par an sont estimés pour ECLAIRs (Arcier 2022), dont des sursauts gamma ultra-longs, longs, courts (Dagoneau

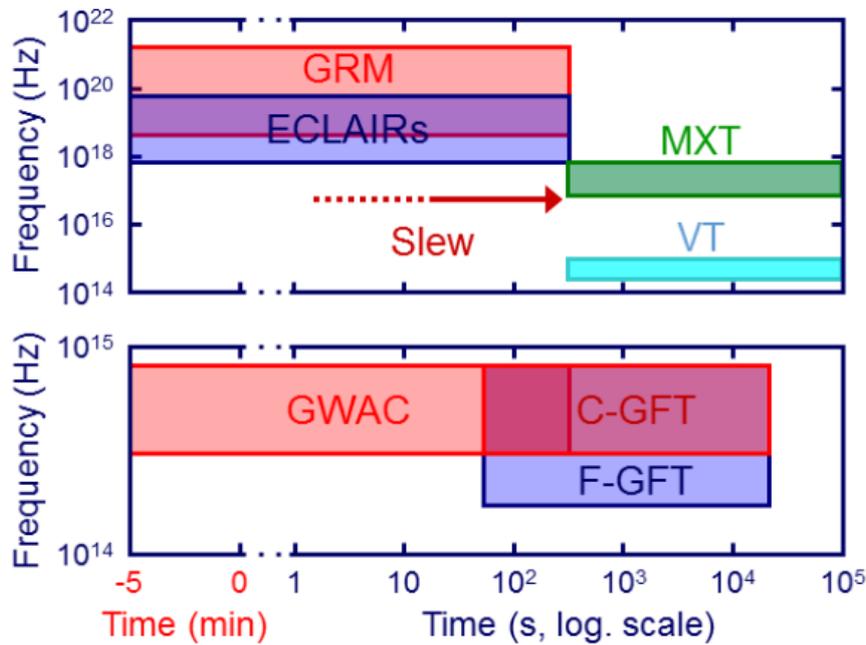


FIGURE 2.15 – Aperçu de la couverture spectrale et temporelle des instruments de SVOM. La détection se fait à 0 seconde. Source : Wei et al. 2016

et al. 2020, Arcier et al. 2020) et plus de 100 sursauts sont attendus pour le GRM (Arcier 2022). L'utilisation combinée des deux instruments devrait conduire à la détection de 40 à 60 sursauts par an. La couverture spectrale du GRM est essentielle pour mesurer le spectre en bande large de l'émission prompt des GRBs, notamment l'énergie du pic de leur distribution spectrale d'énergie. Le seuil bas d'ECLAIRs permettra de détecter les sursauts gamma les plus distants et d'étudier les sous-populations de sursauts les plus mous spectralement (XRR, XRF etc) (Wei et al. 2016).

SVOM devrait améliorer la compréhension de la physique des sursauts gamma qui sont actuellement étudiés par les missions Fermi et Swift. En effet, le satellite Fermi est surtout adapté à l'étude de l'émission prompt (instrument GBM) et est limité aux hautes énergies (instrument LAT) pour la rémanence. De son côté, Swift est surtout approprié pour l'étude de l'émission rémanente (instrument XRT) et limité aux basses énergies (instrument BAT) pour l'émission prompt. C'est pourquoi SVOM suscite beaucoup l'intérêt de la communauté scientifique des sursauts gamma. Pour les événements les mieux étudiés, c'est à dire les sursauts qui déclencheront un repointé de la plateforme, SVOM fournira des observations sur 7 ordres de grandeur en énergie (du proche infrarouge au MeV) de l'apparition du sursaut gamma jusqu'en phase de rémanence tardive.

2.6 Objectifs scientifiques de la missions

2.6.1 Trois programmes d'observations

Comme nous l'avons vu précédemment, l'observation des sursauts gamma est un enjeu majeur pour la mission SVOM, cependant beaucoup d'autres observations sont attendues. Par conséquent, trois types de programmes différents ont été établis afin d'organiser les différents types d'observations :

- Le *Core Program* (CP) ou programme principal est dédié à l'étude des sursauts gamma.
- Le *General Program* (GP) recouvre les observations planifiées de sources connues. Des appels à proposition seront ouverts chaque année (hormis la première année) et un comité d'attribution décidera quelles observations seront programmées. La durée minimale d'une observation dans le cadre du GP est d'une orbite. Des observations en dehors de la loi B1 seront permises 10 % du temps durant les trois premières années, 50 % du temps ensuite.
- Le *Target of Opportunity Program* (ToO) est réservé à l'étude non planifiée d'objets transitoires tels que les sources d'ondes gravitationnelles, supernovae, les noyaux actifs de galaxies, les pulsars, magnétars, etc. Ce programme est divisé en trois sous-catégories. Tout d'abord, les ToO-NOM couvrent les besoins de suivi des événements transitoires les plus fréquents et interviendront 1 à 5 fois par jour. Elles suivront notamment la rémanence des sursauts gamma les plus intéressants ou brillants au-delà de la durée nominale de 24h. En second lieu, les ToO-EX pour des événements particuliers qui nécessitent que la ToO soit rapidement mise en place. Une ToO-EX par mois est prévu. Enfin, les ToO-MM, une fois par semaine, pour les événements multi-messagers comme les sources d'ondes gravitationnelles et de neutrinos. Les demandes de ToO seront validées par les *Principal Investigators* (PIs), puis transmises immédiatement à la plateforme du satellite qui débutera les observations dans un délai de 12 à 48h, pour une durée allant jusqu'à 14 orbites.

La figure 2.16 montre la répartition du temps total d'observation entre les trois programmes. Les trois premières années les observations se feront essentiellement dans le cadre du *General Program*, tandis que par la suite le *ToO Program* prendra plus d'ampleur.

2.6.2 Les atouts de la mission dans l'étude des sursauts gamma

L'observation des sursauts gamma est motivée par l'envie d'étendre nos connaissances sur ces phénomènes. De nombreuses questions entourent ces événements transitoires notamment à propos de leur émission prompte ou de leurs progéniteurs (voir sections 1.2.1

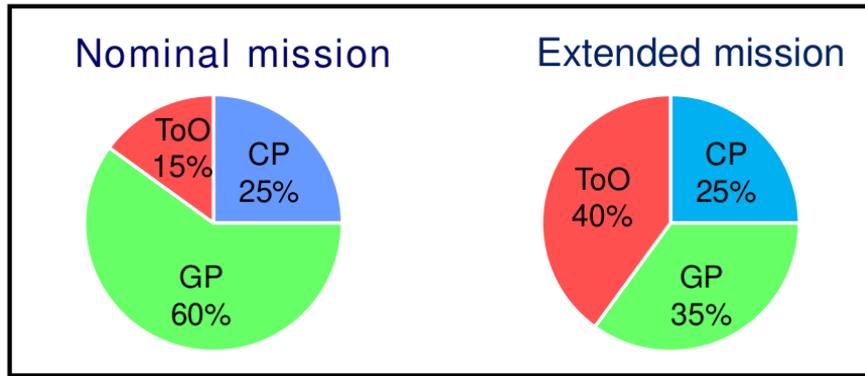


FIGURE 2.16 – Répartition attendue du temps total d’observation entre les trois programmes CP, GP et ToO. La mission nominale s’étend sur les trois premières années après le lancement du satellite, et la mission étendue au delà. Source :Wei et al. 2016

et 1.2.2). Cette section présente les atouts de la mission SVOM qui devraient apporter de nouvelles connaissances afin de répondre à ces interrogations.

La mission Fermi a nettement contribué à l’étude de l’émission prompt des sursauts avec un grand nombre de détections par le GBM. Ainsi, Bernardini et al. 2017 ont réalisé une étude qui compare les capacités de l’analyse combinée d’ECLAIRs et du GRM avec le Fermi/GBM à l’aide de simulations. En s’appuyant sur un échantillon de 75 sursauts simulés avec un modèle de Band, ils ont démontré que ECLAIRs et le GRM retrouvent les bons paramètres spectraux dans 96 % des cas contre 82 % pour le Fermi/GBM. De plus, la précision spectroscopique avec le système ECLAIRs+GRM sera meilleure, notamment à basse énergie en raison du recouvrement de leurs domaines spectraux et du seuil bas en énergie d’ECLAIRs. La figure 2.17 illustre les incertitudes obtenues pour l’indice spectral à basse énergie et pour l’énergie E_0 (où $E_0 = \frac{E_{peak}}{\alpha+2}$), 58 spectres de Band et 446 spectres en loi de puissance avec coupure exponentielle (cas limite de la fonction de Band quand l’indice de haute énergie β tend vers $-\infty$). Pour les deux paramètres et les deux modèles, les incertitudes de l’analyse avec le Fermi/GBM sont plus élevées. Ces résultats sont cependant valables sous réserve que l’inter-étalonnage des deux instruments de SVOM soit correctement réalisé. En effet, en introduisant une incertitude aléatoire sur la réponse spectrale des GRDs, de 10 % d’écart-type, les modèles sont reconstruits correctement dans 74 % des cas seulement.

Bernardini et al. 2017 ont également testé des sursauts gamma de Band avec une composante thermique additionnelle suivant un modèle de corps noir. L’étude a montré que la composante est facilement retrouvée lorsque la température du corps noir se situe dans la fenêtre spectrale commune aux deux instruments. L’analyse combinée des instruments est donc un réel atout pour trouver une éventuelle composante thermique dans l’émission prompt des sursauts. De plus, le seuil à 4 keV d’ECLAIRs étendra la spectroscopie de l’émission prompt des sursauts gamma et améliorera la mesure de leur indice spectral

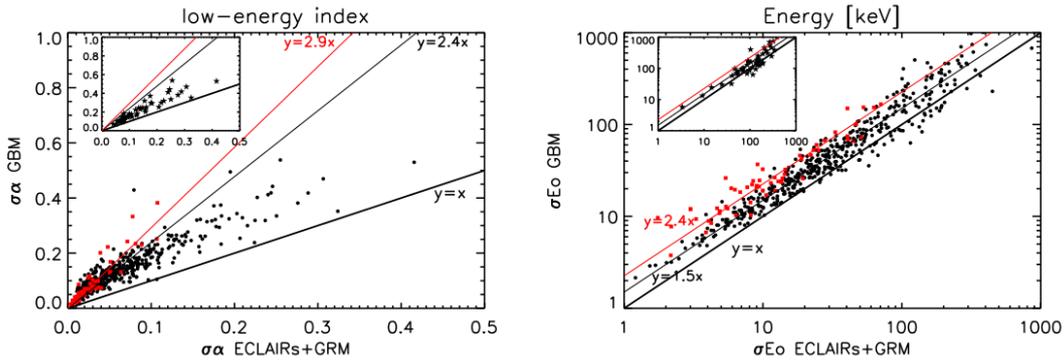


FIGURE 2.17 – Intervalle de confiance à 1σ des paramètres spectraux ajustés pour des sursauts suivant une loi de puissance avec une coupure exponentielle (points noirs, 446 sursauts) et suivant un modèle de Band (points rouges, 58 sursauts). Les résultats du Fermi/GBM sont montrés en fonction de ceux du système ECLAIRs + GRM. La ligne noire épaisse montre l'égalité, et les lignes fines la relation de médiane. Source : Bernardini et al. 2017

et de ses variations à basse énergie. En particulier, la recherche de cassure spectrale sera facilitée, pour une comparaison plus fine avec la théorie synchrotron (voir la section 1.2.3). On s'attend à un échantillon de 30 à 40 sursauts gamma très bien caractérisés (mesure de la distance, de l'émission prompte du keV au MeV, de la rémanence, du proche infra-rouge aux rayons X) chaque année (Wei et al. 2016). Environ 15 % d'entre eux seront également observables avec le GWAC, qui fournira des mesures de flux ou des limites supérieures de l'émission prompte qui permettront d'étendre la modélisation au domaine visible.

Si les précédentes études montrent que ECLAIRs et le GRM combinés étudieront le spectre des sursauts avec potentiellement une meilleure précision que le Fermi/GBM, les deux instruments seront certainement capables de détecter des sursauts courts associés à des sources d'ondes gravitationnelles, comme GRB170817A. La figure 2.18 montre les rapports signal sur bruit dans ECLAIRs et le GRM, obtenus par une simulation de GRB170817A en fonction de son angle d'incidence dans le champ de vue d'ECLAIRs. Pour un angle d'incidence inférieur à 35° environ, les deux instruments sont capables de détecter un tel sursaut et le seuil de requête de repointé est dépassé, permettant de placer la source dans le champ de vue du VT et du MXT. L'observation d'un tel sursaut avec la mission SVOM sera un réel atout pour étudier la contrepartie visible et en rayons X des sources d'ondes gravitationnelles dans le futur (Ducoin et al. 2023). La figure 2.19 donne un aperçu des performances des instruments de suivi par rapport aux boîtes d'erreur des détecteurs d'ondes gravitationnelles, mais aussi de neutrinos comme KM3NeT et IceCube. L'observation d'une contrepartie pour de tels événements sera possible et mise en oeuvre dans le cadre du programme ToO de SVOM (voir section 2.6.1).

Enfin, la mesure du décalage spectral devrait être possible pour environ $2/3$ des sursauts gamma détectés par SVOM (Wei et al. 2016). La mesure de distance est fondamen-

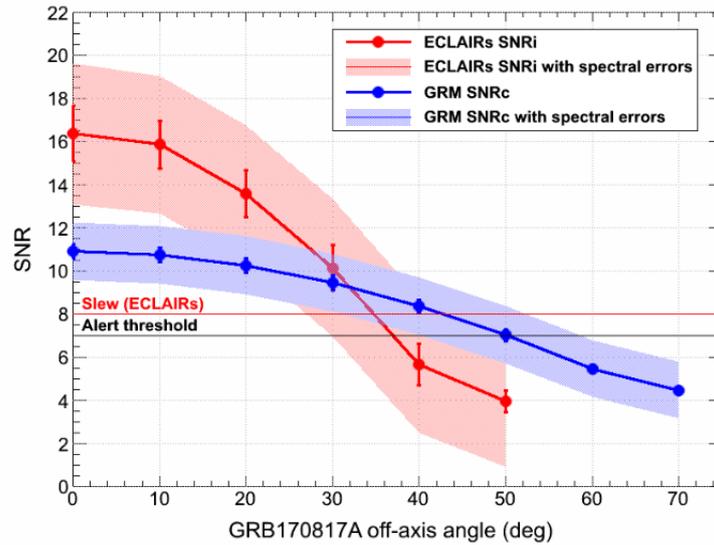


FIGURE 2.18 – Estimation du signal sur bruit du sursaut gamma 170817A détecté par ECLAIRs (points rouges) et le GRM (points bleus) selon son angle d’incidence. La ligne horizontale rouge détermine le seuil minimal en signal sur bruit détecté par ECLAIRs pour que la plateforme effectue un repointé, et la ligne horizontale noire le seuil d’alerte. Source : svom.eu

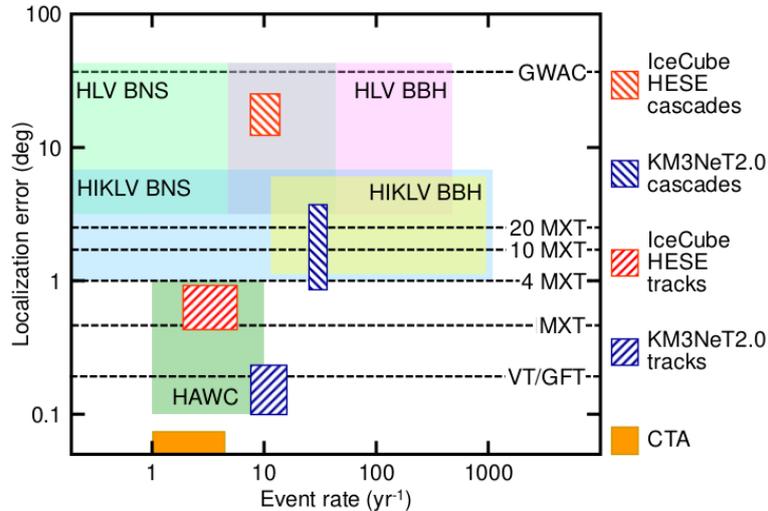


FIGURE 2.19 – Performances de localisation attendues pour différents détecteurs multi-messagers comparées au rayon de la zone circulaire pouvant être couverte rapidement par le VT, le MXT et le GWAC. Pour le MXT, différents scénarios de tuilage sont indiquées (1, 4, 10, 20 tuiles). L’erreur de localisation est montrée pour deux détecteurs d’ondes gravitationnelles Hanford-India-Kagra-Livingston Virgo (HILKLV) et Hanford-Livingston-Virgo (HV) pour des sources telles que les systèmes binaires de trous noirs (BBH) ou d’étoiles à neutrons (BNS), mais aussi pour les détecteurs de neutrinos de très haute énergie IceCube et KM3NeT. Enfin, l’erreur de localisation de sources gamma de très haute énergie est indiquée pour le futur réseau d’imageurs Techerenkov CTA et l’expérience HAWC. Source : Wei et al. 2016

tale pour leur modélisation, mais aussi pour étudier les évènements très lointains dont seul un petit échantillon est disponible à l'heure actuelle. Pour la mission Swift, les sursauts avec un $z > 6$ représentent seulement environ 1% des sursauts gamma détectés, et environ 2.5 % des sursauts gamma détectés dont le décalage spectral a pu être déterminé (Salvaterra 2015). Pourtant, il a été estimé que ces sursauts représentent 10% de la population totale (Ghirlanda et al. 2015). Le VT de SVOM, qui sera plus sensible que le télescope UVOT de Swift et couvrira le proche infra-rouge en plus du visible, devrait en détecter beaucoup plus. SVOM permettra donc de mieux sonder les confins de l'Univers, et contribuera à la quête des premières étoiles massives (voir 1.2.1).

Chapitre 3

Simulations de données pour ECLAIRs et le GRM

L'étude des performances des instruments ECLAIRs et GRM nécessite de pouvoir simuler les observations attendues de la manière la plus réaliste possible. Plusieurs logiciels ont été développés au sein du consortium, que je présente dans cette section ainsi que mes contributions à leur développement.

3.1 Bruit de fond

Le fond instrumental comprend l'ensemble des événements détectés en l'absence de source astrophysique. Il constitue la majorité des coups enregistrés par les instruments, et varie non seulement en fonction de l'énergie, mais aussi des conditions orbitales (pointé des instruments, altitude du satellite et position dans la magnétosphère terrestre).

3.1.1 Origine et description du fond

Les précédentes missions ont montré que la composante dominante du fond en orbite est l'émission diffuse en rayons X ou *Cosmic X-ray Background* (CXB) (Moretti 2009, Ajello et al. 2008, Frontera and Orlandini 2007), Gruber et al. 1999, Giacconi et al. 1962). Elle provient principalement de noyaux actifs de galaxies et autres sources lointaines, par conséquent on la considère comme isotrope dans le ciel. Au fil des années et des missions, le spectre du CXB a été mesuré comme illustré sur la figure 3.1, pour les missions des plus anciennes comme *HEAO1* jusqu'aux plus récentes telles que *Swift*. La distribution spectrale du CXB est notamment bien mesurée du keV au MeV. Dans ce domaine d'énergie, les spectres reconstitués par Gruber et al. 1999 ($E < 164$ keV) et Moretti 2009 ($E > 164$ keV) sont couramment utilisés. La paramétrisation du spectre différentiel en photons du CXB (en unités de $\text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}.\text{keV}^{-1}$) est donnée par :

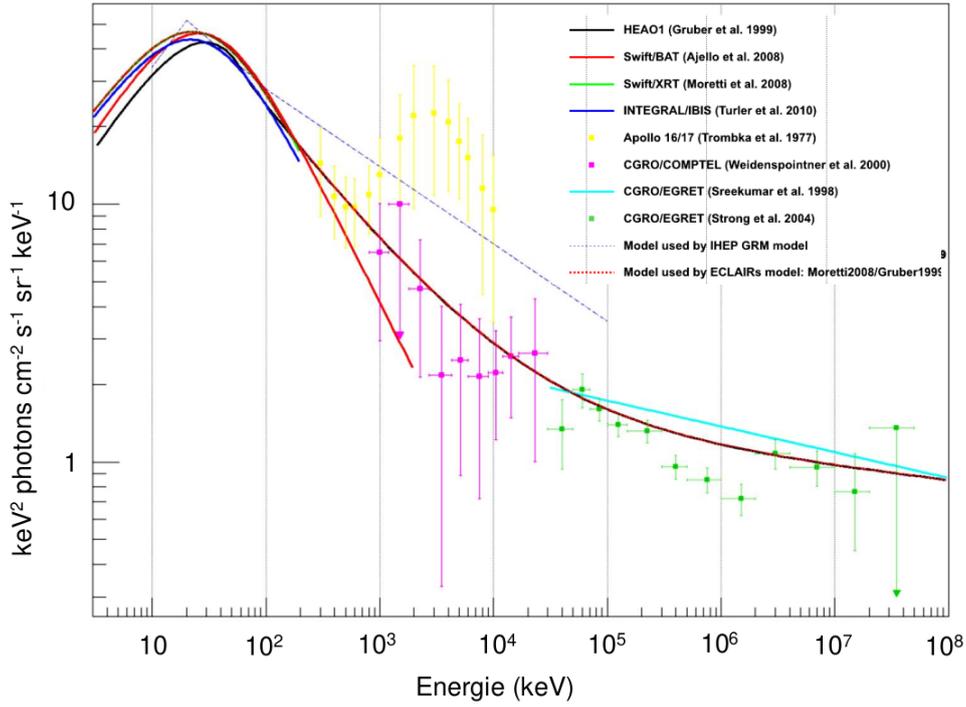


FIGURE 3.1 – Distribution du CXB à partir des données récoltées par différentes missions. Source : Sizun 2011

$$\frac{dN_{CXB}}{dE} = \begin{cases} \frac{0.109}{\left(\frac{E}{29.0}\right)^{1.40} + \left(\frac{E}{29.0}\right)^{2.88}} & E < 164 \text{ keV} \\ 0.0259 \left(\frac{E}{60}\right)^{6.5} + 0.504 \left(\frac{E}{60}\right)^{-2.58} & \\ + 0.0288 \left(\frac{E}{60}\right)^{-2.05} & E \geq 164 \text{ keV} \end{cases} \quad (3.1)$$

où E est en keV. De plus, comme l'orbite du satellite est basse (voir section 2.1.1), une émission de photons de haute énergie provenant de la Terre contribuera au bruit de fond dans ECLAIRS et dans le GRM. Cette émission a deux composantes : tout d'abord, les photons du CXB se réfléchissent par diffusion Compton (Churazov et al. 2008) sur l'atmosphère de la Terre. Cette composante est appelée la réflexion. Churazov et al. 2008 s'est intéressé à la réflexion mesurée par *INTEGRAL*, et a réalisé des simulations de type Monte-Carlo afin d'estimer le spectre isotropique de la réflexion dans la bande d'énergie 1-1000 keV et au delà :

$$\frac{dN_{reflexion}}{dE} = A(E) \times \frac{dN_{CXB}}{dE} \quad (3.2)$$

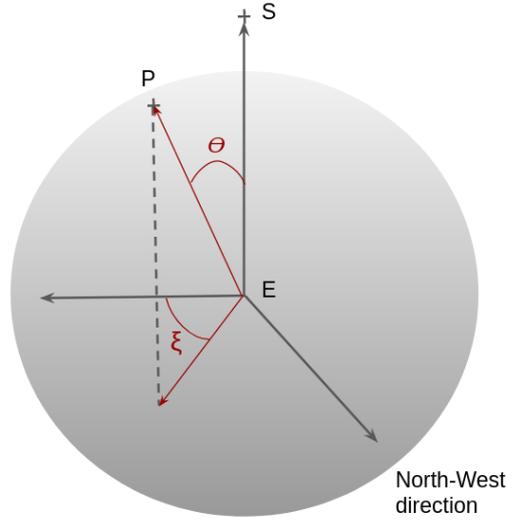


FIGURE 3.2 – Représentation schématique des angles θ et ξ utilisés pour calculer le spectre de l'albédo. S est la position du satellite et E celle du centre de la Terre. P définit la direction du photon d'albédo incident. $\xi = \pi/2$ correspond à la direction Nord-Ouest

où

$$A(E) = \frac{1.22}{\left(\frac{E}{28.5}\right)^{-2.54} + \left(\frac{E}{51.3}\right)^{1.57} - 0.37} \times \frac{2.93 + \left(\frac{E}{3.08}\right)^4}{1 + \left(\frac{E}{3.08}\right)^4} \times \frac{0.123 + \left(\frac{E}{91.83}\right)^{3.44}}{1 + \left(\frac{E}{91.83}\right)^{3.44}} \quad (3.3)$$

Par ailleurs, l'interaction de rayons cosmiques avec l'atmosphère de la Terre est à l'origine de l'albédo terrestre à haute énergie (Sazonov et al. 2007). Contrairement à la réflexion, la distribution spatiale de ce rayonnement n'est pas uniforme, et dépend notamment de la latitude géomagnétique. Tout comme la réflexion, cette composante a été simulée et estimée par Sazonov et al. 2007 :

$$\frac{dN_{albedo}}{dE} = \frac{D}{\left(\frac{E}{44}\right)^{-5} + \left(\frac{E}{44}\right)^{1.4}} \quad (3.4)$$

où

$$D = \frac{3\mu(1+\mu)1.47 \times 0.0178 \times [(\varphi/2.8)^{0.4} + (\varphi/2.8)^{1.5}]^{-1}}{5\pi \sqrt{1 + \left[\frac{R_{cut}}{1.3\varphi^{0.25}(1+2.5\varphi^{0.4})}\right]^2}} \quad (3.5)$$

en unités de $\text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$, Θ est l'angle zénithal, $\mu = \cos \Theta$ et φ est la modulation solaire (Usoskin et al. 2005).

$$R_{cut} = 59.4 \times \frac{\cos^4 \lambda_m}{[1 + (1 + \cos^3 \lambda_m \sin \Theta \sin \xi)^{1/2}]^2} \quad (3.6)$$

en GV, λ_m est la latitude magnétique, et ξ l'angle azimutal ($\xi = \pi/2$ correspond à la direction Nord-Ouest, voir figure 3.2).

La figure 3.3 représente les spectres différentiels en photons du CXB, de la réflexion et de l'albédo qui sont utilisés pour simuler le bruit de fond d'ECLAIRS et du GRM, d'après l'étude réalisée par Mate et al. 2019. Le CXB est dominant à basse énergie, tandis que l'albédo domine les deux autres composantes au-delà de 100 keV.

Enfin, d'autres sources peuvent contribuer au bruit de fond des instruments, notamment le rayonnement cosmique chargé, ou encore l'activation en sortie de la zone SAA (voir section 2.1.1). Effectivement, les détecteurs seront éteints lors du passage dans la SAA afin de les protéger des dommages potentiellement causés par le flux élevé de protons et d'électrons. Pour ce faire, le contour de la SAA utilisé à bord sera établi de manière conservative avant la mise en orbite du satellite, puis affiné lors des trois mois de sa mise en service. De plus l'interaction du rayonnement cosmique chargé avec les matériaux des instruments provoquera un bruit de fond persistant au-delà de la sortie de la zone de la SAA. La simulation de cette composante de fond est cependant difficile et nous ne chercherons pas à le faire dans la suite de ce travail, car elle demande de connaître non seulement les différents isotopes constituant les matériaux, mais aussi les impuretés que ces derniers contiennent (ce qui est plus incertain), d'en modéliser l'activation et la désexcitation nucléaire en fonction du temps. En pratique, le bruit de fond d'activation sera modélisé de manière phénoménologique à partir des premières données acquises en orbite. Biltzinger et al. 2020 ont par exemple montré que la dépendance temporelle après un passage dans la SAA du bruit de fond d'activation dans le GBM de Fermi peut être approximée par la somme de deux exponentielles décroissantes, sur une échelle de temps de quelques minutes pour l'une et de quelques heures pour l'autre.

3.1.2 Création d'une banque d'évènements GEANT4

La simulation d'interactions de particules avec la matière s'effectue généralement en utilisant des simulations Monte-Carlo, et plus précisément le framework logiciel GEANT4 (Allison et al. 2016). Basé sur des procédés aléatoires, des techniques probabilistes et sur une description exhaustive et actualisée des différents processus physiques, GEANT4 est capable de simuler la détection d'évènements de haute énergie par un instrument. Pour ce faire, il nécessite un modèle de masse précisant la composition de chacun des volumes constituant le modèle. Plus le modèle est fidèle à la composition réelle de l'instrument plus les simulations seront précises et proches de la réalité. Les figures 3.4 illustrent les modèles de masse d'ECLAIRS et du GRM. Le premier développé par P. Sizun (CEA Saclay), ne comprend que ECLAIRS avec son masque codé (violet sur la figure), plan de détection et ELS sans la plateforme du satellite. En effet, l'instrument est entouré d'un blindage bloquant la majorité des photons qui ne passent pas par le masque codé. Un modèle simple sans plateforme a donc été choisi temporairement, avant d'intégrer un modèle plus complet aux simulations. Ce n'est cependant pas le cas pour le GRM, dont le modèle de

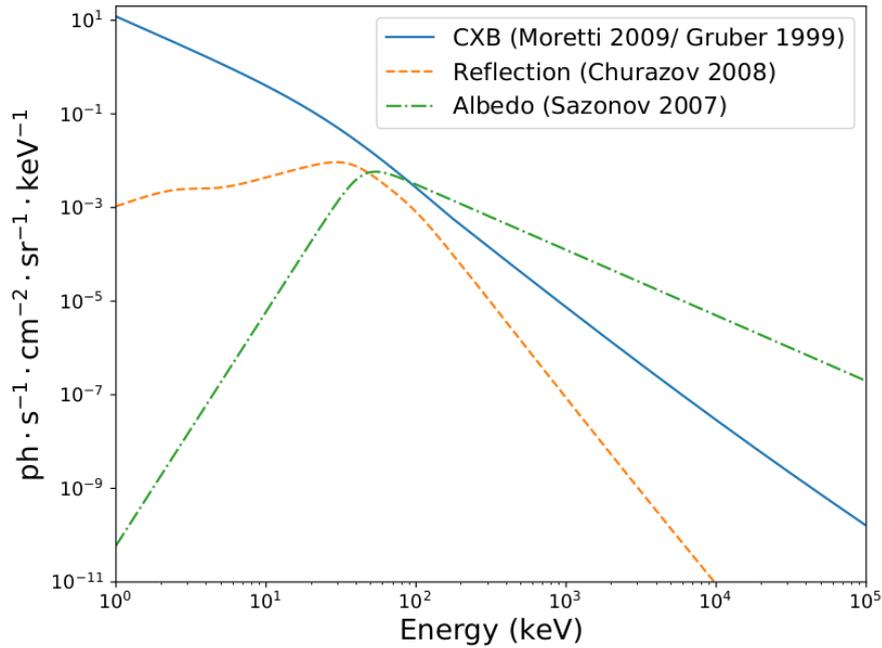


FIGURE 3.3 – Spectre des trois composantes du fond : le CXB (bleu), la réflexion (orange) et l’albédo (vert). Source : Mate et al. 2019

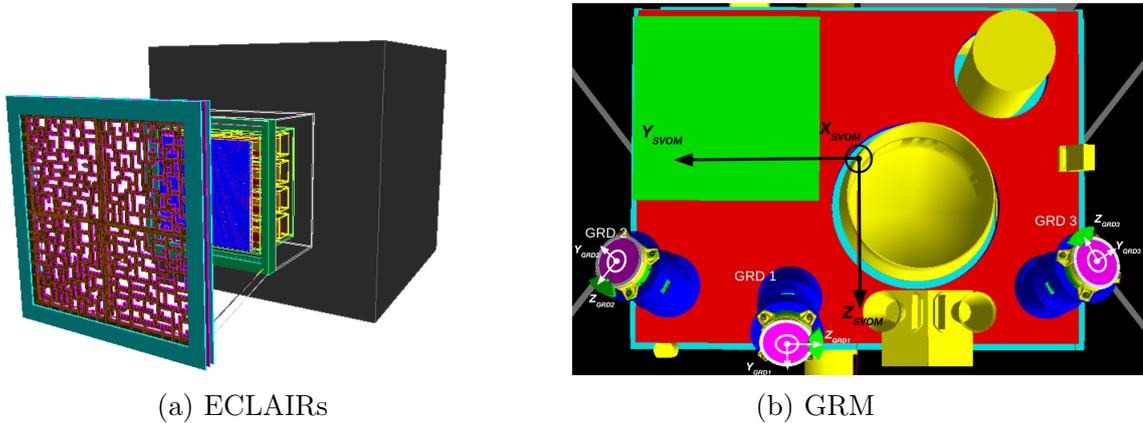


FIGURE 3.4 – Modèles de masse GEANT4 d’ECLAIRS et du GRM.

masse a été développé par J. Zhang et J. He (IHEP). Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.4b, la plateforme est incluse au modèle de masse, car les trois GRDs ont la possibilité de détecter des évènements provenant de toutes les directions. Les GCDs sont représentés en vert sur chacun des GRDs et le GPM en jaune est situé sur le bord droit de la plateforme.

Une fois le modèle de masse défini dans GEANT4, l’utilisateur spécifie le type de particules à simuler, ici des photons de haute énergie (du keV au MeV), et leur spectre. Pour simuler de manière réaliste l’évolution temporelle des trois composantes principales (CXB, albédo, réflexion) du bruit de fond dans les instruments de SVOM, il faudrait rendre la simulation GEANT4 dynamique et qu’elle tienne compte à chaque instant de la position et de l’orientation du satellite par rapport à la Terre. Ce faisant, chaque

simulation serait cependant coûteuse en temps (voir la section 3.1.3), c'est pourquoi plutôt que d'effectuer des simulations spécifiques à chaque scénario orbital, la procédure de simulation a été décomposée en deux étapes. Tout d'abord, des simulations générales ont été réalisées avec GEANT4 pour construire une banque d'événements contenant un très grand nombre de photons détectés en provenance de toutes les directions possibles autour de l'instrument considéré. Dans cette simulation statique et isotrope, la position et l'orientation de l'instrument par rapport à la Terre ne sont pas prises en compte. Dans une seconde étape décrite en section 3.1.3, un logiciel dédié sera utilisé pour réaliser la simulation dynamique souhaitée à partir de la banque d'événements GEANT4 et des caractéristiques orbitales.

En pratique, une banque d'événements GEANT4 est construite pour chaque composante du fond (CXB, réflexion et albédo) et pour chaque instrument. Celles d'ECLAIRS ont été réalisées par S. Mate et L. Bouchet (IRAP) (Mate et al. 2019) tandis que j'ai été en charge de celles du GRM avec l'aide de L. Bouchet. Pour cela, j'ai installé et compilé GEANT4 sur un hyperviseur du cloud du LUPM, correspondant à un ordinateur de 40 coeurs CPU Intel Xeon E5-2650 à 2.20GHz. Le déroulement des simulations dans GEANT4 est le suivant : pour chaque composante, l'instrument (ECLAIRS ou le GRM) est placé au centre d'une sphère source de rayon R (voir figure 3.5). Des photons sont simulés sur la surface de cette sphère en direction de l'instrument et avec un angle d'émission maximal θ_{max} . Le nombre de photons que l'on souhaite simuler dépend des caractéristiques de la sphère mais aussi du temps correspondant à l'observation :

$$N_S = 4\pi^2 R^2 \Phi \sin^2 \theta_{max} \Delta t \quad (3.7)$$

où Δt est le temps d'observation qui est simulé, et Φ est le flux de photons en $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ (Campana et al. 2013). Ce dernier est obtenu en intégrant le spectre différentiel en photons des équations 3.1, 3.2, 3.4 correspondant à la composante du fond étudiée entre deux bandes d'énergie.

Les paramètres R , et θ_{max} sont choisis de telle manière que les photons puissent atteindre toute la surface du détecteur. Ils sont liés par la relation :

$$\tan \theta_{max} = \frac{r}{R} \quad (3.8)$$

où r est le rayon de la sphère centrée sur l'instrument qui définit le volume d'interaction possible dans la simulation.

Pour ECLAIRS les paramètres ont été fixés à $R = 500$ cm et $\theta_{max} = 0.45$ rad, et les photons ont été simulés entre 1 keV et 100 GeV. La réalisation de la banque d'évènements du CXB détectés par ECLAIRS pendant le temps correspondant à une orbite (~ 96 min) prend environ 43 heures sur l'ordinateur que j'ai utilisé. Pour l'albédo, les simulations sont plus longues car le spectre est plus dur à haute énergie (voir figure 3.3) et les processus

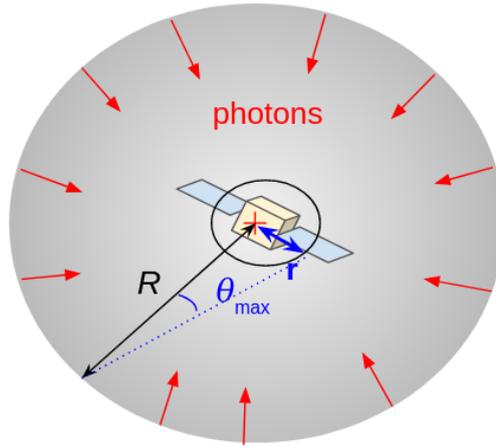


FIGURE 3.5 – Sphère source de rayon R simulée dans GEANT4. l'instrument est placé au centre, et les photons sont simulés de la surface de la sphère en direction du détecteur avec un angle maximal d'émission θ_{max} .

physiques plus nombreux et coûteux en temps. Pour chaque composante, les simulations contiennent l'équivalent d'une observation durant une à trois orbites.

Concernant le GRM, la démarche est un peu différente car cette fois-ci trois détecteurs sont placés à différents endroits de la plateforme. La première approche consiste à augmenter le rayon R pour pouvoir négliger la distance entre les trois GRDs et diminuer θ_{max} afin de garder le même rapport r/R . Cependant cela accroît de manière conséquente le temps des simulations car les photons subissent également des interactions durant leur parcours vers l'instrument. Une simulation du CXB avec $R = 10\,000$ cm et $\theta_{max} = 0.02$ rad, correspondant à une observation pendant le temps d'une orbite, nécessite environ 17 jours. Pour l'albédo les temps de simulation explosent (> 200 jours, voir le tableau 3.1) et sont rédhibitoires. Par conséquent, j'ai décidé de simuler indépendamment chaque GRD et de combiner les fichiers de sorties. Ainsi au lieu de placer le GRM au centre de la sphère source, j'ai placé un GRD au centre et j'ai simulé uniquement la détection des photons par ce détecteur. Cette configuration permet non seulement de diminuer le rayon de la sphère source, mais aussi le rapport r/R . Les GRDs étant suffisamment espacés les uns des autres, le nombre d'interactions multiples entre détecteurs est négligeable. Par ailleurs, il est aussi possible de diminuer l'énergie maximale fixée initialement à 100 GeV. Cette valeur très conservatrice prend en compte tous les cas d'interaction possibles, mais elle alourdit la simulation particulièrement pour l'albédo dont le flux à haute énergie est plus fluent que celui des autres composantes de fond. En réalité, j'ai montré que les événements provenant de photons d'énergie supérieure à 400 MeV ne représentent que 1 % des coups enregistrés dans la bande haute (entre 1 MeV et 10 MeV) de fonctionnement d'un GRD. Les photons au-delà de 400 MeV peuvent donc être ignorés dans les simulations, ce qui accélère nettement ces dernières. Au final, la simulation d'une orbite avec $R = 500$ cm, $\theta_{max} = 0.02$ rad et $E_{max} = 400$ MeV ne dure que 33 heures environ pour l'albédo et

E_{max} (MeV)	R (cm)	θ_{max} (rad)	Durée de la simulation (jours)
100 000	10 000	0.02	216
400	500	0.02	4.1

TABLE 3.1 – Durée de simulation totale nécessaire pour créer la banque d'évènements de l'albédo pour le GRM en fonction des paramètres choisis.

pour chaque GRD.

La banque d'évènements créée par la simulation contient deux fichiers pour chaque composante et chaque instrument. Le premier ("Source") contient la liste des photons simulés, leur identifiant, leur énergie initiale, l'angle θ entre leur direction et celle de l'axe optique de l'instrument, et leur angle azimutal ϕ . Le second fichier ("plan de détection") contient la liste des coups détectés par l'instrument, l'identifiant du photon primaire qui les a produits et leur multiplicité, leur énergie mesurée, et le détecteur touché (pixel du plan de détection pour ECLAIRS ou numéro du GRD pour le GRM).

La figure 3.6 illustre les évènements détectés par ECLAIRS et le GRD1 du GRM en sortie d'une simulation GEANT4 correspondant à la réflexion. Pour le premier instrument notons que le nombre de coups est constant pour tout angle azimutal ϕ des photons incidents. En effet, l'instrument étant entouré d'un blindage, la majorité des photons ne passent que par le masque codé et ne sont pas gênés par les autres composantes de la plateforme. Le taux de détection de photons est donc le même quel que soit leur angle azimutal. En outre, leur distribution angulaire coïncide essentiellement avec le champ de vue de ECLAIRS. Les rares photons détectés à de plus grands angles d'incidence ont vraisemblablement diffusé sur le blindage avant d'atteindre le plan de détection. Pour le GRD1, au dessous d'un angle θ de 60° le nombre de coups ne varie pas avec l'azimuth. Au delà de 60° , il n'est pas le même selon l'angle azimutal d'incidence. On constate par exemple qu'à ϕ compris entre 180° et 220° , et θ supérieur à 100° le nombre de coups diminue d'un facteur 100. La position du GRD2 sur la plateforme (figure 3.4 à droite) suggère qu'une partie des photons ont été bloqués par ECLAIRS dans cette direction. Des effets de blocage similaires sont également constatés dans la distribution angulaire du GRD3 (figure 3.6).

Les simulations avec GEANT4 de l'interaction des photons avec les instruments sont coûteuses en temps de calcul et ne sont effectuées qu'une seule fois. Une fois la banque d'évènements créée, il est alors possible de simuler le bruit de fond dans les instruments de manière réaliste, en tenant compte de manière dynamique des caractéristiques orbitales du satellite (position et orientation par rapport à la Terre en fonction du temps). Cette seconde étape de la simulation est réalisée avec le logiciel PIRA présenté dans la section suivante.

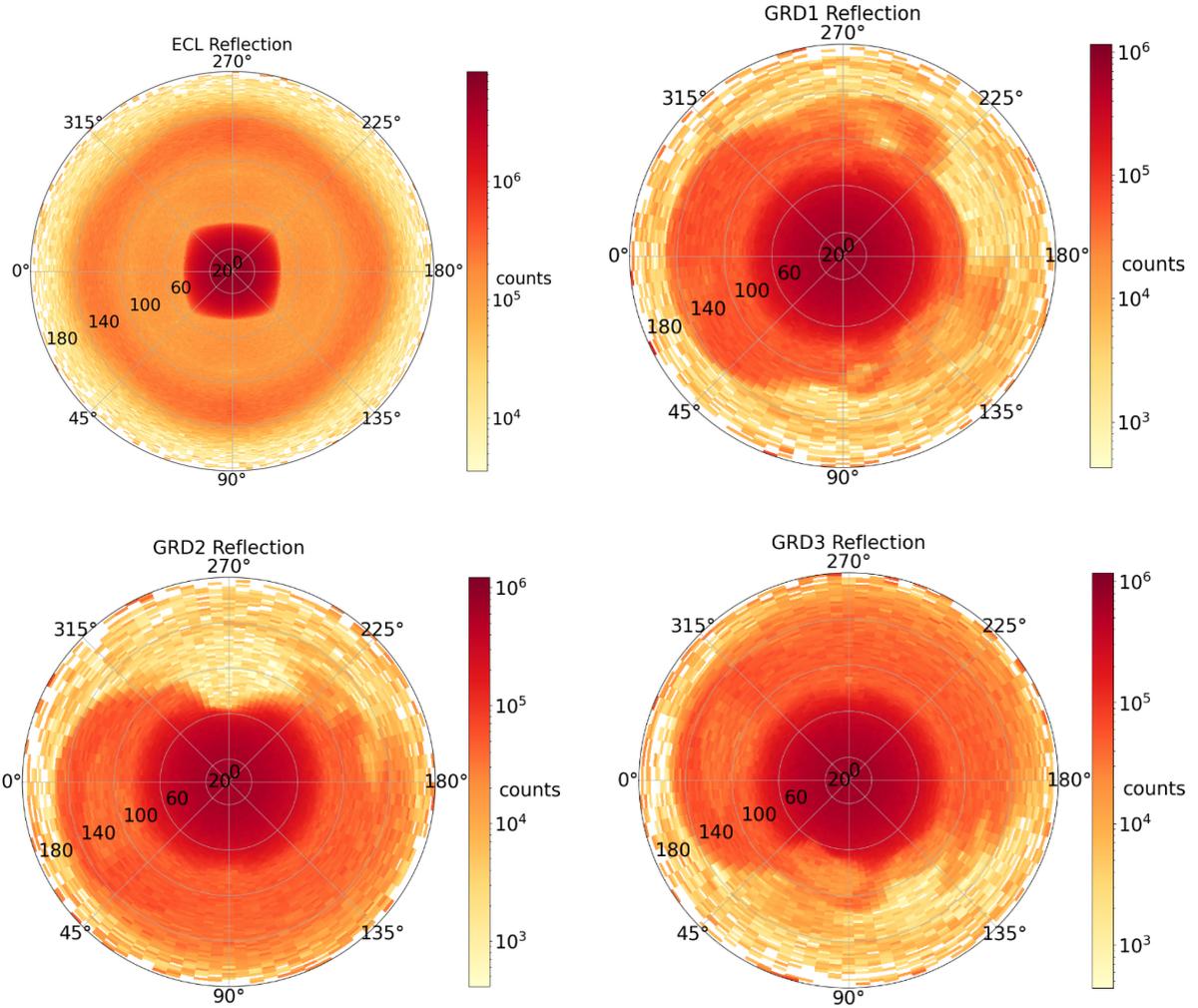


FIGURE 3.6 – Histogrammes de coups détectés par ECLAIRS en haut à gauche, le GRD1 à en haut à droite, et le GRD2 et GRD3 en bas. Les évènements sont représentés en fonction de leurs angles d'incidence. La composante radiale des histogrammes correspond à l'angle θ entre la direction des photons incidents et celle de l'axe optique de l'instrument. La composante circulaire est associée à l'angle azimutal des photons. La valeur $\phi = 0^\circ$ correspond à l'axe Y de l'instrument, $\phi = 90^\circ$ correspond à l'axe Z, et $\theta = 0^\circ$ à l'axe X. Pour ECLAIRS, le repère est confondu avec le repère de SVOM.

3.1.3 PIRA, un simulateur rapide, dynamique et réaliste

Particle Interactions Recycling Approach ou PIRA est un simulateur rapide, dynamique et réaliste (Mate et al. 2019). Développé par l'IRAP et plus particulièrement par S. Mate (Mate 2021), L. Bouchet et B. Arcier (Arcier 2022), il est conçu pour simuler rapidement le fond instrumental d'ECLAIRS et du GRM en considérant les caractéristiques orbitales du satellite en fonction du temps. Pour cela il utilise des fichiers orbitaux (Jaubert 2017) donnés en entrée, un fichier "orbite" et un fichier "attitude". Le premier contient notamment les coordonnées cartésiennes du satellite dans le repère J2000 en fonction du temps et le second l'information de la direction de pointé de ECLAIRS via quatre quaternions. Ces fichiers ont été créés par J. Jaubert (CNES) mais peuvent facile-

ment être reproduits en utilisant l'outil en ligne qu'il a développé *SVOM Support Tool for Observations Mission Planning* ou SSTOMP¹. À partir du contenu de ces fichiers, PIRA calcule la direction de pointé d'ECLAIRS et de chaque GRD du GRM, et détermine où se situe la Terre par rapport aux champs de vue de ces détecteurs.

L'utilisateur du code indique en entrée l'instrument à simuler, la date du début de l'observation et sa durée, ainsi que les composantes qui feront partie du fond. Par la suite, l'outil utilise la banque d'évènements créée avec GEANT4 pour simuler les photons détectés. Il traite chaque composante du fond indépendamment, et se sert d'algorithmes adaptés à chacune d'elle. Le premier algorithme concerne la simulation des photons provenant du CXB. À chaque pas temporel de la trajectoire du satellite, il tire aléatoirement plusieurs photons du fichier "Source" issu de GEANT4 et les sélectionne selon leur direction d'incidence. Pour chaque photon dont la direction n'est pas interceptée par la Terre, PIRA enregistre les coups qui lui sont associés dans le fichier "plan de détection". Il leur affecte aussi un temps d'arrivée, selon une distribution de Poisson conforme au taux d'évènements détectés du CXB. Cette procédure est répétée jusqu'à la fin de l'observation spécifiée en entrée. Pour la composante de réflexion, l'algorithme est similaire mais à l'inverse seuls sont conservés les photons dont la direction est interceptée par la Terre. Les photons d'albédo sont quant à eux pré-filtrés de la même manière que ceux de la réflexion, tout en tenant compte de la dépendance de leur spectre avec leur provenance géographique (équation 3.4). Comme la sphère source de GEANT4 a une forme concave du point de vue du satellite et convexe du point de vue de la Terre, l'algorithme de PIRA permet de relier la distribution des photons provenant de la calotte terrestre visible du satellite à leur distribution sur la sphère source (figure 3.7). Cette procédure est identique pour ECLAIRS et le GRM. Pour ce dernier, les trois GRDs sont considérés dans une même simulation.

PIRA produit trois fichiers en sortie de simulation. Outre les caractéristiques orbitales fournies en entrée (position et orientation du satellite), le premier fichier contient la direction de pointé de l'instrument et la position angulaire de la Terre dans son champ de vue en fonction du temps. Le deuxième fichier contient la liste des photons primaires retenus par la simulation, leur énergie, leur identifiant, et leur angle d'incidence dans le champ de vue de l'instrument. Enfin, le dernier fichier contient les coups enregistrés par l'instrument : temps de détection, énergie déposée, position (X,Y) des pixels touchés et multiplicité de la détection pour ECLAIRS, et le numéro du GRD touché pour le GRM.

Avec ces données, il est possible de représenter le taux de comptage en fonction du temps. La figure 3.8 montre les résultats d'une simulation pour ECLAIRS et le GRM durant une orbite en incluant les trois composantes de fond. L'angle θ_E qui indique la position angulaire du centre de la Terre dans le champ de vue d'ECLAIRS montre que la Terre passe dans le champ de vue durant les 3000 premières secondes. La figure 3.8a

1. <https://sstomp.cnes.fr/sstomp/home>

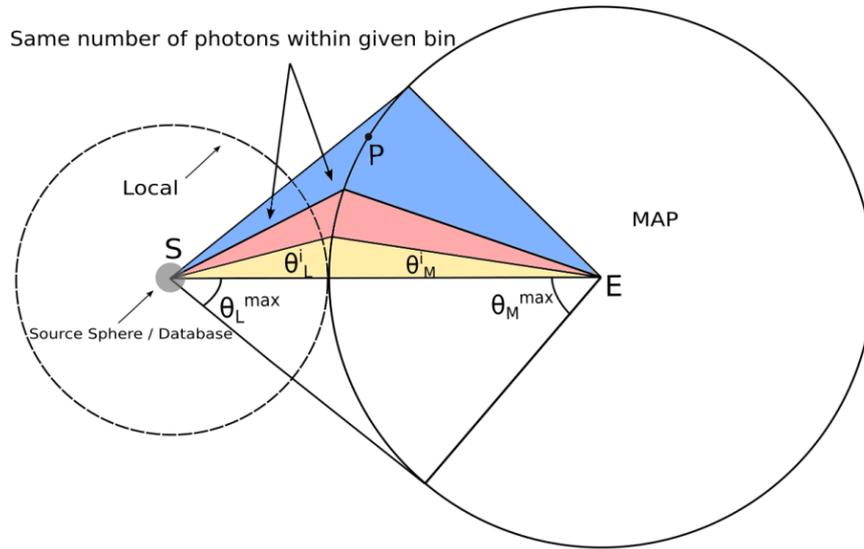
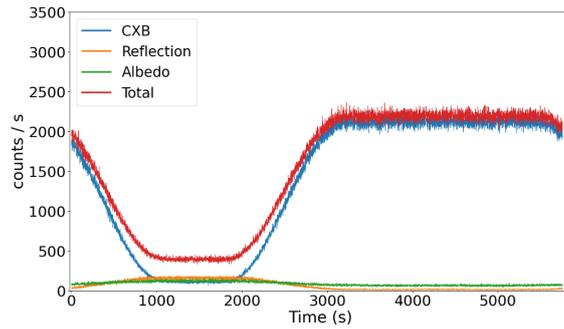


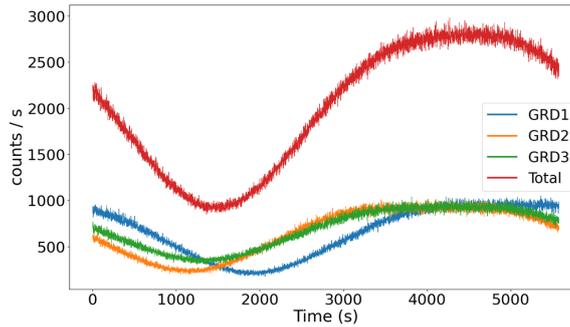
FIGURE 3.7 – Représentation schématique des configurations géométriques utilisées pour pixéliser la calotte terrestre visible du satellite afin de calculer l'émission de l'albédo. S est la position du satellite et E le centre de la Terre. La sphère "Local" est une extension de la sphère source représentée en grise. La calotte de la Terre visible du satellite est couverte par l'angle θ_L^{max} qui correspond à θ_M^{max} dans le référentiel "MAP". θ_L^i et θ_M^i illustrent les bornes du bin angulaire i dans les deux référentiels. Source : Mate et al. 2019.

représente la courbe de lumière d'ECLAIRS avec le détail des trois composantes du fond. Notons que le CXB varie bien en fonction de la position de la Terre, le nombre de coups diminuant lorsque celle-ci passe dans le champ de vue d'ECLAIRS. À l'inverse, le taux de comptage de la réflexion et de l'albédo augmente lorsqu'elle entre dans le champ de vue des instruments, comme attendu (section 3.1.1). De même, la figure 3.8b montre que les taux de comptage des GRDs du GRM sont fortement corrélés à la position angulaire de la Terre dans leur champ de vue.

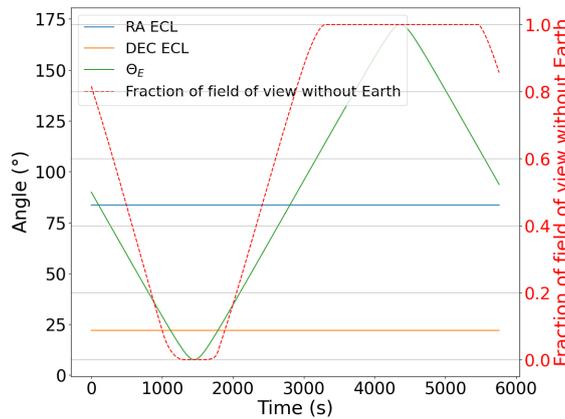
Par ailleurs, ces figures montrent que la contribution du CXB au taux de comptage de ECLAIRS ne s'éteint pas totalement lorsque la Terre occupe entièrement son champ de vue. C'est également le cas des contributions de la réflexion et de l'albédo lorsque la Terre est située dans la direction arrière ($\theta = 180^\circ$). En effet, la figure 3.9 qui représente les spectres en coups des différentes composantes dans ces deux configurations indique un nombre persistant d'événements détectés par ECLAIRS au-delà de 80 keV environ, indépendamment de la position de la Terre et de la composante. Ceci indique que les photons de haute énergie peuvent traverser les matériaux du satellite par l'arrière et atteindre le détecteur. Cet effet sera certainement réduit lorsque de nouvelles simulations GEANT4 seront réalisées avec un modèle de masse plus complet. Pour le GRM, le champ de vue des GRDs étant plus grand et moins bien délimité que celui d'ECLAIRS ils détectent plus de photons provenant des côtés dans toute la bande spectrale, ce qui a pour effet d'avoir plus d'événements provenant du CXB même lorsque la Terre est devant le champ de vue



(a) ECLAIRS



(b) GRM



(c) Caractéristiques orbitales d'ECLAIRS

FIGURE 3.8 – Courbes de lumière résultant d'une simulation du fond de (a) ECLAIRS entre 4 et 150 keV et (b) du GRM entre 15 keV et 5 MeV pendant une orbite (96 min). Pour ECLAIRS les trois composantes du fond CXB (bleu), réflexion (orange) et albédo (vert) sont représentées ainsi que la somme des trois en rouge. Pour le GRM seulement la somme des trois composantes est représentée pour chaque GRD. Le fond total du GRM est en rouge. La figure (c) représente les caractéristiques orbitales de la simulation qui a été réalisée. L'angle θ_E correspond à la position angulaire du centre de la Terre dans le champ de vue d'ECLAIRS. La fraction de champ de vue sans Terre désigne celui d'ECLAIRS (voir section 4.3 pour plus de détails). Lorsque $\theta_E = 0^\circ$ et que la fraction de champ de vue sans Terre est égale à 0, la Terre est centrée dans le champ de vue l'instrument (et l'occupe entièrement). À $\theta = 180^\circ$ et que la fraction est égale à 1, elle se situe dans la direction arrière du satellite et n'apparaît pas dans le champ de vue.

des détecteurs.

PIRA prend donc un compte les effets de la Terre sur le niveau de bruit de fond dans les instruments. Les durées des deux étapes de simulation ont été comparées par S. Mate (tableau 3.2). La simulation d'une minute de bruit de fond en provenance du CXB demande 900 minutes de calcul avec GEANT4, contre moins d'une minute avec PIRA. L'intérêt d'une approche en deux temps pour simuler le bruit de fond est donc évident.

Les résultats du GRM peuvent être comparés au travail réalisé par He et al. 2020 à l'IHEP. En utilisant le modèle de masse du GRM dans GEANT4, ils ont effectué des simulations statiques du fond détecté par un GRD durant une observation dans le scénario où la Terre se trouve à l'opposé de la direction de pointé du détecteur. Ils ont simulé les différentes composantes du fond : le CXB, la réflexion, l'albédo et des électrons, positrons et protons provenant du rayonnement cosmique. Les figures 3.10a et 3.9c permettent de comparer les spectres en coups simulés par l'IHEP à ceux que j'ai obtenus par une simulation statique avec PIRA dans un scénario similaire, entre 15 keV et 5 MeV. Le tableau 3.3 montre les taux de comptage issus de chaque composante. Dans les deux cas, la composante du CXB est dominante, avec cependant un taux de comptage plus élevé d'environ 20% dans mon étude. En effet, l'IHEP a simulé le spectre différentiel du CXB décrit dans Gehrels 1992, au contraire de PIRA qui utilise un spectre plus récent présenté en équation 3.1. Comme le montre la figure 3.10b, le spectre utilisé par PIRA est plus intense à basse énergie ($E < 100$ keV). Son flux intégré entre 1.5 keV et 400 MeV vaut environ $17 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$, contre $\Phi \simeq 13 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ dans la simulation de l'IHEP. Cette différence influence également le spectre de la réflexion, qui dépend de celui du CXB. Son taux de comptage est tout comme le CXB plus élevé dans la simulation PIRA. Au contraire, le spectre de l'albédo est plus intense dans la simulation de l'IHEP car il a été supposé uniforme sur la surface terrestre. Malgré ces différences, les taux de comptage restent cohérents entre eux. Il est important de souligner que l'IHEP a réalisé des simulations statiques. À l'heure actuelle, le consortium SVOM ne dispose d'aucun autre outil que PIRA pour simuler dynamiquement une observation dans ECLAIRS et le GRM. L'ajout du GRM à PIRA, et ma contribution à ce travail sont donc d'une importance majeure pour le projet.

3.2 Simulations de sources

Il est important de simuler les futures observations avec ECLAIRS et le GRM de la manière la plus réaliste possible afin de développer les logiciels d'analyse des sources astrophysiques, de préparer les outils pour l'inter-étalonnage des instruments, et de réaliser des études de performance en amont du lancement (par exemple le taux attendu de détection de sursauts gamma, ou la précision de leur analyse spectro-temporelle). Cette section décrit les fonctions de réponse aux photons d'ECLAIRS et du GRM, et les logiciels

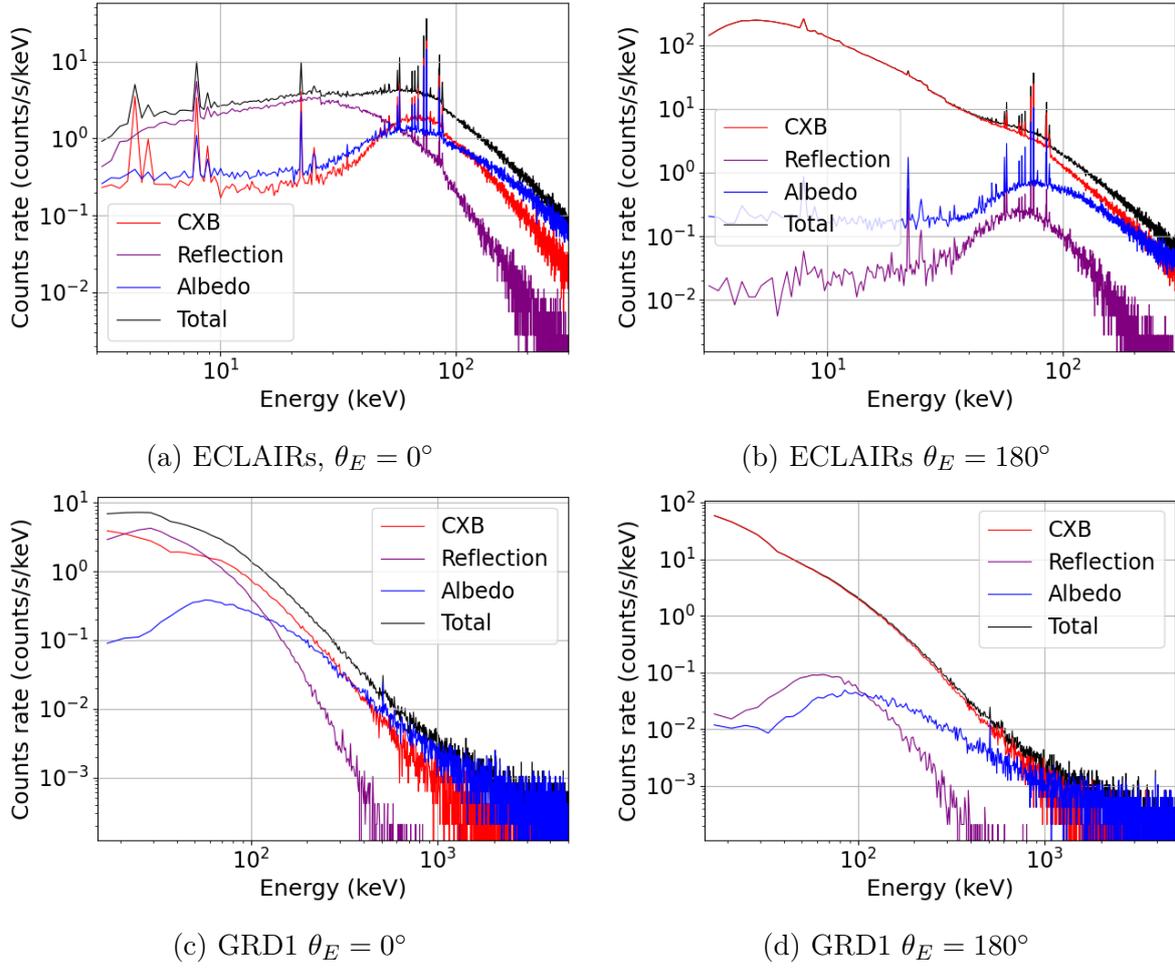


FIGURE 3.9 – Spectres en coups des composantes simulées du fond vu par ECLAIRS (4-150 keV) et le GRD1 (15-5000 keV) lorsque la Terre occupe le champ de vue de l'instrument ($\theta_E = 0^\circ$ à gauche) et lorsque la Terre se situe dans la direction opposée au pointé de l'instrument ($\theta_E = 180^\circ$ à droite).

Temps de l'observation	Composante du fond	Durée de la simulation (min)	
		GEANT4 directement	PIRA
1 min	CXB	951	0.58
	Albédo	925	0.38
96 min	CXB	93150.88	15.9 (4.42)
	Albédo	90625.75	16.28 (6.68)

TABLE 3.2 – Comparaison des différents temps de simulation pour GEANT4 et pour PIRA dans un cas statique. Les valeurs entre parenthèses correspondent au cas où PIRA est utilisé de manière dynamique, le satellite se déplaçant en fonction du temps. Source : Mate et al. 2019

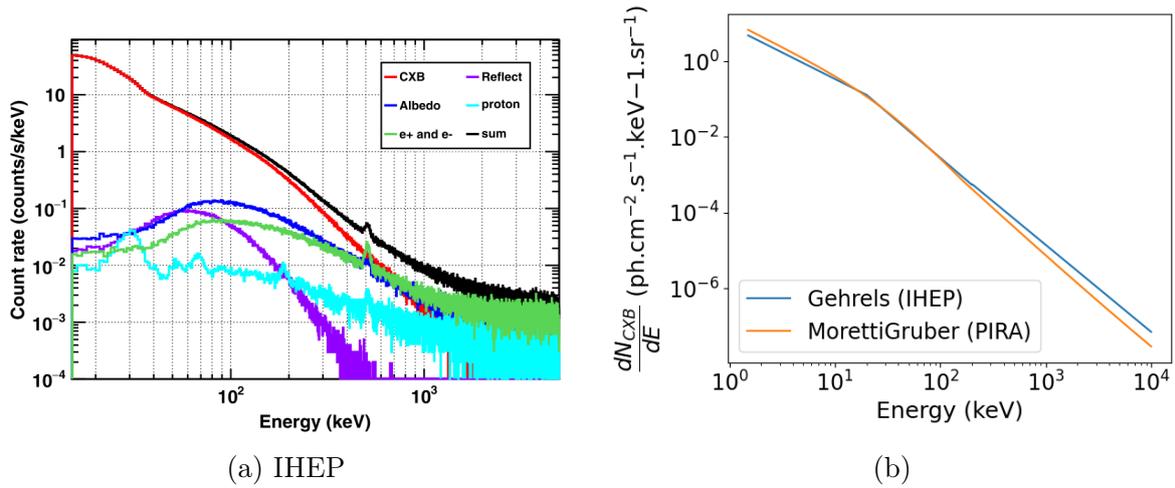


FIGURE 3.10 – Spectres en coups des composantes du fond d’un GRD obtenus par He et al. 2020 (a) entre 15 keV et 5 MeV. Le résultat montre un scénario statique avec la Terre à l’opposé de la direction de pointé du détecteur. Le panneau (b) montre la différence des spectres du CXB obtenus à partir de l’équation 3.1 et de Gehrels 1992.

Composante du fond	PIRA	IHEP
CXB	1186.2 ± 0.9	991.5 ± 0.3
Réflexion	12.1 ± 0.1	7.74 ± 0.03
Albédo	14.9 ± 0.1	29.80 ± 0.05

TABLE 3.3 – Comparaison des taux de comptage (en coups/s) obtenus lors d’une simulation statique du fond d’un GRD avec la Terre à l’opposé de la direction de pointé du détecteur, par moi (avec PIRA), et par l’IHEP (He et al. 2020).

qui permettent d’ajouter aux données simulées l’observation de sources astrophysiques connues et de sursauts gamma.

3.2.1 Réponse des instruments

3.2.1.1 Surface efficace de détection sur axe

Les détecteurs ne sont pas parfaits et ne détectent qu’une fraction des photons incidents que l’on appelle efficacité de détection. Il est nécessaire de caractériser cette efficacité à chaque énergie et à différentes directions d’incidence des photons. Dans un premier temps, on calcule la surface efficace sur axe à partir du rapport du nombre de photons détectés sur le nombre de photons incidents, multiplié par la surface du plan détection, soit 1296 cm^2 pour ECLAIRS et 200 cm^2 pour le GRM. La surface efficace prend par ailleurs en compte l’ouverture du masque codé pour ECLAIRS. Elle se calcule en réalisant des simulations GEANT4 d’une source ponctuelle émettant des photons en direction de l’instrument. Chaque simulation est réalisée à différentes énergies incidentes, et le résultat est stocké dans un fichier appelé *Ancillary Response File* (ARF).

Dans le cas d’ECLAIRS, les photons de haute énergie ($> 70 \text{ keV}$ environ) peuvent

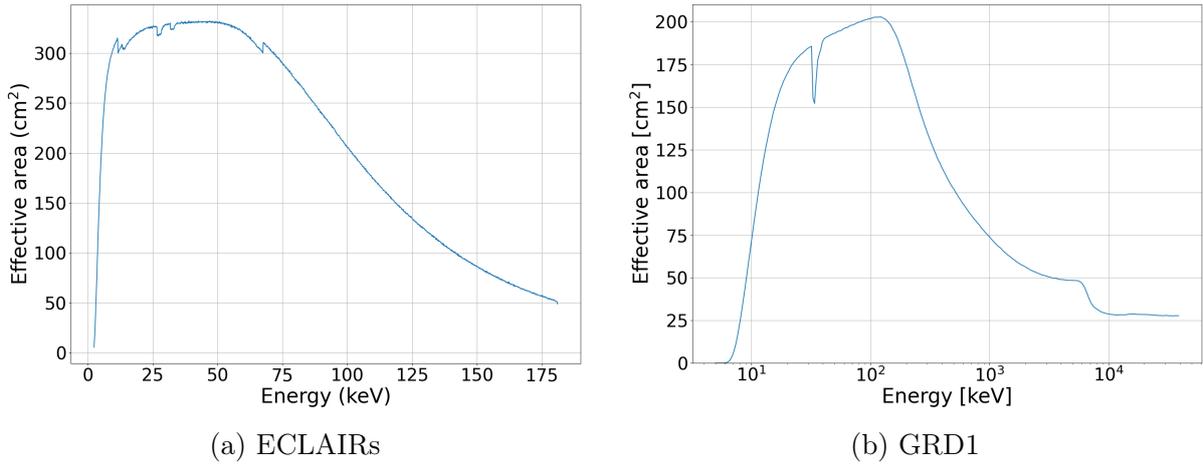


FIGURE 3.11 – Surface efficace d’ECLAIRS et du GRD1 en fonction de l’énergie. Pour ECLAIRS, il s’agit de la surface efficace sur axe, tandis que pour le GRD1 la surface a été calculée en simulant des photons d’incidence environ égale à 2° par rapport à l’axe optique de l’instrument.

subir une diffusion Compton préalablement dans le masque codé. Il est donc important de distinguer ces événements de ceux provenant de la source. Pour les écarter du calcul de la surface efficace de détection dans une direction donnée, il est nécessaire de générer et de déconvoluer l’image de la source simulée. La figure 3.11a est le résultat de l’ARF d’ECLAIRS construite par M. Yassine (IRAP) après déconvolution (Yassine 2022). Dans cette simulation sur axe, la direction des photons est perpendiculaire au masque et au plan de détection.

Pour le GRM, bien que placés à des positions et avec des orientations différentes, les trois détecteurs sont identiques. De ce fait l’efficacité de détection sur axe est considérée comme étant la même pour les 3 GRDs. La figure 3.11b illustre l’ARF obtenue pour le GRD1 par X. Zhao (IHEP).

3.2.1.2 Surface efficace de détection hors axe

La surface efficace de détection varie avec l’énergie des photons, mais aussi selon leur direction d’incidence. La surface efficace est maximale dans la direction de l’axe optique du détecteur et diminue avec l’inclinaison des photons. Ces variations sont décrites dans un fichier appelé *Instrument Response File* (IRF) contenant le rapport de l’ARF à celle sur axe pour différentes directions d’incidence (θ, ϕ) :

$$IRF(E, \theta, \phi) = \frac{ARF(E, \theta, \phi)}{ARF(E, 0, 0)} \quad (3.9)$$

Pour ECLAIRS l’IRF n’a pas été calculée directement à partir des angles (θ, ϕ) , son champ de vue a été découpé en 200×200 pixels (i, j) (Sizun 2015) où :

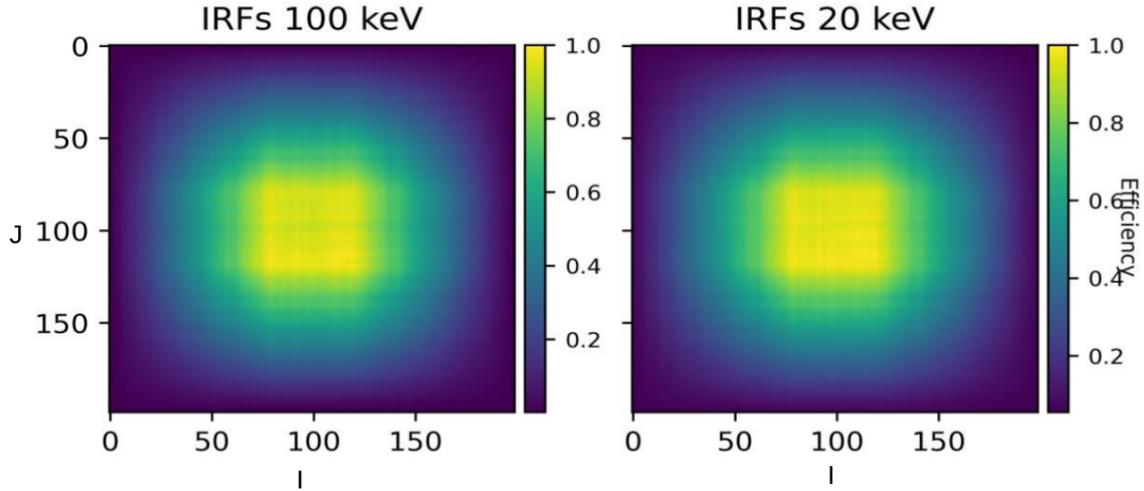


FIGURE 3.12 – IRFs d’ECLAIRS à 100 keV (gauche) et à 20 keV (droite). Source : Yassine 2022.

$$\theta = \arctan\left(\frac{P}{H}\sqrt{i^2 + j^2}\right) \quad (3.10)$$

$$\phi = \arctan\left(\frac{j}{i}\right)$$

avec $P = 0.45$ cm la taille de chaque pixel, et $H = 45.8$ cm la distance séparant le masque codé du plan de détection. La figure 3.12 représente l’IRF à 20 et 100 keV. Les résultats sont très similaires car l’IRF dépend peu de l’énergie des photons. Ce n’est cependant pas le cas des GRDs du GRM comme le montre la figure 3.13d . La dépendance angulaire de l’IRF diminue approximativement comme $\cos(\omega(E) \times \theta)$ pour des angles $\theta < 80^\circ$ environ, avec une variation plus forte à basse énergie (coefficient $\omega(E) \sim 1$ à $E=100$ keV et diminuant avec l’énergie).

Les figures 3.13a, 3.13b, 3.13c représentent l’IRF à 100 keV en fonction des angles d’incidence θ et ϕ , pour chacun des trois GRDs. Au-dessous de $\theta = 60^\circ$, l’IRF présente une symétrie azimuthale car aucun élément de la plateforme n’entre dans le champ de vue des GRDs. Il est donc possible d’approximer l’IRF des GRDs par une fonction cosinusoidale à ces angles, ce que nous utiliserons dans la suite du manuscrit. Au-delà de 60° , l’IRF dépend de l’angle azimuthal selon la présence d’autres instruments comme ECLAIRS pour le GRD2 à $\phi \sim 260^\circ$ ou le VT pour le GRD3 à $\phi \sim 90^\circ$. Cet effet de blocage complique l’analyse de sources astrophysiques observées avec un grand angle d’incidence. En pratique on se limitera donc autant que possible aux détecteurs observant les sursauts gamma en dessous de 60° , d’autant que leur étalonnage est souvent sujet à de plus grandes incertitudes systématiques loin de leur axe optique.

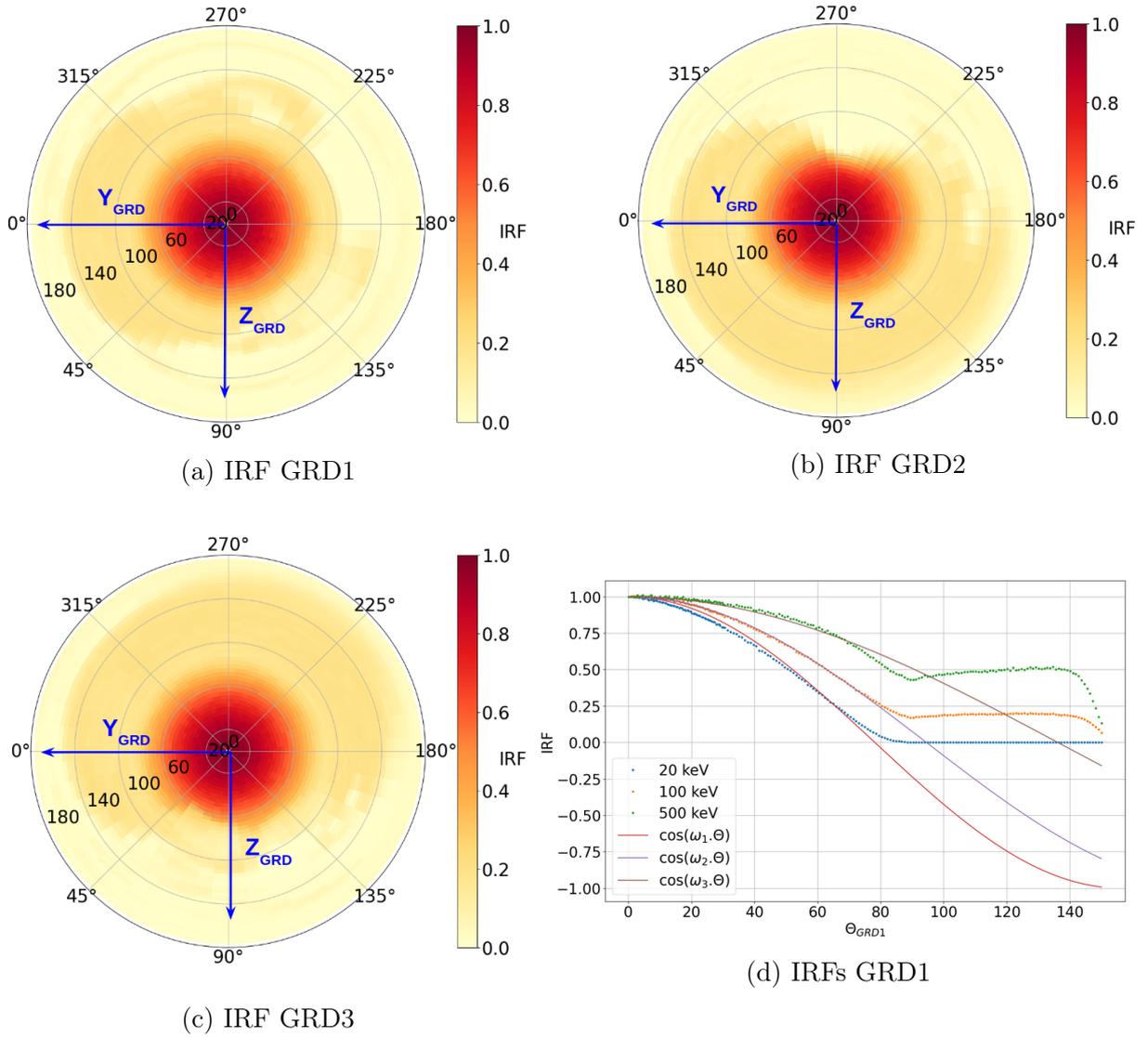


FIGURE 3.13 – (a), (b) (c) : IRFs des trois GRDs à 100 keV. L’IRF est représentée en fonction des coordonnées sphériques θ (rayon) et ϕ (azimuth) ; (d) : IRF du GRD1 à trois énergies différentes (courbes pointillées). Les courbes pleines sont un ajustement par une fonction $\cos(\omega(E) \times \theta)$, avec $\omega(20 \text{ keV}) = 1.15$, $\omega(100 \text{ keV}) = 0.95$ et $\omega(500 \text{ keV}) = 0.66$.

3.2.1.3 Diffusion par l’atmosphère des photons de la source

La majorité des photons provenant de sources telles que les sursauts gamma est absorbée par l’atmosphère de la Terre. Néanmoins, une fraction des photons X et gamma est réfléchiée par diffusion Compton et détectée par les instruments, sous la forme d’un signal indirect qui s’ajoute au signal en provenance directe de la source. Il est indispensable de caractériser cet effet et de le prendre en compte dans les analyses. Diverses études l’ont estimé pour des instruments spécifiques tels que CGRO/BATSE (Pendleton et al. 1999) ou encore Fermi/GBM (Meegan et al. 2009) et l’ont intégré au calcul de leur surface efficace de détection. Plus généralement, Palit et al. 2021 ont quantifié cet effet à partir de simulations Monte-Carlo avec GEANT4, en faisant varier la direction d’incidence des

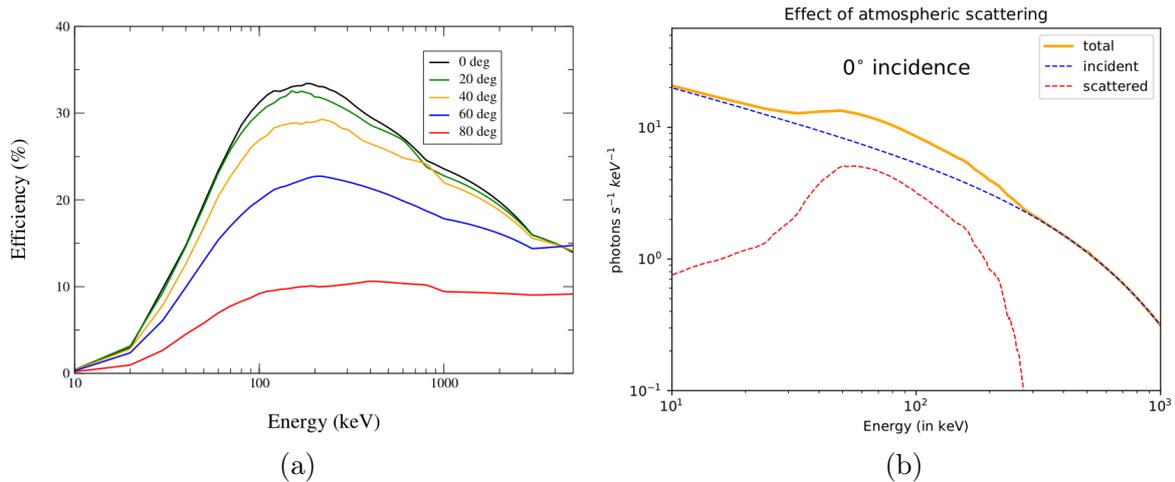


FIGURE 3.14 – (a) : Efficacité de la diffusion des photons sur l’atmosphère en fonction de l’énergie et selon l’angle d’incidence des photons par rapport à l’axe Terre-satellite. (b) : Effet de la diffusion Compton sur un spectre en coups simulé. La courbe bleue montre le spectre détecté en provenance directe de la source, et la courbe rouge celui détecté après diffusion. La courbe orange représente la somme des deux composantes. Source : Palit et al. 2021.

photons par rapport à la direction Terre-satellite (voir figure 3.14a). Le cas d’une incidence nulle est détaillé en figure 3.14b, où l’on voit que l’effet sur le spectre en coups détectés est maximal entre 30 keV et 200 keV environ.

Les capacités d’imagerie d’ECLAIRS permettront facilement de séparer cette composante supplémentaire du signal direct de la source. En revanche, le GRM n’étant pas un télescope imageur, il sera indispensable de tenir compte de cet effet de diffusion dans le calcul des réponses des GRDs lors de l’analyse des sources. Pour ce faire, l’équipe du GRM à l’IHEP a réalisé une simulation GEANT4 à différentes directions d’incidence et à différentes énergies, et estimé la surface efficace indirecte équivalente qu’il faut ajouter à la réponse de l’instrument.

Les outils de simulation présentés dans ce chapitre ne permettent pas de simuler la diffusion des photons d’une source par l’atmosphère de la Terre. Dans la suite du manuscrit nous ne prendrons donc pas en compte cet effet ni dans les données simulées ni dans les réponses des détecteurs.

3.2.1.4 Redistribution en énergie

Entre quelques keV et le MeV, l’interaction des photons avec le matériau constituant les détecteurs produit des électrons énergétiques par effet photo-électrique ou diffusion Compton. L’effet photo-électrique est dominant dans les semi-conducteurs en CdTe d’ECLAIRS et sur sa plage de fonctionnement. Dans les scintillateurs inorganiques en NaI du GRM, la diffusion Compton devient dominante à quelques centaines de keV et au-delà. Les électrons ionisent le matériau et génèrent soit des paires électron-positron dans le cas d’ECLAIRS,

soit de la lumière de scintillation (transitions atomiques dans la structure cristalline) dans le cas d'un GRD du GRM. Le signal collecté est proportionnel à l'énergie déposée, qui peut être inférieure à l'énergie du photon incident si elle n'a pas été entièrement déposée. La fonction de redistribution en énergie des détecteurs synthétise les différents processus d'interaction en exprimant la probabilité que l'énergie vraie d'un photon soit reconstruite à une énergie mesurée donnée.

La figure 3.15a montre un spectre d'ECLAIRS de photons incidents à 30 keV redistribués (Yassine 2022). Les photons interagissent principalement par effet photo-électrique avec les électrons des atomes de tellure et de cadmium. Typiquement, le photo-électron éjecté à chaque interaction dépose par ionisation une énergie égale à celle du photon incident moins l'énergie de liaison de la couche interne dont il provient. L'atome excité retourne à un état stable par la réorganisation de son cortège électronique et l'émission d'un photon X de fluorescence. Ce dernier peut soit interagir à son tour avec le détecteur, soit s'en échapper (notamment si l'interaction initiale s'est produite en surface du pixel). Dans le premier cas, toute l'énergie du photon incident est déposée et conduit au pic photo-électrique visible en figure 3.15a (à 30 keV). Dans le second cas, seule une fraction de cette énergie est déposée, correspondant aux raies autour de 3 keV et 7 keV. Dans le cas d'un échappement, le photon de fluorescence peut par ailleurs interagir dans un pixel voisin, créant un événement dit "multiple" constitué de deux pixels touchés simultanément. Outre les raies de fluorescence du Cd et Te autour de 23 keV et 27 keV, la figure 3.15a présente d'autres raies de fluorescence en provenance soit du plomb et du cuivre du blindage (8 keV, 8.9 keV et 11.5 keV), soit de l'argent entrant dans la composition de la colle qui fixe le détecteur (25.46 keV).

La fonction de redistribution en énergie des détecteurs synthétise les différents processus d'interaction en exprimant la probabilité que l'énergie vraie d'un photon soit reconstruite à une énergie mesurée donnée. La probabilité pour un photon que son énergie E soit reconstruite dans le canal d'énergie mesurée $E'_{I-1} - E'_I$ est donnée par :

$$R(I, E) = \int_{E'_{I-1}}^{E'_I} D(E, E') dE'. \quad (3.11)$$

où $D(E, E')$ est la fonction de redistribution en énergie. À partir de cette équation, il est possible de définir la matrice de redistribution² :

2. Voir section 2.1 de la documentation OGIP.

$$\begin{aligned}
 R_D(I, J) &= \frac{1}{\Delta E_J} \int_{E_{J-1}}^{E_J} R(I, E) dE \\
 &= \frac{1}{\Delta E_J} \int_{E_{J-1}}^{E_J} dE \int_{E'_{I-1}}^{E'_I} D(E, E') dE'
 \end{aligned} \tag{3.12}$$

où $\Delta E_J = E_J - E_{J-1}$. Cette matrice est stockée dans un fichier appelé *Redistribution Matrix File* (RMF). La figure 3.15b représente la RMF d'ECLAIRS construite par M. Yassine avec GEANT4. Dans un scénario idéal il n'y aurait pas de redistribution et la matrice serait diagonale.

Pour le GRM, la matrice de redistribution a été calculée par X. Zhao (IHEP). Les 3 détecteurs ayant la même composition, la matrice de redistribution est la même pour chacun des GRDs. Multipliée par la surface efficace de détection, elle est stockée dans un fichier que l'on nomme *Detector Response File* (DRM) (voir figure 3.15c).

Usuellement, on examine l'émission d'un sursaut gamma telle qu'elle est vue par un détecteur en visualisant sa courbe de lumière en coups, qui représente le taux d'événements (en Hz) détectés dans une bande large d'énergie mesurée $[E'_{min}, E'_{max}]$ et dans de courts intervalles temporels $[t_k, t_{k+1}]$. En supposant que le spectre différentiel en photons du sursaut ne dépend pas du temps, ce taux d'événements s'exprime comme :

$$r(t_k, t_{k+1}) = \int_{E'_{min}}^{E'_{max}} dE' \int_0^\infty \frac{dN}{dE}(E) A(E) D(E, E') + r_{bkg,k} \tag{3.13}$$

où $\frac{dN}{dE}(E)$ est le spectre différentiel en photons du sursaut en $\text{ph/cm}^2 / \text{s/keV}$, $A(E)$ la surface efficace à la position angulaire du sursaut dans le champ de vue (supposée fixe ci-dessus), $D(E, E')$ la fonction de redistribution en énergie (en keV^{-1}) et $r_{bkg,k}$ est la contribution du bruit de fond. Un exemple est donné en figure 4.1. Alternativement, le spectre en coups du sursaut représente le taux différentiel d'événements (en $\text{s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$) détectés sur une plage temporelle relativement longue et dans de fins canaux d'énergie mesurée $[E'_{I-1}, E'_I]$:

$$s(E'_i, E'_{i+1}) = \frac{1}{E'_{i+1} - E'_i} \int_{E'_i}^{E'_{i+1}} dE' \int_0^\infty \frac{dN}{dE}(E) A(E) D(E, E') + s_{bkg,i} \tag{3.14}$$

où $s_{bkg,i}$ est la contribution du bruit de fond. Un exemple est donné en figure 5.5.

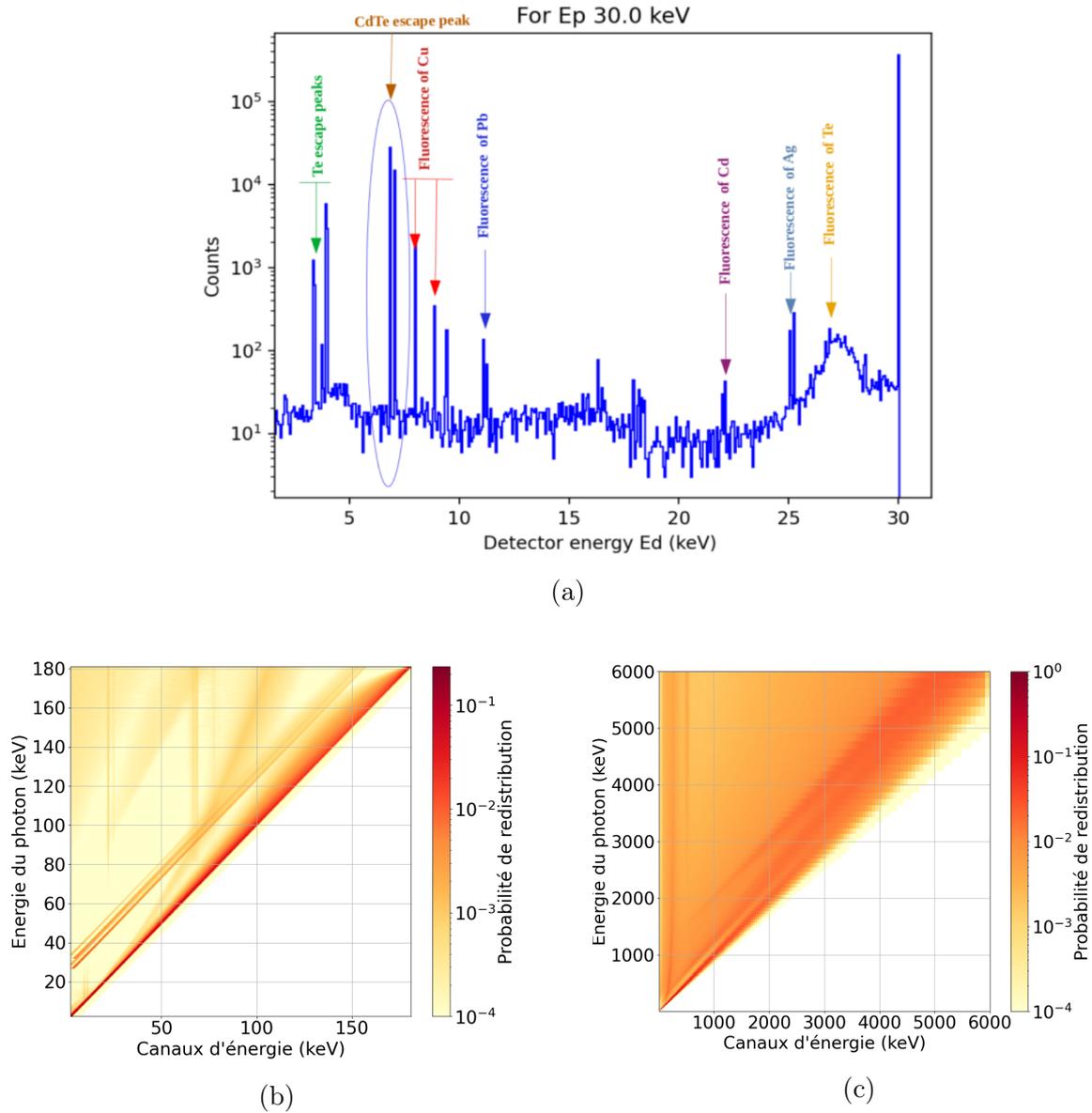


FIGURE 3.15 – (a) Spectre redistribué d'ECLAIRS pour des photons incidents à 30 keV (Yassine 2022), (b) RMF d'ECLAIRS, (c) RMF du GRD1.

3.2.2 Catalogues de sources

Les principales sources qui seront observées par ECLAIRS et le GRM peuvent se diviser en deux catégories définies selon le contexte de la mission : les sources de rayons X connues, et les sources transitoires telles que les sursauts gamma.

Les premières sont des sources qui émettent dans le domaine des rayons X et ont déjà été observées et étudiées lors de précédentes missions. Leur position dans le ciel et leurs caractéristiques spectro-temporelles sont connues. Elles compliquent l'analyse des images du ciel produites par ECLAIRS, en outre les plus brillantes et variables d'entre elles peuvent induire des déclenchements indésirables à bord. Des simulations sont donc indispensables, en particulier dans le cas d'ECLAIRS, pour d'une part optimiser les mé-

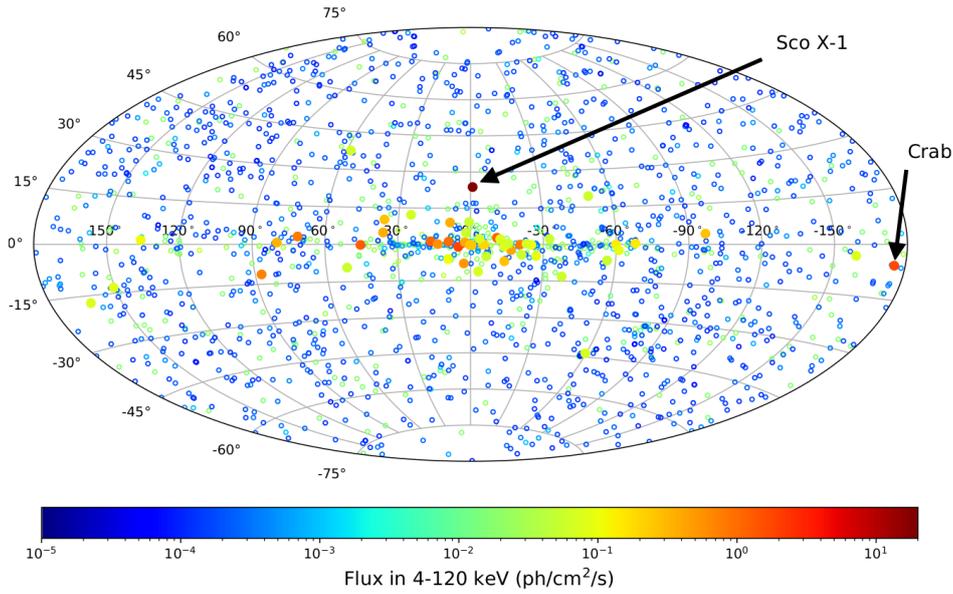


FIGURE 3.16 – Distribution des sources choisies pour les simulations dans le ciel en coordonnées galactiques. Les cercles vides correspondent au total des 1793 sources, et les cercles pleins sont les sources assez brillantes. Le code couleur indique le flux des sources entre 4 et 120 keV. Source : Dagoneau et al. 2020.

thodes de traitement d'image, d'autre part élaborer le catalogue que le logiciel de vol utilisera pour évaluer les excès trouvés dans les taux de comptage et les images (voir sections 2.2.1, 2.2.2). Une étude approfondie a été réalisée par N. Dagoneau (Dagoneau 2020, Dagoneau et al. 2021), qui a proposé un catalogue bord constitué de nombreuses sources caractérisées lors de missions passées, en particulier par les instruments *Swift*/BAT (depuis 2004) entre 14 et 195 keV et MAXI/GSC (depuis 2009) entre 2 et 20 keV. Au total, 1793 sources ont été collectées dont le spectre est le plus souvent décrit par une simple loi de puissance. Pour les simulations cependant, seulement 89 sources assez brillantes pour être détectées par ECLAIRS ont été sélectionnées. La figure 3.16 illustre la position de ces sources dans le ciel en coordonnées galactiques. Enfin, certaines de ces sources seront utiles pour l'inter-étalonnage des instruments comme nous le verrons au chapitre 5.

Par ailleurs, il importe de simuler la réponse des instruments de SVOM aux sursauts gamma, qui sont au coeur de la mission. Leur simulation pour ECLAIRS et le GRM est nécessaire pour développer les logiciels de déclenchement à bord, pour évaluer les performances de ces instruments et pour mettre en place tous les outils d'analyse qui seront utilisés après le lancement.

Le logiciel *grb-simulator* développé par F. Daigne et M. Bocquier (IAP) permet de construire une liste de photons compris dans les bandes d'énergie d'ECLAIRS ou du GRM. Pour cela, il s'appuie sur un ensemble de catalogues établis par les précédentes missions (*Swift*/BAT, *Fermi*/GBM, CGRO/BATSE, HETE2/FREGATE) qui ont été retravaillés par Antier-Farfar 2016 pour répondre aux besoins de ECLAIRS, en particulier son seuil de

détection inédit à 4 keV. Le catalogue résultant contient les caractéristiques des sursauts gamma telles que leur courbe de lumière, leur spectre en photons (modèles spectraux intégrés voire résolus en temps, flux et fluences), et lorsqu'il a été mesuré leur décalage spectral. Chaque courbe de lumière a été traitée au préalable afin d'en soustraire le fond et de ne conserver que le signal du sursaut. En outre, le meilleur modèle spectral a été sélectionné parmi tous ceux disponibles. Ce modèle a ensuite été extrapolé dans la bande d'énergie de l'instrument, étape cruciale pour ECLAIRs car la bande 4-10 keV a été peu explorée par les précédentes missions. Le fichier le plus important généré par le logiciel *grb-simulator* est une liste de photons incidents sur une surface normale à l'axe X de SVOM. Ces photons sont tirés aléatoirement suivant les distributions temporelle et spectrale de chaque sursaut gamma, avant application des réponses instrumentales.

3.2.3 Simulation complète d'une observation

À partir du catalogue de sources connues, et du fichier de photons incidents en provenance d'un sursaut gamma, il est possible de réaliser une simulation complète incluant le fond réaliste préalablement généré par PIRA. Le logiciel *events-simulator* a été développé par les collègues de l'IRAP à cette fin, initialement pour les besoins d'ECLAIRs (Mate 2021), puis pour ceux du GRM durant ma thèse. J'ai contribué à valider ces développements, notamment par la comparaison de la dispersion en énergie simulée par le logiciel à celle attendue d'un calcul analytique.

Le simulateur procède en deux temps. Tout d'abord, il sélectionne les sources astrophysiques connues (3.2.2) qui entrent dans le champ de vue à partir des caractéristiques orbitales de la simulation. La liste des photons détectés est ensuite générée par un tirage aléatoire basé sur le spectre des sources et la réponse instrumentale. Par ailleurs dans le cas d'ECLAIRs, le simulateur ne conserve que les photons passant au travers du masque en simulant leur trajectoire par une simple technique de *ray-tracing*. Enfin, le simulateur traite la liste de photons en provenance du sursaut gamma qui a été produite par le *grb-simulator*, en appliquant la réponse instrumentale et de nouveau le *ray-tracing*.

Dans un second temps, le logiciel récupère les événements du fond simulés par PIRA (voir section 3.1.3), et les ajoute aux photons détectés en provenance des sources astrophysiques connues et du sursaut. Il crée alors deux fichiers de sortie au même format que ceux de PIRA : un fichier contenant les caractéristiques orbitales de l'instrument, et un fichier contenant la liste complète des événements détectés (temps, énergie, provenance). La figure 3.17 montre la courbe de lumière (taux de comptage en fonction du temps) simulée d'ECLAIRs durant une orbite en présence d'un sursaut gamma et de la nébuleuse du Crabe. Notons que cette dernière est occultée par la Terre entre 400 et 2600 secondes.

Tous les outils nécessaires sont donc en place pour simuler d'une part le fond d'ECLAIRs

et du GRM de façon réaliste grâce à la banque d'évènements GEANT4 et dynamiquement avec PIRA, et d'autre part les sources de manière cohérente entre ECLAIRS et le GRM. Durant ma thèse j'ai fortement contribué à l'ajout du GRM en réalisant les simulations GEANT4, et aidant au développement et à la validation des simulateurs. Enfin, ces outils sont le fruit d'une collaboration entre groupes français de SVOM (IAP, IRAP, LUPM) et sont originaux au sein du consortium. Comme mentionné précédemment pour le fond du GRM, il n'existe pas d'autre simulateur dynamique de l'instrument.

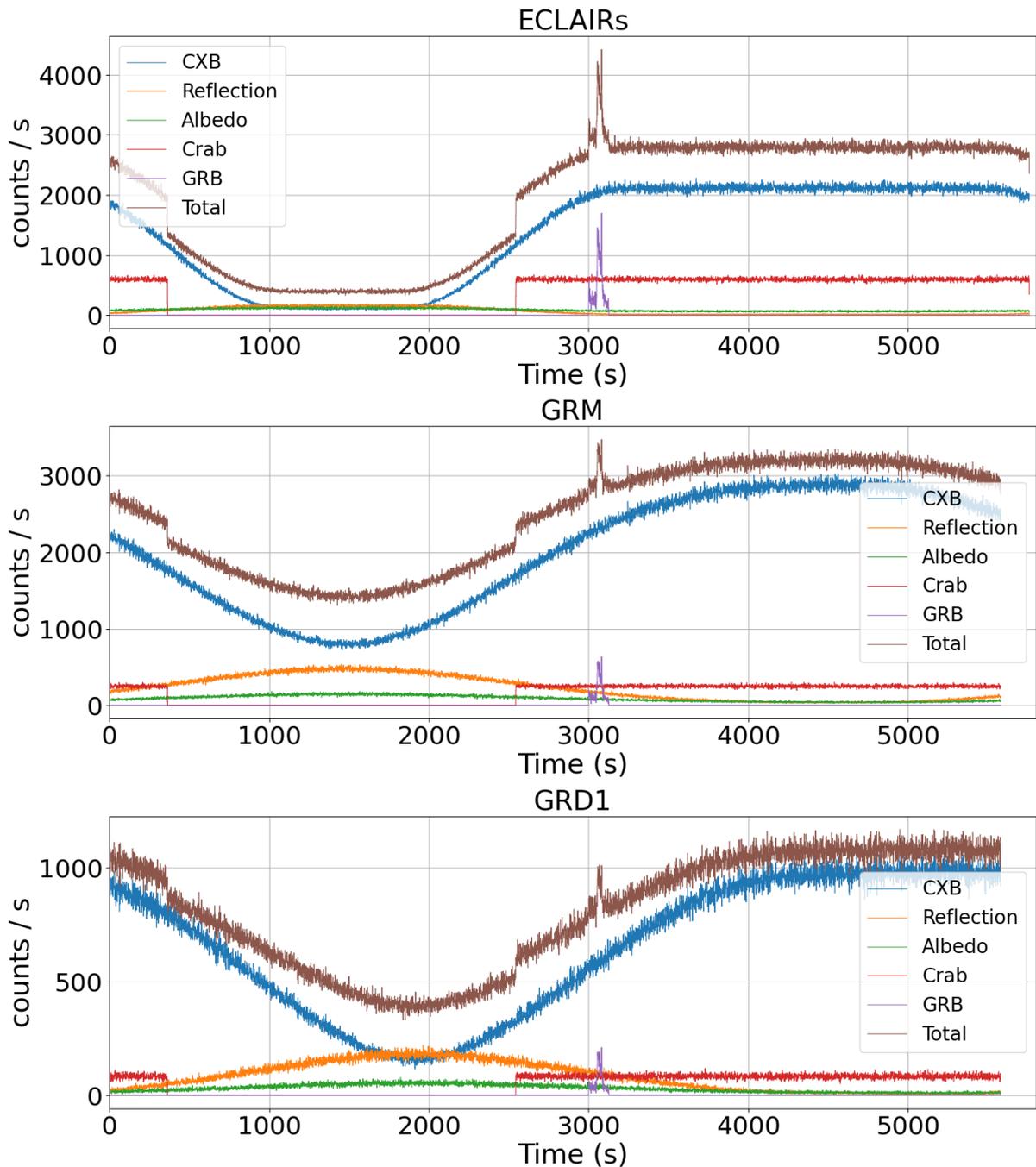


FIGURE 3.17 – Courbes de lumière d’une simulation de données durant une orbite vue par ECLAIRs (panneau du haut), le GRM (panneau du milieu) et le GRD1 (panneau du bas). Le fond est représenté par ses trois composantes CXB (bleu), albédo (vert) et réflexion (orange). La courbe rouge est celle de la nébuleuse du Crabe, la violette d’un sursaut gamma, et la courbe marron est le nombre de coups total provenant du fond et des sources.

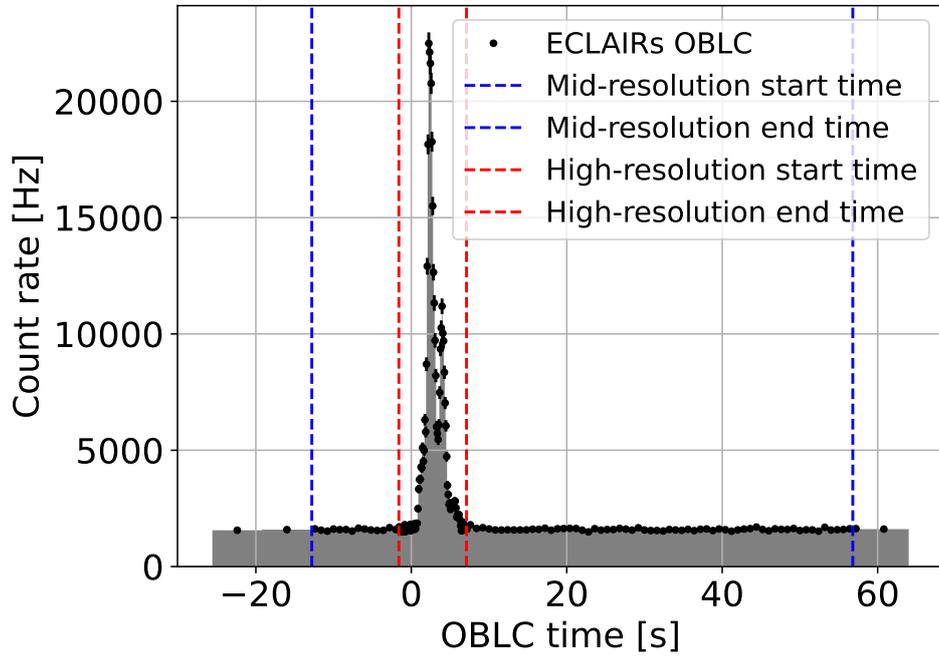
Chapitre 4

Estimation du fond dans ECLAIRs et dans le GRM

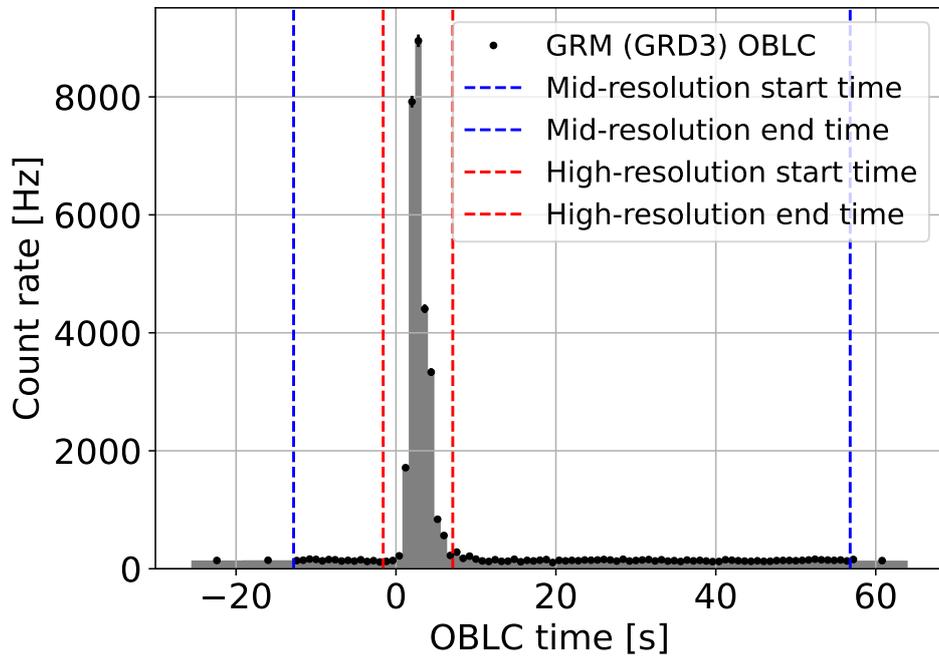
4.1 Méthodologie

Lorsque des données simulées sont étudiées, les sorties des simulateurs permettent de distinguer les coups provenant des composantes de fond de ceux provenant des sources astrophysiques. Dans la réalité, quand des observations seront réalisées, des algorithmes seront nécessaires pour séparer ces deux contributions. Dans le cas d'ECLAIRs, l'analyse des shadowgrammes permettra d'extraire les coups issus de chaque source ponctuelle. Cette technique d'imagerie ne sera cependant applicable qu'avec les données complètes qui seront transmises par le canal bande X (voir section 2.1.2). Dans le cas du GRM qui n'est pas un imageur, l'estimation du fond passera obligatoirement par l'analyse de plages temporelles où la source étudiée ne contribue pas au taux de comptage. Ce sera également le cas dans l'analyse des données VHF des deux instruments (voir section 2.1.2). La télémétrie VHF est en effet limitée et ne contiendra essentiellement que des courbes de lumière dans quelques bandes larges en énergie et avec un échantillonnage temporel fixés à bord. La figure 4.1 montre la simulation de deux de ces courbes de lumière, telles qu'elles seront reçues suite à la détection d'un sursaut gamma à bord. Elles sont centrées sur le temps de déclenchement, avec un échantillonnage temporel de haute résolution autour de ce temps (pour étudier la variabilité du sursaut et mesurer précisément sa durée), et de moins bonne résolution à mesure qu'on s'en éloigne pour suivre l'évolution temporelle plus lente du bruit de fond.

En pratique, le bruit de fond est estimé en ajustant par un modèle préalablement défini la courbe de lumière dans une plage temporelle dite "OFF" dont la source étudiée est absente. Dans le cas d'un sursaut gamma, la plage OFF est constituée de deux segments, l'un avant le temps de déclenchement à bord (moins une marge de sécurité), l'autre après le moment où le signal de la source retombe dans le bruit de fond. Dans le cas d'une



(a) ECLAIRS



(b) GRD3

FIGURE 4.1 – Courbe de lumière (ou *On Board Light Curve*) d'un sursaut simulé vu par ECLAIRS dans la bande 20-40 keV (a) et par le GRD3 dans la bande 300-700 keV (b), suivant le format des données VHF Source : T. Maiolino (LUPM).

source stable passant au-dessus (en-dessous) de l'horizon terrestre, la plage OFF sera prise avant (après) l'émergence (l'occultation) de la source. Le modèle du fond est une fonction paramétrique décrivant l'évolution temporelle du taux de comptage. Une fois ajusté sur la plage OFF, il est interpolé (pour un sursaut gamma) ou extrapolé (pour une source stable) dans la plage "ON" où la source est présente.

L'approche la plus courante pour cet ajustement est la maximisation d'une fonction de vraisemblance. Pour un modèle donné, cette fonction exprime la probabilité d'obtenir les comptages observés. Le formalisme de cette méthode est présenté en annexe A, qui compare ses performances en régimes poissonien et gaussien. Ce chapitre présente d'abord le modèle temporel simple qui est couramment utilisé dans la communauté sur-sauts gamma. Je décris ensuite deux modèles que j'ai développés durant ma thèse, un modèle géométrique simple puis le modèle physique paramétrique que j'ai construit à partir des simulations GEANT4 réalisées avec le logiciel PIRA (voir section 3.1).

4.2 Ajustement polynomial

4.2.1 Ajustement par un modèle temporel simple

Une fois la statistique d'ajustement définie, il est nécessaire de choisir un modèle de fond. La méthode ad-hoc couramment utilisée dans la communauté est de prédire le fond en utilisant un polynôme de degré n en fonction du temps (Gruber et al. 2014) :

$$r(I, t) = \sum_{m=0}^n p_m(I) \cdot (t - t_0)^m \quad (4.1)$$

où $r(I, t)$ est le taux de comptage au temps t dans le canal ou la bande d'énergie mesurée $E'_{I-1} - E'_I$, et t_0 est un paramètre fixe choisi pour réduire autant que possible les corrélations entre les paramètres p_m et ainsi faciliter la convergence de leur ajustement et de leur calcul d'erreur¹. Afin de limiter le nombre de paramètres, le degré du polynôme est fixé à partir des nombres de coups observés dans une bande spectrale suffisamment large pour disposer d'une grande statistique, l'objectif étant de déterminer avec précision la forme globale des variations temporelles du fond. Ce faisant on suppose que ces variations ne dépendent pas de l'énergie au premier ordre, ce qui sera justifié en sections 4.3 et 4.4 où nous verrons qu'elles sont en effet principalement causées par les variations de position et d'orientation du détecteur par rapport à la Terre. Un polynôme de degré zéro est d'abord ajusté à ces données, puis un polynôme de degré 1. Un test de rapport de vraisemblance

1. Pour ce faire on fixera toujours t_0 à un temps bien contenu dans la plage temporelle ajustée. Dans le cas d'une fonction affine $r(t) = p_0 + p_1(t - t_0)$, ce choix peut être optimisé en fixant t_0 au temps t_{dec} qui annule complètement la corrélation entre les deux paramètres. Un premier ajustement est réalisé pour calculer $t_{\text{dec}} = t_0 - V_{12}/V_{22}$, V_{12} et V_{22} étant les (co-)variances des paramètres p_0 et p_1 . Un second ajustement avec $t'_0 = t_{\text{dec}}$ fournit les paramètres finals, dont la corrélation est alors nulle ($V'_{12} \simeq 0$).

est alors appliqué : si le χ^2 du second ajustement est inférieur au premier de moins de 9 unités, on choisit $n = 0$ pour l'analyse finale. À l'inverse, une diminution de plus de 9 unités signifie que le paramètre p_1 est requis à plus de 3σ (équivalent gaussien), dans ce cas on procède par itérations en considérant un polynôme de degré supérieur et en réalisant le même test à chaque étape jusqu'à observer une amélioration du χ^2 inférieure à 9 (critère d'arrêt).

Cette méthode fonctionne lorsque le fond varie peu sur toute la plage temporelle d'étude. Les panneaux du haut de la figure 4.2 montrent un tel cas avec une simulation d'un sursaut gamma vu par ECLAIRS et le GRD2 pendant 500 s. Le sursaut est détecté à 100 s, et son émission retombe dans le bruit de fond à environ 240 s. Le modèle polynomial est alors ajusté en dehors de cette plage temporelle et interpolé à l'intérieur. L'ajustement est de très bonne qualité comme l'indique le χ^2 réduit, proche de 1.

Néanmoins, lorsque le fond varie de manière conséquente le modèle est rapidement limité. Un tel scénario peut se produire lorsqu'un sursaut gamma brillant est détecté près d'un des bords du champ de vue d'ECLAIRS. Le satellite se réoriente alors afin de placer le sursaut sur l'axe optique des instruments ECLAIRS, MXT et VT, impliquant une forte variation du fond dans ECLAIRS et le GRM. Les panneaux du milieu de la figure 4.2 illustrent ce scénario pour ECLAIRS et le GRD2. Un sursaut gamma est détecté avec un rapport signal sur bruit dépassant 8σ à 85 s et le repointé de la plateforme débute 20 s après le dépassement de ce seuil. Dans le cas réel, la requête sera soumise 15 s après le dépassement du seuil afin d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit pour améliorer la localisation. Le repointé démarre quelques secondes après réception de la requête, et dure entre 100 s et 300 s (suivant la position angulaire initiale de la source et les contraintes de manoeuvre)

Comme précédemment, le modèle est ajusté avant et après l'apparition du sursaut puis il est extrapolé pendant l'intervalle temporel où le sursaut est présent, soit environ 100 secondes. Les résultats montrent que l'estimation du fond est totalement erronée, bien que le polynôme ajusté soit de degré 3 et 4. Il apparaît donc que ce modèle temporel simple n'est pas capable de prédire les variations du fond pendant un repointé.

Enfin, pour les besoins de l'inter-étalonnage entre ECLAIRS et le GRM, des sources connues devront être analysées juste avant leur occultation par la Terre, ou juste après leur émergence au-dessus de l'horizon terrestre (voir section 5.2). Pour cela, le modèle de fond est ajusté avant l'apparition de la source, et extrapolé lorsque la source est présente dans le cas d'une émergence par exemple (ou le contraire pour une occultation). Les panneaux du bas de la figure 4.2 montrent les résultats de l'ajustement et l'extrapolation du modèle polynomial sur une simulation d'une émergence de la nébuleuse du Crabe, vu par ECLAIRS et le GRD2. Le modèle retenu est un polynôme de degré 1 et son ajustement est de très bonne qualité (χ^2 réduit proche de 1) sur la plage temporelle utilisée. Cependant, le modèle peine à reproduire les données en dehors de cette plage, en particulier lorsqu'il

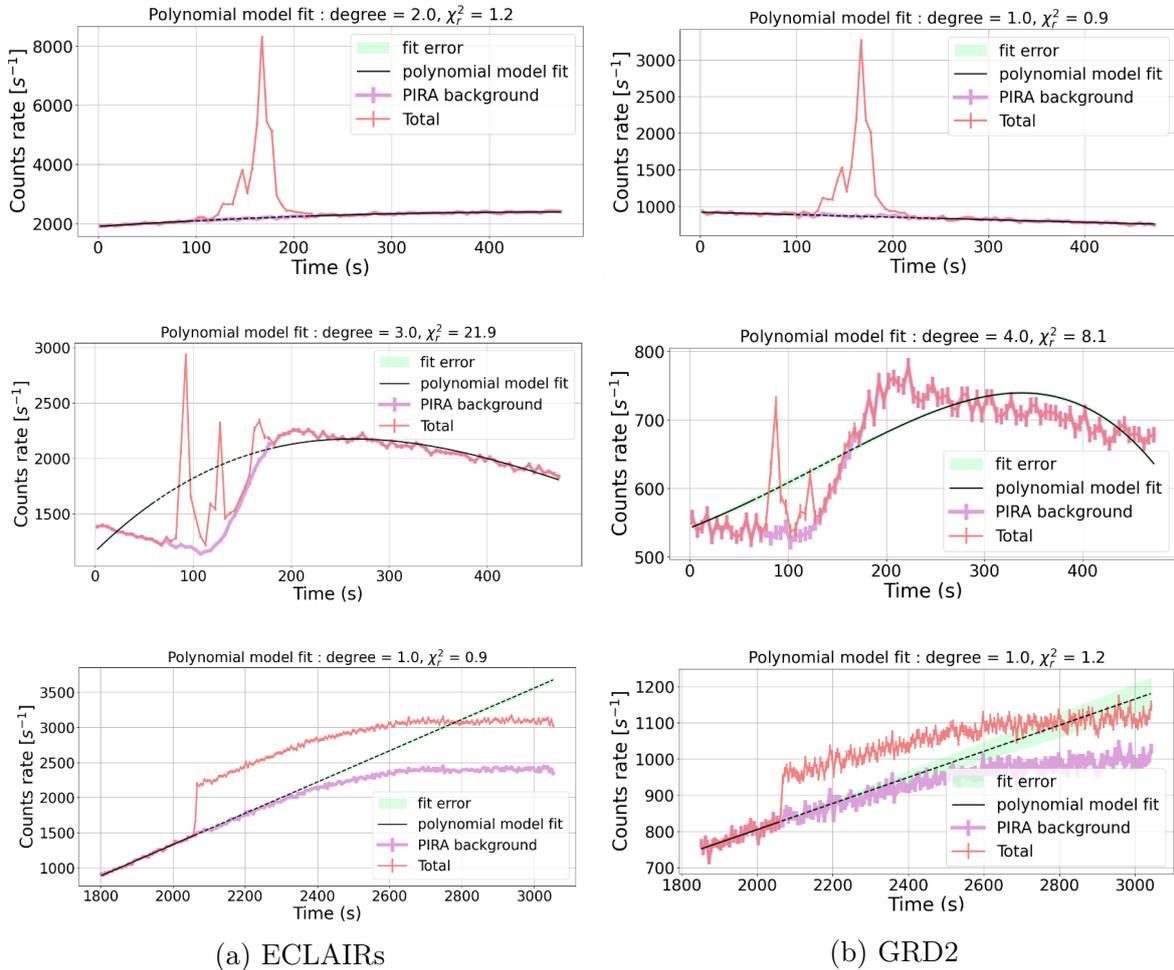


FIGURE 4.2 – Ajustement d’un modèle temporel simple (équation 4.1) aux données de trois simulations avec du fond et une source, pour ECLAIRs (a) et le GRD2 (b). Les panneaux du haut correspondent à la simulation d’un sursaut gamma avec un fond peu variable. Les panneaux de la ligne du milieu représentent le scénario où le sursaut est détecté au bord du champ de vue d’ECLAIRs, impliquant un changement de pointé à partir de 105 s qui replace le sursaut dans l’axe du satellite. Les panneaux du bas sont le résultat de la simulation d’une source stable (la nébuleuse du Crabe) pendant une demi orbite environ. Les taux de comptage simulés sont représentés en rouge, et ceux correspondant au fond seulement en rose. Le modèle est ajusté avant et après l’apparition du sursaut (trait noir plein) pour les figures du haut et milieu. Durant l’intervalle temporel où le sursaut est présent, le modèle est interpolé (trait noir en pointillés). Pour les figures du bas, il est ajusté avant l’apparition de la nébuleuse du Crabe et durant ~ 200 s, et extrapolé jusqu’à la fin de la simulation.

est extrapolé sur une longue durée, malgré l'augmentation associée de son erreur (bande verte sur la figure). Il apparaît donc que le modèle temporel simple n'est pas capable de prédire les variations du fond avant / après une occultation / émergence.

4.2.2 Ajustement par un modèle géométrique simple

La section 3.1.3 et la figure 3.8 suggèrent que la variation du taux de comptage du fond dépend de la position angulaire θ_E de la Terre dans le champ de vue du détecteur considéré. Plutôt qu'un modèle dépendant du temps, nous considérons donc ici le modèle géométrique simple suivant :

$$r(I, \cos \theta_E) = \sum_{m=0}^n p_m(I) \cdot (\cos \theta_E(t))^m \quad (4.2)$$

où $r(I, t)$ est le taux de comptage au temps t dans le canal ou la bande d'énergie mesurée I , et p_m les paramètres à ajuster. Le degré du polynôme est déterminé itérativement de la même manière qu'en section 4.2.1, à l'aide d'un test d'hypothèse comparant les χ^2 d'ajustements polynomiaux successifs.

Un tel modèle n'a jamais été utilisé auparavant. Il reproduit les taux de comptage du fond aussi bien que le modèle temporel simple lorsque le fond varie peu. En outre, il surpasse nettement le modèle temporel simple lorsque le fond varie rapidement, en particulier lors d'un repointé de la plateforme. Les figures 4.3 (ECLAIRS) et 4.4 (GRD2) illustrent cela, dans le cas d'un sursaut gamma très intense et moyennement intense.

Le fond estimé est proche du fond simulé mais avec des résidus parfois très importants (plus de 3σ). Ces différences peuvent avoir un effet sur les futures analyses de sursauts gamma selon leur intensité. Pour le sursaut très intense, l'écart entre le fond prédit par le modèle et le fond simulé représente seulement $0.7 \pm 0.2\%$ du signal du sursaut pour ECLAIRS et $2.0 \pm 0.3\%$ pour le GRD2. Cet écart ne sera probablement pas visible lors de l'analyse spectrale du sursaut. À l'inverse pour le sursaut moyennement intense, l'écart représente $7.0 \pm 2.0\%$ du signal du sursaut pour ECLAIRS et $14.0 \pm 0.4\%$ pour le GRD2, ce qui pourra biaiser l'analyse spectrale.

Dans les deux scénarios précédents, les sursauts gamma durent 227 s et leur émission est détectée durant toute la phase de repointé du satellite (qui dure environ 100 s). Le fond est donc ajusté sur une plage temporelle où il varie peu, et interpolé sur une plage temporelle où il varie beaucoup. En réalité ce ne sera pas le cas pour tous les sursauts, quand ils seront moins longs et/ou quand la durée du repointé sera plus longue. Il est donc pertinent d'étudier le comportement de l'ajustement avec un sursaut qui a une durée inférieure à celle du repointé. Les panneaux du haut de la figure 4.5 montrent la simulation du fond dans ECLAIRS et le GRD2 pendant un repointé du satellite, et son ajustement dans les plages temporelles $0 < t < 85$ s et $150 < t < 500$ s. Le modèle

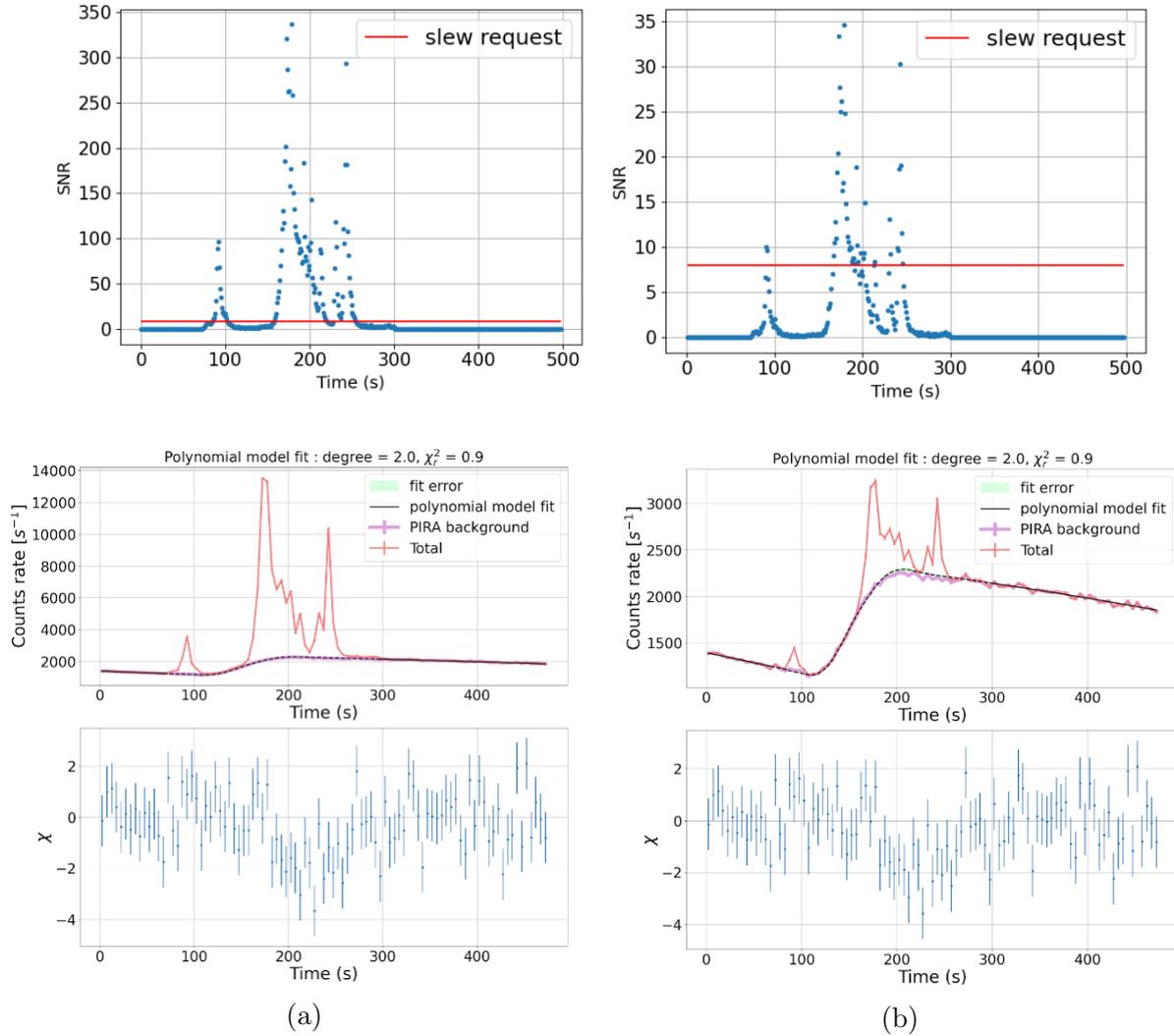


FIGURE 4.3 – Ajustement d’un modèle polynômial géométrique (équation 4.2) aux données d’une simulation d’un sursaut gamma avec du fond durant un repointé de la plateforme, vu par ECLAIRS entre 4 keV et 150 MeV. Les figures (a) montrent un sursaut très brillant avec un signal sur bruit total égal à 617. Les figures (b) représentent un sursaut moyennement brillant avec un signal sur bruit total égal à 62. Les panneaux du haut montrent l’évolution du signal sur bruit des sursauts et le seuil de requête de repointé (rouge). Les panneaux du milieu illustrent la courbe de lumière des données (rouge), le modèle ajusté avant et après le sursaut (courbe pleine noire), et interpolé sous le sursaut (pointillés noirs). Enfin, les derniers panneaux montrent les résidus de l’ajustement et de l’interpolation du modèle par rapport aux données de fond simulées.

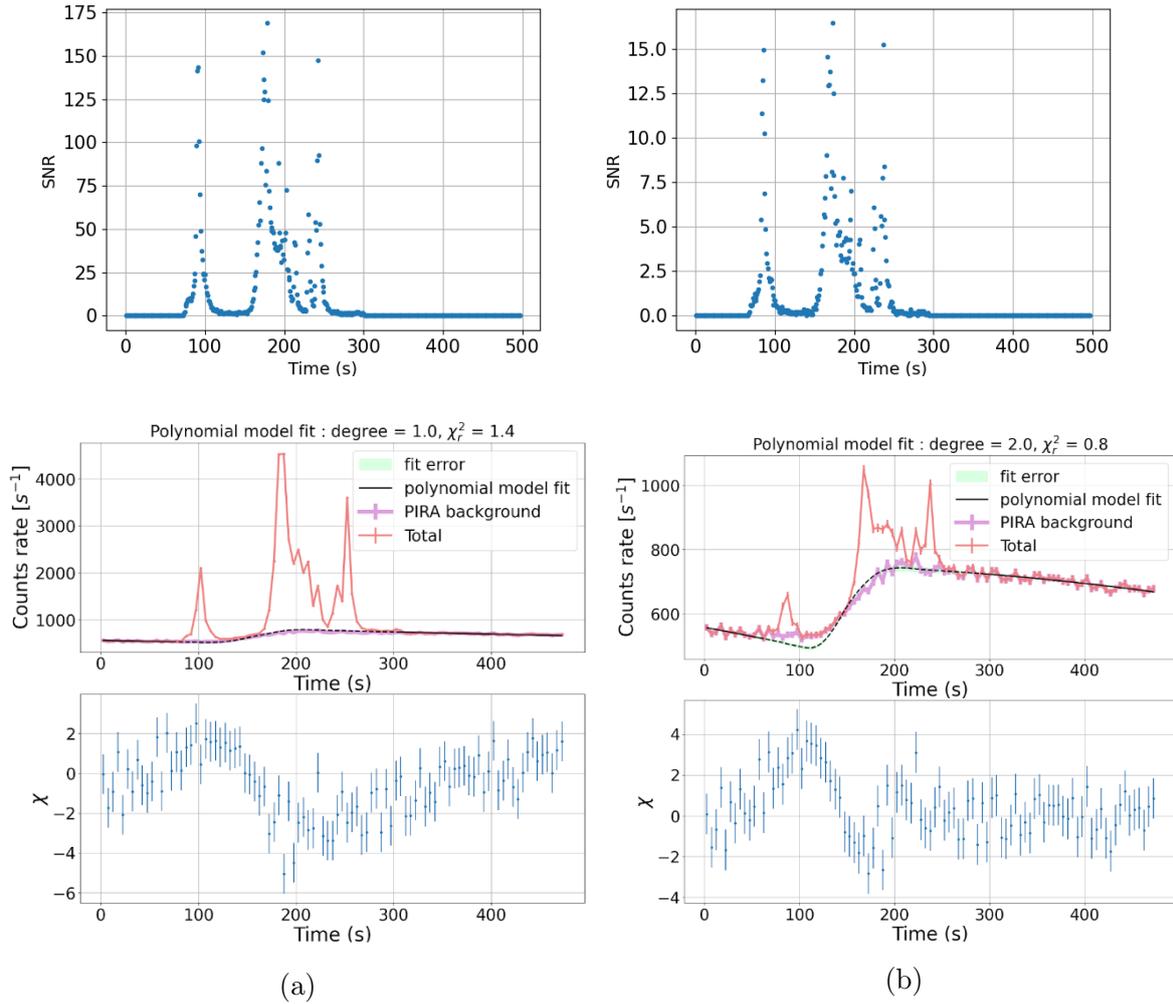


FIGURE 4.4 – Ajustement d’un modèle polynôme géométrique (équation 4.2) aux données d’une simulation d’un sursaut gamma avec du fond durant un repointé de la plateforme, vu par le GRD2 entre 15 keV et 5 MeV. Les figures (a) montrent un sursaut très brillant avec un signal sur bruit total égal à 357 et les figures (b) un sursaut moyennement brillant avec un signal sur bruit total égal à 34. Voir la figure 4.3 pour le détail des panneaux.

est interpolé entre ces deux intervalles. Les résidus indiquent que les écarts entre le fond prédit par le modèle et le fond simulé sont moins importants que dans le cas où le sursaut gamma dure plus longtemps que le repointé. Le modèle est en effet mieux contraint par les variations du fond lors de l’ajustement ce qui améliore les résultats.

Le modèle est par ailleurs limité lorsqu’il est extrapolé sur une longue durée. Ce scénario est illustré sur les panneaux du bas de la figure 4.5, montrant l’ajustement juste avant l’émergence de la nébuleuse du Crabe. Comme pour le modèle temporel simple, l’ajustement donne une bonne estimation du fond avant l’apparition de la nébuleuse, et une estimation totalement erronée lors de l’extrapolation. En effet, même si le modèle dépend de la configuration de la Terre par rapport au détecteur, le polynôme ne décrit pas

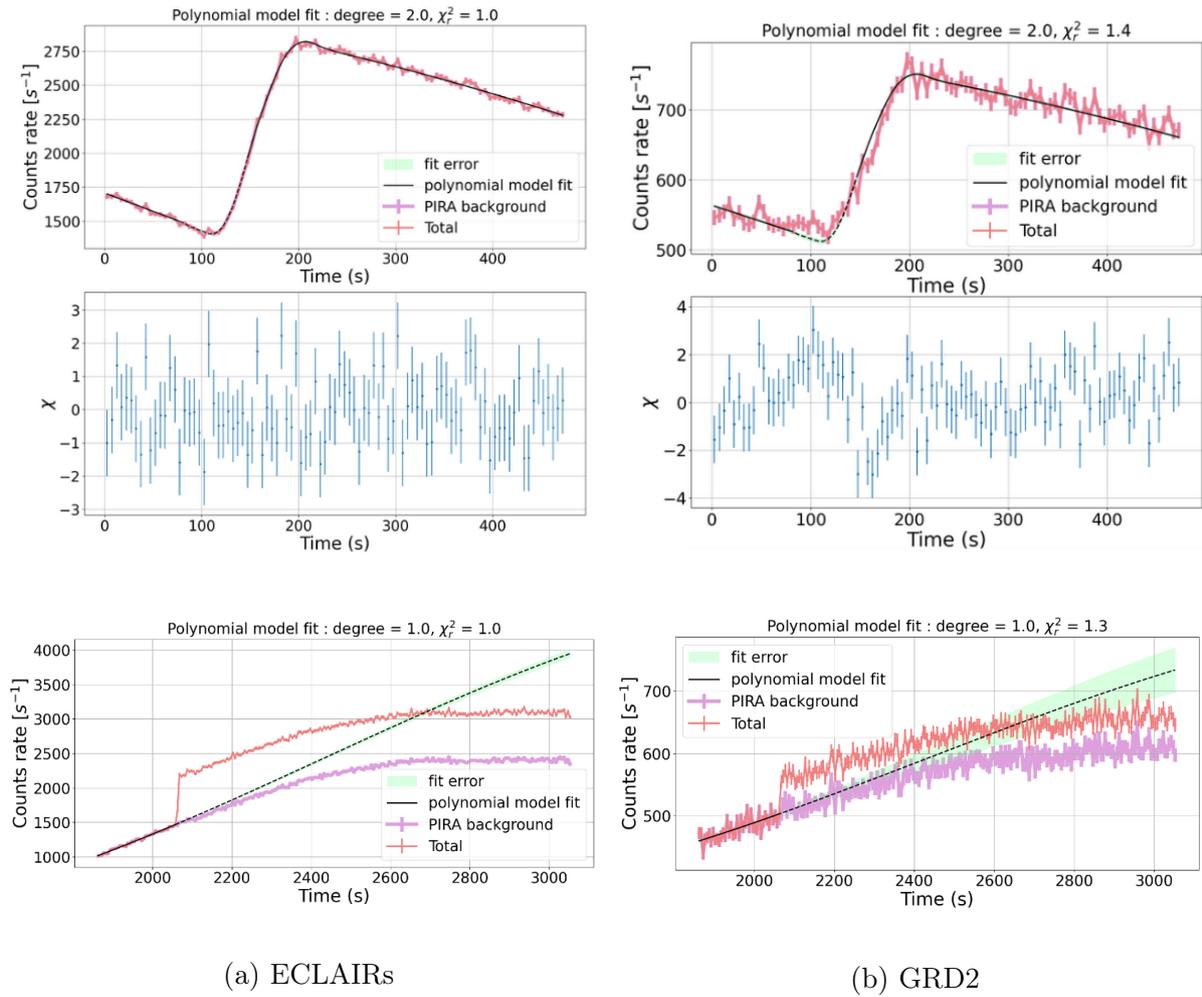


FIGURE 4.5 – Ajustement d’un modèle polynômial géométrique (équation 4.2) sur des données simulées d’ECLAIRS (a) entre 4 et 150 keV et du GRD2 (b) entre 15 et 5000 keV. Les figures du haut sont une simulation du fond uniquement pendant un repointé. Le modèle a été ajusté entre 0 s et 85 s et entre 150 s et la fin de simulation (courbe noire pleine), et interpolé entre les deux (pointillés noirs). Les figures du bas correspondent au scénario d’émersion de la nébuleuse du Crabe. Le modèle a été ajusté pendant les 200 premières secondes (courbe noire pleine) de la simulation et extrapolé lorsque la nébuleuse apparaît (pointillés noirs).

directement les variations physiques du fond. De plus, le modèle ne prend pas en compte l’ouverture angulaire des détecteurs. Si le champ de vue d’ECLAIRS est bien délimité par le masque et le blindage latéral (section 2.2.1), celui du GRM est moins bien défini. Enfin, la position des GRDs sur la plateforme et leur environnement ont une influence sur la détection qui n’est pas prise en compte par le modèle (voir la section 3.2.1.2). En conséquence, j’ai développé un modèle physique paramétrique plus complet qui prend en compte ces différents effets, comme présenté dans les deux sections qui suivent.

4.3 Construction d'un modèle physique paramétrique

À l'heure actuelle, très peu de modèles réalistes existent dans la littérature scientifique pour décrire les variations temporelles du bruit de fond détecté en orbite par des instruments non imageurs comme le GRM de SVOM. Dans le cas de plateformes dotées d'une capacité de repointé en réponse à des sources transitoires, ce problème devient critique comme nous l'avons vu en sections 4.2.1 et 4.2.2 dans le cas des sursauts gamma. Un premier modèle n'a été développé que très récemment par Biltzinger et al. 2020 pour le Fermi/GBM, qui prend en compte toutes les composantes du fond : Cosmic Gamma-Ray Background (CGB, qui correspond au CXB étendu au domaine gamma), albédo terrestre, rayons cosmiques, activation en sortie de SAA, sources ponctuelles, rayonnement gamma du Soleil. La mise en oeuvre du modèle consiste à convoluer le spectre de chacune de ces composantes avec les réponses des détecteurs du GBM interpolées dans le temps, et à en ajuster certains paramètres. Le nombre de paramètres libres par détecteur peut atteindre plusieurs dizaines pour l'ajustement d'une journée de données du fait des nombreuses composantes d'activation en sortie de SAA. La figure 4.6 montre le résultat d'un tel ajustement sur une journée, avec des résidus raisonnables et encourageants. Il ne fait aucun doute qu'un tel modèle serait très performant sur de bien plus courtes durées comme les quelques centaines de secondes nécessaires à l'analyse d'un sursaut gamma.

Le modèle physique paramétrique du bruit de fond que j'ai développé pour ECLAIRS et surtout le GRM de SVOM s'inspire du travail de Biltzinger et al. 2020. Il s'en distingue principalement par l'utilisation directe de simulations GEANT4 au travers de PIRA et par la paramétrisation des variations des composantes du fond suivant une approche géométrique simple. En effet, dans sa version la plus simple, le modèle que j'ai développé possède seulement deux paramètres libres pour décrire les trois composantes principales du fond (CXB, albédo et réflexion), car il relie directement les modulations du taux de comptage aux changements de position et de pointé de l'instrument en orbite par rapport à la Terre. En pratique, j'ai d'abord calculé la fraction du champ de vue f_E occupée par la Terre pour chaque détecteur. Dans le cas d'ECLAIRS, cette fraction se calcule aisément avec les bibliothèques logicielles développées par l'APC/CEA pour le pipeline ECLAIRS. Le champ de vue d'ECLAIRS est discrétisé selon les pixels de ciel (i, j) définis par l'équation 3.10, et les bibliothèques permettent de calculer si chacun des pixels est occulté ou non par la Terre. La fraction f_E peut alors s'exprimer comme le rapport entre l'angle solide que représentent les pixels occultés et l'angle solide total de l'instrument :

$$f_E = \frac{\sum_k (\omega_k \times o_k)}{\sum_k \omega_k} \quad (4.3)$$

où k est le pixel (i, j) , ω_k son angle solide, et $o_k = 1$ ou 0 s'il est occulté ou non. Pour le GRM, j'ai effectué les mêmes calculs en découpant le champ de vue des détecteurs en

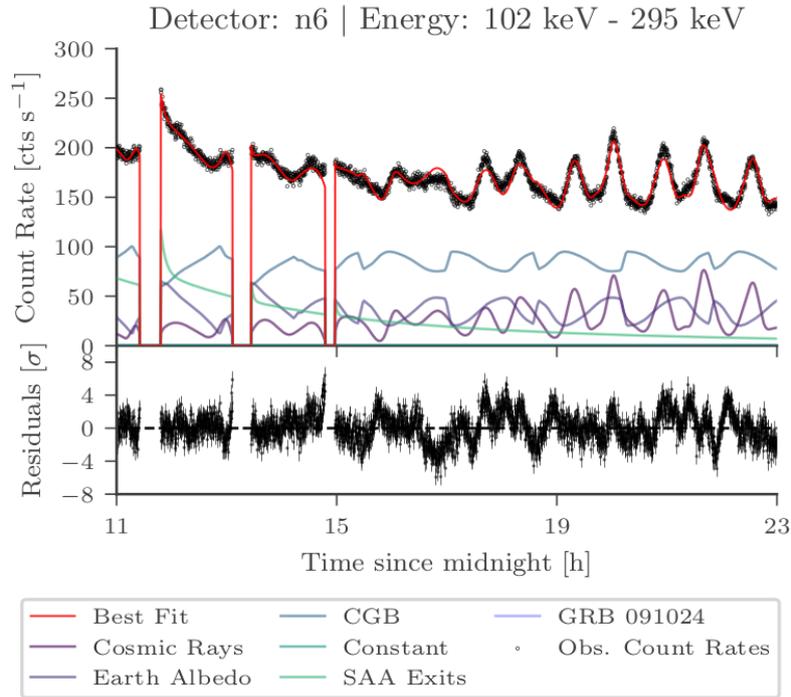


FIGURE 4.6 – Ajustement du fond aux données du détecteur n6 du Fermi/GBM pendant une journée. Le modèle physique utilise cinq composantes du fond, et fixe le taux de comptage à zéro durant le passage dans la SAA. Source : Biltzinger et al. 2020

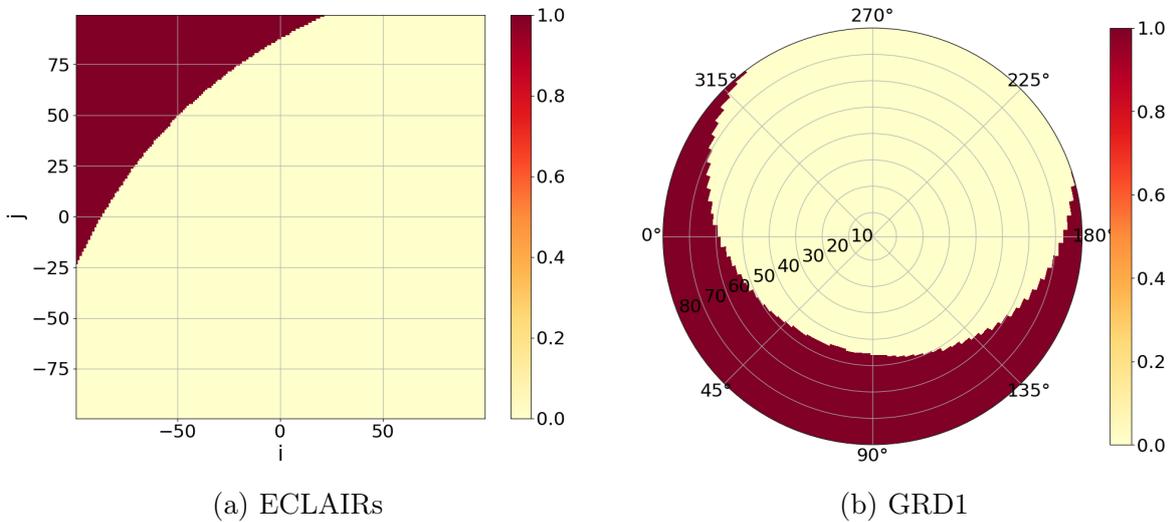


FIGURE 4.7 – Fraction de champ de vue libre de Terre d’ECLAIRS (a) en fonction des pixels i, j du ciel et du GRD1 (b) selon les coordonnées sphériques θ (rayon) et ϕ (azimuth) à un instant donné.

une grille $(\cos(\theta_{i,j}), \phi_{i,j})$. Ainsi, la figure 4.7 montre la fraction de champ de vue libre de Terre d’ECLAIRS et du GRD1, soit $1 - f_E$, à un instant donné. La courbe en trait tireté rouge de la figure 3.8c montre l’évolution de cette fraction pour ECLAIRS durant une simulation d’une orbite. Lorsque $f_E=0$, la Terre n’apparaît pas dans le champ de vue de l’instrument. À l’inverse, elle couvre totalement le champ de vue pour $f_E = 1$.

En conséquence, les variations des taux de comptage de l'albédo et de la réflexion sont fortement corrélées à celles de f_E , tandis que le taux de comptage du CXB est fortement corrélé à $1 - f_E$, comme le montrent les figures 3.8a et 3.8b. Cette corrélation à l'esprit, j'ai modélisé le taux de comptage attendu en provenance du CXB en l'exprimant comme la somme sur les pixels du champ de vue :

$$r_C = \sum_k r_k \quad (4.4)$$

où r_k est le nombre de coups par seconde dans le pixel $k = (i, j)$ pour ECLAIRS, $k = (\theta_{i,j}, \phi_{i,j})$ pour les GRDs. En négligeant l'effet de redistribution en énergie (voir section 3.2.1.4), et en supposant que les variations de l'efficacité de détection avec la position angulaire dans le champ de vue ne dépendent pas de l'énergie, le taux r_k pour un pixel non occulté par la Terre peut alors s'exprimer comme :

$$r_k = \Phi_k \times \omega_k \times IRF_k \quad (4.5)$$

où :

- $\Phi_k = \int \frac{dN_{CXB}}{dN} \times ARF(E, 0, 0) \times dE$ est le nombre de coups par stéradian et par seconde pour un pixel sur axe ;
- $\frac{dN_{CXB}}{dN}$ est le spectre différentiel en photons du CXB en unités de $\text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}.\text{keV}^{-1}$ (voir section 3.1.1) ;
- $ARF(E, 0, 0)$ est la surface efficace de détection sur axe en cm^2 (voir section 3.2.1.1) ;
- IRF_k est le rapport, supposé ici indépendant de l'énergie, entre la surface efficace de détection à la position angulaire du pixel k et celle sur axe (voir section 3.2.1.2) :

$$IRF_k = \frac{ARF(E, \theta_k, \phi_k)}{ARF(E, 0, 0)} \quad (4.6)$$

Le CXB étant une émission diffuse isotrope, $\Phi_k = \Phi$ ne dépend pas du pixel k et le taux de comptage s'obtient en sommant sur les pixels non occultés par la Terre :

$$r_C = \Phi \times \sum_k (\omega_k \times (1 - o_k) \times IRF_k) \quad (4.7)$$

Cette expression est semblable à celle de la fraction de champ de vue $1 - f_E$ libre de Terre définie plus haut, à un terme d'efficacité près qui tient compte de la dépendance de la surface efficace de détection avec l'incidence des photons. Par extension, j'ai donc défini une fraction de champ de vue équivalente pour chaque composante diffuse du fond, dans laquelle elle est visible :

— pour le CXB : $r_C \propto f_C$, avec :

$$f_C = \frac{\sum_k \omega_k \times (1 - o_k) \times IRF_k}{\sum_k \omega_k} \quad (4.8)$$

— pour la réflexion : $r_R \propto f_R$, avec :

$$f_R = \frac{\sum_k \omega_k \times o_k \times IRF_k}{\sum_k \omega_k} \quad (4.9)$$

— pour l'albédo : $r_A \propto f_A$, avec :

$$f_A = \frac{\sum_k \omega_k \times o_k \times IRF_k \times \frac{D_k}{D_0}}{\sum_k \omega_k} \quad (4.10)$$

L'albédo n'étant pas une émission isotrope, la dépendance de son spectre avec la position du pixel k a été prise en compte dans l'équation 4.10 par une seconde pondération au travers du facteur D_k donné par l'équation 3.5 en section 3.1.1, et D_0 qui est la moyenne des D_k .

Dans le cas d'ECLAIRS, l'IRF utilisée est celle calculée avec GEANT4 et présentée en section 3.2.1.2. Pour les GRDs, l'IRF est approximée par une fonction cosinoïdale comme décrit dans la même section, choisie à l'énergie $E = 100$ keV et $w(100 \text{ keV}) = 0.95$. Cette approximation aura peu d'effet sur la qualité de l'ajustement des composantes de fond dont la normalisation globale restera libre. La figure 4.8 représente le taux de comptage du CXB pour ECLAIRS et pour les GRDs en fonction de la fraction f_C . Les données ont été obtenues avec une simulation du fond pendant une longue période temporelle (1 orbite pour ECLAIRS et 2 orbites pour le GRM) où la variation du fond est conséquente, c'est à dire lorsque la Terre entre ou sort du champ de vue des détecteurs. En outre, une simulation plus longue a été réalisée avec les GRDs pour atteindre une statistique en coups suffisante pour l'analyse spectrale dans des canaux fins à haute énergie (> 200 keV).

Les figures 4.8, 4.9, 4.10 montrent que l'évolution des coups détectés en fonction de la fraction f_X ($X = C, R, A$) s'approche d'un profil linéaire, particulièrement pour ECLAIRS ce qui valide le modèle proposé. On construit alors le modèle géométrique simple par l'ajustement de cette relation par la fonction affine suivante :

$$r_X(I) = p_{X,0}(I) + p_{X,1}(I) \times (f_X - f_{X,0}) \quad (4.11)$$

où $r_X(I)$ est le taux de comptage de la composante X dans le canal ou la bande d'éner-

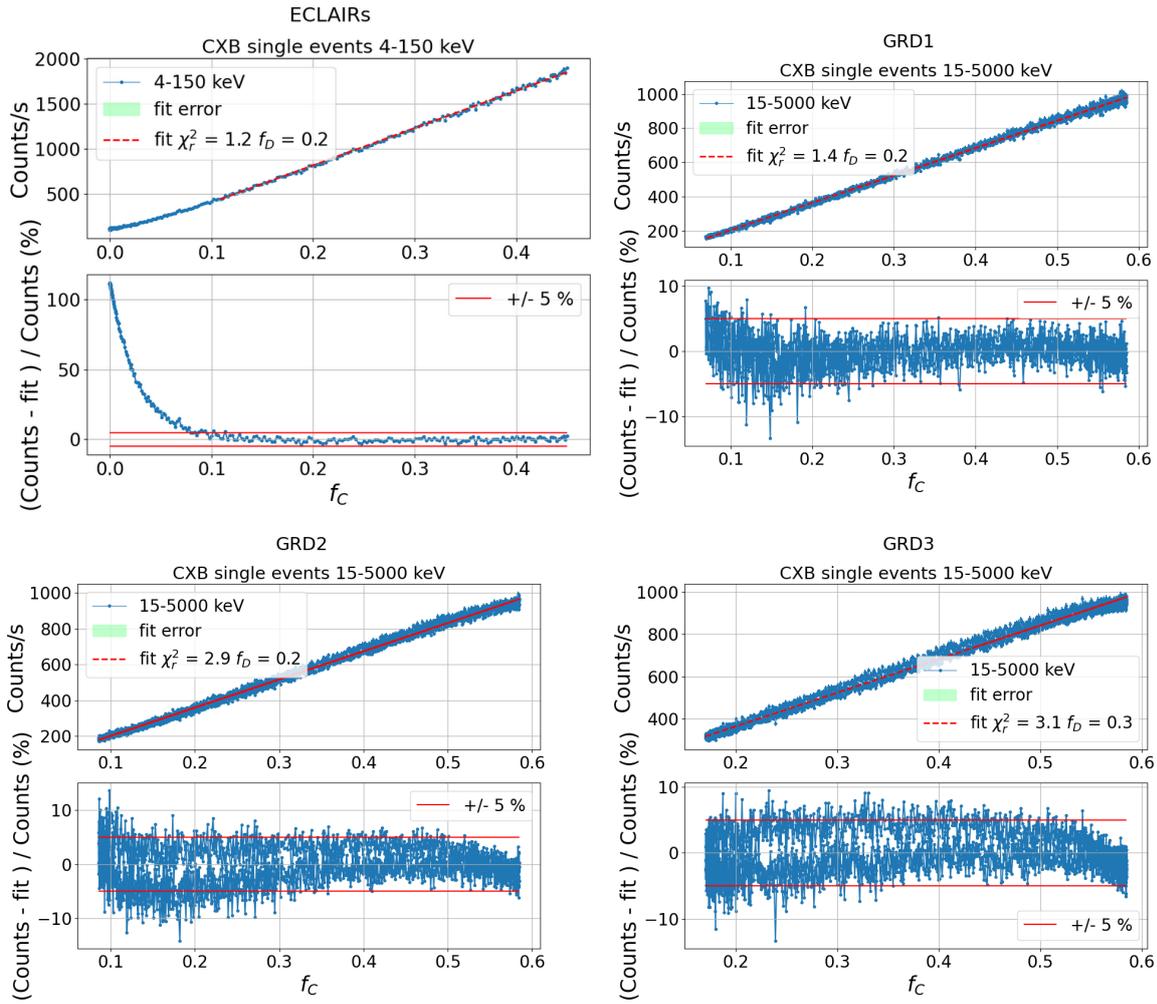


FIGURE 4.8 – Ajustement des données du CXB simulées avec PIRA pour ECLAIRS (en haut à gauche) entre 4 et 150 keV, et le GRD1 (en haut droite), le GRD2 (en bas à gauche) et le GRD3 (en bas à droite) entre 5 et 5000 keV. Le premier panneau représente le taux de comptage en fonction de la fraction f_C , et le modèle ajusté (courbe rouge) à partir de $f_C > 0.1$. Le second panneau montre l'écart relatif en pourcentages entre les données et le modèle. L'écart a été calculée pour toute les valeurs de f_C . Les lignes horizontales rouges délimitent les valeurs à $\pm 5\%$.

gie mesurée I , et $f_{X,0}$ est un paramètre fixe choisi pour réduire autant que possible les corrélations entre les paramètres $p_{X,0}(I)$ et $p_{X,1}(I)$ et ainsi faciliter la convergence de leur ajustement et de leur calcul d'erreur. Le résultat est illustré en rouge sur les panneaux du haut de les figures 4.8, 4.9, 4.10. Pour le CXB, l'ajustement est réalisé à partir de $f_C > 0.1$ pour ECLAIRS afin d'éviter les photons très énergétiques qui proviennent de l'arrière (voir section 3.1.3). L'écart relatif entre les coups simulés et ajustés est représenté sur les panneaux du bas pour toutes les valeurs de f_C . Il est distribué autour de zéro et ne dépasse pas 5 % sur l'intervalle ajusté. Notons qu'à des valeurs de $f_C < 0.1$, l'écart augmente considérablement pour ECLAIRS. Cela signifie qu'un nombre important de photons proviennent de l'arrière, ce qui pourrait biaiser le modèle s'ils étaient pris en compte. Cet effet peut également être observé pour l'albédo et la réflexion avec des conséquences

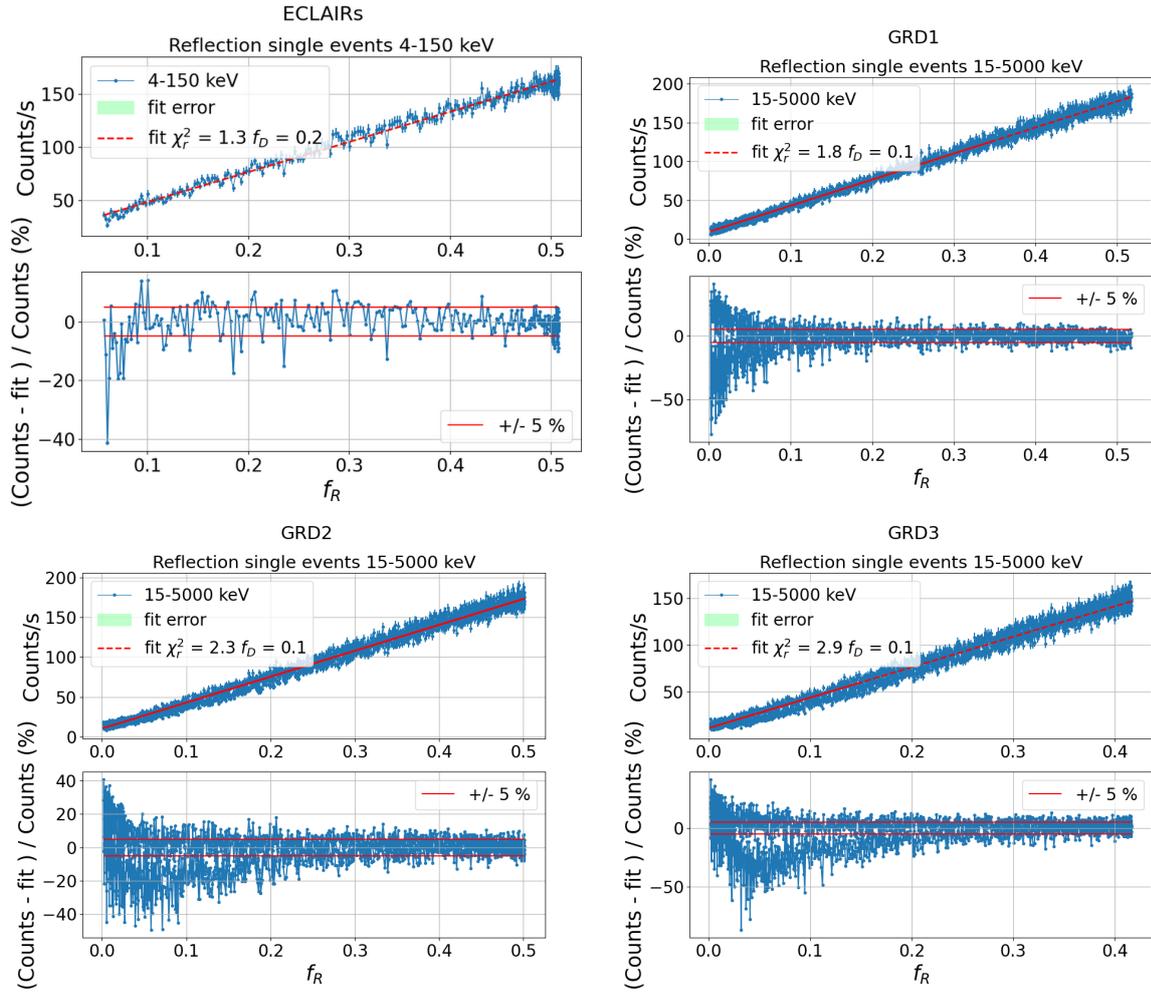


FIGURE 4.9 – Ajustement des données de la réflexion simulées avec PIRA pour ECLAIRS (en haut à gauche) entre 4 et 150 keV, et le GRD1 (en haut droite), le GRD2 (en bas à gauche) et le GRD3 (en bas à droite) entre 5 et 5000 keV. Le premier panneau représente le taux de comptage en fonction de la fraction f_R , et le modèle ajusté (courbe rouge). Le second panneau montre l'écart relatif en pourcentages entre les données et le modèle. L'écart a été calculé pour toutes les valeurs de f_A . Les lignes horizontales rouges délimitent les valeurs à $\pm 5\%$.

moindres car ces composantes sont moins intenses que le CXB. En particulier, lorsque le satellite est dirigé dans la direction opposée à celle de la Terre, le nombre de photons de la réflexion et de l'albédo est négligeable par rapport au nombre de photons du CXB. Par exemple, la simulation d'ECLAIRS avec PIRA (4-150 keV) (figure 3.8) montre que le taux du CXB est d'environ 2000 coups/s à 4000 secondes tandis que le taux des deux composantes est inférieur à 80 coups/s. Il faudra cependant faire attention aux analyses à haute énergie où l'albédo est plus intense ; considérant le même exemple à environ 4000 secondes mais entre 80 et 150 keV cette fois, le taux de comptage du CXB est de ~ 64 coups/s contre ~ 32 coups/s pour l'albédo.

Pour ECLAIRS, les résultats des ajustements prédisent les taux attendus avec un écart relatif compris généralement entre -5 et +5% pour les trois composantes. Pour le

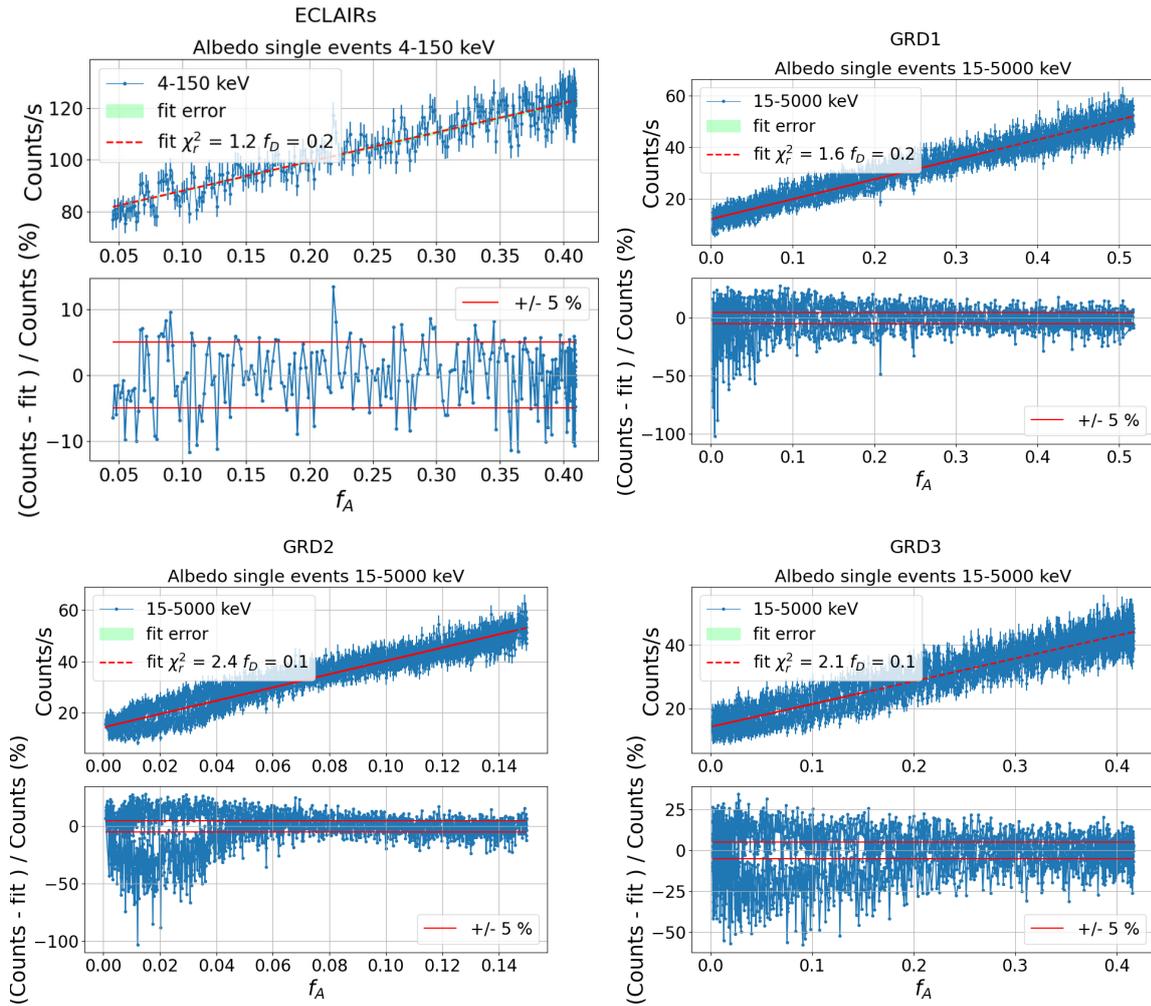


FIGURE 4.10 – Ajustement des données de l’albédo simulées avec PIRA pour ECLAIRS (en haut à gauche) et le GRD1 (en haut droite), le GRD2 (en bas à gauche) et le GRD3 (en bas à droite) entre 5 et 5000 keV. Le premier panneau représente le taux de comptage en fonction de la fraction f_A , et le modèle ajusté (courbe rouge). Le second panneau montre l’écart relatif en pourcentages entre les données et le modèle. L’écart a été calculé pour toutes les valeurs de f_A . Les lignes horizontales rouges délimitent les valeurs à $\pm 5\%$.

GRD1, cet écart est plus grand bien que distribué autour de zéro. Ce n’est pas le cas pour les GRD2 et GRD3 où l’écart relatif montre que les données ne sont pas exactement proportionnelles à la fraction f_C . Cet effet est causé par la présence d’autres instruments qui bloquent la détection de photons dans certaines directions, en particulier à des angles d’incidence plus grand que 60° . La figure 3.13 a montré que l’environnement des détecteurs a plus d’influence dans la détection pour les GRD2 et GRD3. Idéalement, il faudrait implémenter les IRF des GRDs à chaque énergie et dans chaque direction dans le calcul de f_C . De tels écarts sont par ailleurs observés sur les figures 4.9 et 4.10. Nous verrons cependant que ces écarts peuvent être raisonnablement absorbés dans l’ajustement de la normalisation globale du modèle et qu’ils auront peu d’incidence sur l’analyse des sources

comme les sursauts gamma.

4.4 Ajustement par le modèle physique paramétrique

Cette étude a été réalisée pour tous les détecteurs. Elle permet de construire un modèle qui prédit le nombre de coups attendus du fond pour chaque composante en fonction de la fraction de champ de vue dans laquelle elles sont détectées. Ce modèle peut ainsi être utilisé pour ajuster le fond lors de l'observation d'une source, similairement à ce qui est fait en section 4.2 avec le modèle polynomial :

$$r[I, f_C(t), f_R(t), f_A(t)] = (1 + c_0) \times r_C[I, f_C(t)] + (1 + e_0) \times \{r_R[I, f_R(t)] + r_A[I, f_A(t)]\} \quad (4.12)$$

où $r(I, t)$ est le taux de comptage total au temps t dans le canal ou la bande d'énergie I , avec c_0 et e_0 les paramètres du modèle. Les contributions des trois composantes de fond sont calculées à partir des relations construites préalablement (équation 4.11 en section 4.3) :

$$r_X[I, f_X(t)] = p_{X,0}(I) + p_{X,1}(I) \times [f_X(t) - f_{X,0}] \quad (4.13)$$

avec $X = C, R, A$. Les paramètres $p_{X,0}$ et $p_{X,1}$ de chaque composante sont fixés au préalable lors de la création du modèle dans le canal ou la bande d'énergie I . En outre, les normalisations des contributions de la réflexion et de l'albédo sont ajustées simultanément (au travers du paramètre commun e_0) car leurs taux sont très corrélés comme le montre la figure 3.8. Le modèle a été appliqué au cas d'un repointé provoqué par les deux sursauts présentés en section 4.2.2, et les résultats sont reportés sur la figure 4.11. Dans les deux scénarios, l'estimation du fond est très bonne comme l'indiquent les χ^2 réduits, tous proches de 1. Les paramètres c_0 et e_0 sont très bien contraints et proches de 0, ce qui valide entièrement le modèle proposé. Par ailleurs, l'écart entre les fonds simulé et ajusté ne dépasse pas 3%. Cet écart représente seulement 0.2 ± 0.2 % du signal du sursaut gamma très intense pour ECLAIRS et 0.1 ± 0.3 % pour le GRD2, 2.0 ± 2.0 % du sursaut moyennement intense pour ECLAIRS et 2.2 ± 3.0 % pour le GRD2, ce qui est nettement meilleur qu'avec le modèle géométrique simple utilisé en section 4.2.2. Le modèle physique paramétrique est donc très performant pour l'ajustement du fond lors de l'observation d'un sursaut gamma avec repointé. Néanmoins, dans un scénario sans repointé où le fond varie peu, l'ajustement peine à converger car les fractions de champ de vue f_X varient peu également. Dans ce cas, un modèle temporel simple devrait suffire comme montré en section 4.2.1.

L'extrapolation du modèle sur une longue durée montre également de très bons résultats. La figure 4.12 illustre une simulation du fond avec la nébuleuse du Crabe durant

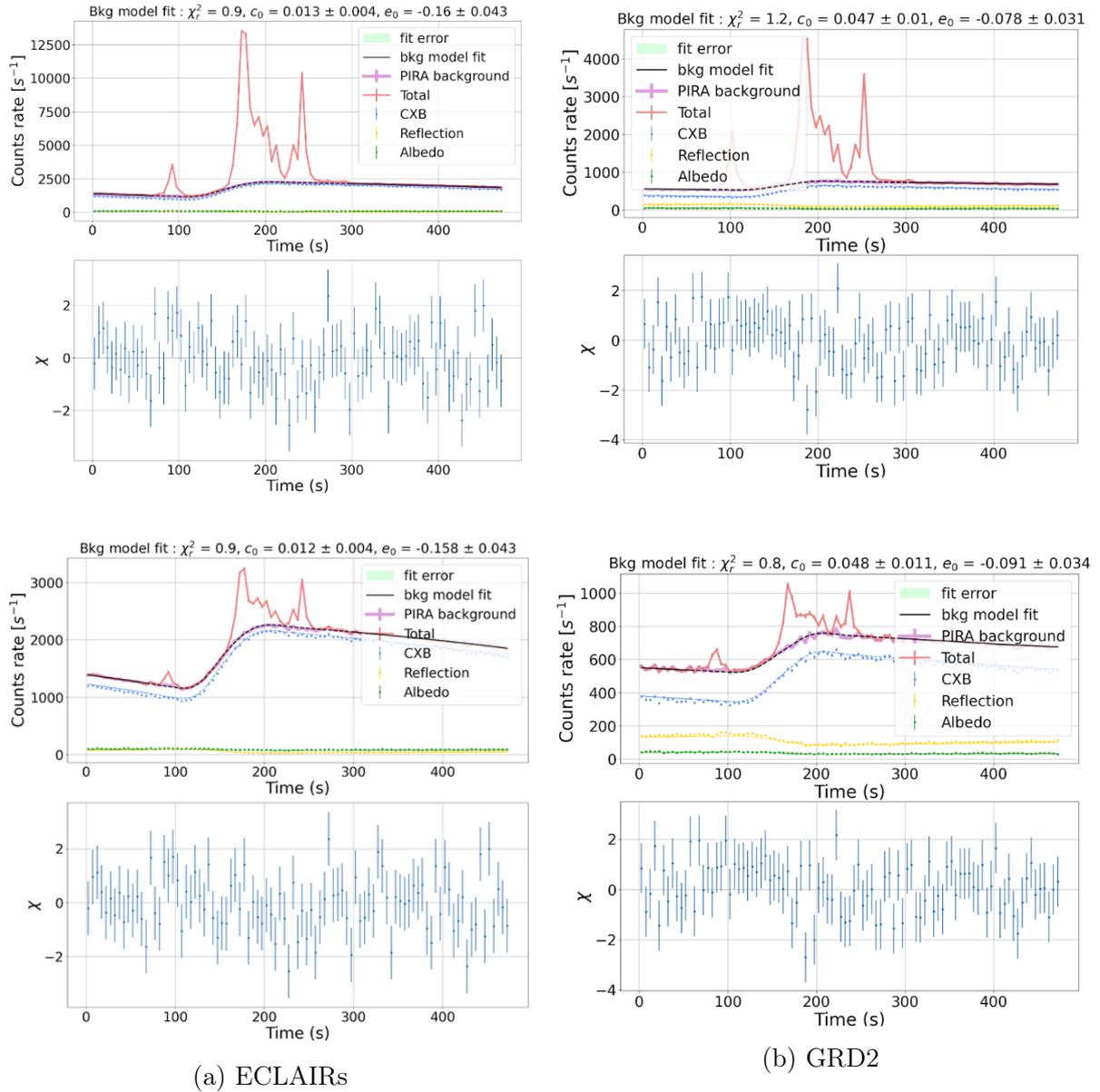


FIGURE 4.11 – Ajustement du modèle de fond (équation 4.12) aux données de deux simulations d'un sursaut gamma avec du fond, vu par ECLAIRs (a) entre 4 et 150 keV et le GRD2 (b) entre 15 et 5000 keV. Le sursaut est détecté à 85 s et la plateforme réalise un repointé 20 secondes après. La courbe de lumière totale est représentée en rouge, la courbe de lumière du fond en rose, et les différentes composantes du fond sont illustrées par des figurés ponctuels bleus (CXB), jaunes (réflexion), et verts (albédo). La courbe noire pleine représente le résultat du modèle ajusté, et l'interpolation du modèle sous le sursaut est en pointillés noirs. Les courbes colorées montrent le résultat du modèle ajusté pour chacune des composantes, soit $(1 + c_0) \times r_C[I, f_C(t)]$ (bleu), $(1 + e_0) \times r_R[I, f_R(t)]$ (jaune), et $(1 + e_0) \times r_A[I, f_A(t)]$ (vert). Le sursaut du haut a un rapport signal sur bruit total égal à 617 pour ECLAIRs et 357 pour le GRD2 et celui du bas un $SNR = 62$ pour ECLAIRs et 34 pour le GRD2.

~ 5000 s pour les trois GRDs. Le modèle est ajusté pendant les 1000 premières secondes et est extrapolé après l'émergence de la nébuleuse jusqu'à sa prochaine occultation. L'estimation est très proche des données simulées du fond, les variables χ_R^2 , c_0 et e_0 indiquent que l'ajustement est bon. Les résidus sont distribués autour de zéro, bien que quelques variations soient visibles pour le GRD2 et le GRD3, vraisemblablement causées par les approximations d'IRF discutées en section 4.3. Ce modèle physique paramétrique présente donc des résultats très concluants. Il devra cependant être testé et optimisé après le lancement afin d'estimer les écarts entre les simulations et le fond réel. Rappelons également que les observations du fond présenteront des composantes supplémentaires, telles qu'une activation en sortie de SAA.

Enfin, pour réellement tester les performances des modèles il est nécessaire de les appliquer à l'analyse spectrale avec ECLAIRS et le GRM, ce qui fait l'objet d'étude du chapitre suivant.

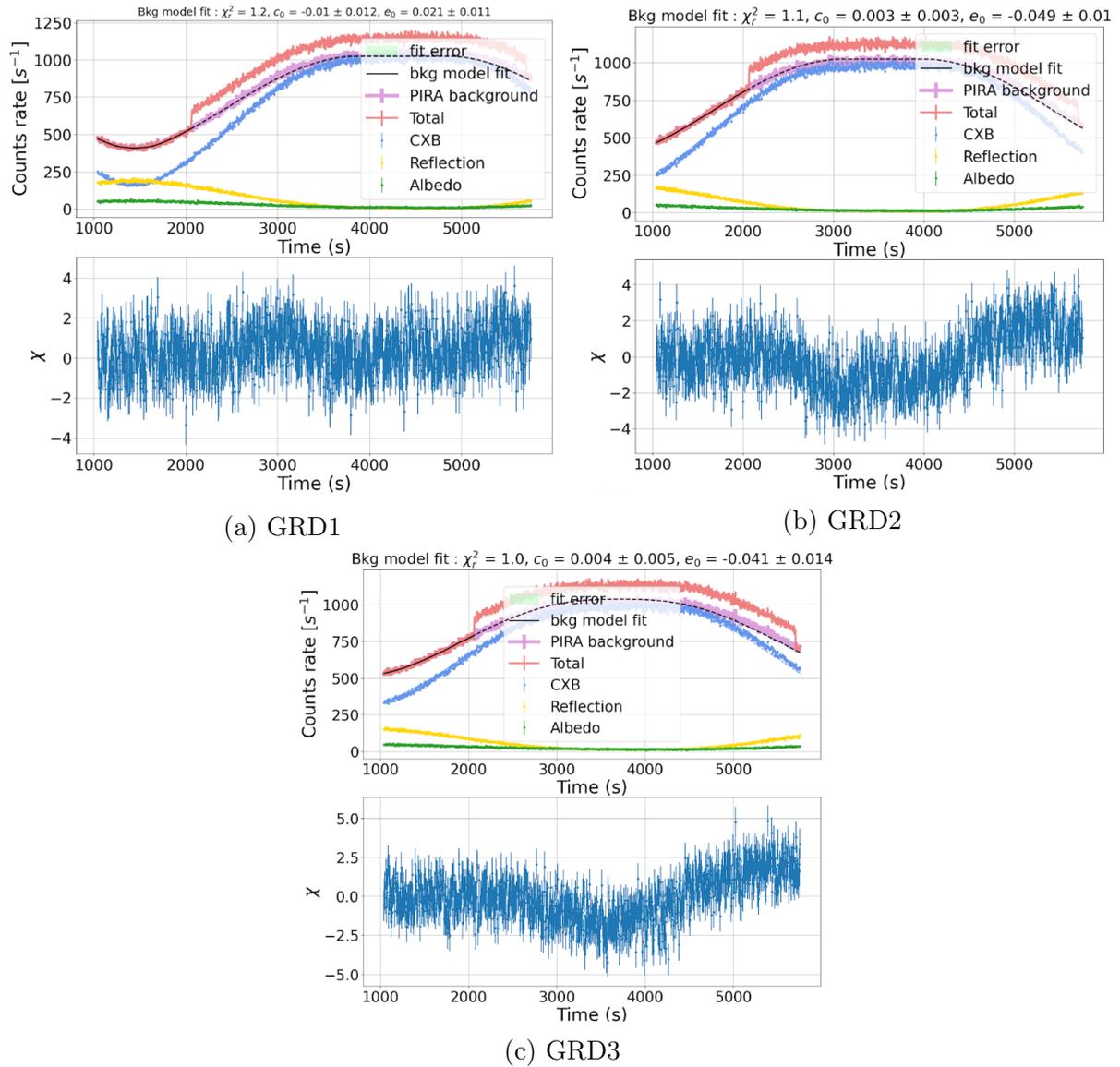


FIGURE 4.12 – Ajustement du fond sur une simulation avec une désoccultation de la nébuleuse du Crabe pour les trois GRDs. Le modèle est ajusté les 1000 premières secondes (courbe pleine noire) de la simulation et est extrapolé lors de l'apparition de la nébuleuse durant toute sa durée d'exposition (courbe noire en pointillés).

Chapitre 5

Application à l'analyse spectrale pour ECLAIRs et GRM

L'analyse spectrale est une étape cruciale dans l'étude des sursauts gamma. Elle a pour objectif de mesurer le spectre à large bande de leur émission prompt, et les propriétés associées telles que le flux ou la fluence, ainsi que la puissance et quantité d'énergie émises à la source (luminosité, E_{iso}) si sa distance est connue. Cette analyse demande que le fond instrumental soit bien contrôlé, opération délicate lorsque la plateforme réalise un changement de pointé. Le logiciel XSPEC (voir annexe B) est l'outil standard pour réaliser cette analyse spectrale. Pour ce faire, il utilise les spectres en coups, les réponses des instruments et un modèle spectral paramétrique à ajuster. Les sections qui suivent présentent les résultats d'analyses utilisant les modèles de fond construits précédemment, et leur application à l'inter-étalonnage des instruments avec des sources brillantes.

5.1 Analyse spectrale de sursauts gamma

5.1.1 Méthodologie

Le spectre en coups d'un sursaut gamma sera mesuré par ECLAIRs grâce à la technique d'imagerie standard. Suite à un déclenchement, l'image du ciel sera reconstruite en déconvoluant le shadowgramme observé (voir section 2.2.1), ce qui permettra d'identifier la source et d'estimer ses coordonnées célestes. En cas de repointé du satellite, la source se déplacera vers le centre du champ de vue d'ECLAIRs et produira un shadowgramme variable. Seules les données acquises entre le déclenchement et le début de la manoeuvre pourront donc servir à la localiser. Le taux de comptage associé à la source sera ensuite estimé en calculant par convolution le shadowgramme attendu et en ajustant sa normalisation au shadowgramme observé. Dans le cas d'un repointé, la position de la source et les variations d'attitude du satellite permettront de calculer la trajectoire de la source dans le champ de vue, ainsi que la forme du shadowgramme à tout moment. Le nombre de coups en

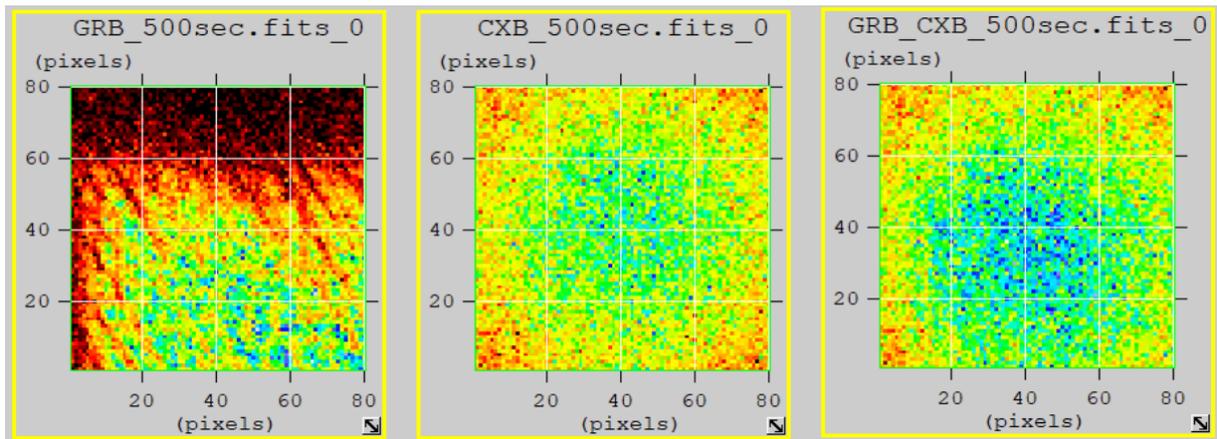


FIGURE 5.1 – Shadowgrammes obtenus suite à la simulation de 500 s d’un sursaut gamma et d’un repointé de la plateforme. Dans cette simulation, le CXB est la seule composante du fond à avoir été prise en compte et la Terre n’est pas présente. Le panneau de gauche représente le shadowgramme du sursaut, celui du milieu du CXB, et celui de droite le shadowgramme de l’observation totale. Crédit : A. Gros (CEA).

provenance de la source dans un intervalle temporel donné sera alors estimé en combinant les shadowgrammes issus de sous-intervalles temporels suffisamment courts (typiquement 0.2 s) pour que la source puisse y être considérée comme fixe, et en les ajustant conjointement aux shadowgrammes réels. Appliquée à différentes bandes ou canaux d’énergie et différents intervalles temporels, cette procédure fournira soit des courbes de lumière en coups de la source, soit ses spectres en coups en vue d’une analyse avec XSPEC. À noter que dans cette technique d’imagerie, le fond instrumental est naturellement soustrait et ses fluctuations sont encodées dans la variance des taux de comptage attribués à la source. La figure 5.1 illustre les résultats obtenus par A. Gros (CEA) en analysant la simulation d’un sursaut gamma pendant un repointé. Les trois panneaux montrent respectivement le shadowgramme du sursaut gamma obtenu après la convolution et l’ajustement, celui du CXB, et le shadowgramme total. Le déplacement de la source dans le champ de vue d’ECLAIRS est nettement visible sur le premier shadowgramme.

Le GRM n’est pas un télescope imageur contrairement à ECLAIRS. Il ne pourra séparer les événements qu’il détecte en provenance d’un sursaut gamma de ceux issus du fond instrumental que par la technique de comptage présentée au chapitre 4, en estimant le fond par ajustement des courbes de lumière à l’aide d’un modèle. Les données d’entrée de l’analyse spectrale avec XSPEC différeront donc entre les deux instruments : le spectre en coups du sursaut gamma sera directement fourni par la technique d’imagerie (analyse des shadowgrammes) dans le cas d’ECLAIRS, tandis que l’analyse avec le GRM nécessitera deux spectres en coups (pour chaque GRD), l’un pour le fond estimé et l’autre pour l’observation réelle (sursaut et fond). Comme je l’ai montré au chapitre 4, l’estimation du fond à partir des courbes de lumière est entachée d’erreurs systématiques liées à la modélisation de ses diverses composantes. Plus loin dans ce chapitre j’évaluerai l’effet de

ces incertitudes sur les performances de l'analyse spectrale. En outre, la mise en oeuvre de la technique de comptage pour l'analyse des données réelles devra tenir compte dans le calcul des réponses instrumentales du signal indirect additionnel produit par la diffusion des photons du sursaut sur l'atmosphère terrestre (voir section 3.2.1). Pour toutes ces raisons, la technique d'imagerie sera préférable à la technique de comptage dans le cas d'ECLAIRS. En particulier, elle permet de mieux séparer l'émission diffuse du fond de celle des sources ponctuelles, et de mieux contrôler les erreurs associées. Cependant, les outils pour l'extraction spectrale par imagerie avec ECLAIRS n'étant pas encore disponibles au sein du consortium, j'appliquerai la technique de comptage non seulement au GRM mais aussi à ECLAIRS dans la suite du manuscrit. Les performances de l'analyse spectrale avec ECLAIRS seront donc améliorées dans le futur.

L'approche générale de l'analyse spectrale des sursauts gamma est la suivante : tout d'abord, les outils présentés en sections 3.1.3 et 3.2 permettent de simuler les données d'un sursaut avec du fond. Ensuite, le format des spectres en coups est choisi avec un échantillonnage en énergie (approximativement) logarithmique pour suivre la dépendance de la résolution spectrale avec l'énergie tout en assurant une statistique raisonnable dans tous les canaux notamment à haute énergie. J'ai utilisé les canaux d'énergie mesurés qui ont été définis en accord avec les équipes de l'EIC (ECLAIRS Instrument Center) et du GIC (GRM Instrument Center), à savoir 218 canaux de 2.3 keV à 181 keV pour ECLAIRS et 262 canaux de 5 keV à 8 MeV pour le GRM. Le fond est estimé dans chaque canal par l'ajustement à la courbe de lumière de l'un des modèles présentés au chapitre 4, puis à son interpolation dans la plage ON où le sursaut est présent. Des indicateurs sont conservés pour contrôler la qualité des ajustements notamment dans les canaux à haute énergie. Deux spectres en coups sont alors produits, l'un pour le fond estimé et l'autre pour l'observation réelle (sursaut et fond). Enfin l'ajustement d'un modèle spectral (modèle de Band ici) est réalisé avec XSPEC, et comparé au modèle spectral simulé initialement.

5.1.2 Sursaut gamma très fluent avec repointé

Le fond étant facilement estimé dans le scénario où il varie peu, il est plus pertinent d'étudier le cas le plus intéressant et complexe d'un changement de pointé de la plateforme. L'étude qui suit porte donc sur un sursaut gamma pendant un slew. J'ai simulé un sursaut long GRB980124 (catalogue Goldstein de sursauts détectés par BATSE) qui suit un modèle de Band (voir équation 1.1) avec les caractéristiques spectrales suivantes : $\alpha = -1.19$, $\beta = -2.07$, $E_{peak} = 467$ keV, flux (20-120 keV) = $1.896 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, et une durée de 105 s. Dans un premier temps, le sursaut est choisi comme très fluent, avec une fluence de l'ordre de $10^{-4} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2}$ et un flux différentiel à 100 keV $K_{100} = 0.010 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$. Dans la suite, j'examinerai également le cas d'un sursaut moins fluent et plus commun.

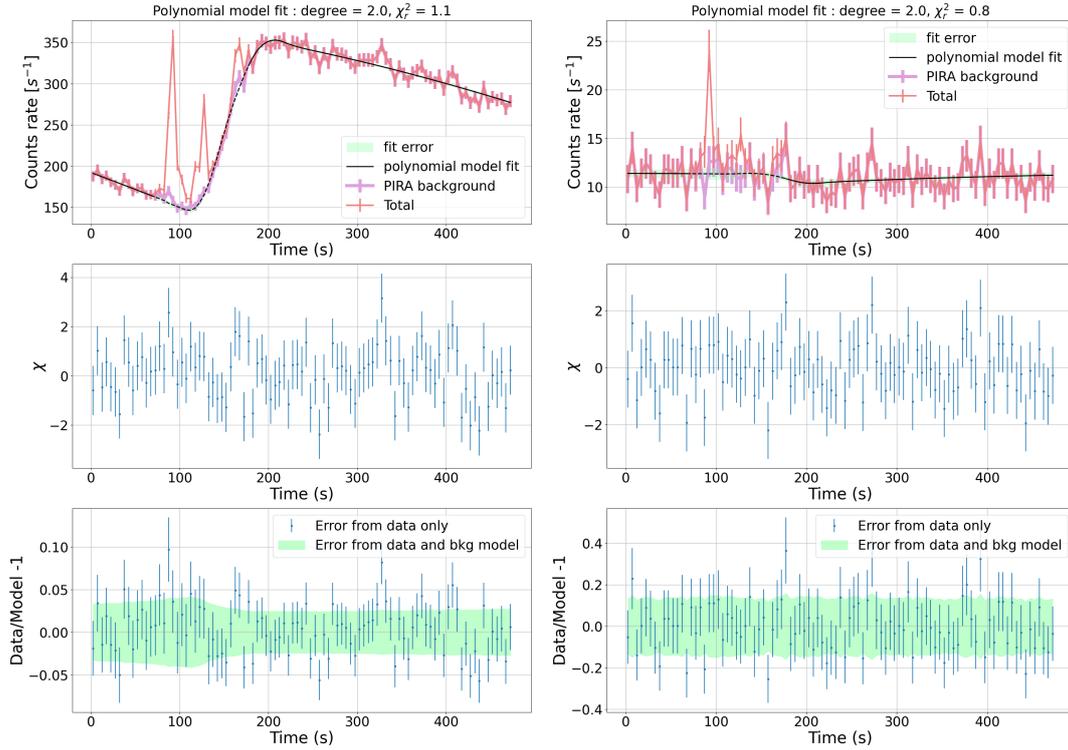


FIGURE 5.2 – Courbes de lumière et ajustement du fond avec le modèle géométrique simple d’une simulation d’un sursaut gamma très fluide pendant un slew vu avec ECLAIRS, dans les canaux d’énergie 6.8-9.3 keV (panneaux de gauche) et 130.3-146.2 keV (panneaux de droite). Les panneaux en première ligne représentent la courbe de lumière totale de l’observation (rouge), la courbe de lumière du fond (rose), et les résultats d’ajustement. L’ajustement est réalisé avant et après le sursaut (plage OFF, courbe noire en trait plein), soit avant 70 s et après 180 s. Le modèle est interpolé entre les deux (plage ON, courbe pointillée noire). Les panneaux du milieu montrent les résidus entre le fond estimé (ajusté ou interpolé) et le fond simulé. Les panneaux du bas illustrent leur écart relatif ainsi que l’erreur totale acceptable (bande verte), combinaison quadratique des erreurs des fonds estimé et simulé.

Canal	Modèle	$\frac{F - B}{G}$
6.8125 - 9.3125 keV	géométrique simple	0.07 ± 0.04
	physique paramétrique	0.02 ± 0.01
130.3125 - 146.1875 keV	géométrique simple	0.10 ± 0.20
	physique paramétrique	-0.04 ± 0.02

TABLE 5.1 – Rapport entre l’écart entre fonds estimé F et simulé B intégrés sur la plage ON, et le signal G du sursaut gamma très fluide dans deux canaux d’énergie et pour les deux modèles d’ajustement, pour ECLAIRS.

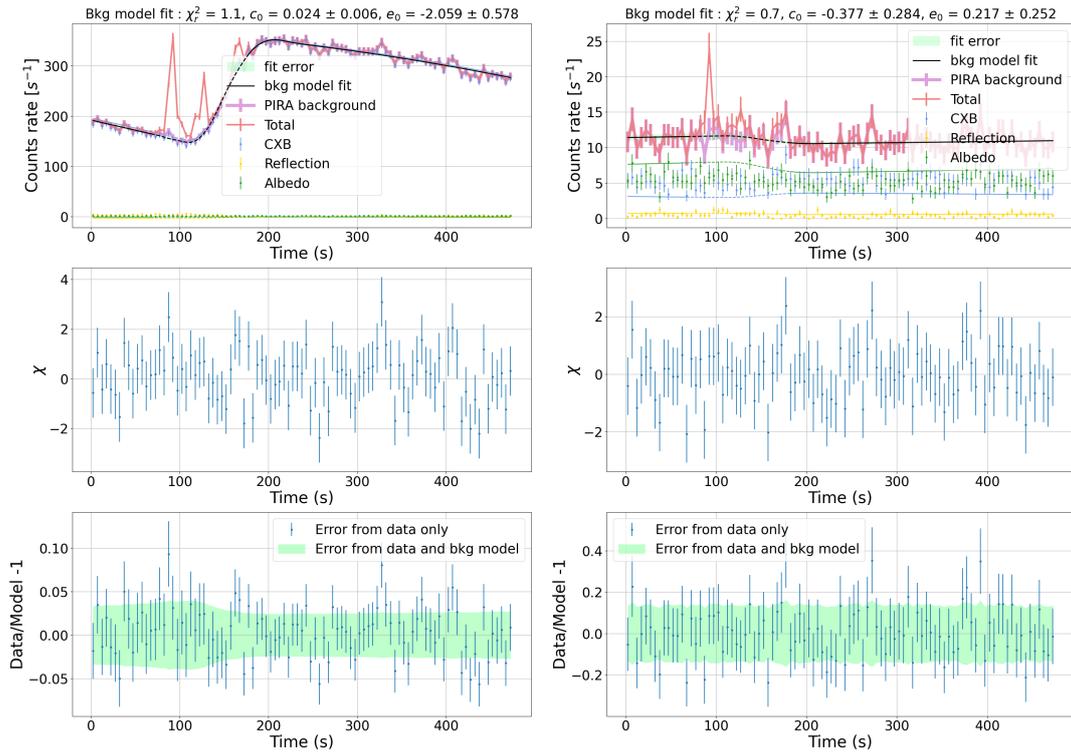


FIGURE 5.3 – Courbes de lumière et ajustement du fond avec le modèle physique paramétrique d’une simulation d’un sursaut gamma très fluent pendant un slew vu avec ECLAIRS, dans les canaux d’énergie 6.8-9.3 keV (panneaux de gauche) et 130.3-146.2 keV (panneaux de droite). Voir le détail des panneaux en figure 5.2

Les figures 5.2 et 5.3 illustrent l’estimation du fond dans ECLAIRS avec le modèle géométrique simple et le modèle physique paramétrique dans les canaux d’énergies 6.8-9.3 keV et 130.3-146.2 keV. Notons que le nombre de coups dans le second canal est très inférieur à celui dans le premier canal (d’un facteur $\simeq 10$ pour le fond) malgré la dépendance logarithmique de la largeur des canaux. Les deux méthodes d’ajustement montrent des résultats corrects, avec des résidus distribués autour de zéro et compris généralement entre -2σ et $+2\sigma$, que ce soit dans la plage OFF d’ajustement du fond (avant 70 s et après 180 s) ou dans la plage ON où il est interpolé. La différence entre les fonds estimé et simulé dans la plage ON, rapportée au taux de comptage du sursaut gamma, est notée $\frac{F-B}{G}$ dans le tableau 5.1. Les rapports indiquent que l’ajustement est plus précis dans le canal de basse énergie car le nombre de coups y est plus élevé. Plus important encore, le modèle physique paramétrique présente de meilleurs résultats que le modèle géométrique simple. Dans ce dernier cas, l’écart entre fonds estimé et réel dans la plage ON représente environ 10 % du signal du sursaut gamma, ce qui affectera sensiblement l’analyse spectrale comme je le montrerai plus loin.

Une fois l’ajustement du fond réalisé dans tous les canaux d’énergie, on construit son spectre en coups dans la plage ON où le sursaut gamma est présent. La figure 5.4 le compare au spectre en coups du fond simulé dans le même intervalle temporel. Notons

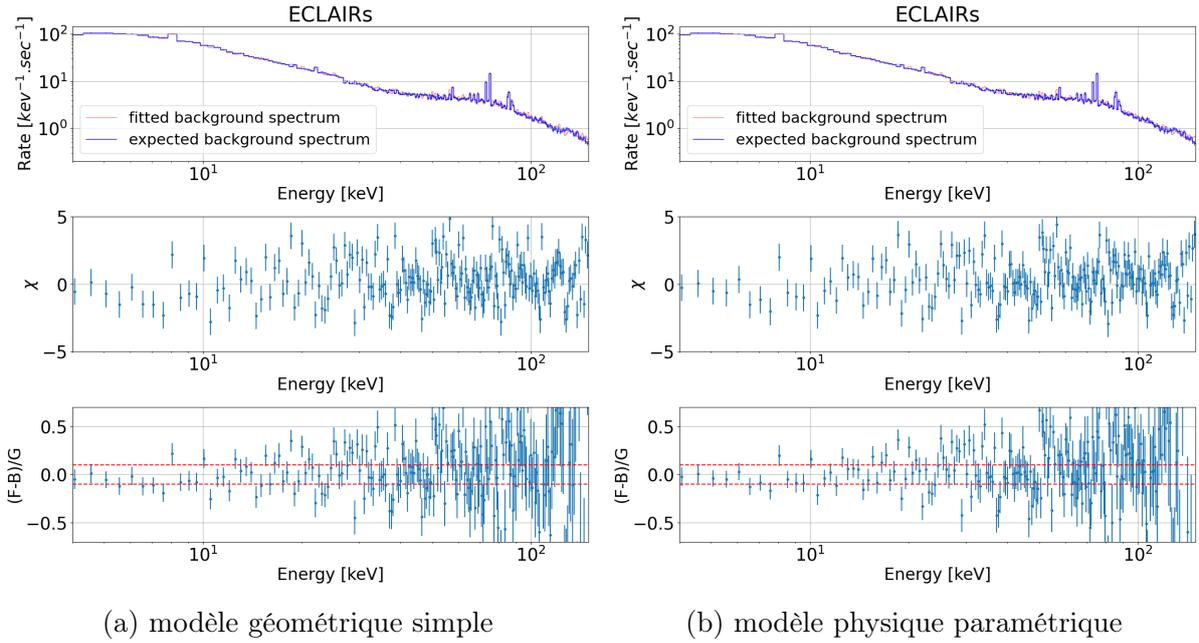


FIGURE 5.4 – Comparaison des spectres en coups du fond estimé et du fond simulé pour ECLAIRS. Les panneaux de gauche montrent les résultats pour le modèle géométrique simple et ceux de droite pour le modèle physique paramétrique. Les panneaux du haut représentent les spectres en coups du fond estimé (rouge) et simulé (bleu). Les panneaux du milieu illustrent les résidus, et ceux du bas le rapport entre l'écart entre fonds estimé F et simulé B , et le signal G du sursaut gamma..

que l'allure générale du spectre obtenu par ajustement est cohérent avec le spectre simulé malgré quelques fluctuations non statistiques qui restent toutefois limitées. La reconstruction du spectre du fond est assez similaire pour les deux méthodes d'ajustement. Pour chaque détecteur et pour chaque type d'ajustement, ce spectre est ensuite fourni en entrée du logiciel XSPEC, avec le spectre en coups observé (ici simulé) contenant le fond et la source pour la même période d'exposition. Le modèle spectral du sursaut est une fonction de Band (voir équation 1.1), mais son énergie E_{peak} se situe bien au-delà du domaine spectral d'ECLAIRS. Une simple loi de puissance est donc choisie comme modèle à ajuster dans XSPEC. Cet ajustement est réalisé par minimisation de la statistique PGstat, où le spectre total est considéré comme poissonien (P) et le spectre du fond estimé comme gaussien (G) car issu d'un ajustement préalable (voir annexe A.2).

Les résultats sont reportés sur la figure 5.5 et dans le tableau 5.2. Les ajustements montrent des PGstat réduits relativement proches de 1 pour les deux méthodes d'estimation du fond avec des résidus convenablement distribués autour de zéro. L'indice spectral s'écarte de plus de 7σ de la valeur attendue car son erreur est petite en raison de la très haute statistique en photons. Dans l'absolu, cet écart ne représente que 6 % de la valeur vraie, ce qui est faible. Le flux est estimé avec une précision meilleure que 2 %, ce qui répond largement à l'exigence scientifique de la mission qui requiert une incertitude maximale de 20 % pour les sources transitoires. Les deux analyses présentent donc de bons

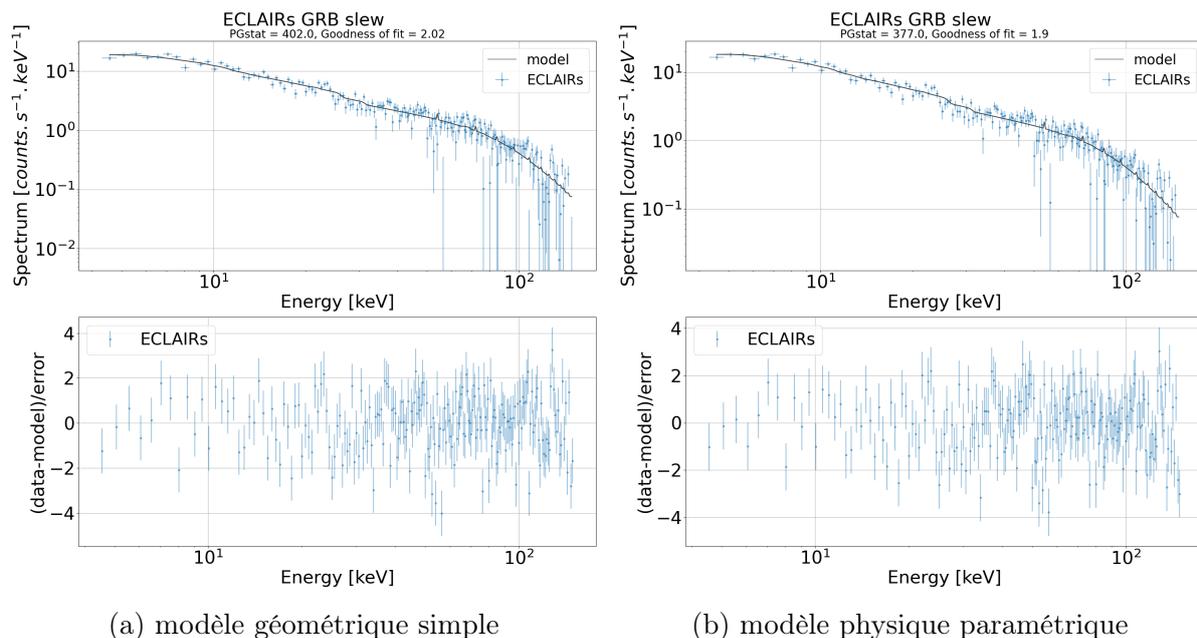


FIGURE 5.5 – Spectre en coups d'un sursaut gamma brillant vu par ECLAIRS et ajusté avec XSPEC, pour un modèle de fond géométrique simple (a), et un modèle physique paramétrique (b). Les panneaux du haut montrent le spectre en coups et le modèle du sursaut ajusté (courbe noire). Les panneaux du bas illustrent les résidus entre le modèle et les données où $\chi = \frac{y-m}{\Delta y}$, avec y le nombre de coups simulés du sursaut et m le nombre de coups ajustés.

résultats, qui sont quasiment identiques.

Pour le GRM, j'ai ajusté les deux modèles de fond dans chacun des GRDs. La figure 5.6 compare les résultats des fonds estimés avec le fond vrai du GRD2. Nous constatons que l'estimation du fond avec le modèle géométrique simple présente des excès par rapport au fond attendu, et des résidus plus dispersés qu'avec le modèle physique paramétrique. L'analyse spectrale avec XSPEC a été réalisée en combinant les trois détecteurs du GRM. Les résultats sont reportés sur la figure 5.7 et le tableau 5.2. L'ajustement du modèle de Band sur les données du GRM présente de meilleurs résultats qu'avec ECLAIRS. Les paramètres α sont mieux contraints (du fait d'une grande valeur de E_{peak} ici, et de la plus grande couverture spectrale du GRM) et s'écartent de la valeur vraie seulement de $\sim 2\sigma$ pour le modèle physique paramétrique et de $\sim 4\sigma$ pour le modèle géométrique simple. Dans ce dernier cas, l'indice β est en revanche très mal contraint, si bien que la mesure du flux est entachée d'une grande erreur, d'environ 50 %. Avec le modèle physique paramétrique, le flux est très bien estimé avec une précision de 1 %, et une faible erreur systématique sensiblement de même amplitude.

L'ajustement des spectres combinant les données de ECLAIRS et du GRM sont illustrés sur la figure 5.8 et dans le tableau 5.2. Avec le modèle physique paramétrique, la combinaison des instruments améliore la mesure de tous les paramètres (en particulier α), maintenant tous proches de leur valeur vraie à 1σ voire moins. Le flux du sursaut

gamma est donc très bien reconstruit, avec une précision de 1 %. En revanche, l'analyse basée sur le modèle géométrique simple pour ajuster le fond ne contraint toujours pas β , si bien que le flux estimé est toujours incertain à 50 %.

5.1.3 Sursaut gamma moyennement fluent avec repointé

L'étude d'un sursaut gamma très fluent montre que l'analyse spectrale avec le modèle physique paramétrique donne de meilleurs résultats qu'avec le modèle géométrique simple. L'estimation des paramètres spectraux et du flux est très bonne, avec de faibles incertitudes systématiques (de l'ordre de 1 % sur le flux). Elle respecte les exigences scientifiques de la mission, qui autorisent une incertitude maximale de 20 % sur le flux absolu des sources transitoires mesuré par ECLAIRS ou par le GRM, de 20 % sur le flux relatif entre les deux instruments, et de 10 % sur la pente spectrale. Néanmoins, il est également nécessaire de réaliser cette étude sur un sursaut gamma moyennement fluent. Deux effets entrent en compétition dans ce scénario. D'une part l'écart $F - B$ entre fonds estimé et simulé représente une fraction plus importante du signal G du sursaut, ce qui peut perturber significativement l'analyse spectrale. D'autre part, tout effet systématique peut être masqué par une erreur statistique plus grande (par exemple sur le flux) étant donné le nombre réduit de photons en provenance du sursaut. Pour explorer ce scénario, j'ai réalisé la même étude que précédemment en utilisant un sursaut avec les mêmes paramètres spectraux, et une fluence de $5 \cdot 10^{-6}$ erg/cm² (typique des sursauts gamma), donc environ 20 fois plus petite tout en restant suffisante pour dépasser le seuil de repointé (avec un SNR de 19 dans ECLAIRS). Les résultats sont consignés dans le tableau 5.2 et illustrés sur les figures 5.9 pour ECLAIRS, 5.10 pour le GRM et 5.11 pour l'étude combinée de ECLAIRS et du GRM. Les PGstat sont petits et différent peu de ceux du sursaut très fluent. Cependant les résidus des trois ajustements sont un peu plus dispersés pour le modèle géométrique simple. Dans l'analyse avec ECLAIRS seul, ils dépassent les valeurs attendues de fluctuations pseudo-gaussiennes. À l'inverse, ils sont globalement compris entre -2σ et $+2 \sigma$ pour l'analyse basée sur le modèle physique paramétrique. De manière générale, les valeurs des paramètres s'écartent plus dans l'absolu de leurs valeurs attendues que dans le cas d'un sursaut très fluent, mais leurs erreurs statistiques sont nettement plus grandes avec des écarts relatifs d_{rel} souvent inférieurs à 1σ .

Pour ECLAIRS, les deux analyses arrivent à contraindre l'indice spectral α qui diffère d'environ 6% de la valeur attendue. Néanmoins, le flux différentiel estimé à 100 keV est très éloigné de sa valeur vraie avec le modèle géométrique simple, ce qui dégrade l'estimation du flux intégré. Ce dernier est 42 % plus petit que la valeur de référence et son erreur ne permet pas de couvrir cet écart. Au contraire, le modèle physique paramétrique permet de bien reconstruire le flux, avec un écart de 4 % avec la valeur de référence pour une erreur statistique de 7 %.

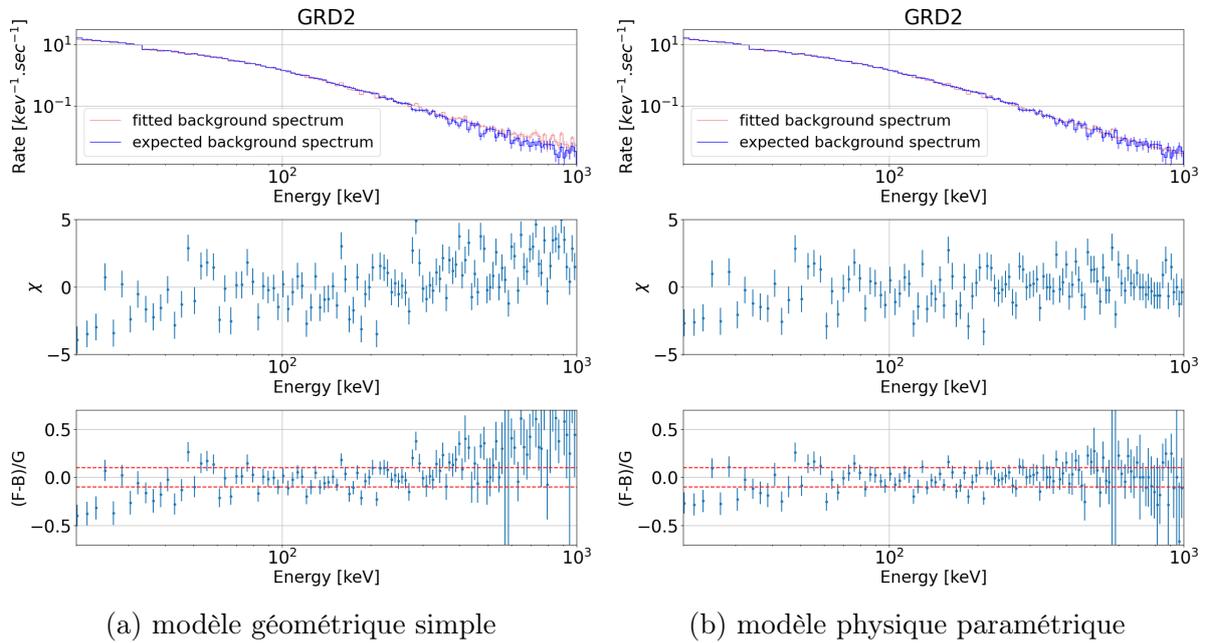


FIGURE 5.6 – Comparaison des spectres en coups du fond estimé et du fond simulé pour le GRD2. Voir la figure 5.4 pour le détail des panneaux.

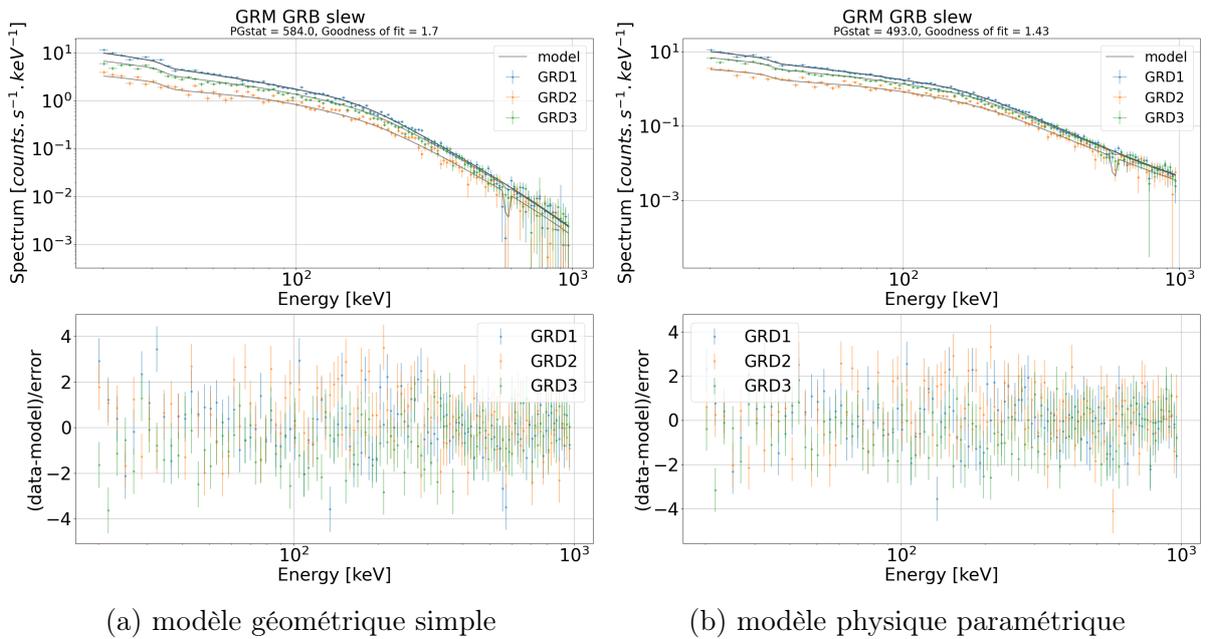


FIGURE 5.7 – Spectres en coups d'un sursaut gamma très fluent vu par les trois GRDs du GRM, ajustés avec XSPEC, pour un modèle de fond géométrique simple (a), et un modèle physique paramétrique (b). Voir la figure 5.5 pour le détail des panneaux.

Sursaut gamma très fluent						
Instrument	ECLAIRS		GRM		ECLAIRS + GRM	
	simple	physique	simple	physique	simple	physique
Modèle	2.0	1.9	1.7	1.4	1.9	1.6
PGstat réduit						
K_{100} ($10^{-2} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$)	0.85 ± 0.02 (-0.2, 7.5 σ)	0.85 ± 0.02 (-0.2, 7.5 σ)	1.01 ± 0.02 (0.005, 2.2 σ)	1.04 ± 0.02 (0.002, 1.1 σ)	1.03 ± 0.02 (0.002, 1.0 σ)	1.01 ± 0.01 (-0.006, 0.4 σ)
α	-1.25 ± 0.02 (0.07, 4.4 σ)	-1.25 ± 0.02 (0.07, 4.4 σ)	-1.11 ± 0.02 (0.07, 3.7 σ)	-1.14 ± 0.02 (0.04, 2.4 σ)	-1.15 ± 0.01 (0.03, 2.2 σ)	-1.17 ± 0.01 (0.01, 1.1 σ)
β	-	-	-9 ± 41069 (-7, -)	-2.06 ± 0.08 (0.1, 0.1 σ)	-9 ± 57789 (-7, -)	-2.1 ± 0.1 (0.03, 0.3 σ)
E_{peak} (keV)	-	-	411 ± 27 (56, 2.1 σ)	433 ± 27 (-34, 1.3 σ)	440 ± 28 (-27, 0.9 σ)	468 ± 25 (1.74, 0.7 σ)
Flux ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	1.84 ± 0.03	1.83 ± 0.03	1.80 ± 0.90	1.84 ± 0.01	1.90 ± 0.90	1.86 ± 0.01
Flux/Flux _{reel}	0.97 ± 0.01	0.97 ± 0.02	0.97 ± 0.47	0.97 ± 0.01	0.99 ± 0.47	0.98 ± 0.01

Sursaut gamma moyennement fluent						
Instrument	ECLAIRS		GRM		ECLAIRS + GRM	
	simple	physique	simple	physique	simple	physique
Modèle	3.4	1.3	1.6	1.1	2.3	1.2
PGstat réduit						
K_{100} ($10^{-4} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$)	4.1 ± 0.6 (-6.1, 6.1 σ)	7.6 ± 0.7 (-0.5, 0.7 σ)	6.1 ± 1.0 (-2.1, 1.8 σ)	7.1 ± 2.0 (2.1, 1.9 σ)	5.8 ± 0.9 (-2.2, 2.5 σ)	9.5 ± 1.0 (1.4, 1.4 σ)
α	-1.24 ± 0.09 (-0.06, 0.6 σ)	-1.19 ± 0.06 (-0.01, 0.1 σ)	-1.2 ± 0.2 (-0.06, 0.4 σ)	-1.1 ± 0.1 (0.07, 0.5 σ)	-1.10 ± 0.09 (0.09, 1.0 σ)	-1.1 ± 0.7 (0.09, 1.3 σ)
β	-	-	-9.4 ± 1016758 (-7.2, -)	-2.5 ± 1.0 (-0.4, 0.3 σ)	-9.37 ± 594285 (-7.3, -)	-2.4 ± 1.0 (-0.3, 0.3 σ)
E_{peak} (keV)	-	-	528 ± 450 (61, 0.13 σ)	368 ± 120 (-99, 0.8 σ)	525 ± 320 (57, 0.2 σ)	360 ± 84 (-108, 1.3 σ)
Flux ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	0.089 ± 0.006	0.16 ± 0.01	0.07 ± 0.03	0.16 ± 0.02	0.10 ± 0.05	0.16 ± 0.01
Flux/Flux _{reel}	0.58 ± 0.04	1.04 ± 0.07	0.80 ± 0.40	1.06 ± 0.20	0.68 ± 0.30	1.05 ± 0.09

TABLE 5.2 – Résultats de l'analyse spectrale des données de simulation d'un sursaut gamma très fluent (fluence $\simeq 10^{-4}$ erg/cm², $K_{100} = 0.010 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$, flux (20-120 keV) = $1.90 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) et moyennement fluent (fluence $\simeq 5 \cdot 10^{-6}$ erg/cm², $K_{100} = 8.1 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$, flux (20-120 keV) = $0.152 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) avec les paramètres suivants : $\alpha = -1.19$, $\beta = -2.07$, $E_{peak} = 467$ keV. Les valeurs entre parenthèses indiquent la différence du paramètre estimé avec le paramètre vrai $d_{abs} = x_e - x_v$ et l'écart relatif en nombre d'écart standard $d_{rel} = \frac{|d_{abs}|}{\sigma_e}$. À noter que d_{abs} est une approximation du biais $b = \langle x_e \rangle - x_v$ i.e. $d_{abs} \sim b$ si x_e est très bien mesuré avec une erreur σ_e très petite.

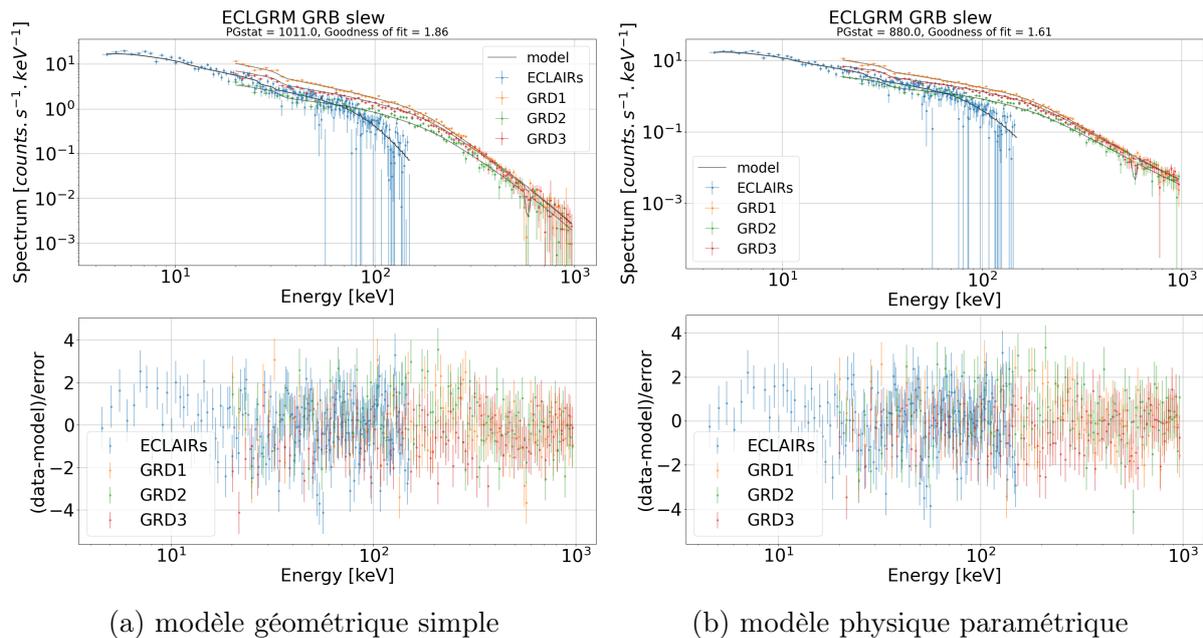


FIGURE 5.8 – Spectres en coups d'un sursaut gamma très fluent vu par ECLAIRS et les trois GRDs du GRM, et ajustés avec XSPEC, pour un modèle de fond géométrique simple (a), et un modèle physique paramétrique (b). Voir la figure 5.5 pour le détail des panneaux.

L'analyse avec le GRM estime un peu moins bien l'indice spectral α qu'avec ECLAIRS, vraisemblablement ici en raison du seuil bas à 4 keV de ce dernier. En outre, l'indice β est très mal reconstruit quand le modèle géométrique simple est utilisé, si bien que le flux intégré est également mal contraint. De nouveau, l'utilisation du modèle physique paramétrique améliore nettement les résultats, avec une précision sur le flux cependant limitée à 20 % du fait de la faible statistique en photons. L'analyse spectrale conjointe ECLAIRS / GRM basée sur ce même modèle de fond fournit enfin d'excellents résultats, avec une précision de 9 % sur le flux et une très bonne estimation de l'ensemble des paramètres.

En résumé, les résultats des deux analyses montrent comme attendu qu'il est plus difficile de retrouver les paramètres dans le cas d'un sursaut moyennement fluent. Dans ce cas, le seuil à 4 keV d'ECLAIRS permet une mesure plus précise de l'indice α . Mon travail illustre par ailleurs que le GRM est indispensable pour bien contraindre les paramètres β et E_{peak} quand ce dernier est grand. Surtout, il démontre que les performances du modèle géométrique simple pour estimer le fond sont très insuffisantes pour l'analyse spectrale avec cet instrument. Ainsi, l'analyse combinant ECLAIRS et le GRM est très performante à condition d'utiliser le modèle physique paramétrique pour décrire le fond. Si le modèle géométrique simple pourra être utilisé quand le fond varie peu, les études présentées dans ce chapitre montrent qu'en vue d'une analyse spectrale, le modèle physique paramétrique est de loin préférable pour estimer le fond lorsqu'il présente de grandes variations pendant un changement de pointé du satellite.

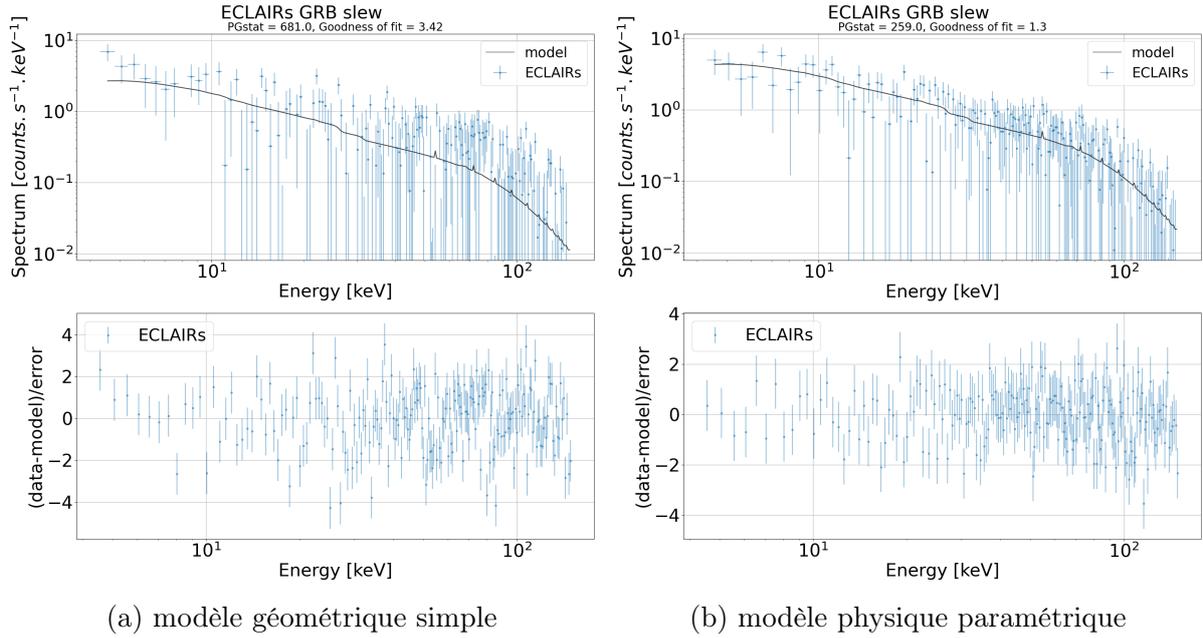


FIGURE 5.9 – Spectre en coups d'un sursaut gamma moyennement fluent vu par ECLAIRs et ajusté avec XSPEC, pour un modèle de fond géométrique simple (a), et un modèle physique paramétrique (b). Les panneaux du haut montrent le spectre en coups et le modèle du sursaut ajusté (courbe noire). Les panneaux du bas illustrent les résidus entre le modèle et les données où $\chi = \frac{y-m}{\Delta y}$, avec y les données simulées et m le résultat du modèle ajusté.

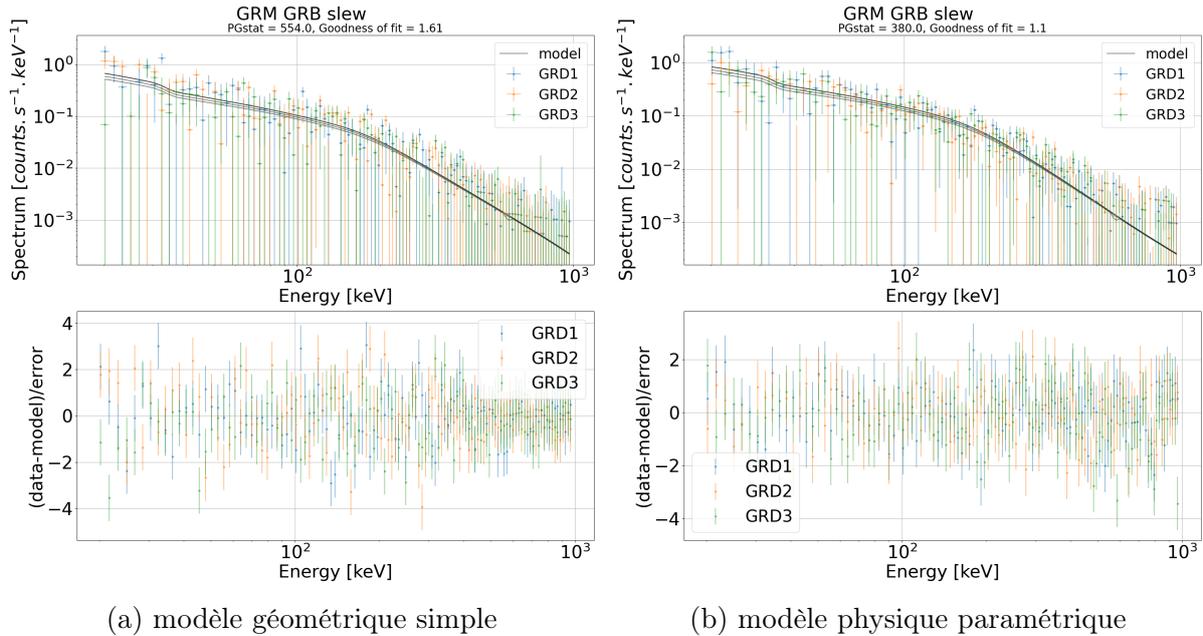


FIGURE 5.10 – Spectres en coups d'un sursaut gamma moyennement fluent vu par les trois GRDs du GRM, ajustés avec XSPEC, pour un modèle de fond géométrique simple (a), et un modèle physique paramétrique (b). Voir la figure 5.5 pour le détail des panneaux.

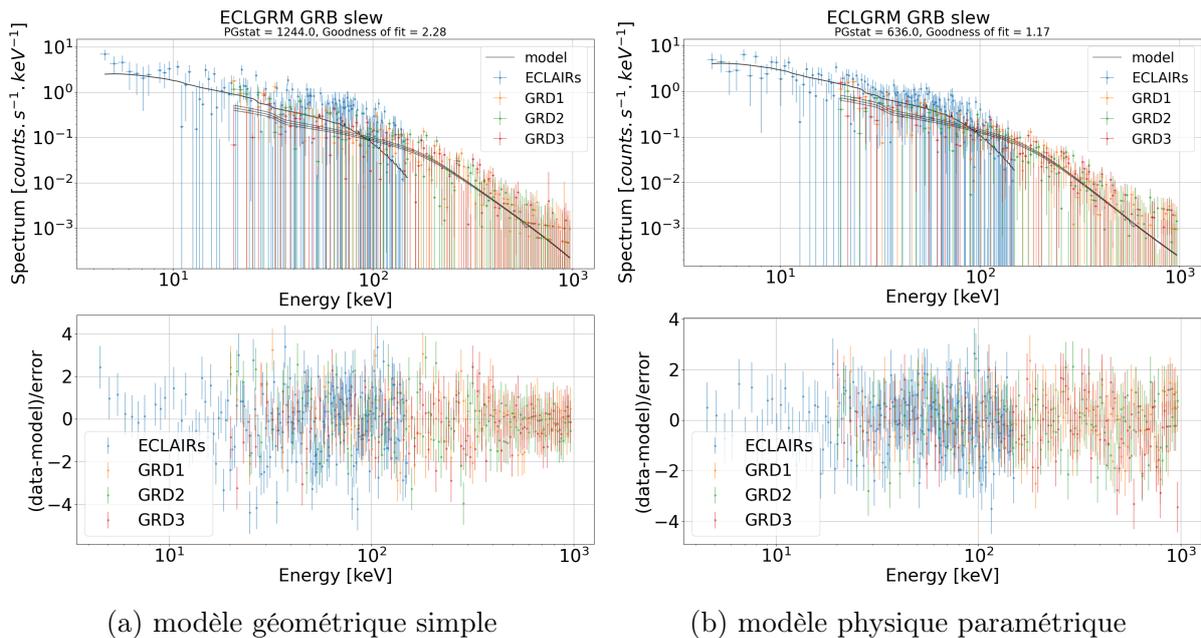


FIGURE 5.11 – Spectres en coups d'un sursaut gamma moyennement fluent vu par ECLAIRS et les trois GRDs du GRM, ajustés avec XSPEC pour un modèle de fond géométrique simple (a), et un modèle physique paramétrique (b). Voir la figure 5.5 pour le détails des panneaux.

5.2 Étalonage d'ECLAIRS et du GRM en orbite

5.2.1 Choix des sources astrophysiques

Comme vu en section précédente, l'utilisation combinée de ECLAIRS et GRM permettra d'étudier les spectres des GRBs avec une bonne précision. Cependant, atteindre ces performances spectroscopiques nécessitera que les deux instruments soient correctement inter-étalonnés. Les exigences scientifiques de la mission requièrent un accord entre les deux instruments meilleur que 20 % sur le flux et que 10 % sur l'indice spectral. En 2021, les équipes scientifiques d'ECLAIRS et du GRM ont étudié la possibilité de tests au sol lors de la phase d'assemblage et d'intégration du satellite à SECM (*Shanghai Engineering Center for Microsatellites*), à l'aide de sources radioactives illuminant les deux instruments montés sur la plateforme. Un tel dispositif permettrait en particulier d'inter-étalonner les surfaces efficaces de détection à différentes énergies, dans des conditions parfaitement contrôlées. Cependant, ces tests se sont avérés difficiles à réaliser du fait de l'espace réduit dans la chambre à vide thermique et de contraintes de sécurité à SECM. L'inter-étalonage de ECLAIRS et du GRM sera donc réalisé en vol à l'aide de sources astrophysiques brillantes connues, malgré les incertitudes associées plus grandes qui devront être examinées méticuleusement. L'équipe scientifique ECLAIRS dont je fais partie prépare actuellement le plan d'observation pour les trois mois de la mise en service. Dans ce cadre, plusieurs sources astrophysiques ont d'ores et déjà été identifiées, et

leurs avantages et inconvénients ont été discutés. La nébuleuse du Crabe et son pulsar, qui sont des sources très bien étudiées et brillantes, sont souvent utilisés pour l'étalonnage des instruments haute énergie (Zhao et al. 2023, Weisskopf et al. 2010, Olive et al. 2002). Néanmoins le lancement de SVOM étant prévu pour le mois d'avril 2024, ces deux sources ne seront pas observables à cette période de l'année du fait du pointé quasiment anti-solaire du satellite (voir figure 5.12). D'autres sources potentiellement utiles, et qui seront observables au printemps 2024, ont été envisagées : Sco X-1, Vela X-1, Cen-X-3, GX 301-2, Cir X-1, GX 5-1, GS 1826-238, Ser X-1 ainsi que Cygnus X-1 et Cygnus X-3 à partir du mois de juin. Cependant GX 5-1 et GS 1826-238 sont trop proches du centre galactique pour être analysées, GX 301-2, et Cen X-3 sont trop faibles pour être détectées par ECLAIRS et le GRM, et les Sco X-1, Vela X-1, Cygnus X-3, Cir X-1 et Ser X-1 sont trop faibles pour l'étalonnage du GRM. Seule Cygnus X-1 a l'intensité requise (moins de la moitié de celle de la nébuleuse du Crabe en moyenne), mais sa variabilité compliquera l'analyse. Un inter-étalonnage relatif entre ECLAIRS et GRM sera donc possible avec cette source, mais pas un étalonnage absolu, à moins de programmer des observations simultanées avec des instruments comme le Swift/BAT qui ont déjà été étalonnés sur la nébuleuse du Crabe. Par ailleurs, Cygnus X-1 est très brillante dans le domaine visible, ce qui demandera de la placer hors axe dans le champ de vue d'ECLAIRS pour ne pas saturer le VT.

La source idéale pour l'étalonnage absolu d'ECLAIRS et du GRM demeure donc la nébuleuse du Crabe, qui ne sera visible qu'à partir de l'automne 2024. Pour ECLAIRS, l'analyse de la source sera effectuée avec la technique d'imagerie décrite dans la section 5.1 précédente. Le GRM n'étant pas un télescope imageur, la mesure du spectre de la source non transitoire reposera sur l'analyse de l'augmentation du taux de comptage lorsque la source se lèvera au-dessus de l'horizon de la Terre (émersion) ou sur la chute du taux de comptage lorsqu'elle passera sous l'horizon (occultation). Le spectre du fond sera alors ajusté et implémenté dans XSPEC avec le spectre total de l'observation.

5.2.2 Nébuleuse du Crabe

Avec les outils de simulation que nous avons à disposition, il est possible d'estimer la sensibilité de ECLAIRS et du GRM à l'émission de la nébuleuse du Crabe. Pour cela, j'ai simulé une orbite durant laquelle la nébuleuse du Crabe est observée au centre du champ de vue d'ECLAIRS. Les paramètres spectraux de la nébuleuse sont tirés de l'étude du Fermi/GBM réalisée par Jenke et al. 2013 où le spectre différentiel en photons est décrit par une loi de puissance brisée :

$$\frac{dN_{BPL}}{dE}(E) = \begin{cases} K \left(\frac{E}{E_{piv}} \right)^{-\Gamma_1} & \text{si } E \leq E_{break} \\ K \left(\frac{E}{E_{piv}} \right)^{-\Gamma_2} \left(\frac{E_{break}}{E_{piv}} \right)^{\Gamma_2 - \Gamma_1} & \text{si } E \geq E_{break} \end{cases} \quad (5.1)$$

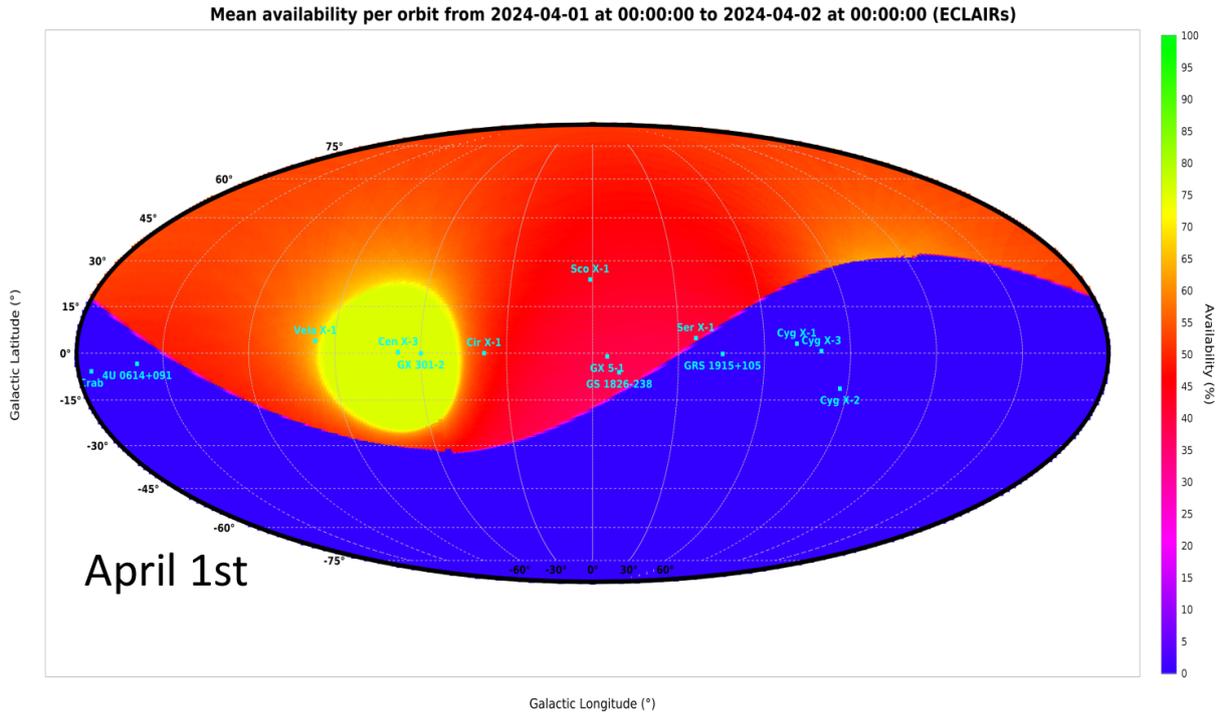


FIGURE 5.12 – Visibilité moyenne par orbite des sources dans le champ de vue de ECLAIRs au 1er avril 2024.

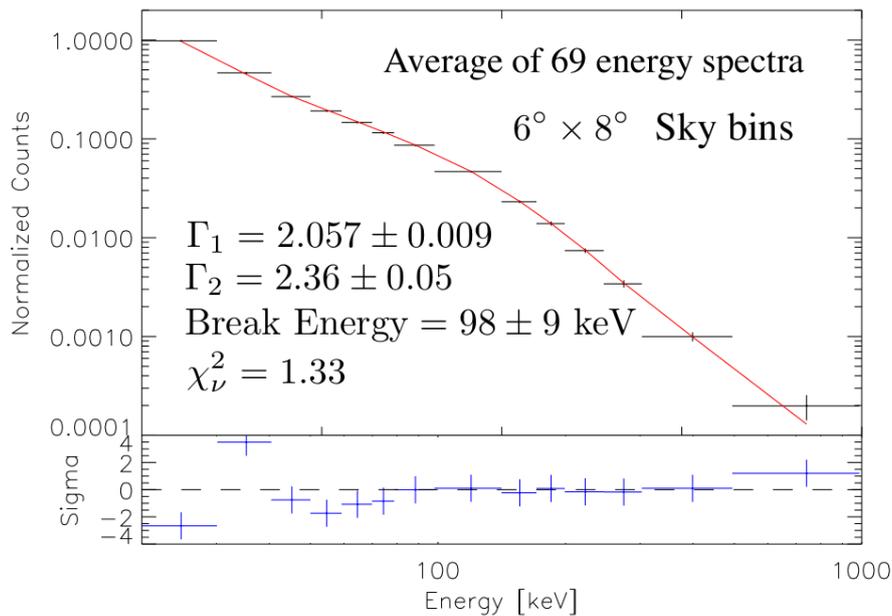


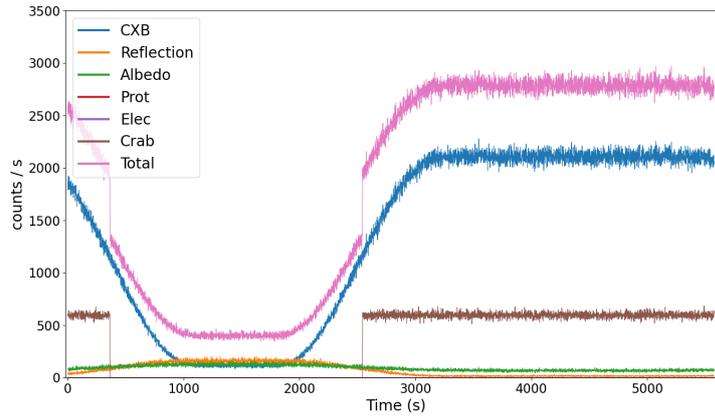
FIGURE 5.13 – Moyenne de 69 spectres de la nébuleuse du Crabe vue par le Fermi/GBM et meilleur modèle ajusté (rouge) réalisé par Jenke et al. 2013.

où $\Gamma_1 = 2.057 \pm 0.009$, $\Gamma_2 = 2.36 \pm 0.05$, $E_{break} = 98 \pm 9$ keV, et un flux (50-120 keV) = $0.102 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (voir figure 5.13). Le flux différentiel à 1 keV choisi est $K_1 = 11.2 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$ d'après Dagoneau et al. 2021, soit $K_{19} = 0.026 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$ où 19 keV est la valeur fixée choisie pour le paramètre E_{piv} avec ECLAIRS pour réduire autant que possible les corrélations entre les paramètres et faciliter la convergence de leur ajustement et de leur erreur de calcul¹. La courbe de lumière résultante de la simulation est représentée en figure 5.14, et montre l'augmentation du taux de comptage à environ 2600 s suite à l'apparition de la nébuleuse dans le champ de vue des détecteurs. Elle est observable durant 3600 s environ avant son occultation par la Terre.

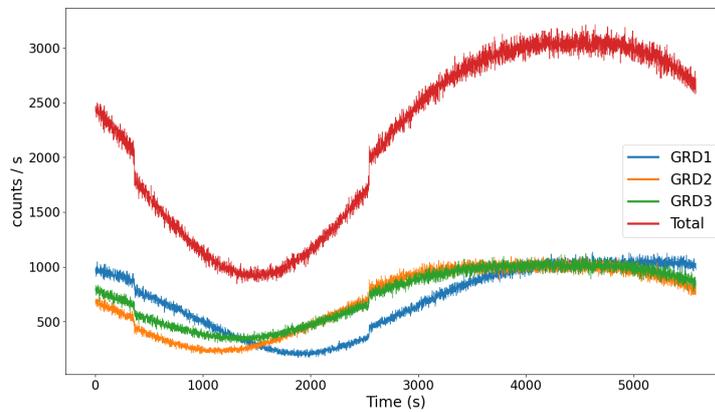
Les outils pour l'extraction spectrale par imagerie avec ECLAIRS n'étant pas encore disponibles (voir section 5.1.1), j'ai réalisé une simulation indépendante du fond pour construire son spectre en coups. Celui-ci est par la suite donné en entrée de XSPEC avec le spectre en coups total de l'observation sur la fenêtre d'apparition de la source. La statistique d'ajustement choisie est donc *cstat*, où le contenu de chacun des deux spectres en coups est considéré comme poissonien (voir annexe A.1). Les résultats de l'analyse spectrale sont reportés sur la figure 5.15 et sont : *Cstat/ndof* = 0.96, $K(19 \text{ keV}) = 0.028 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$, $\Gamma_1 = 2.10 \pm 0.01$, $\Gamma_2 = 1.94 \pm 0.10$, $E_{break} = 68 \pm 17$ keV, et flux(50-120 keV) = $0.104 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. L'ajustement présente un *Cstat* réduit très bon, et les paramètres sont très proches des valeurs attendues. L'indice spectral Γ_1 s'écarte de presque 7σ de la valeur attendue en raison des petites erreurs statistiques liées au grand nombre de photons disponibles. Le biais relatif (soit $\frac{\Gamma_1}{\Gamma_{1,real}} - 1$) est par ailleurs très petit, de l'ordre de 5 %, ce qui est parfaitement conforme avec l'exigence scientifique associée. Dans la réalité, les erreurs seront donc dominées par les possibles systématiques provenant de la réponse spectrale ou des méthodes d'analyse qui seront mises à jour lors de l'inter-étalonnage. L'énergie E_{break} étant proche du seuil maximal de 150 keV de ECLAIRS sa valeur est difficilement retrouvée, de même que l'indice Γ_2 . Enfin, la valeur du flux intégré indique qu'il est estimé avec une précision de 2% ($\text{flux}/\text{flux}_{real} = 1.02 \pm 0.02$) ce qui est bien en-deçà de la limite de 20 % officiellement autorisée.

Pour le GRM, le fond est estimé avec l'ajustement du modèle physique paramétrique présenté en section 4.4. Pour cela, il est nécessaire de définir la meilleure durée d'ajustement du modèle, et la durée d'exposition de la source durant laquelle le modèle est extrapolé. J'ai donc choisi d'une part un grand intervalle temporel d'ajustement d'environ 1800 s pour bien contraindre le modèle. D'autre part, la durée de l'intervalle d'extrapolation (i.e. l'exposition de la source) doit être raisonnablement élevée pour garantir un grand nombre d'événements en provenance de la source, mais pas trop longue pour éviter que le modèle de fond extrapolé ne s'écarte du fond réel (simulé ici).

1. Dans le cas d'une loi de puissance simple, l'énergie de décorrélation est décrite par : $E_{dec} = \exp\left(\frac{V_{K\Gamma}^{PL}}{K_0^{PL} V_{\Gamma}^{PL}}\right)$, $V_{K\Gamma}^{PL}$ étant la covariance entre le paramètre K et Γ , et V_{Γ}^{PL} la variance de Γ .



(a) ECLAIRS



(b) GRM

FIGURE 5.14 – Courbes de lumière d’une simulation de l’observation de la nébuleuse du Crabe durant une orbite vue par ECLAIRS (a) et le GRM (b).

La figure 5.16 montre les différentes courbes de lumière et les résultats d’ajustement du fond pour deux durées d’extrapolation, 500 s et 1500 s, dans une bande d’énergie basse (20-800 keV) et haute (200-1000 keV). Notons que la bande d’énergie haute est plus large que la bande de basse énergie mais contient peu d’évènements. Par ailleurs, le fond ne varie presque pas dans cette bande, car l’albédo qui est beaucoup plus intense à haute énergie contrebalance les variations du CXB. De ce fait, l’ajustement du fond est plus facilement réalisé et les résidus sont relativement plats, au contraire de la bande de basse énergie. En revanche les fluctuations du fond sont plus importantes, ce qui conduit à des écarts relatifs qui dépassent les 20%, contre des écarts inférieurs à 10 % à basse énergie, et pourrait dégrader l’ajustement spectral avec XSPEC.

Dans un premier temps, j’ai construit les spectres en coups avec une exposition de 1500 s. Les résultats de l’ajustement du modèle de fond dans chaque canal sont représentés sur la figure 5.17. Les résidus du premier GRD sont meilleurs que pour le GRD2 et le

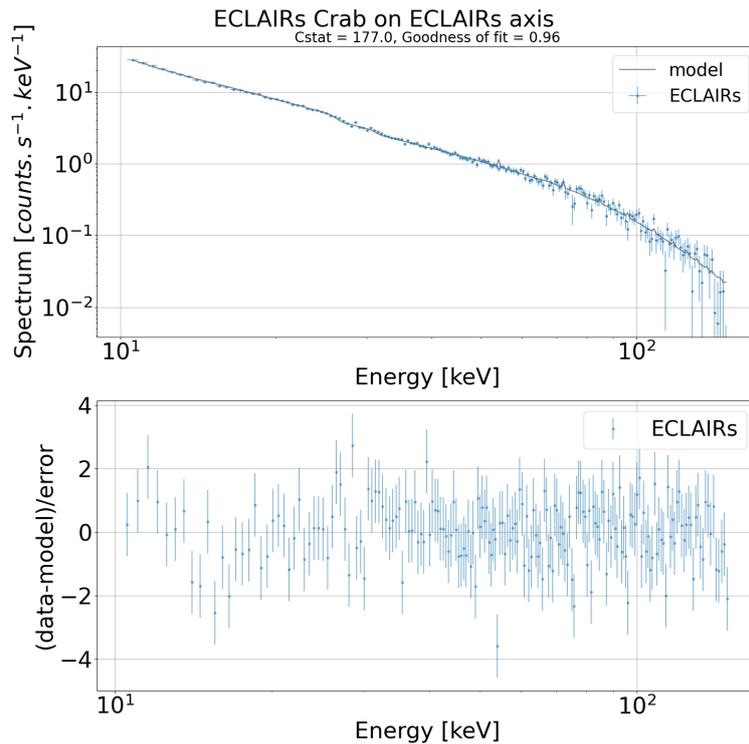


FIGURE 5.15 – Spectre en coups de la nébuleuse Crabe vue par ECLAIRS (exposition 3600 s) et ajusté avec XSPEC. Voir la figure 5.5 pour le détail des panneaux.

GRD3, tout comme l'écart relatif entre le fond vrai et le fond estimé qui est globalement distribué autour de zéro. À partir d'environ 300 keV cependant, l'écart relatif dépasse les 10% et fluctue beaucoup. Les résidus sont plus mauvais pour le GRD2 et GRD3 et nous pouvons noter un effet systématique d'environ -5% dans l'écart relatif du GRD2 à partir d'environ 40 keV. La figure 5.18 montre les résultats de l'ajustement spectral avec XSPEC. Au lieu d'une statistique d'ajustement de type PGstat, en principe recommandée comme pour l'analyse des sursaut gamma présentée en section 5.1, j'ai utilisé une simple statistique de χ^2 étant donné les grands nombres de coups disponibles (plus de 100 dans tous les canaux d'énergie). Un PGstat suit en effet une distribution de χ^2 dans la limite des grands nombres. De plus, j'ai fixé le paramètre E_{peak} à sa valeur de référence pour faciliter les ajustements, considérant que cette énergie de transition spectrale est connue et référencée. Enfin, j'ai fixé l'énergie pivot E_{piv} à l'énergie de décorrélacion qui vaut 50 keV ici. Tous les résultats sont reportés dans le tableau 5.3. Comme vu lors de l'estimation du fond, le GRD1 présente les meilleurs résultats avec un flux qui est reconstruit avec un écart de seulement 1% et une précision de 2% ce qui est largement conforme aux exigences scientifiques. De même les indices Γ_1 et Γ_2 sont proches de leurs valeurs vraies à moins de 10 %. Le flux du GRD2 quant à lui s'écarte de 18% de la valeur attendue, et l'erreur ne couvre pas cet écart. Cette différence est due à l'effet systématique observé lors de l'estimation du fond. Il est donc indispensable de le prendre en compte dans les erreurs du fond estimé en ajoutant une erreur systématique que j'ai fixée à 5 % quelle que soit

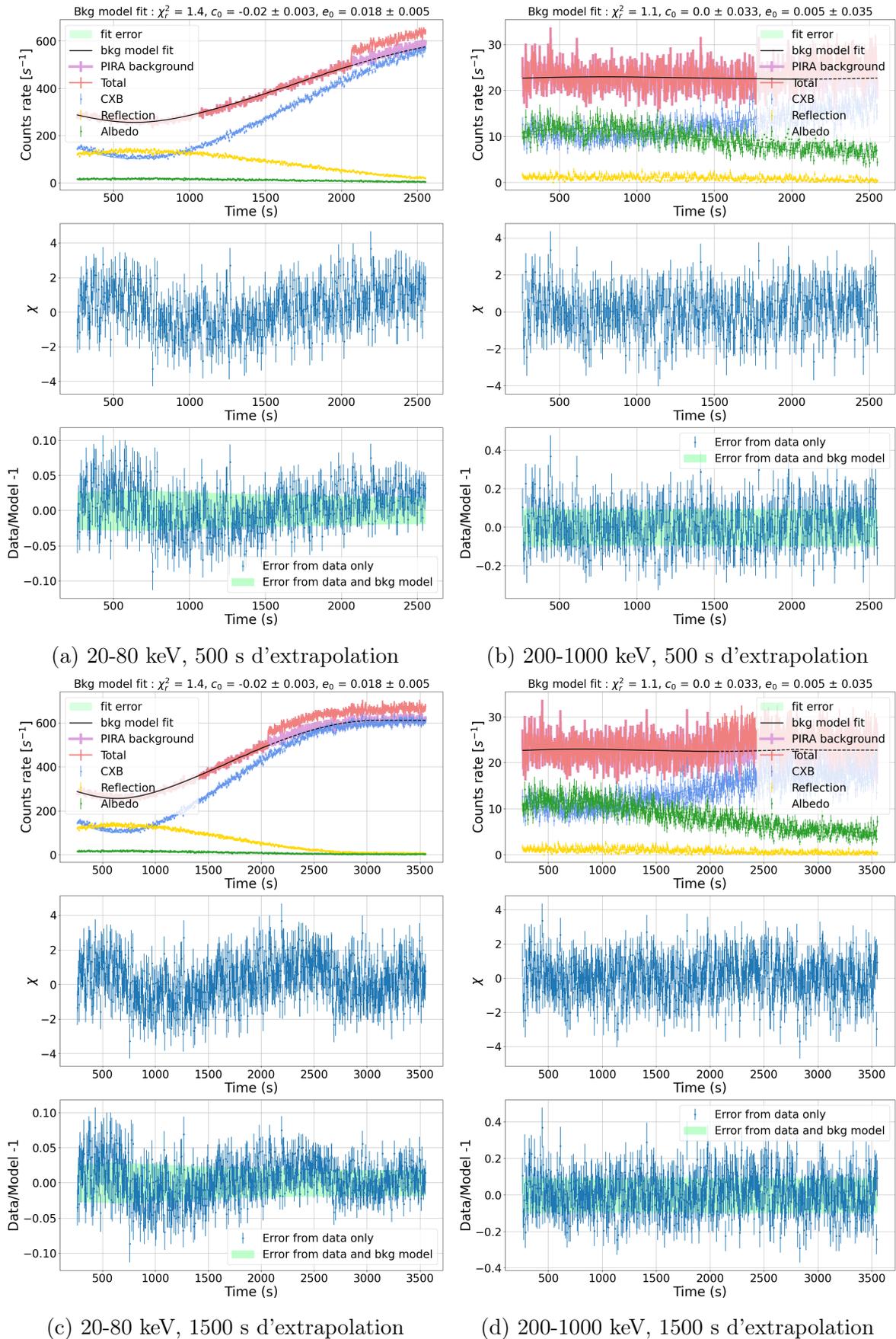


FIGURE 5.16 – Courbes de lumière du GRD2 et ajustement du modèle de fond sur une durée de ~ 1800 s, avec une durée d'extrapolation de 500 s (a), (b), et 1500 s (c), (d) entre 20-80 keV (gauche) et 200-1000 keV (droite). Voir la figure 5.2 pour le détail des panneaux.

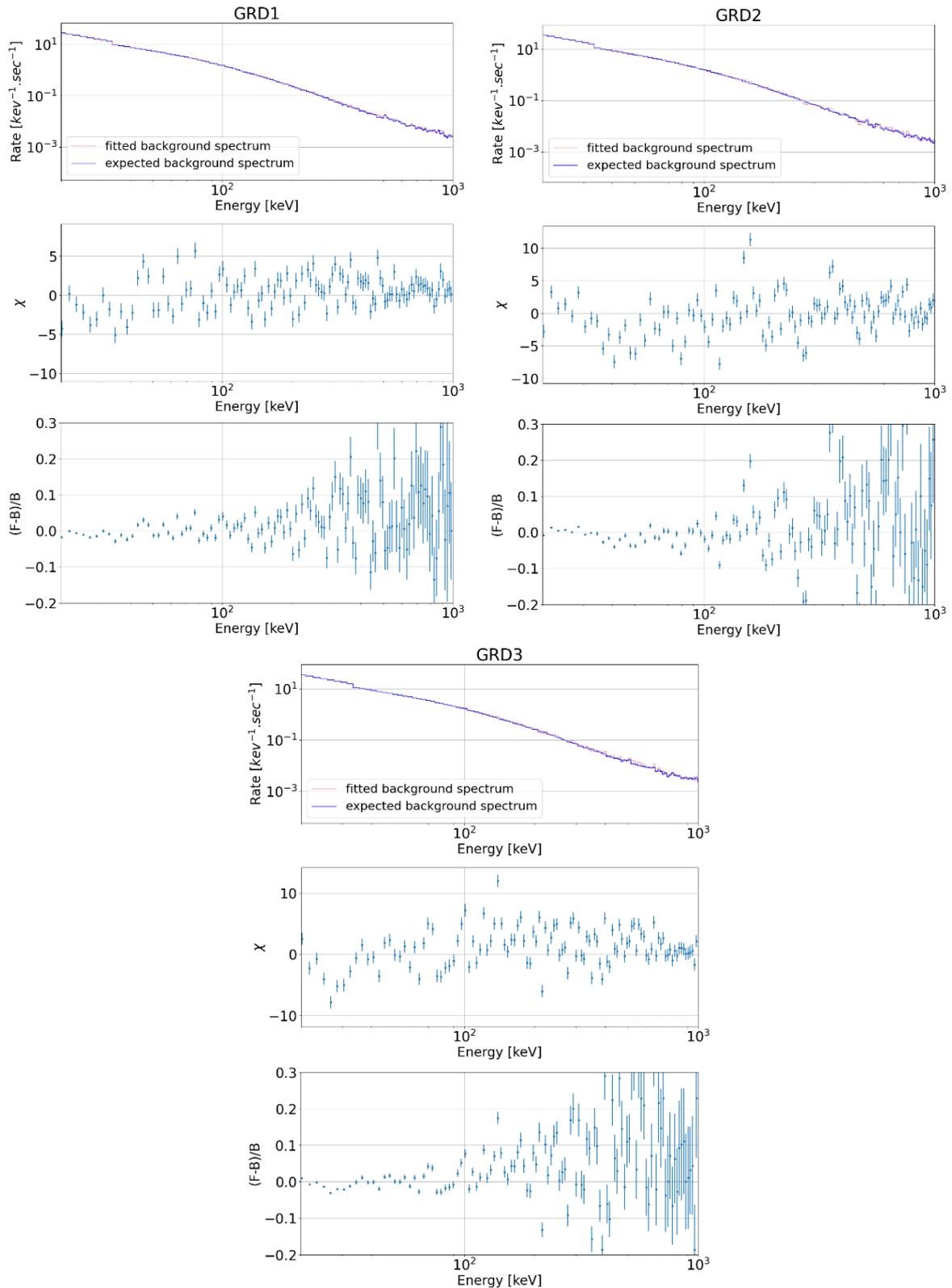


FIGURE 5.17 – Spectres en coups du fond F obtenus avec ajustement du modèle de fond comparé au spectre réel B sous une simulation de la nébuleuse du Crabe pendant 1500s vue par les 3 GRDs. Le second panneau illustre les résidus entre les deux spectres, et le dernier panneau leur écart relatif.

l'énergie, correspondant à la valeur moyenne des biais observés sur la figure 5.17. La figure 5.19 illustre les spectres en coups ajustés du GRD2 et du GRM avec l'erreur systématique prise en compte pour le GRD2. Le χ^2 réduit est bien meilleur que précédemment avec une valeur de 1.8 pour le GRD2 seul et de 2.4 pour le GRM. Par ailleurs, les résidus sont plats à basse énergie ce qui indique que l'erreur systématique est surestimée au dessous de 100 keV. La plupart des résidus sont compris entre -3σ et $+3 \sigma$ et sont meilleurs que lorsque l'erreur systématique n'est pas prise en compte. Cela a pour effet d'améliorer légèrement le flux obtenu avec 17 % (au lieu de 18 %) d'écart par rapport à la valeur de référence, et surtout d'aboutir à une erreur beaucoup plus réaliste (environ 10 %), même si la précision sur le flux est dégradée. Enfin, considérer cette erreur systématique pour le GRD2 améliore nettement les résultats de l'analyse combinée des 3 détecteurs avec un flux estimé totalement en accord avec le flux vrai. À noter pour terminer qu'il serait en principe possible d'introduire une erreur systématique dépendante de l'énergie d'après la figure 5.17, ce qui gommerait les légers désaccords restants, notamment en sortie de l'analyse spectrale avec le GRD2 seul. Un tel réglage fin serait cependant exagéré car irréaliste, sous-entendant que le fond réel est connu très précisément, en particulier à basse énergie. Dans la réalité, s'il est envisageable de vouloir contrôler le fond à mieux que 10 % in fine, tous les effets systématiques devront être examinés, non seulement ceux associés aux composantes du fond mais aussi ceux liés à la réponse spectrale des instruments. Ce travail ne sera évidemment possible qu'avec les données réelles acquises après le lancement.

Comme nous venons de le voir, une longue exposition de 1500 s implique une statistique en photons importante en provenance de la nébuleuse du Crabe, mais également des erreurs potentiellement accrues dans la prédiction du modèle de fond extrapolé sur cette durée. Pour cette raison, j'ai examiné le cas d'une exposition moins longue. La figure 5.20a compare les spectres en coups des fonds réel (B) et extrapolé (F) durant 500 s, après ajustement du modèle de fond (voir figure 5.16) du GRD2. L'écart relatif systématique $(F-B)/B$ qui était de 5 % en moyenne pour une exposition de 1500 s (voir figure 5.17) semble toujours présent (voir le troisième panneau). Cependant, il apparaît moins significatif au regard de l'erreur statistique qui a augmenté dans le même temps (car il y a moins de coups globalement), comme l'indiquent les meilleurs résidus (voir le deuxième panneau). Il ne semble donc pas nécessaire d'introduire une erreur systématique dans l'analyse avec XSPEC. Les résultats de cette analyse sont reportés dans le tableau 5.3. Ce dernier montre que l'ajustement conjoint avec les trois GRDs est excellent, comme l'illustre aussi la figure 5.20b. Avec le GRD2 seul, le spectre est mieux reconstruit qu'avec une exposition de 1500 s (χ^2 réduit de 2.2 contre 7.8 auparavant), en particulier l'indice spectral de haute énergie est bien mieux mesuré. La mesure du flux est également améliorée, mais un écart de $13 \% \pm 3 \%$ subsiste par rapport à sa valeur de référence. Malgré une qualité d'ajustement également accrue avec les GRD1 et GRD3, le flux reconstruit avec ces détecteurs pris individuellement est maintenant sous-estimé, d'environ $7 \% \pm 3$

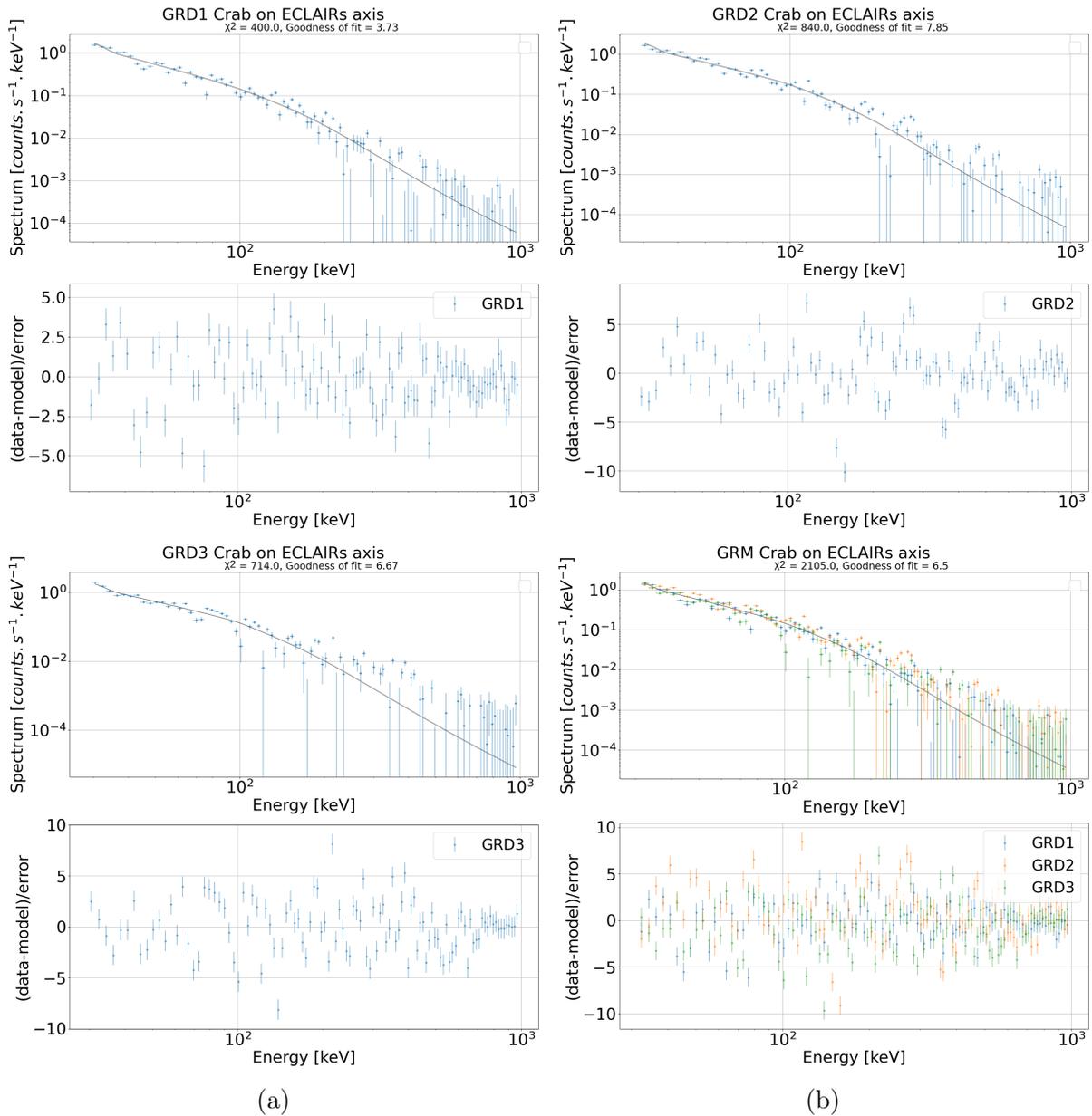


FIGURE 5.18 – Spectres en coups de la nébuleuse du Crabe (exposition de 1500 s) ajustés avec XSPEC entre 30 et 1000 keV pour chaque GRD et le GRM. Voir la figure 5.5 pour le détail des panneaux.

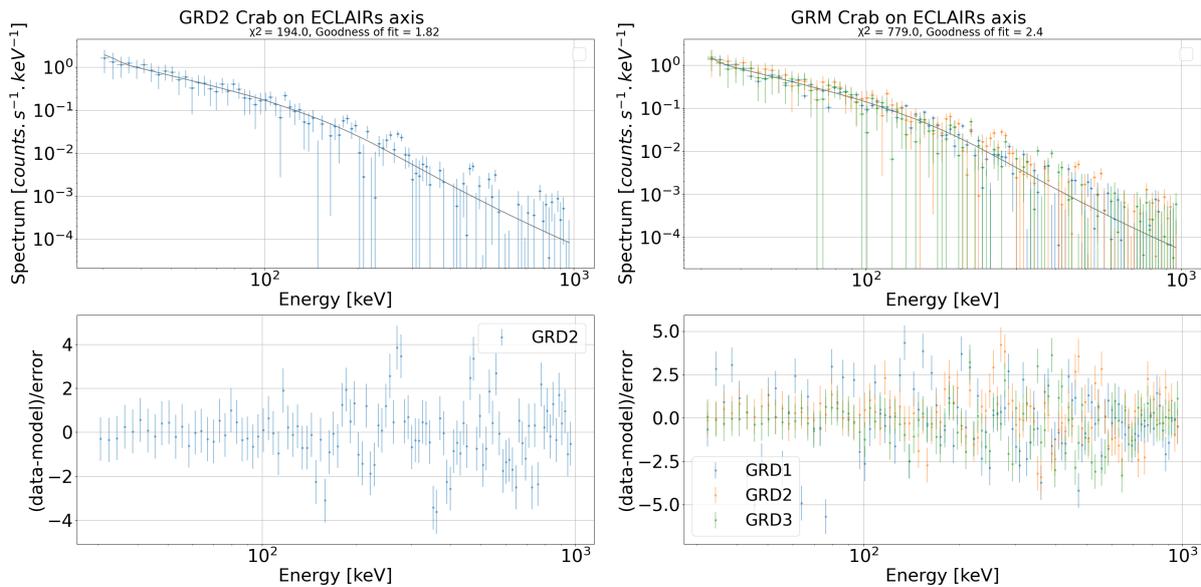


FIGURE 5.19 – Spectres en coups de la nébuleuse du Crabe (exposition de 1500 s) ajustés avec XSPEC entre 30 et 1000 keV pour le GRD2 avec une erreur systématique de 5% et les deux autres GRDs combinés. Voir la figure 5.5 pour le détail des panneaux.

%. Dans l'ensemble, ces résultats indiquent qu'une exposition plus courte n'améliore pas forcément l'analyse spectrale suivant les GRDs considérés, et qu'elle est équivalente voire légèrement meilleure en les combinant. En pratique après le lancement de SVOM, le choix de la durée d'exposition dépendra donc principalement des incertitudes systématiques sur le bruit de fond réel que les détecteurs enregistreront en orbite.

En conclusion, l'ensemble des résultats présentés ci-dessus sont prometteurs car une précision de quelques pourcents pour la mesure du flux de la nébuleuse du Crabe semble atteignable en une fraction d'orbite seulement (10 min à 25 min typiquement), avec un biais limité issu de la modélisation du fond. Même si mon étude est dans une certaine mesure idéalisée car basée sur un modèle de fond construit sur les mêmes données simulées que celles qui sont analysées, le biais sur le flux est en effet compris entre 5 % et 15 % pour les détecteurs du GRM pris individuellement, et surtout bien moindre lorsqu'ils sont combinés dans l'analyse spectrale. Le spectre de la nébuleuse du Crabe, analysé autour de ses émergences ou occultations, devrait donc être reconstruit avec ECLAIRS et le GRM suffisamment précisément pour évaluer les incertitudes systématiques sur la réponse spectrale de ces instruments dans le cadre fixé par les exigences scientifiques de la mission.

5.2.3 Cygnus X-1

Cygnus X-1 est la deuxième candidate pour l'inter-étalonnage entre ECLAIRS et le GRM, et sera observable dès le mois de juin 2024. Dans le catalogue établi par Dagonneau et al. 2021, son spectre différentiel en photons est décrit par une loi de puissance d'indice

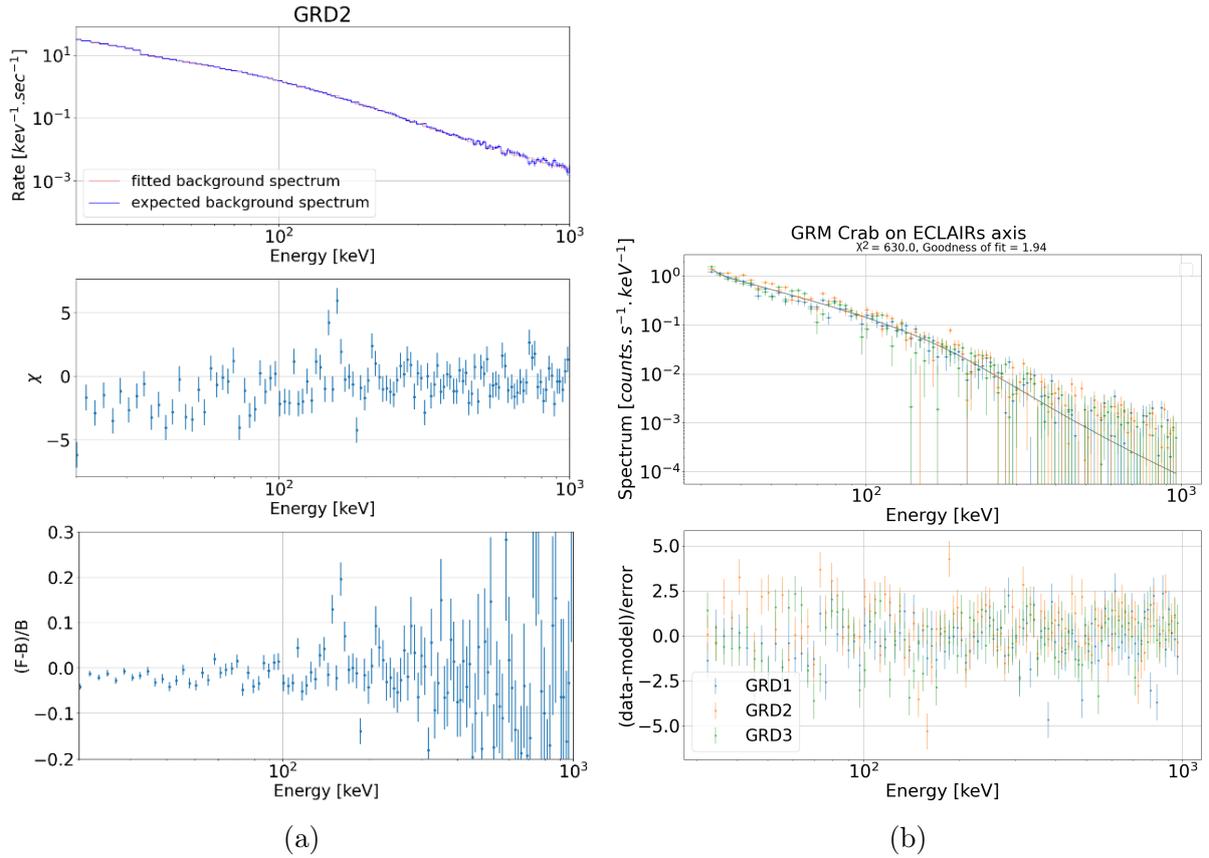


FIGURE 5.20 – (a) Spectre en coups du fond ajusté F et du fond attendu B sous une simulation de la nébuleuse du Crabe (exposition 500 s) vue par le GRD2. Voir la figure 5.17 pour le détail des panneaux. (b) Spectres en coups de la nébuleuse du Crabe ajustés avec XSPEC entre 30 et 1000 keV pour le GRM. Voir la figure 5.5 pour le détail des panneaux.

$\Gamma = 1.97$ et un flux (4-120 keV) = $0.832 \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, ce qui équivaut à un flux (50-120 keV) = $0.043 \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. L'intensité de cette source est donc plus de deux fois moindre que celle de la nébuleuse du Crabe. On s'attend donc à ce que les écarts entre le modèle de fond et le fond réel aient une plus grande influence sur l'analyse spectrale. Pour atteindre une sensibilité à la source comparable à la sensibilité à la nébuleuse du Crabe, j'ai simulé 6 fois plus de données. Pour chaque GRD, j'ai combiné les 6 spectres en coups en estimant le fond pour chacun d'eux avec le modèle physique paramétrique extrapolé sur une durée de 1500 s. La durée totale d'exposition est donc de 9000 s.

Les résultats de l'ajustement avec XSPEC pour le GRM sont illustrés dans le haut du tableau 5.4 et la figure 5.21b. De manière générale, les résultats sont moins bons que pour l'analyse de la nébuleuse du Crabe avec des χ^2 assez grands. Les flux obtenus avec les GRD1 et GRD3 sont mesurés avec une précision de 1 % seulement mais ils s'écartent de 3 % à 7 % de la valeur de référence. Pire, le flux obtenu avec le GRD2 est surestimé de 42 %. Cet effet récurrent dans les analyses est certainement dû à l'emplacement du GRD2 proche d'ECLAIRs qui bloque la détection de certains photons.

Durée d'exposition : 1500 s						
Instrument	GRD1	GRD2	GRD2 (sys err)	GRD3	GRM	GRM (sys err)
χ^2 réduit	3.7	7.8	1.8	6.7	6.5	2.4
K_{50} ($10^{-3} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$)	3.30 ± 0.04 (0.1, 1.9 σ)	3.8 ± 0.1 (0.6, 6.0 σ)	3.8 ± 0.4 (0.7, 1.8 σ)	3.2 ± 0.1 (0.1, 1.3 σ)	3.44 ± 0.03 (0.3, 8.3 σ)	3.3 ± 0.05 (0.1, 2.5 σ)
Γ_1	2.16 ± 0.04 (0.10, 2.6 σ)	2.06 ± 0.04 (0.005, 0.13 σ)	2.12 ± 0.20 (0.07, 0.3 σ)	2.23 ± 0.04 (0.18, 4.0 σ)	2.16 ± 0.03 (0.10, 4.0 σ)	2.19 ± 0.04 (0.13, 3.1 σ)
Γ_2	2.60 ± 0.08 (0.24, 3.1 σ)	2.78 ± 0.07 (0.42, 5.6 σ)	2.55 ± 0.20 (0.19, 1.3 σ)	3.40 ± 0.20 (1.04, 6.7 σ)	2.82 ± 0.05 (0.31, 6.0 σ)	2.61 ± 0.07 (0.26, 3.9 σ)
Flux ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	0.101 ± 0.002	0.121 ± 0.002	0.120 ± 0.010	0.097 ± 0.004	0.106 ± 0.001	0.102 ± 0.001
Flux/Flux _{reel}	0.99 ± 0.02	1.18 ± 0.02	1.17 ± 0.10	0.96 ± 0.04	1.04 ± 0.01	1.00 ± 0.01

Durée d'exposition : 500 s						
Instrument	GRD1	GRD2	GRD2 (sys err)	GRD3	GRM	GRM (sys err)
χ^2 réduit	1.7	2.2	-	1.8	1.9	-
K_{50} ($10^{-3} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$)	3.0 ± 0.1 (-0.2, 2.0 σ)	3.7 ± 0.1 (0.5, 5.4 σ)	-	3.1 ± 0.1 (-0.1, 0.2 σ)	3.3 ± 0.1 (0.1, 1.6 σ)	-
Γ_1	2.08 ± 0.07 (0.02, 0.4 σ)	2.12 ± 0.06 (0.06, 1.0 σ)	-	2.25 ± 0.07 (0.19, 2.7 σ)	2.15 ± 0.04 (0.09, 2.1 σ)	-
Γ_2	2.48 ± 0.10 (0.12, 1.0 σ)	2.39 ± 0.10 (0.03, 0.3 σ)	-	2.43 ± 0.13 (0.08, 0.6 σ)	2.43 ± 0.07 (0.07, 1.1 σ)	-
Flux ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	0.095 ± 0.003	0.115 ± 0.003	-	0.096 ± 0.003	0.102 ± 0.002	-
Flux/Flux _{reel}	0.93 ± 0.03	1.13 ± 0.03	-	0.93 ± 0.03	1.00 ± 0.02	-

TABLE 5.3 – Résultats de l'analyse spectrale avec XSPEC des données de simulation de la nébuleuse du Crabe pendant 1500 s et 500 s avec les paramètres suivants : $\Gamma_1 = 2.06$, $\Gamma_2 = 2.36$, $E_{break} = 98$ keV, flux (50-120 keV) = $0.102 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, $K_{50} = 3.2 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$. XSPEC considère les erreurs statistiques lors de l'ajustement de chaque instrument. Pour le GRD2, les résultats de l'ajustement avec une erreur systématique supplémentaire de 5 % ont été reportés dans la colonne "GRD2 (sys err)". La colonne "GRM (sys err)" correspond à l'analyse des GRD1 et GRD3 combinés avec "GRD2 (sys err)". Les valeurs entre parenthèses indiquent la différence du paramètre estimé avec le paramètre vrai $d_{abs} = x_e - x_v$ et l'écart relatif en nombre d'écart standard $d_{rel} = \frac{|d_{abs}|}{\sigma_e}$. À noter que d_{abs} est une approximation du biais $b = \langle x_e \rangle - x_v$ i.e. $d \sim b$ si x_e est très bien mesurée avec une erreur σ_e très petite.

Afin d'améliorer les ajustement, j'ai réalisé une seconde étude en ajoutant des erreurs systématiques à chacun des GRDs (2 % pour les GRD1 et 3 % pour les GRD2 et GRD3). Les résultats sont reportés dans le bas du tableau 5.4 et sur la figure 5.21b. L'ajout d'erreurs systématiques améliore nettement la reconstruction des spectres avec des χ^2 réduits qui sont proches de 1. Les erreurs sont plus réalistes mais en contrepartie la précision sur le flux est dégradée. Si le flux du GRD2 est toujours très mal contraint, le flux du GRM s'écarte cependant de 12 % seulement de la valeur attendue, avec une précision de 6 %, ce qui est satisfaisant. Les effets systématiques dans les différents GRDs semblent se compenser, mais dans une certaine mesure seulement car le biais sur l'indice spectral reste par ailleurs assez important. Globalement, l'analyse spectrale de Cygnus X-1 apparaît donc sensible à des incertitudes aussi petites que quelques pourcents dans la modélisation du fond dans le GRM. La raison la plus évidente est que le signal de cette source représente à peine 5 % du bruit de fond, contre plus du double pour la nébuleuse du Crabe. Par conséquent, cette dernière demeure de loin la meilleure source astrophysique

Sans erreur systématique				
Instrument	GRD1	GRD2	GRD3	GRM
χ^2 réduit	7.6	12.2	11.8	12.3
K_{60} ($10^{-3} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$)	1.01 ± 0.01 (-0.01, 0.8σ)	1.51 ± 0.02 (0.49, 32.1σ)	1.15 ± 0.02 (0.13, 8.6σ)	1.26 ± 0.01 (0.24, 26.4σ)
Γ	2.31 ± 0.02 (0.34, 14.6σ)	2.20 ± 0.02 (0.23, 15.3σ)	2.49 ± 0.02 (0.53, 21.5σ)	2.38 ± 0.01 (0.41, 32.4σ)
Flux ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	0.040 ± 0.001	0.061 ± 0.001	0.044 ± 0.001	0.049 ± 0.001
Flux/Flux _{reel}	0.93 ± 0.01	1.42 ± 0.01	1.03 ± 0.01	1.15 ± 0.01
Avec erreur systématique				
Instrument	GRD1	GRD2	GRD3	GRM
χ^2 réduit	1.4	1.1	1.2	1.3
K_{60} ($10^{-3} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$)	1.06 ± 0.10 (0.04, 0.4σ)	1.68 ± 0.20 (0.66, 3.9σ)	1.04 ± 0.20 (0.02, 0.1σ)	1.26 ± 0.08 (0.24, 3.0σ)
Γ	2.33 ± 0.08 (0.36, 4.3σ)	2.50 ± 0.10 (0.53, 5.7σ)	2.49 ± 0.15 (0.53, 3.5σ)	2.50 ± 0.06 (0.53, 8.5σ)
Flux ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	0.042 ± 0.004	0.065 ± 0.007	0.040 ± 0.006	0.048 ± 0.003
Flux/Flux _{reel}	0.97 ± 0.09	1.51 ± 0.15	0.93 ± 0.14	1.12 ± 0.06

TABLE 5.4 – Résultats de l'analyse spectrale des données de simulation de Cyg X-1 (exposition 9000 s) avec les paramètres suivants : $\Gamma = 1.97$, flux (50-120 keV) = $0.043 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, $K_{60} = 1.02 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$. Le haut du tableau montre les résultats obtenus sans erreur systématique, et le bas du tableau avec l'ajout d'une erreur systématique à 2 % pour le GRD1 et 3 % pour les GRD2 et GRD3. Voir le tableau 5.4 pour les informations entre parenthèses.

d'étalonnage pour le GRM avec la technique de comptage autour de ses émergences et occultations.

Pour ECLAIRS le fond est estimé directement d'après une simulation de Cygnus X-1 pendant 3600 s. Les résultats de l'ajustement avec XSPEC sont les suivants : $K_{51} = (1.43 \pm 0.02) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$, $\Gamma = 2.0 \pm 0.02$, et flux(50-120 keV) = $0.043 \pm 0.001 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ avec un ctsat réduit égal à 1.0 (voir figure 5.21a). L'indice spectral et le flux sont parfaitement reconstruits, avec une précision de 2 % environ pour ce dernier. Les résultats sont donc excellents, du fait de l'utilisation d'une simulation indépendante du fond au lieu du modèle paramétrique. Après le lancement, la technique d'imagerie sera utilisée et les performances spectroscopiques seront éventuellement un peu différentes.

5.2.4 Pulsar du Crabe

Le pulsar du Crabe est une source variable et périodique qui sera également utilisée pour l'inter-étalonnage des instruments. Ici l'estimation du fond durant l'observation de la source est facilitée par le caractère périodique de son émission. La figure 5.22a montre le phasogramme du pulsar mesuré par l'instrument FREGATE de la mission HETE2 (Olive et al. 2002). Il est divisé en deux parties, la phase "ON" du pulsar qui constitue ~ 60 % de la phase totale et la phase "OFF" (hors pulse, ~ 40 % de la phase totale). La phase

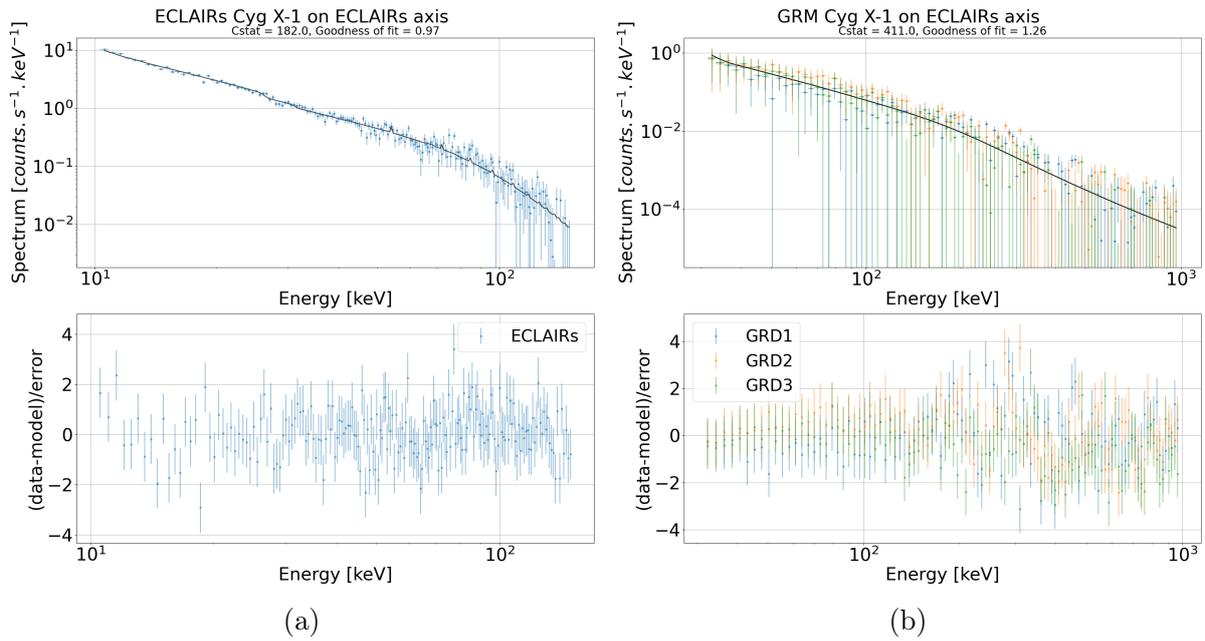


FIGURE 5.21 – Spectres en coups de Cygnus X-1 vu par ECLAIRS pendant une durée d'exposition de 3600 s (a) et le GRM avec des erreurs systématiques pendant 9000 s (b) et ajustés par XSPEC. Voir la figure 5.5 pour le détail des panneaux.

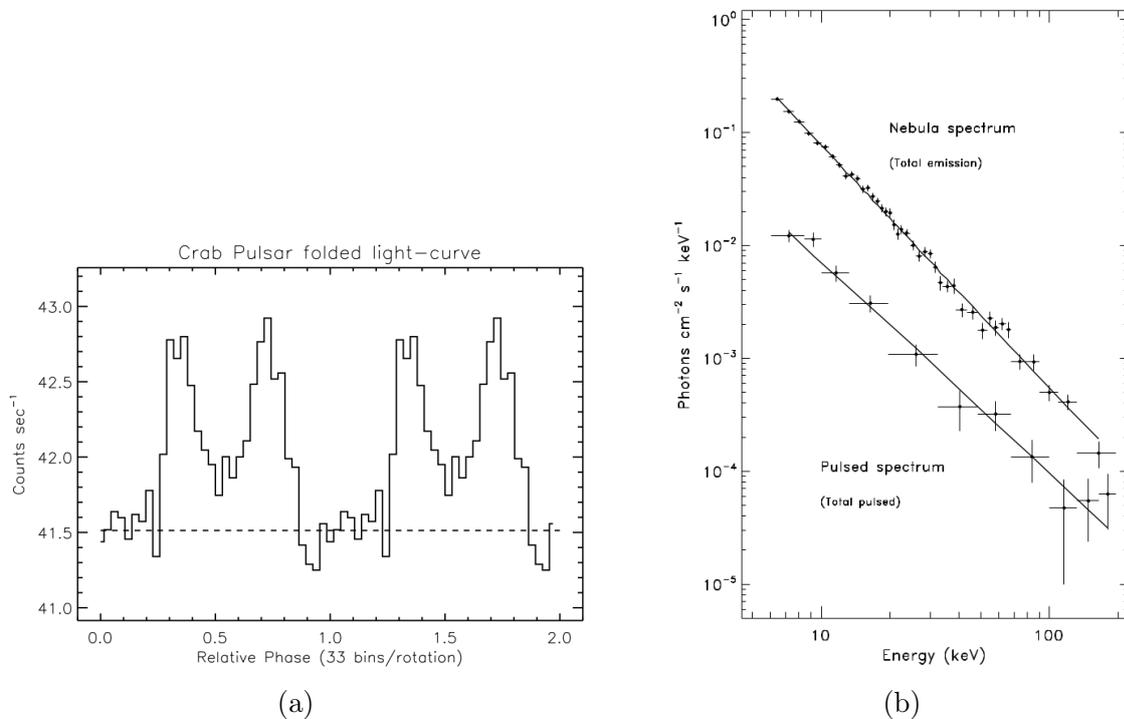


FIGURE 5.22 – (a) Phasogramme du pulsar du Crabe obtenu avec FREGATE/HETE-2. (b) Spectres différentiels en photons du pulsar et de la nébuleuse du Crabe mesurés avec FREGATE-HETE2. Source Olive et al. 2002

"ON" contient le signal du pulsar additionné au fond, tandis que la phase "OFF" est la contribution du fond, qui ne dépend pas de la phase et peut être ajusté par une simple constante. D'après Olive et al. 2002, le spectre différentiel en photons du pulsar est décrit par une loi de puissance avec les paramètres spectraux suivants : $K_{30} = (0.89 \pm 0.13) \cdot 10^{-3}$, $\Gamma = 1.87 \pm 0.13$. La figure 5.22b compare ce spectre à celui de la nébuleuse, dont on voit qu'elle est environ 10 fois plus intense.

Afin d'estimer la sensibilité d'ECLAIRs et du GRM au pulsar en vue de préparer l'étalonnage en vol, j'ai simulé cette source pendant 10 orbites pour atteindre une statistique en photons raisonnable. Les outils présentés dans ce manuscrit ne permettant pas de simuler l'émission pulsée de la source, j'ai construit les spectres en coups en sélectionnant simplement d'une part les événements détectés en provenance du pulsar accompagnés de 60 % de ceux provenant du fond, d'autre part les 40 % restants en provenance du fond. Cette manipulation permet de simuler des données représentatives, bien qu'il sera nécessaire de simuler l'émission pulsée de manière plus réaliste à l'avenir. Dans la réalité, il faudra évidemment reconstruire le phasogramme au préalable, à partir des éphémérides du pulsar.

L'analyse avec XSPEC est représentée sur la figure 5.23 pour ECLAIRs, les GRDs, et la figure 5.24 pour l'analyse combinée du GRM avec ECLAIRs. Les résultats sont reportés dans le tableau 5.5. Les indices spectraux sont très bien contraints pour tous les instruments en particulier pour ECLAIRs grâce à son seuil bas de détection. Le flux entre 50 et 120 keV est reconstruit avec un écart d'au plus 6 % pour ECLAIRs et une précision qui varie autour de 3 %. Afin de réduire les erreurs statistiques et de mesurer plus précisément les potentiels biais systématiques de la reconstruction spectrale, il serait utile de simuler un plus grand nombre d'orbites. J'ai d'abord estimé le nombre d'orbites nécessaires pour atteindre une précision statistique de 1 %, à partir du rapport signal sur bruit de la nébuleuse (SNR_N) et du pulsar (SNR_P) :

$$SNR_N = \frac{r_N \times \sqrt{t_N}}{\sqrt{b}} \quad (5.2)$$

$$SNR_P = \frac{r_P \times \sqrt{t_P}}{\sqrt{b}} = \frac{r_P \times \sqrt{t_P}}{r_N \times \sqrt{t_N}} \times SNR_N = \frac{1}{10} \sqrt{t_P/t_N} \times SNR_N \quad (5.3)$$

où r_N est le taux de comptage provenant de la nébuleuse et $r_P = \frac{r_N}{10}$ celui du pulsar, b le taux de comptage provenant du fond, et t_N, t_P sont les durées d'exposition de la nébuleuse et du pulsar, respectivement. La précision de la mesure du flux du pulsar s'exprime en première approximation comme l'inverse de son SNR :

$$P \sim \frac{1}{SNR_P} = 10 \times \sqrt{t_N/t_P} \times \frac{1}{SNR_N} = 10 \times \sqrt{1500/t_P} \times [0.01 - 0.02] \quad (5.4)$$

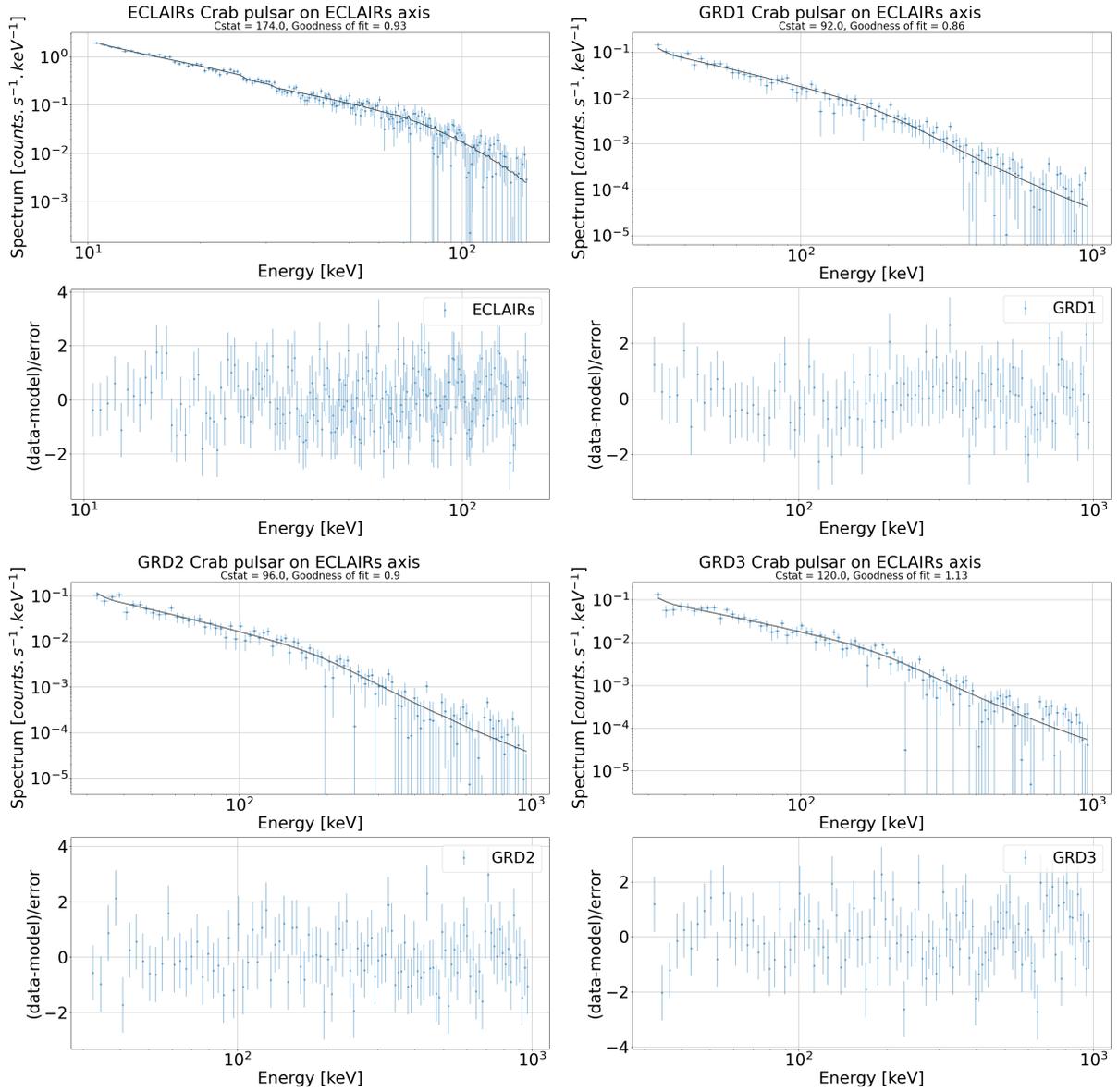


FIGURE 5.23 – Spectres en coups du pulsar du Crabe simulé sur 10 orbites et ajustés avec XSPEC pour ECLAIRS et les GRDs. Voir la figure 5.5 pour le détail des panneaux.

où la précision $1/\text{SNR}_N$ sur le flux de la nébuleuse est égale à 1 % (GRM) et 2 % (ECLAIRS) en 1500 s d'exposition d'après les résultats de la section 5.2.2. Le pulsar étant visible durant 3600 s à chaque orbite (voir figure 5.14), une précision de mesure de son flux de 2 % à 3 % est prédite en 10 orbites, en accord avec les résultats présentés dans le tableau 5.5. Atteindre le pourcent de précision semble par contre hors de portée, une centaine d'orbites étant nécessaire.

Ce travail confirme que l'analyse spectrale de la nébuleuse du Crabe sera en principe possible avec le GRM, à condition d'utiliser un modèle de fond réaliste dans la mise en oeuvre de la technique de comptage autour de ses émergences et occultations. L'analyse spectrale de Cygnus X-1 avec le GRM est plus exigeante et probablement hors de portée,

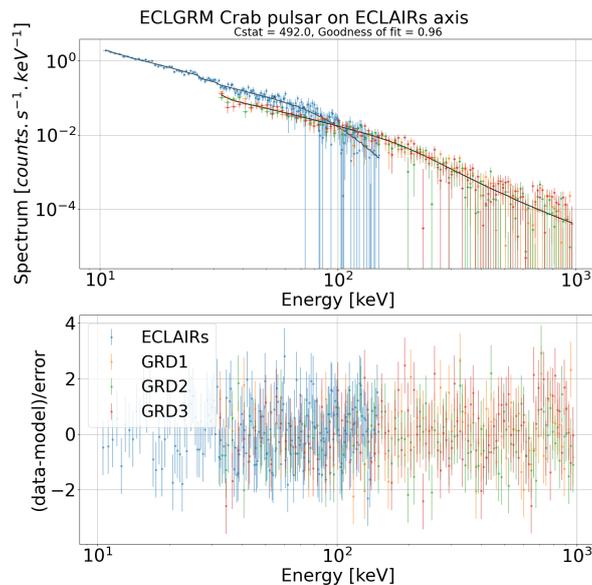


FIGURE 5.24 – Spectres différentiels en photons du pulsar du Crabe simulé sur 10 orbites et ajustés avec XSPEC pour ECLAIRs combiné au GRM. Voir la figure 5.5 pour le détail des panneaux.

Instrument	ECLAIRs	GRD1	GRD2	GRD3	ECLAIRs + GRM
Cstat réduit	0.9	0.9	1.0	1.1	1.0
K_{30} ($10^{-3} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$)	0.95 ± 0.10 (0.08, 6.0σ)	0.94 ± 0.06 (0.05, 0.9σ)	0.89 ± 0.006 (-0.0004, 0.06σ)	0.84 ± 0.05 (-0.05, 1.0σ)	0.94 ± 0.01 (0.04, 4.9σ)
Γ	1.87 ± 0.02 (-0.001, 0.04σ)	1.89 ± 0.04 (0.02, 0.4σ)	1.90 ± 0.05 (0.03, 0.6σ)	1.80 ± 0.04 (-0.07, 1.8σ)	1.89 ± 0.01 (0.02, 1.6σ)
Flux ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	0.0112 ± 0.0003	0.0109 ± 0.0004	0.0102 ± 0.0004	0.0105 ± 0.0004	0.0108 ± 0.0002
Flux/Flux _{reel}	1.06 ± 0.03	1.04 ± 0.04	0.97 ± 0.04	1.00 ± 0.04	1.04 ± 0.02

TABLE 5.5 – Résultats de l'analyse spectrale des données de simulation du pulsar du Crabe avec les paramètres suivants : $\Gamma = 1.87$, flux (50-120 keV) = $0.0105 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, $K_{30} = 0.89 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$. Voir le tableau 5.4 pour les informations entre parenthèses.

car les incertitudes du modèle de fond ne devront pas dépasser quelques pourcents d'après les études que j'ai réalisées. Durant les trois mois de mise en service de SVOM, il faudra adapter les outils de simulation et d'estimation du fond aux taux réellement observés en orbite. Il faudra valider d'une part le simulateur du fond PIRA en vérifiant qu'il reproduit correctement les différentes composantes (CXB, réflexion et albédo) et d'autre part les deux modèles paramétriques (géométrique simple et physique) qui n'ont pour le moment été testés qu'à l'aide de simulations.

Plus généralement, mon travail montre que l'analyse spectrale des trois sources astrophysiques étudiées permettra en principe d'atteindre une précision statistique de mesure suffisante pour révéler les potentielles erreurs d'étalonnage de la réponse des instruments, afin de les corriger. Cygnus X-1 sera la première source observable après le lancement, mais elle ne permettra probablement pas d'étalonner le GRM. L'observation de la nébuleuse du Crabe offrira une précision spectroscopique suffisante même pour une courte

durée d'exposition (moins d'une orbite). Cependant son analyse nécessitera un modèle de fond précis à mieux que 10 % dans l'absolu pour le GRM, au contraire du pulsar du Crabe. L'analyse de ce dernier présente en effet l'avantage de faibles erreurs systématiques issues de la modélisation du fond, cependant le pulsar devra être observé pendant plusieurs dizaines d'orbites pour atteindre une très bonne précision de mesure.

Conclusion

La mission SVOM promet d’apporter de nombreuses réponses aux questions ouvertes concernant les sursauts gamma, phénomènes au coeur de l’astrophysique multi-messagers. L’analyse combinée des données des instruments ECLAIRs et le GRM devait montrer d’excellentes performances spectroscopiques, sous réserve d’un bon étalonnage relatif des instruments. Les exigences scientifiques de la mission requièrent un inter-étalonnage de 20 % sur le flux et de 10 % sur l’indice spectral. Mon travail contribue à établir le plan d’inter-étalonnage qui sera appliqué en vol après le lancement.

Durant ces trois années de thèse je me suis ainsi appuyée sur les outils de simulation PIRA, *events-simulator* et *grb-simulator* développés par l’IRAP et l’IAP. J’ai contribué au logiciel PIRA en créant avec GEANT4 la banque d’évènements du GRM pour chacune des trois composantes principales du fond instrumental. Mes résultats sont similaires à ceux obtenus avec une simulation statique par les collaborateurs chinois de l’équipe du GRM (He et al. 2020) malgré quelques écarts qui s’expliquent par la différence des méthodologies. Par ailleurs, j’ai pris part au travail de validation des logiciels *events-simulator* et *grb-simulator*, notamment par la comparaison de la dispersion en énergie simulée à celle attendue d’un calcul analytique. Ces outils devront néanmoins être validés en vol après le lancement du satellite. Il sera en particulier nécessaire d’optimiser la simulation des trois composantes du fond. En outre, il conviendrait d’essayer d’inclure à PIRA les effets de l’activation des détecteurs lors des passages dans la SAA, par exemple en caractérisant le fond en vol et en appliquant des composantes ad hoc.

À l’aide de ces outils, j’ai testé différentes méthodes de modélisation du fond par la technique de comptage, qui sera appliquée pour estimer le fond dans les données VHF et bande X du GRM, et VHF d’ECLAIRs. Tout d’abord, j’ai montré que la méthode usuelle qui consiste à ajuster un modèle simple temporel est très vite limitée et ne fonctionne pas dans divers scénarios classiques tels qu’un repointé de la plateforme, ou encore l’étude d’une source stable. En second lieu, j’ai élaboré un modèle géométrique simple et un modèle paramétrique physique qui permettent d’estimer correctement le fond lors de l’observation d’un sursaut dans toute la bande spectrale des instruments. Néanmoins, lors de la reconstruction spectrale, le modèle physique se démarque nettement avec d’excellents résultats. Pour un sursaut de fluence moyenne à élevée, il permet de reconstruire un flux intégral sans biais, avec une précision de 1 % à 9 % en combinant les instruments

ECLAIRS et GRM. Au contraire, le modèle simple présente des écarts très conséquents (jusqu'à 30 % environ) avec la valeur attendue du flux d'un sursaut moyennement fluide, et une précision qui varie entre 30 % et 50 %. Le modèle physique paramétrique permet donc de satisfaire totalement les exigences scientifiques de la mission contrairement au modèle géométrique simple.

Enfin, seul le modèle physique est adapté à l'étude de sources brillantes non transitoires pour l'inter-étalonnage. J'ai examiné les trois meilleures sources candidates : la nébuleuse du Crabe, Cygnus X-1 et le pulsar du Crabe. La nébuleuse du Crabe est très intense, mais nécessite l'utilisation d'un modèle de fond pour le GRM, et ne sera pas observable les quelques mois qui suivront le lancement. Son analyse spectrale montre de très bons résultats pour ECLAIRS avec un flux précis à 2 %. L'estimation du fond introduit un biais systématique dans le spectre mesuré avec le GRD2, qui n'est cependant pas significatif lorsque les trois GRDs sont combinés, avec un flux très juste et précis à 1 %. Cette erreur systématique est plus grande dans le cas de Cygnus X-1, dont l'intensité est plus de deux fois moindre que celle de la nébuleuse du Crabe. La reconstruction du flux de la source avec le GRM ne satisfait les exigences de la mission, avec un biais limité à 12 %, qu'en supposant connues les incertitudes sur le fond à quelques pourcents près, ce qui paraît irréaliste. Cygnus X-1 est la seule source parmi les trois qui pourra être observée dès le mois de juin 2024. Enfin, l'étude du pulsar du Crabe ne nécessitant pas l'application du modèle de fond, les résultats sont précis à quelques pourcents pour chaque instrument. Néanmoins, tout comme la nébuleuse, le pulsar ne sera pas observable avant l'automne 2024.

En conclusion, ce travail montre que l'étude de ces trois sources, surtout la nébuleuse et le pulsar du Crabe, sera possible avec la technique de comptage appliquée aux observations du GRM lors de leurs émergences et occultations. Leur analyse spectrale devrait atteindre la précision statistique requise pour révéler les potentielles erreurs systématiques dues aux incertitudes sur la réponse des instruments, qu'il sera alors possible de corriger. Le modèle de fond devra cependant être vérifié en vol au même titre que les outils de simulation. En outre, le GRD2 étant proche d'ECLAIRS sur la plateforme, il pose régulièrement des problèmes lors de la création du modèle de fond et dans l'analyse spectrale finale. Il pourrait être judicieux d'envisager une alternative au modèle en ajustant les données du fond directement par un spectre généré par PIRA dont la normalisation serait laissée libre.

Annexes

Annexe A

Statistique d'ajustement du fond dans ECLAIRs et le GRM

A.1 Fonction de vraisemblance

La fonction de vraisemblance est la probabilité pour un modèle donné d'obtenir les comptages observés. Si le nombre de coups détectés dans chaque bin de la courbe de lumière suit une loi normale, cette fonction s'écrit :

$$L(y_i|m_i) = \prod_{i=1}^N \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2}} e^{-\frac{1}{2}(y_i-m_i)^2/\sigma_i^2} \quad (\text{A.1})$$

où y_i est le nombre de coups détectés dans le bin temporel i , σ_i son erreur, et m_i le nombre de coups attendu du modèle défini au préalable. L'ajustement consiste à minimiser la quantité $-2 \ln L$, appelée statistique d'ajustement, par rapport aux paramètres du modèle. Cette statistique suit une loi de χ^2 car les y_i sont gaussiens, et elle peut donc s'écrire comme :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{y_i - m_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (\text{A.2})$$

Dans le cas où les nombres de coups détectés suivent une loi de Poisson, la fonction de vraisemblance prend la forme suivante (Cash 1979) :

$$L(y_i|m_i) = \prod_{i=1}^N \frac{m_i^{y_i} e^{-m_i}}{y_i!} \quad (\text{A.3})$$

Nous avons donc :

$$-2 \ln L = -2 \sum_{i=1}^N \ln(y_i!) - y_i \times \ln(m_i) + m_i \quad (\text{A.4})$$

Après application de l'approximation de Stirling, on obtient :

$$-2 \ln L = -2 \sum_{i=1}^N y_i \times (\ln(y_i) - \ln(m_i)) + m_i - y_i \quad (\text{A.5})$$

Appelé cstat (voir aussi l'annexe B), cette statistique d'ajustement est adaptée au cas où les nombres de coups détectés sont faibles. Lorsque ces derniers augmentent (limite des grands nombres), la distribution de probabilité du cstat tend vers celle d'un χ^2 (équation A.2).

A.2 Propriétés de l'estimateur de fond

Le choix de la statistique d'ajustement et sa formulation mathématique dépendent de la distribution statistique des observables. Au cas particulier, les nombres de coups détectés par ECLAIRS ou par le GRM dans les différents bins de la courbe de lumière sont poissonniens et indépendants les uns des autres. Ces nombres sont élevés et suivent donc une loi normale quand ils sont obtenus dans une bande large en énergie (entre 1000 et 2000 coups/s typiquement, voir la figure A.1a). La statistique de χ^2 (équation A.2) sera alors justifiée. À l'inverse, l'estimation du fond pour l'analyse spectrale nécessitera de mesurer le nombre de coups dans plusieurs bandes fines en énergie mesurée, appelés canaux (voir le chapitre 5). Pour ECLAIRS par exemple, la largeur d'un canal varie de quelques dixièmes de keV à quelques keV. Le nombre de coups dans chaque canal est donc potentiellement faible, notamment à haute énergie du fait de la décroissance rapide avec l'énergie des spectres en photons des sources considérées. Dans ce second cas d'étude, la statistique d'ajustement en équation A.5 est alors recommandée. Pour illustrer l'importance de ce choix, j'ai réalisé avec l'aide de L. Scotton (LUPM) une étude des propriétés des estimateurs du fond avec les deux statistiques d'ajustement, dans différents régimes de statistique en photons.

Considérons un taux d'évènements constant $\lambda = 15$ Hz et la courbe de lumière correspondante, simulée durant 50 s et échantillonnée à la seconde (voir figure A.1a). L'ajustement de la courbe de lumière par une constante $\hat{\lambda}$ a été réalisé avec les deux statistiques, χ^2 et cstat. La simulation et ses deux ajustements ont été répétés 500 fois pour étudier les propriétés de ces deux estimateurs de λ . La figure A.1b montre les distributions des valeurs ajustées $\hat{\lambda}_i$ ($i = 1, 500$) et de leur erreur σ_i pour les deux types d'ajustement. En utilisant le cstat, les valeurs ajustées sont bien distribuées autour de la valeur vraie λ , avec une moyenne $\langle \hat{\lambda}_i \rangle = 15$ Hz et une erreur moyenne $\sigma = \langle \sigma_i \rangle$ inférieure à 0.6 Hz. En revanche, la distribution issue des ajustements avec un χ^2 est centrée autour de $\langle \hat{\lambda}_i \rangle = 14$ Hz, indiquant que l'estimateur est biaisé. Formellement, le biais de l'estimateur $\hat{\lambda}$ est défini comme $b = E(\hat{\lambda}) - \lambda \simeq \langle \hat{\lambda}_i \rangle - \lambda$, où l'on a estimé son espérance par sa moyenne

pondérée sur l'ensemble des expériences :

$$\langle \hat{\lambda}_i \rangle = \frac{\sum_i \hat{\lambda}_i / \sigma_i^2}{\sum_i 1 / \sigma_i^2} \quad (\text{A.6})$$

dont l'erreur est :

$$\sigma_{\langle \hat{\lambda}_i \rangle} = \sqrt{\frac{1}{\sum_i 1 / \sigma_i^2}} \simeq \frac{\sigma}{\sqrt{N}} \quad (\text{A.7})$$

Pour comparer ce biais à l'erreur typique d'une mesure, on définit le biais relatif comme $b_{rel} = |b|/\sigma$. Si ce rapport reste inférieur à 1 alors le biais peut être négligé car faible devant l'erreur statistique de l'ajustement. Dans l'exemple présenté ci-dessus, c'est bien le cas quand un cstat est minimisé, mais pas quand une statistique de χ^2 est utilisée.

Cette étude a été réalisée pour des taux λ allant de 15 jusqu'à 2000 coups/s. La figure A.2a représente le biais fractionnel $b_{frac} = |b|/\lambda$ (panneau du haut) et le biais relatif $b_{rel} = |b|/\sigma$ (panneau du bas). En utilisant le cstat, le biais fractionnel est très inférieur à 2 % et le biais relatif toujours inférieur à 0.3. Avec une statistique de χ^2 , le biais augmente significativement pour des valeurs de taux $\lambda < 500$ Hz, avec un biais relatif plus grand que 1 en-dessous de 50 Hz.

Enfin, il est important de vérifier la fiabilité de l'erreur statistique issue des ajustements. Pour cela, la figure A.2b montre le pourcentage des simulations pour lesquelles $|\hat{\lambda}_i - \lambda| < \sigma_i$. Par définition, l'erreur σ_i représente un intervalle de confiance à 68 %, ce qui n'est pas vérifié pour les ajustements avec une statistique de χ^2 quand le taux est inférieur à 100 Hz. Cette étude confirme que la statistique de type cstat est hautement recommandée pour estimer le fond quand le nombre de coups détectés n'est pas supérieur à 100 typiquement.

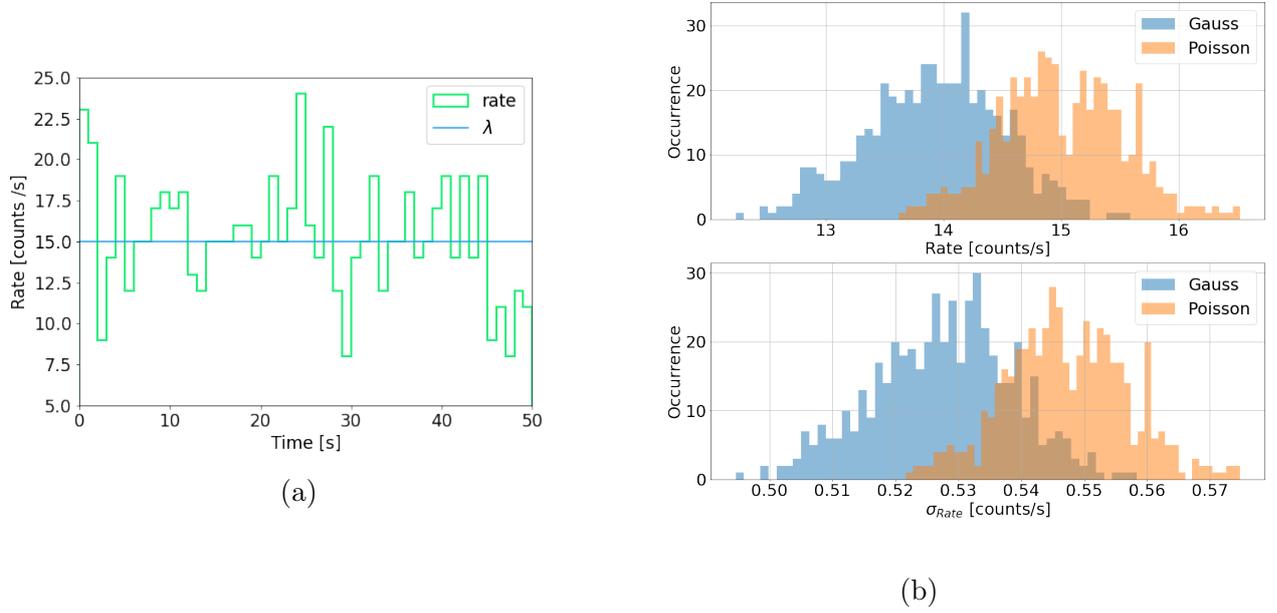


FIGURE A.1 – (a) Taux d'évènements suivant une distribution uniforme autour de la moyenne $\lambda = 15$ coups/s. (b) Distribution des taux estimés et de leur erreur, issues des ajustements avec une statistique de type χ^2 (bleu) et de type cstat (orange) des 500 courbes de lumière simulées.

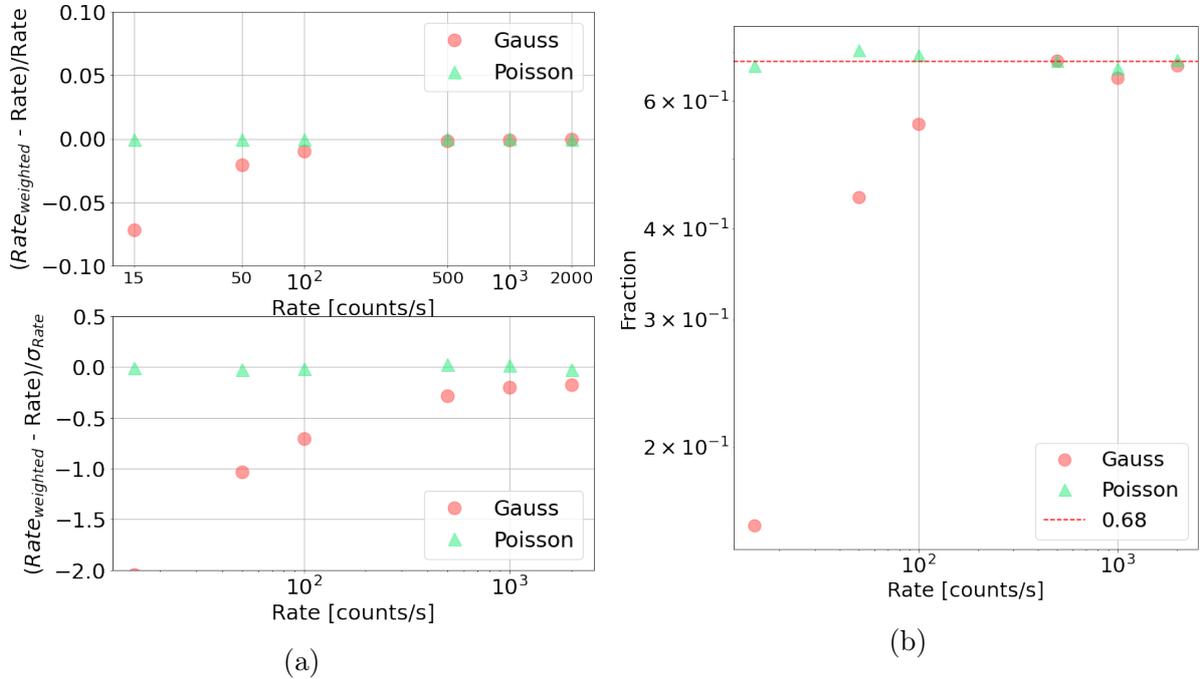


FIGURE A.2 – (a) Biais fractionnel $b_{frac} = |b|/\lambda$ (panneau du haut) et biais relatif $b_{rel} = |b|/\sigma$ de l'estimateur du taux de bruit de fond pour des ajustements avec une statistique de χ^2 (rouge) ou de type cstat (vert), en fonction de la valeur vraie du taux $\lambda = 15, 50, 100, 500$ et 1000 et 2000 Hz. (b) Couverture de l'intervalle de confiance calculé comme le pourcentage des 500 simulations où $|\hat{\lambda}_i - \lambda| < \sigma_i$.

Annexe B

Ajustement spectral avec XSPEC

Lorsque qu'une source est observée, l'instrument ne mesure pas directement son spectre différentiel en photons $\frac{dN}{dE}$, mais enregistre un spectre en coups (nombres de coups $C(I)$ dans différents canaux d'énergie mesurée $E'_{I-1} - E'_I$). Ces spectres vrai et observé sont reliés par :

$$C(I) = \int_0^\infty \frac{dN}{dE}(E)A(E)R(I, E)dE \quad (\text{B.1})$$

où $R(I, E)$ est la probabilité pour un photon d'énergie E d'être reconstruit dans le canal I d'énergie mesurée (voir équation 3.11) et $A(E)$ la surface efficace (section 3.2.1.1). Il est difficile d'inverser cette équation pour reconstruire le spectre $\frac{dN}{dE}$ de la source. Par conséquent, la méthode usuelle consiste à établir au préalable un modèle $\frac{dN}{dE}$ avec des paramètres libres et de l'ajuster aux données. Pour cela on utilise le logiciel XSPEC, développé par le NASA/GSFC (*National Aeronautics and Space Administration's Goddard Space Flight Center*). Il requiert en entrée le spectre total de l'observation (le nombre de coups dans chaque canal d'énergie provenant de la source et du fond), un spectre contenant uniquement le nombre de coups provenant du fond, et les réponses tabulées $R(I, E)$ et $A(E)$ de l'instrument. Le type de modèle doit être défini au préalable : modèle de Band, loi de puissance, ou autres (voir section 1.2.3). XSPEC ajuste le modèle aux données en faisant varier ses paramètres. À chaque itération, il calcule le spectre en coups prédit et le compare aux données au travers d'une statistique d'ajustement. Le meilleur jeu de paramètres du modèle est celui qui minimise cette dernière. Comme vu en section A.1, la minimisation nécessite de connaître la fonction de densité de probabilité (PDF en anglais) des données. Le spectre total contenant le taux de comptage observé est considéré comme poissonnien. Dans le cas où le spectre du fond correspond également à des événements observés la statistique est également poissonnienne, et l'analyse spectrale doit utiliser la fonction de vraisemblance suivante, qui combine les deux PDF :

$$L = \prod_{i=1}^N \frac{(t_s(m_i + b_i))^{S_i} \exp^{-t_s(m_i + b_i)}}{S_i!} \times \frac{(t_b b_i)^{B_i} \exp^{-t_b b_i}}{B_i!} \quad (\text{B.2})$$

où m_i est le nombre de coups de la source prédit par le modèle ajusté dans le canal d'énergie i , S_i est le nombre total de coups observés, B_i est le nombre de coups observés du fond, b_i est le taux de comptage prédit pour le fond, et t_s et t_b sont les durées d'exposition de la source et du fond. Après approximation de Stirling, la statistique d'ajustement devient :

$$-2 \ln L = 2 \sum_{i=1}^N t_s m_i + (t_s + t_b) b_i - S_i \ln(t_s m_i + t_s b_i) - B_i \ln(t_b b_i) - S_i(1 - \ln S_i) - B_i(1 - \ln B_i) \quad (\text{B.3})$$

où f_i sont les estimateurs des paramètres inconnus b_i (obtenus comme les racines des dérivées partielles par rapport aux b_i de l'équation ci-dessus). Cette statistique est appelée *C-Statistic*.

Dans le scénario où le spectre de fond contient le taux de comptage estimé du fond, la PDF de ces derniers est considérée comme gaussienne car ils sont issus d'une mesure préalable. Il est donc nécessaire d'utiliser une fonction de vraisemblance qui combine des données poissonniennes à un fond gaussien :

$$-2 \ln L = 2 \sum_{i=1}^N t_s (m_i + b_i) - S_i \ln(t_s m_i + t_s b_i) + \frac{1}{2\sigma_i^2} (B_i - t_b b_i)^2 - S_i(1 - \ln S_i) \quad (\text{B.4})$$

avec σ_i les erreurs du fond estimé dans les différents canaux d'énergie. Cette statistique est appelée *pgstat* dans XSPEC. Nous l'utiliserons quand le spectre du fond sera construit à partir de l'ajustement préalable d'un modèle (voir section 4).

Une fois que la minimisation de la statistique est terminée, sa valeur est utilisée pour juger de la qualité de l'ajustement après division par le nombre de degrés de liberté $\text{ndof} = N - n_{\text{par}}$, où n_{par} est le nombre de paramètres du modèle ajusté. Cette statistique "réduite" $\frac{-2 \ln L}{\text{ndof}}$ suit en effet une distribution de χ^2 à ndof degrés de liberté dans la limite des grands nombres. Enfin, le spectre en coups de la source prédit par le modèle ajusté peut être comparé qualitativement au spectre observé, qui est obtenu par différence des spectres en coups données en entrée de XSPEC.

Bibliographie

- B. P. Abbott et al. Gravitational waves and gamma-rays from a binary neutron star merger : GW170817 and GRB 170817a. *The Astrophysical Journal*, 848(2) : L13, oct 2017a. doi : 10.3847/2041-8213/aa920c. URL <https://doi.org/10.3847/2F2041-8213%2Faa920c>.
- B. P. Abbott et al. Multi-messenger observations of a binary neutron star merger. *The Astrophysical Journal*, 848(2) :L12, oct 2017b. doi : 10.3847/2041-8213/aa91c9. URL <https://doi.org/10.3847%2F2041-8213%2Faa91c9>.
- H. Abdalla et al. A very-high-energy component deep in the γ -ray burst afterglow. *Nature*, 575(7783) :464–467, Nov. 2019. doi : 10.1038/s41586-019-1743-9.
- Acciari and MAGIC Collaboration. Teraelectronvolt emission from the γ -ray burst GRB 190114c. *Nature*, 575(7783) :455–458, nov 2019. doi : 10.1038/s41586-019-1750-x.
- Acciari et al. Observation of inverse Compton emission from a long γ -ray burst. *Nature*, 575(7783) :459–463, Nov. 2019. doi : 10.1038/s41586-019-1754-6.
- M. Ajello, J. Greiner, G. Sato, D. R. Willis, G. Kanbach, A. W. Strong, R. Diehl, G. Hasinger, N. Gehrels, C. B. Markwardt, and J. Tueller. Cosmic X-Ray Background and Earth Albedo Spectra with Swift BAT. *Astrophysical Journal*, 689(2) :666–677, Dec. 2008. doi : 10.1086/592595.
- C. Akerlof et al. Observation of contemporaneous optical radiation from a γ -ray burst. *Nature*, 398(6726) :400–402, Apr. 1999. doi : 10.1038/18837.
- J. Allison et al. Recent developments in geant4. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 835 :186–225, 2016. ISSN 0168-9002. doi : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900216306957>.
- J. R. P. Angel. Lobster eyes as X-ray telescopes. *Astrophysical Journal*, 233 :364–373, Oct. 1979. doi : 10.1086/157397.

- S. Antier-Farfar. *La détection des sursauts gamma par le télescope ECLAIRs pour la mission spatiale SVOM*. PhD thesis, 2016. URL <http://www.theses.fr/2016SACLS467>. Thèse de doctorat dirigée par Schanne, Stéphane et Daigne, Frédéric Astronomie et Astrophysique Université Paris-Saclay (ComUE) 2016.
- B. Arcier. *Detection of high-energy transients with SVOM/ECLAIRs*. Phd thesis, Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier), 2022. Thèse de doctorat dirigée par Atteia Jean Luc.
- B. Arcier, J. L. Atteia, O. Godet, S. Mate, S. Guillot, N. Dagonneau, J. Rodriguez, D. Gotz, S. Schanne, and M. G. Bernardini. Detection of short high-energy transients in the local universe with SVOM/ECLAIRs. *Astrophysics and Space Science*, 365(12) :185, Dec. 2020. doi : 10.1007/s10509-020-03898-z.
- J. L. Atteia et al. A Second Catalog of Gamma-Ray Bursts : 1978–1980 Localizations from the Interplanetary Network. *Astrophysical Journal, Supplement*, 64 :305, May 1987. doi : 10.1086/191198.
- D. Band et al. BATSE Observations of Gamma-Ray Burst Spectra. I. Spectral Diversity. *Astrophysical Journal*, 413 :281, Aug. 1993. doi : 10.1086/172995.
- C. Barraud. *Etude de l'émission prompt des sursauts gamma : Expérience HETE-2*. Theses, Université Paris-Diderot - Paris VII, June 2004. URL <https://theses.hal.science/tel-00006477>. présidente : Isabelle Grenier rapporteur Filippo FRONTERA, Peter Von BALLMOOS examinateur : Jean Francois OLIVE.
- S. D. Barthelmy et al. The Burst Alert Telescope (BAT) on the SWIFT Midex Mission. *Space Science Reviews*, 120(3-4) :143–164, Oct. 2005. doi : 10.1007/s11214-005-5096-3.
- A. M. Beloborodov. Sub-photospheric shocks in relativistic explosions. *The Astrophysical Journal*, 838(2) :125, apr 2017. doi : 10.3847/1538-4357/aa5c8c. URL <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa5c8c>.
- P. Beniamini and T. Piran. Constraints on the Synchrotron Emission Mechanism in Gamma-Ray Bursts. *Astrophysical Journal*, 769(1) :69, May 2013. doi : 10.1088/0004-637X/769/1/69.
- M. G. Bernardini, F. Xie, P. Sizun, F. Piron, Y. Dong, J. L. Atteia, S. Antier, F. Daigne, O. Godet, B. Cordier, and J. Wei. Scientific prospects for spectroscopy of the gamma-ray burst prompt emission with SVOM. *Experimental Astronomy*, 44(1) :113–127, Oct. 2017. doi : 10.1007/s10686-017-9551-4.
- V. Bhalerao et al. The Cadmium Zinc Telluride Imager on AstroSat. *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 38(2) :31, June 2017. doi : 10.1007/s12036-017-9447-8.

- B. Biltzinger, F. Kunzweiler, J. Greiner, K. Toelge, and J. M. Burgess. A physical background model for the Fermi Gamma-ray Burst Monitor. *Astronomy and Astrophysics*, 640 :A8, Aug. 2020. doi : 10.1051/0004-6361/201937347.
- J. S. Bloom, S. G. Djorgovski, S. R. Kulkarni, and D. A. Frail. The Host Galaxy of GRB 970508. *Astrophysical Journal, Letters*, 507(1) :L25–L28, Nov. 1998. doi : 10.1086/311682.
- J. S. Bloom, S. R. Kulkarni, and S. G. Djorgovski. The Observed Offset Distribution of Gamma-Ray Bursts from Their Host Galaxies : A Robust Clue to the Nature of the Progenitors. *Astronomical Journal*, 123(3) :1111–1148, Mar. 2002. doi : 10.1086/338893.
- Ž. Bošnjak and F. Daigne. Spectral evolution in gamma-ray bursts : Predictions of the internal shock model and comparison to observations. *Astronomy and Astrophysics*, 568 :A45, Aug. 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201322341.
- Ž. Bošnjak, F. Daigne, and G. Dubus. Prompt high-energy emission from gamma-ray bursts in the internal shock model. *Astronomy and Astrophysics*, 498(3) :677–703, May 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200811375.
- M. S. Briggs, W. S. Paciesas, G. N. Pendleton, C. A. Meegan, G. J. Fishman, J. M. Horack, M. N. Brock, C. Kouveliotou, D. H. Hartmann, and J. Hakkila. BATSE Observations of the Large-Scale Isotropy of Gamma-Ray Bursts. *Astrophysical Journal*, 459 :40, Mar. 1996. doi : 10.1086/176867.
- M. S. Briggs et al. Observations of GRB 990123 by the Compton Gamma Ray Observatory. *Astrophysical Journal*, 524(1) :82–91, Oct. 1999. doi : 10.1086/307808.
- E. Burns et al. Grb 221009a : The boat. *The Astrophysical Journal Letters*, 946(1) : L31, mar 2023. doi : 10.3847/2041-8213/acc39c. URL <https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/acc39c>.
- R. Campana, M. Feroci, E. Del Monte, T. Mineo, N. Lund, and G. W. Fraser. Background simulations for the Large Area Detector onboard LOFT. *Experimental Astronomy*, 36 (3) :451–477, Dec. 2013. doi : 10.1007/s10686-013-9341-6.
- M. A. Campisi, U. Maio, R. Salvaterra, and B. Ciardi. Population III stars and the long gamma-ray burst rate. *Monthly Notices of the RAS*, 416(4) :2760–2767, Oct. 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.19238.x.
- W. Cash. Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio. *Astrophysical Journal*, 228 :939–947, Mar. 1979. doi : 10.1086/156922.

- E. Churazov, S. Sazonov, R. Sunyaev, and M. Revnivtsev. Earth X-ray albedo for cosmic X-ray background radiation in the 1-1000 keV band. *Monthly Notices of the RAS*, 385 (2) :719–727, Apr. 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.12918.x.
- V. Connaughton et al. Localization of Gamma-Ray Bursts Using the Fermi Gamma-Ray Burst Monitor. *Astrophysical Journal, Supplement*, 216(2) :32, Feb. 2015. doi : 10.1088/0067-0049/216/2/32.
- B. Cordier, F. Desclaux, J. Foliard, and S. Schanne. SVOM pointing strategy : how to optimize the redshift measurements? In M. Galassi, D. Palmer, and E. Fenimore, editors, *Gamma-ray Bursts 2007*, volume 1000 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 585–588, May 2008. doi : 10.1063/1.2943538.
- E. Costa et al. Discovery of an X-ray afterglow associated with the γ -ray burst of 28 February 1997. *Nature*, 387(6635) :783–785, June 1997. doi : 10.1038/42885.
- D. M. Coward, E. J. Howell, M. Branchesi, G. Stratta, D. Guetta, B. Gendre, and D. Macpherson. The Swift gamma-ray burst redshift distribution : selection biases and optical brightness evolution at high z ? *Monthly Notices of the RAS*, 432(3) :2141–2149, July 2013. doi : 10.1093/mnras/stt537.
- A. Cucchiara et al. A PHOTOMETRIC REDSHIFT OF $z \sim 9.4$ FOR GRB 090429b. *The Astrophysical Journal*, 736(1) :7, jun 2011. doi : 10.1088/0004-637x/736/1/7. URL <https://doi.org/10.1088%2F0004-637x%2F736%2F1%2F7>.
- N. Dagoneau. *Détection de sursauts gamma ultra-longes et traitement d'images embarqué pour le télescope spatial SVOM/ECLAIRs*. PhD thesis, 2020. URL <http://www.theses.fr/2020UPASPO40>. Thèse de doctorat dirigée par Schanne, Stéphane Astronomie et Astrophysique université Paris-Saclay 2020.
- N. Dagoneau and S. Schanne. The SVOM/ECLAIRs image trigger with wavelet-based background correction optimised with a one-year simulation of observations. *Astronomy and Astrophysics*, 665 :A40, Sept. 2022. doi : 10.1051/0004-6361/202141891.
- N. Dagoneau, S. Schanne, J.-L. Atteia, D. Götz, and B. Cordier. Ultra-Long Gamma-Ray Bursts detection with SVOM/ECLAIRs. *Experimental Astronomy*, 50(1) :91–123, July 2020. doi : 10.1007/s10686-020-09665-w.
- N. Dagoneau, S. Schanne, J. Rodriguez, J. L. Atteia, and B. Cordier. Onboard catalogue of known X-ray sources for SVOM/ECLAIRs. *Astronomy and Astrophysics*, 645 :A18, Jan. 2021. doi : 10.1051/0004-6361/202038995.

- F. Daigne, Ž. Bošnjak, and G. Dubus. Reconciling observed gamma-ray burst prompt spectra with synchrotron radiation? *Astronomy and Astrophysics*, 526 :A110, Feb. 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201015457.
- J. P. Dezalay, C. Barat, R. Talon, R. Syunyaev, O. Terekhov, and A. Kuznetsov. Short Cosmic Events : A Subset of Classical GRBs? In W. S. Paciesas and G. J. Fishman, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 265 of *American Institute of Physics Conference Series*, page 304, Jan. 1992.
- J. G. Ducoin, B. Desoubrie, F. Daigne, and N. Leroy. Optimization of the SVOM satellite strategy for the rapid follow-up of gravitational wave events. *Monthly Notices of the RAS*, 524(3) :4000–4011, Sept. 2023. doi : 10.1093/mnras/stad2052.
- F. Frontera and M. Orlandini. The cosmic X-ray background level at its emission peak. *Nuovo Cimento B Serie*, 122(12) :1365–1369, Dec. 2007. doi : 10.1393/ncb/i2008-10480-3.
- A. S. Fruchter et al. Long γ -ray bursts and core-collapse supernovae have different environments. *Nature*, 441(7092) :463–468, May 2006. doi : 10.1038/nature04787.
- T. J. Galama et al. An unusual supernova in the error box of the γ -ray burst of 25 April 1998. *Nature*, 395(6703) :670–672, Oct. 1998. doi : 10.1038/27150.
- N. Gehrels. Instrumental background in gamma-ray spectrometers flown in low Earth orbit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 313(3) :513–528, Mar. 1992. doi : 10.1016/0168-9002(92)90832-O.
- N. Gehrels and Swift. The Swift Gamma-Ray Burst Mission. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 205 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 116.01, Dec. 2004.
- N. Gehrels et al. A short γ -ray burst apparently associated with an elliptical galaxy at redshift $z = 0.225$. *Nature*, 437(7060) :851–854, Oct. 2005. doi : 10.1038/nature04142.
- G. Ghirlanda et al. Accessing the population of high-redshift Gamma Ray Bursts. *Monthly Notices of the RAS*, 448(3) :2514–2524, Apr. 2015. doi : 10.1093/mnras/stv183.
- G. Ghisellini, G. Ghirlanda, G. Oganesyan, S. Ascenzi, L. Nava, A. Celotti, O. S. Salafia, M. E. Ravasio, and M. Ronchi. Proton-synchrotron as the radiation mechanism of the prompt emission of gamma-ray bursts? *Astronomy and Astrophysics*, 636 :A82, Apr. 2020. doi : 10.1051/0004-6361/201937244.
- R. Giacconi, H. Gursky, F. R. Paolini, and B. B. Rossi. Evidence for x rays from sources outside the solar system. *Phys. Rev. Lett.*, 9 :439–443, Dec 1962. doi : 10.1103/PhysRevLett.9.439. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.9.439>.

- A. Goldstein et al. An Ordinary Short Gamma-Ray Burst with Extraordinary Implications : Fermi-GBM Detection of GRB 170817A. *Astrophysical Journal, Letters*, 848(2) : L14, Oct. 2017. doi : 10.3847/2041-8213/aa8f41.
- A. Goldwurm, P. David, L. Foschini, A. Gros, P. Laurent, A. Sauvageon, A. J. Bird, L. Lerusse, and N. Produit. The INTEGRAL/IBIS scientific data analysis. *Astronomy and Astrophysics*, 411 :L223–L229, Nov. 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20031395.
- D. Gotz et al. The Microchannel X-ray Telescope on board the SVOM satellite. In *Proceedings of Swift : 10 Years of Discovery (SWIFT 10)*, page 74, Dec. 2014. doi : 10.22323/1.233.0074.
- P. J. Groot, T. J. Galama, J. van Paradijs, and C. Kouveliotou. Optical afterglow of a gamma-ray burst : GRB 970228. *IEEE Spectrum*, 14 :8–11, June 1997.
- D. Gruber et al. The Fermi GBM Gamma-Ray Burst Spectral Catalog : Four Years of Data. *Astrophysical Journal, Supplement*, 211(1) :12, Mar. 2014. doi : 10.1088/0067-0049/211/1/12.
- D. E. Gruber, J. L. Matteson, L. E. Peterson, and G. V. Jung. The Spectrum of Diffuse Cosmic Hard X-Rays Measured with HEAO 1. *Astrophysical Journal*, 520(1) :124–129, July 1999. doi : 10.1086/307450.
- S. Guiriec et al. Detection of a thermal spectral component in the prompt emission of grb 100724b. *Astrophysical Journal Letters*, 727, 10 2010. doi : 10.1088/2041-8205/727/2/L33.
- S. Guiriec et al. Detection of a Thermal Spectral Component in the Prompt Emission of GRB 100724B. *Astrophysical Journal, Letters*, 727(2) :L33, Feb. 2011. doi : 10.1088/2041-8205/727/2/L33.
- S. Guiriec et al. Toward a Better Understanding of the GRB Phenomenon : a New Model for GRB Prompt Emission and its Effects on the New L_i^{NT} - $E_{peak,i}^{rest,NT}$ Relation. *Astrophysical Journal*, 807(2) :148, July 2015a. doi : 10.1088/0004-637X/807/2/148.
- S. Guiriec, R. Mochkovitch, T. Piran, F. Daigne, C. Kouveliotou, J. Racusin, N. Gehrels, and J. McEnery. GRB 131014A : A Laboratory for Studying the Thermal-like and Non-thermal Emissions in Gamma-Ray Bursts, and the New L_i^{nTh} - $E_{peak,i}^{nTh,rest}$ Relation. *Astrophysical Journal*, 814(1) :10, Nov. 2015b. doi : 10.1088/0004-637X/814/1/10.
- S. Guiriec et al. Evidence for a Photospheric Component in the Prompt Emission of the Short GRB120323A and its Effects on the GRB Hardness-Luminosity Relation. *Astrophys. J.*, 770 :32, 2013. doi : 10.1088/0004-637X/770/1/32.

- D. Götz, J. Wei, and B. Cordier. *Hunting for transients with the SVOM mission*, pages 1723–1728. doi : 10.1142/9789811258251_0256. URL https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789811258251_0256.
- X. Han et al. The Automatic Observation Management System of the GWAC Network. I. System Architecture and Workflow. *Publications of the ASP*, 133(1024) :065001, June 2021. doi : 10.1088/1538-3873/abfb4e.
- J. He et al. In-orbit background simulation study of SVOM/GRM. *Astrophysics and Space Science*, 365(10) :167, Oct. 2020. doi : 10.1007/s10509-020-03880-9.
- J. C. Higdon and R. E. Lingenfelter. Gamma-ray bursts. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 28(1) :401–436, 1990. doi : 10.1146/annurev.aa.28.090190.002153. URL <https://doi.org/10.1146/annurev.aa.28.090190.002153>.
- J. Hjorth and J. S. Bloom. The gamma-ray burst - supernova connection, 2011.
- Y. Huang, S. Hu, S. Chen, M. Zha, C. Liu, Z. Yao, Z. Cao, and T. L. Experiment. LHAASO observed GRB 221009A with more than 5000 VHE photons up to around 18 TeV. *GRB Coordinates Network*, 32677 :1, Oct. 2022.
- K. Hurley et al. The Interplanetary Network Database. In *Gamma-Ray Bursts 2012 Conference (GRB 2012)*, page 117, Jan. 2012. doi : 10.22323/1.152.0117.
- S. Hussein, F. Robinet, M. Boutelier, D. Götz, A. Gros, and B. Schneider. Analysis methods to localize and characterize x-ray sources with the microchannel x-ray telescope on board the SVOM satellite. *The Astrophysical Journal*, 944(2) :170, feb 2023. doi : 10.3847/1538-4357/acb539. URL <https://doi.org/10.3847/1538-4357/acb539>.
- J. Jaubert. Realistic Mission Scenarios for satellite power analysis. Technical report, Jan. 2017.
- P. Jenke et al. Three years of Fermi GBM Earth Occultation Monitoring : Observations of Hard X-ray/Soft Gamma-Ray Sources. *arXiv e-prints*, art. arXiv :1304.1825, Apr. 2013. doi : 10.48550/arXiv.1304.1825.
- R. W. Klebesadel, I. B. Strong, and R. A. Olson. Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin. *Astrophysical Journal, Letters*, 182 :L85, June 1973. doi : 10.1086/181225.
- C. Kouveliotou, C. A. Meegan, G. J. Fishman, N. P. Bhat, M. S. Briggs, T. M. Koshut, W. S. Paciesas, and G. N. Pendleton. Identification of Two Classes of Gamma-Ray Bursts. *Astrophysical Journal, Letters*, 413 :L101, Aug. 1993. doi : 10.1086/186969.

- K. Lacombe et al. Spectral performance of eclairs flight detectors on svom mission. *Astroparticle Physics*, 08 2018. doi : 10.1016/j.astropartphys.2018.08.002.
- K. Lacombe et al. Designing large pixelated CdTe detection planes for hard X-ray transients detection. *Experimental Astronomy*, 47(1-2) :245–269, Apr. 2019. doi : 10.1007/s10686-019-09626-y.
- A. Lamberts and F. Daigne. Relativistic simulations of long-lived reverse shocks in stratified ejecta : the origin of flares in GRB afterglows. *Monthly Notices of the RAS*, 474 (2) :2813–2827, Feb. 2018. doi : 10.1093/mnras/stx2951.
- S. Lesage et al. Fermi-GBM Discovery of GRB 221009A : An Extraordinarily Bright GRB from Onset to Afterglow. *Astrophysical Journal, Letters*, 952(2) :L42, Aug. 2023. doi : 10.3847/2041-8213/ace5b4.
- O. Limousin, J.-M. Duda, F. Lebrun, and J.-P. Leray. The basic component of the isgri cdte gamma-ray camera for space telescope ibis on board the integral satellite. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 428(1) :216–222, 1999. ISSN 0168-9002. doi : [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00009-1](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00009-1). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900299000091>.
- V. Mangano et al. Rest frame light curves of Swift GRBs. *Nuovo Cimento B Serie*, 121 (10) :1297–1301, Oct. 2006. doi : 10.1393/ncb/i2007-10246-5.
- S. Mate. *Développement d'un simulateur du ciel pour les instruments à grand champ de vue X-gamma en orbite terrestre basse : application à l'évaluation des performances du spectro-imageur SVOM-ECLAIRS*. PhD thesis, 2021. URL <http://www.theses.fr/2021TOU30031>. Thèse de doctorat dirigée par Bouchet, Laurent et Atteia, Jean Luc Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie Toulouse 3 2021.
- S. Mate, L. Bouchet, J.-L. Atteia, A. Claret, B. Cordier, N. Dagonneau, O. Godet, A. Gros, S. Schanne, and H. Triou. Simulations of the SVOM/ECLAIRS dynamic background : a fast, accurate and general approach for wide-field hard X-ray instruments. *Experimental Astronomy*, 48(2-3) :171–198, Nov. 2019. doi : 10.1007/s10686-019-09643-x.
- C. Meegan et al. The Fermi Gamma-ray Burst Monitor. *Astrophysical Journal*, 702(1) : 791–804, Sept. 2009. doi : 10.1088/0004-637X/702/1/791.
- K. Mercier et al. MXT instrument on-board the French-Chinese SVOM mission. In J.-W. A. den Herder, S. Nikzad, and K. Nakazawa, editors, *Space Telescopes and Instrumentation 2018 : Ultraviolet to Gamma Ray*, volume 10699 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 1069921, July 2018. doi : 10.1117/12.2313561.

- M. R. Metzger, S. G. Djorgovski, S. R. Kulkarni, C. C. Steidel, K. L. Adelberger, D. A. Frail, E. Costa, and F. Frontera. Spectral constraints on the redshift of the optical counterpart to the γ -ray burst of 8 May 1997. *Nature*, 387(6636) :878–880, June 1997. doi : 10.1038/43132.
- A. Moretti. A New Measurement of the Cosmic X-ray Background. In J. Rodriguez and P. Ferrando, editors, *SIMBOL-X : Focusing on the Hard X-ray Universe*, volume 1126 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 223–226, May 2009. doi : 10.1063/1.3149419.
- L. Nava. High-energy emission from gamma-ray bursts. *International Journal of Modern Physics D*, 27(13) :1842003, oct 2018. doi : 10.1142/s0218271818420038. URL <https://doi.org/10.1142/s0218271818420038>.
- B.-L. Niu, C.-Z. Liu, Z.-W. Li, Z. Kang, and Y. Lv. The simultaneous three-channel multicolor ccd photometric system of the 1.2 m telescope at jilin astronomical observatory*. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 22(5) :055009, apr 2022. doi : 10.1088/1674-4527/ac5afc. URL <https://dx.doi.org/10.1088/1674-4527/ac5afc>.
- K. Noda and R. D. Parsons. Gamma-ray bursts at tev energies : Observational status. *Galaxies*, 10(1) :7, Jan 2022. ISSN 2075-4434. doi : 10.3390/galaxies10010007. URL <http://dx.doi.org/10.3390/galaxies10010007>.
- A. Nouvel de la Flèche et al. CAGIRE : a wide-field NIR imager for the CO-LIBRI 1.3 meter robotic telescope. *Experimental Astronomy*, July 2023. doi : 10.1007/s10686-023-09903-x.
- J. Olive, J. Dezalay, J.-L. Atteia, C. Barraud, N. Butler, G. Crew, J. Doty, G. Ricker, and R. Vanderspek. In-flight verification of the fregate spectral response. 662, 03 2002. doi : 10.1063/1.1579308.
- S. Palit, A. Anumarpudi, and V. Bhalerao. Revisiting the Earth’s atmospheric scattering of X-ray/ γ -rays and its effect on space observation : Implication for GRB spectral analysis. *arXiv e-prints*, art. arXiv :2105.09524, May 2021. doi : 10.48550/arXiv.2105.09524.
- B. Patricelli, M. G. Bernardini, M. Mapelli, P. D’Avanzo, F. Santoliquido, G. Cella, M. Razzano, and E. Cuoco. Prospects for multimessenger detection of binary neutron star mergers in the fourth LIGO-Virgo-KAGRA observing run. *Monthly Notices of the RAS*, 513(3) :4159–4168, July 2022. doi : 10.1093/mnras/stac1167.
- G. N. Pendleton, M. S. Briggs, R. M. Kippen, W. S. Paciesas, M. Stollberg, P. Woods, C. A. Meegan, G. J. Fishman, M. L. McCollough, and V. Connaughton. The structure

- and evolution of locburst : The batse burst location algorithm. *The Astrophysical Journal*, 512(1) :362, feb 1999. doi : 10.1086/306735. URL <https://dx.doi.org/10.1086/306735>.
- F. Piron. Gamma-ray bursts at high and very high energies. *Comptes Rendus Physique*, 17(6) :617–631, jun 2016. doi : 10.1016/j.crhy.2016.04.005. URL <https://doi.org/10.1016%2Fj.crhy.2016.04.005>.
- S. Poolakkil et al. The Fermi-GBM Gamma-Ray Burst Spectral Catalog : 10 yr of Data. *Astrophysical Journal*, 913(1) :60, May 2021. doi : 10.3847/1538-4357/abf24d.
- J. L. Racusin and D. N. Burrows. GRB 080319B : A Naked-Eye Stellar Blast from the Distant Universe. In Y.-F. Huang, Z.-G. Dai, and B. Zhang, editors, *2008 Nanjing Gamma-ray Burst Conference*, volume 1065 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 245–250, Oct. 2008. doi : 10.1063/1.3027921.
- D. E. Reichart. The Redshift of GRB 970508. *Astrophysical Journal, Letters*, 495(2) : L99–L101, Mar. 1998. doi : 10.1086/311222.
- R. Salvaterra. High redshift Gamma-Ray Bursts. *Journal of High Energy Astrophysics*, 7 :35–43, Sept. 2015. doi : 10.1016/j.jheap.2015.03.001.
- R. Sari, T. Piran, and R. Narayan. Spectra and light curves of gamma-ray burst afterglows. *The Astrophysical Journal*, 497(1) :L17–L20, apr 1998. doi : 10.1086/311269. URL <https://doi.org/10.1086%2F311269>.
- S. Sazonov, E. Churazov, R. Sunyaev, and M. Revnivtsev. Hard X-ray emission of the Earth’s atmosphere : Monte Carlo simulations. *Monthly Notices of the RAS*, 377(4) : 1726–1736, June 2007. doi : 10.1111/j.1365-2966.2007.11746.x.
- S. Schanne, N. Dagoneau, F. Château, H. Le Provost, F. Daly, S. Anvar, S. Antier, A. Gros, and B. Cordier. The SVOM ECLAIRs gamma-ray burst trigger. *Mem. Societa Astronomica Italiana*, 90 :267, Jan. 2019.
- L. Scotton. *Analysis and interpretation of Fermi Gamma-Ray Bursts in the framework of an internal shock synchrotron model, and contributions to the multi-messenger astronomy*. Phd thesis, Université de Montpellier, 2023. Thèse de doctorat dirigée par Piron Frédéric.
- P. Sizun. Synthesis of ECLAIRs Geant4 Simulations. Technical report, Sept. 2011.
- P. Sizun. User Manual of the ECLAIRs Image Response File. Technical report, Aug. 2015.

- K. Z. Stanek et al. Spectroscopic Discovery of the Supernova 2003dh Associated with GRB 030329. *Astrophysical Journal, Letters*, 591(1) :L17–L20, July 2003. doi : 10.1086/376976.
- N. R. Tanvir et al. A γ -ray burst at a redshift of $z \sim 8.2$. *Nature*, 461(7268) :1254–1257, Oct. 2009. doi : 10.1038/nature08459.
- M. Toffano, G. Ghirlanda, L. Nava, G. Ghisellini, M. E. Ravasio, and G. Oganessian. The slope of the low-energy spectrum of prompt gamma-ray burst emission. *Astronomy and Astrophysics*, 652 :A123, Aug. 2021. doi : 10.1051/0004-6361/202141032.
- Z. L. Uhm and B. Zhang. Fast-cooling synchrotron radiation in a decaying magnetic field and γ -ray burst emission mechanism. *Nature Physics*, 10(5) :351–356, May 2014. doi : 10.1038/nphys2932.
- I. G. Usoskin, K. Alanko-Huotari, G. A. Kovaltsov, and K. Mursula. Heliospheric modulation of cosmic rays : Monthly reconstruction for 1951–2004. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 110(A12), 2005. doi : <https://doi.org/10.1029/2005JA011250>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2005JA011250>.
- W. T. Vestrand et al. The Bright Optical Flash and Afterglow from the Gamma-Ray Burst GRB 130427A. *Science*, 343(6166) :38–41, Jan. 2014. doi : 10.1126/science.1242316.
- J. Wang et al. Photometric and Spectroscopic Studies of Superoutbursts of Three Dwarf Novae Independently Identified by the SVOM/GWAC System in 2018. *Astronomical Journal*, 159(2) :35, Feb. 2020. doi : 10.3847/1538-3881/ab5855.
- J. Wei et al. The deep and transient universe in the svom era : New challenges and opportunities - scientific prospects of the svom mission, 2016. URL <https://arxiv.org/abs/1610.06892>.
- M. C. Weisskopf, M. Guainazzi, K. Jahoda, N. Shaposhnikov, S. L. O'Dell, V. E. Zavlin, C. Wilson-Hodge, and R. F. Elsner. On Calibrations Using the Crab Nebula and Models of the Nebular X-Ray Emission. *Astrophysical Journal*, 713(2) :912–919, Apr. 2010. doi : 10.1088/0004-637X/713/2/912.
- C. A. Wilson-Hodge et al. Three Years of Fermi GBM Earth Occultation Monitoring : Observations of Hard X-Ray/Soft Gamma-Ray Sources. *Astrophysical Journal, Supplement*, 201(2) :33, Aug. 2012. doi : 10.1088/0067-0049/201/2/33.
- C. Winkler et al. The INTEGRAL mission. *Astronomy and Astrophysics*, 411 :L1–L6, Nov. 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20031288.

- C. Wu, Y. L. Qiu, and H. B. Cai. SVOM Visible Telescope : Performance and Data Process Scheme. In P. Roming, N. Kawai, and E. Pian, editors, *Death of Massive Stars : Supernovae and Gamma-Ray Bursts*, volume 279, pages 421–422, Sept. 2012. doi : 10.1017/S1743921312013646.
- M. Yassine. *The prompt emission of Gamma-Ray Bursts : analysis and interpretation of Fermi observations*. PhD thesis, 2017. URL <http://www.theses.fr/2017MONT006>. Thèse de doctorat dirigée par Piron, Frédéric Physique Montpellier 2017.
- M. Yassine. The ECLAIRs response files. Technical report, Dec. 2022.
- M. Yassine, F. Piron, R. Mochkovitch, and F. Daigne. Time evolution of the spectral break in the high-energy extra component of GRB 090926a. *Astronomy and Astrophysics*, 606 :A93, oct 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201630353. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201630353>.
- Yassine, M., Piron, F., Daigne, F., Mochkovitch, R., Longo, F., Omodei, N., and Vianello, G. A new fitting function for grb mev spectra based on the internal shock synchrotron model. *A&A*, 640 :A91, 2020. doi : 10.1051/0004-6361/201937057. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201937057>.
- B. Zhang. Synchrotron radiation in γ -ray bursts prompt emission. *Nature Astronomy*, 4 : 210–211, Feb. 2020. doi : 10.1038/s41550-020-1041-3.
- B. Zhang, Y. Z. Fan, J. Dyks, S. Kobayashi, P. Mészáros, D. N. Burrows, J. A. Nousek, and N. Gehrels. Physical Processes Shaping Gamma-Ray Burst X-Ray Afterglow Light Curves : Theoretical Implications from the Swift X-Ray Telescope Observations. *Astrophysical Journal*, 642(1) :354–370, May 2006. doi : 10.1086/500723.
- D.-H. Zhao, B.-B. Wu, L.-M. Song, Y.-W. Dong, S. Schanne, B. Cordier, and J.-T. Liu. Onboard GRB trigger algorithms of SVOM-GRM. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 13(11) :1381-1396, Nov. 2013. doi : 10.1088/1674-4527/13/11/008.
- H.-S. Zhao, M.-Y. Ge, X.-B. Li, L.-L. Yan, Y.-L. Tuo, F.-J. Lu, L.-M. Song, C.-Z. Liu, S. Zhang, and S.-N. Zhang. Long-term evolution of the X-ray flux of the Crab pulsar. *Radiation Detection Technology and Methods*, Feb. 2023. doi : <https://doi.org/10.1007/s41605-023-00392-2>.

Résumé

L’observatoire multi-longueurs d’onde SVOM est dédié à l’étude des phénomènes transitoires dans l’Univers, en particulier des sursauts gamma, phénomènes extrêmement lumineux et énergétiques qui sont au coeur de l’astrophysique multi-messagers. D’origine extra-galactique, ils apparaissent suite à l’effondrement gravitationnel d’une étoile massive en rotation rapide, ou à la coalescence de deux objets compacts dans un système binaire. Mon travail porte sur l’étalonnage en orbite du télescope à ouverture codée ECLAIRs (4-150 keV) et du moniteur gamma GRM (0.05-5 MeV) de SVOM, par l’observation de sources astrophysiques connues, et sur les méthodes d’analyse spectrale des sursauts gamma les plus brillants, qui déclencheront un repointé du satellite. J’ai contribué aux logiciels de simulation de données d’observation, en particulier j’ai créé avec GEANT4 la banque d’évènements du GRM pour chacune des trois composantes principales du fond instrumental (fond cosmique en rayons X, albédo et réflexion terrestres). Avec ces outils, j’ai testé différentes méthodes de modélisation du fond par la technique de comptage, qui sera nécessaire à l’analyse des sursauts gamma détectés par ECLAIRs et le GRM. Tout d’abord, j’ai montré que la méthode usuelle qui consiste à ajuster un modèle simple temporel ne fonctionne pas dans divers scénarios tels qu’un repointé de la plateforme, ou encore l’étude de sources non transitoires. En second lieu, j’ai élaboré deux modèles reproduisant les variations du fond au cours d’un repointé, en particulier un modèle physique à deux paramètres libres. Celui-ci permet, pour un sursaut de fluence moyenne à élevée, de reconstruire un flux intégral sans biais, avec une précision de 1 % à 9 % en combinant les instruments ECLAIRs et GRM. Ces performances spectroscopiques satisfont totalement les exigences scientifiques de la mission. Enfin, seul le modèle physique est adapté à l’étude de sources brillantes non transitoires pour l’inter-étalonnage ECLAIRs / GRM. J’ai simulé et analysé les trois meilleures sources candidates autour de leurs émergences et occultations par la Terre. La nébuleuse du Crabe est très intense, mais nécessite l’utilisation du modèle de fond pour le GRM. Son analyse spectrale montre de très bons résultats pour ECLAIRs avec un flux précis à 2 %. L’estimation du fond introduit un biais systématique dans le spectre mesuré avec l’un des trois détecteurs constituant le GRM, qui n’est cependant pas significatif lorsque les trois détecteurs sont combinés. Dans le cas de Cygnus X-1, dont l’intensité est plus de deux fois moindre que celle de la nébuleuse du Crabe, la reconstruction du flux de la source avec le GRM ne satisfait les exigences de la

mission, avec un biais limité à 12 %, qu'en supposant connues les incertitudes sur le fond à quelques pourcents près, ce qui paraît irréaliste. Enfin, l'analyse du pulsar du Crabe ne nécessitant pas l'application du modèle de fond, le flux mesuré par chaque instrument est précis à quelques pourcents en une dizaine d'orbites. Mon travail montre ainsi que l'étude de ces trois sources sera possible avec une exposition raisonnable, surtout la nébuleuse et le pulsar du Crabe. Leur analyse spectrale devrait atteindre la précision statistique requise pour révéler puis corriger les potentielles erreurs systématiques dues aux incertitudes sur la réponse des instruments. Le modèle de fond devra cependant être validé avec les données réelles après le lancement du satellite, au même titre que les outils de simulation.

Abstract

The SVOM multi-wavelength observatory is dedicated to the study of transient phenomena in the Universe, in particular gamma-ray bursts (GRBs), which are extremely luminous and energetic phenomena at the core of multi-messenger astrophysics. GRBs are extra-galactic sources and result from the gravitational collapse of a fast rotating massive star, or the coalescence of two compact objects in a binary system. My work focuses on the on-orbit calibration of the ECLAIRs coded aperture telescope (4-150 keV) and the GRM gamma-ray monitor (0.05-5 MeV) onboard SVOM, by observing known astrophysical sources, and on the spectral analysis of the brightest GRBs, which will trigger a satellite repointing. I contributed to the software used to simulate observational data, in particular I built an event bank with GEANT4 for the GRM, which includes the three main components of instrumental background (cosmic X-ray background, Earth albedo and reflection). With these tools, I have tested different methods of background modeling using the counting technique, which will be necessary for the analysis of the GRBs detected by ECLAIRs and the GRM. Firstly, I have shown that the usual fitting method that is based on a simple temporal model does not work in various scenarios, such as platform repointings, or for the study of non-transient sources. Secondly, I have developed two models to reproduce the temporal variations of the background during a repointing, in particular a physical model with two free parameters. For a medium- to high-fluence burst, this model leads to an unbiased integral flux with an accuracy of 1 % to 9 % when combining ECLAIRs and GRM. These spectroscopic performances fully satisfy the mission scientific requirements. Finally, only the physical model is suited to the study of non-transient bright sources for ECLAIRs / GRM inter-calibration. I have simulated and analyzed the three best candidate sources around their emissions and occultations by the Earth. The Crab nebula is very intense, but requires the use of the GRM background model. Its spectral analysis shows very good results for ECLAIRs, with a flux accuracy of 2 %. The background estimation introduces a systematic bias in the spectrum measured with one of the three GRM detectors, which is however not significant when the three detectors are combined. In the case of Cygnus X-1, whose intensity is less than half of the Crab nebula, the reconstruction of the source flux with the GRM fulfills the mission requirements, with a bias limited to 12 %, only by assuming that the uncertainties on the background are known to within a few percent, which seems unrealistic. Finally, as

the analysis of the Crab pulsar does not require the application of the background model, the flux measured by each instrument is accurate to within a few percent over a dozen orbits. My work shows that it will be possible to study these three sources with reasonable exposure, especially the Crab nebula and pulsar. Their spectral analysis should achieve the statistical accuracy that is needed to reveal then to correct potential systematic errors due to uncertainties in instrument response. However, the background model will have to be validated with real data after the satellite launch, as will the simulation tools.