RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEURE ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ DE MÉDÉA

FACULTÉ DES SCIENCES

Mémoire

Présenté pour obtenir le diplôme de **Master**

En physique

Spécialité : Physique Théorique

Par :

MEGUELLATI NABILA

FAIZI ASSALA

Thème :

Etude des propriétés des sursauts gamma observés par

KONUS/WIND

Evalué à distance, le : 06/07/2021, Devant le jury composé de :

HOUATIS Djamel	Grade : MCB	Etablissement	Président
ZAGHOU Nasreddine	Grade : MCA	Etablissement	Examinateur
RADJAI Missoum	Grade : MCA	Etablissement	Examinateur
ZITOUNI Hannachi	Grade : Professeur	Etablissement	Encadreur

Année universitaire 2020-2021

Résumé, Abstract, الملخص

Dans ce travail, nous avons étudié les principaux paramètres spectrales et temporelles des sursauts gamma (GRB) observés par le télescope Konus-Wind. La connaissance du redshift z, nous a permet de mesurer ces paramètres clés des sursauts gamma dans le référentiel de repos de leurs sources. Nous avons aussi revérifié les corrélations intra-paramètres pour mieux comprendre la nature intrinsèque de ces événements. Dans le premier chapitre nous passons en revue les propriétés des GRBs et les caractéristiques techniques des différents télescopes tels que Batse, BeppoSAX, Swift, Fermi, Hete2 et Konus-Wind. Notre objectif est de donner au lecteur des informations techniques sur ces télescopes travaillant dans ce domaine de haute énergie.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté les caractéristiques des différents détecteurs de rayonnement gamma afin de donner une idée de ce domaine de la physique appliquée et de montrer les raisons du choix des scintillateurs dans les missions d'observation des sursauts gamma.

Le troisième chapitre est le plus important car il contient l'essentiel de notre travail de recherche selon le titre de notre projet. Dans ce chapitre, nous avons utilisé la base de données des sursauts gamma observés par Konus-Wind avec redshift pour étudier statistiquement les différents paramètres spectraux et temporels et les comparer avec ceux trouvés précédemment. Les résultats trouvés concernant les fonctions de distribution ainsi que les relations de corrélation connues (Amati, Ghirlanda et Yonetoku) sont en très bon accord avec ceux trouvés sur les sursauts gamma observés par Batse, BeppoSAX, Fermi et Swift.

Mots clés : Sursauts gamma, étude statistique, détecteur nucléaire, cosmologie.

Abstract

In this work, we studied the main spectral and temporal parameters of gamma-ray bursts (GRB) observed by the Konus-Wind telescope. The knowledge of redshift z, allowed us to measure these key parameters of gamma-ray bursts in the rest frame of their sources. We also rechecked the intra-parameter correlations to better understand the intrinsic nature of these events. In the first chapter, we review the properties of GRBs and the technical characteristics of different telescopes such as Batse, BeppoSAX, Swift, Fermi, Hete2 and Konus-Wind. Our aim is to give the reader technical information about these telescopes working in this high energy field.

In the second chapter, we presented the characteristics of the different gamma radiation detectors in order to give an idea of this field of applied physics and to show the reasons for the choice of scintillators in the observation missions of gamma-ray bursts.

The third chapter is the most important because it contains the essence of our research work according to the title of our project. In this chapter, we used the database of gamma-ray bursts observed by Konus-Wind with redshift to statistically study the different spectral and temporal parameters and compare them with those found previously. The results found concerning the distribution functions as well as the known correlation relations (Amati, Ghirlanda and Yonetoku) are in very good agreement with those found on the gamma-ray bursts observed by Batse, BeppoSAX, Fermi and Swift.

Keywords: Gamma bursts, statistical study, nuclear detector, cosmology.

الملخص

في هذا العمل ، درسنا الخصائص الطيفية والزمنية الرئيسية لانفجارات أشعة جاما التي إكتشفها تلسكوب كونوس ويند. سمحت لنا معرفة الانزياح الأحمر z بقياس هذه الخصائص الرئيسية لانفجارات أشعة جاما في المعالم الساكنة لمصدر المنبعث منه الإشعاع غاما. قمنا أيضًا بإعادة دراسة العلاقات التي تربط بعض الخصائص لفهم الطبيعة الجوهرية لهذه الأحداث بشكل أفضل. في الفصل الأول، نستعرض خصائص الإشعاعات غامة الفورية والخصائص التقنية للتلسكوبات المختلفة مثل Batse وBeppoSAX و Swift و Fermi و Hete2 و Konus-Wind. هدفنا هو تزويد القارئ بمعلومات تقنية حول هذه التلسكوبات التي تعمل في مجال من الطاقة العالية.

في الفصل الثاني قدمنا خصائص أجهزة كشف أشعة جاما المختلفة لإعطاء فكرة عن هذا المجال من الفيزياء التطبيقية وبيان أسباب اختيار الكاشفات المعروفة بالومضات في مهام ملاحظة ومتابعة الاشعاعات غاما الفورية على متن التلسكوبات الموضوعة على الأقمار الصناعية في الفضاء وفي الظروف الصعبة.

يُعْتبرُ الفصل الثالث الأهم لأنه يحتوي على جوهر عملنا البحثي حسب عنوان مشروعنا. في هذا الفصل، استخدمنا قاعدة بيانات انفجارات أشعة جاما التي رصدها كونوس ويند مع انزياح أحمر لدراسة المعلمات الطيفية والزمنية المختلفة إحصائيًا ومقارنتها مع تلك التي تم الكشف عليها سابقًا. النتائج التي تَمَّ الوُصول إليها فيما يتعلق بدوال التوزيع وكذلك علاقات الارتباط المعروفة (Amati و Ghirlanda و Yonetoku) تتفق جيدًا مع تلك الموجودة في ومضات أشعة جاما الفورية التي لاحظها Batse و BeppoSAX و Fermi و Swift.

الكلمات المفتاحية: انفجارات جاما ، دراسة إحصائية ، كاشف نووي ، علم الكون.

Remerciements

Tout d’abord, merci à Allah et à tous ceux qui nous ont aidé durant toute notre formation depuis l’école primaire jusqu’aux derniers jours à l’université. Le travail présenté dans ce mémoire de master est le fruit d'une étroite collaboration avec notre enseignant Pr. ZITOUNI Hannachi. Ce fut un plaisir de travailler avec lui pendant ce semestre. Nous aimerions également remercier, le doyen de notre faculté, le chef de département des sciences de la matière et tout le personnel administratif. Nous remercions ceux qui ont accepté d'être membres du jury de notre projet de fin d’étude, le président Dr. Houatis Djamel et les docteurs Radjai Missoum et Zaghou Nasreddine, qui ont eu la gentillesse d'être examinateurs dans ces conditions de confinement du COVID-19. Nous voudrions également remercier tous nos enseignants de licence et de master physique théorique.

Enfin, nous remercions nos familles pour leur soutien constant et leur enthousiasme spontané pour nos aspirations professionnelles, en particulier nos parents, qui nous ont amené ici. Nous n'oublions pas non plus nos amis et tous ceux qui nous ont soutenu, un merci tout spécial à la totalité des étudiants en master de l'université, en particulier aux étudiants en physique théorique et physique des matériaux avec qui nous sommes resté et qui ont partagé cette aventure avec nous pendant cinq ans.

Dédicaces

Tous les mots ne sauraient exprimer la gratitude, l'Amour, le respect la reconnaissance, c'est tout simplement que : Je dédie ce travail à :

Ma tendre mère :

Ma source de tendresse et l'exemple de dévouement qui n'a pas cessé de m'encourager. Du moment que tu es avec moi je n'ai besoin de rien. Ta présence seule me suffit, et ton sourire seul me comble.

Mon très cher papa :

Aucune dédicace ne saurait exprimer l'amour, l'estime, le dévouement et le respect que j'ai toujours pour vous. Rien au monde ne vaut les efforts fournis jours et nuits pour mon éducation et mon bien être. Ce travail est le fruit de tes sacrifices que tu as consentis pour mon éducation et ma formation tout au long de ces années.

Ma chère sœur : *Rania*

Mes chers frères : *Rafik, Youcef, Adem*

NABILA.

Alhamd lilah

Je tiens à dédier ce mémoire:

A ma mère, la chérie de mon cœur et compagne sur mon chemin, Fatiha. Elle a toujours rêvé de moi dans les plus hauts rangs, et maintenant je réalise une partie de ses souhaits. Seigneur, préserve-les pour moi et bénis-moi avec eux.

Je le dédie aussi à mon père, qui a été misérable pour moi, afin que je puisse traverser les distances en toute sécurité

Je n'oublierai pas mes frères et sœurs, Anfal, Aridj, Abd al-Rahman, et ma grand-mère Fatima, qui ont persévéré avec moi pour atteindre cet objectif de prières et d'actes, et pour tous mes parents et amis dans la Wilayat de Wadi Souf

Et à mon professeur vertueux, qui s'est consacré à nous aider dans chaque petite et grande chose, il a une grande faveur sur nous, alors Seigneur, je l'aime et lui exauce son souhait et lui annonce la bonne nouvelle du Paradis du Paradis

A mes sœurs et frères

Je remercie mon ami et binôme Nabila qui a contribué à la réalisation de ce modeste travail.

A mes Amis :

A toute la promotion de physique théorique 2021.

A tous mes professeurs qui m'ont accompagné

tout au long de mes études.

ASSALA.

Table des matières

Résumé 2

Remerciements 5

Dédicaces 6

Table des matières 8

Liste des acronymes 10

Liste des figures 11

Liste des Tableaux 13

Introduction générale 14

Chapitre 1 : Télescopes de sursauts gamma 15

1.1 Sursauts Gamma : GRB 15

1.1.1 Définition 15

1.1.2 La population des sursauts gamma 16

1.2 Le paysage observationnel actuel 16

1.2.1 BATSE 16

1.2.2 BeppoSAX 17

1.2.3 HETE-2 19

1.2.4 Swift 20

1.2.5 Fermi 22

1.2.6 Konus 23

Chapitre 2 : Détecteurs de rayonnements gamma 25

2.1 Introduction 25

2.2 Détecteur à gaz : 25

2.2.1 Chambre d'ionisation: 26

2.2.2 Compteur proportionnel: 27

2.3 Détecteurs à Scintillation : 31

2.3.1 Scintillateur organique: 32

2.3.2 Scintillateur inorganique : 33
2.4 Détecteur à semi-conducteur: 34
Chapitre 3 : Etude des caractéristiques des sursauts gamma long observés par Konus-Wind 36
3.1 Introduction 36
3.2 Distribution spatiale 36
3.3 Distribution de la durée 37
3.4 Distribution en fonction du redshift 38
3.5 Profils temporels 40
3.5.1 Sursauts courts 40
3.5.2 Sursauts longs : 42
3.6 Spectre des sursauts longs 43
3.6.1 Formes reconnues des spectres observés 43
3.6.2 Distribution des paramètres spectraux moyens 45
3.6.3 Distribution des paramètres spectrale au pic du flux 49
3.6.4 Relation de corrélation d'Amati 52
3.6.5 Relation de corrélation de Yonetoku 54
3.7 Etude de la collimation du flux des sursauts longs 56
3.7.1 Introduction 56
3.7.2 Le temps de la brisure du jet 57
3.7.3 L'angle d'ouverture du jet 58
3.7.4 Relation de corrélation de Ghirlanda 58
3.8 Etude comparative entre sursauts de KW et de SWIFT et BATSE 60
3.8.1 Tableau récapitulatif des valeurs moyennes du spectre intégré : 60
3.8.2 Tableau récapitulatif des valeurs moyennes du spectre au pic : 61
3.9 Méthode de calcul des incertitudes : 61
3.10 Conclusion 61
Conclusion générale 63
Bibliographie 64

Liste des acronymes

GRB	Gamma Ray burst
LGRB	Long Gamma Ray Burst
SGRB	Short Gamma Ray Burst
LAT	Large Area Telescope
GBM	GLAST Burst Monitor
SPND	Self powered Neutron Detectors
NaI(Tl)	iodure de sodium dopé au thallium
Ge(HP)	Germanium Hyperpure
CGRO	Compton Gamma-Ray Observatory
MECS	Medium Energy Concentrator Spectrometers
LECS	Low Energy Concentrator Spectrometer
HPGSPC	High Pressure Gas Scintillation Proportional Counter
PDS	Phoswich Detector System
WFC	Wide Field Camera
WXM	wide-field X-ray Monitor)
SXC	soft X-ray camera

Liste des figures

Figure 1 : à gauche une Distribution isotrope sur le ciel des 2704 sursauts gamma détectés par BATSE. A droite une Distribution des sursauts de BATSE d'après leur durée. 16
Figure 2: Image du satellite BATSE/CGRO. A : Détecteur de particules ionisées, B : Grand scintillateur, C : Tubes photomultiplicateurs, D : Petit scintillateur. 17
Figure 3: Image du satellite BeppoSax 18
Figure 4: Schémas des équipements du satellite HETE-2. 20
Figure 5: Schéma des équipements du télescope Fermi. 23
Figure 6: Schéma du détecteur au bord du téléscope Konus (Aptekar et al. 1995) 24
Figure 7: La chambre d'ionisation (Déplacement des ions + et des électrons négatifs, et la ligne en pointillés représente le trajet du rayon ionisant incident. 26
Figure 8: Multiple ionisation. 28
Figure 9: Les différents modes de fonctionnement des détecteurs à gaz. 29
Figure 10: Forme connue pour un compteur proportionnel. 30
Figure 11: Détecteur à scintillation. Image prise du : scintillateur NaI(TL) 32
Figure 12: Un prototype d'un scintillateur "NaI(Tl)". 33
Figure 13: Détecteur semi-conducteur au germanium 34
Figure 14: Spectre de l'éffet photo-électrique d'un rayonnement gamma d'une source de Cs^{137}. Une comparaison entre un spectre obtenu par NaI(Tl) et celui obtenu par Ge(HP). 35
Figure 15: Distribution spatiale de 150 GRBs observés par Konus Wind avec redshift déterminé. 37
Figure 16: Distribution des sursauts gamma observés par KW en fonction de leur durée intrinsèque. 38
Figure 17: Distribution cumulative des sursauts gamma de KW en fonction du redshift z. 39
Figure 18: GRB040924. Sa durée T_{90} est de 0.794 s avec une incertitude de 0.092 s. 40
Figure 19: GRB071227. Sa durée T_{90} est de 0.717 s avec une incertitude de 0.059 s. 41
Figure 20: GRB060121. Sa durée T90 est de 1.542 s avec une incertitude de 0.120 s. 41
Figure 21: GRB000210. Sa durée T90 est de 7.968 s avec une incertitude de 0.411 s. 42
Figure 22: GRB070125. Sa durée T90 est de 124.208 s avec une incertitude de 15.650 s. 42
Figure 23: GRB090618. Sa durée T90 est de 104.320 s avec une incertitude de 1.047 s. 43

Figure 24: Spectre du GRB990123 observé (Willingale et Mészáros 2017). 44
Figure 25: Spectre canonique d'un sursaut gamma exprimé en loi de puissance brisée. 45
Figure 26: Distribution des sursauts gamma observés par KW en fonction de α moyen. 46
Figure 27: Distribution des sursauts gamma observés par KW en fonction de β moyen 48
Figure 28: Distribution des sursauts gamma observés par KW en fonction de E_{pi} (mesurée dans le référentiel de la source. 48
Figure 29: Distribution des sursauts gamma observés par KW en fonction de α pour le spectre observé au pic du flux. 50
Figure 30: Distribution des sursauts gamma observés par Konus Wind en fonction de β pour le spectre observé au pic du flux. 51
Figure 31: Distribution des sursauts gamma observés par KW en fonction de Ep pour le spectre observé au pic du flux. 52
Figure 32: Distribution de sursauts de KW en fonction de E_{iso} 53
Figure 33: Relation d'Amati faites sur 129 les sursauts gamma longs. 54
Figure 34: Relation de Yonetoku obtenu sur l'échantillon de sursauts long de KW. 56
Figure 35: Brisure du flux de la rémanence en rayonnement X reçu par un détecteur quand la vitesse du jet devient moins relativiste après une durée t_j. 57
Figure 36: Distribution des sursauts gamma en fonction du temps de brisure tj. 57
Figure 37: Distribution des sursauts gamma en fonction de l'angle d'ouverture du jet relativiste. 58
Figure 38: Relation de Ghirlanda déduite sur les sursauts gamma de Konus Wind. 60

Liste des Tableaux

Table 1: Valeurs moyennes de l'indice basse énergie α du spectre intégré sur la durée totale du sursaut : 47
Table 2: Valeurs moyennes de l'indice haute énergie du spectre moyenné sur la durée totale du sursaut..... 48
Table 3: Valeurs moyennes de l'énergie au pic du spectre moyenné sur la durée totale du sursaut..... 49
Table 4: Valeurs moyennes de l'indice bas énergie du spectre mesuré au pic du flux. 50
Table 5: Valeurs moyennes de l'indice haute énergie du spectre au pic du flux du sursaut. ... 50
Table 6: Valeurs moyennes de l'indice haute énergie du spectre au pic du flux du sursaut. ... 51
Table 7: Les paramètres de la relation d'Amati .Ref1 : (Amati et al. 2002). Ref2 : (Zitouni, Guessoum, et Azzam 2014) 54
Table 8: Les paramètres de la relation d'Yonetoku .Ref1 : (Yonetoku et al. 2004) . Ref2 : (Zitouni, Guessoum, et Azzam 2014). 55
Table 9: Les paramètres de la relation de Ghirlanda .Ref1 : (Ghirlanda, Ghisellini, et Lazzati 2004)..... 59
Table 10: Paramètres spectraux moyennés sur toute la durée du sursaut. 60
Table 11: Paramètres spectraux observés au pic du flux..... 61

Introduction générale

Objectifs

Les sursauts gamma sont les explosions les plus lointaines et les plus puissantes de l'univers. Ils affichent une grande variété en termes de courbes de lumière et de spectres. Bien que plusieurs modèles sur les progéniteurs aient été proposés pour expliquer la formation de sursauts longs et courts, le mécanisme précis derrière ces explosions énigmatiques n'a pas encore été établi. Ces dernières années, il y a eu un regain d'intérêt pour la cosmologie GRB, dans laquelle les corrélations entre les paramètres GRB (énergies, luminosités, temps de rupture des spectres, etc.) sont utilisées pour étudier et discriminer les modèles cosmologiques. Notre étude consiste à exploiter les données du télescope Konus/Wind pour étudier les solidités des relations de corrélations trouvées par certains auteurs sur la base des échantillons de sursauts gamma observés par d'autre télescopes.

Méthodologie

Nous utilisons un échantillon de sursauts gamma observé par le télescope Konus-Wind qui contient 150 sursauts de redshift z déterminé. Nous faisons une étude statistique sur les différentes propriétés de ses sursauts dans le but de tirer des valeurs moyennes et les comparer avec ceux obtenus par d'autres échantillons observés par d'autres télescopes comme Batse, Swift, BeppoSAX, Hete-2, Fermi et Swift. On étudie aussi les relations de corrélations connues dans ce domaine en ce qui concerne les sursauts long.

La méthode de Monte Carlo est fortement utilisée pour évaluer les incertitudes des quantités physiques calculées dans le référentiel de repos de la source, à savoir l'énergie et la luminosité totales émises de manière isotrope et l'énergie émise en considérant la collimation du jet relativiste projeté par le moteur central. Des codes de calcul basés sur le langage Python ont été réalisés pour ce but.

Chapitre 1 **: Télescopes de sursauts gamma**

1.1 Sursauts Gamma : GRB

1.1.1 Définition

Les sursauts gamma (gamma-ray bursts ou GRB en anglais) sont des événements mystérieux caractérisés par une très grande puissance (10^{50} à 10^{54} erg/s). Ce sont les phénomènes les plus énergétiques depuis la formation de notre Univers. Ils apparaissent au hasard sur le ciel comme des flashes intenses de rayons gamma. Ils peuvent provenir des confins de l'Univers au-delà de notre galaxie, la Voie lactée. Malgré de nombreuses observations, leur nature exacte reste encore un sujet de recherche très actif (Sarah 2016). Les sursauts gamma sont des phénomènes cosmologiques très brefs (de quelques millisecondes à plusieurs centaines de secondes), extrêmement intenses et énergétiques : l'énergie des photons émis est reçue essentiellement autour de quelques keV. Historiquement, la découverte des sursauts gamma, faite par les télescopes VELA, est donc liée à la guerre froide, opposant les États-Unis et l'Union des Républiques Socialistes Soviétiques (URSS). C'est le télescope Américain BATSE (1991-2000) qui a apporté la première grande avancée dans ce domaine. Après l'observation d'un nombre suffisant de sursaut, il a montré que les sursauts gamma se répartissent en deux groupes différents (Kouveliotou et al. 1993). Le satellite Italo-Hollandais BeppoSAX, équipé d'un détecteur de rayonnement gamma et aussi d'un détecteur de rayon X, a été lancé en 1997. Ce dernier observa pour la première fois une émission rémanente après le sursaut gamma GRB970228; grâce à ces observation la compréhension du phénomène des sursaut gamma a progressé en tranchant définitivement la question de leur sources en faveur des extragalactiques. Depuis la fin de la mission de BeppoSAX, d'autres satellites ont été lancés : HETE-2et SWIFT. Ce dernier est équipé d'une roue à inertie qui permet une très rapide orientation de ses deux instruments d'imagerie X et optique. Après le télescope Fermi (GLAST) prend la relève d'une série des télescopes spatiaux gamma haute énergie en explorant le domaine des GeV. Enfin le télescope Konus qui est un instrument de détection des sursauts gamma russe installé sur le satellite américain WIND principalement dédié à l'étude du vent solaire.

1.1.2 La population des sursauts gamma

Les sursauts gamma sont communément classés en 2 catégories, sursauts longs et sursauts courts, selon leur durée T_{90} qui peut varier de 0.02 à 1000 secondes (Figure: 1). T_{90} correspond à l'intervalle de temps au cours duquel 90% de l'énergie du sursaut a été rayonnée. Typiquement, les GRBs peuvent être divisé en deux groupes distincts : sursauts longs avec $T_{90} > 2$ s et sursauts courts avec $T_{90} < 2$s (Bolmont 2005). Notez qu'il a été suggéré qu'il existe une troisième classe intermédiaire avec $2.5 < T_{90} < 7$s (Zitouni et al. 2015). Cependant, il n'est pas clair si cette division à trois classes est statistiquement significative (Constanta 2013).

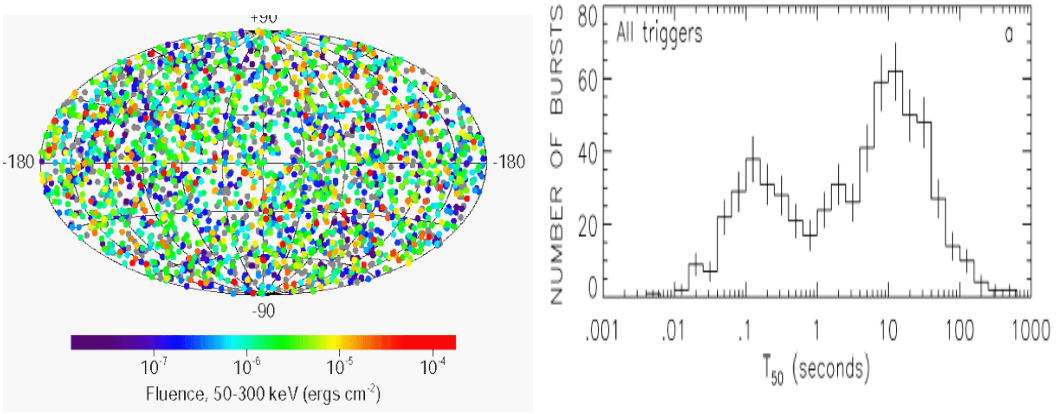


Figure 1 : à gauche une Distribution isotrope sur le ciel des 2704 sursauts gamma détectés par BATSE. A droite une Distribution des sursauts de BATSE d'après leur durée.

1.2 Le paysage observationnel actuel

1.2.1 BATSE

Lancé en 1991, CGRO (Compton Gamma-Ray Observation) embarque un instrument, baptisé BATSE, d'une importance capitale de par la quantité d'information qu'il permet d'apporter à propos des sursauts gamma ou GRBs en anglais "Gamma Ray Bursts ". BATSE est constitué de huit modules identiques de détecteurs (scintillateurs) Nal (Figure: 2).

Les détecteurs sont disposés de telle manière à permettre de couvrir le ciel entier entre 20 keV et 1 MeV. Chaque module se compose d'un détecteur grand champ d'une surface de 2000 cm^2, optimisé pour la sensibilité et la réponse directionnelle et d'un spectrographe optimisé pour sa bande en énergie et sa résolution. La grande sensibilité de BATSE a fait qu'il a détecté environ un sursaut par jour pendant les neufs ans de son fonctionnement en orbite, soit 2704 au total. Il permet de confirmer la répartition isotropie des sursauts dans l'espace est en faveur de l'origine extragalactique des sursauts gamma longuement débattue dans de grande

conférence. On remarque aussi qu'ils existent des sursauts courts et des sursauts longs, et que leurs courbes de lumières ont des formes très variables (Barraud et al. 2005).

Données générales sur CGRO

Organisation	Domaine	lancement	Fin de mission	Lanceur
NASA	Gamma	05/04/1991	4/06/2000	Atlantis

Caractéristique technique de CGRO

Orbite (km)	Période (min)	inclinaison	Masse du lancement (kg)	Autre nom
362-457	90	24°	16329	CGRO

Principaux instruments de CGRO

BATSE	OSSE	COMPTEL	EGRET
8 détecteurs (20keV-1MeV)	100keV-10MeV	1-30MeV	20MeV-30GeV

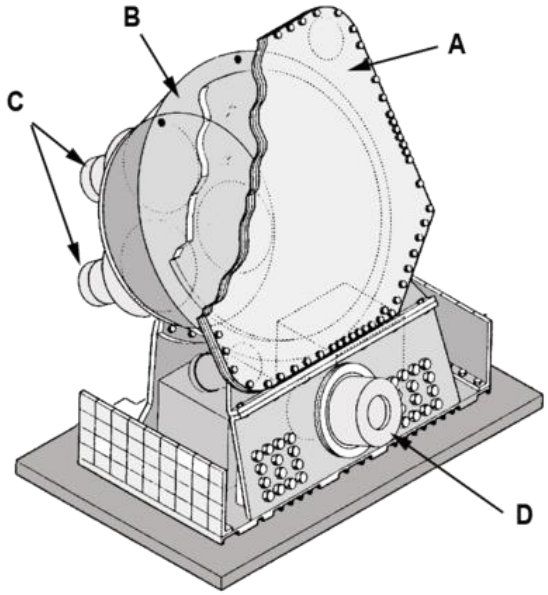


Figure 2: Image du satellite BATSE/CGRO. A : Détecteur de particules ionisées, B : Grand scintillateur, C : Tubes photomultiplicateurs, D : Petit scintillateur.

Image extraite de : *https://fr.wikipedia.org/wiki/Compton_Gamma-Ray_Observatory*

1.2.2 BeppoSAX

C'est un télescope spatial fonctionnant en rayons X, développé par l'Agence spatial italienne. Il a été lancé le 30 avril 1996 ; Sa principale caractéristique est la largeur des spectres électromagnétique observé par ses instruments allant des rayons X mous de 0.1 keV

jusqu'au rayons gamma 300 keV. Sa mission s'est terminée le 2 mai 2002 et le satellite a été détruit lors de sa rentrée atmosphérique en 29 avril 2003. La détermination des Redshift d'un sursaut gamma permet la détermination de la distance à sa source (d_L) en utilisant la loi de Friedmann et Hubble en adoptant les paramètres cosmologiques récents. Cette procédure permet aussi de localiser les galaxies hôtes.

La détermination de la distance à la source est nécessaire pour l'évaluation de l'énergie totale rayonnée et la luminosité totale de la source Gamma. Les sursauts les plus connus, déterminés par BeppoSax sont : GRB280297, GRB080597, GRB250498. Ce dernier sursaut est lié au supernovae observé en 1998 et porte le nom SN1998bw (Kaddachi 2013).

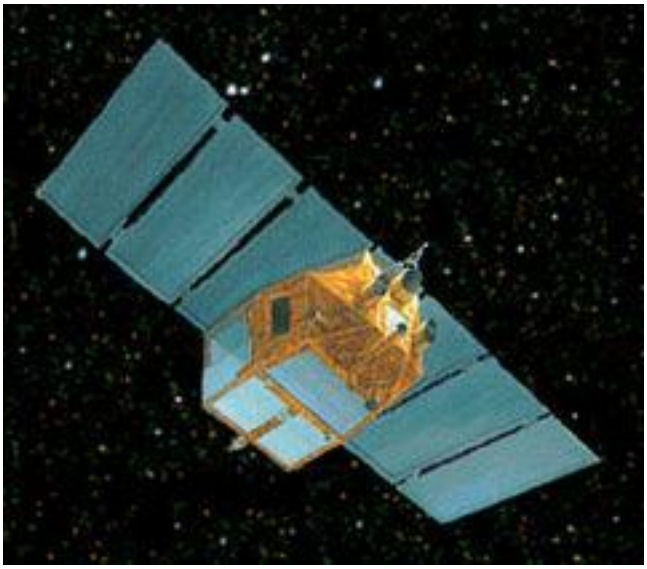


Figure 3: Image du satellite BeppoSax

Image extraite de : *https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/8/8f/BeppoSAX.jpg*

Données générales sur BeppoSAX

Organisation	Domaine	lancement	Fin de mission	Lanceur
ASI, NIVR	Rayon X	30/04/1996	29/04/2003	Atlas-Centaur

Caractéristique technique de BeppoSAX

Obite (km)	Période (min)	Surface du Télescope (cm^2)		Masse du lancement (kg)
600	96	150 à 6keV	22 à 0.25keV	1400

Principaux instruments de BeppoSAX

MECS	LECS	HPGSPC	PDS	WFC
Les spectromètres moyenne énergie	Les spectromètres basse énergie	Un compteur proportionnel à	Un détecteur	02 caméras constituées de

(1.3-10 keV)	(0.1-10 keV)	gaz à haute pression	phoswich PDS 15-300keV	détecteurs à masque codé

1.2.3 HETE-2

HETE-2 est un petit satellite (120 kg) qui a été mis, en octobre 2000, sur une orbite équatoriale de 600 km d'altitude. Il emporte un spectromètre gamma et deux caméras à rayons X (Figure: 4). Ces trois instruments surveillent le ciel pour y détecter toute nouvelle source transitoire de rayons X et Gamma. Lorsqu'une apparait, il la localise rapidement et il transmet ses coordonnées vers un réseau de télescopes terrestre. Ces informations sont captées par l'une des 14 stations radio réparties le long de l'équateur qui assurent un contact permanent avec le satellite, puis elles seront transmises par Internet vers les observatoires du monde entier, que sont ainsi alertés de l'arrivée d'un nouveau sursaut gamma avec un temps record. Après deux années et demi de fonctionnement, HETE-2 a fourni les positions de 39 sursauts gamma. Il a par ailleurs eu la chance d'observer GRB030329, l'un des plus proches et des plus brillants sursauts gamma jamais détectés. Finalement, HETE-2 a aussi confirmé l'existence de sursauts gamma très « mous» appelés soft vu de leurs photons qui se situe pour l'essentiel en rayons X.

Données générales sur HETE-2

Organisation	Domaine	lancement	Fin de mission	Lanceur
NASA-MIT	Gamma	09/10/2000	2006	Pegasus

Caractéristique technique de HETE-2

Orbite (km)	Période (min)	inclinaison	Masse du lancement (kg)	Autre nom
592-640		1.95°	124	

Principaux instruments de HETE-2

FREGATE	WXM	SXC
Spectromètre gamma (6-400 keV)	Détecteur grand champ rayons X (2-25 keV)	Caméras rayons X mous (1,5-10 keV)

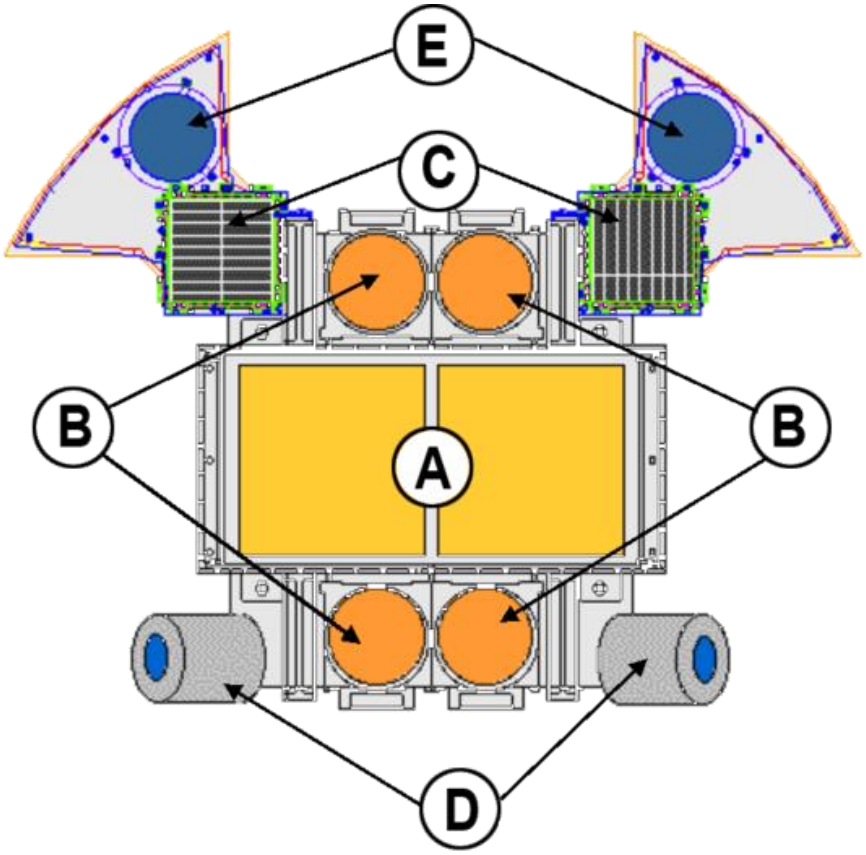


Figure 4: Schémas des équipements du satellite HETE-2.

A : WXM (détecteur rayons X durs), **B** : FREGATE (spectromètre gamma omnidirectionnel), **C** : SXC (détecteur rayons X doux), **D** : Caméras optiques du système de contrôle d'attitude, **E** Caméras de visée associées au détecteur SXC.

Image extraite de : *https://fr.wikipedia.org/wiki/High_Energy_Transient_Explorer*.

1.2.4 Swift

La mission Swift, développée par la NASA, l'Italie et le Royaume-Uni, est un Projet faisant partie des missions Explorer de la NASA (Figure: 5). Swift fut lancé en novembre 2004 depuis la base de lancement de Cap Canaveral en Floride aux états unis. Ce télescope spatial a pour mission l'étude de sursauts gamma (GRBs) à travers multi-longueurs d'ondes observés pendant la rémanence. Pour ce faire, Swift est doté de trois instruments principaux à savoir BAT pour les rayonnements gamma, XRT pour les rayonnements X et UVOT pour la lumière visible et ultraviolette. Notons à ce stade que les trois instruments sont employés dans l'ordre cité, afin d'améliorer graduellement l'identification de la source des GRBs. Il tourne sur une orbite terrestre très basse, d'environ 580 km, pendant une période de 90 minutes. De plus, l'orbite de Swift se trouve sous les ceintures de radiation ou de Van Allen, ce qui protège le satellite des particules éjectées par le soleil et pouvant l'endommager (Constanta 2013).

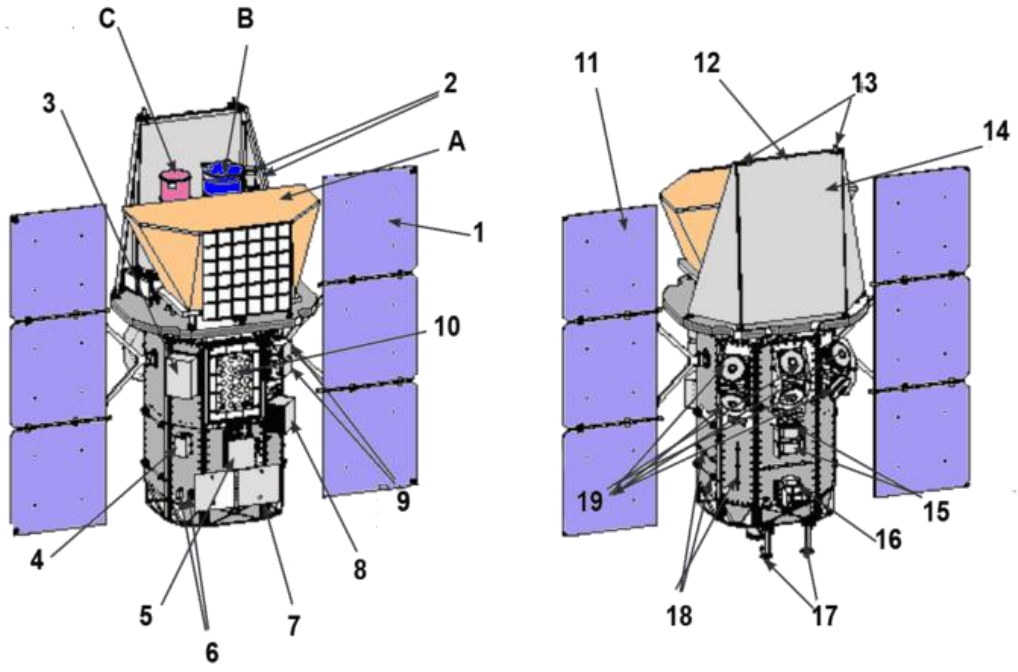


Figure 5: Schémas des équipements du satellite SWIFT.

A : Télescope X/gamma BAT - B : Télescope X XRT - C : Télescope ultraviolet/visible UVOT ; 1 et 11 : Panneaux solaires - 2 : Viseurs d'étoiles (2) - 3 : Alimentation électrique instrument BAT - 4 : Mémoire de masse - 5 : Électronique - 6 : Magnétomètres (2) - 7 : Radiateur de l'instrument XRT - 8 : Boitier distribution électrique - 9 : Processeur d'image de l'instrument BAT - 10 : Batterie NiH2 - 12 : Capteurs solaires - 13 : Antennes X - 14 : Pare-soleil - 15 : Répéteurs - 16 : Électronique de l'instrument XRT - 17 : Antennes X - 18 : Magnéto-coupleurs - 19 : Roues de réaction.

Image extraite de : *https://fr.wikipedia.org/wiki/Swift_(t%C3%A9lescope_spatial)*

Données générales sur SWIFT

Organisation	Domaine	lancement	Fin de mission	Lanceur
NASA	UV, X et Gamma	20/11/2004	En fonction	Delta II

Caractéristique technique de SWIFT

Orbite (km)	Période (min)	inclinaison	Masse du lancement (kg)	Autre nom
600	90	20.6°	1470	

Principaux instruments de SWIFT

BAT	XRT	UVOT
Télescope rayons X durs / gamma mous	Télescope rayons X mous	Télescope (optique / ultraviolet)

1.2.5 Fermi

Fermi est un télescope dédié à l'observation des phénomènes aux hautes énergies grâce à deux instruments : Le LAT (Large Array Télescope) et le GBM (Gamma-Ray Burst Monitor). Lancé depuis Cap Canaveral en mois de Juin 2008 (Figure: 5). Il a pour mission de durée minimal 5 ans avec une prolongation possible de presque la même durée. Le LAT couvrant la bande en énergie allant de 20 MeV à 300 GeV, une gamme qui n'a pas été observé. L'observation des sursauts gamma dans cette bande de fréquence restant jusqu'alors relativement inexplorée pour ces sources astrophysiques. Les sursauts observés par le LAT ont, du fait de la méthode de détection utilisée par cet instrument, une précision de localisation inférieure à 0.5 minute d'arc. Cette bonne localisation est suffisante pour l'observation de l'émission rémanente par Swift/XRT et la mesure du redshift par les télescopes optiques au sol. L'intérêt porté aux sursauts émettant à cette haute énergie, qui sont en général observés par Swift/XRT, est d'affiner leur position. Ils ont, de ce fait, quasiment tous une mesure de redshift. La bande en énergie large du GBM permet, par contre, une mesure précise de l'énergie du maximum de l'émission gamma (E_{peak}) pour la plupart des sursauts. Ce télescope complète utilement les données de Swift(Heussaff 2015).

Données générales sur Fermi

Organisation	Domaine	lancement	Fin de mission	Lanceur
NASA-DoI	Gamma	11/06/2008	En exercice	Delta II

Caractéristique technique de Fermi

Orbite (km)	Période (min)	inclinaison	Masse du lancement (kg)	Autre nom
565	90	24.7°	4303	GLAST

Principaux instruments de Fermi

Large Area Telescope LAT	GLAST Burst Monitor GBM
Télescope gamma 20 MeV-300 GeV	Télescope gamma 5 keV-25 MeV

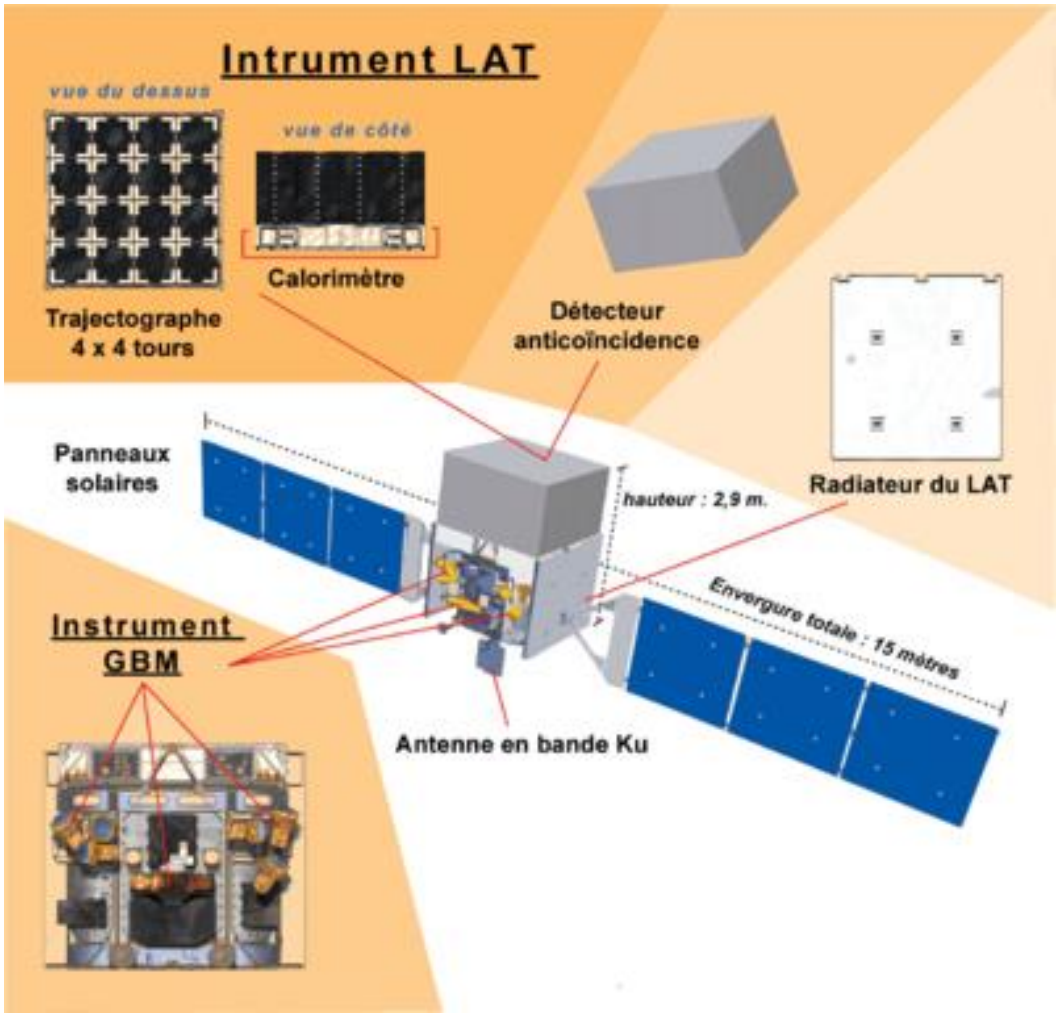


Figure 5: Schéma des équipements du télescope Fermi.

Figure extraite de : *https://fr.wikipedia.org/wiki/Fermi_Gamma-ray_Space_Telescope*

1.2.6 Konus

Une autre possibilité pour la mesure des paramètres spectraux est l'utilisation de Konus. Ce dernier est un instrument russe de détection des sursauts gamma installé sur le satellite américain WIND principalement dédié à l'étude du vent solaire. Lancé en Novembre 1994 et positionné au point de Lagrange Soleil-Terre L_1, il s'agit de la mission observant les sursauts gamma la plus ancienne encore en fonctionnement. L'instrument de détection de Konus est constitué de 2 scintillateurs en cristal (NaI) de 200 cm^2 de surface chacun. La bande en énergie couverte est comprise entre 10 keV et 770 keV (10 MeV pour les mesures spectrales, voir Sakamoto et al. (2011)), ce qui permet de mesurer dans la majorité des cas les paramètres spectraux des sursauts gamma. C'est pour cette raison que les données de Konus seront utilisées par la suite en complément des mesures de Fermi (Heussaff 2015). Pour plus de détail technique, nous conseillons de voir la référence : (Aptekar et al. 1995).

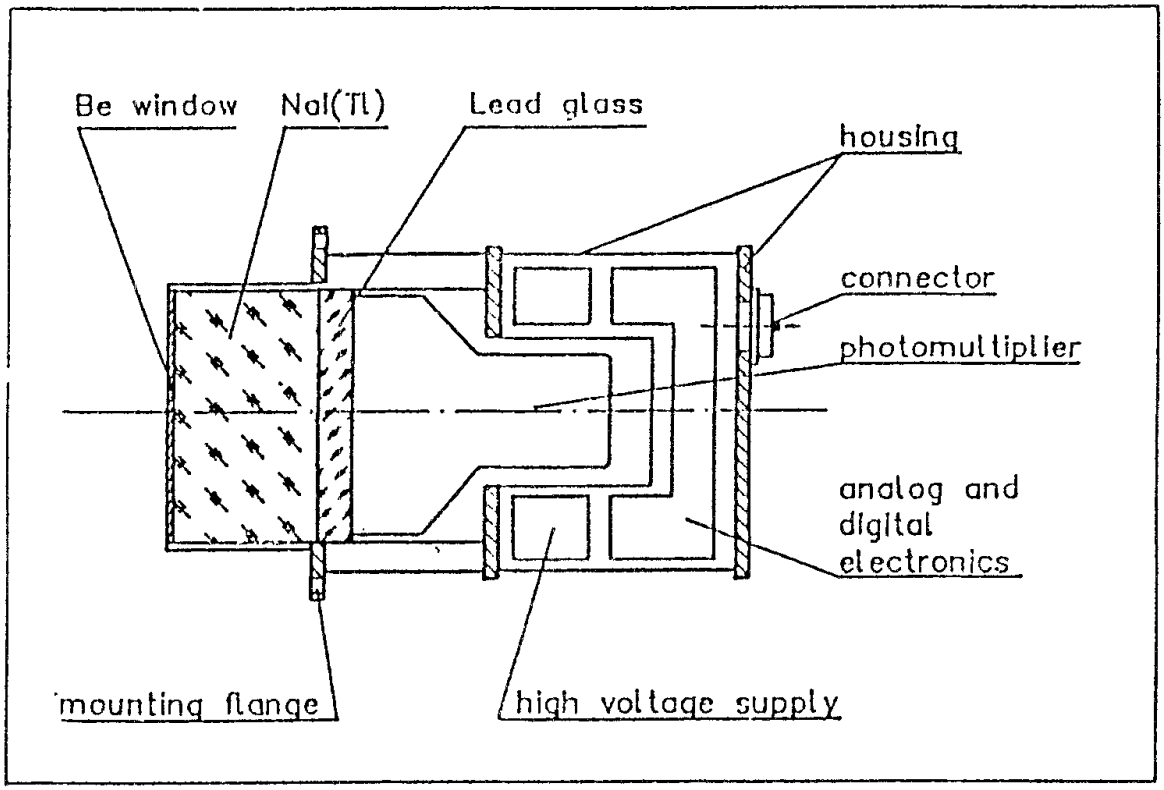


Figure 6: Schéma du détecteur au bord du téléscope Konus (Aptekar et al. 1995) .

Chapitre 2 **: Détecteurs de rayonnements gamma**

2.1 Introduction

Les télescopes embarqués au bord des satellites destinés à l'observation des sursauts gamma sont équipés de détecteur gamma. Ces détecteurs sont bien sélectionnés à cause des conditions de ces missions spatiales, loin de toute intervention de maintenance et aussi de la longue durée qui peut dépasser dix ans de service. Dans ce chapitre nous essayons de décrire brièvement les détecteurs gamma utilisé sur terre et dire quels sont les plus adaptés aux détections de rayonnement gamma en dehors de l'atmosphère terrestre.

La détection du rayonnement gamma est extrêmement spécifique car les rayons gamma interagissent différemment avec les matériaux. Les rayons gamma ont la capacité de parcourir de longue distance dans l'air et de pénétrer à travers une large gamme de matériaux. Les rayonnements gamma interagissent principalement avec la matière via l'effet Compton, l'effet photoélectrique ou l'effet de création de paires électron-positron. De plus, ces effets permettent aux rayons gamma d'ioniser les atomes à la fois indirectement et directement (bien qu'ils soient électriquement neutres). L'ionisation secondaire (indirecte), en revanche, est bien plus cruciale.

Nous devons d'abord comprendre l'interaction du rayonnement avec la matière avant de pouvoir définir les principes de détection du rayonnement gamma. Les interactions des rayons gamma doivent être décrites séparément car chaque type de particule interagit de manière unique avec la matière. Pour étudier ces interactions, on considère les rayonnements sous forme de flux de photons d'énergie située dans la bande Gamma (10 keV à 10 MeV).

2.2 Détecteur à gaz :

Un détecteur à gaz est un type de détecteur de particules dont la spécificité est d'utiliser un milieu gazeux pour la détection de rayonnement par ionisations. En instrumentation nucléaire, les détecteurs à gaz sont utilisés dans diverses applications, soit en compteurs proportionnels, soit en chambre d'ionisation ou encore pour la spectrométrie gamma.

2.2.1 Chambre d'ionisation:

L'ionisation directe ou indirecte d'un gaz par rayonnement, c'est-à-dire la formation de paires d'ions positifs et d'électrons, est à la base des chambres d'ionisation et des compteurs proportionnels. Deux électrodes, chacune avec un potentiel distinct, collectent des ions positifs et des électrons. L'électrode positive, l'anode, attire les ions positifs, tandis que l'électrode négative, la cathode, attire les électrons.

Pour collecter les paires électron-ion produites dans un détecteur rempli de gaz, un champ électrique doit être appliqué. Si le champ électrique à l'intérieur du détecteur est suffisamment fort pour que la recombinaison devienne négligeable, toutes les charges sont efficacement collectées sans perte. Le courant en régime permanent mesuré dans cette condition est appelé courant d'ionisation, qui est le principe de base de la chambre à ions en courant continu.

Lorsqu'une chambre d'ionisation fonctionne en mode courant continu, les charges négatives peuvent être collectées soit sous forme d'électrons libres, soit sous forme d'ions négatifs. Ainsi, n'importe quel gaz de remplissage pourrait être utilisé. L'air est le gaz de remplissage le plus courant.

Les courants d'ionisation typiques dans la plupart des applications sont très faibles (1pA ou moins). Ainsi, le courant de fuite à travers l'isolant peut perturber la mesure du courant d'ionisation.

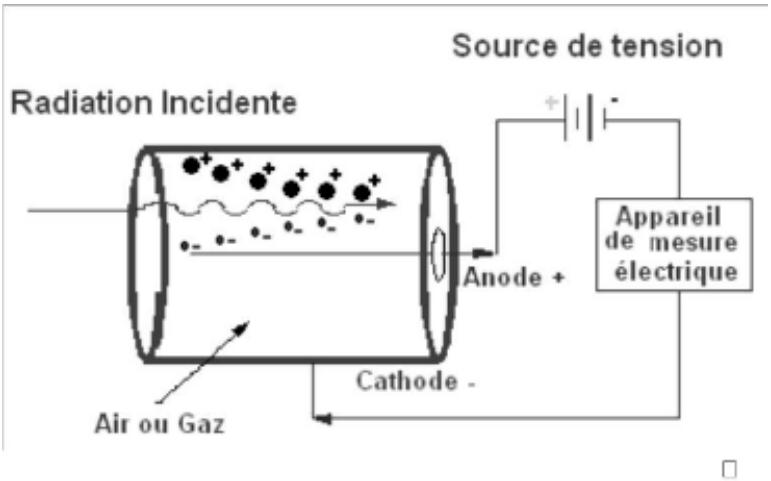


Figure 7: La chambre d'ionisation (Déplacement des ions + et des électrons négatifs, et la ligne en pointillés représente le trajet du rayon ionisant incident.

La chambre d'ionisation est un tube dans lequel un rayonnement ionisant est introduit et le nombre d'ions créés peut être mesuré. La chambre ou le tube peut être rempli d'un gaz ou

d'un liquide, et le milieu à l'intérieur peut être solide ou liquide. La chambre est généralement remplie de gaz et d'une substance contenant deux électrodes. Les deux électrodes peuvent être deux plaques métalliques parallèles, ou deux cylindres métalliques, l'un à l'intérieur de l'autre avec un gaz entre eux, et dans certains types, l'enveloppe extérieure cylindrique de la chambre remplace l'une des électrodes, et l'autre le pôle est un fil au centre du cylindre parallèle au cylindre et isolé électriquement de l'autre.

Lorsque le gaz est ionisé entre les deux électrodes en raison du passage de rayons Gamma à travers le gaz, les ions et les électrons se déplacent vers l'électrode opposée, et un courant électrique est créé. Il peut être mesuré avec un galvanomètre ou un électromètre.

Parce que chaque ion sur l'électrode verticale a une petite charge électrique, la charge collectée sur l'électrode est proportionnelle au nombre d'ions (d'un type). Plusieurs volts à des milliers de volts de tension de source électrique peuvent être liés à la polarité. Cela dépend de l'utilisation prévue de la chambre d'ionisation.

La chambre d'ionisation est utilisée dans de nombreuses utilisations dans l'industrie nucléaire, car elle peut mesurer avec précision la dose de rayonnement (c'est-à-dire que sa lecture est proportionnelle à la quantité de rayonnement), et ainsi la quantité de rayonnement à laquelle les travailleurs sont exposés peut être surveillée. La chambre d'ionisation est utilisée en médecine nucléaire pour mesurer la quantité de rayonnement utilisée dans le traitement des patients.

Bien que des chambres à ions puissent être utilisées pour fonctionner en mode impulsionnel, l'amplitude du signal est assez modeste. Pour une valeur W de 35eV/paire d'ions, le nombre de paires d'ions créées par une particule chargée de 1 MeV libérant toute son énergie dans la chambre est de 2,86 10^4. La capacité d'un détecteur typique de 100 pF produit une amplitude d'impulsion de 46 μV, nécessitant l'utilisation d'un préamplificateur sophistiqué à faible bruit et de circuits de traitement d'impulsion. L'amplitude de l'impulsion sera beaucoup plus faible si le rayonnement entrant est un faisceau rapide d'électrons ou de rayons gamma. Le traitement des impulsions devient considérablement plus facile si l'amplitude du signal de départ peut être augmentée de manière significative (Knoll 2010).

2.2.2 Compteur proportionnel:

Les compteurs proportionnels et les compteurs Geiger-Müller (G-M) produisent une impulsion de tension importante car le nombre de paires d'ions produites est considérablement amplifié, par le phénomène connu sous le nom de multiplication de gaz. La multiplication des gaz est induite par un fort champ électrique appliqué.

Un compteur proportionnel en physique des rayonnements est un détecteur permettant de mesurer les rayons ionisants, tels que les électrons, les rayons alpha et les rayons gamma.

Après la création par interaction de rayonnement, les électrons et les ions font de nombreuses collisions avec les molécules de gaz neutre jusqu'à ce qu'ils soient collectés. Lorsque le champ électrique est suffisamment fort, les électrons obtiennent des énergies cinétiques élevées entre les collisions et peuvent éventuellement ioniser des molécules neutres, comme illustré sur la figure ci-dessous, tandis que les ions ont une faible mobilité et atteignent très peu d'énergie entre les collisions. Les deux électrons peuvent alors être accélérés et d'autres ionisations peuvent être provoquées. Le processus prend la forme d'une cascade (avalanche de Townsend).

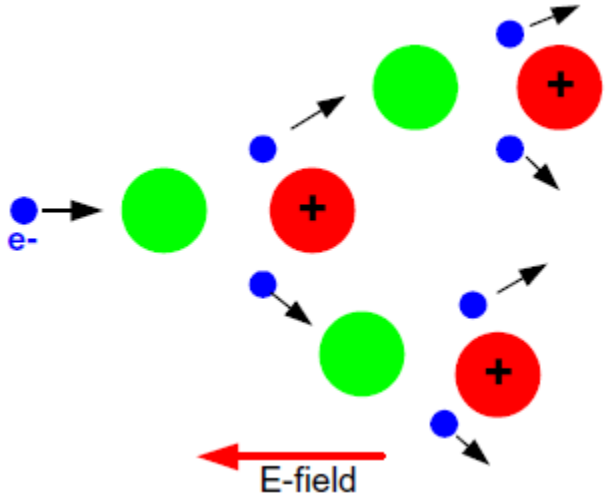


Figure 8: Multiple ionisation.

L'augmentation fractionnaire du nombre d'électrons par unité de longueur de trajet est régie par l'équation de Townsend :

$$dN_e(x) = N_e(x)\alpha \ dx \qquad 2.1$$

$N_e(x)$ nombre des électrons e nfonction de la distance x. α est appelé la première constante de Townsend. Si a est constante, l'intégrale donne :

$$N_e(x) = N_e(0)\ e^{\alpha x} \qquad 2.2$$

Le nombre total d'électrons peut donc être multiplié par un facteur de milliers et ce signal amplifié à l'anode est beaucoup plus facile à détecter. L'impulsion de charge a un bien

meilleur rapport signal sur bruit, ce qui réduit les exigences en matière d'amplificateurs externes.

Selon l'intensité du champ électrique, le fonctionnement des détecteurs remplis de gaz peut être divisé en trois régions, comme illustré à la figure ci-dessous (Knoll 2010):

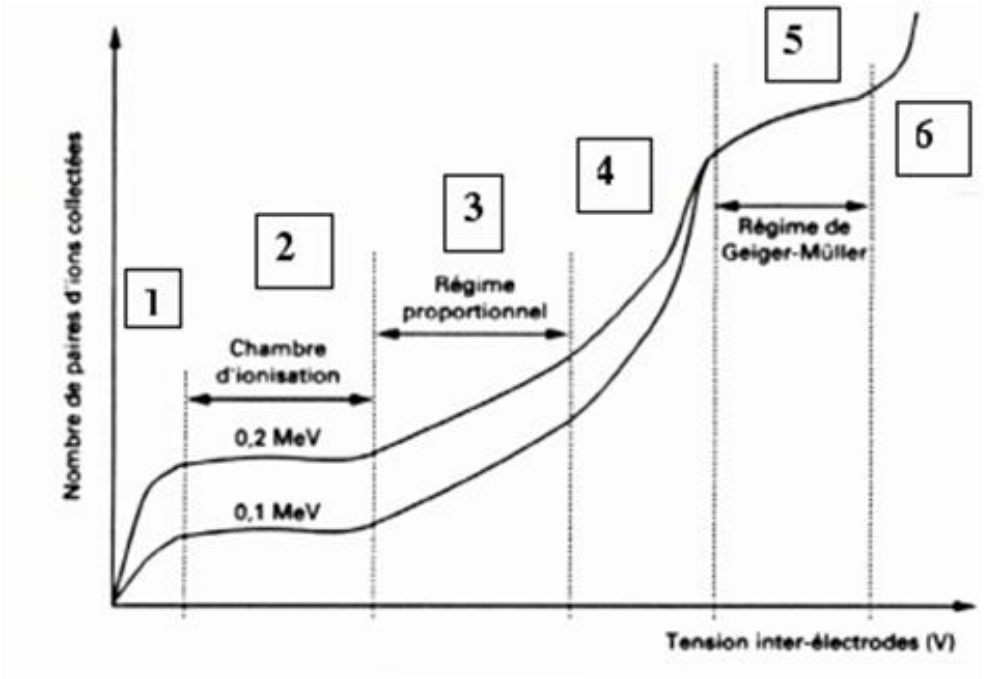


Figure 9: Les différents modes de fonctionnement des détecteurs à gaz.

Région proportionnelle (2) : Dans cette région de tension appliquée, le compteur est au-dessus du seuil de multiplication de gaz. La multiplication est linéaire ; la charge collectée est proportionnelle au nombre de paires d'ions créées par le rayonnement incident. L'impulsion dépend du type de rayonnement, mais, surtout, elle dépend de l'énergie du rayonnement incident. Par conséquent, (à tension appliquée fixe) l'amplitude (ou la hauteur) d'impulsion mesurée est proportionnelle à l'énergie des particules incidentes.

Région proportionnelle limitée(3) : L'augmentation de la tension appliquée entraîne des effets non linéaires. Les électrons libres sont rapidement collectés en raison de la grande mobilité tandis que les ions positifs se déplacent lentement, ce qui prend beaucoup de temps. Lors de la collecte des électrons, il se crée un nuage (presque) immobile d'ions positifs qui tarde à se disperser. Si la concentration en ions positifs est élevée, le champ électrique est déformé, ce qui entraîne une distorsion dans la multiplication des gaz, et des non-linéarités sont observées.

La région de Geiger Müller (4) : La tension appliquée est suffisamment élevée pour que les ions positifs se forment, la distribution de charge positive induite domine le comportement de l'impulsion. L'avalanche se poursuit jusqu'à ce que tant d'ions positifs soient créés qu'ils

réduisent le champ électrique en dessous du point auquel la multiplication du gaz peut avoir lieu. L'impulsion se termine lorsque le même nombre total d'ions positifs est créé, quel que soit le nombre d'ions initiaux créés par le rayonnement incident. Chaque impulsion est de même amplitude. Ainsi, l'amplitude des impulsions ne reflète pas l'énergie absorbée par le détecteur à chaque interaction. Les impulsions Geiger Müller ne contiennent aucune information énergétique, aucune information particulaire.

Conception de compteurs proportionnels

La géométrie cylindrique de base avec un fil d'anode central et les parois extérieures faisant office de cathode est une conception très courante pour les compteurs proportionnels et Geiger-Müller.

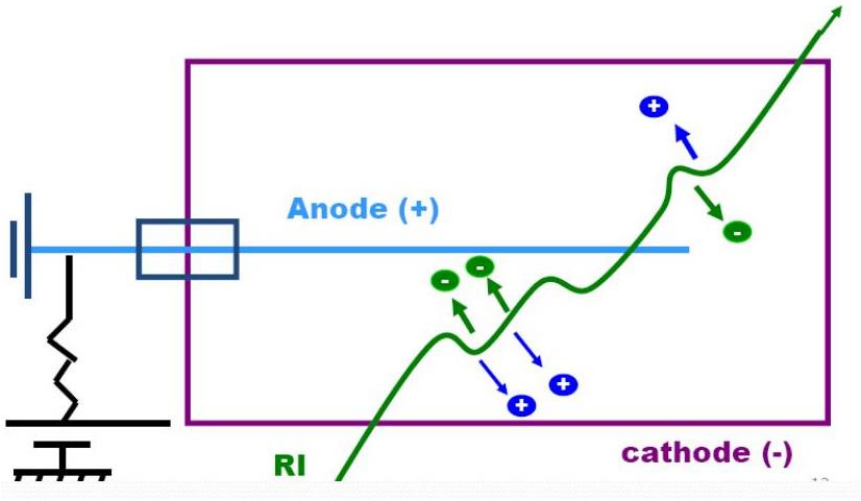


Figure 10: Forme connue pour un compteur proportionnel.

Un compteur proportionnel est similaire à l'installation d'un compteur Geiger, et il se compose d'une chambre ou d'un tube rempli de gaz, et lorsqu'un faisceau ionisant y pénètre de l'extérieur, l'ionisation a lieu dans le gaz. Les ions formés dans le gaz sont dirigés, selon leur charge, dans un champ électrique. Les électrons libérés lors de l'ionisation sont chargés négativement à l'anode et les ions gazeux (qui sont chargés positivement) sont dirigés vers la cathode négative.

Le champ électrique dans le tube est réglé à une tension élevée de sorte que les charges générées par l'ionisation du gaz gagnent des vitesses élevées et donc une énergie cinétique élevée qui fonctionne pour produire de nombreux ions supplémentaires dans le gaz. Ainsi, l'impulsion électrique produite sur l'ascenseur est fortement amplifiée, et elle est facile à mesurer. L'expression du champ électrique est donnée par (Knoll 2010) :

$$E(r) = \frac{V}{r \ln \frac{b}{a}} \qquad 2.3$$

Où V est la tension appliquée, **a** le rayon de l'anode et **b** le rayon interne de la cathode.

2.3 Détecteurs à Scintillation :

La scintillation est un éclair de lumière créé lorsqu'une particule chargée entre en collision avec un matériau bien spécifique dit « scintillateur ». Par exemple, certains des atomes du phosphore sont activés et produisent des photons lorsqu'une particule chargée le traverse. La scintillation peut être visible ou non.

L'iodure de sodium (NaI) contenant une petite quantité de thallium est utilisé comme scintillateur pour la détection des ondes gamma. (L'iodure de césium (CsI) sous forme cristalline est utilisé comme scintillateur pour la détection de protons et de particules alpha).
Le compteur à scintillation a une couche de phosphore cimentée dans l'une des extrémités du photomultiplicateur. Sa surface intérieure est recouverte d'un photo-émetteur. Cet émetteur photoélectrique est appelé photo-cathode et est connecté à la borne négative d'un générateur de haute tension. Un certain nombre d'électrodes appelées dynodes sont disposées dans le tube à un potentiel positif croissant. Lorsqu'une particule chargée frappe le phosphore, un photon est émis. Ce photon frappe la photo-cathode dans le photomultiplicateur, libérant un électron. Cet électron accélère vers la première dynode et la heurte. De multiples électrons secondaires sont émis, qui accélèrent vers la deuxième dynode. Plus d'électrons sont émis et la chaîne continue, multipliant l'effet de la première particule chargée. A la dernière dynode les électrons sont suffisamment nombreux pour produire une impulsion de tension à travers les résistances externes. Cette impulsion de tension est amplifiée et enregistrée par le compteur électronique. Dans la figure ci-dessous, nous donnons un schéma simplifié des différentes étapes depuis la production des photons par scintillation jusqu'à la collection des électrons par la dernière dynode.

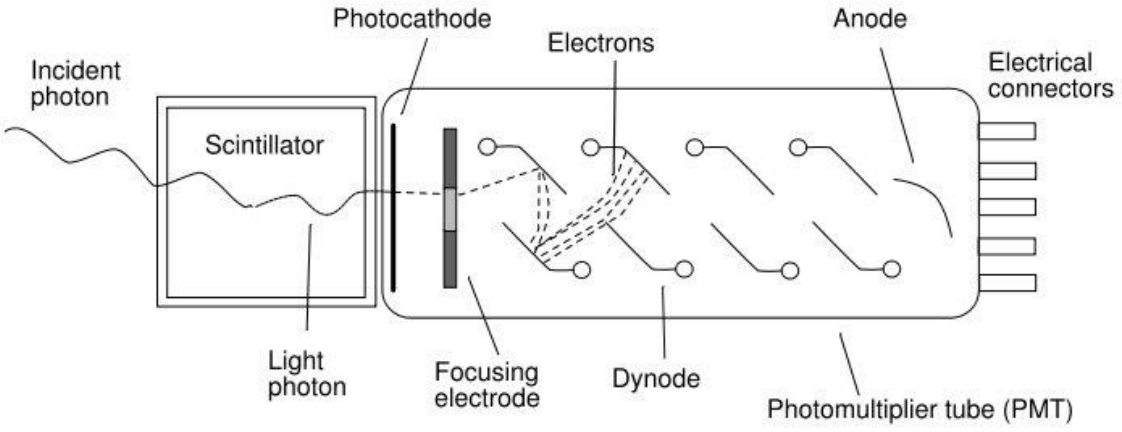


Figure 11: Détecteur à scintillation. Image prise du : scintillateur NaI(TL)

2.3.1 Scintillateur organique:

Les matériaux scintillateurs ont la propriété d'émettre de la lumière lorsqu'ils sont soumis à un rayonnement nucléaire. Selon le type de liaisons chimiques et d'atomes qui les composent, ils sont classés en deux familles : les inorganiques (amorphes ou cristallins) et les organiques.

Un scintillateur organique est un matériau composé de molécules organiques, ayant une propriété de scintillation à la suite d'un dépôt d'énergie. Un rayonnement ionisant déposant de l'énergie dans le milieu lors d'interactions produit ainsi une faible quantité de lumière dans le cristal (ou liquide) scintillateur, dont l'enregistrement permet sa détection. Les matériaux scintillateurs organiques sont très utilisés en instrumentation nucléaire pour mesurer l'intensité de rayonnements gamma, électronique ou neutronique.

Ils existent sous l'état solide et liquide :

Les scintillateurs solides sont aisément usinables. Ils sont largement utilisés dans les portiques de détection au sein des installations nucléaires. En effet, leur forte efficacité de détection et leur géométrie façonnable à volonté en font des détecteurs de grandes surfaces bon marché.

Les scintillateurs liquides sont largement utilisés lors d'expériences de physique nécessitant la détection de neutrons et la séparation du signal neutronique du bruit de fond (généralement gamma). En effet, ils permettent de réaliser aisément la discrimination de particules, contrairement aux scintillateurs solides où la séparation des signaux est plus délicate.

2.3.2 Scintillateur inorganique :

Ce sont des solides largement utilisés en détection gamma pour deux raisons principales :

a) Leur forte densité leur donne une très bonne efficacité de détection des rayonnements. Leur Z élevé les rend particulièrement sensible à l'effet photoélectrique. Ils permettent ainsi de réaliser aisément de la spectrométrie gamma.

b) Ils peuvent avoir de gros volume de détection, pour ce qui concerne les scintillateurs sensibles aux rayonnements gamma. Ce qui convient mieux pour les utiliser dans les missions spatiales dans les télescopes gamma.

Leur principal inconvénient est qu'ils sont des absorbant de l'humidité de l'air (comme, par exemple, l'iodure de Sodium dopé au Thallium ou NaI(Tl)). Il faut donc qu'ils soient conditionnés dans des containers étanches à l'air.

Pour la spectrométrie gamma, ce sont les scintillateurs inorganiques comme le CsI(Tl) ou le NaI(Tl), qui sont largement utilisés . Les scintillateurs comme le $Bi_4Ge_3O_{12}$ sont utilisés en raison de leur forte sensibilité aux gamma (masse volumique de 7,13 $g.cm^{-3}$ à comparer à 3,67 $g.cm^{-3}$ pour le Nai(Tl) et à 4,51 $g.cm^{-3}$ pour le CsI(Tl)) et présence du Bismuth avec un Z=83. En revanche, leur résolution en énergie ne permet pas de réaliser des spectroscopies aussi fines qu'avec les scintillateurs de type NaI(Tl) (NORMAND 1992).

La résolution en énergie des pics photoélectriques est typiquement de l'ordre de 5 %. La finesse de cette spectroscopie n'atteint cependant pas les performances obtenues avec des détecteurs semi-conducteurs à base de diode Germanium hyper-pur (la résolution des pics photoélectriques est inférieure à 0,1 %) .

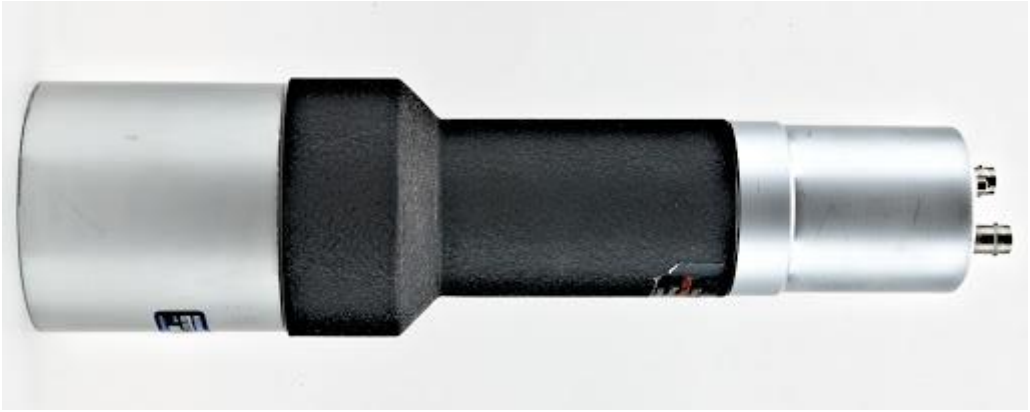


Figure 12: Un prototype d'un scintillateur "NaI(Tl)".

2.4 Détecteur à semi-conducteur:

Les détecteurs à semi-conducteurs sont le plus souvent utilisés lorsque la meilleure résolution en énergie est souhaitée. Dans ces détecteurs, les porteurs de l'information sont des paires électron-trou, qui sont produites le long du chemin emprunté par la particule chargée (primaire ou secondaire) à travers le détecteur. En collectant des paires électron-trou, le signal de détection est formé.



Figure 13: Détecteur semi-conducteur au germanium

Principe de fonctionnement:

Lorsqu'un faisceau ionisant atteint un semi-conducteur, les électrons sont libérés de leurs atomes, formant des cavités chargées positivement. Une impulsion de courant est formée sur les pôles semi-conducteurs, qui peut ensuite être amplifiée avec un amplificateur électrique et compté. Diverses techniques sont utilisées pour créer des détecteurs à semi-conducteur, notamment la déformation et l'utilisation de plusieurs champs électriques dans le semi-conducteur pour transmettre et amplifier les charges créées dans le semi-conducteur.

Le faisceau ionisant entrant provoque la création de paires d'électrons chargés négativement et d'espaces chargés positivement dans le semi-conducteur, chacun migre vers le pôle opposé de leur charge. La quantité de paires d'électrons et de trous créés est déterminée par les vides dans le niveau d'énergie du semi-conducteur. La formation d'un nuage de charge dans un semi-conducteur varie en fonction du type de rayon ionisant incident, car les particules élémentaires chargées libèrent et génèrent des charges dans le semi-conducteur tandis que les photons affectent le point de collision avec l'un des atomes du semi-conducteur et leur absorption complète du photon par effet photoélectrique.

Utilisation :

Les détecteurs à semi-conducteurs se caractérisent par leur grande capacité à différencier les énergies des particules incidentes et, grâce à une conception spécifique, ils peuvent identifier la direction du rayon d'incidence. Il est utilisé dans un grand nombre de recherches scientifiques telles que l'analyse par fluorescence des rayons X, l'étude du spectre infrarouge, ainsi que dans l'étude des particules élémentaires.

En comparaison avec les scintillateurs, les détecteurs à semi-conducteur sont caractérisés par une très bonne résolution. Dans la figure ci-dessous, nous présentons le spectre de la raie gamma produite par une source mono-énergétique de Cs137. On remarque bien que la différence entre le spectre observé par le scintillateur (NaI) et le détecteur à semi-conducteur fait un Germanium Hyperpure.

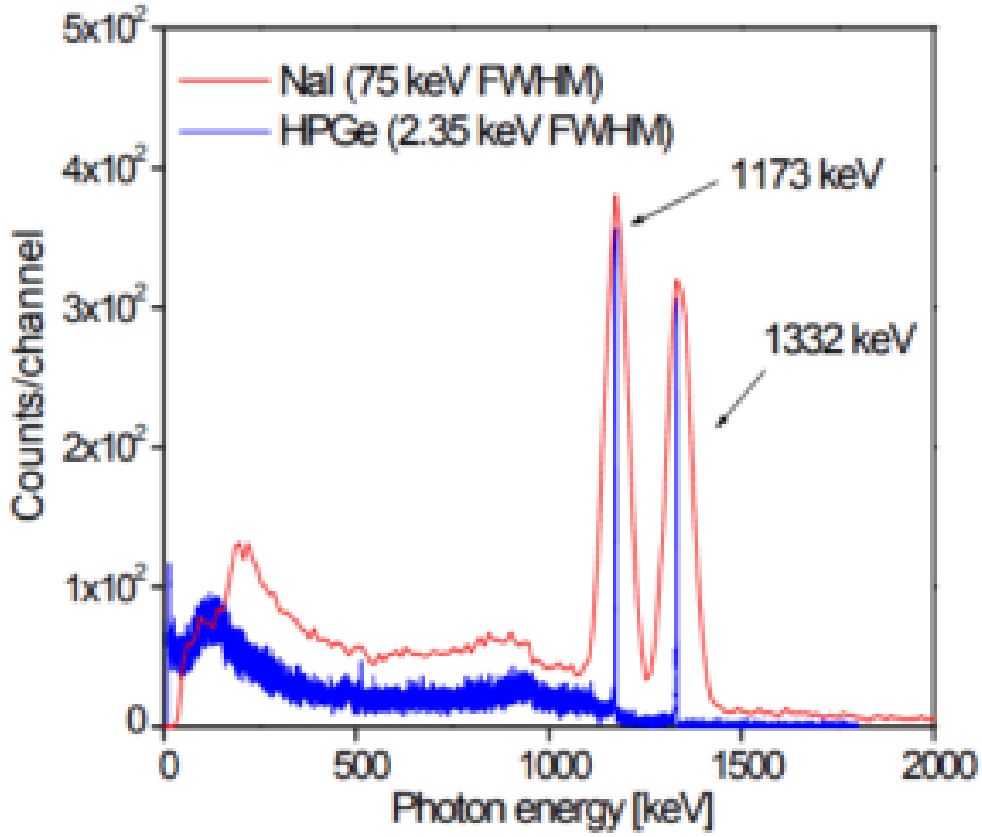


Figure 14: Spectre de l'éffet photo-électrique d'un rayonnement gamma d'une source de Cs^{137}. Une comparaison entre un spectre obtenu par NaI(Tl) et celui obtenu par Ge(HP).

Chapitre 3 : **Etude des caractéristiques des sursauts gamma long observés par Konus-Wind**

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous utilisons la base des données des sursauts gamma observés par Konus Wind et publié principalement par (Tsvetkova et al. 2017; Svinkin et al. 2016; Minaev et Pozanenko 2019) ; (Frederiks et al. 2019). Le site qui contient cette base de données est : https://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR-2.

Cette échantillon de Konus-Wind contient des sursauts long et sursauts courts tous ayant des redshift connu qui varie de z = 0.096 à z = 5. Le nombre de total des sursauts est 150 dont 17 sont des sursauts courts (T90 < 2.0 s) et 137 sursauts gamma longs.

Notre travail consiste à faire une étude statistique sur les paramètres qui caractérisent les sursauts de type longs. Par la suite, nous comparaisons les résultats obtenus avec ceux obtenus dans d'autres travaux sur les échantillons observés par Batse, Swift, BeppoSAX, Hete-2 et Fermi. Cet effort, nous permet d'avoir des informations scientifiques et observationnelles sur ce domaine d'Astrophysique de haute énergie. Il nous permet aussi d'appliquer nos connaissances en cosmologie pour le calcul de la distance de luminosité à la source ainsi de trouver la luminosité et l'énergie totale. Ces quantités dépendent considérablement des paramètres cosmologiques tels que : la constante de Hubble, la densité réduite de la matière, la densité réduite du vide et du redshift z.

3.2 Distribution spatiale

Les sursauts gamma sont les explosions les plus intenses de l'Univers. Ce sont des marqueurs valides de la section dense de l'Univers contenant de la matière normale puisqu'ils sont liés aux extrémités stellaires des grandes étoiles et peuvent être découverts dans et à proximité de galaxies éloignées. La distribution spatiale des GRBs peut ainsi être utilisée pour révéler la structure à grande échelle de l'Univers. C'est pour cette raison que la distribution spatiale est à chaque fois étudiée quand les données collectées par un télescope sont suffisantes.

Dans la figure ci-dessous nous représentons la distribution spatiale de l'échantillon des sursauts gamma observées par Konus-Wind à redshift connu. On remarque bien, que malgré le nombre réduit des sursauts, la distribution est presque isotrope et uniforme. C'est-à-dire que ce télescope observe les mêmes populations observées par Batse, BeppoSAX, Hete-2, Swift et Fermi. Il est utile à noter que la distribution représentée sur la figure ci-dessous ne concerne que les sursauts de KW avec redshift z.

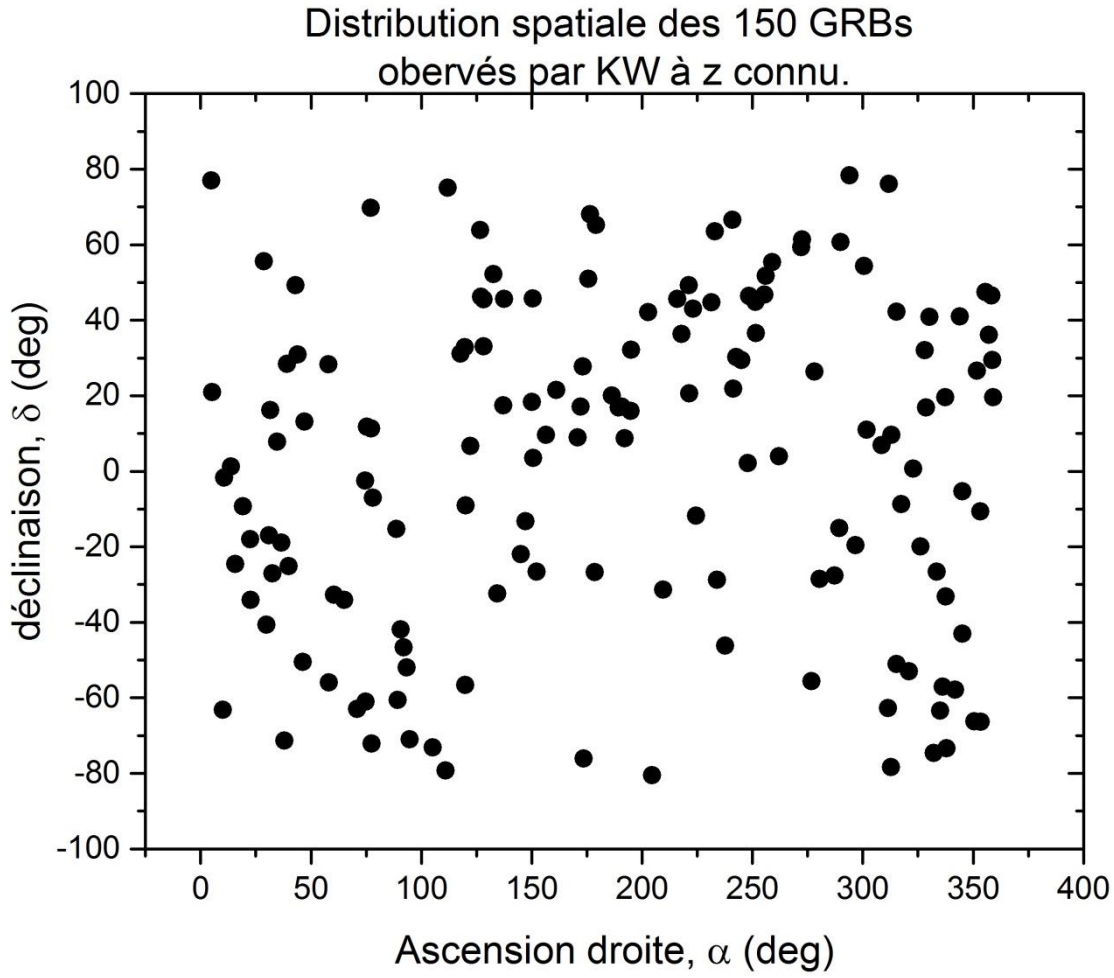


Figure 15: Distribution spatiale de 150 GRBs observés par Konus Wind avec redshift déterminé.

3.3 Distribution de la durée

Dans la figure ci-dessous nous représentons la distribution des sursauts observés par KW à redshift connu en fonction de la durée, noté $T_{90,i}$ intrinsèque, c'est-à-dire reportée au référentiel de la source du sursaut. La figure montre qu'il y a une seule population à l'inverse de ce qui est connu pour les sursauts de Batse et Swift (Zitouni et al. 2015). Ces derniers travaux montrent qu'il y a deux populations complètement

séparées à T_{90} = 2s dans le repère du télescope. On explique l'absence de séparation entre deux populations distinctes au nombre très réduit des sursauts de KW avec redshift. On peut aussi penser à que cette séparation n'existait pas au référentiel de la source ce qui n'est pas simple à justifier.

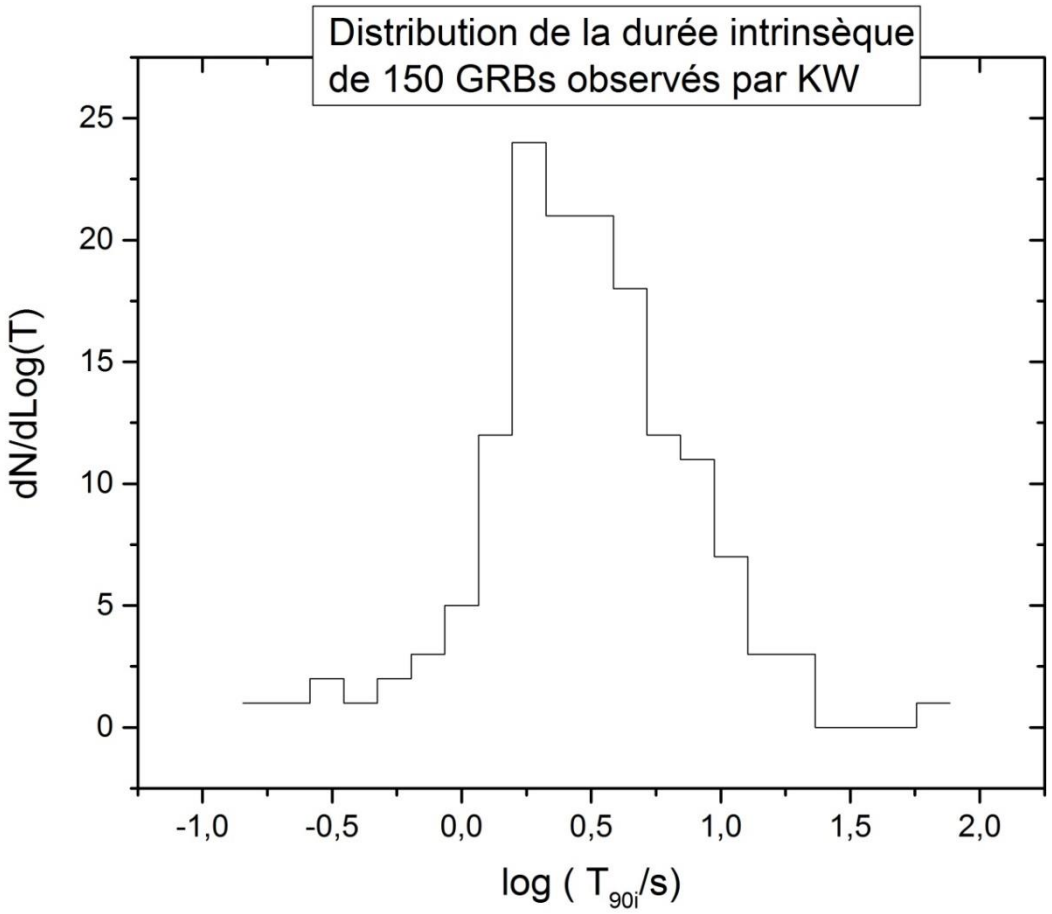


Figure 16: Distribution des sursauts gamma observés par KW en fonction de leur durée intrinsèque.

3.4 Distribution en fonction du redshift

Dans la figure ci-dessous nous représentons la distribution cumulative des sursauts de KW en fonction de leur redshift z. On remarque bien que cette distribution n'a rien de différence par rapport à celle observée par les autres télescopes(Zitouni et al. 2015). Il y a toujours manque de sursauts au-delà de z= 3 à 4. Ceci est dû à la faible sensibilité de télescope aux faibles flux venant de source très lointaine c'est-à-dire à grand redshift. Il est utile de noter que le seuil de KW est de 10^{-7} erg/cm^2/s.

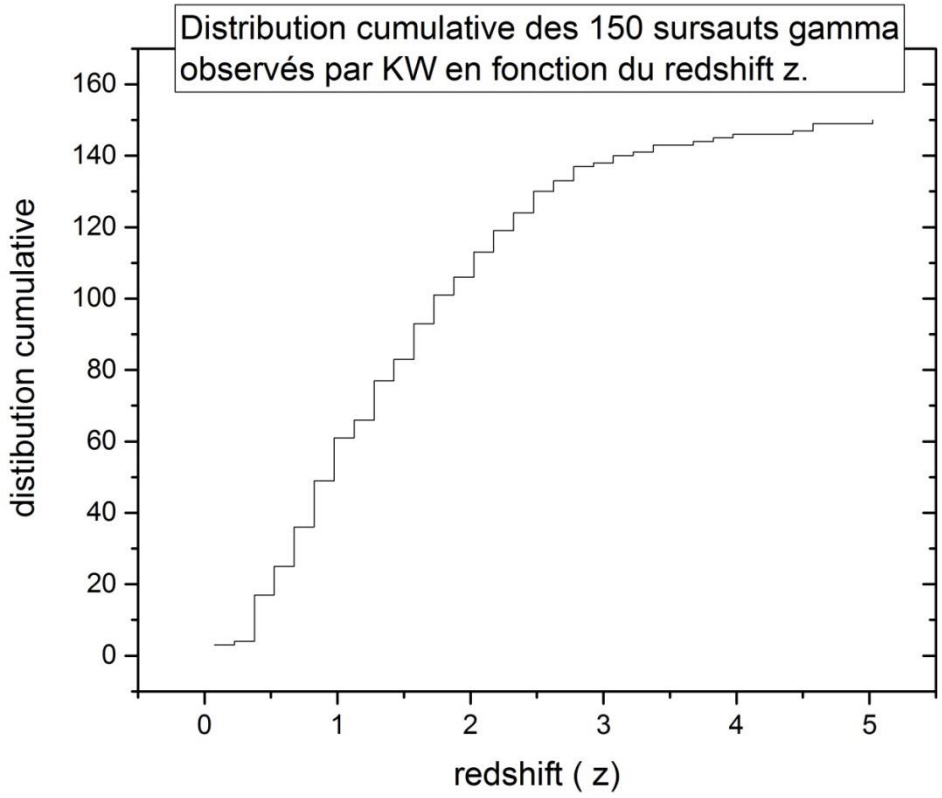


Figure 17: Distribution cumulative des sursauts gamma de KW en fonction du redshift z.

3.5 Profils temporels

3.5.1 Sursauts courts

Les sursauts courts sont caractérisés par une durée inférieure à deux secondes. Un exemple du profil temporel de ces sursauts est présenté dans les figures ci-dessous. On remarque que pour une durée très courte, le nombre de comptage est très important (un maximum de 100 photons par 64 ms pour le sursaut GRB20040924). Pendant cette durée une très grande énergie est émise par la source (10^{50} à 10^{54} erg). Cette énergie est 10^{6} à 10^{10} fois l'énergie produite par le soleil pendant toute sa durée de vie. A cause de leur très rapide disparition, les sursauts gamma de durée courte (< 2s) sont très peu observés par les télescopes. Sur la totalité des sursauts observés, la fraction des sursauts courts est généralement inférieure à 1/3. Il est utile à rappeler que les sursauts sont imprévus en temps et en espace. C'est pour ces raisons que les télescopes doivent avoir une réponse très rapide en s'orientant sont scintillateur vers la source après avoir reçu une alerte d'un autre détecteur destiné à cette tâche.

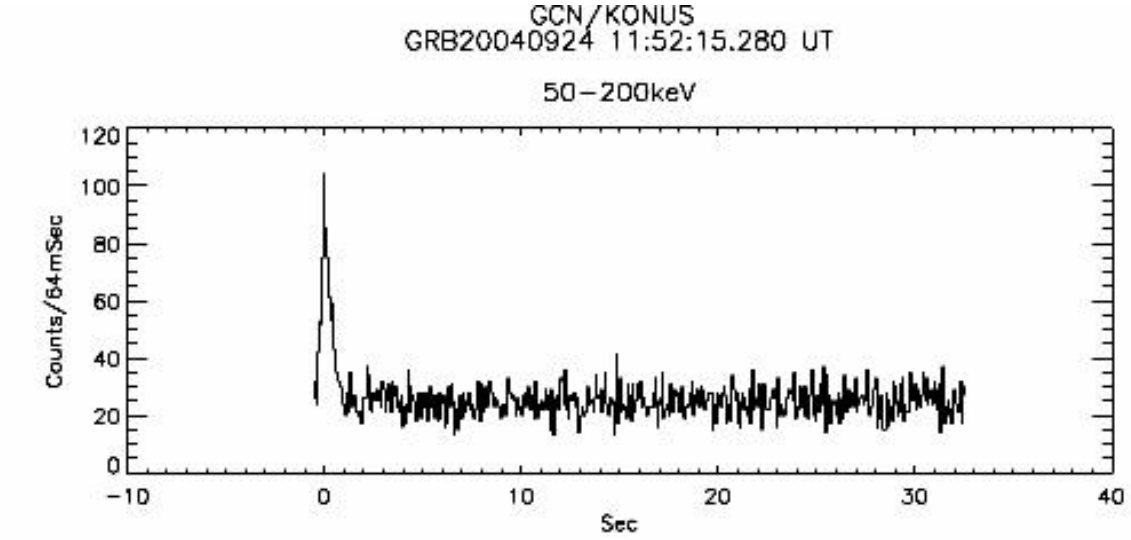


Figure 18: GRB040924. Sa durée T_{90} est de 0.794 s avec une incertitude de 0.092 s.

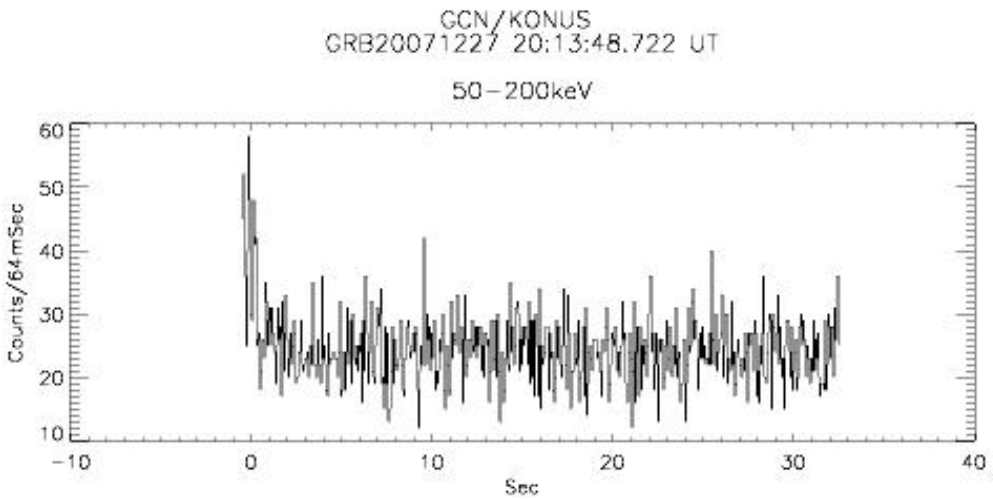


Figure 19: GRB071227. Sa durée T_{90} est de 0.717 s avec une incertitude de 0.059 s.

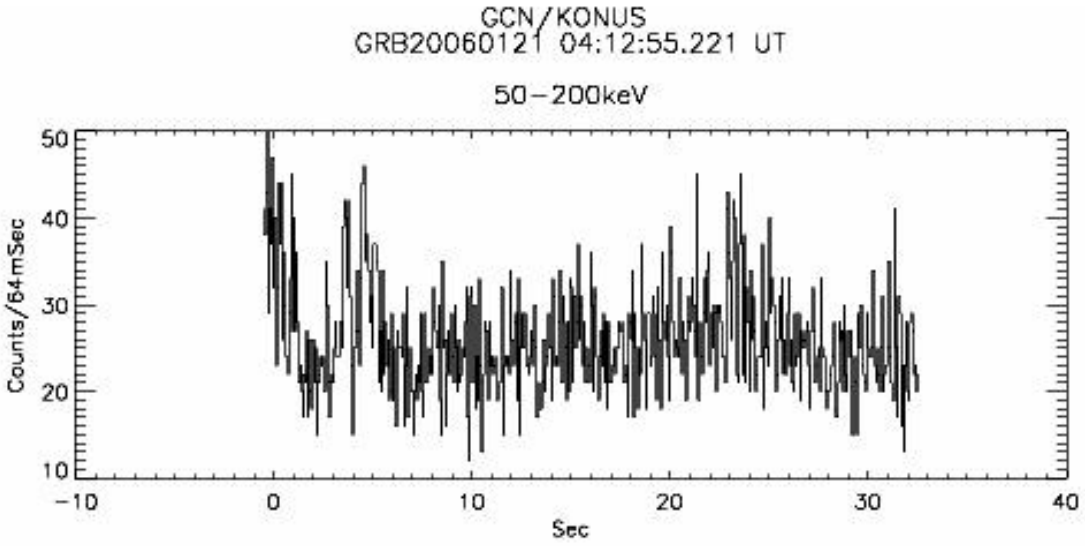


Figure 20: GRB060121. Sa durée T90 est de 1.542 s avec une incertitude de 0.120 s.

3.5.2 Sursauts longs :

Les sursauts longs sont caractérisés par une durée supérieure à deux secondes. Un exemple du profil temporel de ces sursauts est présenté dans les figures ci-dessous :

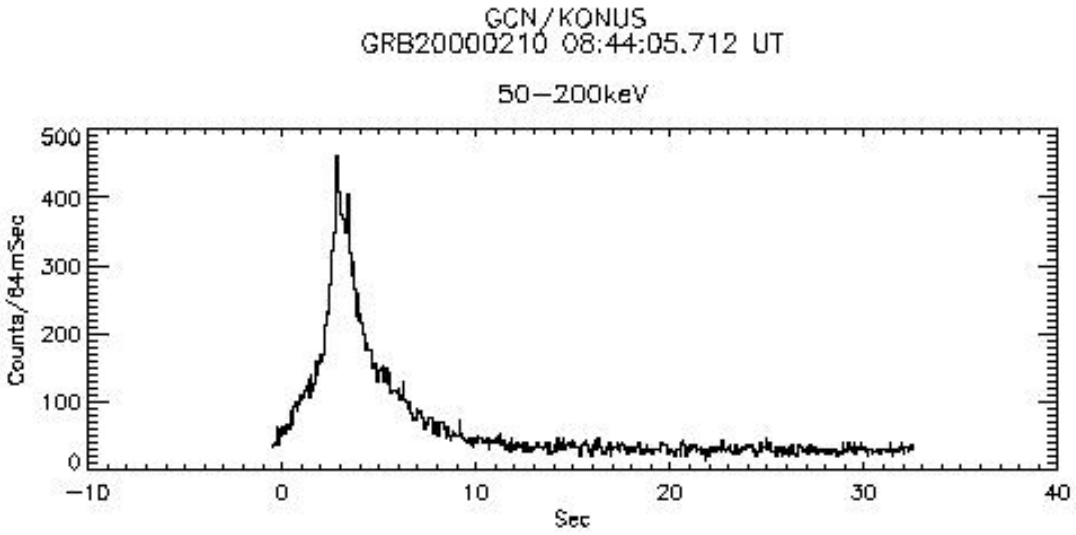


Figure 21: GRB000210. Sa durée T90 est de 7.968 s avec une incertitude de 0.411 s.

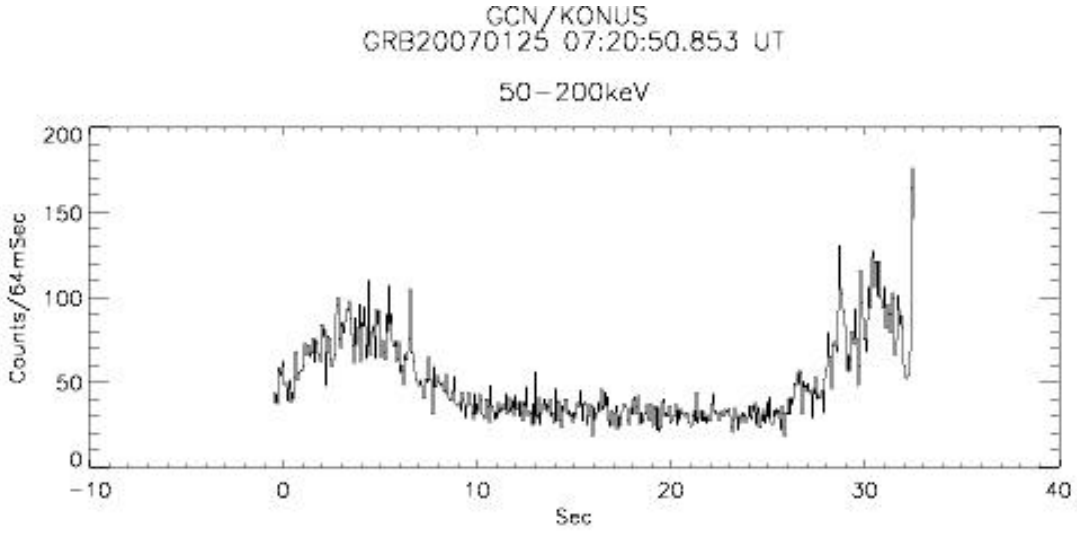


Figure 22: GRB070125. Sa durée T90 est de 124.208 s avec une incertitude de 15.650 s.

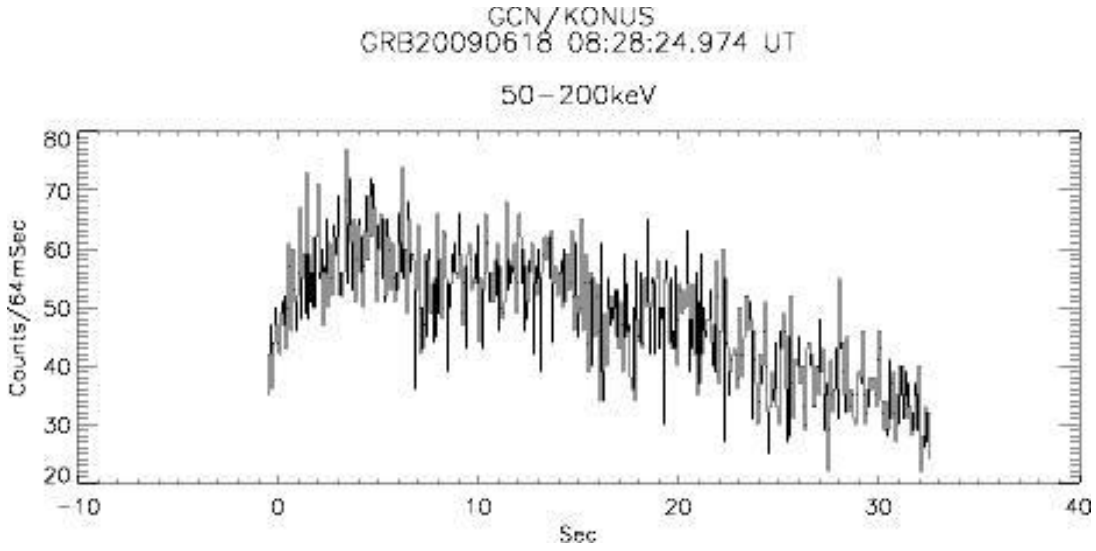


Figure 23: GRB090618. Sa durée T90 est de 104.320 s avec une incertitude de 1.047 s.

On remarque généralement que la plupart des sursauts sont caractérisés par un profil temporel non régulier c'est-à-dire composé par plusieurs pics. Cette irrégularité montre que le phénomène à l'origine de la production du sursaut n'est pas du genre catastrophique. En astrophysique, il est très difficile de trouver une explication à cette grande énergie émise par un système qui se régénère en quelques ms. C'est très énigmatique. Cette variabilité de l'ordre de 2 ms est une indication très forte pour que le système mette en jeu des particules en jet relativiste dans un volume très réduit. Un système volumineux est caractérisé par une longue durée car les photons de l'intérieur mettent beaucoup de retard par rapport à ceux émis par à la surface.

On explique la production des photons observés, d'énergie de 10 keV à 1MeV, par l'effet synchrotron. On pense que des électrons très relativistes dans le jet et la présence de champs magnétique intense, produisent, par effet synchrotron les spectres observés.

3.6 Spectre des sursauts longs

3.6.1 Formes reconnues des spectres observés

Le spectre d'un sursaut gamma est la distribution des nombres de photons en fonction de leur énergie E ou de leur fréquence. Les formes les plus connues des spectres des sursauts gamma sont au nombre de trois au minimum. Il s'agit de loi de puissance simple (PL), une loi

de puissance brisée (CPL) ou la fonction de Band. La plupart des sursauts ont été étudiés et modélisés selon la fonction dite de band (Band, et al., 1993):

$$\mathrm{N}(E) = \begin{cases} \mathrm{E}^{\alpha}\ e^{\frac{-E}{E_0}} & \mathrm{E} < (\alpha - \beta)\, E_0 \\ e^{\alpha-\beta}\ [\,(\alpha - \beta)\ E_0]^{\alpha-\beta}\ E^{\beta} & E > (\alpha - \beta)\ E_0 \end{cases} \qquad 3.1$$

Où α et β représentent respectivement les indices spectraux aux basses et hautes énergies, E_p est l'énergie correspondant au pic de la fonction *E N(E)* qui est définit comme :

$$E_p = E_0(2 + \alpha) \qquad 3.2$$

On précise qu'il n y a pas une explication complète pour cette forme de Band sauf qu'elle ressemble plus au moins à un spectre de photons émis par effet synchrotron (Piran 1992), (Meszaros 2006), (Buchallr, 2009).

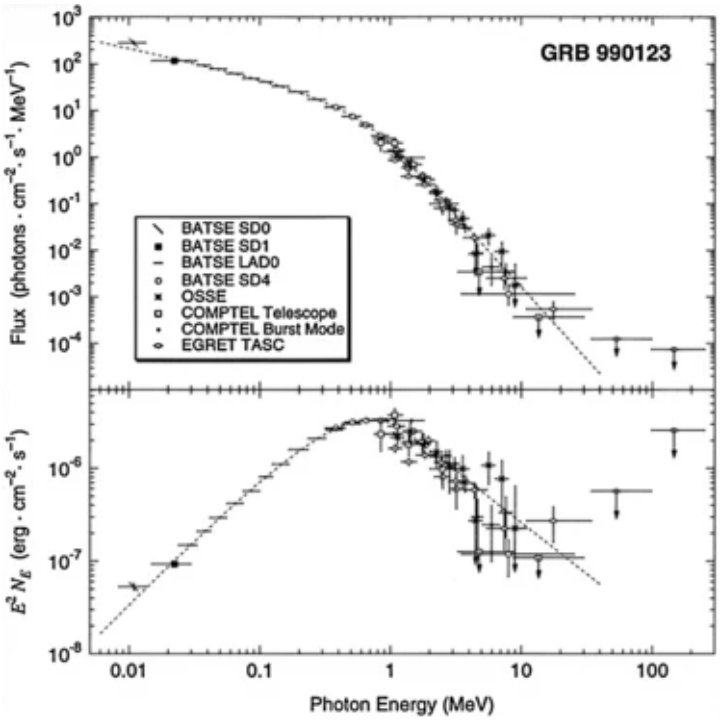


Figure 24: Spectre du GRB990123 observé (Willingale et Mészáros 2017).

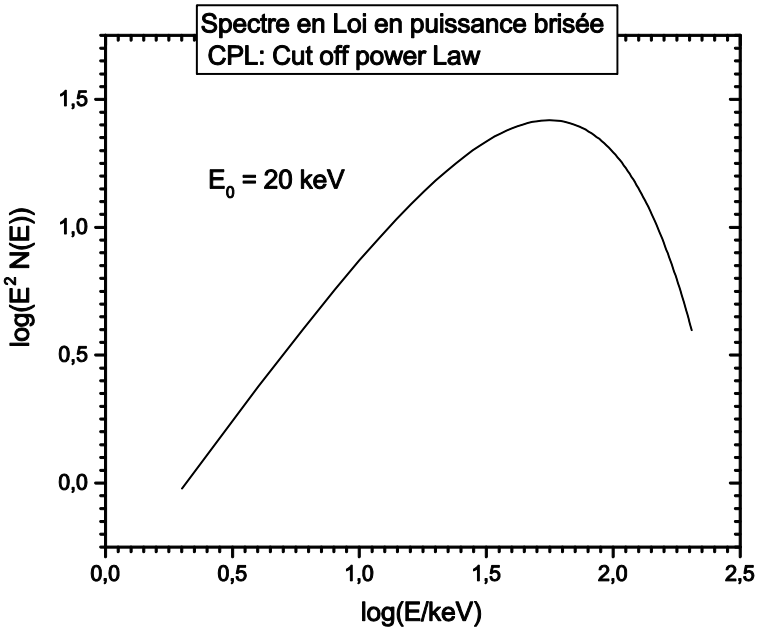


Figure 25: Spectre canonique d'un sursaut gamma exprimé en loi de puissance brisée.

Certain sursauts gamma obéissent à une loi de puissance brisée (figure ci-dessus) qu'on peut l'exprimer comme suit :

$$\mathrm{N}(E) = \mathrm{E}^{\alpha}\ e^{\frac{-E}{E_0}} \qquad 3.3$$

La plupart des sursauts observés par le télescope Swift sont mieux représentés par cette loi de puissance brisée. Ceci est biaisé par la bande d'énergie très réduite des détecteurs de Swift/BAT qui est [15 keV, 150 keV]. C'est-à-dire que pour plusieurs sursauts, l'énergie E_p se trouve en dehors de cet intervalle.

On peut aussi représenter le spectre des sursauts gamma dans certains cas par une loi de puissance simple, c'est-à-dire qu'il n'a pas de pic :

$$\mathrm{N}(E) = \mathrm{E}^{\alpha} \qquad 3.4$$

Il est utile de noter que les indices α et β sont négatifs.

3.6.2 Distribution des paramètres spectraux moyens

Les paramètres qui caractérise le spectre de Band sont au nombre de trois à savoir l'indice basse énergie noté α, l'indice de la partie haute énergie noté β et l'énergie au pic du spectre noté E_p mesurée généralement en keV. Dans notre étude, on s'intéresse au spectre porté au référentiel de la source. Pour cela, on calcule l'énergie au pic intrinsèque à partir du l'énergie au pic observée par KW :

$$E_{p,i}\,(\,keV) = (1+z) \times E_p^{obs}(keV) \qquad 3.5$$

La distribution de l'indice α moyen de la partie basse énergie d'un spectre moyenné sur la durée totale du sursaut. On représente dans la figure ci-dessous, la distribution des sursauts gamma observés par Konus Wind en fonction de cet indice α. Cette étude a été faite sur t les sursauts gamma longs (avec ou sans redshift) de Batse, Swift, Hete-2 et Fermi. Nous voulons, dans ce travail, faire la même chose mais sur les sursauts de Konus Wind avec Redshift connu. Notre but est de trouver une caractéristique peu différente de la population de sursauts caractérisée par un Redshift connu. On rappelle que la connaissance du z permet facilement de trouver la distance de luminosité de la source en adoptant un modèle cosmologique.

L'importance de l'étude de la distribution de ces indices est très importante car ils entrent dans l'estimation de la luminosité totale ainsi que dans le calcul de l'énergie totale produite par le sursaut gamma pendant son activité. Ceci est valable pour les sursauts à z déterminé et en adoptant un modèle cosmologique. Dans cette section, on étudie le spectre intégré dans le temps, c'est-à-dire, pendant toute la durée du sursaut. Expérimentalement, on collecte tous les photons reçu par les détecteurs embarqués sur le télescope pendant la durée du sursaut. Dans ce cas, nous nous n'intéressons pas de l'évolution instantanée du sursaut.

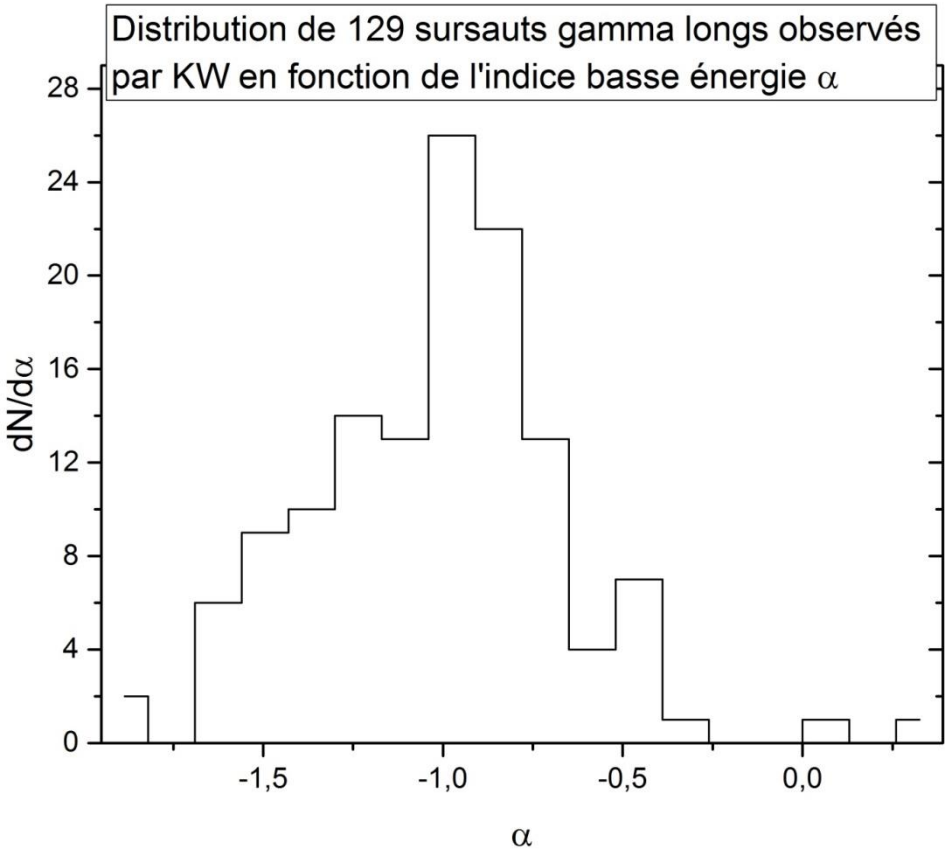


Figure 26: Distribution des sursauts gamma observés par KW en fonction de α moyen.

3.6.2.1 Distribution des sursauts en fonction de α :

Nous pouvons représenter cette distribution en nombre (Figure 26) par une gaussienne de la forme :

$$\frac{\mathrm{dN}}{d\alpha} = N_p \exp(-\frac{(\alpha-\mu)^2}{2\sigma^2}) \qquad 3.6$$

Telle que μ est la valeur moyenne de α et σ est l'écart type. Np est le nombre des sursauts correspondant à α = μ . Ces résultats sont représentés dans le tableau ci-dessous :

$\mu = \alpha_{moy}$	σ	N_p (nombre de sursauts)
-0.98 ± 0.03	0.24 ± 0.03	25 ± 3

Table 1: Valeurs moyennes de l'indice basse énergie α du spectre intégré sur la durée totale du sursaut :

3.6.2.2 Distribution des sursauts en fonction de β :

La distribution de l'indice β moyen de la partie haute énergie d'un spectre moyenné sur la durée totale du sursaut peut être aussi exprimée par une gaussienne de la même manière fait pour l'indice α. On représente dans la figure ci-dessous, la distribution des sursauts gamma observés par KW en fonction de cet indice β.

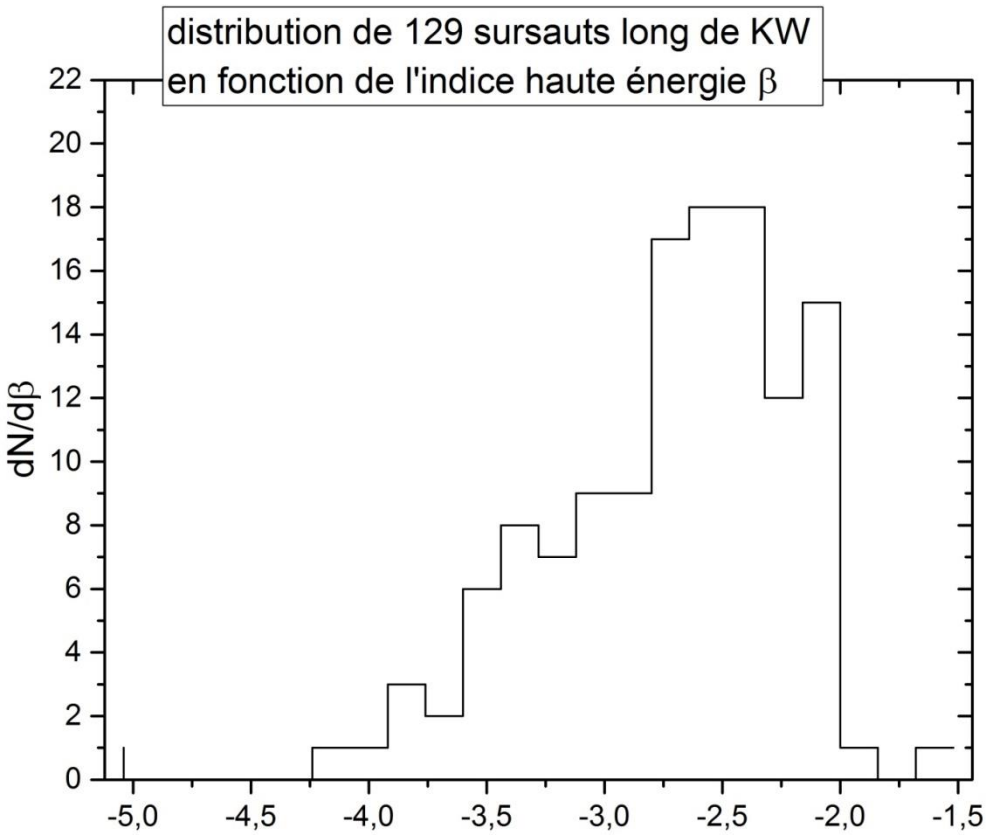


Figure 27: Distribution des sursauts gamma observés par KW en fonction de β moyen

On fait une importante approximation à cause de la forme asymétrique bien claire. Sur la figure, on remarque que la valeur β = -2.5, peut être utilisée comme valeur de référence dans des calculs pour tous les sursauts de KW.

On résume les valeurs trouvées par l'interpolation des données dans le tableau ci-dessous :

β_{moy}	σ	N_p (Nombre de sursauts)
-2.48 ± 0.04	0.41 ± 0.05	17 ± 2

Table 2: Valeurs moyennes de l'indice haute énergie du spectre moyenné sur la durée totale du sursaut

3.6.2.3 Distribution des sursauts en fonction de $E_{p,i}$:

La distribution des sursauts gamma observés par KW en fonction de l'énergie au pic du spectre moyen, $E_{p,i}$, mesurée dans le repère de la source, est représentée dans la figure ci-dessous :

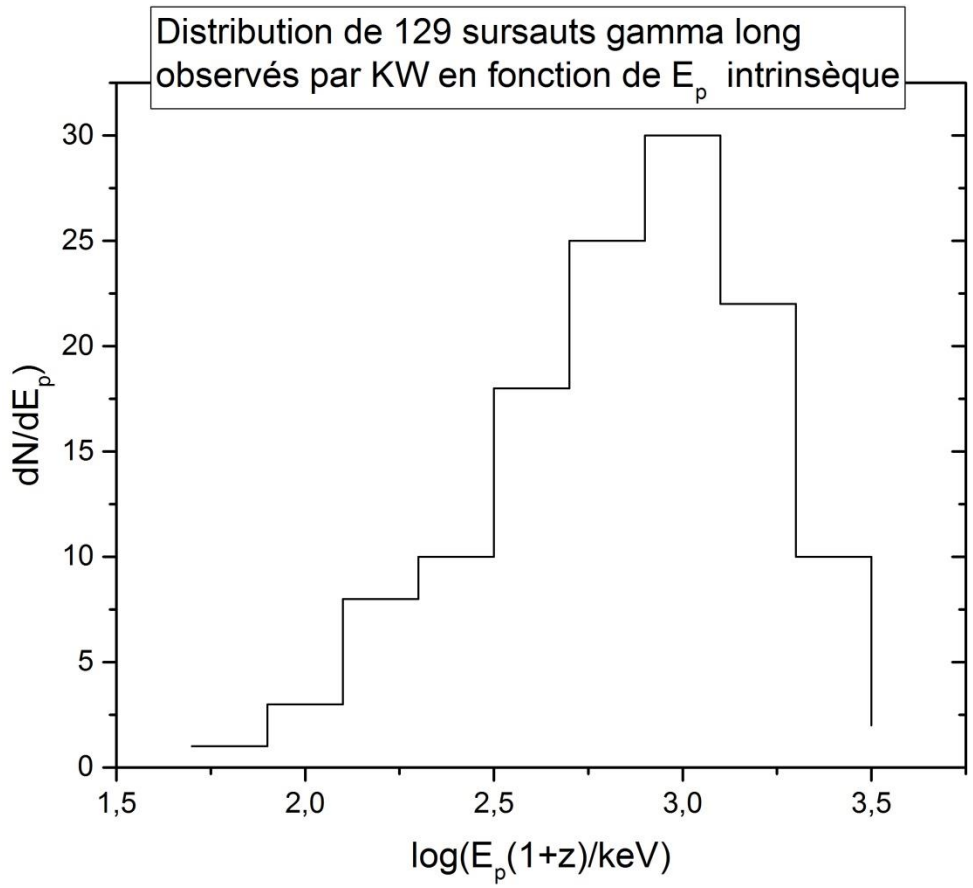


Figure 28: Distribution des sursauts gamma observés par KW en fonction de E_{pi} (mesurée dans le référentiel de la source.

On peut aussi représenter cette distribution par une gaussienne qui varie en fonction de log(E_p). Les valeurs de l'interpolation par une gaussienne de log(Epi) sont résumées dans le tableau ci-dessous :

$Log_{10}(E_{pi})_{moy}$	σ	N_p (Nombre de sursauts)
2.82 ± 0.02	0.32 ± 0.04	27 ± 2

Table 3: Valeurs moyennes de l'énergie au pic du spectre moyenné sur la durée totale du sursaut.

On remarque que la distribution montre que le plus grand nombre de sursauts ont un E_{pi} autour de 660 keV, c'est-à-dire proche de la limite supérieure de l'intervalle de la bande d'énergie de Konus Wind [13keV, 770 keV]. C'est pour cette raison que la distribution est un peu tronqué du coté droite. Il était souhaitable que les détecteurs utilisé couvre une bande d'énergie de photons allant jusqu'à 1.0 à 1.5 MeV. En comparaison avec les autres télescope, on remarque que les sursauts de Swift/BAT ne peuvent pas être tous représentés par une fonction de Band ni par une loi de puissance brisée. Ils ne sont pas qualifiés pour étudier la relation d'Amati ou de Ghirlanda. A cette fin, Le meilleur télescope est CGRO/Batse car il couvre une bande de [10 keV, 1MeV].

3.6.3 Distribution des paramètres spectrale au pic du flux

3.6.3.1 Distribution des sursauts en fonction de α_p :

La distribution de l'indice α_p de la partie basse énergie d'un spectre enregistré au pic du sursaut pendant une durée de 1024 ms. On représente dans la figure ci-dessous, la distribution des sursauts gamma observés par Konus Wind en fonction de cet indice α_p. Une valeur plus probable se trouve à -0.82 alors que 67% des sursauts ont des α_p dans l'intervalle [-1.1, -0.54] alors que 95% se trouvent dans l'intervalle [-1.38, -0.26]. Ces données sont importantes si nous aurons besoin de faire des simulations de populations de sursauts gamma par la méthode de Monte Carlo.

Dans le tableau ci-dessous, nous donnons les résultats de l'interpolation des données observées par une gaussienne.

$\mu = \alpha_p$	σ	N_p
-0.81 ± 0.02	0.28 ± 0.02	21 ± 1

Table 4: Valeurs moyennes de l'indice bas énergie du spectre mesuré au pic du flux.

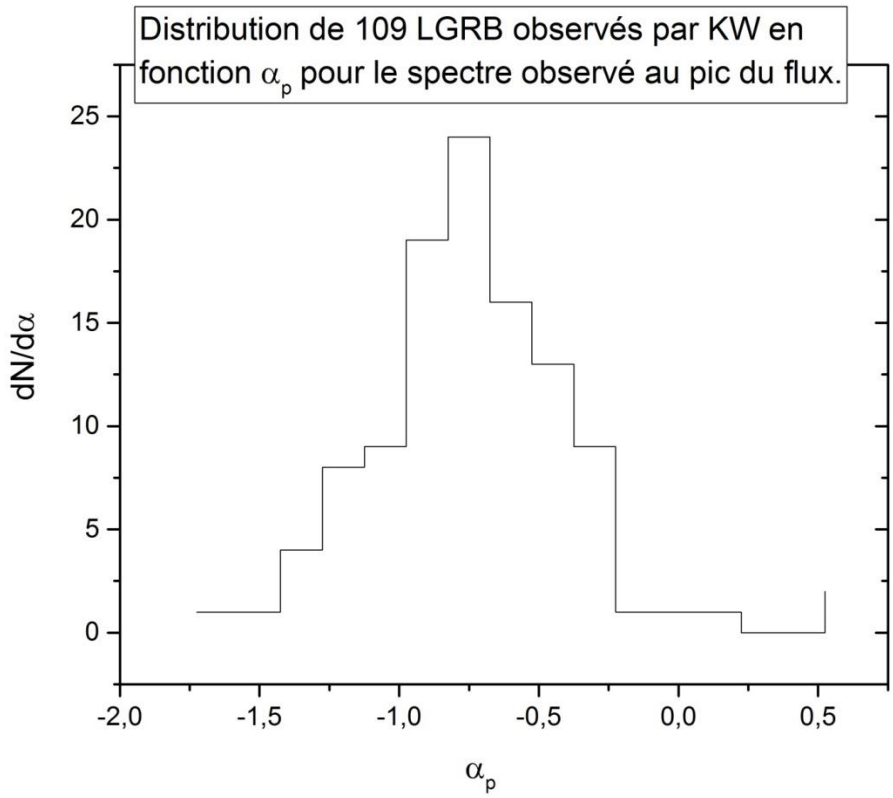


Figure 29: Distribution des sursauts gamma observés par KW en fonction de α pour le spectre observé au pic du flux.

3.6.3.2 Distribution des sursauts en fonction de β_p :

La distribution de l'indice β_p de la partie haute énergie d'un spectre mesuré au pic du flux est représentée sur la figure ci-dessous.

On peut aussi mettre les paramètres de l'interpolation des données concernant la distribution en fonction de β_p sous forme d'un tableau :

β_p	σ	Np
-2.44 ± 0.05	0.36 ± 0.06	19 ± 2

Table 5: Valeurs moyennes de l'indice haute énergie du spectre au pic du flux du sursaut.

On remarque que 67% des sursauts se trouve dans l'intervalle [-2.8, -2.08] avec un pic correspondant à β_p = -2.44. Ce résultat est très important dans une simulation de population de sursauts gamma par la méthode de Monte Carlo.

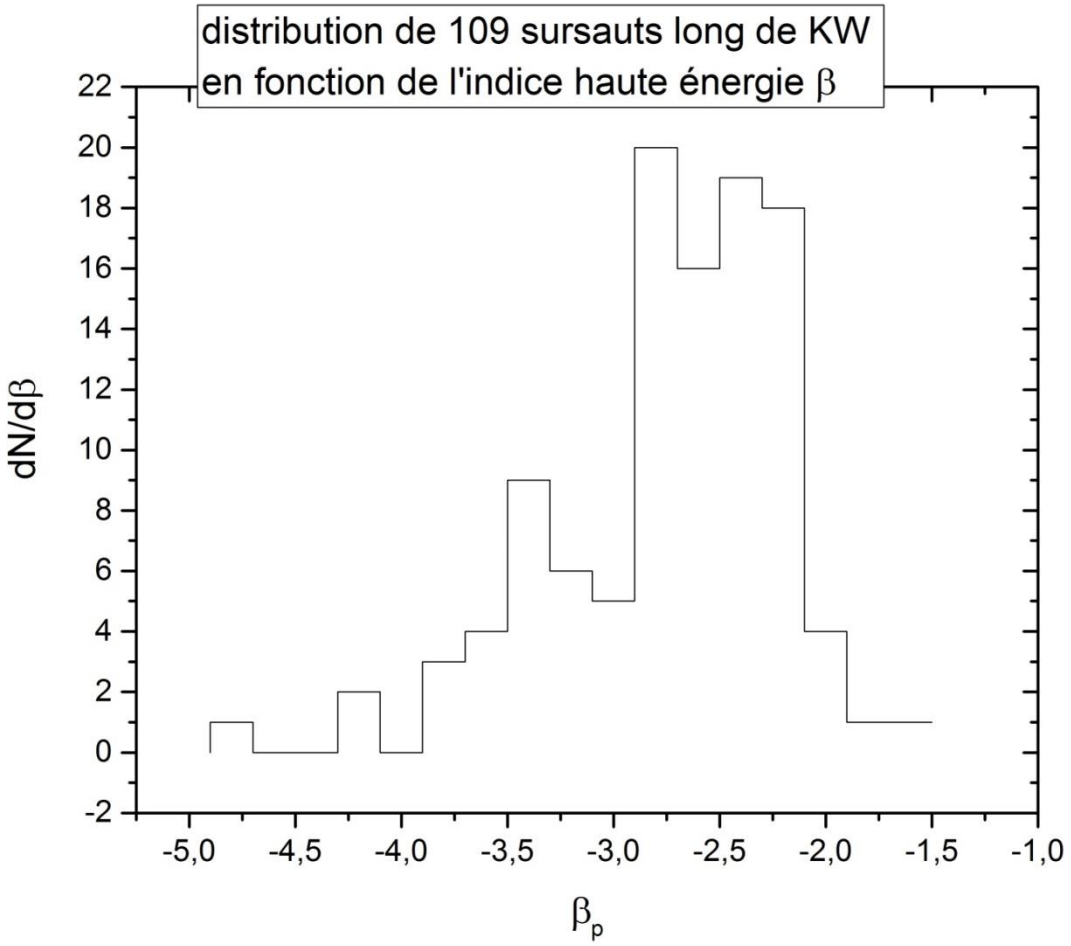


Figure 30: Distribution des sursauts gamma observés par Konus Wind en fonction de β pour le spectre observé au pic du flux.

3.6.3.3 Distribution des sursauts en fonction de $E_{p,i}$:

La distribution des sursauts gamma observés par KW en fonction de l'énergie au pic du spectre mesuré au pic du flux, $E_{p,i}$, mesurée dans le repère de la source, est représentée dans la (Figure: 30). Ce spectre est mesuré pendant une durée de 1.024 seconde correspondant au pic du profil temporel. On l'appelle généralement dans les références des bases de données « resolved spectrum ».

On remarque que d'après la figure que le pic se trouve à E_{pi} = 300 keV, ce qui nécessite des détecteurs gamma couvrant cette valeur. 67% des sursauts gamma ont une énergie E_{pi} se trouvant dans l'intervalle [132 keV, 690 keV].

$Log_{10}(E_{p,i,flux})$	σ	Np
2.48 ± 0.03	0.36 ± 0.06	19 ± 2

Table 6: Valeurs moyennes de l'indice haute énergie du spectre au pic du flux du sursaut.

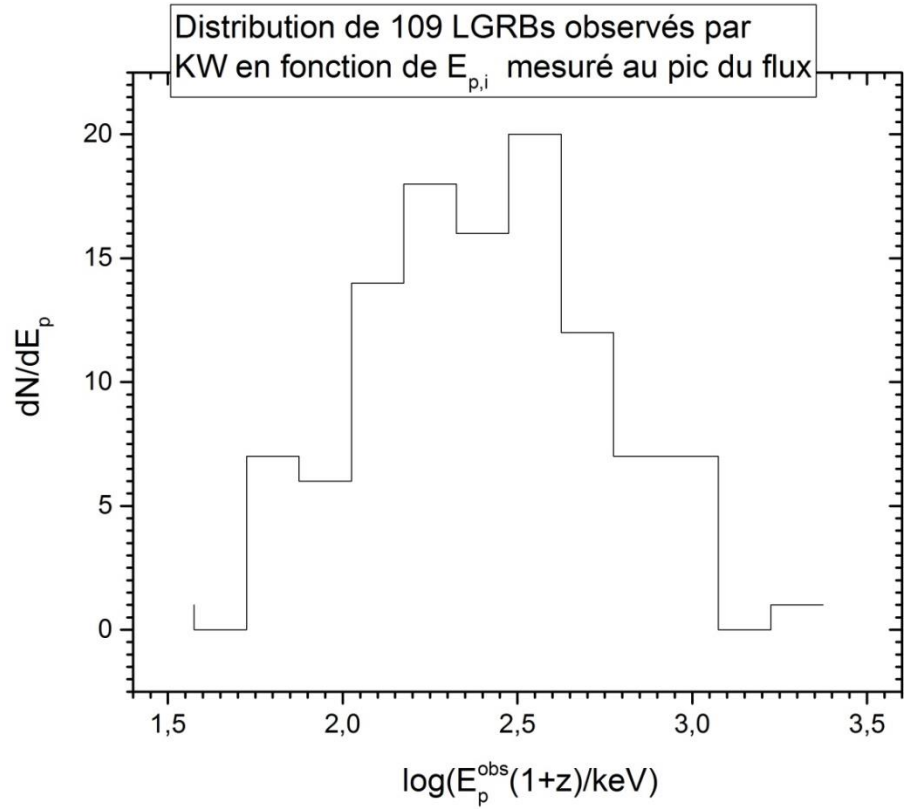


Figure 31: Distribution des sursauts gamma observés par KW en fonction de Ep pour le spectre observé au pic du flux.

3.6.4 Relation de corrélation d'Amati

La relation d'amati (Amati 2006) est une relation entre l'énergie au pic du spectre de sursauts gamma et l'énergie isotopique émise par le sursauts

$$E_p\,(\,keV)\, = A\,\left(\frac{E_{iso}}{10^{52}}\right)^{p} \qquad 3.7$$

L'énergie isotopique E_{iso} (en erg) se calcule à partir de la fluence, S_{obs}, collecté par le détecteur durant toute l'émission de la source. Elle est donnée par la relation suivante :

$$\mathrm{E_{iso}} = \frac{4\pi \mathrm{d_L^2}}{1+\mathrm{z}} \int_{\frac{E_1}{1+z}}^{\frac{E_2}{1+z}} E N_i(E)\mathrm{dE} \qquad 3.8$$

$$= \frac{4\pi \mathrm{d_L^2}}{1+\mathrm{z}} \mathrm{S_{obs}} \mathrm{K_c}'$$

Avec K_c le facteur de correction donnée par la relation :

$$K_c' = \frac{\int_{E_1/(1+z)}^{E_2/(1+z)} EN_i(E)\mathrm{dE}}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} EN_i(E)\mathrm{dE}} \qquad 3.9$$

et d_L distance de luminosité donnée par la relation :

$$d_L = \frac{(1+z)}{H_0}\int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_M(1+z')^3+\Omega_\Lambda}} \qquad 3.10$$

On adopte les paramètres cosmologiques suivants : Ω_M =0.27, Ω_Λ = 0.73 et H_0 = 70 km/s/Mpc

La bande d'énergie correspondant à la bande de rayonnement gamma dans le repère de la source, est E_1 = 1 keV à $E_2=10^4$ keV. Et à cause des effets cosmologiques, la bande d'énergie observée correspondante est : $E_1/(1 + z)$ à $E_2/(1+z)$. E_{min} =13 keV et E_{max} =770keV représente la bande d'énergie des détecteurs du télescope Konus- Wind. La fonction $EN_i(E)$ est le spectre intégré du sursaut qui est ici représenté par la fonction de Band.

Ce calcul de l'énergie isotrope donne une distribution des sursauts en fonction de E_{iso} représentée dans la figure ci-dessous :

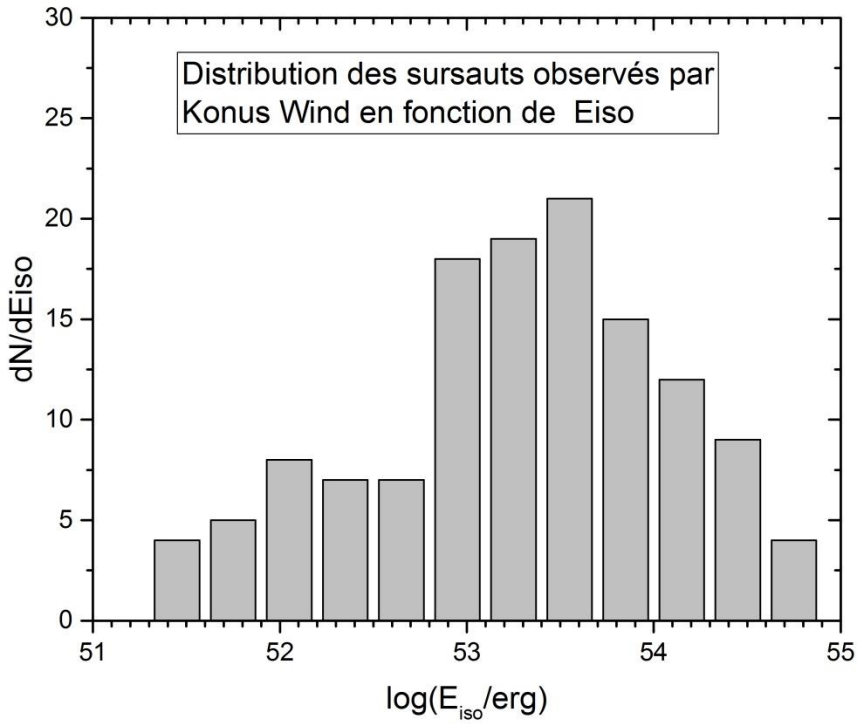


Figure 32: Distribution de sursauts de KW en fonction de E_{iso}

Références	p	A (keV)	Télescope
Ce travail	0.45 ± 0.03	251^{+661}_{-182}	KW
Ref1:	0.52±0.06	105±11	BeppoSAX
Ref2:	0.45 ± 0.10	142±20	Swift/BAT

Table 7: Les paramètres de la relation d'Amati .Ref1 : (Amati et al. 2002). Ref2 : (Zitouni, Guessoum, et Azzam 2014)

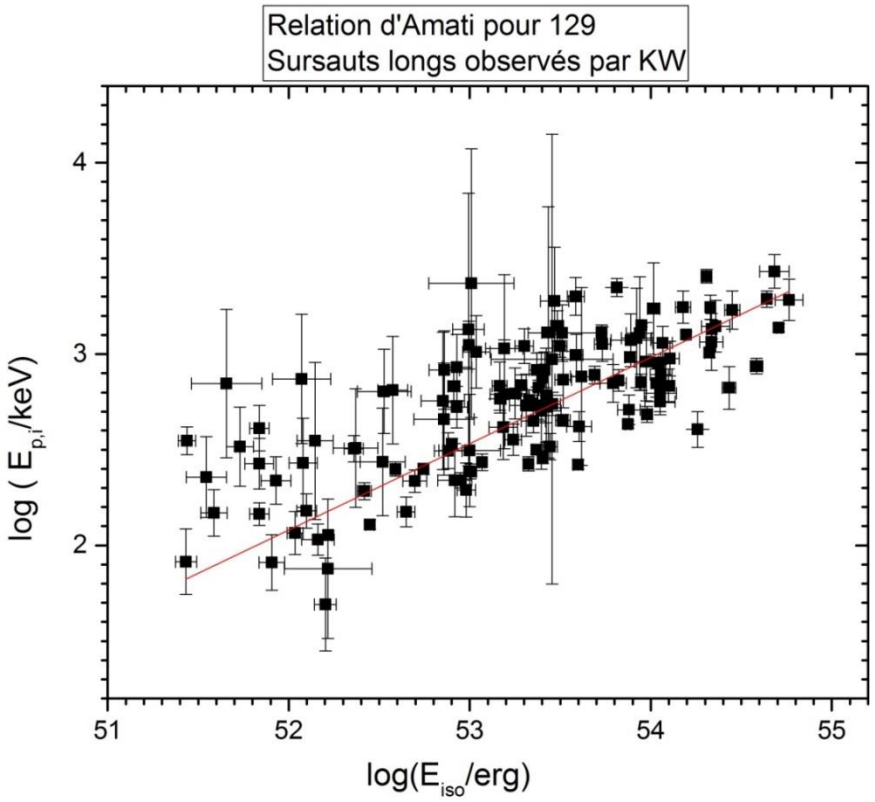


Figure 33: Relation d'Amati faites sur 129 les sursauts gamma longs.

3.6.5 Relation de corrélation de Yonetoku

La relation d'Yonetoku (Yonetoku et al. 2004) est une relation entre l'énergie au pic du spectre de sursauts gamma et la luminosité isotopique émise par le sursauts

$$\frac{L_{iso}}{10^{52}\ erg/s} = A\left[\frac{E_{p,i}}{keV}\right]^{p} \qquad 3.11$$

La luminosité isotrope se calcule à partir du flux, F_γ, collecté par le détecteur durant une seconde correspondant au pic du flux. Elle est donnée par la relation suivante :

$$L_{iso} = 4\pi d_L^2 \int_{\frac{E_1}{1+z}}^{\frac{E_2}{1+z}} E N_p(E) dE \qquad 3.12$$

$$= 4\pi d_L^2 F_\gamma K_c{}'$$

Avec K_c le facteur de correction donnée par la relation :

$$K_c{}' = \frac{\int_{E_1/(1+z)}^{E_2/(1+z)} E N_p(E) dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} E N_p(E) dE} \qquad 3.13$$

N_p (E) est le spectre d'énergie des photons émis durant le pic du flux mesuré pendant une durée de 1024 ms. Elle est exprimée dans ce travail par la fonction de Band.

Références	p	A (keV)	Télescope
Ce travail	2.00± 0.20	10^{-5}(16±1)	KW
Ref1:	1.94±0.19	10^{-5}(2.34±2)	BeppoSAX+ BATSE
Ref2:	2.04 ± 0.35	$10^{-5}(3.6^{+14}{}_{-3})$	Swift

Table 8: Les paramètres de la relation d'Yonetoku .Ref1 : (Yonetoku et al. 2004) . Ref2 : (Zitouni, Guessoum, et Azzam 2014).

Les résultats obtenus sont très proches de ceux trouvés dans des travaux antérieurs cités dans le tableau ci-dessus.

On représente ce résultat graphiquement dans la (Figure : 33)

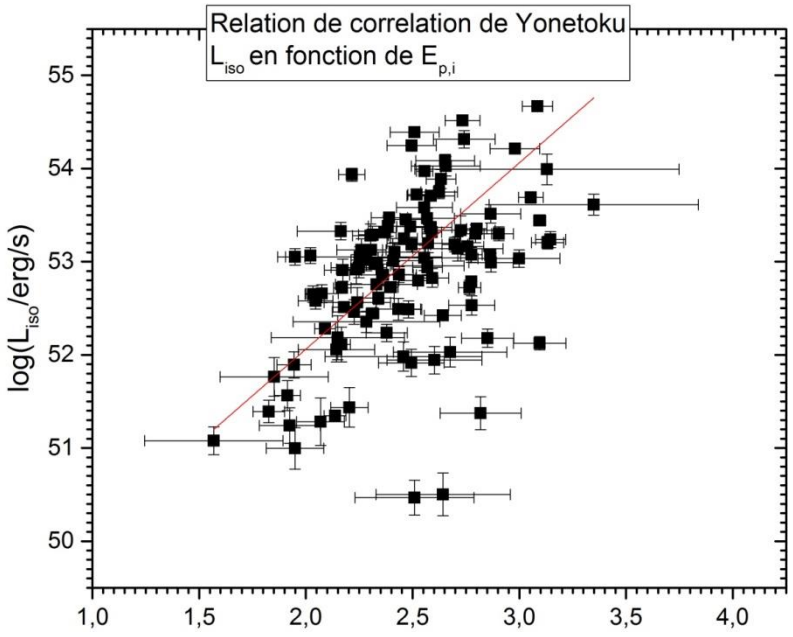


Figure 34: Relation de Yonetoku obtenu sur l'échantillon de sursauts long de KW.

3.7 Etude de la collimation du flux des sursauts longs

3.7.1 Introduction

Certains auteurs pensent que l'émission des rayonnements gamma n'est pas isotrope, c'est-à-dire dans un angle solide de 4π stéradians. Ils imaginent qu'un jet relativiste est émis dans deux directions opposées de part et d'autre du moteur central. Ce jet est colmaté dans un angle solide θ_j à cause de la vitesse relativiste de la matière éjectée par le moteur central sous forme de jet. Le flux émis par la source varie pendant la durée du sursaut et il présente une brisure quand la vitesse de la matière éjectée devient moins relativiste à un temps noté t_j ou le facteur de Lorentz Γ devient inférieur à θ_j^{-1}. La relation entre l'angle d'ouverture θ_j et le temps de brisure t_j du flux est donnée par (Sari, Piran, et Halpern 1999) :

$$\theta_j = 0.13 \left(\frac{t_{j,d}}{1+z}\right)^{3/8} \left(\frac{n_0}{E_{52}}\right)^{1/8} \qquad 3.14$$

Où n_0 est la densité du milieu interstellaire en cm^{-3}, E_{52} est l'énergie totale émis de manière isotrope dans la partie prompte du rayonnement gamma. θ_j est exprimé en rad et le temps de brisure $t_{j,d}$ en jours. Dans la figure ci-dessous, nous présentons un schéma sur l'émission de jet relativiste par un moteur centrale et la brisure observée dans le flux de rayonnements de la rémanence X, émanant de ce jet quand il se ralentisse dans le milieu interstellaire. Le rayonnement est généralement produit par effet synchrotron caractérisant le

mouvement des électrons relativistes dans un champ magnétique intense. On pense aussi qu'il peut être produit par effet de Compton inverse.

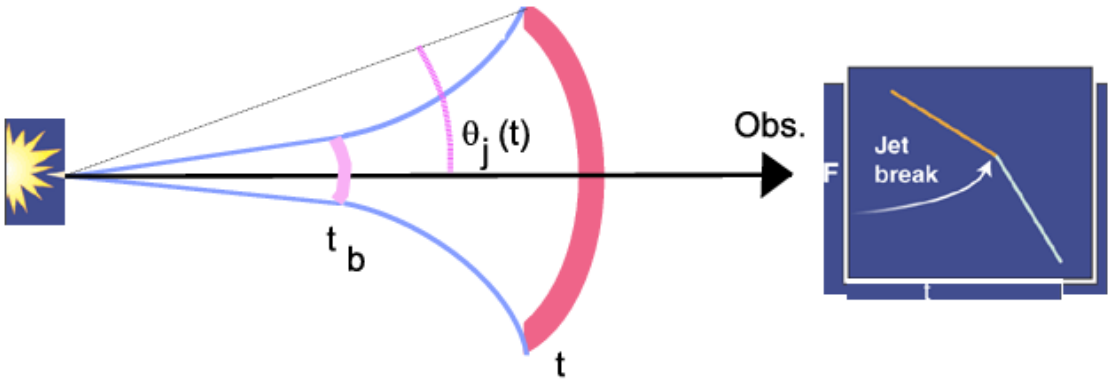


Figure 35: Brisure du flux de la rémanence en rayonnement X reçu par un détecteur quand la vitesse du jet devient moins relativiste après une durée t_j.

3.7.2 Le temps de la brisure du jet

D'après les données de konus Wind données par (Tsvetkova et al. 2017), la distribution des sursauts gamma en fonction du t_j varie comme montré sur la figure ci-dessous :

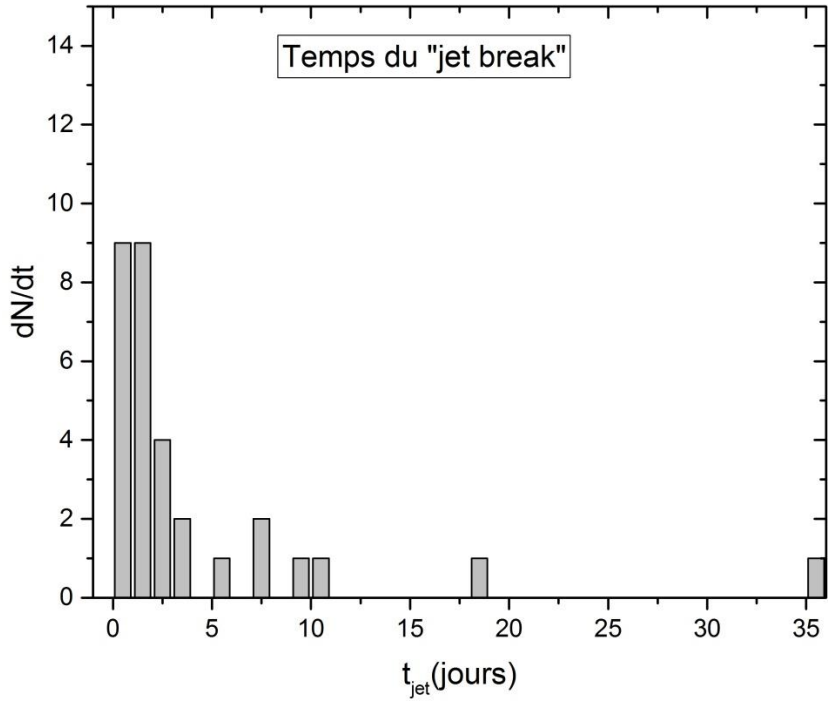


Figure 36: Distribution des sursauts gamma en fonction du temps de brisure tj.

On remarque bien la plupart présente une brisure dans le flux de la rémanence en rayonnement X avant dix jours. On précise que la brisure n'est pas observée dans la partie gamma de l'émission prompte.

3.7.3 L'angle d'ouverture du jet

Dans la (Figure 37), nous présentons la distribution des sursauts gamma en fonction de l'angle d'ouverture θ_{jet}. On remarque bien la plupart des sursauts ont des angles d'ouverture inférieures à 11° ou 0.19 rad. Ceci correspond à un facteur de Lorentz Γ=5.2.

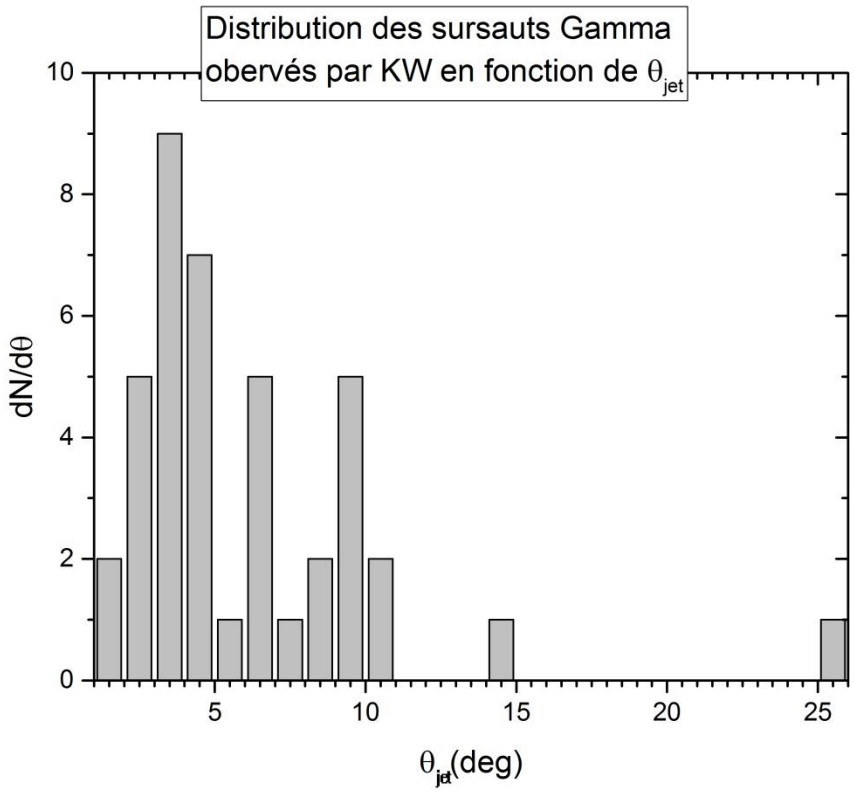


Figure 37: Distribution des sursauts gamma en fonction de l'angle d'ouverture du jet relativiste.

3.7.4 Relation de corrélation de Ghirlanda

La relation de Ghirlanda est une relation entre l'énergie au pic du spectre intégré du sursauts gamma et l'énergie totale émise par le sursauts (Ghirlanda, Nava, et Ghisellini 2010) quand on suppose qu'il est colmaté dans un angle d'ouverture θ_{jet}:

$$E_p\,(\,keV) \;= A\,\left(\frac{E_\gamma}{10^{50}\;ergs}\right)^p \qquad 3.15$$

Ou E_γ est calculé en considérant le facteur de collimation donné par :

$$f_b \;= 1 - \cos\left(\theta_{jet}\right) \qquad 3.16$$

D'après la figure, ce facteur de collimation varie entre 10^{-3} et 10^{-2}. La relation entre l'énergie totale émise en considérant l'isotropie (E_{iso}) et l'énergie totale avec collimation (E_γ) est exprimée par :

$$E_\gamma = f_b \, E_{iso} \qquad 3.17$$

On prend en considération cette correction, nous avons obtenu les paramètres qui caractérisent la relation de Ghirlanda résumés dans le tableau ci-dessous :

Références	p	A (keV)	Télescope
Ce travail	0.50± 0.08	316	KW
Ref1:	0.706±0.047	95±5	BeppoSAX+BATSE

Table 9: Les paramètres de la relation de Ghirlanda .Ref1 : (Ghirlanda, Ghisellini, et Lazzati 2004)

Ces résultats sont déduits à partir de la représentation graphique de l'énergie totale E_γ en fonction de l'énergie au pic du spectre reportée au référentiel de la source, $E_{pi,}$ en considérant les incertitudes des données mises en jeu (Figure 38). L'erreur sur chaque point de E_g est obtenue par la méthode de Monte Carlo.

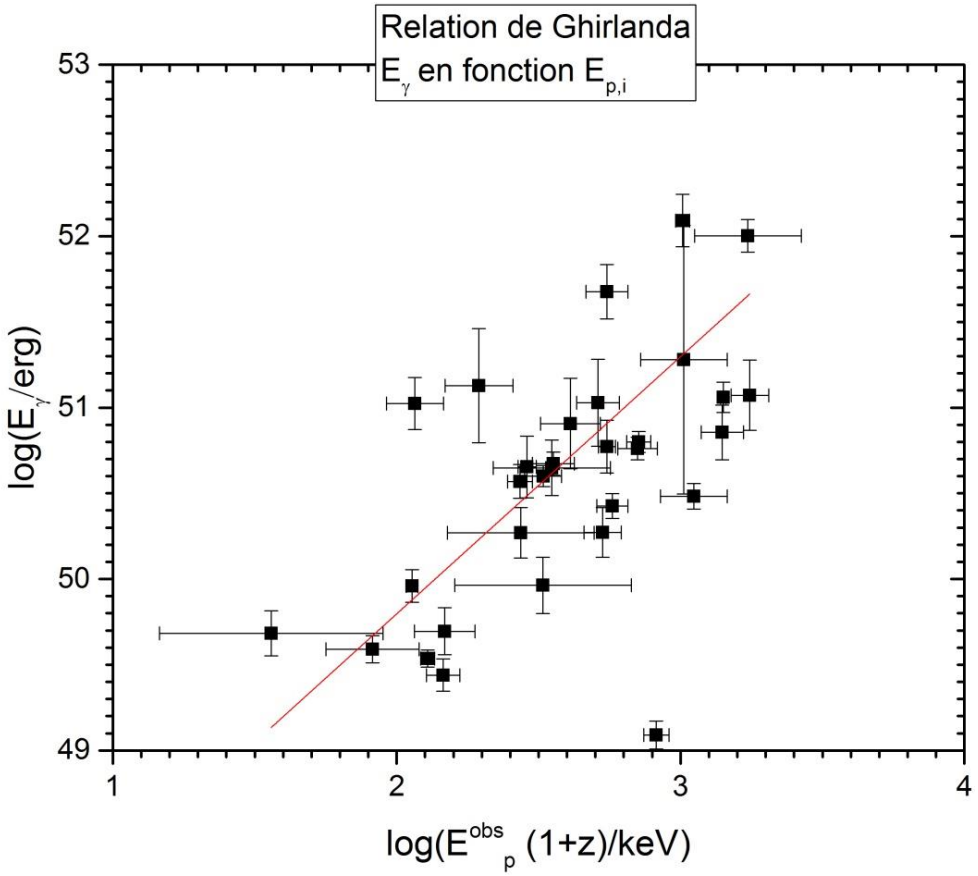


Figure 38: Relation de Ghirlanda déduite sur les sursauts gamma de Konus Wind.

3.8 Etude comparative entre sursauts de KW et de SWIFT et BATSE

3.8.1 Tableau récapitulatif des valeurs moyennes du spectre intégré :

Les paramètres de la fonction de Band pour un spectre intégré sur toute la durée du sursaut (BATSE : (Kaneko et al. 2006) ; FERMI :(Nava et al. 2011) ; SWIFT : (Ohmori et al. 2019)):

	α	β	Log(E_p^{obs}/(keV)	Log (E_{iso}/ erg)
BATSE	-1.15±0.20	-2.36±0.20	2.40±0.17	
SWIFT+WAM	-1.16±1.11	-2.32±2.28	2.42±0.38	52.5±0.5
FERMI	-0.92±0.35	-2.30±0.1	2.21±0.36	
Konus-Wind	-0.98±0.03	-2.48±0.04	2.36±0.30	53.3±0.8

Table 10: Paramètres spectraux moyennés sur toute la durée du sursaut.

3.8.2 Tableau récapitulatif des valeurs moyennes du spectre au pic :

Les paramètres de la fonction de Band pour un spectre observé au pic du flux pendant une durée de 1024 ms(Batse : (Kaneko et al. 2006)) ; Fermi : (Ohmori et al. 2019).

	α_p	β_p	Log(E_p^{obs}/(keV)	Log (L_{iso}/ erg/s)
BATSE	-1.02±0.28	-2.35±0.30	2.45±0.18	
SWIFT	-0.94		1.0±1	52.0±0.5
FERMI	-0.91	-2.23	2.45	
Konus-Wind	-0.81±0.02	-2.44±0.05	2.48±0.33	52.9±0.8

Table 11: Paramètres spectraux observés au pic du flux.

3.9 Méthode de calcul des incertitudes :

Dans ce travail, nous avons calculé l'énergie totale, E_{iso}, E_γ et la luminosité totale L_{iso} pour chaque sursaut observé par Konus Wind avec z déterminé. Pour faire le calcul d'intégration nous avons utilisé les paramètres du spectre de rayonnement gamma (α, β et E_p) ainsi que le flux F_γ et la fluence S mesurés par les détecteurs pour chaque sursaut. Ces valeurs sont données avec leurs incertitudes. L'évaluation analytique des incertitudes de E_{iso}, E_γ et la luminosité totale L_{iso} est difficile à faire voir impossible. Pour surmonter cette difficulté, nous avons utilisé la méthode de Monté Carlo pour simuler un grand nombre de sursauts en supposant que ces paramètres obéissent à la distribution normale de Gauss. C'est-à-dire, pour chaque sursaut observé, on a à refaire le calcul de E_{iso} (par exemple) N fois (6000 à 10000) en faisant un tirage au hasard de (α, β et E_p) à partir des lois de distributions normales. A partir de la distribution obtenu pour E_{iso} (par exemple) on détermine la valeur centrale et la largeur à mi-hauteur correspondant à $2.355\,\sigma$.

Le code de calcul est basé sur le langage Python et il dépend énormément de la puissance de la machine.

3.10 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons fait une étude statistique sur quelques paramètres qui caractérisent les sursauts gamma observés par Konus Wind à redshift connu à savoir la distribution spatiale, la distribution de la durée et les distributions des paramètres spectraux. Nous avons aussi étudié la distribution des sursauts en fonction de l'angle d'ouverture du jet et temps de brisure du flux dans le cas d'émission de rayonnement colmatée. Par comparaison avec les résultats obtenu par les données des autres télescopes tels que Batse, BeppoSAX,

Hete-2, Swift et Fermi, on confirme qu'il n y a pas de différence à l'exception de Swift à cause de la bande d'énergie couvert par ce dernier qui est très étroite [15 keV, 150 keV].

La méthode de calcul de l'incertitude basée sur la méthode de Monte Carlo est très puissance dans ce cas de figure. C'est un outil de travail qui mérite d'être appris à cause de son vaste domaine d'application. Les paramètres des relations de corrélation (Amati, Yonetoku et Ghirlanda) sont conformes avec ceux obtenus antérieurement sur les bases de données des autres télescopes. On remarque la même dispersion des points autour de la droite d'interpolation linéaire.

Conclusion générale

Notre étude est centrée sur l'étude statistique de la population de sursauts gamma observée par le télescope Konus-Wind avec redshift connu. Nous avons choisi cet échantillon car la connaissance du redshift z nous permet de déterminer les propriétés des sources de ces rayonnements. A cause de l'expansion de l'univers, les quantités observées sont toutes modifiées, par un terme dépendant de $(1+z)^{\delta}$, sous cet effet.

Nous avons étudié toutes les distributions des paramètres spectraux (α, β, E_{pi}) pour les spectres intégrés et les spectres caractérisant le pic du flux. On a trouvé que les distributions obtenues sont semblables à celles trouvées sur les données des autres télescopes, à savoir, Batse, Swift, Fermi et Hete-2.

Nous avons aussi étudié la distribution spatiale des sursauts de cet échantillon et nous avons trouvé qu'elle est bien isotrope et homogène. Notre étude sur la distribution des durées T_{90} mesurée à la source n'a donné que forme uni-modale à l'inverse de ce qui est bien connu, c'est-à-dire, une distribution bimodale. Ce revient au nombre des sursauts courts (avec z connu) très réduit observé par Konus-Wind.

En une étape, nous avons étudié les relations de corrélations connues dans ce domaine à savoir la relation d'Amati, la relation de Yonetoku et celle de Ghirlanda. Toutes ces relations sont caractérisées par une droite linéaire. Une comparaison avec les travaux antérieur montre que les valeurs que nous avons obtenu sont acceptables et se trouvant dans les boites d'erreurs des travaux cités.

En fin, nous avons expliqué notre approche du calcul des incertitudes basée sur la méthode de Monte Carlo et sur les distributions trouvées pour chaque paramètre. Dans ce contexte, deux codes Python ont été élaborés pour le calcul de l'énergie totale produite par la source ainsi que la luminosité au pic du flux. Le temps de calcul dépend énormément de la puissance du processeur utilisé. Les résultats trouvés sont en bonne accord avec ceux publiés dans des travaux antérieurs.

Ce travail peut être complété par des tests statistiques rigoureux de comparaison des paramètres des distributions à savoir leurs valeurs moyennes et leurs variances.

Bibliographie

Amati, L. 2006. « The $E_p,i-E_iso$ correlation in gamma-ray bursts: updated observational status, re-analysis and main implications ». *mnras* 372 (octobre): 233-45.

Amati, L., F. Frontera, M. Tavani, J. J. M. in't Zand, A. Antonelli, E. Costa, M. Feroci, et al. 2002. « Intrinsic spectra and energetics of BeppoSAX Gamma-Ray Bursts with known redshifts ». *aap* 390 (juillet): 81-89.

Aptekar, R. L., D. D. Frederiks, S. V. Golenetskii, V. N. Ilynskii, E. P. Mazets, V. N. Panov, Z. J. Sokolova, et al. 1995. « Konus-W Gamma-Ray Burst Experiment for the GGS Wind Spacecraft ». *Space Science Reviews* 71 (1-4): 265-72. https://doi.org/10.1007/BF00751332.

Barraud, C., F. Daigne, R. Mochkovitch, et J. L. Atteia. 2005. « On the nature of X-ray flashes ». *aap* 440 (septembre): 809-17. https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041572.

Bolmont, Julien. 2005. « Détection des Gamma dans l'expérience AMS et analyse temporelle des sursauts gamma par la mission HETE2 ». LPTA - Laboratoire de Physique Théorique et Astroparticules, Paris. https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00011463.

Constanta, Cazorla. 2013. « Dévoiler les secrets des étoiles au coeur du cygne grace aux rayons X/ ». Université de Liège.

Frederiks, D., D. Svinkin, A. Tsvetkova, R. Aptekar, S. Golenetskii, A. Kozlova, A. Lysenko, et M. Ulanov. 2019. « GRB observations with Konus-WIND experiment ». *arXiv e-prints*, juin, arXiv:1907.00402.

Ghirlanda, G., G. Ghisellini, et D. Lazzati. 2004. « The Collimation-corrected Gamma-Ray Burst Energies Correlate with the Peak Energy of Their νF_ν Spectrum ». *apj* 616 (novembre): 331-38. https://doi.org/10.1086/424913.

Ghirlanda, G., L. Nava, et G. Ghisellini. 2010. « Spectral-luminosity relation within individual Fermi gamma rays bursts ». *aap* 511 (février): A43.

Heussaff, V. 2015. « Etude d'un problème des sursauts gamma comme sondes cosmologiques à grand redshift: La fiabilité des relations de standarisation. » Université Toulouse 3, Paul Sabatier.

Kaddachi, Amel. 2013. « Etude des sursauts gamma longs et leurs relation avec les supernovae et la cosmologie ». Master. Faculté des sciences, univeristé de Médéa.

Kaneko, Yuki, Robert D. Preece, Michael S. Briggs, William S. Paciesas, Charles A. Meegan, et David L. Band. 2006. « The Complete Spectral Catalog of Bright BATSE Gamma-Ray Bursts ». *The Astrophysical Journal Supplement Series* 166 (1): 298-340. https://doi.org/10.1086/505911.

Knoll, Glenn F. 2010. *Radiation detection and measurement*. 4th ed. Hoboken, N.J: John Wiley.

Kouveliotou, C., C. A. Meegan, G. J. Fishman, N. P. Bhat, M. S. Briggs, T. M. Koshut, W. S. Paciesas, et G. N. Pendleton. 1993. « Identification of two classes of gamma-ray bursts ». *\apjl* 413 (août): L101-4. https://doi.org/10.1086/186969.

Meszaros, P. 2006. « Gamma-ray bursts. » *Reports of Progress in Physics* 69: 2259-2322.

Minaev, P Y, et A S Pozanenko. 2019. « The Ep,i–Eiso correlation: type I gamma-ray bursts and the new classification method ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 492 (2): 1919-36.

Nava, L., G. Ghirlanda, G. Ghisellini, et A. Celotti. 2011. « Spectral properties of 438 GRBs detected by *Fermi* /GBM ». *Astronomy & Astrophysics* 530 (juin): A21. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201016270.

Normand, M. Stéphane. 1992. « Conception, réalisation et caractérisation d'un dispositif de détection neutronique basé sur l'utilisation de scintillateurs plastiques dopés au Bore ». Université de CAEN/Basse Normandie. https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/43/001/43001196.pdf.

Ohmori, Norisuke, Kazutaka Yamaoka, Makoto Yamauchi, Yuji Urata, Masanori Ohno, Satoshi Sugita, Kevin Hurley, et al. 2019. « Spectral Properties of Gamma-Ray Bursts Observed by the Suzaku Wide-Band All-Sky Monitor ». *Publications of the Astronomical Society of Japan* 71 (4): 76. https://doi.org/10.1093/pasj/psz054.

Piran, T. 1992. « The implications of the Compton (GRO) observations for cosmological gamma-ray bursts ». *\apjl* 389 (avril): L45-48. https://doi.org/10.1086/186345.

Sarah, Antier-Farfar. 2016. « La détection des sursauts gamma par le télescope ECLAIRs pour la mission spatiale SVOM ». *https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01456239/file/77450_ANTIER-FARFAR_2016_diffusion.pdf*, novembre 2016. https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01456239.

Sari, R., T. Piran, et J. P. Halpern. 1999. « Jets in Gamma-Ray Bursts ». *\textbackslashapjl* 519 (juillet): L17-20. https://doi.org/10.1086/312109.

Svinkin, D. S., D. D. Frederiks, R. L. Aptekar, S. V. Golenetskii, V. D. Palshin, Ph P. Oleynik, A. E. Tsvetkova, M. V. Ulanov, T. L. Cline, et K. Hurley. 2016. « The Second Konus-Wind catalog Of Short Gamma-Ray Bursts ». *The Astrophysical Journal Supplement Series* 224 (1): 10.

Tsvetkova, A., D. Frederiks, S. Golenetskii, A. Lysenko, P. Oleynik, V. Pal'shin, D. Svinkin, et al. 2017. « The Konus-Wind Catalog of Gamma-Ray Bursts with Known Redshifts. I. Bursts Detected in the Triggered Mode ». *\apj* 850 (2): 161.

Willingale, R., et P. Mészáros. 2017. « Gamma-Ray Bursts and Fast Transients: Multi-Wavelength Observations and Multi-Messenger Signals ». *Space Science Reviews* 207 (1-4): 63-86. https://doi.org/10.1007/s11214-017-0366-4.

Yonetoku, D., T. Murakami, T. Nakamura, R. Yamazaki, A. K. Inoue, et K. Ioka. 2004. « Gamma-Ray Burst Formation Rate Inferred from the Spectral Peak Energy-Peak Luminosity Relation ». *apj* 609 (2): 935-51.

Zitouni, Hannachi, Nidhal Guessoum, et Walid Jamil Azzam. 2014. « Revisiting the Amati and Yonetoku correlations with Swift GRBs ». *Astrophysics and Space Science* 351 (1): 267-79.

Zitouni, Hannachi, Nidhal Guessoum, Walid Jamil Azzam, et Robert Mochkovitch. 2015. « Statistical study of observed and intrinsic durations among BATSE and Swift/BAT GRBs ». *Astrophysics and Space Science* 357 (1): 7.