



HAL
open science

Etude d'un problème lié à l'utilisation des sursauts gamma comme sondes cosmologiques à grand redshift : la fiabilité des relations de standardisation

Vincent Heussaff

► **To cite this version:**

Vincent Heussaff. Etude d'un problème lié à l'utilisation des sursauts gamma comme sondes cosmologiques à grand redshift : la fiabilité des relations de standardisation. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2015. Français. NNT : 2015TOU30205 . tel-01291354

HAL Id: tel-01291354

<https://theses.hal.science/tel-01291354v1>

Submitted on 21 Mar 2016

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

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



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

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

Présentée et soutenue le *30/09/2015* par :

HEUSSAFF VINCENT

**Étude d'un problème lié à l'utilisation des sursauts gamma
comme sondes cosmologiques à grand redshift : la fiabilité
des relations de standardisation.**

JURY

| | | |
|-------------------|-------------------------|--------------------|
| JEAN PIERRE | Professeur d'Université | Président du Jury |
| CORDIER BERTRAND | Ingénieur-chercheur CEA | Membre du Jury |
| LEE WILLIAM | Chercheur UNAM | Membre du Jury |
| PIRON FRÉDÉRIC | Chercheur CNRS | Rapporteur |
| DAIGNE FRÉDÉRIC | Professeur d'Université | Rapporteur |
| ATTEIA JEAN-LUC | Astronome | Directeur de thèse |
| ZOLNIEROWSKI YVES | Professeur d'Université | Directeur de thèse |

École doctorale et spécialité :

SDU2E : Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie

Unité de Recherche :

Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)

Directeur(s) de Thèse :

Atteia Jean-Luc et Zolnierowski Yves

Rapporteurs :

Piron Frédéric et Daigne Frédéric

Sommaire

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Contexte de l'étude | 6 |
| 1.1 | Historique des sursauts gamma | 6 |
| 1.1.1 | Une découverte inattendue | 6 |
| 1.1.2 | Deux classes de sursauts gamma | 7 |
| 1.1.3 | Les contreparties dans les autres domaines de longueur d'onde | 9 |
| 1.1.4 | Des observations de plus en plus rapides et précises | 13 |
| 1.2 | Le paysage observationnel actuel | 14 |
| 1.2.1 | Swift | 15 |
| 1.2.2 | Fermi | 17 |
| 1.2.3 | Konus | 18 |
| 1.2.4 | Conclusion sur les missions spatiales | 18 |
| 1.2.5 | La mesure du redshift | 18 |
| 1.3 | Description physique abrégée d'un sursaut gamma | 21 |
| 1.3.1 | Sursauts courts, sursauts longs : des progéniteurs différents | 21 |
| 1.3.2 | Origine de l'émission prompte | 23 |
| 1.3.3 | Origine de l'émission rémanente | 24 |
| 1.4 | Cosmologie | 25 |
| 1.4.1 | De l'anthropocentrisme à un Univers en expansion | 26 |
| 1.4.2 | Relativité générale : vers une description de l'Univers dans son ensemble | 28 |
| 1.4.3 | Des découvertes inattendues au modèle standard d'aujourd'hui | 31 |
| 1.4.4 | Distance radiale et paramètres cosmologiques | 34 |
| 1.4.5 | Diagramme de Hubble et paramètres cosmologiques | 37 |
| 1.5 | Utilisation en cosmologie | 37 |
| 1.5.1 | Qu'est ce qu'une chandelle standard ? | 37 |
| 1.5.2 | Les supernovae de type Ia | 38 |
| 1.5.3 | L'apport des sursauts gamma et les contraintes liées | 39 |
| 1.5.4 | La standardisation des sursauts gamma | 41 |
| 1.5.5 | Une standardisation remise en question | 42 |
| 2 | Propriétés spectrales des sursauts gamma et grandeurs liées | 44 |
| 2.1 | Paramètres mesurés et modèle de spectre | 44 |
| 2.1.1 | Les observables fournies par les satellites | 44 |
| 2.1.2 | Le spectre : modèle de Band | 44 |
| 2.2 | Énergétique des sursauts gamma | 46 |
| 2.2.1 | Modèle de concordance et calcul de la distance lumineuse | 46 |
| 2.2.2 | Calcul de l'énergie isotropique | 47 |
| 2.2.3 | Calcul de la luminosité isotropique | 49 |
| 2.3 | Propriétés spectrales au pic | 49 |
| 2.3.1 | E_{pi} et E_{pi} au pic | 50 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 2.3.2 | Paramètres α et α au pic | 51 |
| 2.3.3 | Une comparaison avec des conséquences | 53 |
| 3 | Étude de la relation $E_{\text{pi}^-} - E_{\text{iso}}$ | 54 |
| 3.1 | Rappel historique : contexte de l'étude | 54 |
| 3.1.1 | Des arguments à l'encontre de la relation | 55 |
| 3.1.2 | Des arguments en faveur de la relation | 59 |
| 3.1.3 | Un long débat | 62 |
| 3.2 | Quelle démarche suivre pour apporter notre réponse au débat actuel? | 62 |
| 3.3 | Étude de l'échantillon de sursauts SWIFT | 63 |
| 3.3.1 | Présentation de l'échantillon | 63 |
| 3.3.2 | Présentation des résultats | 63 |
| 3.4 | Étude de l'échantillon de sursauts Fermi | 65 |
| 3.4.1 | Présentation de l'échantillon | 65 |
| 3.4.2 | La relation obtenue | 66 |
| 3.4.3 | Les sursauts sans redshift : existence de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}^-} - E_{\text{iso}}$ | 68 |
| 3.4.4 | Un premier effet de sélection lié à la détection | 69 |
| 3.4.5 | Un second effet de sélection lié à la mesure du redshift | 74 |
| 3.4.6 | Pourcentage de sursauts avec redshift et calcul du V/V_{max} | 78 |
| 3.4.7 | Actualisation des résultats avec le dernier catalogue Fermi | 81 |
| 3.5 | Les critiques possibles : les résultats obtenus sont-ils solides? | 83 |
| 3.5.1 | Sous estimation de la durée/fluence des sursauts et de E_{iso} | 84 |
| 3.5.2 | Surestimation de la valeur de E_{po} | 86 |
| 3.5.3 | Les sursauts résolus temporellement | 86 |
| 3.6 | Conclusion sur la validité de la relation $E_{\text{pi}^-} - E_{\text{iso}}$ | 87 |
| 4 | Étude de la relation $E_{\text{pi}^-} - L_{\text{iso}}$ | 88 |
| 4.1 | Paramètres considérés et échantillon | 88 |
| 4.1.1 | Quels paramètres choisir? | 88 |
| 4.1.2 | Échantillon | 89 |
| 4.2 | Une nouvelle définition de la luminosité intrinsèque? | 89 |
| 4.2.1 | Les différentes méthodes de calcul de la luminosité intrinsèque | 89 |
| 4.2.2 | Comparaison des différentes luminosités obtenues | 91 |
| 4.3 | Une nouvelle définition de la relation $E_{\text{pi}^-} - L_{\text{iso}}$ | 94 |
| 4.4 | Effets de sélection | 96 |
| 4.4.1 | Existence de sursauts incompatibles avec la relation? | 97 |
| 4.4.2 | Limites de détection dans le plan $E_{\text{pi}^-} - L_{\text{p1s}}$ | 98 |
| 4.4.3 | Des différences de placement entre plan $E_{\text{pi}^-} - E_{\text{iso}}$ et plan $E_{\text{pi}^-} - L_{\text{p1s}}$? | 101 |
| 4.5 | Indicateur de redshift? | 103 |
| 4.6 | Conclusions | 104 |
| 5 | Les effets de sélection optique : mise en évidence et impacts | 106 |
| 5.1 | Échantillons | 106 |
| 5.1.1 | La partie émission gamma prompte | 107 |
| 5.1.2 | La partie émission rémanente en optique | 107 |
| 5.1.3 | Les sursauts sans redshift | 109 |
| 5.2 | Résultats | 109 |
| 5.3 | Lien entre magnitude observée et luminosité intrinsèque | 110 |
| 5.4 | Effets de sélection dans le plan $E_{\text{pi}^-} - E_{\text{iso}}$ | 110 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 5.5 | Conséquences | 115 |
| 6 | Délai spectral des sursauts gamma | 117 |
| 6.1 | Historique et définition | 117 |
| 6.1.1 | Il était une fois le délai spectral | 117 |
| 6.1.2 | Comment mesurer un délai spectral ? | 119 |
| 6.1.3 | Résolution temporelle et forme de l'ajustement | 122 |
| 6.1.4 | Délai spectral : repère de la source ou de l'observateur ? | 123 |
| 6.1.5 | Les délais spectraux négatifs | 124 |
| 6.2 | Présentation de notre méthode de calcul du délai spectral | 125 |
| 6.2.1 | Courbe de lumière de départ | 125 |
| 6.2.2 | Ajustement du maximum de la CCF et calcul du délai spectral | 126 |
| 6.2.3 | Calcul de l'erreur | 128 |
| 6.3 | Les différents critères de sélection | 129 |
| 6.3.1 | Une première sélection sur la valeur du maximum de la CCF . | 129 |
| 6.3.2 | Adaptation de la méthode pour les CCF lisses | 131 |
| 6.3.3 | Une seconde sélection sur la valeur médiane | 131 |
| 6.3.4 | Comparaison avec la littérature et validation | 134 |
| 6.4 | Distribution des délais spectraux | 138 |
| 6.4.1 | Sursauts avec redshift | 138 |
| 6.4.2 | Compatibilité avec l'absence de délai spectral ? | 140 |
| 6.4.3 | Sursauts avec redshift et paramètres spectraux | 141 |
| 6.4.4 | Comparaison sursauts avec et sans redshift dans le repère de l'observateur | 143 |
| 6.5 | Les délais spectraux négatifs : quelle origine ? | 146 |
| 6.6 | Les délais spectraux sur un seul pic | 152 |
| 6.6.1 | Détermination du nombre de pics dans un sursaut | 153 |
| 6.6.2 | Comparaison des distributions | 155 |
| 6.7 | La relation entre le délai spectral et L_{iso} | 156 |
| 6.7.1 | Relation ou limite ? | 156 |
| 6.7.2 | Différence de distribution en fonction de L_{iso} ? | 157 |
| 6.7.3 | Des effets de sélection ? | 158 |
| 6.8 | Conclusions | 163 |
| 7 | Conclusion générale et perspectives | 165 |
| 7.1 | Le contexte de l'étude | 165 |
| 7.2 | Les relations spectrales | 166 |
| 7.2.1 | Deux effets de sélection | 166 |
| 7.2.2 | Lien entre émission prompte et émission rémanente | 168 |
| 7.3 | Le délai spectral | 169 |
| 7.3.1 | La distribution | 169 |
| 7.3.2 | Effets de sélection et délais spectraux compatibles avec zéro . | 170 |
| 7.4 | Utilisation en cosmologie | 171 |
| 7.4.1 | Des limites physiques avérées | 171 |
| 7.4.2 | Les relations multi-paramètres et les autres voies de standar- disation | 173 |
| 7.5 | Les autres relations temporelles | 174 |
| 7.5.1 | La variabilité | 174 |
| 7.5.2 | Le temps de montée | 175 |
| 7.6 | Au delà des relations de standardisation des sursauts gamma | 176 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 7.7 | Quelles possibilités avec SVOM? | 176 |
| 7.7.1 | Description de la mission | 176 |
| 7.7.2 | Des caractéristiques ouvrant des perspectives | 177 |
| 7.7.3 | Un environnement propice à l'étude multi-longueurs d'onde et multi-messagers | 178 |
| A | Regard critique sur l'ajustement des relations | 187 |
| A.1 | Méthode utilisée | 187 |
| A.2 | Calcul de la dispersion autour de la relation | 188 |
| A.3 | Évaluation de l'ajustement | 189 |
| B | Calcul de l'erreur sur le délai spectral et procédure d'affaiblissement du délai spectral | 191 |
| C | Le test de KS | 193 |
| C.1 | Le test classique en 1D | 193 |
| C.2 | Extension en 2D | 193 |
| C.3 | La significativité du test | 193 |
| D | Calcul du temps de montée | 195 |
| E | Tables de données | 199 |
| E.1 | Paramètres spectraux des sursauts gamma | 199 |
| E.2 | Étude de la relation luminosité isotropique - E_{pi} | 199 |
| E.3 | Délai spectral des sursauts gamma | 199 |

Chapitre 1

Contexte de l'étude

La version présentée n'est pas la version définitive qui sera envoyée aux rapporteurs. Cette dernière leur sera transmise au plus tard le 15 juillet. Entre temps, la mise en page sera retravaillée, des figures retouchées pour préciser les sources qui manquent et les unités des axes encore manquantes et enfin la conclusion retravaillée.

1.1 Historique des sursauts gamma

1.1.1 Une découverte inattendue

Tout comme la découverte du rayonnement fossile par Arno Penzias et Robert Woodrow Wilson en 1965, la découverte des sursauts gamma, à la même époque, fut fortuite. C'est dans le contexte de la guerre froide que commence l'histoire des sursauts gamma. Après la difficile crise des missiles de Cuba en 1962 qui a failli voir le monde basculer dans l'apocalypse nucléaire, une période de détente s'amorce entre les deux superpuissances du moment : les États-Unis d'Amérique et l'Union des Républiques Socialistes Soviétiques. La peur des répercussions tragiques de l'usage des armes nucléaires a conduit à la limitation de leur usage. Tout d'abord en interdisant les essais nucléaires dans l'atmosphère, dans l'espace et sous l'eau lors du traité de Moscou du 5 août 1963, puis en limitant les essais souterrains (traité de 1967) et la prolifération avec le traité de non prolifération de 1968. Et enfin, en limitant le nombre d'armes atomiques et de vecteurs de cette arme (lance missiles, bombardiers) avec les traités SALT I (1972) puis II (1979), START I (1991) II (1993) et New START (2010).

Afin de vérifier la bonne application des clauses du traité de Moscou de 1963 par les deux parties, la mise en place d'un programme de surveillance des essais nucléaires fut décidée par les États-Unis. Comprenant trois volets, le programme Vela ("il veille" en espagnol), devait s'assurer du respect des interdictions des essais nucléaires souterrains par le biais de stations sismiques regroupées suivant un réseau nommé Vela Uniform, mais également dans et hors de l'atmosphère. Pour ces derniers, deux programmes devaient permettre une vérification croisée : des stations terrestres regroupées sous le vocable Vela Serra et un programme spatial nommé Vela Hotel. Ce dernier consistait en l'envoi de satellites d'observation emmenant à leur bord des détecteurs de rayonnements gamma, X et de neutrons. Ces instruments devaient permettre de détecter, depuis l'espace, la signature d'essais nucléaires réalisés dans l'atmosphère.

C'est ainsi que trois paires de satellites militaires (voir illustration sur la figure 1.1) furent placées sur orbite terrestre en 1963, 1964 et 1965. Le dernier de la série

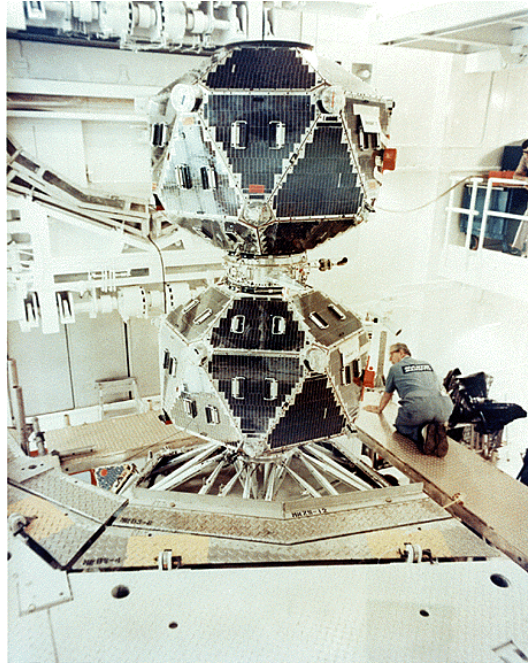


FIGURE 1.1 – Satellites Vela 5a et 5b en préparation dans une salle blanche. Image extraite de : http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/vela5b/vela5b_images.html

fut lancé en 1970. Jusqu'en 1984, date de leur désactivation, ils jouèrent leur rôle de vigiles spatiaux. Si seul quelques rares cas d'essais nucléaires furent détectés, indiquant le respect des clauses du traité, des émissions gamma ne provenant pas de la Terre furent enregistrées par les satellites américains. Ces émissions provenaient, contre toute attente, du ciel. Ces événements transitoires, qui ne purent être attribués ni à la Lune ni au Soleil, constituaient une toute nouvelle classe de sources astrophysiques qui furent, plus tard, nommées sursauts gamma.

La première détection d'un tel événement, dont la courbe de lumière est visible sur la figure 1.2, eut lieu le 2 juillet 1967 à 14 :19 UTC. Cependant cette découverte resta quelques temps entre les mains des militaires puisqu'elle ne fut rendue publique que 6 ans plus tard, en 1973, dans un article de Klebesadel et al. alors au laboratoire de Los Alamos publié dans l'*Astrophysical Journal* sous le titre : *Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin* Klebesadel et al. (1973). C'est à cette date que commença réellement l'étude scientifique de ces sources astrophysiques dont l'origine était alors complètement inconnue. La question de l'origine de ces émissions gamma fut longtemps une source de controverses et de discussions car, comme nous allons le voir, l'information est restée limitée pendant plusieurs années au signal détecté par les satellites gamma.

1.1.2 Deux classes de sursauts gamma

Les deux premières décennies suivantes ont permis de conclure que l'on observait des phénomènes imprévisibles répartis de façon isotrope sur le ciel Mazets (1985), Atteia et al. (1987), à l'éclat variable et au spectre non thermique. Il fallut attendre le début des années 90, avec le lancement de missions dédiées à leur étude, pour commencer à préciser la nature des sursauts gamma. C'est ainsi que les expériences française PHEBUS Dezalay et al. (1992) et américaine BATSE Kouveliotou et al. (1993) embarquée pour cette dernière sur le Compton Gamma Ray Observatory, ont révélé la présence de deux classes de sursauts gamma. Cette distinction, se faisant

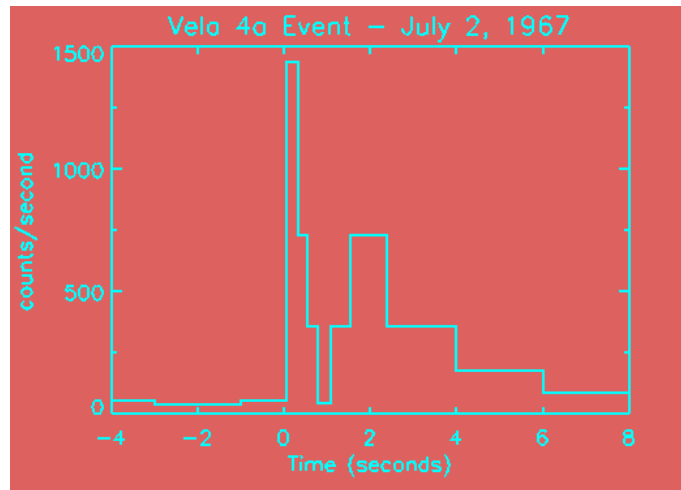


FIGURE 1.2 – Courbe de lumière du premier sursaut gamma détecté par le satellite d’observation américain Vela 4a le 2 juillet 1967.

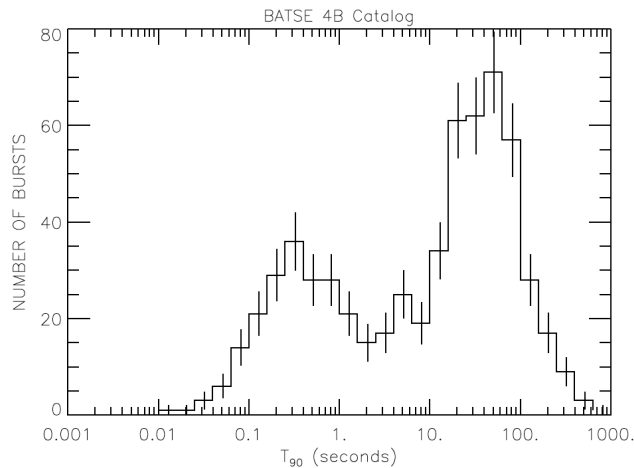


FIGURE 1.3 – Distribution en durée T_{90} des sursauts observés par BATSE. Image extraite de [http : //scitation.aip.org/content/aip/magazine/physicstoday/news/the – dayside/](http://scitation.aip.org/content/aip/magazine/physicstoday/news/the-dayside/).

sur la base de la distribution bimodale des durées observées, conduisit à différencier les sursauts courts, centrés autour de 0,3-0,4 secondes, des sursauts longs, centrés autour de 20-30 secondes (voir figure 1.3); la limite entre les deux classes étant estimée aux alentours de 2 ou 3 secondes.

BATSE a également permis d’apporter un début de réponse à une question parmi les plus importantes concernant les sursauts gamma, à savoir leur nature et leur origine. En effet, depuis les premières observations de sursauts gamma, cette question n’avait cessé d’être un sujet de discussion et parfois de discordance important. Deux grandes catégories de modèles visaient à apporter une réponse à cette question. D’un côté, les tenants d’une origine galactique associaient les sursauts gamma à des événements violents liés aux étoiles à neutrons ou aux naines blanches. Ce modèle présentait toutefois des difficultés pour expliquer le nombre de sursauts gamma détectés qui apparaissait important comparativement aux populations d’objets supposés en être la source. De l’autre côté, pour les tenants d’une origine cosmologique, les sursauts gamma seraient issus de phénomènes extrêmement violents survenus dans l’Univers lointain. La principale difficulté de ce modèle résidait dans l’extraordinaire quantité

2704 BATSE Gamma-Ray Bursts

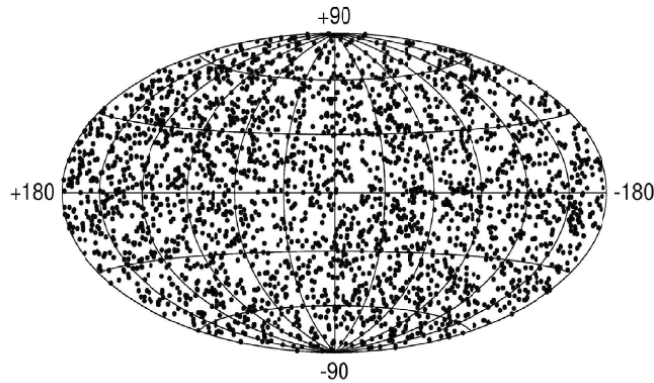


FIGURE 1.4 – Distribution dans le ciel des sursauts observés par BATSE. Image extraite de <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/images/epo/gallery/grbs/>.

d'énergie nécessaire à la production de tels monstres visibles depuis la Terre. Il y avait donc deux modèles fondamentalement différents mais posant chacun un problème important, que ce soit du fait du nombre de sources (origine galactique) ou de la quantité d'énergie nécessaire à leur existence (origine cosmologique).

Si BATSE ne permit pas de trancher entre les deux modèles, il apporta néanmoins une contrainte forte sur la plupart des modèles galactiques. En effet, dans ces modèles, il y avait deux populations principales de naines blanches ou d'étoiles à neutrons supposées être à l'origine des sursauts gamma. Une première située dans le disque galactique et une seconde dans un halo autour de la galaxie. Certains modèles faisaient même appel aux deux populations simultanément afin d'expliquer le taux de sursauts gamma observés. La répartition des sursauts dans le ciel donnée par BATSE, qui était isotrope y compris pour les sursauts les plus faibles (voir figure 1.4, distribution des sursauts du catalogue BATSE 4B Paciesas et al. (1999) et catalogue BATSE 5B Goldstein et al. (2013)), permit ainsi d'écarter tous les modèles faisant appel à une proportion importante de sursauts gamma dont les progéniteurs seraient des objets compacts situés dans le disque galactique. La distribution des sursauts dans le ciel ne pouvait toutefois pas exclure la possibilité qu'une fraction des sursauts soit originaire de cette région de la galaxie. Elle en limitait cependant radicalement la proportion par rapport à ceux situés dans le halo galactique. Ainsi, au milieu des années 90, la question de l'origine des sursauts gamma restait posée. Le modèle galactique se voyait confronté de manière plus drastique encore au problème du nombre d'objets compacts nécessaires à l'explication du taux de sursauts gamma observés tandis que le modèle extra galactique devait toujours faire face au problème de la quantité d'énergie rayonnée nécessaire qui n'était, à l'époque, pas encore résolu.

1.1.3 Les contreparties dans les autres domaines de longueur d'onde

Durant ces nombreuses années, la question des contreparties dans les autres domaines de longueur d'onde était posée de manière récurrente. Toutefois, malgré de nombreuses tentatives, cette recherche resta vaine. Cela était dû au délai nécessaire entre la détection et la localisation précise des sursauts, qui retardait d'autant la

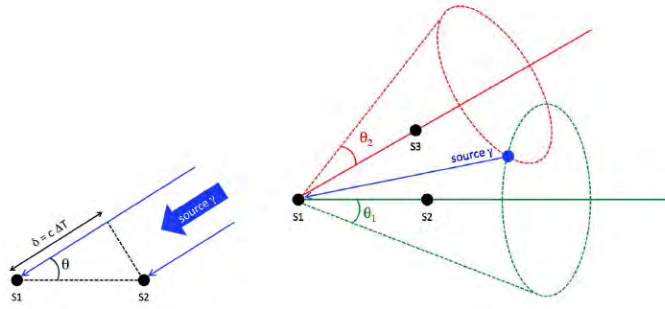


FIGURE 1.5 – Illustration du principe de localisation des sursauts gamma par triangulation. Le schéma de gauche illustre comment un décalage temporel ΔT entre le signal reçu par deux satellites situés à deux positions différentes, permet de contraindre la direction θ de la source. Le schéma de gauche illustre comment la combinaison des données de trois satellites permet de limiter la position possible de la source à deux points. L'ajout d'un quatrième satellite permet de choisir l'un des deux points et de déterminer de manière certaine la position de la source dans le ciel. Image extraite de la thèse de Romain Hascoet (2012).

mise en œuvre de moyens d'observations dans diverses longueurs d'onde afin de rechercher les contreparties, optiques et X principalement, aux sursauts gamma. Des moyens de localisation rapide au sol (de l'ordre de 5 secondes après la détection du sursaut par BATSE) furent mis au point (BACODINE pour BATSE Barthelmy et al. (1994)) en comparant les flux reçus par plusieurs capteurs avec des orientations différentes autour du satellite pour déterminer la position du sursaut. Néanmoins, les boîtes d'erreurs obtenues étaient trop grandes (de l'ordre de quelques degrés pour les sursauts les plus brillants à la dizaine de degrés pour les sursauts les plus faibles) pour y dénicher l'émission rémanente du sursaut.

Une autre méthode plus précise était la localisation par triangulation. Nécessitant la collecte des observations de plusieurs satellites, cette technique utilise le décalage temporel entre la réception du signal par divers satellites. Deux satellites permettent de réduire la position du sursaut à un anneau dans le ciel. L'ajout d'un troisième permet de réduire cette dernière à deux points correspondant à l'intersection de deux anneaux (voir illustration sur la figure 1.5). Enfin, un quatrième satellite permet de déterminer la position exacte de la source. La précision de cette localisation dépendait de la distance entre les satellites mais pouvait fournir des localisations très précises de l'ordre de la minute d'arc. Permises notamment par le "Interplanetary Network" ou IPN, un réseau constitué des satellites gamma en activité (aujourd'hui ce réseau est constitué des missions Mars Odyssey, MESSENGER, INTEGRAL, RHESSI, Swift, Suzaku, Agile et Fermi), la durée entre la détection et la localisation précise du sursaut était toutefois bien trop grande du fait du temps nécessaire à la collecte des données des satellites du réseau. Si au début des années 1980 elle se comptait en semaines voire souvent en mois, l'arrivée d'une troisième génération de satellites permit une réduction drastique de ce délai qui passa à quelques jours ou semaines pour la majeure partie des sursauts. Le cas le plus favorable se présenta pour un sursaut brillant GRB930131 pour lequel les recherches commencèrent seulement 6,8 heures après la détection du sursaut. Néanmoins, le délai moyen était alors considéré comme trop important pour permettre une détection des contreparties dans tous les domaines de longueur d'onde. Une grande avancée sur ce point fut la localisation précise des sursauts à bord du satellite permettant l'envoi d'alertes

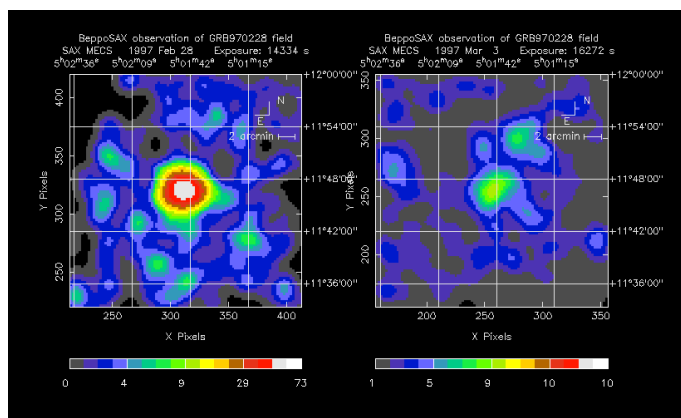


FIGURE 1.6 – Première contrepartie X d’un sursaut gamma GRB970228 observée 8 heures après la détection du sursaut à gauche et 3 jours après à droite. Image extraite de Costa et al. (1997).

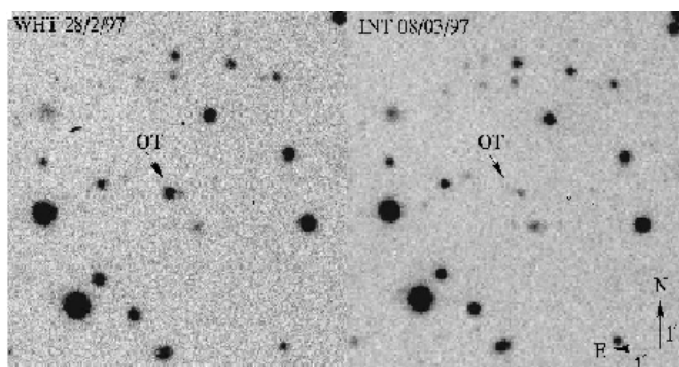


FIGURE 1.7 – Première contrepartie optique d’un sursaut gamma GRB970228 observée 21h après la détection du sursaut à gauche et une dizaine de jours plus tard à droite. Image extraite de van Paradijs et al. (1997).

quelques minutes seulement après la détection du sursaut (HETE puis Swift).

L’arrivée de la mission Italo-néerlandaise Beppo-SAX (Beppo en référence au physicien italien Guiseppe Occhialini dont c’était le surnom et SAX pour Satellite italiano per Astronomia X), permet de faire d’une pierre deux coups en solutionnant les deux grandes questions ouvertes que posaient jusqu’à présent les sursauts gamma, à savoir la nature cosmologique ou galactique de ces derniers et l’existence d’une émission rémanente. Ce satellite, lancé en avril 1996, associait à son bord deux instruments grand champ permettant la détection des sursauts gamma : deux caméras X durs (2-30 keV) à masque codé possédant une résolution de 5 minutes d’arc et une anti-coïncidence active sensible dans la gamme d’énergie 60-600 keV positionnée autour de télescopes à petit champ de vue dans la même gamme en énergie. La détection d’un sursaut gamma par le bouclier d’anti-coïncidence et sa localisation réalisée au sol à l’aide des données des caméras X durs permettaient alors de commander le pivotement du satellite afin d’essayer d’observer l’émission rémanente des sursauts gamma à l’aide des instruments à champ étroit.

Rapidement cette stratégie porta ses fruits puisque, dès la première année de fonctionnement, le 28 Février 1997, la localisation précise de GRB970228 (de l’ordre de 3 minutes d’arc) permit une recherche de l’émission rémanente 8 heures après la détection du sursaut couronnée de succès. C’est ainsi que fut observée la première

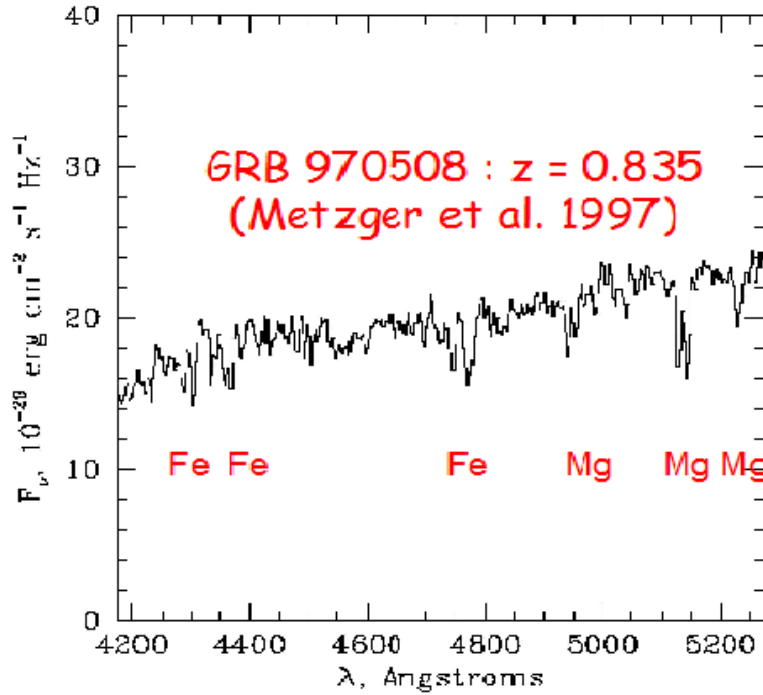


FIGURE 1.8 – Première mesure du redshift d’un sursaut gamma, GRB970508. On peut constater le décalage des raies du fer lié à l’effet de l’expansion de l’Univers. Cela traduit l’origine cosmologique des sursauts gamma. Image extraite de Metzger et al. (1997).

contrepartie X (voir figure 1.6) associée à un sursaut gamma. Cela permet d’accroître encore la précision de localisation de ce sursaut et ainsi l’observation de la première contrepartie visible (voir figure 1.7). Néanmoins, l’absence de mesure spectroscopique ne permit pas de déterminer le redshift de la source. Quelques temps plus tard, une mesure spectroscopique fut réalisée sur le spectre en absorption de l’émission rémanente en optique de GRB970508 ce qui permet d’obtenir le redshift de ce sursaut confirmé, plus tard, par celes mesures réalisées sur la galaxie hôte. Cette première mesure du redshift d’un sursaut confirma la nature extra galactique de ces objets astrophysiques puisque ce sursaut, situé à environ 7 milliards d’années ($z = 0,835$) (voir figure 1.8), a libéré, en quelques secondes, une quantité d’énergie phénoménale de $7 \cdot 10^{44}$ Joules en supposant son émission isotrope !

Cette confirmation permit enfin d’ouvrir la voie à deux champs de recherche prometteurs pour l’avenir des sursauts gamma : l’étude de leurs propriétés intrinsèques permettant des avancées dans la compréhension de la physique sous-jacente et leur utilisation en tant que sonde de l’Univers lointain. Cela permit également d’envisager leur utilisation en tant que possibles chandelles standard.

1.1.4 Des observations de plus en plus rapides et précises

Bien qu’ayant permis la découverte des premières contreparties en X et en optique et la résolution de la question de l’origine cosmologique des sursauts gamma, la localisation des événements détectés par la mission Beppo-SAX restait tributaire du traitement des données au sol induisant un délai minimal de quelques heures dans la transmission des coordonnées aux moyens d’observation terrestres et spatiaux. La mission HETE (pour High Energy Transient Explorer), lancée en octobre 2000,

permet de grandes avancées dans ce domaine en étant la première à disposer d'un système de localisation à bord du satellite. Couplée à une couverture d'antennes VHF au niveau mondial afin de rendre possible la transmission des données à tout instant, ce système de localisation des sursauts réduisit considérablement le temps nécessaire au démarrage de la recherche de l'émission rémanente. Ainsi, l'exemple de GRB021004 est parlant avec une première mesure de l'émission rémanente en optique réalisée seulement 3 minutes après la détection du sursaut (voir Fox et al. (2003)). Cela permit un suivi de l'ensemble de l'émission rémanente dans ce domaine de longueur jusqu'à 3 mois après la détection (voir Fynbo et al. (2005)). Les caractéristiques d'HETE permirent également la mesure de la première contrepartie en X et en optique d'un sursaut court, GRB050709, confirmant l'origine cosmologique des sursauts courts par la mesure du redshift de ce sursaut.

Une nouvelle étape fut franchie avec l'arrivée des satellites que l'on peut qualifier de dernière génération, car encore en fonctionnement aujourd'hui : Swift et Fermi. Ces deux missions ont permis de grandes avancées dans la compréhension des objets astrophysiques complexes que sont les sursauts gamma. Commençons d'abord par le premier lancé : Swift (voir détails dans la section consacrée à la description de ce satellite plus loin). Ce dernier fut lancé à la fin de l'année 2004 dans la lignée des réussites de Beppo SAX et HETE. C'est ainsi que l'association à son bord d'un télescope X, le XRT, et d'un imageur grand champ gamma, le BAT, ainsi que la localisation à bord, ont permis une nouvelle réduction du temps nécessaire à la transmission de l'alerte. Grâce à ces avancées, la mise en œuvre de moyens de suivi au sol de plus en plus performants et nombreux (petits télescopes robotiques (TAROT,...) et grands télescopes (VLT, Keck)) et dans l'espace (Chandra, XMM-Newton,...) s'est vu réduite à quelques minutes voire parfois moins. De plus, le plan de détection bien plus important de Swift comparativement à ses prédécesseurs a permis l'envoi d'un nombre d'alertes conséquent, de l'ordre de 90 par an au lieu des 25 envoyées par exemple par HETE. L'accroissement de l'acuité de la localisation, qui passa de quelques minutes d'arc pour WXM (le détecteur X embarqué à bord d'HETE) à quelques secondes d'arc pour XRT, contribua également à la découverte de plus en plus rapide de l'émission rémanente associée aux sursauts gamma.

Toutes ces améliorations ont permis de grandes avancées dans la compréhension de l'émission rémanente qui s'est révélée bien plus complexe que le schéma alors en vogue à l'époque (voir Nousek et al. (2006) pour la définition d'un modèle de courbe de lumière 'standard'). Swift a ainsi permis la découverte d'une grande diversité de structures fines dans celle-ci comme, par exemple, l'existence d'un plateau ou d'émissions éruptives en rayon X, présentes dans 50% environ des émissions rémanentes, qui traduisent une recrudescence de l'activité du moteur central. Un autre point, très important en ce qui nous concerne, est la progression importante du nombre de redshifts obtenus pour les sursauts gamma. En effet, une réponse rapide, c'est à dire généralement de l'ordre de quelques heures, est nécessaire pour obtenir le spectre de l'émission rémanente visible sur lequel est mesuré le redshift. Ainsi, tandis qu'avant le lancement de Swift l'échantillon de sursauts avec redshift atteignait la trentaine, c'est dix fois plus de sursauts avec redshift que compte actuellement le catalogue de Swift.

Le dernier arrivé, Fermi dont la description détaillée sera réalisée ultérieurement, a permis la découverte de l'émission à très haute énergie des sursauts gamma par l'intermédiaire du Large Area Telescope (LAT). Ce dernier, associé à un détecteur œuvrant dans des bandes en énergie plus basses, le Gamma-ray Burst Monitor (GBM),

a ouvert tout un pan de l'émission des sursauts gamma qui restait jusqu'alors inexploré : l'émission à haute énergie au-delà de quelques dizaines de MeV (Piron & Connaughton (2011)). Ainsi, en seulement deux ans et demi, le LAT a détecté 25 sursauts au-dessus de 100 MeV et 12 au-dessus du GeV (voir Mészáros & Gehrels (2012)) mais les énergies atteintes peuvent être encore plus importantes avec, par exemple, la détection d'un photon de 30,5 GeV dans GRB090510 (voir Ackermann et al. (2010)). De plus, comme nous le verrons dans une section ultérieure, la large bande en énergie du GBM assure, dans la plupart des cas, une reconstruction du spectre de l'émission prompt suffisamment large pour en déterminer les paramètres clés. Fermi est donc également l'un des piliers du travail présenté dans ce manuscrit.

L'arrivée de ces deux satellites a permis l'obtention de données sur les sursauts gamma d'une précision jamais égalée. Ainsi, si les premiers satellites (VELA) ont découvert de manière fortuite ces sources astrophysiques jusqu'alors complètement inconnues, si la seconde génération (HETE, Beppo SAX,...) a percé le mystère de l'origine de ces sources cosmologiques, notamment par la mesure du premier redshift d'un sursaut gamma, la génération actuelle (Swift, Fermi), qui est encore en fonctionnement aujourd'hui, a permis une compréhension physique de plus en plus fine du phénomène. De plus, la grande quantité de données recueillie par ces satellites assure une nette amélioration de la signification statistique des résultats que l'on peut en tirer.

1.2 Le paysage observationnel actuel

Dans cette partie, nous allons décrire les caractéristiques techniques des satellites qui ont fourni les données utilisées dans la thèse. Ils sont principalement au nombre de deux : l'un dédié à l'observation des sursauts gamma, Swift, et l'autre plus généralement dédié à l'étude des phénomènes à hautes énergies dont les sursauts gamma font partie, Fermi. Bien que plus ancienne que les deux précédentes, une autre mission a également été une source non négligeable d'informations. Il s'agit de Konus dont cette section présentera les principales caractéristiques. Enfin, nous nous intéresserons à l'instrumentation nécessaire au suivi au sol des sursauts gamma.

1.2.1 Swift

Swift est un satellite principalement conçu pour la détection et la localisation rapide des sursauts gamma. Lancé par une fusée Delta 2 le 20 Novembre 2004, il emporte à son bord trois instruments. Le premier, BAT (Burst Alert Telescope), est un détecteur gamma à grand champ de vue qui permet la détection et la localisation des sursauts gamma dans la gamme d'énergie 15-150 keV. Le second, XRT (X-Ray Telescope), est un télescope X sensible à la gamme d'énergie comprise entre 0,2 et 10 keV qui permet la localisation précise des sursauts gamma préalablement détectés par le BAT une fois le repositionnement du satellite effectué. Cet instrument permet notamment la mesure rapide des débuts de l'émission rémanente X des sursauts gamma. Enfin, UVOT (UV and Optical Telescope), est un télescope sensible à un domaine de longueur d'onde compris entre le visible et l'UV, soit entre 170 et 650 nm co-aligné avec le XRT. Tout comme XRT, il permet le suivi rapide de l'émission rémanente en optique et en UV pour en observer les premières phases. Si l'existence du XRT est essentielle à notre étude pour la localisation précise du sursaut et donc la

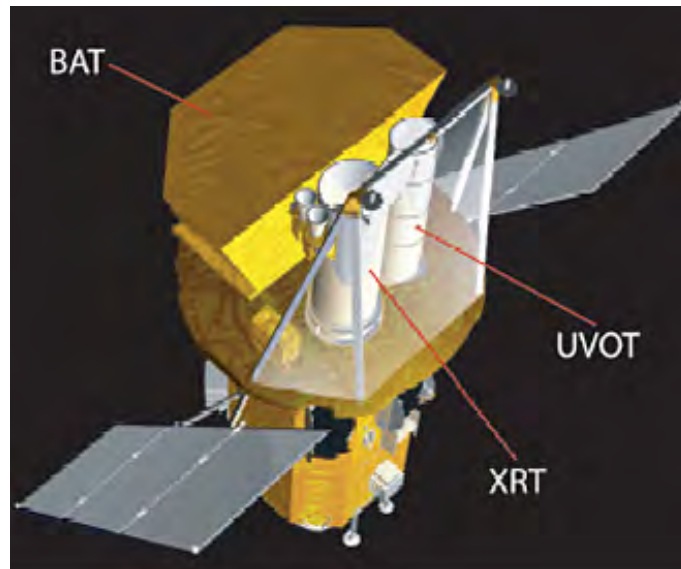


FIGURE 1.9 – Image du satellite SWIFT extraite de [http : //www.nasa.gov/images/content/64325main_swift - si.jpg](http://www.nasa.gov/images/content/64325main_swift_si.jpg).

mesure du redshift par les télescopes optiques au sol, nous n'avons pas directement utilisé les données provenant de cet instrument durant cette thèse. Ce dernier sera simplement mentionné dans certaines parties, notamment pour les discussions sur les relations multi-paramètres et le lien entre l'émission prompte et l'émission X rémanente. C'est pour cette raison que nous ne détaillerons pas ses caractéristiques. La situation est encore plus claire pour UVOT dont les données n'ont pas été utilisées dans cette thèse. Nous allons donc détailler l'instrument qui fournit une grande partie des données que nous avons utilisées : BAT.

BAT, pour Burst Alert Telescope, est un imageur de sursauts gamma. Grâce à son champ de vue de 1.4 steradian, il observe une portion importante du ciel et détecte tout événement transitoire dans le domaine des rayons X durs. Le détecteur est constitué d'un plan de détection de 256 modules comprenant chacun 128 détecteurs CdZnTe mesurant 4 mm x 4 mm x 2mm, soit un total de 32768 détecteurs. Le tout forme un plan de détection de 5200 cm² ayant une sensibilité jusqu'alors jamais atteinte. La bande en énergie couverte s'étale entre 15 et 350 keV mais seule la bande en énergie comprise entre 15 et 150 keV permet la mesure des spectres. L'étroitesse de cette dernière ne permet la mesure fiable du pic de l'émission gamma que si ce dernier est compris entre 30 et 50 keV environ, ce qui n'est pas le cas de la majorité des sursauts gamma. Un masque codé situé 1 mètre devant le plan de détection du satellite permet une première localisation du sursaut. En effet, les photons gamma qui arrivent sur le détecteur y projettent l'ombre du masque formant une figure caractéristique de la direction d'incidence des photons gamma, comme nous pouvons le voir sur la figure 1.10. Le sursaut est ainsi repéré avec une précision de l'ordre de quelques minutes d'arc.

1.2.2 Fermi

Fermi est un télescope dédié à l'observation des phénomènes aux hautes énergies grâce à deux instruments : le LAT (Large Array Telescope) et le GBM (Gamma-Ray Burst Monitor). Lancé depuis Cap Canaveral par une fusée Delta 2 le 11 Juin 2008, sa mission était prévue pour durer nominale de 5 ans avec une prolongation possible

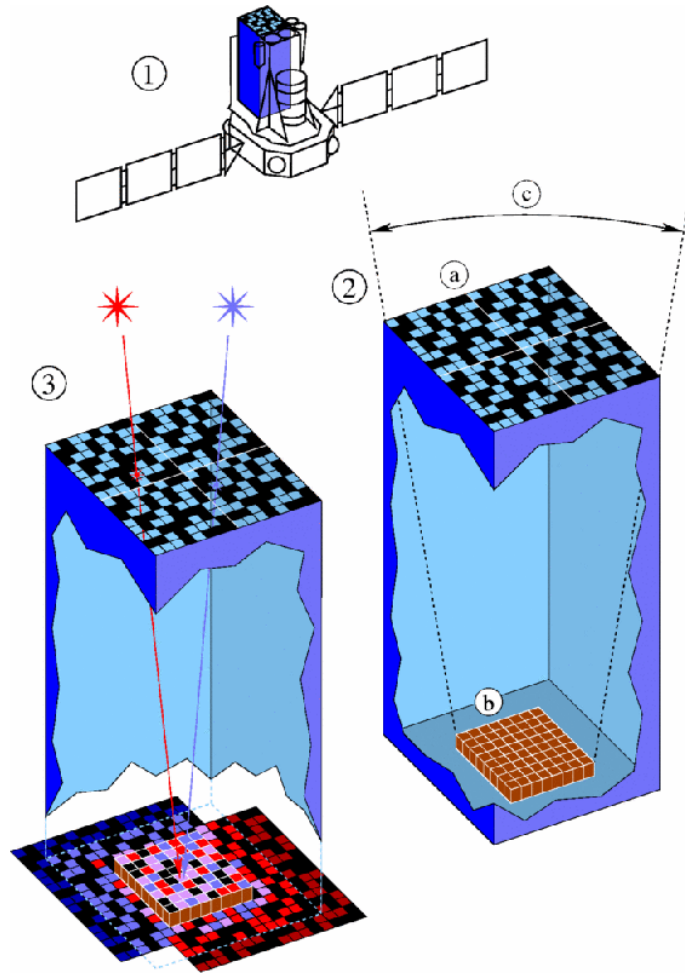


FIGURE 1.10 – Principe de la localisation par masque codé. Le schéma décrit le mode de fonctionnement du masque codé positionné devant l'instrument IBIS à bord d'INTEGRAL (1) et permettant la détermination de la position du sursaut gamma. Comme l'illustre le (2), le masque en (a) est formé d'une succession de vides laissant passer le rayonnement gamma et de pleins qui y est opaque. L'image d'une source à travers cette grille forme une image caractéristique de la direction d'incidence de la source sur le plan de détection de l'instrument. La forme de la grille est optimisée pour assurer une meilleure précision de localisation tout en ne pénalisant pas trop la sensibilité. La figure (3) illustre la figure caractéristique obtenue pour deux sources dont les positions dans le ciel diffèrent. En noir sont représentés les détecteurs qui ne reçoivent pas de photons de la source, en rose, ceux qui en reçoivent des deux sources, et respectivement en bleu et en rouge, ceux qui en reçoivent uniquement de la source bleue et de la source rouge. Image extraite de : <http://www.isdc.unige.ch/integral/images/medium/codedMask.gif>.



FIGURE 1.11 – Image du satellite Fermi extraite de [http : //i.space.com/images/i/000/023/238/original/fermi-telescope.jpg?1351542511](http://i.space.com/images/i/000/023/238/original/fermi-telescope.jpg?1351542511).

d’au moins 5 années supplémentaires effectivement actée.

Le LAT couvrant la bande en énergie allant de 20 MeV à 300 GeV permet, entre autres, l’observation des sursauts gamma dans cette gamme en énergie restant jusqu’alors relativement inexplorée pour ces objets astrophysiques. Cette gamme en énergie ne correspondant toutefois pas au domaine dans lequel se trouve le maximum de l’émission, les données provenant de cet instrument n’ont pas été utilisées au cours de cette thèse. Pour plus de détails sur cet instrument, le lecteur est renvoyé à Atwood et al. (2009).

Le second instrument de Fermi est le GBM. Ce dernier est composé de 12 détecteurs à scintillation utilisant des cristaux d’iodure de sodium (NaI) permettant la détection des photons gamma entre 8 keV et 1 MeV ainsi que de 2 détecteurs à scintillation en germanate de bismuth (BGO) pour la détection des photons d’énergie comprise entre 150 keV et 40 MeV. Son champ de vue de 12 stéradian, réduit à 8 par l’occultation terrestre, permet une grande couverture du ciel. Cependant, sa précision de localisation de l’ordre de 20 degrés n’est pas suffisante pour la recherche des contreparties dans les autres domaines de longueur d’onde. Ceci explique pourquoi la mesure du redshift se fait principalement pour les sursauts détectés par Swift. Quelques exceptions sont toutefois possibles. En effet, la intermediate Palomar Transient Factory (iPTF) a parié avec succès sur la recherche d’émission rémanente dans les grandes boîtes d’erreurs de Fermi avec pour résultat l’obtention des redshifts de quelques sursauts localisés par le GBM. Par ailleurs, les sursauts observés par le LAT ont, du fait de la méthode de détection utilisée par cet instrument, une précision de localisation sur la voûte céleste inférieure à 0.5 arcmin, ce qui est suffisant 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 si haute énergie aidant, ils sont en général observés par Swift avec le XRT, ce qui permet d’affiner leur position. Ils ont, de ce fait, quasiment tous une mesure du redshift.

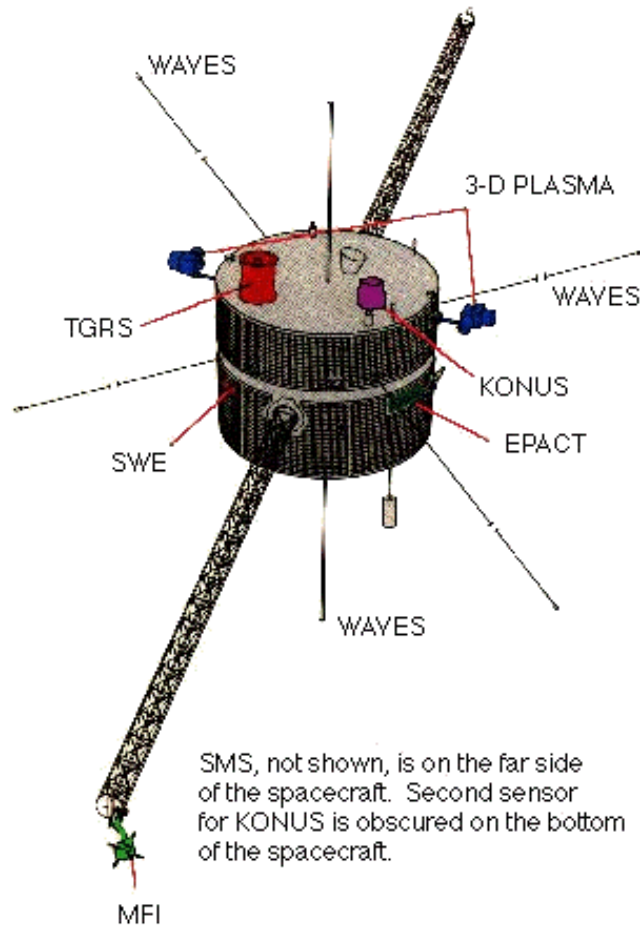


FIGURE 1.12 – Image du satellite Konus extraite de [http : //www.astro.cornell.edu/berthoud/alpsat/wind.gif](http://www.astro.cornell.edu/berthoud/alpsat/wind.gif).

La bande en énergie large du GBM permet, par contre, une mesure précise de l'énergie du maximum de l'émission gamma (E_{po}) pour la plupart des sursauts. Ce satellite est donc notre source principale d'information à ce niveau et complète utilement les données de Swift.

1.2.3 Konus

Une autre possibilité pour la mesure des paramètres spectraux est l'utilisation de Konus. Ce dernier est un instrument de détection des sursauts gamma russe 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 L1, 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 cm² 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.

TABLE 1.1 – Résumé des principales caractéristiques des instruments à bord des trois satellites dont les données ont été utilisées au cours de la thèse.

| Instrument | Champ de vue | Bande en énergie | Plan | Précision |
|-----------------------|--------------|-----------------------|-----------------|--------------|
| Mission | Unités | Unités | Unités | unités |
| BAT | 1.4 | 15-350 | 5200 | 4 |
| Swift | steradian | keV | cm ² | arcmin |
| XRT | 23.6 × 23.6 | 0.1-10 | 110 (à 1.5 keV) | <1 |
| Swift | arcmin | keV | cm ² | arcsec |
| UVOT | 17 × 17 | 170-650 | 707 | 0.5 |
| Swift | arcmin | nm | cm ² | arcsec |
| GBM (NaI) | 8 | 8-1000 | 12 × 126.7 | 3-5(NaI+BGO) |
| Fermi | steradian | keV | cm ² | degrés |
| GBM (BGO) | 8 | 150-4.10 ⁴ | 2 × 126.7 | 3-5(NaI+BGO) |
| Fermi | steradian | keV | cm ² | degrés |
| LAT | >2 | 20-3.10 ⁵ | >8000 | 0.1 |
| Fermi | steradian | MeV | cm ² | degrés |
| Détecteur Gamma (NaI) | 12 | 10-1.10 ⁴ | 2 × 200 | 1 (avec IPN) |
| Konus | steradian | keV | cm ² | arcmin |



FIGURE 1.13 – Photo des quatre VLT extraite de [http : //amber.obs.ujf – grenoble.fr/IMG/jpg/11 – VltEvening – 2.jpg](http://amber.obs.ujf-grenoble.fr/IMG/jpg/11-VltEvening-2.jpg).

1.2.4 Conclusion sur les missions spatiales

Les caractéristiques des instruments embarqués sur ces trois missions sont résumées dans la table 1.1. Ainsi, si Swift permet la localisation des sursauts gamma (BAT et XRT) et donc la mesure du redshift au sol, Konus et Fermi permettent, eux, l’obtention de paramètres spectraux pour la quasi totalité des sursauts (bandes en énergie étendues). Or, comme ces deux quantités sont essentielles à notre étude, notre échantillon se verra bien souvent limité aux sursauts communs entre Swift et Fermi d’une part, et Swift et Konus d’autre part.

1.2.5 La mesure du redshift

Le redshift (z) est un paramètre essentiel, que ce soit pour la connaissance des propriétés intrinsèques des sursauts gamma ou leur utilisation en tant que chandelles standard. Il peut se mesurer de deux façons différentes. La première et la plus courante est basée sur la recherche de raies d’absorption dans l’émission rémanente

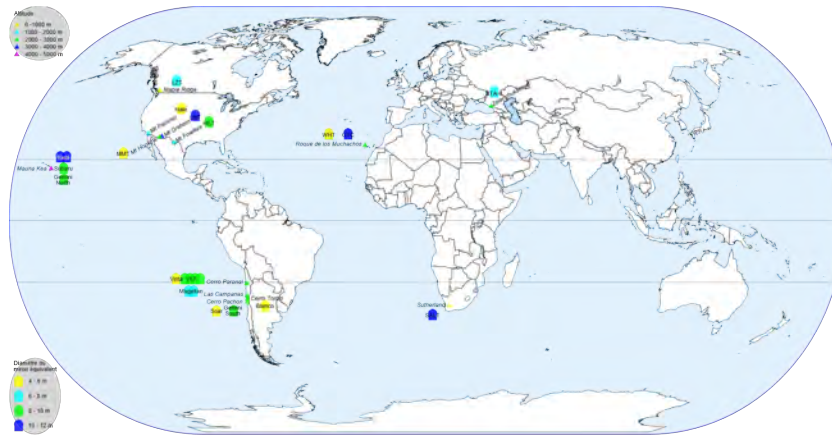


FIGURE 1.14 – Répartition des plus grands télescopes au sol en fonctionnement. Image extraite de : Denys (fr) — Travail personnel. Sous licence CC BY 3.0 via Wikimedia Commons.

optique des sursauts gamma. Cette émission rémanente faiblissant très rapidement, il est nécessaire de pointer dans les heures suivant la détection du sursaut gamma un télescope d’un diamètre suffisamment important pour permettre la détection de l’émission rémanente. Cette magnitude se situant typiquement entre 18 et 22 dans les premières heures, cette observation n’est possible qu’avec les plus gros télescopes qui sont actuellement en fonctionnement dans le monde. Il s’agit donc de télescopes de la classe des 8 à 10 mètres comme par exemple les VLT 1.13 (8.2 mètres de diamètre) au Chili, Gemini (8.1 mètres de diamètre) Nord et Sud respectivement à Hawaï et au Chili, les Keck (10 mètres de diamètre) à Hawaï ou le GTC (10.4 mètres de diamètre) aux îles Canaries. De plus, cette contrainte impose une répartition des moyens d’observations sur l’ensemble du planisphère. L’idéal est en effet qu’un grand télescope puisse, quelle que soit la position du sursaut, être en mesure d’aller l’observer dans les heures suivant sa détection. Il faut donc une répartition des moyens dans les deux hémisphères et une bonne couverture en longitude afin d’avoir un télescope situé côté nuit et donc en capacité d’observer rapidement le sursaut détecté.

La figure 1.14 présente la répartition de ces moyens d’observations sur le planisphère terrestre. Nous pouvons constater que si les moyens sont globalement assez bien répartis entre hémisphère nord et hémisphère sud, la couverture en longitude n’est pas complète. Il existe toute une portion au niveau d’une partie de l’Europe et de l’Afrique, l’Asie et l’Océanie, qui n’est pas couverte par les grands télescopes ; la répartition des moyens se réalisant entre quatre points majeurs qui sont les Andes chiliennes, les Etats-Unis, Hawaï et les îles Canaries. Si cette répartition n’est pas parfaite, elle reste cependant acceptable puisque la plupart des sursauts détectés sont observables depuis l’un de ces points, au moins dans les 6 heures qui suivent sa détection.

La recherche de l’émission rémanente nécessite cependant une précision de localisation suffisante. Bien que l’initiative de la intermediale Palomar Transient Factory (iPTF) Singer (2015), évoquée précédemment, ait permis la détermination d’un certain nombre de redshifts par la recherche fructueuse de l’émission rémanente du sursaut dans les grandes boîtes d’erreurs résultant de la détection par le GBM, les détecteurs gamma ne permettent pas d’obtenir une précision suffisante pour

l'observation directe par les grands télescopes optique au sol. C'est pourquoi, il est nécessaire que le sursaut soit également observé par un détecteur X comme XRT sur Swift. C'est le cas de la plupart des sursauts observés par ce dernier, puisqu'environ 95% des sursauts détectés par le BAT le sont également par XRT.

Un second moyen consiste à mesurer le redshift à partir du spectre en émission de la galaxie hôte. Si cela nécessite la découverte de cette dernière, il n'y a alors aucune contrainte de temps puisque le redshift peut être obtenu bien après la détection du sursaut. C'est en partant de ce principe que des initiatives pour créer des échantillons les plus complets en redshift ont pu voir le jour en se basant sur des programmes de recherche systématique de la galaxie hôte pour des échantillons de sursauts privés jusque là de redshift. De tels programmes (Hjorth et al. (2012) avec le relevé TOUGH notamment) ont abouti à la mesure d'un nombre non négligeable de redshifts, apportant ainsi la preuve qu'il était possible de déterminer ce paramètre si l'on s'en donnait les moyens, en tout cas pour une frange importante des sursauts gamma. En effet, une telle recherche ne peut se faire qu'avec une portion de ciel à observer suffisamment réduite pour pouvoir y identifier la galaxie hôte. C'est pourquoi de telles études se trouvent également limitées aux sursauts détectés à la fois par le BAT et le XRT.

1.3 Description physique abrégée d'un sursaut gamma

Maintenant que nous avons fait l'historique de la découverte de ces sources astrophysiques et présenté les moyens disponibles pour leur observation, nous allons rentrer plus en détail dans la description physique de ces événements.

1.3.1 Sursauts courts, sursauts longs : des progéniteurs différents

Comme nous l'avons déjà évoqué, la distribution bimodale en durée des sursauts, établie par PHEBUS et BATSE, est une réalité qui reste à expliquer. Si la nature de l'émission pousse à considérer des mécanismes physiques sous-jacents similaires, c'est du côté de la nature du progéniteur que les regards se sont tournés pour trouver une explication. Ainsi, il est communément admis que les sursauts longs proviennent de l'effondrement du cœur d'une étoile très massive, comme c'est par exemple le cas des étoiles de Wolf-Rayet. Ces étoiles présentent des masses de l'ordre de 30 masses solaires ou plus. Les sursauts courts, eux, seraient la résultante de la coalescence de deux objets compacts, principalement deux étoiles à neutrons, même si des modèles concurrents faisant appel à d'autres objets compacts comme par exemple des binaires contenant un trou noir et une étoile à neutrons ont été proposés (voir MacFadyen & Woosley (1999)).

Cette différence de progéniteur se retrouve dans les galaxies hôtes des sursauts gamma de chacune des deux classes. Ainsi, les sursauts gamma longs se produisent uniquement dans les galaxies à formation d'étoiles (voir Christensen et al. (2004) et Savaglio et al. (2009)). Lorsqu'il est possible de localiser les sursauts longs au sein des galaxies, ceux-ci ont été trouvés dans les zones à forte concentration en étoiles jeunes (voir Bloom et al. (2002) et Fruchter et al. (2006)). Les sursauts courts ne semblent pas, par contre, sélectionner une population spécifique de galaxies (voir Nakar (2007)). Ils peuvent ainsi se produire dans des galaxies elliptiques (voir Gehrels et al. (2005)), dans des galaxies à faible taux de formation stellaire (voir

Berger et al. (2009)) ou dans des galaxies à fort taux de formation stellaire. Ces résultats confirment la différence de progéniteur entre ces deux classes de sursauts. Ainsi, les sursauts longs, liés à l'effondrement d'étoiles massives et donc jeunes sont des traceurs des régions de formation d'étoiles. En effet, le laps de temps courts entre la formation de l'étoile, son évolution et sa fin de vie mouvementée débouchant sur la production d'un sursaut gamma ne permet pas au progéniteur de s'éloigner de sa zone de formation originelle. A contrario, les sursauts courts étant liés à la coalescence d'objets compacts, le laps de temps entre la formation des étoiles et la survenue du sursaut gamma est beaucoup plus important. Ainsi, leur éloignement de leur zone de formation initiale a le temps de se réaliser. Il ne sont donc pas des traceurs des zones de formations stellaires et interviennent majoritairement dans des zones abritant des populations stellaires relativement vieilles.

De plus, l'association de plusieurs sursauts longs avec des supernovae (GRB980425 détecté par Beppo-SAX Galama et al. (1998) et surtout GRB030329 détecté par HETE Stanek et al. (2003)) apporte de nouveaux arguments sur l'existence de progéniteurs différents entre sursauts courts et sursauts longs. La détection d'une coïncidence entre des signaux d'onde gravitationnelle et des sursauts gamma courts permettrait de confirmer cette différence (voir Abbott et al. (2008) et Abadie et al. (2012)). Ce schéma simple cache cependant de nombreuses discussions portant sur la nature exacte des progéniteurs des sursauts courts comme longs.

La différenciation exacte entre ces deux classes est d'ailleurs elle même sujette à discussion (voir Zhang et al. (2007) et Bromberg et al. (2013)). Ainsi, certains sursauts que l'on qualifie de courts seraient en réalité issus des mêmes progéniteurs que les sursauts longs, une simple coupure à 2 secondes ne produisant pas un échantillon de sursauts dits courts non contaminés par des longs. De même, des sursauts longs pourraient résulter de la coalescence de deux objets compacts présentant un pic principal et une émission étendue. De telles durées pourraient en effet être atteintes en considérant d'autres objets compacts que les étoiles à neutrons, comme par exemple des étoiles à hélium (voir MacFadyen & Woosley (1999)).

Ainsi, nous voyons que la distinction en deux classes n'est pas aussi stricte qu'il y paraît et que la limite à deux secondes, qui est une limite visible dans la distribution bimodale observée des durées, ne représente en définitive pas une exacte limite physique. Le sujet de cette thèse portant exclusivement sur l'étude des sursauts longs, la question de la différenciation entre sursauts courts et sursauts longs peut donc se poser. Néanmoins, cette première approximation restant largement suffisante pour notre étude, nous nous limiterons le plus souvent aux sursauts dont la durée est supérieure à 2 secondes.

1.3.2 Origine de l'émission prompte

Quels que soient les progéniteurs pris en compte, il est généralement admis qu'il résulte de ces derniers un objet compact accréant rapidement de la matière qui provient soit du cœur de l'étoile massive en effondrement, soit du disque d'accrétion résiduel dans le cas de la coalescence de deux objets compacts. L'énergie d'accrétion et/ou de rotation du trou noir permet la formation d'un jet et la conversion de cette énergie en son sein. Ce jet se compose d'un plasma (chaud et/ou magnétisé) opaque au rayonnement. Au cours de sa propagation, l'énergie thermique et/ou magnétique du jet est convertie en énergie cinétique jusqu'à atteindre des vitesses ultra-relatives. Les facteurs de Lorentz des jets sont typiquement compris entre 50 et 500. Or, cette

condition impose une très faible proportion de baryons dans le jet. En effet, nous avons le facteur de Lorentz moyen du jet, Γ , qui s'exprime comme :

$$\Gamma = \frac{E}{mc^2} \quad (1.1)$$

Avec E l'énergie injectée dans le jet, c la vitesse de la lumière dans le vide et m la masse de la matière entraînée. Pour atteindre des facteurs de Lorentz de l'ordre de ceux observés pour les sursauts gamma, il faut donc que la masse de la matière entraînée soit la plus faible possible (de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-4} masses solaires pour obtenir des énergies de l'ordre de 10^{50} à 10^{53} ergs). On parle alors du problème de la contamination baryonique. Il existe actuellement deux possibilités pour apporter une énergie suffisante à la base du jet sans que la proportion de baryons soit trop importante :

- L'annihilation de neutrinos et anti-neutrinos ou annihilation $\nu\bar{\nu}$ qui permet la production d'une composante d'énergie thermique (voir Mochkovitch et al. (1993), Popham et al. (1999) et Zalamea & Beloborodov (2011)).
- La médiation de lignes de champ magnétique ancrées, soit dans le disque d'accrétion, soit dans un trou noir en rotation rapide, qui permet la production d'une composante d'énergie magnétique (voir Blandford & Znajek (1977), Blandford & Payne (1982), Narayan et al. (1992), Lee et al. (2000) et Daigne & Mochkovitch (2002)).

Une fois l'énergie emmagasinée à la base du jet, il reste à accélérer ce dernier. Le mécanisme généralement considéré est l'accélération thermique. On parle alors du modèle de la "boule de feu" (voir Piran et al. (1993) et Daigne & Mochkovitch (1998)). Il reste enfin à convertir l'énergie cinétique contenue dans le jet en photons gamma. Le spectre des sursauts gamma étant non thermique, il faut éviter la dissipation des photons thermiques lorsque le jet devient transparent. On fait alors appel à un réservoir d'énergie, généralement la fraction de baryon contenu dans le jet, qui va permettre le stockage de l'énergie en attendant sa dissipation par émission synchrotron sous forme de photons gamma une fois la transparence du jet atteinte.

Le modèle standard de dissipation de l'énergie contenue dans les baryons est celui des chocs internes. Il identifie l'origine de l'émission prompte comme étant due au différentiel de vitesse existant entre plusieurs couches de matière successives. En effet, les couches les plus rapides finissent par rattraper les couches les plus lentes¹ produisant, lors du contact, des chocs que l'on qualifie d'internes, qui permettent l'accélération d'une partie des électrons qui vont dissiper rapidement l'énergie du jet et produire les bouffées de rayonnements gamma que l'on observe (voir Rees & Meszaros (1994)). Ces multitudes de chocs permettent en particulier d'expliquer l'extraordinaire variété des profils temporels des sursauts gamma et notamment leur grande variabilité comme on peut le constater sur le panel de courbes de lumière de sursauts gamma présenté sur la figure 1.15.

Si ce modèle a depuis longtemps eu les faveurs de la communauté, il connaît cependant certaines difficultés, comme par exemple la faible efficacité de conversion

1. Il s'agit d'une vision simplifiée de la situation. En réalité, le flot de matière dans le jet est continu mais contient des inhomogénéités.

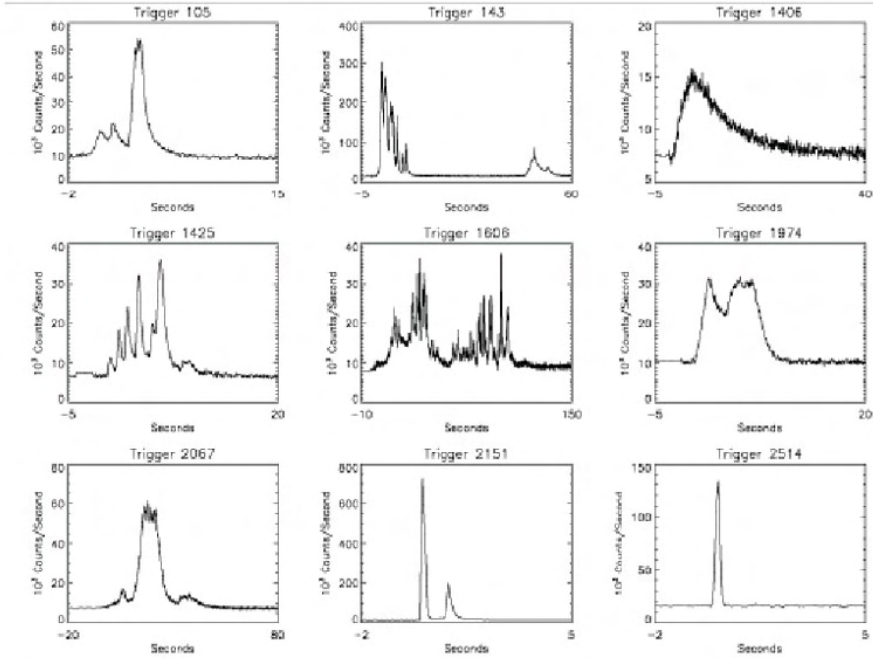


FIGURE 1.15 – Illustration de la diversité des profils temporels des sursauts gamma observé ici par BATSE. Figure extraite de [http : //ned.ipac.caltech.edu/level5/Sept13/Meszáros/Meszáros2.html](http://ned.ipac.caltech.edu/level5/Sept13/Meszáros/Meszáros2.html).

d'énergie ou la dureté de la pente spectrale à basse énergie liée au modèle d'émission synchrotron qui est le modèle d'émission considéré (voir Preece et al. (1998), Ghisellini et al. (2000) et Kaneko et al. (2006)). Des modèles concurrents pour expliquer l'origine de l'émission prompte existent et trouvent un regain d'intérêt ces dernières années. Ils sont principalement répartis en deux classes. Les premiers invoquent la reconnexion magnétique² comme mécanisme de dissipation de l'énergie cinétique du jet permettant l'émission des photons gamma de l'émission prompte (voir Spruit et al. (2001), Lyubarsky (2005), Giannios (2008) et Beniamini & Piran (2014)). Les seconds invoquent l'émission photosphérique ou sub-photosphérique (voir Beloborodov (2010), Toma et al. (2011) et Ito et al. (2013)).

1.3.3 Origine de l'émission rémanente

Quel que soit le modèle considéré pour expliquer l'origine de l'émission prompte, tous s'accordent sur l'existence d'un jet relativiste. Celui-ci va interagir avec le milieu extérieur à bonne distance du moteur central (environ 10^{16} cm comme indiqué sur la figure 1.16). Dans la majorité des modèles actuels, l'émission rémanente trouve son origine dans l'énergie dissipée lors de la décélération de la matière contenue dans le jet. La dissipation de cette énergie et sa conversion en photons par émission synchrotron se réalisent suivant des mécanismes de chocs qui se produisent dans le milieu environnant la source et dans le jet lui même :

- Les chocs externes qui correspondent aux chocs directs entre la matière du jet et le milieu extérieur (voir Mészáros & Rees (1997), Sari (1997) et Sari (1998)).

2. Il existe actuellement deux modèles invoquant la reconnexion, un modèle de reconnexion à grande distance et progressif (Spruit et al. (2001) et Giannios (2008)) et le modèle ICMART (Zhang & Zhang (2014))

- Le choc en retour qui correspond à la frontière entre la matière du jet déjà ralentie par le milieu extérieur et celle qui arrive et n’a pas encore ressenti les effets de ce ralentissement (voir Genet et al. (2007) et Uhm & Beloborodov (2007)).

Si le modèle utilisant l’ensemble chocs externes et chocs en retour a, dans un premier temps, permis une bonne représentation de l’émission rémanente, la découverte de la complexité de cette dernière révélée par Swift a amené à la complexification du modèle (moteur central à l’activité prolongée, géométrie du jet). La réalité des processus physiques à l’origine de l’émission rémanente reste encore sujet à discussion (voir thèse de R. Hascoët pour une discussion sur le sujet Hascoët (2012)). Néanmoins, la forme générale de l’émission rémanente est relativement bien comprise et des modèles de cette dernière existent, largement utilisés par la communauté (voir par exemple Granot & Sari (2002)).

Une question importante concernant l’émission rémanente porte sur la caractérisation du milieu interstellaire environnant les sursauts gamma. Deux cas se présentent dépendant du progéniteur du sursaut gamma. Ainsi, pour les sursauts longs issus de l’effondrement d’une étoile massive de type Wolf-Rayet, on s’attend à un profil de densité correspondant à celui d’un vent stellaire. Ces étoiles éjectent en effet une grande quantité de matière sous forme de vent stellaire en particulier dans les dernières phases de leur vie. Bien que les contraintes sur ces pertes de masse, notamment durant ces dernières phases juste avant l’effondrement de l’étoile et la production du sursaut gamma, soient encore incertaines, le profil résultant est celui d’une densité de matière proportionnelle à l’inverse de la distance au carré.

Pour les sursauts courts, la production du sursaut gamma intervenant bien des années après la fin de vie de l’étoile et sa transformation en un objet compact, le milieu environnant devrait être uniforme. On a ainsi une densité ρ du milieu interstellaire qui peut se mettre sous la forme :

$$\rho = \frac{K}{R^n} \tag{1.2}$$

Avec R la distance par rapport au progéniteur, K et n des constantes qui dépendent de l’environnement du progéniteur. Dans le cas d’un vent stellaire, les valeurs usuelles pour K sont comprises entre $0.5 \cdot 10^{-11} \text{ g.m}^{-1}$ et $5 \cdot 10^{-11} \text{ g.m}^{-1}$ et n vaut 2. Dans le cas d’un milieu uniforme, n vaut 0 et K peut varier sur plusieurs ordres de grandeur en fonction de la position du progéniteur au sein de la galaxie hôte.

La figure 1.16 récapitule les différentes phases du modèle général de l’émission prompte et rémanente des sursauts gamma. On y voit la formation du jet et les chocs internes (pour l’émission prompte) et externes (pour l’émission rémanente).

1.4 Cosmologie

Après avoir présenté les objets astrophysiques que nous allons essayer d’utiliser comme sonde cosmologique, nous allons maintenant présenter le cadre que ces derniers doivent aider à préciser.

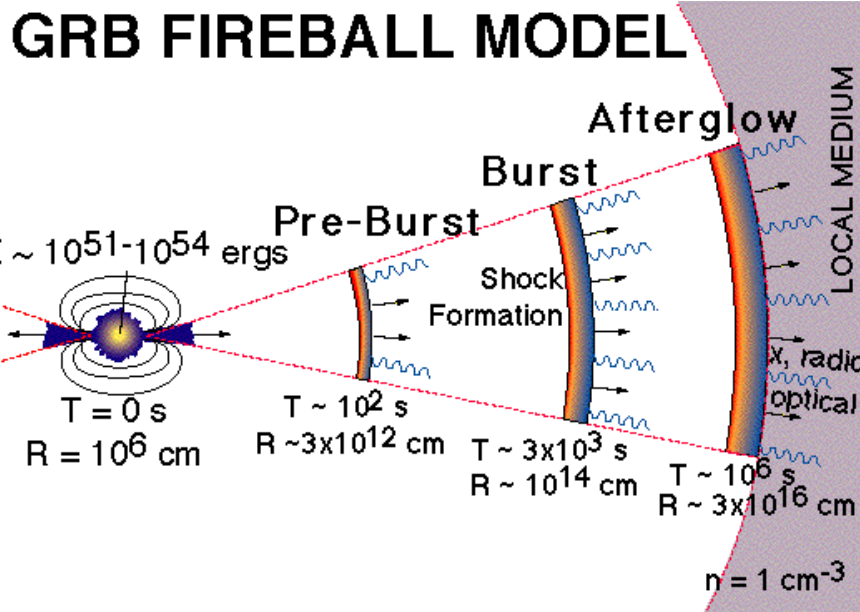


FIGURE 1.16 – Modèle de l'émission prompt et rémanente des sursauts gamma à partir de l'émission d'un jet relativiste par le progéniteur. Image extraite de [http : //www.fe.infn.it/ guidorzi/doktorthese/node19.html](http://www.fe.infn.it/guidorzi/doktorthese/node19.html).

1.4.1 De l'anthropocentrisme à un Univers en expansion

La question de notre origine a, de tout temps, fait partie des questions fondamentales que notre espèce s'est posées. Ainsi, si des représentations de l'Univers existent certainement depuis que l'Homme est doué de conscience, les premières traces qui nous sont parvenues datent des premiers temps de l'invention de l'écriture. Découverte à la même période en Mésopotamie et en Égypte antique, ce nouvel outil inventé par nos ancêtres a permis de garder traces des mythes de création qui peuplaient l'imaginaire de ces peuples. Depuis ces premières cosmogonies, de nombreuses autres sont venues enrichir cette diversité foisonnante de création de l'esprit humain. Ce n'est que durant ces derniers siècles que les croyances ont laissé place à la science et qu'un véritable modèle appuyé par des observations a commencé à naître. C'est ainsi que notre position anthropocentrique a fini par tomber au profit d'un modèle où la Terre n'était plus au centre de l'Univers. Ces premières avancées, que l'on doit, entre autres, à des savants visionnaires comme Johannes Kepler et Galileo Galilei, si elles furent longues et difficiles (il suffit de penser au bûcher sur lequel l'esprit de Giordano Bruno s'est consumé), ont marqué le départ d'une véritable révolution poussant de plus en plus loin l'immensité du Cosmos à mesure que notre compréhension de ce dernier se précisait.

Une fois la rétrogradation de notre planète actée et sa banalité parmi les autres planètes de notre système solaire acceptée, la porte était ouverte à l'imagination d'autres terres, dans d'autres systèmes solaires. On comprit vite que les autres étoiles n'avaient de différent de notre soleil que les distances incroyables qui les séparent de nous. L'espace s'ouvrait et se peuplait à mesure que les moyens d'observations se perfectionnaient. Peu à peu les nébuleuses, simples taches floues dans l'oculaire, prirent la forme de galaxies ; immenses regroupement d'étoiles qui constituent également notre berceau. Si l'idée que de tels regroupements d'étoiles similaires à notre galaxie avait déjà été avancée notamment par Emmanuel Kant qui évoquait en 1755 l'existence de ce qu'il qualifiait d'"Univers-îles" (il est intéressant de noter que la

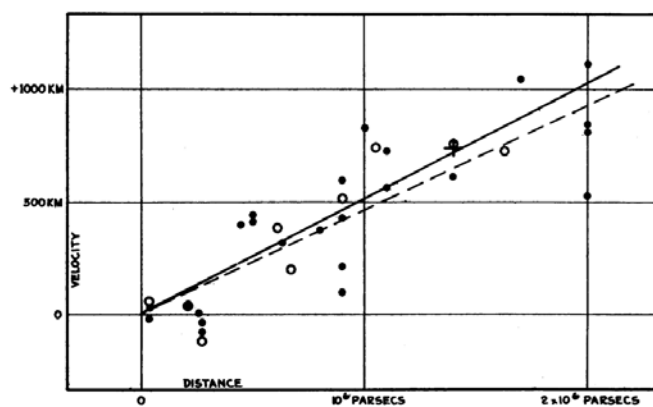


FIGURE 1
Velocity-Distance Relation among Extra-Galactic Nebulae.

FIGURE 1.17 – Diagramme de Hubble original représentant la vitesse d'éloignement des galaxies en fonction de leur distance. Figure extraite de Hubble (1929).

possibilité d'existence d'une multitude de mondes similaires au nôtre avait déjà été évoqué notamment dans le mythe fondateur Mahayana, une branche du bouddhisme Tibétain), cela ne fait qu'un siècle à peine que nous comprenons que la Voie Lactée n'est qu'une galaxie parmi bien d'autres. Ainsi, en 1917, en plein durant la première guerre mondiale, Herbert Curtis estima la distance de la "grande nébuleuse d'Andromède" (M31 suivant le référencement du catalogue établi par Charles Messier au cours du XIXème siècle) en observant que des explosions d'étoiles en son sein se trouvaient être bien plus faibles que dans notre galaxie. La distance alors obtenue, de 150 000 parsecs (1 parsec = 3,26 al soit 3,26 fois la distance parcourue par la lumière en un an) le convainquit de l'existence d'autres galaxies.

Cette découverte fut à l'origine d'un grand débat, au cours de l'année 1920, avec ce dernier et Harlow Shapley comme protagonistes principaux, sur la nature des astres alors qualifiés de nébuleuses. La question fut tranchée quelques années plus tard par Edwin Hubble qui initia une longue liste de découvertes essentielles à nos connaissances actuelles en Astronomie. En utilisant un télescope plus puissant, ce dernier fut en effet capable de résoudre les parties externes de certaines de ces nébuleuses en collections d'étoiles individuelles. Avec la fin de ce débat, l'homme se retrouvait un peu plus seul au milieu de l'immensité d'un cosmos alors perçu comme statique et immuable.

C'est à ce brillant observateur que l'on doit la seconde grande révolution qui a bouleversé notre vision d'un Univers qui nous paraissait pourtant si bien compris. C'est en 1929 qu'il montra que ces gigantesques ensembles d'étoiles, au lieu d'être figés sur la voûte céleste, s'éloignent de l'observateur d'autant plus vite que la distance observateur-galaxie est grande telle que le montre la figure historique extraite des publications d'Edwin Hubble (figure 1.17).

La relation linéaire entre la vitesse de récession, (v), d'une galaxie et la distance observateur-galaxie (d) s'exprime par la relation suivante :

$$v = Hd \quad (1.3)$$

où H est la constante de proportionnalité ou constante de Hubble (en l'honneur de son découvreur).

La vitesse de récession des galaxies induit un décalage vers le rouge (redshift) des fréquences des rayonnements observés. Ainsi, plus une galaxie s'éloigne rapidement de l'observateur, plus son redshift sera important. C'est notamment à partir de telles mesures que Hubble est arrivé aux conclusions que nous avons présentées précédemment.

Le redshift se définit à partir des longueurs d'onde mesurées au niveau de la source (λ_{em}) et observées (λ_{obs}) comme :

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{em}}{\lambda_{em}} = \frac{\lambda_{obs}}{\lambda_{em}} - 1 \simeq \frac{v}{c} \quad \text{pour } v \ll c \quad (1.4)$$

On introduit le paramètre d'échelle, a défini par la relation :

$$z + 1 = \frac{\lambda_{obs}}{\lambda_{em}} = \frac{a_0}{a_{em}} = \frac{1}{a_{em}} \quad (1.5)$$

Le paramètre d'échelle d'aujourd'hui, a_0 , est pris égal à 1 par convention.

1.4.2 Relativité générale : vers une description de l'Univers dans son ensemble

La théorie de la relativité générale : bref descriptif

Depuis que l'homme pense l'Univers, ce dernier a presque toujours été pensé comme statique (il est intéressant de noter, qu'à l'époque médiévale européenne, les populations vivant sur les îles Cook se représentaient l'Univers comme un monde en expansion issu d'un point originel qualifié d'origine de la vie et prenant place à l'intérieur d'une immense coquille d'œuf). C'est pourquoi l'observation de l'expansion de l'Univers vint bouleverser notre vision de ce dernier. Si cette observation ne se fit qu'à la toute fin des années 1930, les outils théoriques étaient déjà en place depuis une quinzaine d'années. Après la relativité restreinte en 1905, Einstein a recherché les moyens de construire une théorie de la gravitation relativiste. En effet, la théorie de Newton suppose que la force gravitationnelle s'exerce de manière instantanée, ce qui entre en conflit avec les enseignements de la relativité restreinte qui impose comme vitesse limite celle de la lumière dans le vide. Ses réflexions et sa collaboration avec Marcel Grossmann et David Hilbert, le conduisirent, en 1915, à la théorie de la relativité générale dont nous fêtons cette année les 100 ans. Cette théorie est fondée sur le principe d'équivalence dont nous allons expliciter le contenu.

Dans une région suffisamment petite de l'espace, un champ de gravitation peut être considéré comme uniforme. Le principe d'équivalence correspond au postulat suivant :

Un observateur dans son laboratoire ne peut faire la différence entre les deux situations suivantes : son laboratoire est soumis à un champ de gravitation uniforme et son laboratoire est soumis à une accélération uniforme.

Cette théorie qui décrit la gravitation doit également décrire l'Univers. Elle permet de relier la géométrie de l'Univers à son contenu en champs et matière suivant l'équation :

$$R_{\mu\nu} - \frac{R}{2}g_{\mu\nu} = 8\pi G \frac{T_{\mu\nu}}{c^4} \quad (1.6)$$

où $g_{\mu\nu}$ et $T_{\mu\nu}$ sont respectivement le tenseur de la métrique et le tenseur énergie-impulsion. R est la courbure de Ricci obtenue par contraction du tenseur de courbure $R_{\mu\nu}$.

Dès 1917, Albert Einstein proposa un modèle cosmologique fondé sur les équations de la relativité générale auquel il ajouta le principe cosmologique. Ce principe exprime le fait que l'Univers est homogène et isotrope à très grande échelle. A partir de ces hypothèses, du fait des forces de gravitation induites par la matière contenu dans l'Univers, ce dernier ne peut être statique. Ceci était en contradiction avec la vision de l'Univers alors en vogue à l'époque qui prônaient l'existence d'un Univers statique et immuable. C'est pourquoi Albert Einstein rajouta un terme à ces équations afin qu'elles puissent rendre compte d'un Univers correspondant à cette vision d'alors. Ce terme, dénommé constante cosmologique, permettait de compenser les effets de la gravitation pour aboutir à un Univers statique.

$$R_{\mu\nu} - \frac{R}{2}g_{\mu\nu} = 8\pi G \frac{T_{\mu\nu}}{c^4} - \frac{\Lambda}{c^2}g_{\mu\nu} \quad (1.7)$$

Un Univers dynamique : les équations de Einstein-Friedman-Lemaître

Cette solution des équations de la relativité générale décrivant un Univers en expansion prévalut quelques années. Mais, rapidement, d'autres solutions furent mises en évidence. Ainsi, Alexander Friedmann, physicien et mathématicien russe, fut le premier à percevoir, dès 1922, que les équations de la relativité générale permettaient de décrire un Univers en évolution. Il publia, en juin 1922, le premier article mentionnant les différentes possibilités d'évolution de l'Univers, dont une en particulier évoquait un Univers en expansion depuis une phase de singularité initiale. Ces résultats, bien que démentis dans un premier temps par Einstein lui même, furent confirmés de manière indépendante par l'abbé belge Georges Lemaître qui, en 1927, décrivit lui aussi un Univers en expansion en partant des équations de la relativité générale. La controverse, d'abord vive, prit fin avec les découvertes observationnelles d'Hubble que nous avons mentionnées précédemment.

Le principe de départ, en sus de la relativité générale, est ce que l'on qualifie de principe cosmologique. Il exprime le fait que l'Univers est homogène et isotrope à très grande échelle. On peut montrer que, dans ces conditions, il n'existe que trois formes de métrique³ dites de Friedman-Lemaître-Robertson-Walker (ou FLRW) possibles :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right) \quad (1.8)$$

où k prend les valeurs suivantes : $k = -1, 0$ et 1 respectivement pour une métrique ouverte, plate et fermée. Dans cette métrique, t est le temps et r, θ, ϕ les coordonnées spatiales co-mobiles. c est la vitesse de la lumière dans le vide et $a(t)$ le paramètre d'échelle à l'instant t .

3. Il s'agit d'un système de coordonnées dans un espace-temps à plusieurs dimensions, quatre dans le cadre de la relativité générale

A partir des équations d'Einstein, d'une métrique et des hypothèses sur le contenu en champs et en matière de l'Univers, il est possible d'obtenir les deux équations suivantes qui décrivent la dynamique et la géométrie de l'Univers. Pour plus de détails sur les passages rapides entre les diverses équations, le lecteur est renvoyé à Weinberg (2008) qui détaille de manière claire toute cette partie :

$$\begin{cases} \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 &= \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} = H^2 \\ \frac{\ddot{a}}{a} &= -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + \frac{3P}{c^2}\right) + \frac{\Lambda c^2}{3} \end{cases} \quad (1.9)$$

Avec $a(t)$ le facteur d'échelle, k le paramètre de courbure, G la constante de gravitation, ρ et P la densité et pression des constituants de l'Univers.

La densité critique de l'Univers, ρ_c ou densité d'un Univers plat ($k = 0$) est égale à :

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (1.10)$$

Les paramètres cosmologiques sont définis de la façon suivante :

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c} \quad (1.11)$$

où ρ_i est la densité d'un constituant de l'Univers.

On peut ainsi définir les paramètres cosmologiques suivants :

- $\Omega_m = \frac{\rho_m}{\rho_c} = \frac{8\pi G\rho}{3H^2}$ qui représente le contenu en matière de l'Univers avec ρ_m la densité de matière baryonique.
- $\Omega_k = -\frac{kc^2}{H^2 a^2}$ qui représente la courbure de l'Univers.

L'équation se résume alors à la forme :

$$\Omega_m + \Omega_k = 1 \quad (1.12)$$

Cette équation décrit un Univers dont l'histoire dépend du contenu en matière et champs et a abouti à la mise en évidence théorique d'un Univers en expansion.

1.4.3 Des découvertes inattendues au modèle standard d'aujourd'hui

Des découvertes autant fortuites qu'inattendues :

Une fois l'expansion de l'Univers actée tant théoriquement qu'observationnellement, commença alors à se construire le modèle cosmologique standard que nous utilisons encore aujourd'hui et que l'on nomme couramment Big Bang. Plusieurs confirmations de ce modèle furent apportées durant la seconde moitié du vingtième siècle, comme notamment la découverte fortuite du fond diffus cosmologique par Arno Allan Penzias et Robert Woodrow Wilson en 1964, validant alors les prévisions théoriques quant à l'existence d'un tel fond diffus cosmologique établies par Ralph Alpher, Robert Herman et George Gamow à la fin des années 1940. Cette preuve observationnelle de l'existence d'une expansion de l'Univers est le résultat du découplage entre matière baryonique et photons survenu environ 300 000 ans après les premières phases d'expansion à partir d'une singularité initiale. Cette "première lumière" de l'Univers, recueillie dans le domaine radio à 2,7 degrés Kelvin, a également permis de confirmer l'hypothèse d'isotropie et d'homogénéité de l'Univers à grande échelle avec des variations sur l'ensemble du ciel inférieures aux micro Kelvin (en effet des variations de l'ordre du micro Kelvin correspondent à des $\frac{\delta T}{T}$ de l'ordre de 10^{-5}). Les hypothèses de bases du modèle ainsi que les premières prédictions se virent ainsi confortées, renforçant grandement sa crédibilité.

Des découvertes inattendues vinrent cependant bouleverser notre vision de l'Univers tout en s'inscrivant dans le cadre théorique précédemment défini. Ainsi, la mise en évidence en 1959 par Louise Volders de la rotation anormale de la galaxie spirale du triangle (M33) vint apporter la preuve de l'existence d'une matière jusqu'alors inconnue que l'on qualifia de matière noire. Cette dernière, dont l'existence fut avancée par l'astrophysicien américano-suisse Fritz Zwicky en 1933 mais qui ne fut guère suivi à l'époque, se vit confirmée par la mesure de courbes de rotation anormales sur un nombre de galaxies de plus en plus important au cours des années 1970.

Ainsi, comme nous le montre la figure 1.18, la courbe de rotation mesurée (ici le cas de NGC3198) ne correspond pas à la courbe de rotation attendue en considérant uniquement la matière baryonique contenu dans la galaxie (courbe correspondant à la contribution du disque sur la figure 1.18). La théorie prédit, en effet, que pour les galaxies dont la masse est en majeure partie concentrée dans le bulbe central, après une forte croissance, la vitesse de la galaxie décroît suivant un facteur en $1/r^2$. Cette décroissance s'explique par l'éloignement par rapport à la concentration principale en masse. Or, c'est un palier qui est observé avec une vitesse qui reste constante lorsque l'on s'éloigne du centre de la galaxie. Cette observation ne peut alors s'expliquer que par la présence d'un halo de matière invisible, sensible à l'interaction gravitationnelle, dont la nature reste à ce jour inconnue et que l'on qualifie de matière noire. La confirmation de l'existence de cette matière noire a obligé la communauté à la prise en compte de cette dernière dans le modèle du Big Bang en introduisant un paramètre qui définit sa proportion dans le contenu actuel de l'Univers (voir état des lieux du modèle avec Planck). Ainsi l'introduction de cette quantité dans le modèle standard se fait sans modification importante. Le terme représentant le contenu en matière de l'Univers est ainsi divisé entre matière baryonique et matière noire soit :

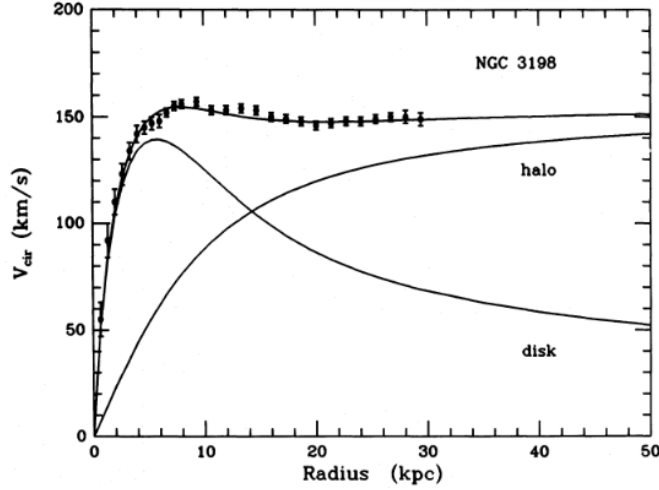


FIGURE 1.18 – Courbe de rotation de la galaxie spirale NGC3198. On peut constater la contribution liée à la matière baryonique contenu dans le disque qui décroît en $1/r^2$ après une phase de croissance et la contribution du halo de matière noire nécessaire pour expliquer les mesures de vitesse de rotation en fonction de la distance. Figure extraite de van Albada et al. (1985).

$$\Omega_m = \frac{8\pi G \rho_m}{3H^2} = \frac{8\pi G}{3H^2}(\rho_b + \rho_{mn}) = \Omega_b + \Omega_{mn} \quad (1.13)$$

Avec ρ_m , ρ_b et ρ_{mn} les densités respectivement de matière, de matière baryonique et de matière noire.

Enfin, plus récemment, le dernier des ingrédients essentiels au modèle actuel a été mis en évidence. Il s'agit de la découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers en 1998 par les équipes internationales du Supernova Cosmology Project menée par Saul Perlmutter et du Supernova Cosmology Project menée par Brian P. Schmidt et Adam Riess. Cette accélération de l'expansion, déduite des mesures de magnitude des supernovae de type Ia, dont nous reparlerons par la suite, est contraire à l'évolution attendue du modèle en vigueur qui prédisait une expansion décélérée. Cette nouvelle découverte observationnelle aboutit à l'introduction d'un nouveau fluide dont l'effet, opposée à celle de la gravité, a pour effet d'accélérer l'expansion de l'Univers. Ce fluide, appelée énergie noire, joue un rôle similaire à la constante cosmologique introduite en 1917 par Einstein pour obtenir un Univers statique.

L'ère de Planck :

La prise en compte de toutes ces observations dans le modèle standard cosmologique a abouti à la modification des équations d'Einstein-Friedmann-Lemaître avec la prise en compte d'un terme lié à l'expansion de l'Univers et d'une quantité de matière non-baryonique. L'équation décrivant le modèle λ CDM peut alors se mettre sous la forme :

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1 \quad \text{ou} \quad \Omega_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{3H^2} \quad (1.14)$$

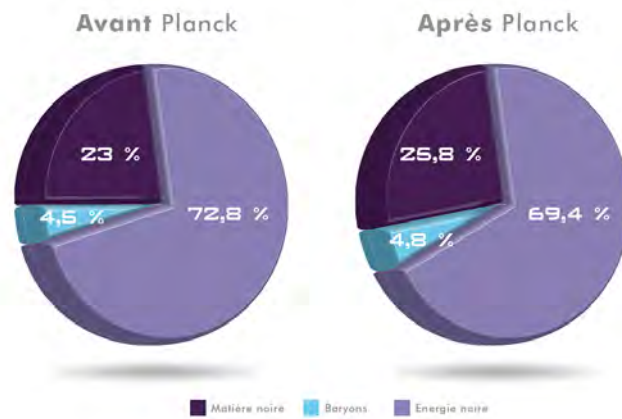


FIGURE 1.19 – Présentation du contenu de l’Univers issue du site internet [http : //lastronomieselaraconte.fr/pages/cmb](http://lastronomieselaraconte.fr/pages/cmb) qui présente la composition de l’Univers avant les résultats de Planck et après ces derniers.

Avec les trois paramètres cosmologiques considérés actuellement qui se définissent comme :

- $\Omega_m = \frac{8\pi G\rho}{3c^2 H^2}$ qui représente le contenu en matière (noire et baryonique) de l’Univers.
- $\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{3H^2}$ qui représente le contenu en énergie noire de l’Univers.
- $\Omega_k = -\frac{kc^2}{H^2 a^2}$ qui décrit la courbure de l’Univers.

Les études les plus récentes portant sur le fond diffus cosmologique ont permis de déterminer avec une très grande précision les valeurs de ces paramètres. Succédant à COBE (lancé le 18 Novembre 1989) et WMAP (lancé en Juin 2001), le satellite Planck (lancé le 14 Mai 2009) a permis de dresser une carte très précise du fond diffus cosmologique et des anisotropies en son sein. Les résultats, présentés dans Planck Collaboration et al. (2014) et Planck Collaboration et al. (2015), nous donnent la vision d’un Univers constitué à 4,8% de matière baryonique, 25,8% de matière noire et 69,4% d’énergie noire comme l’illustre la figure récapitulative 1.19. Nous nous retrouvons ainsi dans un univers plat, le paramètre de courbure étant presque égal à 0 (nous avons en effet, avec les derniers résultats de Planck Planck Collaboration et al. (2015), une valeur de ce paramètre qui est de - 0,005 avec une erreur positive à 95% de 0,016 et négative de 0,017). En effet, de part l’équation précédente, le contenu en énergie et en matière représentant une somme totale de 100% le terme en Ω_k devient quasi nul. La valeur de la constante de Hubble tirée de ces mesures est fixée à $67,8 \text{ km.s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$. Ces dernières valeurs sont donc celles adoptées par le modèle standard en cosmologie, cadre dans lequel nous nous placerons pour le reste de cette étude.

Nous considérerons par la suite les valeurs suivantes pour les paramètres cosmologiques :

- $\Omega_\Lambda = 0.7$
- $\Omega_m = 0.3$
- $\Omega_k = 0$

– $H_0 = 70 \text{ km.s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$

Ces valeurs constituent des approximations des paramètres cosmologiques du modèle standard. Toutefois, elles restent largement suffisantes pour le niveau de précision que le calcul des différents paramètres exige et elles permettent la comparaison avec la majorité des études publiées dans le domaine qui utilisent pour la plupart ces valeurs.

Maintenant que nous avons posé les bases du modèle cosmologique utilisé, nous allons préciser les notions de distance en cosmologie et faire le lien entre ces dernières et la détermination des paramètres cosmologiques par l'intermédiaire du diagramme de Hubble.

1.4.4 Distance radiale et paramètres cosmologiques

Une fois le modèle précisé, nous allons définir la notion de distance radiale et la relier aux paramètres cosmologiques. En effet, nous verrons par la suite comment la mesure des distances des objets astrophysiques permet d'obtenir des informations sur la cosmologie. Pour cela, considérons un photon émis par un objet astrophysique et reçu par l'observateur. Par définition, ce dernier se propage le long d'une géodésique soit $ds^2 = 0$. Pour alléger les formules, nous considérerons ϕ et Θ constants le long de cette dernière, le principe restant le même. Nous avons alors :

$$\frac{cdt}{a(t)} = \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} \quad (1.15)$$

Intégrons maintenant les deux membres de l'équation. Pour le membre de gauche, cela revient à intégrer entre le temps d'émission du photon, t_e et le temps auquel ce dernier est reçu par l'observateur, t_0 . Pour le membre de droite, cela revient à considérer l'intégration entre 0 et ce que l'on définit comme la distance radiale entre les deux objets D_r . Nous avons ainsi :

$$\int_{t_e}^{t_0} \frac{cdt}{R(t)} = \int_0^{D_r} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} \quad (1.16)$$

De cette équation découle l'expression de la distance radiale :

$$D_r = \frac{c}{H_0 \sqrt{|\Omega_k|}} S_k \left(\sqrt{|\Omega_k|} \int_z^0 \frac{du}{\sqrt{E(u)}} \right) \quad S_k = \begin{cases} \sin x & k > 0 \\ x & k = 0 \\ \sinh x & k < 0 \end{cases} \quad (1.17)$$

Avec H_0 la valeur de la constante de Hubble et $E(z)$ est une fonction des paramètres cosmologiques définis par la relation :

$$E(z) = \Omega_m(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda \quad (1.18)$$

Nous voyons ainsi apparaître le lien entre la distance radiale et les paramètres cosmologiques.

Maintenant que nous avons défini la distance radiale, nous allons faire le lien avec les différentes distances qu'il est possible de définir. En effet, à ces échelles, l'expansion de l'Univers a pour conséquence une différenciation des distances classiquement définies qui se réduisent à une seule et même valeur lorsque nous passons dans le cadre classique.

Une de celles-ci est la distance de luminosité, D_L . Elle exprime la distance d'un objet astrophysique à partir de la quantité de lumière que l'on en reçoit. Pour une source de luminosité L , dont on reçoit un flux F , la distance de luminosité est telle que :

$$F = \frac{L}{4\pi D_L^2} \Rightarrow D_L = \frac{L}{4\pi(a_0 r)^2(1+z)^2} \quad (1.19)$$

Un facteur $(1+z)$ provient de la dilatation du temps entre la source et l'observateur et le second facteur du décalage vers le rouge des sources lointaines. a_0 est la valeur au temps de l'observateur du facteur d'échelle généralement normalisée à 1. Cette expression permet de relier distance de luminosité et distance radiale :

$$D_L = D_r(1+z) \quad (1.20)$$

La différence d'un facteur $1+z$ provient du phénomène de dilatation temporelle. En effet, des photons émis lors d'un intervalle de temps donné sont reçus avec un intervalle de temps plus long d'un facteur $1+z$.

Une troisième distance se réfère au diamètre angulaire d'un objet Θ dont on connaît la dimension réelle d . On a alors la distance (de diamètre) angulaire D_a qui se définit comme étant :

$$D_a = \frac{d}{\Theta} \quad (1.21)$$

Il est possible de relier cette distance à la distance de luminosité :

$$D_L = D_a(1+z)^2 \quad (1.22)$$

Le premier facteur $1+z$ est associé au phénomène de décalage spectral en cours de propagation faisant diminuer l'énergie des photons et donc la luminosité apparente à la réception des photons, et l'autre facteur $1+z$ est imputable à la dilatation de l'intervalle de temps entre la réception et l'émission.

Nous voyons ainsi que l'ensemble de ces distances sont équivalentes lorsque le redshift est voisin de 0.

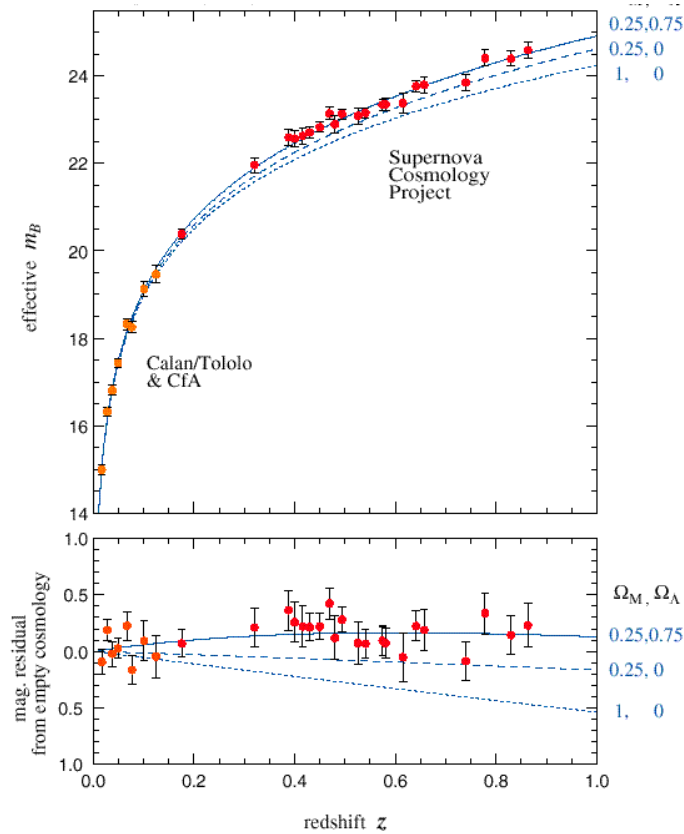


FIGURE 1.20 – Diagramme de Hubble représentant la magnitude des SNIa en fonction du redshift. Chaque tracé correspond à des valeurs différentes pour les paramètres cosmologiques. les points de données permettent de déterminer quel est le modèle qui s'accordent le mieux avec les observations. Ici, c'est un modèle avec des paramètres cosmologiques correspondant à un Univers en expansion accélérée qui est privilégié. Figure extraite de Knop et al. (2003).

1.4.5 Diagramme de Hubble et paramètres cosmologiques

Le tracé du diagramme de Hubble reliant d'un côté le redshift à l'une des définitions de la distance permet de contraindre les paramètres cosmologiques en utilisant l'expression de la distance de luminosité. La forme du tracé d'une courbe théorique dans le diagramme de Hubble dépend des valeurs considérées pour les paramètres cosmologiques. C'est ce qui est représenté sur la figure 1.20 avec un exemple issu des mesures d'un des projets ayant abouti aux conclusions d'un Univers en expansion accélérée. Nous voyons donc comment, à partir de mesures des distances (angulaire, de luminosité,...), il est possible d'obtenir des informations sur le contenu de l'Univers. Nous allons maintenant voir comment les sursauts gamma peuvent être utilisés dans ce cadre et pourquoi ils présentent un intérêt comparativement à d'autres sources astrophysiques.

1.5 Utilisation en cosmologie

Dans cette partie, nous allons faire le lien entre les objets astrophysiques étudiés, les sursauts gamma, et le cadre dans lequel leur étude s'inscrit, la cosmologie. Après avoir fait l'historique et expliqué ce que l'on pense être la nature de ces sources astrophysiques, nous allons voir en quoi ces dernières peuvent apporter des informations importantes sur l'histoire et le contenu de l'Univers.

1.5.1 Qu'est ce qu'une chandelle standard ?

Depuis les débuts de l'astrophysique moderne, la question de la détermination des distances s'est toujours posée. Dans notre galaxie, de telles mesures sont possibles directement en utilisant la méthode des parallaxes (la parallaxe mesure le déplacement angulaire apparent des étoiles proches sur le fond des étoiles lointaines. Ce déplacement trouve son origine dans le mouvement de la Terre autour du Soleil ce qui définit la base maximale utilisable pour la parallaxe qui correspond à deux fois la distance entre la Terre et le Soleil). C'est notamment le but de la mission d'astrométrie Gaïa récemment mise en orbite. Mais pour mesurer des distances plus importantes, il est nécessaire d'utiliser des indicateurs de distances indirects. C'est ici que la notion de chandelle standard entre en jeu. L'idée sous-jacente est l'utilisation d'objets lointains standardisés (c'est à dire de luminosité intrinsèque connue) comme indicateurs de distance. Il est alors possible de déterminer la distance de ceux-ci en mesurant leur luminosité apparente. Une exemple d'indicateurs de distances indirect est les céphéides, étoiles dont l'éclat varie régulièrement de manière connue. un autre est les supernovae de type Ia pour les raisons que nous évoquerons par la suite. Ces dernières sont les plus intéressantes car elles permettent d'accéder à un domaine en redshift important. La mesure de leur magnitude en fonction du redshift a permis de faire des découvertes majeures en cosmologie.

La figure 1.21 présente les principaux moyens de mesure des distances et les portions d'Univers auxquelles ils permettent d'accéder. Les indicateurs se divisent en deux catégories. Les premiers, que l'on peut qualifier de directs, sont ceux pour lesquels la mesure de la distance réalisée est absolue. C'est notamment le cas de la mesure de la parallaxe ainsi que celles réalisées grâce au radar. La seconde classe se compose des indicateurs de distance indirects. Pour ces derniers, la mesure de distance obtenue est relative. Elle se fait par rapport à une référence qu'il est nécessaire de déterminer au préalable. Ainsi, les indicateurs de distance indirects doivent

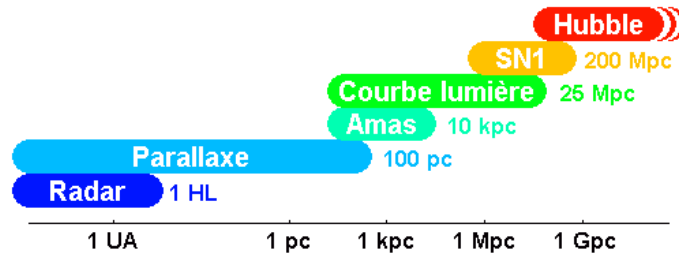


FIGURE 1.21 – Échelle des indicateurs de distance. Image extraite de https://media4.obspm.fr/public/FSU/pages_aistance/introduction-distance.html.

être calibrés pour être utilisés. Cela est notamment le cas des amas d'étoiles, des supernovae de type Ia et des céphéides.

Prenons l'exemple des céphéides. Ces dernières sont des étoiles variables dont les variations d'éclat peuvent être prédites. Il est toutefois nécessaire de connaître la valeur intrinsèque de leur éclat pour être capable de déterminer, en partant du flux reçu, la distance de ces dernières. C'est pourquoi il est nécessaire d'utiliser de manière croisée les différents indicateurs de distance.

Comme nous pouvons le constater sur la figure 1.21, la domaine en distance accessible aux différents indicateurs de distances se recourent. Cela permet de calibrer un indicateur de distance à l'aide d'un autre indicateur. Ainsi, la mesure de la parallaxe permet de calibrer des indicateurs de distances indirects comme par exemple les amas ou les courbes de lumière des étoiles variables telles que les Céphéides qui permettent d'accéder à des domaines en distance plus grands. Ces premiers indicateurs de distance indirects, une fois calibrés, pourront être utilisés pour la calibration de nouveaux indicateurs de distance capable d'aller encore plus loin vers les origines de l'Univers. La calibration des supernovae de type Ia, que l'on peut observer à la même distance que certaines Céphéides, est ainsi possible grâce à la distance fournie par ces dernières. Le schéma peut alors se répéter, de proche en proche, tant que des indicateurs de luminosité indirects sont disponibles. C'est pourquoi le terme d'échelle de distance est particulièrement approprié. Pour passer à l'étage supérieur, il est nécessaire d'utiliser les barreaux précédents de l'échelle et progressivement, franchir toutes les étapes qui jalonnent le parcours.

C'est le même principe qui peut être utilisé pour la calibration des sursauts gamma en utilisant les supernovae de type Ia afin de calibrer la distance lumineuse de ces derniers. Il est toutefois important de garder en tête que ces sources astrophysiques, bien que standardisées, peuvent présenter une évolution avec le temps et donc aux échelles de distance cosmologiques. Cela peut être dû notamment aux évolutions des conditions régnant dans le milieu environnant. Avant de présenter les méthodes de standardisation des sursauts gamma, nous allons nous arrêter quelques instants sur les supernovae de type Ia et les découvertes qu'elles ont permis de réaliser.

1.5.2 Les supernovae de type Ia

Ces explosions célestes sont observées depuis les premiers temps de l'astronomie. Ainsi, la première mention clairement identifiée de l'observation d'un tel phénomène est à mettre au crédit des astronomes chinois qui ont observé et reporté par écrit l'observation d'une "étoile invitée" près de l'étoile Alpha Centauri en 185 de notre ère. Depuis lors, de nombreuses observations de ces phénomènes ont été réalisées et

leur classification faite suivant des critères spectraux. Ainsi, la classe I diffère de la classe II de par l'absence de raie d'hydrogène dans les spectres des supernovae de la classe I, tandis que le a signifie la présence de silicium dans le spectre. Depuis, cette classification a été reliée à la nature du progéniteur. Les supernovae de type Ib, Ic et II sont dites à effondrement de coeur et tirent leur origine de l'effondrement du coeur d'une étoile massive (masse totale de l'étoile supérieure à 8 masses solaires). Les supernovae de type Ia sont dites thermonucléaires et tirent leur origine de l'accrétion de matière par une naine blanche conduisant au dépassement par cette dernière de la limite de Chandrasekhar. Cette limite, établie par Chandrasekhar en 1930, correspond à la masse maximale au delà de laquelle la pression de dégénérescence des électrons ne permet plus de compenser l'extrême force gravitationnelle engendrée par une telle concentration de matière. Cette masse, correspondant à environ 1.44 fois la masse du soleil, est une limite physique qui ne peut être, en règle générale, dépassée. Ainsi, les supernovae de type Ia se produisent-elles presque toujours dans les mêmes conditions. Cela leur confère donc une luminosité quasiment identique permettant de les utiliser en tant que chandelles standard. Leur magnitude absolue est ainsi remarquablement constante : $M_v = -19.48 \pm 0.20$.

Il est alors possible, grâce à ces dernières, de prolonger le diagramme de Hubble jusqu'à des redshifts de 1.0 (voir figure 1.20). L'information alors obtenue permet de remonter à la composition de l'Univers, sa géométrie et sa dynamique. C'est une telle étude qui a permis de mettre en évidence l'accélération de l'expansion de l'Univers en 1998, découverte récompensée par le prix Nobel de physique 2012.

1.5.3 L'apport des sursauts gamma et les contraintes liées

Nous l'avons vu, la mesure du redshift a permis d'établir la nature extragalactique des sursauts gamma. Ces derniers sont même les événements transitoires les plus lumineux que l'on connaisse aujourd'hui dans l'Univers. Ces objets astrophysiques présentent donc des caractéristiques intéressantes pour leur utilisation en cosmologie.

L'avantage que présentent les sursauts gamma par rapport aux supernovae de type Ia est le domaine en redshift couvert. Si le domaine d'observation des supernovae de type Ia s'étend jusqu'à des redshifts de 1.5, celui des sursauts gamma est bien plus étendu. Il s'étend en effet de notre relativement proche voisinage avec des sursauts détectés à des redshifts inférieurs à 0.1 (soit environ 450 Mpc) jusqu'à l'observation de monstres lointains comme par exemple GRB090429B, le sursaut le plus lointain observé par Swift à un redshift (photométrique) $z = 9.2$ (voir Cucchiara et al. (2011) et table de Greiner <http://www.mpe.mpg.de/jcg/>).

La figure 1.22 présente la fonction de répartition en redshift des supernovae de type Ia comparée à celle des sursauts gamma. On peut voir clairement l'extension du domaine en redshift et donc du volume d'Univers observable permis par ces objets astrophysiques. Ces derniers permettent donc d'accéder aux valeurs des paramètres cosmologiques dans des régions inaccessibles à la plupart des autres observables. Cependant, une étape préalable s'avère indispensable. Il s'agit de la standardisation des sursauts gamma afin de pouvoir en connaître la luminosité intrinsèque. Or, si la physique à l'origine des supernovae de type Ia est bien comprise, cela n'est pas encore le cas de la physique à l'origine des sursauts gamma (c'est en particulier le cas pour l'émission prompte en gamma). Il s'agit d'une des différences d'importances entre ces deux objets astrophysiques.

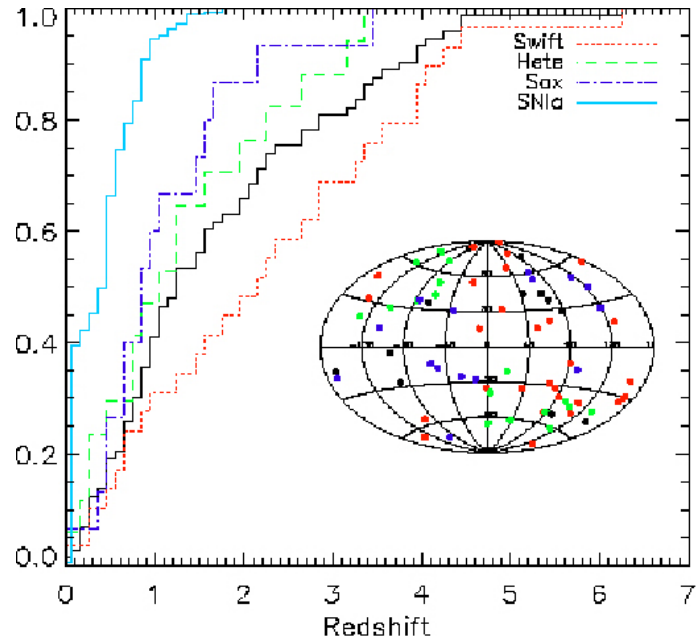


FIGURE 1.22 – Fonction de répartition en redshift des sursauts gamma comparée à celle des supernovae de type Ia (2006). Figure extraite de Ghirlanda et al. (2006).

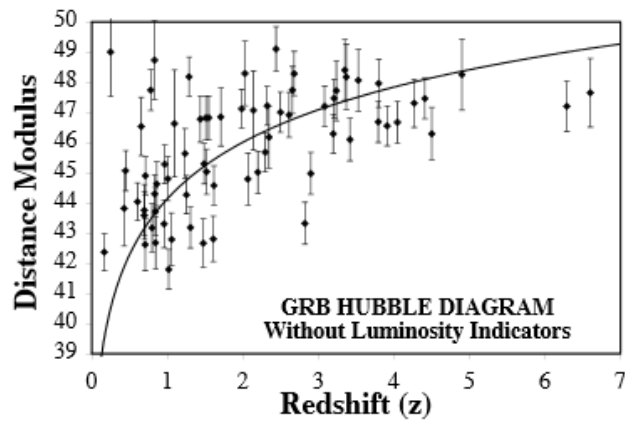


FIGURE 1.23 – Position des sursauts gamma dans le diagramme de Hubble en considérant leur luminosité constante suivant le même principe que les SNIa Schaefer & Collazzi (2007).

Une première solution consiste à considérer que les sursauts gamma présentent tous la même luminosité intrinsèque comme cela est le cas pour les supernovae de type Ia. En faisant cette hypothèse, il est possible de placer les sursauts gamma dans le diagramme de Hubble. La figure 1.23 présente le résultat obtenu. Nous pouvons clairement voir que cette dernière est irréaliste puisque les sursauts gamma se placent en ordre dispersé dans le diagramme de Hubble. Ce fait trouve une explication naturelle dans l'extrême diversité des luminosités intrinsèques des sursauts gamma puisque ces dernières s'étendent sur plusieurs ordres de grandeur entre 10^{50} erg.s⁻¹ et 10^{55} erg.s⁻¹. La standardisation de ces objets astrophysiques ne peut donc se faire aussi simplement que celle des supernovae de type Ia.

Comment alors standardiser les sursauts gamma puisque leur diversité ne permet pas d'espérer l'existence d'une luminosité intrinsèque constante ? Il faut, pour cela, être en mesure de remonter à la luminosité d'un sursaut gamma par l'intermédiaire d'un paramètre indépendant de la cosmologie. Cette quantité servira alors d'étalon de luminosité permettant de définir la distance lumineuse de ces objets et de les placer sur le diagramme de Hubble. C'est la recherche de ces observables qui est le sujet de la partie suivante et qui constitue de manière générale la trame de cette thèse.

1.5.4 La standardisation des sursauts gamma

La première mesure du redshift d'un sursaut gamma a permis d'accéder aux propriétés intrinsèques de ces objets astrophysiques. Il est alors envisageable de relier la luminosité intrinsèque des sursauts gamma à une autre de leurs propriétés indépendante de la cosmologie. Nous allons commencer par présenter brièvement les relations qui ont été établies depuis le début des années 2000 avant de détailler ces dernières au fil des différents chapitres à venir.

Comme nous l'avons dit précédemment, elles ont toutes pour but de relier les observables à la luminosité intrinsèque des sursauts et peuvent se diviser principalement en trois catégories :

- les relations spectrales qui relient la luminosité isotropique ou l'énergie isotropique des sursauts gamma à un paramètre caractéristique du spectre du sursaut.
- les relations temporelles qui relient cette luminosité à un paramètre extrait de la courbe de lumière des sursauts gamma.
- les relations temporelles et spectrales qui utilisent à la fois les paramètres spectraux, temporels et la luminosité intrinsèque.

Parmi ces trois types de relations, les relations spectrales sont certainement les plus intéressantes. Elles sont historiquement parmi les premières découvertes avec la relation entre l'énergie du maximum d'émission des sursauts gamma (E_{pi}) et leur énergie isotropique E_{iso} (ces grandeurs seront définies par la suite), découverte par Amati et al. (2002), (voir figure 1.24) et celle reliant E_{pi} à la luminosité isotropique L_{iso} mise en évidence par Yonetoku et al. (2004). Par ailleurs, ce sont les mieux définies. En effet, parmi toutes les relations visant à standardiser les sursauts gamma, ce sont celles pour lesquelles l'échantillon de sursauts permettant de les définir est le plus grand, avec par exemple plus d'une centaine de sursauts gamma pour E_{iso} mais aussi celles pour lesquelles la dispersion de la relation est la plus faible. Ce dernier point est très important car plus la relation est étroite, plus les contraintes sur les paramètres cosmologiques pourront être fortes, cela rapprochant d'autant plus les

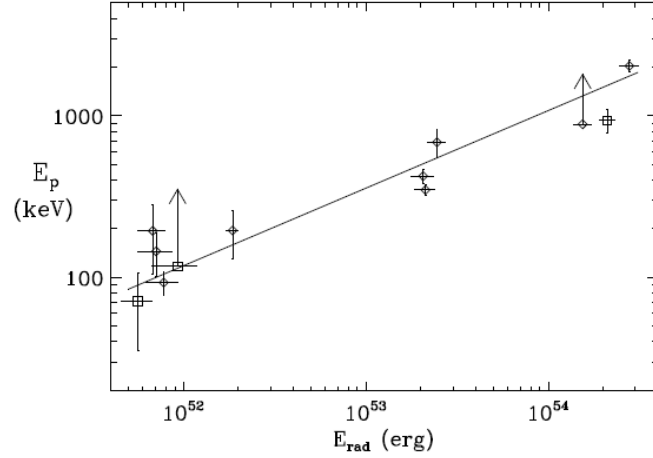


FIGURE 1.24 – Figure tirée de Amati et al. (2002) présentant la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ que l'on peut qualifier d'historique.

sursauts gamma d'une chandelle standard parfaite. Ce sont donc les plus utilisées par la communauté.

1.5.5 Une standardisation remise en question

Toutefois, le tableau est loin d'être aussi parfait, car ce sont également les plus discutées. Les controverses sur la réalité de ces relations sont toujours d'actualité. Elle porte principalement sur la plus ancienne et la mieux définie des deux, celle découverte par Amati en 2002 et mettant en jeu E_{iso} . Ainsi, depuis une première mise en cause de cette relation dans un article de Nakar et Piran quelques années seulement après sa découverte (Nakar & Piran (2005)), plusieurs autres équipes ont également remis en cause la relation (Band & Preece (2005), Schaefer & Collazzi (2007), Goldstein et al. (2010), Collazzi et al. (2012)). D'un autre côté, d'autres équipes argumentent en sa faveur et l'utilisent pour déterminer les paramètres cosmologiques (Amati (2006b), Amati (2006a), Amati et al. (2008), Ghirlanda et al. (2008), Krimm et al. (2009), Yonetoku et al. (2010), Nava et al. (2012)).

On a donc un clivage de la communauté en deux groupes. Les premiers pensent que la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ est affectée par des effets de sélection dûs aux limites actuelles de nos instruments tandis que les seconds pensent que ces effets, s'ils existent, ne jouent qu'un rôle marginal et ne peuvent à eux seuls expliquer l'existence de la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. De plus, d'un point de vue théorique, il paraît difficile que les deux corrélations puissent exister. En effet, si la relation mettant en jeu la luminosité isotropique est réelle, l'énergie isotropique revenant à intégrer la luminosité sur toute la durée du sursaut, la relation mettant en jeu cette dernière n'en est pas le résultat physique naturel.

Nous commencerons dans le chapitre 2 par la description des propriétés spectrales des sursauts gamma, passage obligatoire avant l'étude des relations spectrales. Le détail de la controverse touchant la première d'entre elles, la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$, et la réponse que nous y apportons, sera l'objet du chapitre 3.

L'autre relation spectrale n'a pas fait l'objet d'aussi vives controverses. Cela tient au fait qu'elle est moins utilisée que la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ de par sa plus grande dispersion. Nous consacrerons toutefois le chapitre 4 à son étude en partant d'une

nouvelle définition de la luminosité. Nous étudierons alors les effets de sélection l'impactant pour déterminer si cette dernière est utilisable pour la cosmologie.

Le chapitre 5 exposera les détails des effets de sélection en étudiant notamment le lien entre l'émission prompte et l'émission rémanente. Ce lien aura un rôle important à jouer pour expliquer les sélections à l'œuvre concernant la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$.

Si les relations temporelles n'ont pas été autant sujettes à une remise en question que les relations spectrales, il conviendra tout de même de les étudier en détail pour vérifier que des effets de sélection ne sont pas à l'œuvre et évaluer la potentialité de leur utilisation en cosmologie. De plus, récemment des voix discordantes concernant notamment la relation entre le délai spectral et L_{iso} sont venues mettre en doute la réalité de cette relation Bernardini et al. (2015). Nous nous attacherons dans le chapitre 6 à corroborer ou non ces dernières affirmations. Cela sera également l'occasion d'une étude plus approfondie de la distribution des délais spectraux car, nous le verrons, cette distribution a une implication forte dans la réalité de la relation entre délai spectral et L_{iso} . Elle présente par ailleurs un intérêt pour l'étude des propriétés physiques de l'émission prompte.

Enfin, dans la conclusion, nous ferons un bilan succinct des résultats obtenus et discuterons plus généralement de l'utilisation des sursauts gamma en cosmologie.

Chapitre 2

Propriétés spectrales des sursauts gamma et grandeurs liées

Avant de commencer l'étude des relations spectrales et temporelles, nous allons définir les grandeurs accessibles à l'observateur et les propriétés spectrales des sursauts gamma.

2.1 Paramètres mesurés et modèle de spectre

2.1.1 Les observables fournies par les satellites

Les observables principales sur lesquelles se base la description au premier ordre d'un sursaut gamma sont les suivantes :

- le flux au pic, P ($\text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) qui est le nombre maximal de photons reçus sur une seconde par unité de surface.
- la fluence en photons, N_{photons} , (ph.cm^{-2}) qui est le nombre de photons total reçus par unité de surface sur toute la durée du sursaut.
- la fluence en énergie, S , (en erg.cm^{-2}) qui est l'énergie totale que l'on reçoit du sursaut par unité de surface.
- la durée du sursaut, T_{90} , (en s) qui est le temps nécessaire à l'obtention de 90% de l'ensemble des photons reçus.

Ces paramètres sont obtenus à partir des courbes de lumières fournies par les satellites gamma tels BATSE, HETE, BeppoSAX, Swift ou Fermi et sont définis dans les bandes en énergie des instruments de ces différents satellites. Si la bande en énergie change de l'un à l'autre, il est toutefois possible de se ramener à des bandes en énergie standardisées, afin de comparer directement les sursauts observés par différents satellites. Nous allons maintenant passer à la description du spectre des sursauts gamma.

2.1.2 Le spectre : modèle de Band

Band et al. (1993) a introduit une fonction qui, bien que ne reposant pas sur un modèle physique, permet de décrire de manière uniforme l'ensemble des spectres des sursauts gamma. Cette fonction, que l'on qualifie de fonction de Band (ou parfois modèle de Band), permet de représenter le spectre en photons d'un sursaut gamma par deux lois de puissance connectées de façon continue. Cette fonction dépend de quatre paramètres que l'on nommera paramètres spectraux : α et β , les exposants des

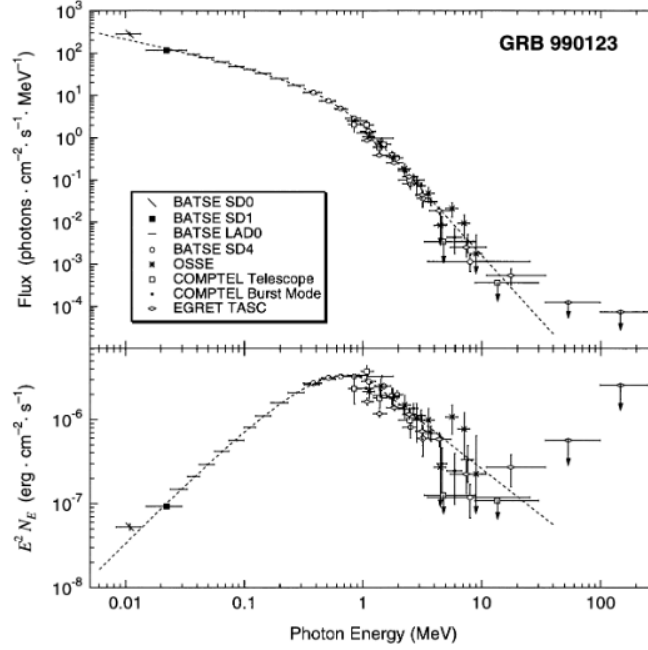


FIGURE 2.1 – Spectre de GRB990123 en nombre de photons (panneau du haut) et en $\nu F(\nu)$ (panneau du bas). Le spectre a été obtenu en combinant les données des quatre instruments de CGRO sur toute la durée du sursaut. On peut observer l'ajustement avec le modèle de Band (en tiret) avec les lois de puissances à hautes (β de -3.1) et basses énergies (α de -0.6) et l'énergie du maximum de l'émission qui apparaît sur le spectre en $\nu F(\nu)$ à une valeur d'environ 720 keV. Figure extraite de Briggs et al. (1999).

lois de puissance respectivement à basse et haute énergie, E_{po} l'énergie au maximum de la distribution $\nu F(\nu)$ (soit l'énergie pour laquelle l'énergie transmise par le sursaut est la plus importante) et A la constante de normalisation. Ces quatre paramètres sont indépendants de la cosmologie.

Ce modèle, dont une illustration est visible sur la figure 2.1, se présente sous la forme suivante :

$$\begin{cases} N(E) = AE^\alpha \exp\left(-\frac{(2+\alpha)E}{E_{po}}\right) & \text{pour } E \leq E_c \\ N(E) = BE^\beta & \text{pour } E \geq E_c \end{cases}$$

$$\text{Relations entre les paramètres } \begin{cases} E_c = E_{po} \frac{\alpha - \beta}{2 + \alpha} \\ B = A \left[\frac{\alpha - \beta}{2 + \alpha} E_{po} \right]^{\alpha - \beta} \exp[\beta - \alpha] \end{cases} \quad (2.1)$$

- $N(E)$ est la répartition du nombre de photons en fonction de l'énergie de ces derniers.
- E_{po} est l'énergie des photons du maximum du spectre $\nu F(\nu)$.
- E_c est l'énergie de transition entre les deux lois de puissance.
- α et β sont respectivement l'indice de la loi de puissance asymptotique à basse énergie et l'indice de la loi de puissance asymptotique à haute énergie.

- A est la constante de normalisation permettant d’ajuster le spectre au nombre de photons détectés.
- B permet d’assurer la continuité à la transition entre les deux lois de puissance du modèle. Cette dernière étant une fonction des paramètres précédemment cités, il y a donc bien quatre paramètres permettant de décrire la loi de Band.

Ces paramètres ne sont pas indépendants. Ainsi les valeurs des paramètres α et E_{po} apparaissent corrélés lors de la reconstruction spectrale.

De plus, le modèle impose des contraintes sur les valeurs de α et β . Ainsi, α doit être supérieur à -2.0 tandis que β doit être inférieur à -2.0 . En effet, le pic de la distribution en énergie E_{po} se fixant à la jonction des deux lois de puissances, de telles valeurs signifient que la décroissance du flux dans le spectre $\nu F(\nu)$ n’a pu être observée. La valeur du E_{po} qui est mesurée ne représente alors pas en réalité l’énergie des photons du maximum de l’émission. Cela aura une importance lors de la sélection des événements de notre échantillon de sursauts gamma pour l’étude des relations spectrales.

Ce modèle, s’il est bien accepté depuis maintenant deux décennies, peut toutefois présenter quelques modifications notables. Ainsi, suivant les travaux précurseurs sur ce point de Sylvain Guiriec (voir Guiriec et al. (2010), Guiriec et al. (2011) et Guiriec et al. (2013)), il est possible d’observer dans le spectre d’autres composantes que celle que l’on qualifiera de Band. Ainsi, pour une part non négligeable des sursauts gamma, une composante thermique a pu être identifiée dans le spectre de leur émission prompte sous la forme d’un corps noir et/ou une loi de puissance. Ces ajouts peuvent influencer assez fortement sur la valeur des paramètres spectraux de la loi de Band. Toutefois, ce travail dépassant le cadre de cette thèse, nous nous contenterons des valeurs obtenues avec le modèle de Band.

C’est le E_{po} qui, une fois corrigé de l’expansion de l’Univers pour obtenir sa valeur intrinsèque, E_{pi} , constitue le premier paramètre qui intervient dans les relations spectrales. Soit :

$$E_{pi} = E_{po}(1 + z) \quad (2.2)$$

La connaissance de cette quantité impose une première contrainte : la mesure du redshift. Une seconde est de disposer d’une couverture en énergie suffisamment importante pour mesurer le passage entre les lois de puissances à haute et à basse énergies. En effet, les valeurs de E_{po} variant entre quelques dizaines de keV et quelques centaines de keV, la largeur de la bande en énergie du détecteur impose une contrainte forte sur la mesure de ce paramètre.

2.2 Énergétique des sursauts gamma

2.2.1 Modèle de concordance et calcul de la distance lumineuse

Pour déterminer les propriétés énergétiques des sursauts gamma, il est nécessaire de se placer dans le cadre d’un modèle cosmologique¹. Nous avons pris le modèle

1. Il est important de noter qu’avant d’utiliser les sursauts gamma pour la détermination des paramètres cosmologiques, il est nécessaire de vérifier que les relations permettant leur standardi-

standard utilisé en cosmologie que nous avons décrit dans l'introduction. Les valeurs des paramètres cosmologiques sont arrondies à la première décimale comme il est courant de le faire dans la littérature. Bien que la perte de précision soit regrettable, l'erreur induite par cette approximation est négligeable devant les erreurs de mesure des autres paramètres. De plus, dans un souci de comparaison directe des valeurs obtenues avec la littérature, un tel choix s'est imposé. Nous avons ainsi les valeurs des paramètres cosmologiques suivantes :

- $\Omega_\Lambda = 0.7$
- $\Omega_m = 0.3$
- $\Omega_k = 0$

Le calcul de la distance de luminosité à partir du modèle de concordance demande de calculer numériquement une intégrale. Or, la reconstruction de la position des sursauts dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ en fonction de z demande de calculer la distance lumineuse à chaque itération. Par souci de simplicité et de rapidité, nous avons utilisé une approximation analytique de la distance de luminosité, fournie par T. Wickramasinghe et T. N. Ukwatta (voir Wickramasinghe & Ukwatta (2010)), dont la précision (moins de 0.1%) est suffisante pour l'étude qui va être menée. Pour des détails sur cette méthode et notamment sa précision, le lecteur est renvoyé à l'article cité précédemment.

2.2.2 Calcul de l'énergie isotropique

L'énergie isotropique correspond à la quantité d'énergie émise par un sursaut durant toute la durée de son émission prompte dans le domaine gamma *en faisant l'hypothèse d'une émission isotrope*. Le domaine gamma est généralement considéré comme s'étendant de 1 keV à 10 MeV dans le repère de la source. Cette gamme en énergie permet de couvrir à la fois l'ensemble du domaine gamma, la quasi totalité de l'émission supposée du sursaut dans ce domaine et toutes les bandes en énergie des différents satellites gamma utilisés pour la détection des sursauts. Il contient également le pic en énergie de l'émission, E_{pi} .

Nous savons toutefois que l'hypothèse d'isotropie de l'émission du sursaut peut s'avérer fautive. Il est en effet admis que la plupart si ce n'est l'ensemble des sursauts gamma présente une émission dirigée suivant un jet. Cela a été ainsi établi pour une douzaine de sursauts avec une mesure de l'angle d'ouverture du jet² Ghirlanda et al. (2008). De telles mesures restent malheureusement rares, il est difficile de considérer l'énergie émise autrement qu'isotropique. En effet, la distribution des angles d'ouverture du jet est suffisamment large pour empêcher toute correction en se basant sur les mesures réalisées sur seulement quelques sursauts. Il est toutefois important de noter ici que cette correction peut avoir une grande importance dans la forme de la relation obtenue. En effet, l'énergie rayonnée par le sursaut en réalité est certainement entre 100 et 1000 fois inférieure à l'énergie isotropique, du fait

sation sont valables, ce qui nécessite de se placer dans un cadre cosmologique défini. Cette situation est souvent mentionnée dans la littérature comme le problème de circularité.

2. La mesure de l'angle d'ouverture du jet est théoriquement réalisée par la mesure du temps de cassure achromatique correspondant à une cassure simultanée dans les courbes de lumières dans toutes les longueurs d'onde de l'émission rémanente du sursaut soit principalement en X, en optique et en radio. Cependant l'observation, avec Swift notamment, de cassures chromatiques (dépendant de la longueur d'onde) a remis en question cette vision du problème.

de l'émission focalisée suivant un certain angle d'ouverture de ces derniers. Nous reviendrons sur ce point dans les discussions finales concernant la validité de la relation $E_{pi} - E_{iso}$.

Pour calculer l'énergie isotropique, nous partons de la quantité d'énergie détectée dans une gamme d'énergie donnée. Cette dernière correspond à la fluence en énergie, S , définie précédemment. Cette fluence étant une donnée directement obtenue à partir des mesures fournies par l'instrument gamma, elle dépend des bandes en énergie du détecteur gamma. Afin de considérer l'ensemble de l'énergie émise par le sursaut gamma et prendre en compte la diversité des détecteurs gamma en terme de bande en énergie, il est nécessaire de recalibrer cette dernière. C'est pourquoi on détermine une fluence qualifiée de bolométrique. Elle s'obtient par conversion de la fluence mesurée vers une bande standard allant de 1 keV à 10 MeV dans le repère du sursaut. Ceci est possible par la connaissance des paramètres spectraux qui permettent de passer d'une bande en énergie à une autre. Pour obtenir l'énergie intrinsèque du sursaut, il faut tenir compte de l'effet de l'expansion de l'Univers. C'est pourquoi les deux bornes en énergie sont divisées par $1 + z$.

On a ainsi la fluence bolométrique, S_{bolo} , qui est définie par :

$$S_{bolo} = S \frac{\int_{1/(1+z)}^{10^4/(1+z)} EN(E)dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} EN(E)dE} \quad (2.3)$$

Avec E_{min} et E_{max} les bornes en énergie du détecteur considéré et S la fluence (en erg.cm^{-2}) mesurée dans la gamme définie par les bornes du détecteur. Cela correspond donc à une conversion en énergie pour passer d'une bande à une autre. Cette dernière est nécessaire car nous ne disposons pas de l'ensemble des paramètres de la fonction de Band mais seulement de α , β et E_{po} . Pour avoir toute l'information requise, il nous manque donc la constante de normalisation A qui permet d'ajuster le spectre avec le nombre de photons détectés. C'est pourquoi une intégration directe entre les bornes en énergie de la fluence bolométrique n'est pas possible.

L'énergie isotropique est calculée à partir de la fluence bolométrique S_{bolo} de la manière suivante :

$$E_{iso} = \frac{4\pi D_l^2 S_{bolo}}{(1+z)} \quad (2.4)$$

Avec D_l la distance lumineuse en cm et S_{bolo} la fluence bolométrique en erg.cm^{-2} dans le domaine γ . Le facteur $1 + z$ est dû au fait que la fluence est intégrée sur la durée totale du sursaut quelque soit son redshift.

Cette étape permet de passer d'un flux bolométrique, qui est une quantité définie dans le repère de l'observateur, à l'énergie intrinsèque des sursauts gamma qui est elle définie dans le repère de la source. C'est pourquoi intervient la distance de luminosité à laquelle se situe cet objet astrophysique. C'est cette dernière qui est affectée par la cosmologie et qui nous permet l'utilisation de ce paramètre pour en contraindre les modèles si l'on est capable de déterminer E_{iso} par ailleurs.

2.2.3 Calcul de la luminosité isotropique

La luminosité isotropique, L_{iso} , correspond à la quantité d'énergie rayonnée par seconde par le sursaut gamma durant la seconde la plus brillante de ce dernier. Son calcul se fait sur le même principe que celui de E_{iso} . La seule différence tient au fait que, cette fois, on calcule la luminosité maximum de l'émission prompte et non l'énergie intégrée sur la durée de cette dernière. En lieu et place de la fluence, nous utilisons donc le flux au pic P . On a alors la définition suivante :

$$L_{iso} = 4\pi D_l^2 P_{bolo} \quad (2.5)$$

Avec D_l la distance lumineuse (en cm) et P_{bolo} le flux au pic bolométrique (en $\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) dans le domaine γ . L_{iso} est alors mesurée en erg.s^{-1} .

Le flux au pic bolométrique est obtenu selon le même principe que la fluence bolométrique par une conversion du flux au pic, P , mesuré par le détecteur dans sa bande de détection vers une bande standard allant de 1 keV à 10 MeV dans le repère du sursaut. Il est parfois nécessaire, en fonction de l'unité du flux au pic donné dans les catalogues des satellites gamma, d'effectuer une transformation afin de passer des $\text{photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ aux $\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Cette conversion nécessite de connaître la forme du spectre de l'émission prompte. Pour le calcul classique de la luminosité isotropique, nous utilisons les paramètres spectraux mesurés sur toute la durée du sursaut. Nous discuterons dans le chapitre 4 la définition de luminosité isotropique. On a ainsi le pic au flux bolométrique qui est défini par :

$$P_{bolo} = P \frac{\int_{1/(1+z)}^{10^4/(1+z)} EN(E)dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} N(E)dE} \quad (2.6)$$

Avec E_{min} et E_{max} qui sont les bornes du détecteur considéré et P le flux au pic (en $\text{photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) mesuré dans la gamme définie par les bornes du détecteur.

2.3 Propriétés spectrales au pic

Dans cette partie, nous allons regarder plus en détail les différences existant entre les paramètres spectraux mesurés sur toute la durée du sursaut et ceux mesurés au cours de la seconde la plus brillante de ce dernier. Il est généralement admis que le E_{pi} au pic est plus élevé que celui mesuré sur toute la durée du sursaut, cette partie du sursaut étant spectralement plus dure (voir Golenetskii et al. (1983) et Kargatis et al. (1994)). C'est ce que nous nous proposons de vérifier dans cette partie à partir d'un échantillon de sursauts issu du dernier catalogue de Fermi (Gruber et al. (2014)). Afin de s'assurer de la qualité des paramètres spectraux comparés, nous avons établi plusieurs critères de sélections qui seront détaillés et justifiés dans le chapitre 3.

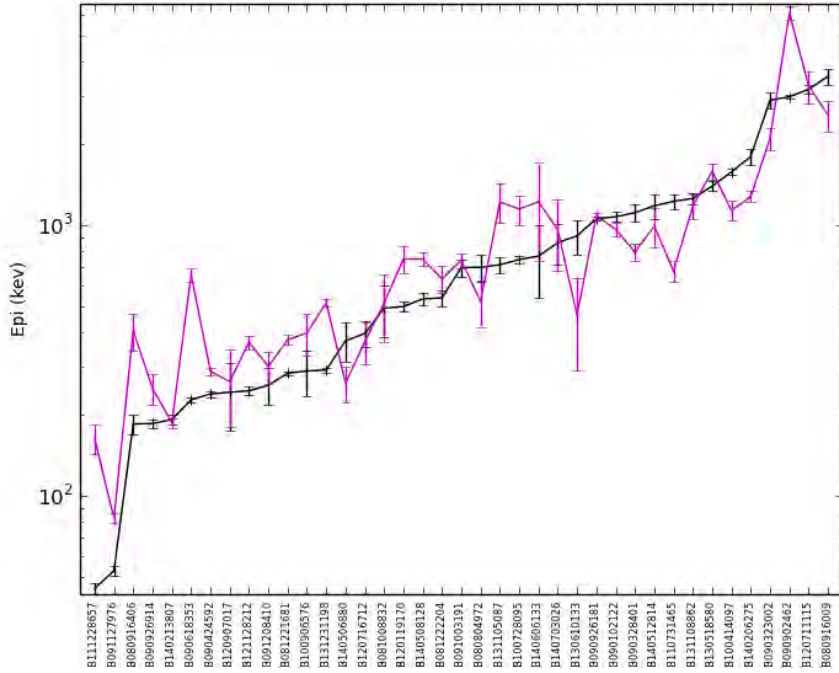


FIGURE 2.2 – Comparaison entre E_{pi} mesuré sur toute la durée du sursaut, en noir, et E_{pi} obtenu pendant la seconde la plus brillante du sursaut, soit E_{pi} au pic, en magenta.

2.3.1 E_{pi} et E_{pi} au pic

La figure 2.2 présente la comparaison entre le E_{pi} au pic (en violet) et celui mesuré sur toute la durée du sursaut (en noir). Nous ne pouvons constater aucune tendance particulière entre ces deux valeurs dans notre échantillon. Nous avons en effet classé les sursauts en fonction des E_{pi} croissants et nous pouvons voir que la tendance pour le E_{pi} au pic est exactement la même. Ainsi, pour la plupart des sursauts les barres d'erreurs, ici représentées à 1σ , se recoupent si l'on considère une erreur à 2σ . De plus, nous n'observons pas de tendance particulière, le E_{pi} au pic pouvant être soit plus important soit moins important que son homologue mesuré sur toute la durée du sursaut. Ceci se retrouve ainsi dans la mesure de la médiane des valeurs de E_{pi} et E_{pi} au pic. Nous obtenons en effet des valeurs proches avec une médiane égale à 697 ± 2 keV pour E_{pi} mesuré sur toute la durée du sursaut et égale à 676 ± 2 keV pour E_{pi} mesuré sur la seconde la plus brillante du sursaut³. Nous avons ainsi E_{pi} au pic qui est en moyenne légèrement plus faible que celui mesuré sur toute la durée du sursaut bien que les deux valeurs restent compatibles.

Les deux distributions sont compatibles, ce que l'on peut constater sur les fonctions de répartition du E_{pi} mesuré sur toute la durée du sursaut en noir et celui mesuré sur la seconde la plus brillante en magenta (voir figure 2.3). La valeur du test de KS obtenue en comparant les deux distributions étant de 0.72, cela nous confirme qu'il n'existe pas de différence majeure entre les deux distributions et que, globalement, E_{pi} au pic suit les valeurs de E_{pi} mesuré sur toute la durée du sursaut. La variation de l'énergie du maximum de l'émission entre la seconde la plus brillante et l'ensemble du sursaut est donc relativement faible.

3. Les erreurs sur les valeurs médianes sont obtenues en mesurant la médiane des écarts à la médiane (en base log).

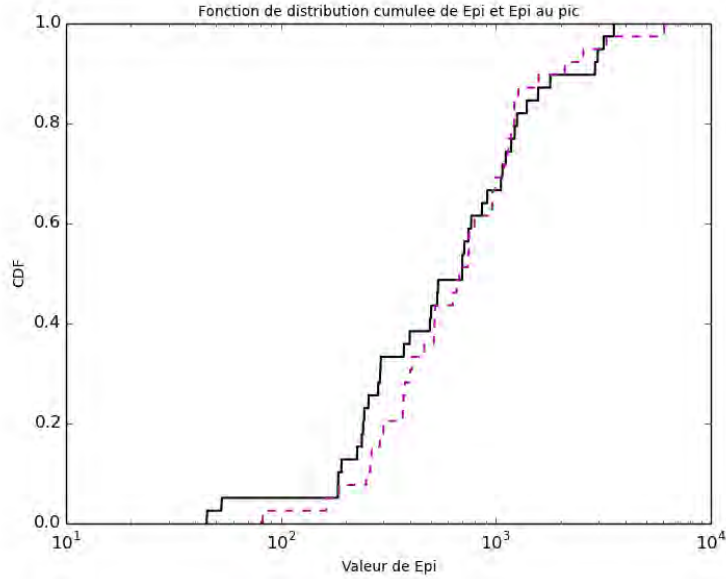


FIGURE 2.3 – Fonction de répartition de E_{pi} au pic (en magenta) et E_{pi} mesuré sur toute la durée du sursaut (en noir).

La mesure de E_{pi} est étroitement corrélée à celle de α . En effet, le changement de l'indice spectral à basse énergie va induire une brisure du spectre différente et donc une valeur de E_{pi} différente. Pour pouvoir tirer des conclusions complètes sur les paramètres spectraux au pic, il faut donc également comparer le α au pic avec celui mesuré sur toute la durée du sursaut.

2.3.2 Paramètres α et α au pic

Nous allons maintenant comparer α et α au pic que nous pouvons visualiser sur la figure 2.4. Nous avons utilisé le même principe que précédemment, c'est à dire le classement des sursauts suivant des valeurs croissantes de α . Nous voyons alors apparaître un effet intéressant. La valeur de α au pic est quasi systématiquement supérieure à celle mesurée sur toute la durée du sursaut. Les barres d'erreur à 1σ ne se recoupant pas pour une grande majorité des sursauts, la différence entre ces deux quantités peut être clairement établie. Ceci est confirmé par les médianes obtenues qui sont de -1.01 ± 0.15 pour la valeur de α mesurée sur toute la durée du sursaut mais de -0.72 ± 0.21 pour celle mesurée sur la seconde la plus brillante du sursaut⁴. Cette différence est donc loin d'être marginale, d'autant plus que contrairement à ce que l'on pouvait observer avec E_{pi} elle ne s'effectue que dans le sens d'une augmentation de la valeur de α .

Cette augmentation de la valeur de α lors du pic, introduit une brisure qui peut alors intervenir à plus basse énergie réduisant d'autant la valeur du E_{pi} mesuré au pic. Cela pourrait être le signe d'une sous évaluation de la valeur de cette dernière.

La figure 2.5 présente les fonctions de distribution cumulées pour α en noir, et α au pic en magenta. La différence entre les deux distributions y est clairement visible avec des valeurs de α plus importantes lorsqu'on mesure ce paramètre au pic. Cette différence est significative puisque le test de KS donne une valeur de

4. Les erreurs sur les valeurs médianes sont obtenues en mesurant la médiane des écarts à la médiane.

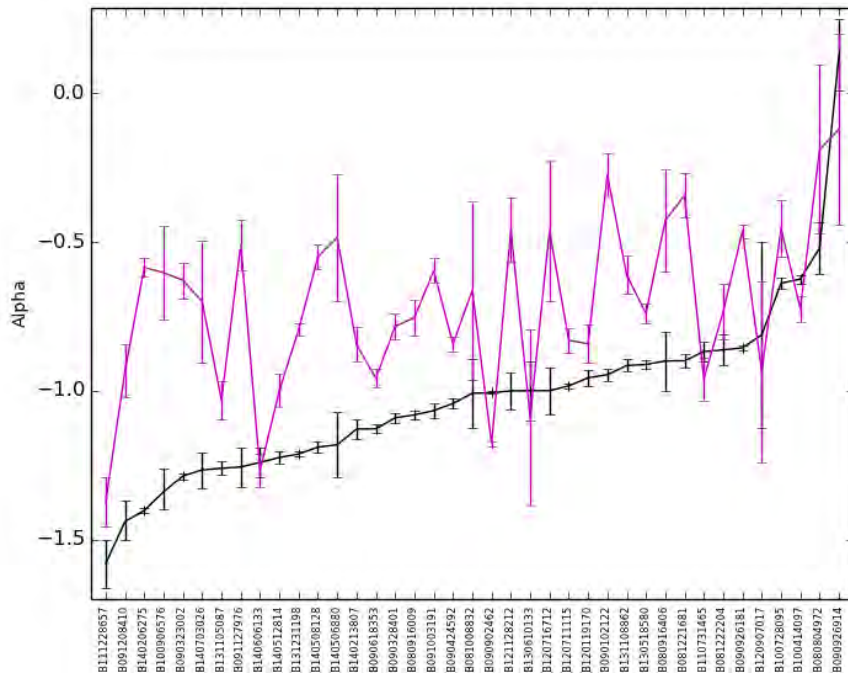


FIGURE 2.4 – Comparaison de α mesuré sur toute la durée du sursaut, en noir, avec α obtenu pendant la seconde la plus brillante du sursaut, soit α au pic, en magenta.

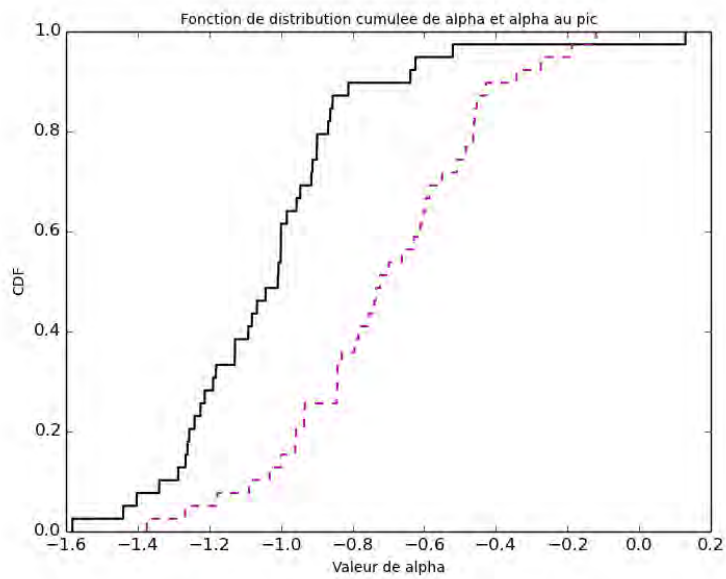


FIGURE 2.5 – Fonction de répartition pour le α au pic (en magenta) et celui mesuré sur toute la durée du sursaut (en noir).

$4.25 \cdot 10^{-7}$ signifiant clairement que les deux distributions ne sont pas compatibles. L'augmentation de la valeur de α lorsqu'on mesure cette dernière sur la seconde la plus brillante du sursaut rapproche la valeur de ce paramètre de la limite acceptable par l'émission synchrotron qui interdit des valeurs de α supérieures $-2/3$ dans le cas du régime de refroidissement lent des électrons et supérieures à $-3/2$ dans le cas du refroidissement rapide des électrons. Cela pourrait être le signe d'un changement de l'origine de l'émission lors du pic de l'émission du sursaut avec, par exemple, une plus grande contribution de l'émission photosphérique lors de cette dernière, ce qui permettrait de rétablir une valeur de α plus acceptable pour l'émission synchrotron (voir Guiriec et al. (2010), Guiriec et al. (2011) et Guiriec et al. (2013)).

2.3.3 Une comparaison avec des conséquences

Nous avons pu constater, avec cette comparaison, deux faits. Le premier est que la valeur de α a tendance à se rapprocher de la limite permise par l'émission synchrotron lors de la partie la plus brillante du sursaut. Le second est que E_{pi} au pic du sursaut n'est pas systématiquement plus élevé que celui mesuré sur toute la durée de ce dernier. Ainsi, cette partie du sursaut ne semble pas plus dure du point de vue du E_{pi} que le reste de ce dernier⁵. Cette dernière constatation aura des implications dans les deux chapitres à suivre. Nous reviendrons donc sur ces résultats lors de l'étude de la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ dans le chapitre 3 et de la relation $E_{\text{pi}} - L_{\text{iso}}$ dans le chapitre 4.

5. Dans les faits, la fraction de photons de haute énergie augmente au pic de par de l'augmentation de α

Chapitre 3

Étude de la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser à la première relation spectrale, la plus ancienne et la plus utilisée aujourd'hui pour la standardisation des sursauts gamma : la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Nous allons commencer par poser le contexte dans lequel se place notre étude.

3.1 Rappel historique : contexte de l'étude

Comme nous l'avons vu dans l'introduction, cette relation, présentée sur la figure 1.24, a été mise en évidence par Amati et al. (2002) avec un échantillon de 12 sursauts gamma, dont 9 seulement avec une mesure précise du redshift. Cet échantillon, bien que restreint, permet d'établir la relation suivante¹ entre E_{pi} et E_{iso} :

$$E_{\text{pi}} \propto E_{\text{iso}}^{0.52}$$

La relation était particulièrement bien définie, avec une dispersion de 0.06 et une validité sur quatre ordres de grandeurs en terme de E_{iso} et deux ordres de grandeurs en terme de E_{pi} . Elle apparut rapidement comme un moyen très prometteur de standardiser les sursauts gamma. En effet, alors que E_{pi} est un paramètre indépendant de la cosmologie car mesuré directement sur le spectre des sursauts gamma, l'énergie isotropique, E_{iso} , est une quantité dépendant de la cosmologie.

Rapidement, d'autres mesures de redshift ont permis d'augmenter de manière significative l'échantillon de sursauts servant à définir la relation. Un, en particulier, est venu étayer de manière forte l'existence de cette relation. Il s'agit de GRB020903² détecté par HETE. Ce sursaut, avec une valeur de E_{iso} particulièrement faible, a permis d'élargir sur plusieurs ordres de grandeurs le domaine de validité de la relation. Bien qu'il soit apparu que ce sursaut faible se trouvait être aux limites de détection de l'instrument et qu'il n'aurait pas pu être détecté avec une valeur de E_{pi} plus élevée, il a contribué de manière significative à promouvoir cette relation comme la plus à même de standardiser les sursauts gamma.

1. il s'agit d'une relation linéaire dans le plan log-log ce qui correspond donc à une relation en loi de puissance entre les deux paramètres.

2. Le nom des sursauts correspond à l'année, au mois et à la date de leur détection. Ainsi, GRB020903 a été détecté le 3 septembre 2002.

3.1.1 Des arguments à l'encontre de la relation

Durant les premières années suivant sa découverte, la validité de la relation s'est donc vue renforcée mais, rapidement, des premières contestations vinrent jeter le trouble sur sa réalité.

Première contestation : le test de Nakar et Piran

En effet, dès 2005, Nakar & Piran (2005), discutèrent la réalité de cette relation. Soupçonnant l'existence d'effets de sélection, ils développèrent un test permettant d'évaluer la compatibilité d'un sursaut avec la relation $E_{pi} - E_{iso}$. L'intérêt principal de ce test est de ne pas nécessiter la mesure du redshift. C'est pourquoi, il est applicable à la majeure partie des sursauts gamma. Le principe de ce test est de définir, à partir de la relation $E_{pi} - E_{iso}$, une limite appelée limite d'Amati qui divise en deux zones le plan fluence bolométrique- E_{po} . L'une est peuplée de sursauts pour lesquels il existe une valeur de redshift qui les rend compatibles avec la relation tandis que la seconde contient des sursauts qui ne peuvent pas être compatibles avec celle-ci quelque soit leur redshift.

Ce test part d'un sursaut de fluence S et de E_{po} donnés. A partir de ces deux quantités, il est possible d'estimer les valeurs de E_{iso} et E_{pi} en faisant varier le redshift. Cela permet de reconstruire la trajectoire du sursaut dans le plan $E_{pi} - E_{iso}$. Nous avons les relations suivantes :

$$\begin{cases} D_l &= \frac{c(1+z)}{H_0} \omega(0, z) \\ \omega(0, z) &= \int_0^z \frac{du}{E(u)} \end{cases} \Rightarrow E_{iso} = 4\pi \left(\frac{c}{H_0} \right)^2 (1+z) \omega(0, z)^2 S$$

$$E_{pi} = (1+z)E_{po} \quad (3.1)$$

Avec une relation entre le E_{pi} et le E_{iso} , correspondant à une relation d'Amati de la forme :

$$E_{iso} = A_k E_{pi}^k \quad (3.2)$$

En remplaçant dans cette dernière relation les expressions de E_{iso} et E_{pi} établies précédemment, nous obtenons la relation suivante :

$$\frac{A_k H_0^2 E_{po}^k}{4\pi c^2 S} = \frac{\omega(0, z)^2}{(1+z)^{k-1}} \quad (3.3)$$

Le membre de droite de la relation ne dépend que du redshift. Pour des valeurs de k supérieures à 1, ce membre tend vers 0 quand le redshift tend vers zéro ou vers l'infini tandis que la fonction atteint un maximum, que l'on note C_k , pour une valeur donnée du redshift. Le membre de gauche de la relation n'est fonction que des observables et est indépendant du redshift. Un sursaut est incompatible avec la relation $E_{pi} - E_{iso}$ s'il n'existe aucun domaine de redshift pour lequel le membre de gauche soit inférieur au maximum défini dans le membre de droite.

On définit alors le rapport :

$$d_k = \frac{A_k H_0^2 E_{po}^k}{4\pi c^2 C_k S} \quad (3.4)$$

Si le rapport, d_k est inférieur à 1.0, le sursaut est potentiellement compatible avec la relation $E_{pi-} E_{iso}$. Si, par contre, $d_k > 1, 0$, le sursaut est incompatible avec cette dernière. Ce rapport peut être interprété comme une distance minimale à la relation $E_{pi-} E_{iso}$.

L'avantage de la méthode est d'être indépendante du redshift et de ne nécessiter que la mesure de la fluence S et du E_{po} . Elle est donc applicable aux sursauts BATSE qui remplissent pour la plupart ces critères mais ne possèdent pas de valeur de redshift. En effet, la bande de détection de ce dernier, 20-2000 keV, permet une mesure du E_{po} de manière quasi systématique. La statistique disponible est ainsi beaucoup plus importante que celle utilisée pour établir la relation $E_{pi-} E_{iso}$. Ceci est encore vrai aujourd'hui puisqu'avec un échantillon global de sursauts avec redshift et paramètres spectraux mesurés d'une centaine, nous sommes encore loin des 751 sursauts longs de BATSE utilisables avec ce test lors de sa première utilisation en 2005. Et même si ce nombre a dû être réduit par l'application de critères de sélection par les auteurs de l'étude (fluence dans chacune des quatre bandes de BATSE et des erreurs inférieures à la moitié de la valeur totale dans toute les bandes), l'échantillon final comprend 361 sursauts gamma, ce qui reste un nombre trois fois plus important que celui des sursauts utilisables pour définir la relation $E_{pi-} E_{iso}$ aujourd'hui. En 2005, lors de cette étude, le nombre de sursauts avec redshift n'était que d'une vingtaine. L'écart statistique était alors considérable.

A partir de la statistique de sursauts ayant un redshift (Amati et al. (2002), Lamb et al. (2004) et Atteia et al. (2004)), les auteurs (Nakar & Piran (2005)) de l'étude définirent les paramètres de la relation :

$$\left\{ \begin{array}{l} k = 2.0 \\ A_2 = 10^{48} \text{erg keV}^2 \end{array} \right. \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} C_2 = 0.56 \\ d_2 = \frac{8 \cdot 10^{-10} E_{po}^2 / 1 \text{ keV}}{S 1 \text{erg cm}^{-2}} \end{array} \right. \quad (3.5)$$

Les résultats de ce test furent sans appel pour la relation $E_{pi-} E_{iso}$. En effet, sur l'ensemble de l'échantillon, 35% des sursauts avaient d_2 supérieur à 2, 30% des sursauts avaient d_2 supérieur à 4 et 10% des sursauts d_2 supérieur à 15 comme le montre la figure 3.1. Ainsi, une fraction significative des sursauts BATSE sélectionnés sont incompatibles avec la relation $E_{pi-} E_{iso}$ selon ce test³. Cela est la marque d'un effet de sélection à l'encontre des sursauts sans redshift. La figure 3.1 tirée de Nakar & Piran (2005) permet de résumer les résultats obtenus par ces derniers : en blanc la zone du plan E_{po} - fluence pour laquelle les sursauts ont une valeur de d_2 inférieure à 1. Les sursauts dans cette zone sont donc ceux compatibles avec la relation $E_{pi-} E_{iso}$.

3. Pour l'échantillon de sursauts utilisés, les auteurs spécifient qu'il est difficile de quantifier l'erreur basse sur le E_{po} ce qui rend difficile l'estimation de la fraction de sursauts incompatibles avec la relation $E_{pi-} E_{iso}$. Néanmoins, au vu des résultats, cette fraction doit être significative.

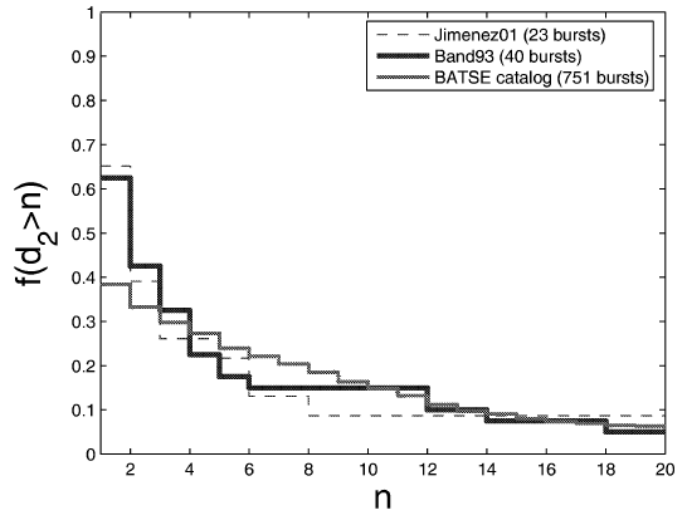


FIGURE 3.1 – Test originel de Nakar et Piran présentant les valeurs de d_2 en particulier pour le catalogue de sursauts BATSE. Figure extraite de Nakar & Piran (2005).

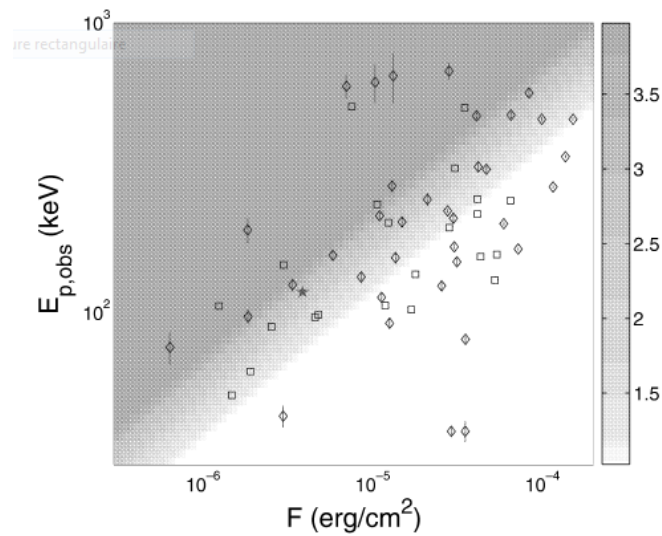


FIGURE 3.2 – Régions de valeurs en d_2 dans le plan $S_{bolo} - E_{po}$. Figure extraite de Nakar & Piran (2005).

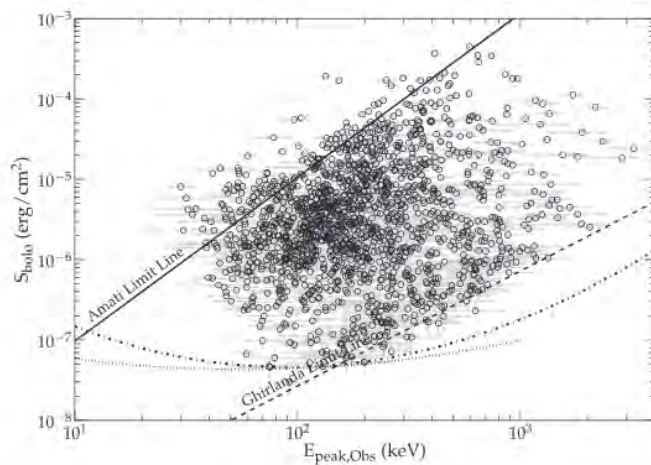


FIGURE 3.3 – Position de l’ensemble des sursauts de BATSE dans le plan $S_{bolo} - E_{po}$. Figure extraite de Collazzi et al. (2012).

C’est ainsi que les deux auteurs ont pu utiliser une grande partie des sursauts gamma détectés par BATSE et appliquer le test à ces derniers. Les résultats obtenus, présentés dans la figure 3.2, montrèrent qu’un pourcentage important de sursauts, aux alentours de 35%, était incompatible avec la relation. Les auteurs identifièrent alors la relation $E_{pi} - E_{iso}$ non plus comme une relation mais comme une limite physique dans le plan $E_{pi} - E_{iso}$. En effet, si les effets de sélection venaient contraindre le bord supérieur de la relation, cela n’était pas le cas de la partie inférieure. Ils proposèrent ainsi de voir la relation liant le E_{pi} au E_{iso} comme une inéquation de la forme :

$$E_{iso} < A_k E_{po}^k \quad (3.6)$$

De nombreuses confirmations

De nombreuses études vinrent par la suite confirmer ces résultats qui ne restaient cependant valables que pour les sursauts sans redshift. Ce point, nous le verrons par la suite, a une grande importance. Ainsi, suivant les mêmes principes, les études menées par Band & Preece (2005), Schaefer & Collazzi (2007), Butler et al. (2009), Goldstein et al. (2010), Shahmoradi & Nemiroff (2011) et une nouvelle fois Collazzi et al. (2012) mirent en doute l’existence de la relation $E_{pi} - E_{iso}$ en pointant du doigt les effets de sélection auxquels cette dernière est soumise. Cette dernière étude, Collazzi et al. (2012), a par exemple étudié l’existence de sursauts incompatibles avec la relation $E_{pi} - E_{iso}$ parmi les sursauts sans redshift dans un grand nombre de catalogues dont le dernier catalogue de BATSE.

La figure 3.3 présente la position des 1654 sursauts du dernier catalogue (5B) de BATSE dans le plan $S_{bolo} - E_{po}$. Il est possible, avec le test de Nakar et Piran Nakar & Piran (2005), de déterminer s’ils sont compatibles ou non avec la relation $E_{pi} - E_{iso}$. En effet, il suffit de transformer les limites de la relation dans le plan $E_{pi} - E_{iso}$ en une limite dans le plan $S_{bolo} - E_{po}$. Cette limite est définie comme la "Amati limit line"⁴ dans la figure 3.3. On constate que la plupart des sursauts sans redshift,

4. Elle correspond sur la figure à la partie située à gauche de la limite soit pour des grandes valeurs de S_{bolo} et des petite valeurs de E_{po} .

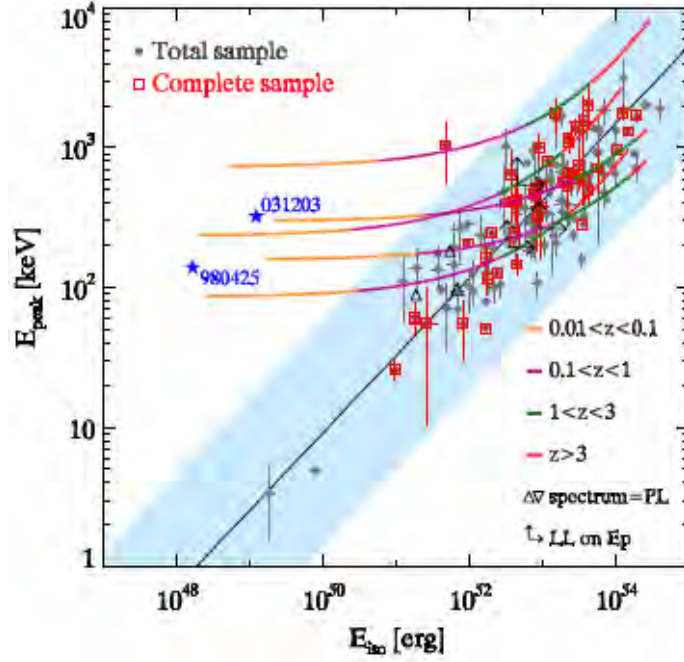


FIGURE 3.4 – relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ pour l'échantillon BAT6 de sursauts Swift tirée de Nava et al. (2012).

soit 93% , se retrouvent au delà de la limite traduisant leur incompatibilité avec la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. La seconde limite, "ghirlanda limit line", correspond elle à la relation entre le E_{pi} et l'énergie corrigée de l'angle d'ouverture du jet. Comme nous n'étudierons pas cette dernière relation par la suite, nous n'entrerons pas dans les détails de sa définition. Il est important de noter que cette dernière n'est pas remise en cause par les études précédemment citées. Cela tient principalement au fait que, sans information concernant l'angle d'ouverture du jet, il est difficile d'apporter des contraintes fortes avec seulement les paramètres observés, le nombre d'inconnues étant alors trop grand.

Une dernière ligne incurvée correspond aux limites de détection du satellite correspondant, BATSE pour cette figure. En considérant la sensibilité du détecteur et sa gamme en énergie, il est possible de déterminer les zones du plan $S_{\text{bolo}}-E_{\text{po}}$ que ce dernier est en mesure d'explorer. Ainsi, nous pouvons constater que la quasi totalité de l'espace accessible à BATSE est peuplé de sursauts gamma. Cela traduit l'existence, selon les auteurs, d'effets de sélection qui limitent la détection des sursauts avec redshift à la portion la plus proche de la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$.

3.1.2 Des arguments en faveur de la relation

Tandis que, d'un côté, plusieurs études ont mis en évidence que les sursauts sans redshift ne semblaient pas suivre la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$, d'un autre côté, d'autres études ont avancé divers arguments appuyant l'existence de cette relation. Nous allons, dans cette partie, nous attacher à présenter ces arguments.

Une relation inchangée au cours des années :

Un premier argument est que, depuis la découverte de la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$, cette dernière a toujours été vérifiée par les sursauts ayant un redshift alors que la sensibilité et les bandes en énergie des satellites utilisés pour détecter ces derniers ont

évolué. Ainsi, diverses études prenant en compte les sursauts détectés par BATSE Amati (2006b), HETE Amati (2006b), BeppoSAX Amati (2006b), Konus Amati (2006b), Swift Krimm et al. (2009), Nava et al. (2012) et Fermi Amati et al. (2009), Gruber et al. (2012), ont toutes retrouvé une relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ dont les principaux paramètres (pente et ordonnée à l'origine) n'ont pas varié de manière significative. Un exemple est présenté dans Nava et al. (2012) (voir 3.4) qui obtient des paramètres de la relation similaires à ceux de la relation originelle. Cet échantillon, dénommé BAT6, est constitué de l'ensemble des sursauts Swift dont le flux au pic dépasse le seuil de $2.6 \text{ photons.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ raison pour laquelle il est qualifié par les auteurs de complet en redshift puisque la proportion de ces derniers atteint près de 95% du total. Les quelques sursauts sans redshift qui en font partie sont, de plus, tous compatibles avec cette dernière. En effet, considérant un domaine en redshift correspondant aux valeurs obtenues pour les sursauts avec redshift, il est possible de tracer leur trajectoire dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Les trajectoires obtenues étant comprises à l'intérieur des limites à 2σ de la relation pour la plupart des redshift considérés, ils sont compatibles avec cette dernière.

Toutefois, une nuance s'impose ici. Ces sursauts sans redshift ne peuvent être considérés comme représentatifs de l'ensemble des sursauts ne possédant pas de mesure de ce paramètre. En effet, la constitution même de l'échantillon BAT6, qui considère les sursauts dont le flux au pic est supérieur à $2.6 \text{ photons.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, exclut de fait les sursauts faibles qui sont soupçonnés de ne pas suivre la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$.

Une relation indépendante du redshift :

Un second argument est l'indépendance de la relation vis à vis du redshift. En effet, bien que certaines études mettent cette hypothèse en doute, comme par exemple Zhang et al. (2014), de nombreuses autres ont démontré l'absence de dépendance de la relation vis à vis de ce paramètre. C'est notamment le cas de Nava et al. (2012), avec l'échantillon BAT6 de 46 sursauts Swift avec redshift et mesure des paramètres spectraux. Comme le montre la figure 3.5, si les sursauts se placent bien dans des positions différentes dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ en fonction du redshift, cette ségrégation se fait suivant la relation et non orthogonalement à cette dernière.

Ainsi, l'on retrouve les sursauts à bas redshift principalement dans la partie basse du diagramme pour des valeurs de E_{iso} et de E_{pi} relativement faibles, tandis que les sursauts à plus haut redshift se positionnent principalement dans la partie à haut E_{iso} et grand E_{pi} . Les deux populations suivent ainsi quasiment la même relation sur des ordres de grandeurs, tant en E_{pi} et E_{iso} , toutefois plus restreints. Ce fait s'explique principalement par des considérations d'occurrence de catégories de sursauts gamma et de volume d'univers observable. Ainsi, les sursauts les plus brillants étant les plus rares, leur taux d'occurrence dans un volume d'Univers donné est bien plus faible que la moyenne des sursauts gamma. Leur observation n'est donc possible que dans un volume d'Univers suffisamment grand. C'est pourquoi la plupart des sursauts à grand E_{iso} n'est observée qu'à des redshifts plus grands que la moyenne. De même, les sursauts les plus faibles ne peuvent être observés que dans des domaines de redshift restreints, soit des volumes d'univers autour de l'observateur relativement petits, expliquant de fait la prédominance des sursauts à bas redshift dans la partie à petit E_{iso} du plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$.

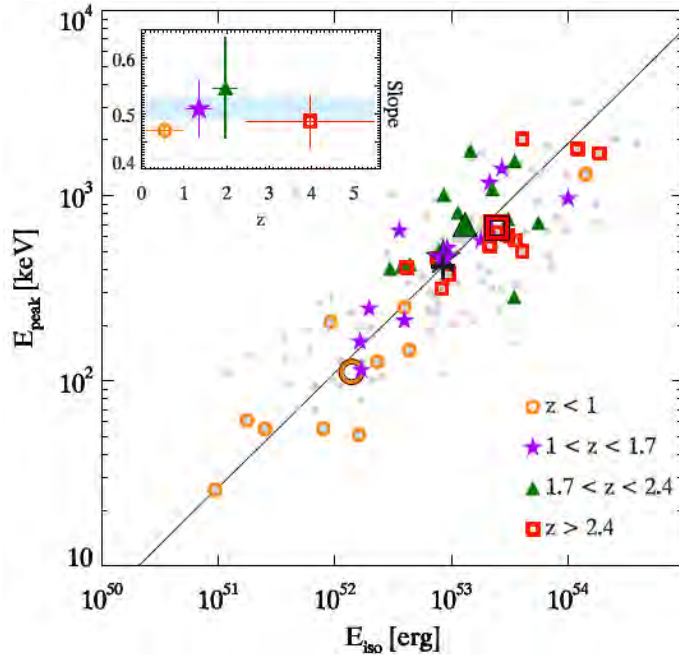


FIGURE 3.5 – Division en 4 groupes de l'échantillon BAT6 de sursauts SWIFT afin de tester l'hypothèse d'évolution de la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ avec le redshift tiré de Nava et al. (2012).

Les sursauts résolus temporellement :

Un dernier argument porte sur les sursauts résolus temporellement. Il s'agit de sursauts pour lesquels il est possible de réaliser un spectre tout au long de leur durée et ainsi de suivre leur évolution spectrale. On est alors en mesure de tracer l'évolution spectrale en fonction de l'évolution en intensité du sursaut gamma. En passant dans le repère de la source, cela revient à réaliser l'équivalent d'une relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ pour un seul sursaut. Toutefois, la définition de E_{iso} faisant appel à la quantité de photons reçue sur toute la durée du sursaut l'utilisation, à la place de E_{iso} , de la luminosité isotropique, L_{iso} , pour les sursauts résolu temporellement est courante. La nature similaire des effets de sélection pouvant impacter ces deux relations permet de valider cet argument dans le cadre de la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$.

Plusieurs études (Liang et al. (2004), Krimm et al. (2009), Ghirlanda et al. (2010), Lu et al. (2012), Frontera et al. (2012) et Basak & Rao (2013)) ont montré que les différentes phases d'un sursaut résolu temporellement suivent une relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{iso}}$ comparable à celle suivie par l'ensemble de la population des sursauts gamma. L'évolution spectrale des sursauts gamma est donc corrélée, dans un unique sursaut gamma, à la luminosité correspondant au flux émis durant la seconde sur laquelle le spectre est mesuré. La figure 3.6 donne un exemple de cette corrélation pour un échantillon de 10 sursauts Fermi avec redshift. On observe que l'ensemble des points obtenus sur chaque sursaut se place, quel que soit le sursaut, dans les limites à 2σ de la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{iso}}$. Cet argument sera rediscuté en fin de chapitre à l'aune des résultats que nous présenterons dans notre étude.

3.1.3 Un long débat

Comme nous avons pu le constater, le débat sur l'existence de la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ est à la fois ancien et complexe. D'un côté, les sursauts avec redshift suivent une

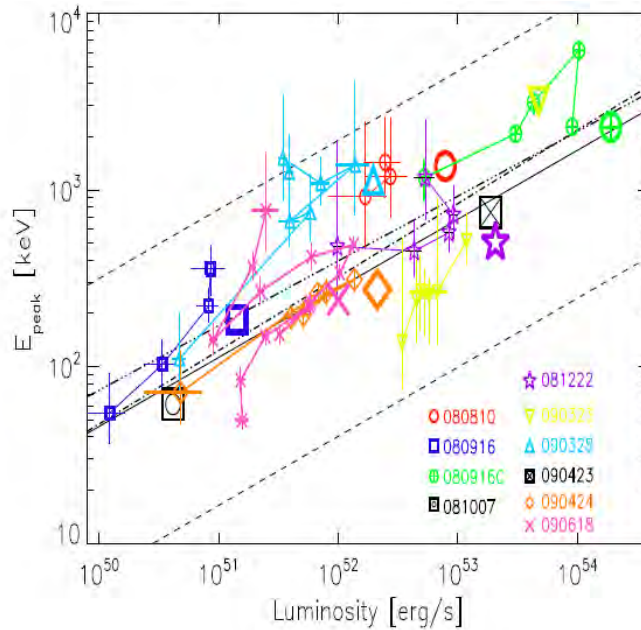


FIGURE 3.6 – Position d’un échantillon de 10 sursauts Fermi dans le plan $E_{\text{pi}}-L_{\text{iso}}$. Figure extraite de Ghirlanda et al. (2010).

relation dont la validité n’a cessé d’être mise en évidence tandis que, d’un autre côté, une partie importante des sursauts sans redshift est clairement incompatible avec cette dernière. Il est donc nécessaire de clarifier et comprendre le rôle des effets de sélection impactant la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ afin de déterminer si son usage en cosmologie est possible. C’est à cette tâche que nous allons consacrer la suite de ce chapitre.

3.2 Quelle démarche suivre pour apporter notre réponse au débat actuel ?

Pour commencer, nous allons déterminer quels sont les facteurs limitants nous empêchant de placer un sursaut dans le plan relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. Une première condition essentielle est la détection du sursaut. Pour qu’un satellite donné puisse observer un sursaut gamma, il faut le plus souvent que le flux reçu pendant un court instant dépasse le seuil de déclenchement. Le bon paramètre pour représenter la limite liée à la détection d’un sursaut est donc, sauf exception, la valeur du flux au pic de ce sursaut P qui est le flux reçu par l’observateur durant la seconde la plus brillante du sursaut.

Un second paramètre indispensable est la mesure des paramètres spectraux de l’émission prompt (E_{po} , α et β). Pour cela, il est important que le spectre soit bien défini. Un nombre suffisant de photons pour faire des mesures de manière précise est donc nécessaire. Le paramètre critique dans ce cas ci est la fluence en photons, soit le nombre total de photons reçus.

Le troisième et dernier paramètre indispensable est la mesure du redshift. Pour cette dernière, la situation est plus complexe. En effet, son mode d’obtention, que nous avons explicité dans l’introduction, implique trop de paramètres différents pour pouvoir représenter simplement les effets de la sélection instrumentale à ce niveau. On ne peut pas définir de paramètre critique unique et fiable comme nous venons de

le faire pour les deux conditions précédentes. Nous allons laisser, pour le moment, la question de la mesure du redshift de côté.

Maintenant que nous avons déterminé deux paramètres limitants, il convient de décider sur lequel se baser pour la suite de l'étude. La détection est, certes, une étape indispensable mais pas suffisante. Ainsi, un sursaut peut être détecté et ne pas avoir une mesure des paramètres spectraux. Or, nous avons vu dans la description de l'historique des discussions que la question est justement là. Si on ne considère que les sursauts ayant tous les paramètres nécessaires à leur positionnement dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$, ils suivent la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$, ce qui n'est pas le cas des sursauts ne présentant pas de mesure du redshift. La détection n'est donc pas un critère suffisant. A contrario, la fluence en photons devrait être un bon paramètre car représentant la limite imposée pour l'obtention des paramètres spectraux. C'est donc avec ce paramètre que nous allons commencer notre étude.

3.3 Étude de l'échantillon de sursauts SWIFT

3.3.1 Présentation de l'échantillon

Dans cette première partie de l'étude, nous allons considérer un ensemble de sursauts homogènes, sissus d'un même satellite. Étant donné que la mesure du redshift est nécessaire, afin d'obtenir l'échantillon le plus large possible, notre choix se portera sur Swift qui, au moment de l'étude, avait dans son escarcelle environ 200 sursauts avec redshift. Le problème est que ce satellite, du fait de sa bande en énergie trop étroite, ne permet pas de faire des analyses spectrales. Il faudra donc récupérer ces valeurs dans les circulaires GCN (GRB Coordinates Network) à partir des données de Fermi et Konus.

Pour la constitution de cet échantillon, nous sommes partis de l'ensemble des sursauts longs de Swift possédant un redshift mesuré. A partir de cette base, nous avons sélectionné l'ensemble des sursauts pour lesquels il a été possible d'obtenir des valeurs de paramètres spectraux. Ainsi, notre échantillon se compose au final de 76 sursauts longs détectés par Swift entre son lancement à la fin de 2004 et 2012. Pour les calculs, notamment du nombre de photons reçus qui est le paramètre critique de notre étude, le choix s'est porté sur la bande 8-2000 keV qui permet de couvrir l'ensemble de la gamme en énergie des satellites utilisés pour la mesure des paramètres spectraux (dans notre cas uniquement Fermi et Konus).

3.3.2 Présentation des résultats

Une fois cet échantillon constitué, nous l'avons divisé en deux groupes en fonction du paramètre critique qui est ici la fluence en photons. Nous avons ensuite regardé la position occupée dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ par ces deux groupes de sursauts. Sur la figure 3.7, nous pouvons voir que les deux groupes de sursauts ne se placent pas dans la même région du plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Cela est confirmé par la valeur de $3.65 \cdot 10^{-6}$ obtenue pour le test de Kolmogorov-Smirnov à deux dimensions qui indique clairement que les deux groupes de sursauts ne peuvent provenir d'une même population initiale.

Les sursauts ne se distribuent donc pas de la même façon dans le plan. Un tel résultat est cohérent avec l'existence d'effets de sélection. En effet, les groupes se divisent justement suivant une droite ayant plus ou moins la même pente que la relation d'Amati. Plus important encore, les sursauts ayant la plus petite fluence

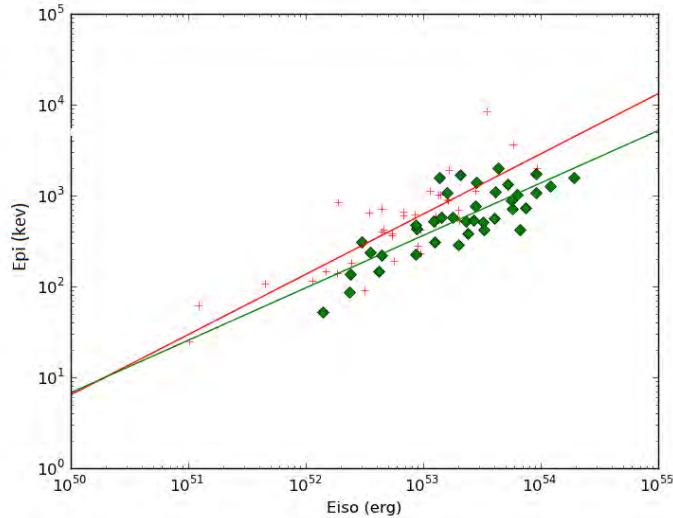


FIGURE 3.7 – Division de l'échantillon de 76 sursauts SWIFT en deux groupes en fonction de la fluence en photons. En rouge les 38 sursauts présentant la fluence en photons la plus faible et en vert les 38 présentant les fluences en photons les plus importantes. Les traits correspondants sont les relations suivies par chacun des deux groupes. Cette figure est présentée à titre illustratif.

en photons sont justement ceux qui se situent au dessus de la relation. Ainsi, nous voyons que la fluence en photons joue un rôle important dans le positionnement d'un sursaut dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Il est tentant de penser qu'un nombre de photons reçus plus petit conduirait à un placement du sursaut correspondant encore plus loin de la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$.

Afin de vérifier ces premières conclusions, nous avons étudié la position dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ des sursauts qui ont été détectés mais dont la mesure des paramètres spectraux n'a pas pu être réalisée. En effet, d'après le schéma simple que nous avons considéré, le nombre de photons limiterait principalement la mesure des paramètres spectraux. Il devrait ainsi exister des sursauts avec un flux au pic suffisamment grand pour permettre la détection d'un sursaut mais une fluence en photons trop faible pour que les paramètres spectraux puissent être mesurés.

Nous avons cherché dans les données Swift des sursauts avec une fluence en photons plus petite que le minimum de notre échantillon de sursauts Swift utilisé jusqu'à présent et regardé leur position dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Il s'agit toujours de sursauts avec une mesure du redshift. Toutefois, ces sursauts ne possèdent pas de mesures des paramètres spectraux. Il est néanmoins possible d'estimer leur position dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ en faisant varier la valeur de E_{po} entre des bornes raisonnables. Pour estimer la valeur de ces dernières, nous avons utilisé la restriction de l'intervalle en E_{po} d'un sursaut en fonction de son indice spectral α proposée par Sakamoto et al. (2009). Cet indice spectral est disponible dans les tables de données Swift.

La figure 3.8 montre la trajectoire dans le plan des 17 sursauts correspondant aux critères énoncés précédemment. S'ils semblent bien se positionner au delà de la limite supérieure de la relation, leurs parcours dans le plan n'est pas suffisamment discriminant vis à vis de la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. En effet, la trajectoire se trouve être perpendiculaire à la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ ce qui rend impossible la détermination fiable de la compatibilité de ces sursauts avec cette dernière.

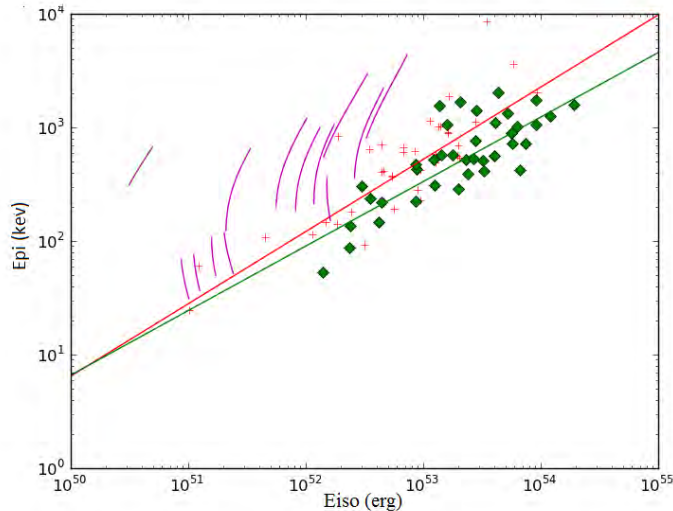


FIGURE 3.8 – Présentation des sursauts de Swift pour lesquels nous n’avons pas les paramètres spectraux et dont la fluence en photons est inférieure à la valeur minimale de notre échantillon de 76 sursauts avec redshift. Leur parcours dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ est représenté par les traits violets. Le positionnement des 76 sursauts avec redshift est repris en tant que référence de positionnement. Cette figure est présentée à titre illustratif.

Afin de trancher sur l’existence de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$, l’idéal serait de pouvoir identifier des sursauts qui se situent clairement en dehors de la relation. Puisque les trajectoires dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ obtenues en faisant varier le redshift dans des bornes raisonnables présentent l’avantage d’être plus ou moins parallèles à la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. Il est donc possible de déterminer si les sursauts sans redshift sont incompatibles avec la relation avec un niveau de fiabilité suffisant. Une autre raison de nous intéresser aux sursauts sans redshift est, qu’avec l’arrivée de Fermi, nous disposons d’un catalogue de sursauts possédant, pour la plupart, des mesures de paramètres spectraux. Or, pour une grande partie d’entre eux, la mesure du redshift est rendue ardue par la précision moindre en terme de localisation de ce satellite que nous avons explicité en introduction. Il est donc possible de constituer, à partir du catalogue Fermi, un large échantillon de sursauts pour lesquels il ne manque que la valeur du redshift pour les positionner dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. C’est la constitution de ce catalogue et l’étude qui s’ensuit que nous allons présenter dans la partie suivante.

3.4 Étude de l’échantillon de sursauts Fermi

3.4.1 Présentation de l’échantillon

L’étude à suivre se base sur le catalogue de sursauts du GBM (Fermi) entre juillet 2008 et juillet 2010 Paciesas et al. (2012), soit sur un ensemble de 482 sursauts gamma. Afin d’étudier les effets de sélection, il est nécessaire de constituer un échantillon de sursauts dont les paramètres spectraux sont correctement mesurés. Pour cela, nous fixons les critères de sélection détaillés ci-après.

Une première sélection porte sur la durée des sursauts. Notre étude concernant les sursauts longs, nous avons considéré uniquement les sursauts ayant une durée,

donnée par le T_{90} , supérieure à 2 secondes. Cette sélection naturelle sur la durée n'a pas été la seule. Nous avons également retiré de notre échantillon tous les sursauts dont la durée dépassait les 1000 secondes. Il est en effet difficile pour ces derniers de mesurer correctement le spectre sur toute la durée du sursaut du fait notamment des variations importantes du bruit de fond sur des durées aussi longues. Cette première sélection, bien que relativement commune dans la littérature, peut s'avérer imparfaite. Comme nous l'avons évoqué dans la section 1.3.1, une simple division des sursauts en deux groupes par rapport au T_{90} n'est pas suffisante pour distinguer les deux classes de sursauts gamma. Toutefois, ce problème se posant d'avantage pour la population de sursauts courts, nous estimons que cette sélection est suffisante et que la présence potentielle de sursauts courts masqués dans notre échantillon n'influencera pas de manière significative les résultats que nous obtiendrons à partir de cet échantillon.

Une seconde sélection concerne les paramètres spectraux. Nous ne considérons ainsi que les sursauts dont l'erreur sur α est inférieure à 0.4 tandis que pour le E_{po} nous ne conservons que les sursauts qui ont un rapport entre les erreurs supérieures et inférieures à 90% plus petit que 3. Pour cela nous définissons le rapport maximal suivant :

$$RM = (E_{po} + err_{pos}(E_{po})) / (E_{po} - err_{neg}(E_{po})) \quad (3.7)$$

Nous exigeons ensuite $RM < 3$.

Concernant β , nous avons décidé de n'appliquer aucun critère de sélection strict sur ce dernier. Ceci pour deux raisons. Premièrement, un critère d'exclusion concernant la valeur de β ou de l'erreur sur ce dernier aurait conduit à la suppression d'un trop grand nombre de sursauts de notre échantillon. Deuxièmement, nous avons vérifié que la valeur de ce paramètre n'impactait pas de manière importante le positionnement d'un sursaut dans le plan $E_{pi} - E_{iso}$. Néanmoins, nous avons remplacé toutes les valeurs de β par la valeur classique de -2.3 lorsque l'erreur sur ce paramètre dépassait l'unité. En effet, la valeur donnée alors par le catalogue n'a plus réellement de sens physique et traduit une indétermination sur sa valeur réelle. De même, lorsque la valeur de β est supérieure à -2.0, cela traduit l'absence de cassure visible dans le spectre des sursauts gamma. Le E_{po} mesuré ne correspond pas à la valeur réelle du E_{po} du sursaut gamme considéré. Pour ces derniers, nous avons recherché les valeurs provenant des GCN circular notices. Si ces dernières ne remplissaient pas le critère $\beta - err_{neg}(\beta) < -2.0$, nous avons supprimé ces sursauts de notre échantillon. Dans le cas contraire nous les avons intégrés à l'échantillon en remplaçant les valeurs du catalogue par celles provenant des GCN. Enfin, nous avons exclu de l'échantillon tous les sursauts pour lesquels $\alpha < -2.0$ et $\beta > \alpha$ du fait des problèmes de calculs que cela engendre. De telles valeurs traduisent en effet un problème dans la mesure des paramètres spectraux.

Comme notre échantillon de sursauts avec redshift n'était pas suffisamment conséquent, nous avons ajouté à ce dernier les sursauts avec redshift de Fermi observés entre juillet 2010 et avril 2013. Les données spectrales n'étant pas encore publiées dans un catalogue, nous sommes allés récupérer ces dernières dans les circulaires GCN de Fermi en respectant les mêmes critères que ceux précédemment mentionnés. Après ces ajouts et ces sélections, nous obtenons finalement 482 sursauts parmi lesquels 43 ont un redshift et 243 n'en n'ont pas.

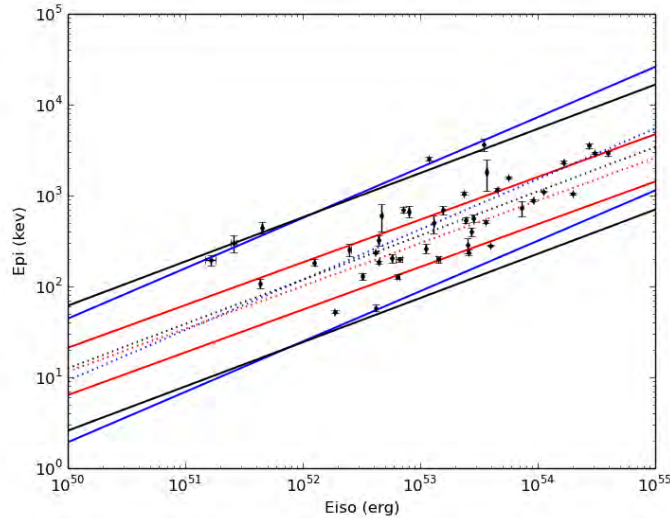


FIGURE 3.9 – Sursauts Fermi dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Les symboles noirs représentent les 43 sursauts avec un redshift, la ligne noire pleine correspond au meilleur ajustement de la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ avec ses limites à deux sigma pour les sursauts considérés. les deux lignes bleues correspondent aux limites à deux sigma de la relation obtenue par Nava et al. (2012) tandis que les lignes rouges correspondent à la relation obtenue par Amati (2006b)

3.4.2 La relation obtenue

A partir des 43 sursauts avec redshift, nous pouvons déterminer une relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ propre aux sursauts Fermi. C'est cette relation qui sera utilisée par la suite dans l'étude, notamment pour définir les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. L'ajustement de la relation, décrit dans la première annexe, considère uniquement les erreurs sur le E_{po} . En effet, étant donné la complexité de la formule de l'énergie isotropique, il est difficile de propager correctement l'ensemble des erreurs à chaque étape de calcul. Ainsi, nous n'avons considéré que les erreurs sur la fluence S pour obtenir une estimation de l'erreur sur le E_{iso} . Les erreurs sur les paramètres α et β n'ont pas été prises en compte de même que l'erreur sur le E_{po} . De plus, l'erreur sur β n'est pas représentative du fait du remplacement arbitraire de certaines valeurs de ce paramètre lorsque l'erreur sur ce dernier était trop grande.

La figure 3.9 présente la relation que nous obtenons par cette méthode avec les limites à 2σ correspondantes. Ont également été tracées les relations et leurs limites à 2σ obtenues par Amati (2006b) sur la base des sursauts Swift et par Nava et al. (2012) pour un ensemble de sursauts plus complet incluant des données provenant de divers satellites. La relation obtenue est la suivante :

$$E_{\text{pi}} = 118_{-11}^{+12} E_{52}^{0.486 \pm 0.053} \text{ keV} \quad (3.8)$$

Elle est proche des relations obtenues par Nava et al. (2012) $E_{\text{pi}} = 131_{-12}^{+13} E_{52}^{0.61 \pm 0.04} \text{ keV}$ pour l'échantillon précédemment évoqué et Gruber et al. (2012) pour un échantillon de sursauts Fermi.

En fixant la pente à sa valeur issue du meilleur ajustement (0.486), nous pouvons mesurer une dispersion verticale autour de la relation de $\sigma = 0.34$ (la description

du calcul de cette dispersion est présentée dans la première annexe). Cela permet de tracer les limites inférieures, $E_{\text{pi}} = 24_{-2}^{+2} E_{52}^{0.486 \pm 0.053}$ keV, et supérieures, $E_{\text{pi}} = 577_{-51}^{+56} E_{52}^{0.486 \pm 0.053}$ keV, à 2σ . Si nous considérons la dispersion perpendiculairement à la relation, nous obtenons une valeur de 0.21 similaire à celle obtenue par Nava et al. (2012) et Gruber et al. (2012) mais sensiblement supérieure à celle obtenue par Amati (2006b) avec une dispersion perpendiculaire à la relation de 0.13. Nous pouvons donc noter un élargissement de la relation, la dispersion de cette dernière ayant presque doublé en une dizaine d'années. Si ceci ne constitue certes pas une preuve de l'existence des effets de sélection, il s'agit d'une première indication en faveur de ces derniers. Il est également intéressant de noter que cet élargissement ne s'est pas réalisé de manière symétrique de part et d'autre de la relation mais préférentiellement vers les grandes valeurs de E_{pi} , soit du côté suspecté d'être affecté par la sélection instrumentale.

3.4.3 Les sursauts sans redshift : existence de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$

Pour estimer la position des sursauts sans redshift dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$, quelques hypothèses sur les valeurs possibles de celui-ci sont nécessaires. S'il existe des méthodes permettant d'attribuer un redshift aux sursauts qui en sont dépourvus Atteia (2003) ou Firmani et al. (2006), ces estimateurs de redshift utilisent notamment les relations telles que la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Nous ne pouvons donc pas utiliser ces méthodes pour évaluer le redshift de nos sursauts et étudier l'existence d'effets de sélection sur la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Nous avons alors considéré comme domaine de variation l'ensemble de la gamme en redshift des sursauts avec redshift soit (0.34 - 4.35). En calculant les valeurs de E_{iso} et E_{pi} correspondantes pour l'ensemble du domaine considéré, il est possible de tracer la trajectoire du sursaut dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ tel que l'illustre la figure 3.10. La trajectoire dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ démarre pour les plus basses valeurs de redshift au point le plus à gauche de cette dernière. La trajectoire suit son cours à partir de son point et s'éloigne vers la droite du plan à mesure que le redshift augmente. Ce parcours n'est cependant pas linéaire. Ainsi, comme l'indiquent les couleurs, les valeurs de redshift comprises entre 0.1 et 1.0 constituent la majeure partie du tracé.

A partir des trajectoires et de la relation définie par les sursauts avec redshift, il est possible de définir les sursauts que l'on qualifiera par la suite d'incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Il s'agit des sursauts qui, pour l'ensemble des valeurs de redshift, n'entrent pas dans le domaine délimité par les limites à 2σ de la relation ⁵. De même que pour le test de Nakar et Piran, cette définition est une limite inférieure stricte du nombre de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. En effet, cette incompatibilité doit être établie quel que soit le redshift. Or, une fraction des sursauts réellement incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ peut être compatible avec celle-ci pour certains redshifts. La définition choisie revient donc à sous-estimer le nombre réel de sursauts incompatibles avec la relation.

Un autre point mérite d'être précisé quant à la définition de ces derniers. Nous avons choisi de considérer la limite à 2σ . Or, si nous considérons que la distribution des sursauts autour de la droite d'ajustement est une gaussienne ⁶, cela signifie qu'au

5. Une discussion de la forme de cette limite, liée à la méthode d'ajustement et de calcul de la dispersion utilisé, sera présentée en annexe.

6. Cette condition est importante. En annexe, nous discuterons sa validité.

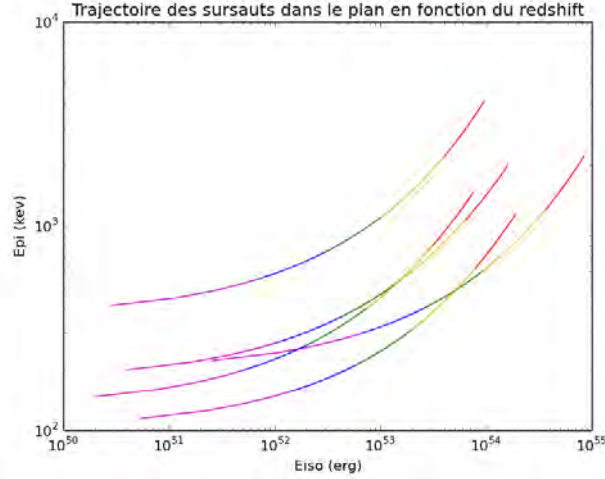


FIGURE 3.10 – Trajectoires de 5 sursauts dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ illustrant le positionnement de ces derniers en fonction du redshift. En magenta, la trajectoire pour des redshifts compris entre 0.1 et 0.5, en bleu celle pour des redshifts compris entre 0.5 et 1.0, puis en vert entre 1.0 et 2.0, ensuite en jaune entre 2.0 et 5.0 et enfin en rouge entre 5.0 et 10.0.

moins 90% des sursauts doivent se trouver dans les limites considérées et donc que potentiellement 5% de sursauts en dehors des limites sont attendus au delà des limites à 2σ inférieure et supérieure.

La figure 3.11 présente les sursauts avec redshift qui ont servi à définir la relation (en noir). Le parcours des sursauts sans redshift est représenté de deux manières différentes. En vert, les sursauts suivant la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ et en rouge ceux qui sont incompatibles avec cette dernière. Nous pouvons constater qu’il existe bel et bien des sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ et que ces derniers se positionnent tous au dessus de la relation. Leur nombre, 29, ne représente, certes, que 12% du total des sursauts sans redshift compatibles avec la relation, 214, ce qui reste compatible avec la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. Cependant, étant donné la répartition de ces sursauts autour de la relation, il est clair qu’il existe au minimum une asymétrie autour de cette dernière. Or, cette asymétrie s’étend justement en direction de la zone suspectée d’être affectée par des effets de sélection.

Un second point vient confirmer l’existence de cette asymétrie. Si l’on regarde la globalité des sursauts sans redshift, qu’ils soient ou non des sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$, nous pouvons clairement voir que la répartition de ces derniers autour de la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ n’est pas homogène. Ainsi, la fraction des sursauts au dessus de la relation, 0.71, est bien supérieure aux 50% attendus pour une relation symétrique. L’existence de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ étant actée, nous allons maintenant en étudier les propriétés.

3.4.4 Un premier effet de sélection lié à la détection

Propriétés des sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$:

Nous abrogeons pour l’instant la notion de sursauts avec ou sans redshift pour nous intéresser seulement à l’ensemble des sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. Nous comparons alors, pour les deux catégories ainsi obtenues, les valeurs de leurs paramètres spectraux, leur durée, leur fluence en photons et en énergie ainsi

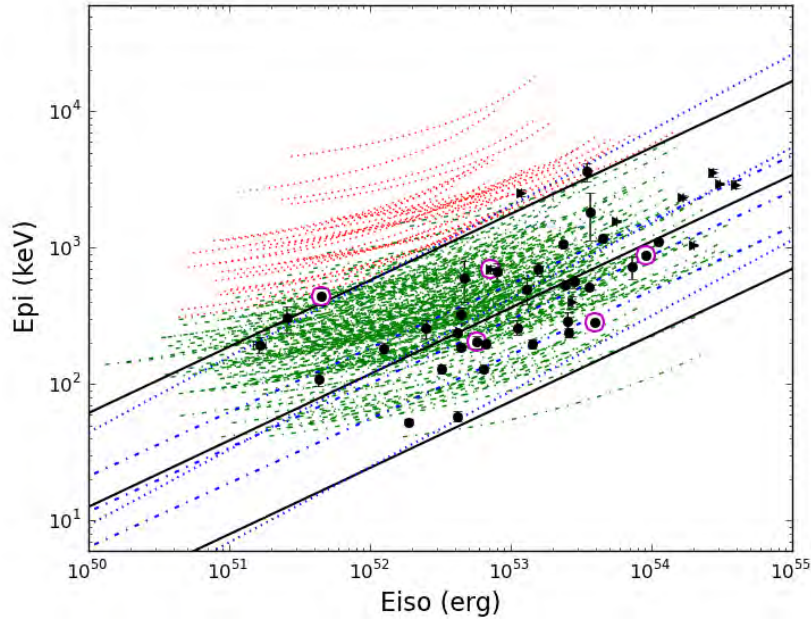


FIGURE 3.11 – Sursauts Fermi dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Les symboles noirs représentent les 43 sursauts avec un redshift, la ligne noire pleine correspond au meilleur ajustement de la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ avec ses limites à 2σ pour les sursauts considérés. Les cercles noirs correspondent aux sursauts détectés simultanément par Fermi(GBM) et Swift(BAT) tandis que les triangles noirs correspondent aux 9 sursauts détectés simultanément par Fermi(GBM) et un autre instrument permettant la localisation du sursaut (généralement Fermi(LAT)). Les cercles mauves correspondent aux sursauts pour lesquels le redshift a été mesuré sur les raies d'émission des galaxies hôtes. Les lignes vertes et rouges correspondent à la position possible des sursauts sans redshift en considérant que leur redshift est compris entre $z=0.34$ (le point le plus à gauche) et $z=4.35$ (le point le plus à droite). Les lignes rouges indiquent que les sursauts sont en dehors de la limite des 2σ quel que soit le redshift. Les lignes en pointillés noirs correspondent à la relation et ses limites à 2σ obtenues par Amati (2006b).

TABLE 3.1 – Comparaison des propriétés observées des 33 sursauts (avec et sans z) incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ quel que soit le redshift avec les 253 sursauts (avec et sans z) qui sont compatibles avec les limites à 2σ de cette dernière. La valeur du KS nous donne la probabilité que les paramètres considérés pour les deux groupes soient issus d’une même distribution d’origine. Les différences les plus significatives sont mesurées pour E_{po} et la fluence en photons. Les erreurs sur les valeurs médianes sont obtenues en mesurant la médiane des écarts à la médiane (en base log sauf dans le cas de α et β).

| Paramètres (unité) | médiane incompatibles | médiane compatibles | KS significativité |
|--|--------------------------|------------------------|-----------------------|
| T_{90} (s) | 22.5 ± 1.8 | 29.7 ± 2.2 | 0.17 |
| Alpha | -0.88 ± 0.18 | -0.89 ± 0.19 | 0.93 |
| Beta | -2.30 ± 0.00 | -2.30 ± 0.11 | 0.49 |
| E_{po} (keV) | 715 ± 2 | 151 ± 2 | $3.5 \cdot 10^{-16}$ |
| Fluence en photons (ph cm⁻²) | 11 ± 2 | 54 ± 2 | $6.2 \cdot 10^{-7}$ |
| Fluence en Energie (10^{-7} erg cm⁻²) | 28 | 74 | $1.4 \cdot 10^{-3}$ |
| Flux au pic (ph cm⁻² s⁻¹) | 3.2 ± 1.5 | 5.5 ± 1.8 | $2.52 \cdot 10^{-3}$ |

que leur flux au pic. Ceci a pour but de vérifier que les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ ne sont pas des sous-groupes de sursauts avec des propriétés spectrales (α , β et E_{po}) ou temporelles (T_{90}) particulières permettant d’expliquer leur incompatibilité avec la relation. La table 3.1 présente les valeurs médianes pour les paramètres cités ci-dessus et la significativité des tests de KS correspondant à la comparaison des distributions de chacun de ces groupes.

Les valeurs obtenues pour T_{90} permettent de conclure que les sursauts incompatibles avec la relation ne présentent pas des durées différentes des autres sursauts. Ce point est important car il s’agit d’un argument qui peut être avancé contre l’existence de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$; nous reviendrons là dessus plus loin. Les valeurs des tests de KS obtenues pour α et β permettent d’affirmer qu’ils ne constituent pas un sous ensemble de sursauts particuliers vis à vis de ces paramètres. Ainsi, nous ne pouvons pas invoquer l’existence de valeurs particulières pour ces derniers pour expliquer leur incompatibilité avec la relation.

Pour le dernier des paramètres spectraux, la situation est un peu différente. En effet, nous voyons que les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ présentent des valeurs du E_{po} beaucoup plus grandes que les autres sursauts. Ceci peut s’expliquer par la définition de ces derniers. En effet, un sursaut est qualifié d’incompatible avec la relation s’il se situe au delà de la limite à 2σ de cette dernière. Or, cette définition a pour effet de sélectionner des sursauts présentant des grandes valeurs du E_{po} . Ceci est notamment visible sur la figure 3.11. L’explication n’est toutefois pas complète car nous pouvons noter l’absence de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ et présentant des petites valeurs de E_{po} . C’est cette absence qui explique la différence que l’on peut observer dans le tracé des fonctions de répartition. Une

explication de cette différence sera proposée dans le paragraphe suivant mais il est nécessaire pour cela de terminer l'étude des propriétés des sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$.

Les trois dernières lignes du tableau présentent les distributions en fluence (en photons et en énergie) et en flux au pic pour les deux catégories considérées. Comme nous l'avons déjà vu dans la partie précédente, ces paramètres ont une importance certaine dans la détection et la mesure des paramètres spectraux des sursauts. Or, on constate une nette différence entre les deux distributions obtenues. Les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ sont ainsi nettement plus faibles que les autres sursauts.

Les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ sont donc des sursauts émettant moins de photons que les autres. Ceci est en accord avec leur position dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. En effet, considérons deux sursauts produisant une énergie totale identique. Celui dont l'énergie moyenne des photons (E_{pi}) est la plus grande produira nécessairement moins de photons car il suffit d'un plus petit nombre de photons pour arriver à la même énergie totale. De même, pour deux sursauts dont l'énergie moyenne des photons est identique, celui qui aura la plus petite énergie totale sera celui qui produira le moins de photons. Ainsi, il est naturel pour des sursauts ayant des petits E_{iso} et des grands E_{pi} de produire moins de photons. Nous venons donc de vérifier qu'une faible fluence en photons est bien une caractéristique propre aux sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$.

Le cas du E_{po} :

Nous pouvons maintenant reprendre la discussion concernant l'absence de sursauts à petit E_{pi} (moins de 200 keV) parmi les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Nous venons de voir que les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ possèdent des faibles valeurs de fluences (énergie ou photons). Or, la bande en énergie de Fermi utilisée pour la mesure des paramètres spectraux s'étale de 10 à 1000 keV. Ainsi, pour des valeurs de E_{po} aux alentours de la dizaine de keV, il est difficile de mesurer correctement la valeur de ce paramètre pour les sursauts les moins brillants, dont font partie les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Ceci est une explication possible des différences observées entre les deux classes de sursauts.

Pour conforter cette explication, nous avons cherché une possible relation entre le nombre de photons reçus et la valeur de E_{po} . Cela correspond à la figure 3.12. En rouge, nous pouvons voir les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$, en vert les sursauts sans redshift mais suivant la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ et en noir les sursauts avec redshift. Cette figure est intéressante à plusieurs titres. Parmi les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$, à part pour deux ou trois sursauts qui présentent des valeurs de E_{po} de l'ordre de 1500 à 2000 keV (ce qui les classe en terme de E_{po} parmi les sursauts détectés par le LAT indiqués par les triangles noirs), le reste de la population ne dépasse pas les bornes définies par l'ensemble des valeurs de E_{po} de notre échantillon. Les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ ne présente donc pas des valeurs de E_{po} suspectes par rapport au reste de la population de sursauts.

Nous pouvons également voir nettement la coupure induite par la définition utilisée pour définir les sursauts incompatibles avec la relation. Elle introduit une différence artificielle dans la distribution en E_{po} de cette catégorie de sursauts (ligne

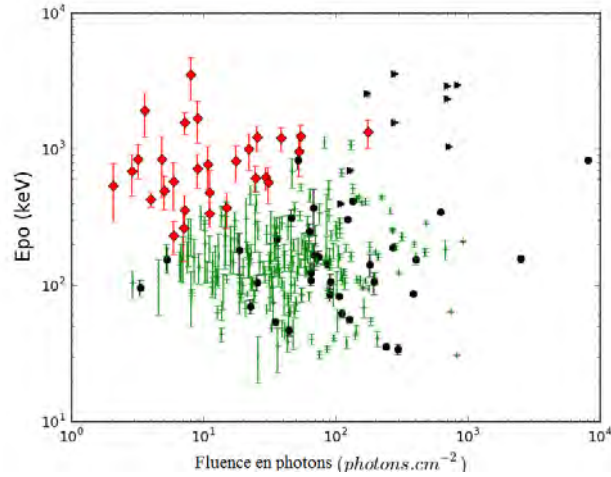


FIGURE 3.12 – Placement des sursauts dans le plan E_{po} - fluence en photons. Les sursauts avec redshift sont représentés en noir. Ceux sans redshift sont représentés en vert s'ils sont compatibles avec les limites à 2σ de la relation $E_{pi} - E_{iso}$ et en rouge s'ils sont incompatibles avec cette dernière.

de démarcation nette entre 100 et 1000 keV pour les sursauts en rouge d'un côté et en vert de l'autre). Enfin, nous constatons une absence de sursauts dans la partie en bas à gauche du plan (en dessous de 100 keV et 10 photons.cm⁻² que nous interprétons comme l'impossibilité de mesurer un petit E_{po} pour des sursauts avec une fluence en photons trop faible.

Ainsi, l'explication de la différence en terme de distribution en E_{po} pour les sursauts incompatibles avec la relation $E_{pi} - E_{iso}$ provient de la définition adoptée pour définir ces derniers.

Conclusion sur le premier effet de sélection :

A partir de ces résultats, nous pouvons établir une première conclusion. Nous avons démontré l'existence d'une quantité non négligeable de sursauts incompatibles avec la relation dans notre échantillon de sursauts sans redshift et établi que ces sursauts faisaient partie des sursauts les plus faibles. Ceci est la marque d'un effet de sélection lié à la détection même des sursauts. Ainsi, plus on s'écarte de la limite inférieure de la relation, plus le nombre de photons que l'on reçoit des sursauts peuplant le plan $E_{pi} - E_{iso}$ est faible. Ainsi, la limite en sensibilité des moyens d'observations à notre disposition ne permet pas la détection des sursauts les plus faibles pour lesquels le nombre de photons reçus n'est pas assez important. L'existence d'une population de sursauts présentant un petit E_{iso} et un grand E_{pi} restant encore hors de portée des moyens de détection actuels est donc possible. Ces derniers présenteraient des fluences et des flux au pic en deçà des limites accessibles à Fermi et surtout Swift. L'effet de cette première sélection instrumentale est résumé sur la figure 3.13.

Il est toutefois difficile de quantifier avec précision l'importance de cet effet de sélection. Seules des études sur des échantillons de sursauts simulés, comme par exemple celles réalisées par Kocevski (2012) ou Mochkovitch & Nava (2015), permettent de se faire une idée de la distribution réelle des sursauts gamma dans le plan $E_{pi} - E_{iso}$. Toutefois, ces études restent tributaires des hypothèses qui ont servi

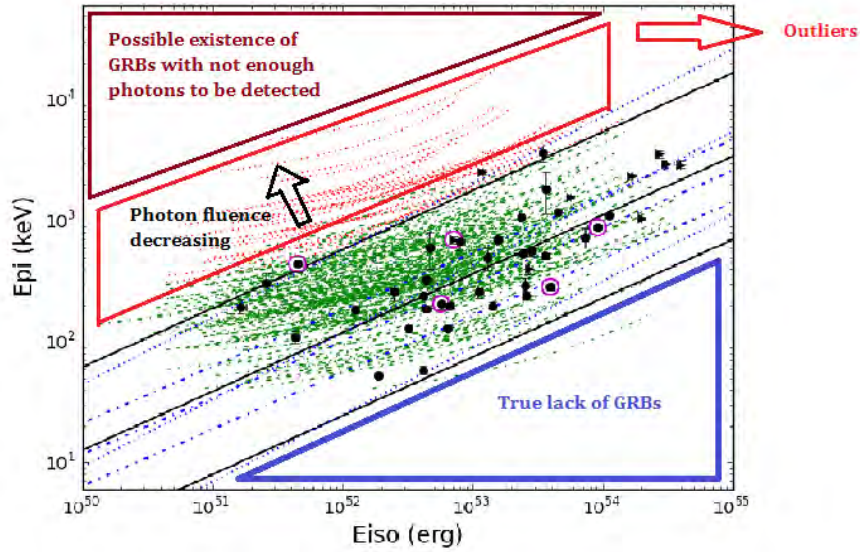


FIGURE 3.13 – Figure explicitant l’action du premier effet de sélection lié à la détection des sursauts gamma.

à construire cet échantillon de sursauts simulés. La physique de l’émission prompt des sursauts gamma restant encore mal comprise, il est difficile d’établir avec certitude l’ampleur de la sélection instrumentale imputable à la simple détection des sursauts gamma. Des questions restent donc ouvertes. Quelle est la vraie distribution des sursauts dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$? Existe-t-il une relation élargie? S’agit-il simplement d’une limite inférieure, les sursauts ne pouvant pas avoir de petit E_{pi} avec un grand E_{iso} ?

Au vu de l’élargissement de la relation au cours des années suivant sa découverte et de la fraction non négligeable de sursauts incompatibles avec cette dernière (12%) que nous avons obtenue, il paraît toutefois clair que l’effet de sélection lié à la mesure du redshift est suffisamment important pour avoir un impact sur la forme de la relation et jeter le doute sur son utilisation directe en cosmologie. Il paraît donc dangereux, tant que la lumière n’a pas été faite sur la distribution réelle des sursauts dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$, d’utiliser cette relation pour la détermination des paramètres cosmologiques. Une solution pourrait toutefois être de trouver une méthode permettant d’identifier les sursauts proches de la limite; nous y reviendrons plus tard.

Dans cette dernière discussion, nous avons vu l’importance que revêt la mesure du redshift. Sans ce dernier, il est difficile de se faire une idée claire de la distribution des sursauts dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. Élément indispensable à la construction de la relation, nous pouvons nous demander si cette mesure de redshift n’induit pas elle aussi un effet de sélection. Si la détection en introduit bien un, pourquoi la mesure du redshift ne le ferait-elle pas également? Il est en effet troublant de voir que la répartition des sursauts avec redshift dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ ne semble pas être la même que celle des sursauts sans redshift si l’on considère les trajectoires obtenues en faisant varier le redshift de ces derniers dans des proportions raisonnables. Ce décalage serait-il le signe d’un second effet de sélection? C’est ce que nous allons essayer de déterminer dans la partie suivante.

TABLE 3.2 – Comparaison des propriétés observées des 34 sursauts avec redshift (à l'exclusion des 9 sursauts LAT qui présentent des propriétés particulières : fluence en photons et en énergie importantes) et des 243 sursauts sans redshift. La probabilité KS correspond à la probabilité que les paramètres considérés aient la même distribution pour les sursauts avec et sans redshift. Les erreurs sur les valeurs médianes sont obtenues en mesurant la médiane des écarts à la médiane (en base log sauf dans le cas de α et β).

| Paramètres (unité) | médiane (avec z) | médiane (sans z) | KS significativité |
|--|---------------------|---------------------|-----------------------|
| T_{90} (s) | 43.5 ± 2.6 | 28.2 ± 2.1 | 0.10 |
| Alpha | -0.92 ± 0.20 | -0.87 ± 0.20 | 0.58 |
| Beta | -2.30 ± 0.09 | -2.30 ± 0.10 | 0.58 |
| E_{po} (keV) | 142 ± 2 | 162 ± 2 | 0.44 |
| Fluence en photons (ph cm ⁻²) | 88 ± 2 | 40 ± 2 | $7.3 \cdot 10^{-4}$ |
| Fluence en énergie (10 ⁻⁷ erg cm ⁻²) | 108 ± 2 | 58 ± 2 | $1.4 \cdot 10^{-3}$ |
| Flux au pic (ph cm ⁻² s ⁻¹) | 7.7 ± 1.9 | 4.7 ± 1.6 | $6.4 \cdot 10^{-2}$ |

3.4.5 Un second effet de sélection lié à la mesure du redshift

Comparaison des propriétés des sursauts avec et sans redshift :

Dans cette partie nous allons essayer de déterminer si la mesure du redshift conduit à sélectionner une certaine catégorie de sursauts. Pour cela nous allons suivre la démarche adoptée dans la partie précédente. Nous allons ainsi comparer entre elles les propriétés énergétiques, temporelles et spectrales des sursauts avec et sans redshift. Les résultats obtenus sont présentés dans la table 3.2.

Dans la première colonne sont indiquées les valeurs médianes obtenues pour le groupe des sursauts avec redshift. Dans la seconde, celles obtenues pour les sursauts sans redshift. Enfin, dans la troisième et dernière colonne sont présentées les valeurs des tests de Kolmogorov-Smirnov correspondants.

Nous constatons, d'après les valeurs obtenues, que les deux groupes ne présentent aucune différence significative en terme de durée (T_{90}) et de paramètres spectraux (α , β et E_{po}). Ceci signifie donc que nous n'avons pas affaire à une sous catégorie de sursauts vis à vis de ces paramètres et que ce n'est pas ici que nous devons chercher une explication quant à leur position dans le plan E_{pi} – E_{iso} .

A contrario, les valeurs obtenues pour les fluences, qu'elles soient en énergie ou en photons, présentent des différences significatives. Les valeurs de probabilité KS de l'ordre de 10^{-3} indiquent qu'il s'agit bien de deux groupes distincts. Les valeurs médianes obtenues sont plus importantes pour les sursauts avec redshift ce qui signifie que, dans l'ensemble des sursauts, ils sont parmi les plus brillants. La mesure du redshift induit donc une sélection de la partie la plus brillante de la population générale de sursauts gamma. Un tel comportement ne peut être expliqué

que par l'existence d'un effet de sélection imputable à la mesure du redshift.

Toutefois, ce second effet de sélection est moins net que le premier. En effet, les valeurs obtenues pour le test de KS sont moins discriminantes, ce qui nous indique que la différence entre sursauts avec et sans redshift est moins nette que celle entre les sursauts compatibles et incompatibles avec la relation. Deuxièmement, l'écart entre les valeurs médianes obtenues est moins important. Ce second effet de sélection a donc un effet moins radical et donc moins visible sur la distribution des sursauts dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$.

La solution à un long débat ?

Un tel effet de sélection a une importance déterminante dans la compréhension des effets de sélection globaux affectant la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. En effet, il permet de résoudre l'apparente contradiction entre diverses études mentionnées en introduction. Comme nous l'avons explicité dans le contexte, les études prenant en compte uniquement les sursauts avec redshift concluent à la validité de la relation tandis que celles basées sur les sursauts sans redshift concluent à l'existence d'un grand nombre de sursauts incompatibles avec cette dernière. Notre étude a permis de confirmer ce constat en trouvant une fraction significative de sursauts sans redshift incompatibles avec le relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. L'existence d'un effet de sélection, lors de la mesure du redshift, permet donc de rendre compatibles ces études apparemment contradictoires. Il est possible, avec cet effet de sélection, de réconcilier les deux points de vue et de mettre un terme au débat en cours dans la communauté.

Vers un mécanisme à deux sélections :

Avant de passer à la suite, nous allons résumer ce que l'on vient de mettre en évidence : l'existence de deux effets de sélection. Le premier interdit la détection de sursauts possédant des fluences et des flux au pics trop petits, soit les sursauts les plus éloignés de la limite inférieure de la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Le second concerne la mesure du redshift qui induit un second biais observationnel en ne conservant que la fraction des sursauts les plus brillants. Ces deux effets sont visibles sur les trois figures 3.14, 3.15 et 3.16 qui présentent respectivement les fonctions de répartition en fluence en photons et en énergie et en flux au pic suivant les trois catégories définies précédemment en conservant le même code de couleur. Elles permettent de résumer le mécanisme à deux effets de sélection que nous venons d'évoquer.

Afin de confirmer la différence observée entre sursauts avec et sans redshift, nous avons réalisé des études supplémentaires qui sont l'objet de la partie suivante.

3.4.6 Pourcentage de sursauts avec redshift et calcul du V/V_{max}

Notre objectif est de montrer qu'il est plus facile de mesurer un redshift si le sursaut est près de la limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Pour cela, nous allons nous intéresser à deux indicateurs :

- Le pourcentage de sursauts avec redshift en fonction de l'éloignement à la relation. Dans le cas d'un effet de sélection dû à la mesure du redshift, nous nous attendons en effet à ce que ce pourcentage décroisse à mesure que nous nous éloignons de la limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$.

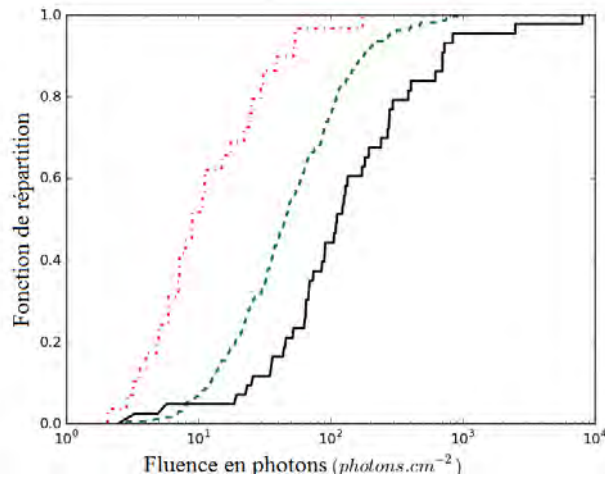


FIGURE 3.14 – Fonction de répartition en fluence en photons. En vert les sursauts sans redshift suivant la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$, en rouge les sursauts sans redshift incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ tandis qu'en noir sont présentés les sursauts avec redshift.

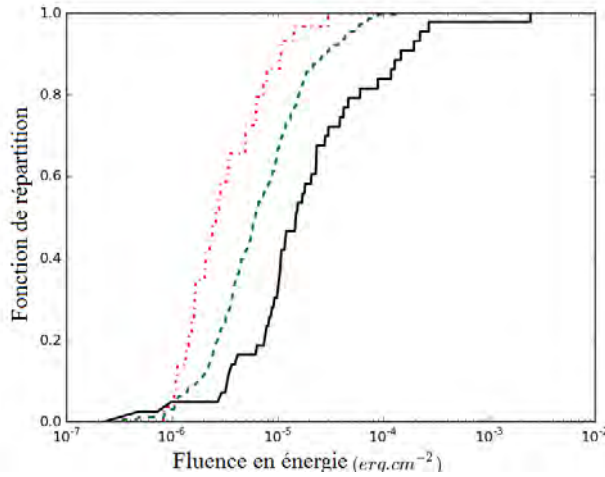


FIGURE 3.15 – Fonction de répartition en fluence en énergie. En vert les sursauts sans redshift suivant la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$, en rouge les sursauts sans redshift incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ tandis qu'en noir sont présentés les sursauts avec redshift.

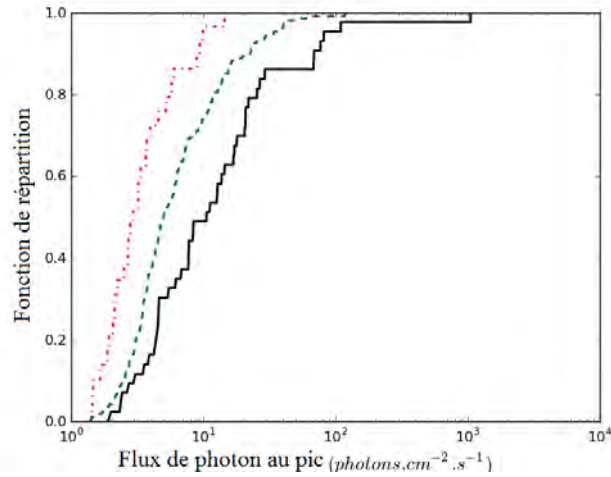


FIGURE 3.16 – Fonction de répartition en flux au pic. En vert les sursauts sans redshift suivant la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$, en rouge les sursauts sans redshift incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ tandis qu’en noir sont présentés les sursauts avec redshift.

- Le V/V_{max} qui nous donne une indication sur la limite de détection du sursaut considéré, soit la difficulté de réaliser une telle mesure. Nous nous attendons à ce que les sursauts loin de la limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ se retrouvent plus proches de leur limite d’observabilité que ceux qui en sont proches.

Comment calculer le V/V_{max} ?

Le V/V_{max} est le rapport entre le volume d’univers dans lequel a été détecté le sursaut (volume d’univers V entre le redshift du sursaut et nous) et le volume maximal V_{max} dans lequel il aurait pu être détecté. Il nécessite donc une mesure du redshift, ce qui limite son calcul aux sursauts ayant ce paramètre de mesuré. Ce rapport revient à définir un redshift z_{max} correspondant au redshift maximal pour lequel il est possible de détecter le sursaut et mesurer son redshift. Le point important est donc le calcul de cette valeur de z_{max} . Pour l’obtenir, il faut d’abord mettre en évidence le ou les paramètres qui vont déterminer si la détection du sursaut et la mesure de son redshift sont possibles ou non. Nous avons vu, dans les parties précédentes, qu’une différence importante entre les sursauts avec redshift et les autres est la fluence en photons. C’est pourquoi nous choisirons comme paramètre limitant de la mesure du redshift cette dernière quantité. Comme nous l’avons déjà évoqué, le paramètre le plus représentatif de la capacité à détecter un sursaut gamma est le flux au pic P . Nous aurons donc un calcul du z_{max} basé sur deux paramètres limitants : la fluence en photons et le flux au pic.

Pour déterminer z_{max} , nous partirons des propriétés intrinsèques du sursaut à savoir E_{iso} , E_{pi} , α et β et d’une valeur de redshift de départ que nous fixerons à 0.1. Avec ces données de départ, nous calculons la fluence en photons et le flux au pic théoriquement mesuré si le sursaut se situait à $z = 0.1$. Ces valeurs sont obtenues de la manière suivante.

Pour le flux au pic, nous partons de la valeur de L_{iso} du sursaut considéré et calculons le flux au pic bolométrique pour une distance de luminosité D_l correspondant au redshift considéré, soit :

$$P_{bolo} = \frac{L_{iso}}{4\pi D_l^2} \quad (3.9)$$

A partir de cette valeur de flux au pic il est possible, par conversion d'une bande en énergie à une autre, de calculer le flux au pic entre 10 et 1000 keV, soit les bandes en énergie de Fermi.

Pour le nombre de photons reçus, le calcul se fait de manière symétrique en partant cette fois de E_{iso} .

Nous avons ainsi :

$$S_{bolo} = \frac{E_{iso}(1+z)}{4\pi D_l^2} \quad (3.10)$$

Cela permet d'accéder à la fluence bolométrique, S_{bolo} , qui est convertie en fluence dans la bande souhaitée par conversion d'une bande en énergie à une autre. Une étape supplémentaire est nécessaire pour l'obtention du nombre de photons reçus par cm^{-2} . Avec la fluence bolométrique, on obtient le paramètre de normalisation de la loi de Band qui est le nombre de photons détectés par cm^{-2} . A partir de ce dernier paramètre, on détermine le nombre de photons reçus par cm^{-2} dans une bande en énergie donnée en intégrant la loi de Band sur le domaine en énergie souhaité soit :

$$N_\gamma = \int_{E_{min}}^{E_{max}} N(E)dE \quad (3.11)$$

Une fois ces deux quantités obtenues, on compare leurs valeurs aux valeurs limites établies au préalable. Si elles sont au dessus de ces dernières, nous considérons que le sursaut est détectable et le redshift mesurable. Si elles tombent en dessous de l'une des deux limites, le redshift maximal est atteint, soit du fait de l'impossibilité de mesurer le redshift (seuil minimal en nombre de photons reçus atteint établi à 20 photons. cm^{-2}), soit du fait de la non-détection du sursaut (seuil minimal en flux au pic atteint établi à 2 photons. $\text{s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$). Nous continuons le procédé par pas de 0.1 en redshift jusqu'à obtenir la valeur de z_{max} .

Méthode :

Une fois ces quantités mesurées, nous divisons notre échantillon en quatre groupes égaux. Plus exactement en 2 groupes de 9 sursauts et 2 autres de 8 sursauts correspondant à nos 34 sursauts avec redshift à l'exclusion des sursauts LAT que nous avons évoqués précédemment. Nous constituons les groupes en fonction de la distance à une ligne correspondant à la limite basse à 3σ de la relation obtenue avec les sursauts avec redshift afin de traduire un éloignement à la limite $E_{pi} - E_{iso}$ (voir figure 3.17). Nous prenons la limite à 3σ car cela permet d'obtenir des valeurs de distance toujours positives facilitant leur classement. La distance est définie par le rapport E_{pi} sur E_{pio} avec E_{pi} la valeur mesurée pour le sursaut et E_{pio} la valeur située sur la limite à 3σ pour l'énergie E_{iso} du sursaut. Le groupe 1 (G_1) correspond alors aux 9 sursauts les plus proches de cette limite suivi par le groupe 2, (G_2) le groupe 3 (G_3) et le groupe 4 (G_4) constitué des 8 sursauts les plus éloignés de cette limite. Nous calculons pour chacun de ces 4 groupes les deux quantités précédemment évoquées : le pourcentage de sursauts avec redshift et la valeur médiane du V/V_{max} dans le groupe considéré.

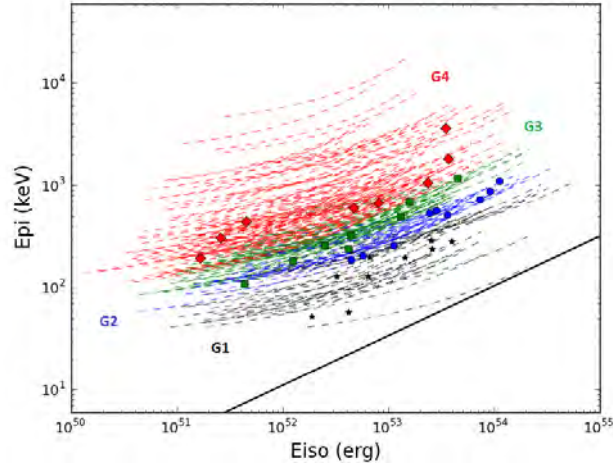


FIGURE 3.17 – Distribution des sursauts considérés pour le calcul du V/V_{\max} dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Les différents groupes sont définis par la limite à 3σ en trait plein noir. Le code couleur correspondant à chaque groupe est indiqué sur la figure.

Résultats :

La figure 3.17 présente la répartition de ces quatre groupes dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Le pourcentage de sursauts avec redshift décroît avec l'éloignement à la limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Nous passons ainsi de 20.45% (9/35+9) de sursauts avec redshift pour G_1 à 6.50% (8/115+8) pour G_4 en passant par 21.43% (9/33+9) pour G_2 et 11.76% (8/60+8) pour G_3 . Une telle décroissance est en accord avec l'existence d'un effet de sélection lié à la mesure du redshift, le redshift étant plus facilement mesurable proche de la limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$.

Nous pouvons constater une tendance inverse pour le V/V_{\max} avec une augmentation de la valeur de cette quantité en s'éloignant de la limite. Nous avons ainsi des valeurs médianes de 0.28 pour G_1 , 0.35 pour G_2 , 0.51 pour G_3 et 0.75 pour G_4 . Plus on s'éloigne de la limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$, plus la détection du sursaut et la mesure du redshift se trouvent à la limite des capacités de nos instruments. En effet, les sursauts éloignés de la limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ ont un redshift limite z_{\max} , au delà duquel on ne serait pas en mesure de les détecter ou d'estimer leur redshift, bien plus proche de leur redshift réel que pour les sursauts près de la limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$.

Une seconde sélection confirmée :

Avec cette étude, nous avons confirmé l'existence d'un second effet de sélection lié à la mesure du redshift. La figure 3.18 récapitule son effet. Nous pouvons y voir que plus on s'éloigne de la relation, plus le pourcentage de sursauts avec redshift décroît et plus la valeur médiane du V/V_{\max} augmente. Ainsi, la mesure du redshift est plus facile à réaliser pour les sursauts les plus proches de la limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Le mécanisme que nous pensons être à l'origine de ce second effet de sélection sera l'objet du chapitre 5.

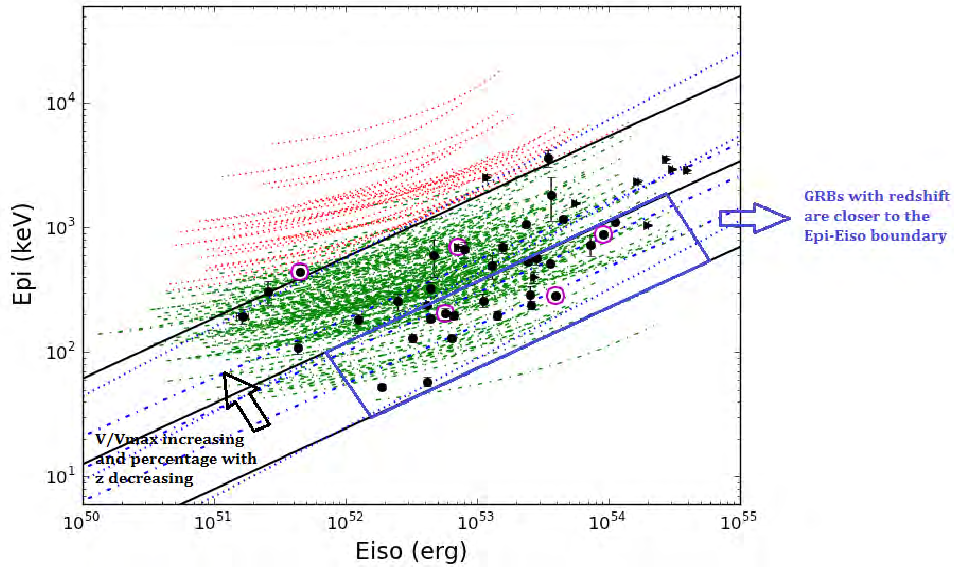


FIGURE 3.18 – Figure explicitant l’action du second effet de sélection lié à la mesure du redshift des sursauts gamma.

3.4.7 Actualisation des résultats avec le dernier catalogue Fermi

Gruber et al. (2014) présente le nouveau catalogue de sursauts Fermi qui vient compléter celui de Goldstein et al. (2012) avec deux ans supplémentaires de données. Une seconde actualisation disponible à partir de l’automne 2014 nous a permis d’étendre l’étude jusqu’aux sursauts allant jusqu’en juillet 2014, soit 6 années de données de Fermi. Le nombre total de sursauts est ainsi de 1273 soit près de trois fois plus que le nombre initial. Parmi ces sursauts, nous avons 61 sursauts avec redshift et 720 sursauts sans redshift sélectionnés. Dans cette analyse, les deux échantillons, avec et sans redshift, retrouvent la même base temporelle.

Certaines modifications dans le calcul des paramètres spectraux ont induit des différences dans les valeurs pour l’ensemble du catalogue depuis le départ. Ainsi les critères de sélection restant les mêmes, nous perdons pour cette raison un sursaut avec redshift. Il s’agit de GRB101219686⁷ qui ne passe alors plus la sélection sur α avec une valeur précédemment de $+0.33 \pm 0.36$ dans le catalogue de Goldstein et al. (2012) alors qu’elle passe à $+1.3 \pm 0.72$ dans celui de Gruber et al. (2014). Le sursaut considéré étant un sursaut LAT, nous n’avons donc, dans l’échantillon de sursauts avec redshift, que 11 sursauts LAT.

La figure 3.19 est une version actualisée de la figure 3.11. Nous pouvons constater que l’existence de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ se voit confirmée. Nous pouvons noter une légère baisse du pourcentage de ces derniers qui passe de 12% à 11% mais l’augmentation du nombre total de sursauts entraîne une augmentation du nombre total de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ qui passe à 2014 pour 647 compatibles avec la relation. Cette différence peut s’expliquer par la différence dans la procédure de mesure du E_{po} entre les catalogues de Goldstein et al. (2012) et de Gruber et al. (2014). En effet, cette dernière version conduit à une baisse globale de la valeur du E_{po} .

7. Pour les sursauts détectés par Fermi, à la suite des 6 premiers chiffres est rajoutée l’heure de

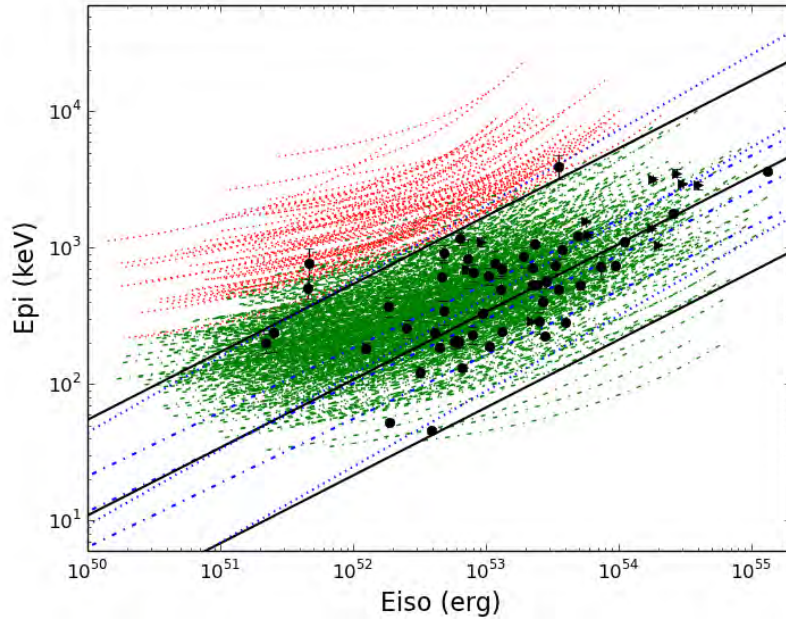


FIGURE 3.19 – Sursauts Fermi dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. Les symboles noirs représentent les 61 sursauts avec un redshift, la ligne noire pleine correspond au meilleur ajustement de la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ avec ses limites à deux sigmas pour les sursauts considérés. Les cercles noirs correspondent aux sursauts détectés simultanément par Fermi/GBM et Swift/BAT tandis que les triangles noirs correspondent aux 11 sursauts détectés simultanément par Fermi/GBM et un autre instrument permettant la localisation du sursaut (généralement Fermi/LAT). Les cercles mauves correspondent aux sursauts pour lesquels le redshift a été mesuré sur les lignes d'émission des galaxies hôtes. Les lignes vertes et rouges correspondent à la position possible des sursauts sans redshift en considérant que leur redshift est compris entre $z=0.34$ (le point le plus à gauche) et $z=4.35$ (le point le plus à droite). Les lignes rouges indiquent que les sursauts sont en dehors de la limite des 2σ quel que soit le redshift. Les lignes en pointillés noirs correspondent à la relation et ses limites à 2σ obtenues par Amati (2006b).

TABLE 3.3 – Comparaison des propriétés observées des 76 sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ quel que soit le redshift avec les 705 sursauts qui sont compatibles avec les limites à 2σ de la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. La valeur obtenue pour le test de KS nous donne la probabilité que les paramètres considérés soient issus d’une même distribution d’origine pour les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ et les autres sursauts. Les erreurs sur les valeurs médianes sont obtenues en mesurant la médiane des écarts à la médiane (en base log sauf dans le cas de α et β).

| Paramètres (unités) | médiane (outliers) | médiane (in) | KS significativité |
|--|-----------------------|------------------|-----------------------|
| T_{90} (s) | 22.4 ± 2.2 | 31.2 ± 2.2 | $4.8 \cdot 10^{-3}$ |
| Alpha | -0.83 ± 0.16 | -0.90 ± 0.20 | $1.5 \cdot 10^{-2}$ |
| Beta | -2.30 ± 0.00 | -2.30 ± 0.11 | $9.4 \cdot 10^{-3}$ |
| E_{po} (keV) | 684 ± 2 | 143 ± 2 | $1.3 \cdot 10^{-40}$ |
| Fluence en photons (ph cm ⁻²) | 9 ± 2 | 51 ± 2 | $1.3 \cdot 10^{-18}$ |
| Fluence en Energie (10 ⁻⁷ erg cm ⁻²) | 28 ± 2 | 67 ± 2 | $2.2 \cdot 10^{-8}$ |
| Flux au pic (ph cm ⁻² s ⁻¹) | 2.9 ± 1.4 | 5.8 ± 1.8 | $1.6 \cdot 10^{-9}$ |

La table 3.3 présente la comparaison actualisée des sursauts compatibles et incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Nous pouvons constater que les résultats présentés précédemment se trouvent confirmés avec une significativité accrue. Les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ sont donc bien des sursauts plus faibles que les autres. On note également une augmentation de la significativité concernant les différences de distribution en α , β et surtout T_{90} . Cette dernière différence est à surveiller car, comme nous le verrons plus tard, elle pourrait induire des biais de mesure impactant notre interprétation. C’est ce que nous allons nous attacher à faire dans la section à suivre.

La table 3.4 présente la comparaison des sursauts avec et sans redshift. La significativité des différences que nous avons précédemment mises en évidence augmente, ce qui confirme l’existence de cette seconde sélection liée à la mesure du redshift.

3.5 Les critiques possibles : les résultats obtenus sont-ils solides ?

Dans cette section nous nous attachons à présenter les principales réserves qui peuvent être émises concernant l’existence d’effet de sélection impactant la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Elles portent généralement sur la position réelle des sursauts dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Y aurait-il des raisons de penser que la position des sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ est biaisée ? D’aucuns répondront que oui, arguant du fait

leur détection en base 10.

TABLE 3.4 – Comparaison des propriétés observées des 61 sursauts avec redshift (à l’exclusion des 11 sursauts LAT de l’échantillon pour les mêmes raisons que celles évoquées précédemment) et des 720 sursauts sans redshift. La probabilité KS correspond à la probabilité que les paramètres considérés aient la même distribution pour les sursauts avec et sans redshift. Les erreurs sur les valeurs médianes sont obtenues en mesurant la médiane des écarts à la médiane (en base log sauf dans le cas de α et β).

| Paramètres (unité) | médiane (avec z) | médiane (sans z) | KS significativité |
|--|---------------------|---------------------|-----------------------|
| T_{90} (s) | 49.3 ± 2.3 | 29.4 ± 2.1 | $1.8 \cdot 10^{-2}$ |
| Alpha | -0.99 ± 0.20 | -0.88 ± 0.20 | $2.1 \cdot 10^{-2}$ |
| Beta | -2.30 ± 0.08 | -2.30 ± 0.10 | 0.95 |
| E_{po} (keV) | 150 ± 2 | 153 ± 2 | 0.99 |
| Fluence en photons (ph cm⁻²) | 84 ± 2 | 43 ± 2 | $2.4 \cdot 10^{-5}$ |
| Fluence en énergie (10⁻⁷ erg cm⁻²) | 108 ± 2 | 59 ± 2 | $1.6 \cdot 10^{-5}$ |
| Flux au pic (ph cm⁻² s⁻¹) | 7.7 ± 2.0 | 5.1 ± 1.8 | $5.4 \cdot 10^{-2}$ |

que ce sont des sursauts faibles et que ces derniers peuvent être affectés par des biais de mesures. Nous allons donc recenser ces derniers.

3.5.1 Sous estimation de la durée/fluence des sursauts et de E_{iso}

Un premier biais de mesure revient à considérer que les sursauts faibles et donc principalement les sursauts incompatibles avec la relation $E_{pi-} - E_{iso}$ ne sont pas vus dans leur globalité. Ce problème, qui peut exister pour tout sursaut dès lors qu’un bruit de fond existe, est plus crûment posé pour cette catégorie de sursauts. En effet, comparés aux autres sursauts, il est possible qu’une partie de ces derniers soit masquée par le niveau de bruit de fond et qu’ils soient vus plus courts que ce qu’ils sont en réalité. Ceci reviendrait alors à sous-estimer leur fluence et donc, par conséquent, la valeur de E_{iso} . Avec un E_{iso} plus élevé, ils se rapprocheraient alors de la relation $E_{pi-} - E_{iso}$ ce qui pourrait les rendre compatibles avec cette dernière, invalidant alors la preuve de l’existence d’effets de sélection touchant cette relation.

Or nous l’avons vu, les sursauts incompatibles avec la relation $E_{pi-} - E_{iso}$ ont tendance à être un peu plus courts que les autres sursauts. Sur la première étude nous avons une différence, certes non significative selon le test de KS mais qui s’amplifie et le devient presque avec le rajout des nouveaux sursauts du catalogue Fermi 2012 puis 2014. La valeur du test de KS est passée de 0.17 pour le premier catalogue de Fermi, à $4.8 \cdot 10^{-3}$ en considérant l’ensemble des sursauts jusqu’en juillet 2014. L’objectif de ce qui va suivre est donc de quantifier cet argument.

La figure 3.20 présente la distribution dans le plan $E_{pi-} - E_{iso}$ des sursauts in-

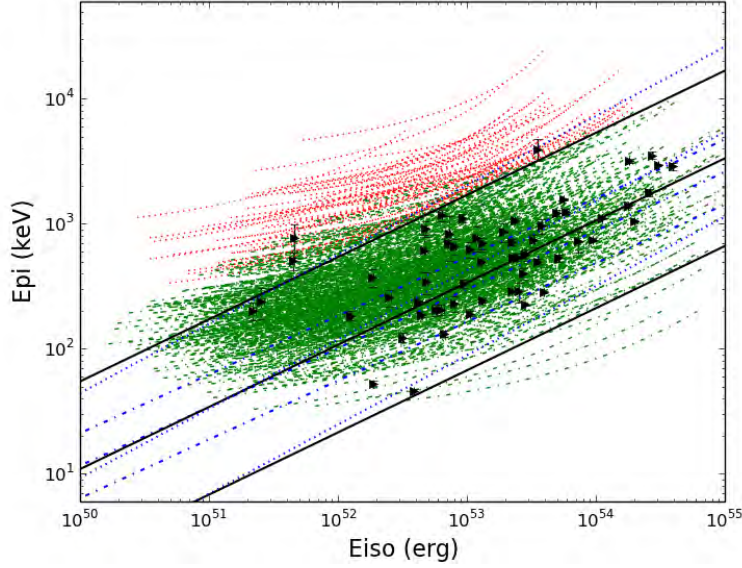


FIGURE 3.20 – Il s’agit des mêmes codes couleurs et sursauts que 3.19 avec la valeur de la fluence des sursauts en dehors de la relation artificiellement augmentée afin de compenser l’écart en durée de ces derniers par rapport à la moyenne des autres sursauts.

compatibles avec la relation $E_{\text{pi-}} E_{\text{iso}}$ en augmentant artificiellement leur fluence. Cela permet de vérifier si l’effet évoqué précédemment a un impact sur le nombre de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi-}} E_{\text{iso}}$. Pour déterminer l’augmentation de fluence nécessaire, nous avons considéré la différence en durée entre les trois catégories de sursauts. Nous avons une valeur médiane du T_{90} qui oscille autour de la vingtaine de secondes pour les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi-}} E_{\text{iso}}$, autour de la trentaine de secondes pour les sursauts sans redshift et enfin autour de la quarantaine de seconde pour les sursauts avec redshift. La différence maximale est ainsi d’un facteur deux. Nous allons maintenant évaluer de combien doit on augmenter la fluence pour induire une augmentation de la durée d’un facteur 2.

Pour cela, on considère la différence entre le T_{90} et le T_{50} . Pour l’ensemble des sursauts Fermi jusqu’en juillet 2014, la moyenne des rapports entre ces deux mesures de durée est de 3.13 pour les sursauts sans redshift. Ainsi une augmentation de la fluence de quatre cinquième correspond à un facteur 3 en durée. Pour obtenir un facteur 2, la règle de trois nous indique que l’augmentation doit être approximativement de $\frac{42}{53}$.

Nous avons donc la fluence artificiellement augmentée qui se définit comme étant :

$$S_{\text{mod}} = S \left(1 + \left(\frac{4}{5} \right) \left(\frac{2}{3} \right) \right) \quad (3.12)$$

La figure 3.20 montre que la position des sursauts dans le plan ne change pas de manière importante mais conduit tout de même à une baisse du nombre de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi-}} E_{\text{iso}}$ dont le pourcentage passe de 10 à 7%. Cette baisse n’est, certes, pas négligeable mais pas suffisante pour invalider nos

conclusions concernant l'existence de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ et les effets de sélection impactant cette dernière. De plus, l'impact d'une baisse du rapport signal sur bruit n'est certainement pas aussi brutale que cette évaluation simple.

3.5.2 Surestimation de la valeur de E_{po}

Nous allons maintenant évoquer la question de la valeur du E_{po} , le second paramètre qui détermine la position du sursaut dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. En effet, ce paramètre varie tout au long de la durée du sursaut (nous en reparlerons également lorsque nous évoquerons le délai spectral dans le chapitre 5). Un argument opposé à l'existence de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ stipule que les sursauts faibles n'étant pas vus dans leur globalité, seule la partie la plus brillante est détectée. Or, la partie la plus brillante étant considérée comme plus dure, la valeur du E_{po} de ces sursauts pourrait être surestimée. Cette surestimation rendrait ainsi artificiellement de tels sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. Cependant, nous détectons la plus grande partie du sursaut et surtout, comme nous avons pu le constater dans le chapitre 2, le E_{pi} au pic peut être soit plus important, soit moins important que le E_{pi} mesuré sur toute la durée du sursaut. Ceci exclut toute tendance générale à la sur ou sous évaluation de cette valeur.

3.5.3 Les sursauts résolus temporellement

Comme nous l'avons évoqué dans l'introduction de ce chapitre, le fait que les sursauts résolus temporellement suivent une relation entre L_{iso} et E_{pi} est un argument fort en faveur de l'existence d'un vrai phénomène physique limitant la distribution des sursauts dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. Il est pour cela considéré comme un pilier de l'existence de la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. Toutefois, ce n'est pas en réalité l'existence de cette relation qui est prouvée ainsi mais plutôt l'existence d'une limite physique. En effet, ces résultats sont la preuve que les sursauts évoluent le long de cette ligne et qu'il n'est donc pas possible pour ces derniers de la franchir, que ce soit pour la globalité des sursauts ou pour un sursaut résolu temporellement. Il est ainsi impossible d'avoir une valeur de E_{iso} grande avec des valeurs de E_{pi} faibles pour des raisons physiques qui restent encore floues. Cependant, cela n'empêche nullement les sursauts d'aller au delà de la relation dans la partie du plan affectée par des effets de sélection. En effet, les mêmes contraintes s'appliquent pour placer un sursaut résolu temporellement dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ que pour y placer un ensemble de sursauts. Il est nécessaire de résoudre temporellement le spectre, ce qui induit des sélection en gamma plus fortes encore que celles existant sur l'échantillon global de sursaut. On sélectionne ainsi les sursauts gamma les plus brillants, ceux qui suivent donc déjà la relation. Il n'est donc pas étonnant de les voir suivre, lors de leur évolution temporelle, les mêmes contraintes physiques.

Ces études ne prouvent donc pas que la relation est valide mais sont plutôt la preuve de la réalité d'une limite physique. Bien qu'il soit à l'heure actuelle difficile de le vérifier, il est envisageable que les sursauts plus faibles se situant au delà de la limite à 2σ de la relation suivent également une trajectoire dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ parallèle à la limite physique mais au delà de la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. Afin de vérifier cela, il est nécessaire de réaliser le spectre résolu temporellement de ces sursauts, ce qui est actuellement impossible de par le trop faible nombre de photons que l'on reçoit

de ces derniers. Il est donc nécessaire de disposer d'un plan de détection suffisamment grand pour accroître de manière significative la sensibilité de ces derniers tout en disposant d'une bande en énergie suffisamment large pour permettre la mesure des paramètres spectraux.

3.6 Conclusion sur la validité de la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$

Comme nous avons pu le voir dans ce chapitre, la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ semble clairement impactée par les effets de sélection. Si d'un côté la limite physique n'est pas remise en cause et existerait bel et bien, de l'autre côté de la relation, les effets de sélection jouent à plein. Longtemps considérés comme provenant simplement des sélections gamma, ce sont en réalité bien deux effets qui dessinent la forme de la relation dans la partie haute du plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. Un premier, lié à la détection des sursauts, joue contre la détection des sursauts ayant la fluence la plus faible. Un second, plus pervers, provient de la mesure du redshift. Cette dernière induit des biais liés à l'optique dans le plan gamma. Elle revient à sélectionner des sursauts en moyenne plus brillants que les autres et qui suivent ainsi la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. Ce double effet de sélection peut expliquer les résultats apparemment contradictoires obtenus par diverses équipes auparavant. Le fait que les sursauts avec redshift suivent la relation tandis que les sursauts sans redshift ne devraient pas être en mesure de la suivre se trouve ainsi expliqué.

Une telle situation rend illusoire l'utilisation de la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ pour la standardisation des sursauts gamma en vue de les utiliser en cosmologie. A moins d'être en mesure de déterminer quels sont les sursauts qui sont proches de la limite physique à l'aide d'un autre paramètre (temporel?) indépendant du E_{pi} et du E_{iso} . Nous en reparlerons par la suite quand nous aborderons le sujet des relations temporelles.

Une autre possibilité vient de l'étude des spectres des sursauts gamma. En effet, l'ajout d'une composante thermique et/ou d'une loi de puissance dans le spectre du sursaut s'avère parfois nécessaire (voir discussion du chapitre précédent et les travaux de Sylvain Guiriec Guiriec et al. (2010), Guiriec et al. (2011) et Guiriec et al. (2013)). Cela entraîne des modifications dans les valeurs des paramètres spectraux et entre autre du E_{pi} . Une étude de l'impact de ces changements sur l'existence de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ pourrait être intéressante et faire l'objet de travaux ultérieurs. En effet, il serait possible de retrouver une relation entre E_{pi} et E_{iso} en considérant ces nouveaux ajustement. néanmoins, il conviendrait de prendre ces résultats avec des pincettes. En effet, le rajout de composantes thermiques et/ou de lois de puissance n'est possible que lorsque le spectre du sursaut est bien défini. cela suppose donc d'utiliser les sursauts les plus brillants desquels nous recevons le plus de photons. or nous avons constaté que ces sursauts suivent effectivement la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. Pour répondre à la question, il faudrait donc être en mesure de faire l'analyse des spectres des sursauts les plus faibles et surtout des sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. Au vu de leur faible fluence en photons, cela paraît cependant difficile à réaliser.

Nous allons maintenant passer à l'étude de la seconde relation spectrale, la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{iso}}$.

Chapitre 4

Étude de la relation $E_{\text{pi}} - L_{\text{iso}}$

La relation entre ces deux paramètres a été mise en évidence par Yonetoku et al. (2004). Elle est de la même nature que la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Étant donné que cette dernière est, comme nous l'avons mis en évidence dans le chapitre précédent, affectée par des effets de sélection, il y a toutes les raisons de penser que la situation est la même concernant la relation $E_{\text{pi}} - L_{\text{iso}}$. En effet, elles lient toutes deux E_{pi} à une quantité dépendant de l'émission en énergie des sursauts gamma, à savoir sa luminosité isotropique, L_{iso} , ou son énergie isotropique E_{iso} . Notre objectif va être de déterminer si ces effets sont aussi à l'œuvre et quelle est leur ampleur. Mais pour cela, il faut savoir quelle définition des paramètres de la relation choisir. C'est par cette discussion et la constitution de l'échantillon que nous commencerons, avant d'étudier les effets de sélection impactant la relation $E_{\text{pi}} - L_{\text{iso}}$.

4.1 Paramètres considérés et échantillon

4.1.1 Quels paramètres choisir ?

Contrairement à la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ dont les paramètres sont définis sans ambiguïté sur toute la durée du sursaut, les paramètres utilisés dans la relation ne sont pas uniques. En effet, plusieurs possibilités existent pour définir E_{pi} et L_{iso} . La première version de cette relation est celle originelle mise en évidence par Yonetoku et al. (2004). Elle est directement tirée de la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ puisqu'il s'agit de remplacer E_{iso} par L_{iso} . A partir de cette version simple, plusieurs variantes sont envisageables. Une première façon de calculer L_{iso} revient à prendre directement le flux au pic observé correspondant à la seconde la plus brillante du sursaut dans le repère de l'observateur. Toutefois, si l'on considère que la relation est une relation propre aux sursauts gamma, cette définition de la luminosité n'est pas satisfaisante car elle fait intervenir une quantité définie dans le repère de l'observateur. Une première amélioration consiste alors à prendre, non plus le flux au pic dans le repère de l'observateur, mais celui défini dans le repère de la source, ce qui correspond alors au flux au pic mesuré sur $(1+z)$ secondes dans le repère de l'observateur du fait de la dilatation temporelle liée à l'expansion de l'Univers.

Une seconde variation possible concerne E_{pi} . En effet, dans la relation de Yonetoku, la valeur prise est celle mesurée sur toute la durée du sursaut. Or, il est établi que l'énergie du maximum d'émission d'un sursaut évolue tout au long de ce dernier. Pour plus de cohérence, on peut donc penser que la valeur de E_{pi} utilisée doit être celle mesurée au pic. Il en est de même pour les autres paramètres spectraux, à savoir α et β . Ces paramètres étant disponibles directement dans le catalogue Fermi, seule

la question des critères de sélection sur ces derniers devra se poser. Avec deux choix pour la durée d'intégration et deux choix pour E_{pi} , nous avons ainsi quatre façons différentes de calculer la luminosité isotropique. Nous regarderons par la suite quels sont les impacts de ce choix. Mais avant cela, nous allons constituer notre échantillon de départ.

4.1.2 Échantillon

Pour réaliser cette étude, nous avons besoin d'utiliser les paramètres spectraux au pic du catalogue de Fermi. Plusieurs sélections, implicites ou explicites, sont alors nécessaires pour arriver à notre échantillon final. En effet, comme nous avons pu le voir pour les paramètres spectraux mesurés sur toute la durée du sursaut, nous avons besoin de sélectionner les paramètres spectraux les mieux définis. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, cela est crucial en ce qui concerne la validité de notre étude. Une première sélection, implicite, tient à l'existence de paramètres spectraux au pic. En effet, de tels paramètres ne sont pas obtenus pour l'ensemble des sursauts du catalogue. Cela réduit donc notre échantillon de départ. Ainsi, alors que le catalogue de Fermi de 2014 contient un total de 1273 sursauts, seuls 1178 possèdent une mesure des paramètres spectraux au pic. Parmi ceux-ci, 63 ont une mesure du redshift.

Concernant maintenant les sélections explicites, la question se pose de prendre ou non les mêmes critères que pour les paramètres spectraux classiques. Cela paraît être une solution raisonnable pour la cohérence de l'étude. Nous pourrions ainsi avoir le même niveau de confiance dans les paramètres spectraux au pic et ceux mesurés sur l'intégralité du sursaut. Toutefois, cela revient à faire des sélections plus drastiques et réduit le nombre de sursauts utilisables, en particulier pour ceux avec redshift, de manière non négligeable. En effet, la mesure du spectre se réalisant sur la seconde la plus brillante du sursaut, le nombre total de photons permettant de réaliser ce dernier est réduit. Pour la grande majorité des sursauts, cela se traduit par des erreurs supérieures sur les paramètres spectraux mesurés. Ainsi, si 50 passent les critères de sélection sur les paramètres spectraux mesurés sur toute la durée du sursaut, seuls 39 passent également ceux concernant les paramètres spectraux mesurés sur la seconde la plus brillante de ce dernier. Cette perte de 11 événements est le prix à payer pour avoir un échantillon de sursauts suffisamment fiable du point de vue des paramètres spectraux. Toutefois, le nombre important de sursauts dont nous disposons avec le dernier catalogue de Fermi (Gruber et al. (2014)) nous permet d'avoir au final un échantillon suffisamment conséquent, nous avons donc décidé d'utiliser les mêmes coupures. Une fois ces sélections effectuées, l'échantillon est ainsi constitué de 429 sursauts sans redshift et 39 sursauts avec redshift.

4.2 Une nouvelle définition de la luminosité intrinsèque ?

4.2.1 Les différentes méthodes de calcul de la luminosité intrinsèque

Comme nous l'avons évoqué précédemment, nous avons identifié quatre manières différentes de calculer la luminosité isotropique. La première, que nous qualifierons

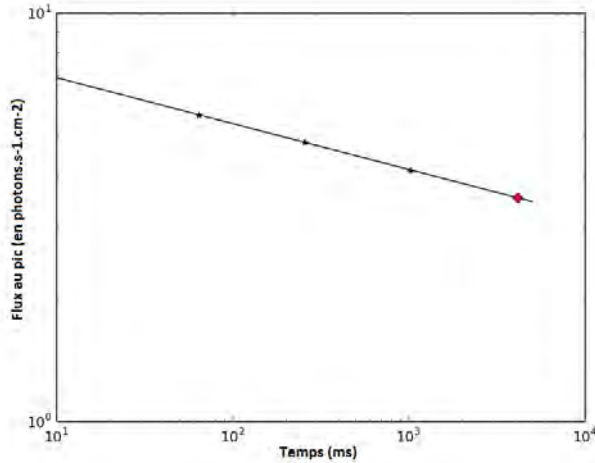


FIGURE 4.1 – Exemple d’extrapolation des valeurs de flux au pic pour GRB140703026. Les trois points noirs correspondent aux valeurs de flux au pic par ordre décroissant sur 64ms, 256ms et 1024ms. Le point rouge correspond à l’extrapolation jusqu’à $1+z$ secondes.

de classique, a déjà été explicitée précédemment. Nous la noterons par la suite L_{iso} suivant la notation traditionnellement adoptée.

La seconde manière de calculer la luminosité isotropique revient à considérer le flux au pic correspondant à la seconde la plus brillante du sursaut dans le repère de la source. Par effet de dilatation temporelle, une seconde dans le repère de la source équivaut à $1+z$ secondes dans le repère de l’observateur. Pour obtenir cette quantité, il faut donc extrapoler le flux au pic observé jusqu’à $1+z$ secondes. Cela est possible avec le catalogue Fermi car nous avons alors à disposition la valeur du flux au pic sur 64 ms, 256 ms et 1024 ms. Ces trois valeurs permettent une extrapolation linéaire jusqu’au flux au pic à $1+z$ secondes. Il est important de souligner que seules plusieurs mesures de flux au pics sur des durées différentes rendent possible cette extrapolation. C’est pourquoi l’utilisation du catalogue de Fermi est indispensable.

La figure 4.1 présente un exemple d’extrapolation du flux au pic jusqu’à $1+z$ secondes. Le flux étant de moins en moins intense à mesure que l’on s’éloigne du pic, lorsque l’on ramène le flux au pic sur une seconde, cela donne une valeur mesurée moins importante pour cette quantité. Ainsi, le flux au pic décroît lorsque l’on considère des intervalles de plus en plus grands, soit lorsque que l’on passe de 64 ms à 256 ms puis 1024 ms et enfin $1+z$ secondes. Nous noterons par la suite cette luminosité $L_{\text{iso}1s}$.

Les deux autres valeurs de luminosité intrinsèque que nous pouvons calculer correspondent aux deux mêmes définitions précédemment données mais en considérant pour le calcul de ces dernières non plus les paramètres spectraux sur toute la durée du sursaut mais ceux pris sur la seconde la plus brillante de ce dernier. En toute rigueur, il aurait fallu prendre le spectre sur les $1+z$ secondes les plus brillantes dans le repère de l’observateur. Néanmoins, cette information n’est pas disponible dans le catalogue de Fermi. De plus, les différences de spectre entre la seconde la plus brillante et les $1+z$ secondes les plus brillantes ne devraient pas représenter des écarts importants (nous avons montré dans le chapitre 2 que les paramètres spectraux au pic et mesurés sur toute la durée du sursaut ne présentaient pas de différence très importantes en moyenne). C’est pourquoi nous estimons que prendre

TABLE 4.1 – Les différentes façons de calculer la luminosité isotropique.

| | 1 s | L_{iso} | 1 + z s | $L_{\text{iso}1s}$ | Spectre au pic | L_p | L_{p1s} |
|---------------------------------------|-----|------------------|---------|--------------------|----------------|-------|-----------|
| Spectre sur toute la durée du sursaut | | | | | | | |
| Spectre au pic | | | | | | | |

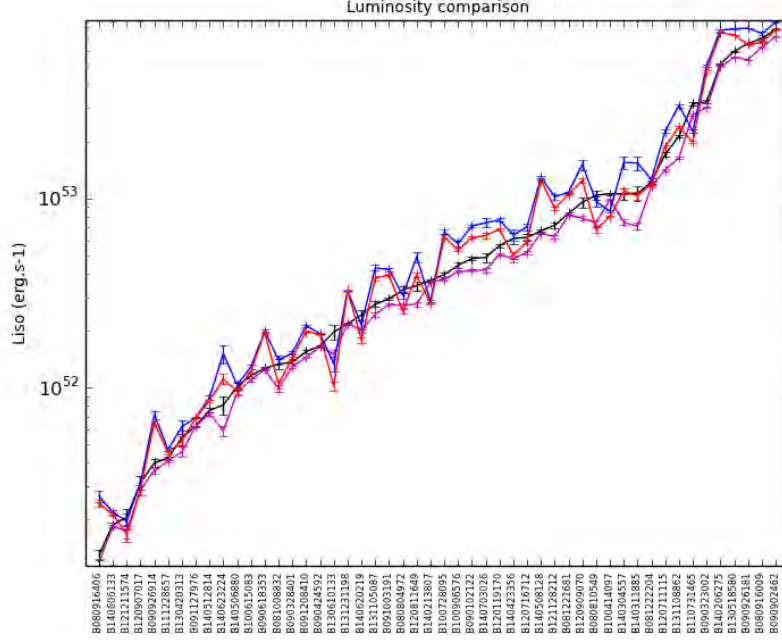


FIGURE 4.2 – .

le spectre sur la seconde la plus brillante dans le repère de l’observateur n’impactera pas de manière importante les résultats que nous pourrons tirer de cette étude.

La troisième luminosité intrinsèque que nous considérerons correspond à la mesure de L_{iso} sur une durée de une seconde dans le repère de l’observateur mais en prenant les paramètres spectraux au pic. Nous noterons cette dernière L_p . Enfin, la dernière possibilité revient à considérer à la fois le flux au pic sur $1 + z$ secondes dans le repère de l’observateur et les paramètres spectraux au pic. Cette dernière façon de calculer la luminosité intrinsèque sera notée L_{p1s} . La table 4.1 résume les quatre manières que nous avons de calculer la luminosité isotropique.

Nous pouvons nous demander s’il y a un intérêt à prendre à la fois L_p , $L_{\text{iso}1s}$ et L_{p1s} . Nous pourrions en effet comparer simplement cette dernière avec la définition traditionnelle de L_{iso} . Cela se justifierait par le fait que ces deux changements sont nécessaires pour représenter au mieux la réalité de ce qu’est la luminosité intrinsèque. Toutefois, cette décomposition en deux étapes différentes nous permettra de séparer les effets de l’un et l’autre des changements de manière individuelle.

4.2.2 Comparaison des différentes luminosités obtenues

La figure 4.2 présente les différentes valeurs de luminosité intrinsèque que l’on se propose d’étudier. Nous les avons triées par ordre croissant en fonction des valeurs de L_{iso} , en noir. Cette figure nous permet de résumer de façon générale les changements induits par les modifications introduites dans la méthode de calcul de la luminosité isotropique.

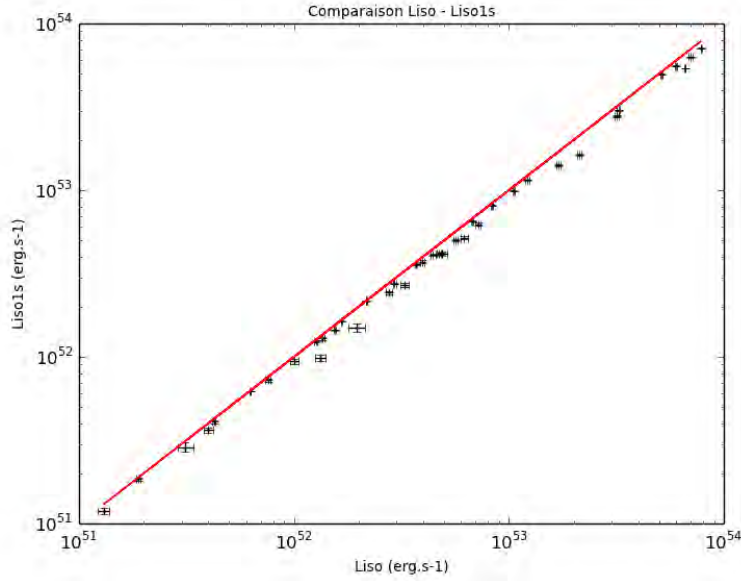


FIGURE 4.3 – Valeurs obtenues pour L_{iso1s} en fonction de celles de L_{iso} .

Pour L_{iso1s} :

Commençons par considérer les différences engendrées par la définition du flux au pic sur la seconde la plus brillante du sursaut dans le repère de la source. Ce changement entraîne l’obtention de valeurs pour L_{iso1s} , en violet, systématiquement plus faibles que pour L_{iso} ce que nous pouvons vérifier sur la figure 4.3 présentant les valeurs de L_{iso1s} en fonction des valeurs de L_{iso} . Cet écart systématique provient du fait que les valeurs de flux au pic sur lesquelles le calcul de la luminosité est basée sont plus faibles. Toutefois, cela n’induit aucun changement important dans le classement des sursauts. Ainsi, les sursauts présentant des faibles valeurs de L_{iso} présentent également des valeurs de L_{iso1s} faibles. L’impact de ce changement dans le calcul de la luminosité se traduit donc simplement par une translation de l’ensemble de la distribution vers des luminosités plus faibles. L’écart médian ainsi obtenu est de : 0.072. La différence obtenue est donc en moyenne inférieure à 10% de L_{iso} . En considérant l’erreur sur l’estimation de cette quantité, nous pouvons dire que ce changement dans la méthode de calcul n’implique pas de changement significatif dans la valeur de la luminosité intrinsèque du sursaut.

Toutefois, nous retrouvons des écarts maximum plus importants . Ces derniers sont obtenus pour les sursauts situés aux redshifts les plus importants. Nous avons ainsi un écart relatif maximal entre les deux valeurs qui est obtenu pour GRB081008832. Pour ce sursaut, l’écart relatif se monte ainsi à 0.26 (avec $L_{iso} = 1.33 \pm 0.08 \cdot 10^{52}$ erg.s⁻¹ et $L_{iso1s} = 9.90 \pm 0.4 \cdot 10^{51}$ erg.s⁻¹) tandis que son redshift, 1.9685, se situe légèrement au dessus de la moyenne de notre échantillon, 1.57. Même si un tel écart reste raisonnable, il est préférable de définir la luminosité de manière rigoureuse en prenant la seconde la plus brillante dans le repère de la source et non de l’observateur sous peine de créer un biais en surévaluant, notamment pour les sursauts les plus lointains, leur luminosité intrinsèque. Globalement, nous pouvons cependant considérer qu’il n’y a pas d’erreur dramatique. Ainsi, une grande valeur de L_{iso} correspond à une valeur de L_{iso1s} qui est proportionnellement aussi grande.

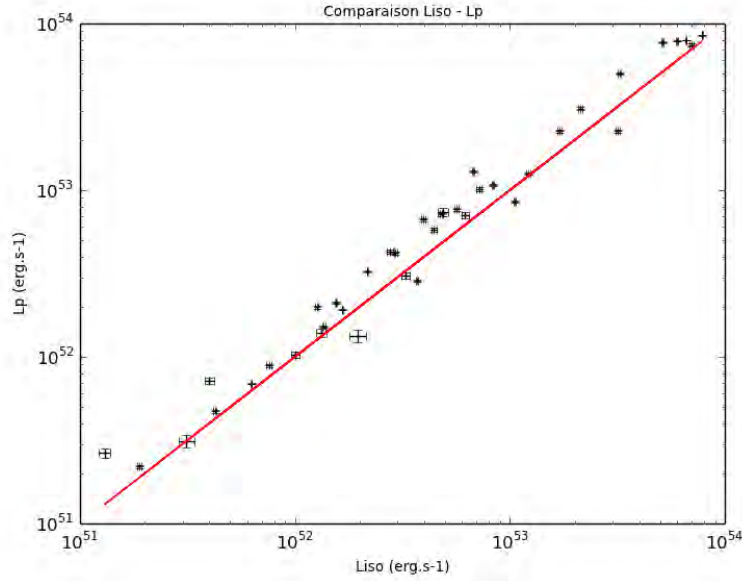


FIGURE 4.4 – Valeurs obtenues pour L_p en fonction de celles de L_{iso} .

Pour L_p :

Nous pouvons voir que l’injection des paramètres spectraux au pic dans le calcul de L_p , en bleu, induit lui des changements plus importants qui dépendent cette fois plus fortement du sursaut considéré. Ainsi, si le comportement global est le même (voir 4.2), des différences non négligeables peuvent apparaître pour une part importante des sursauts de notre échantillon. Nous avons un écart maximal de 1.05 pour GRB080916406 avec la valeur de L_p ($L_p = 2.67 \pm 0.17 \cdot 10^{52} \text{ erg.s}^{-1}$) qui est supérieure à L_{iso} ($L_{iso} = 1.30 \pm 0.08 \cdot 10^{52} \text{ erg.s}^{-1}$). Cette différence peut s’expliquer par des écarts importants dans les valeurs des paramètres spectraux utilisés. En effet, le E_{pi} et le α au pic sont respectivement de $407 \pm 62 \text{ keV}$ et -0.43 ± 0.17 à comparer au E_{pi} et au α mesurés sur toute la durée du sursaut qui sont respectivement de $184 \pm 15 \text{ keV}$ et -0.9 ± 0.1 . Dans ce cas particulier, le fait de considérer les paramètres spectraux sur toute la durée du sursaut entraîne une sous-estimation de la luminosité au pic d’un facteur 2, ce qui est loin d’être négligeable.

Si l’on considère maintenant notre échantillon dans sa globalité, nous obtenons pour L_p un écart médian de -0.290, ce qui revient à sous-estimer la valeur de la luminosité intrinsèque des sursauts gamma d’en moyenne 29% lorsque l’on considère les paramètres spectraux sur toute la durée du sursaut. Cet écart, moyenné sur l’ensemble des sursauts, ne traduit toutefois pas la diversité des cas. En effet, comme nous avons pu le voir, l’écart peut aller jusqu’à un facteur 2. Il peut également se faire dans un sens comme dans l’autre en fonction des valeurs des paramètres spectraux. En effet, nous avons pu constater que les valeurs des paramètres spectraux au pic, et notamment du E_{pi} , pouvaient être plus grandes ou plus petites en fonction du sursaut. Nous avons ainsi une valeur de L_p plus grande que L_{iso} dans le cas où le E_{pi} est plus grand au pic et, à l’inverse, une valeur de L_p plus petite que L_{iso} dans le cas où le E_{pi} au pic est plus petit que le E_{pi} mesuré sur toute la durée du sursaut.

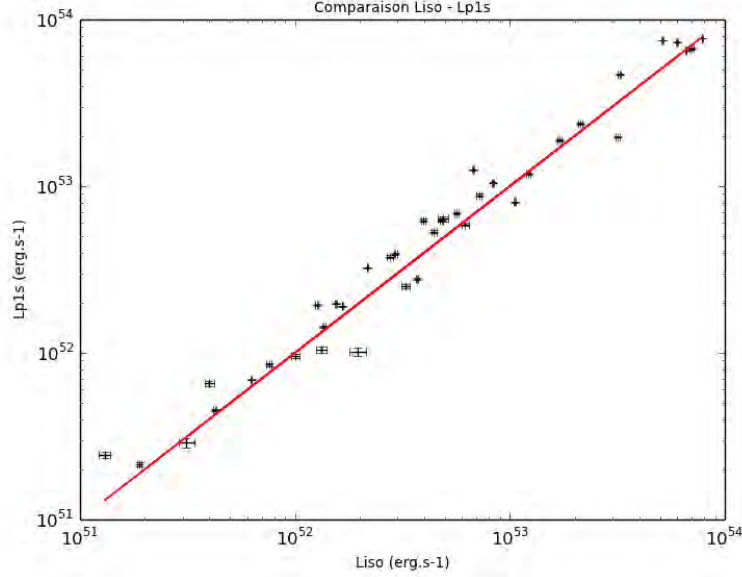


FIGURE 4.5 – Valeurs obtenues pour L_{p1s} en fonction de celles de L_{iso} .

Pour L_{p1s} :

Nous avons vu que le choix de mesurer le flux au pic sur la seconde la plus brillante dans le repère de la source n'induit qu'une légère baisse de 10% de la luminosité intrinsèque par rapport à une mesure basée sur une seconde dans le repère de l'observateur. Dans l'autre sens, le fait de considérer les paramètres spectraux au pic induit une différence dont les amplitudes sont plus importantes. Toutefois, ces modifications impliquant des effets allant globalement dans des sens opposés, la valeur de luminosité intrinsèque obtenue en les combinant se retrouve être plus proche de L_{iso} que ne l'était L_p . Ainsi, l'écart maximal est obtenu toujours pour GRB080916406, mais se retrouve réduit à 87% (avec $L_{p1s} = 2.44 \pm 0.10 \cdot 10^{52} \text{ erg.s}^{-1}$), ce qui reste loin d'être négligeable. L'écart médian est lui aussi réduit, passant d'une augmentation de 29% en considérant seulement les paramètres spectraux au pic à une augmentation réduite à 14% si l'on y ajoute la mesure du flux au pic sur une seconde dans le repère de la source.

Nous allons maintenant regarder ce que ces différences induisent sur la forme de la relation entre la luminosité isotropique et le E_{pi} .

4.3 Une nouvelle définition de la relation E_{pi} – L_{iso}

La figure 4.6 présente la relation E_{pi} – L_{iso} obtenue en prenant les paramètres classiquement utilisés pour la définir, soit L_{iso} et E_{pi} mesuré sur toute la durée du sursaut. Nous obtenons pour cette dernière une dispersion de 0.34 suivant l'axe des ordonnées. La relation obtenue entre les deux paramètres est la suivante :

$$E_{pi} = 233_{-23}^{+26} L_{iso}^{0.506 \pm 0.057} \quad (4.1)$$

L'ensemble des paramètres obtenus pour chacune des quatre relations qu'il est possible de définir est présenté dans la table 4.2. Comme nous pouvions nous y

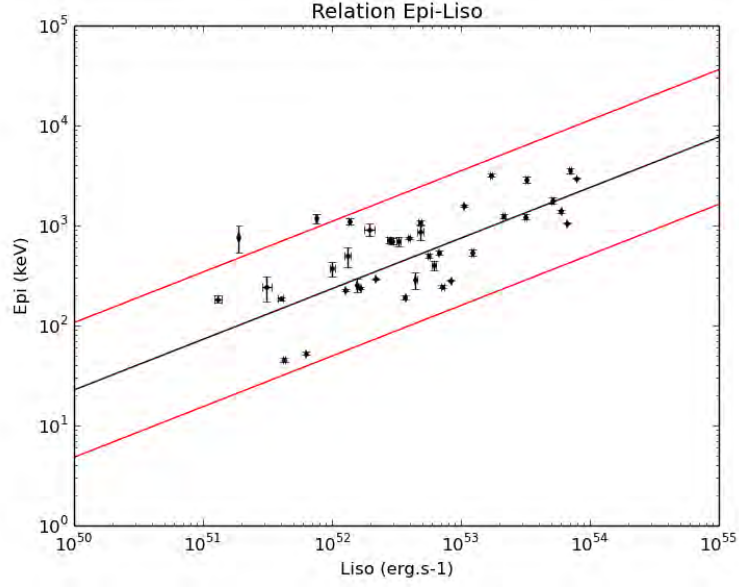


FIGURE 4.6 – Relation entre E_{pi} et L_{iso} .

TABLE 4.2 – Relations entre le E_{pi} et la luminosité intrinsèque obtenues.

| Relation considérée | Pente | Ordonnées à 10^{52} | Dispersion verticale |
|--|-------------------|-----------------------|----------------------|
| $E_{\text{pi}}-L_{\text{iso}}$ | 0.506 ± 0.057 | 233^{+26}_{-23} | 0.34 |
| $E_{\text{pi}}-L_{\text{iso}1s}$ | 0.510 ± 0.058 | 242^{+26}_{-24} | 0.34 |
| $E_{\text{pi}}(\text{pic})-L_{\text{p}}$ | 0.412 ± 0.077 | 277^{+42}_{-36} | 0.29 |
| $E_{\text{pi}}(\text{pic})-L_{\text{p}1s}$ | 0.417 ± 0.078 | 284^{+43}_{-37} | 0.30 |

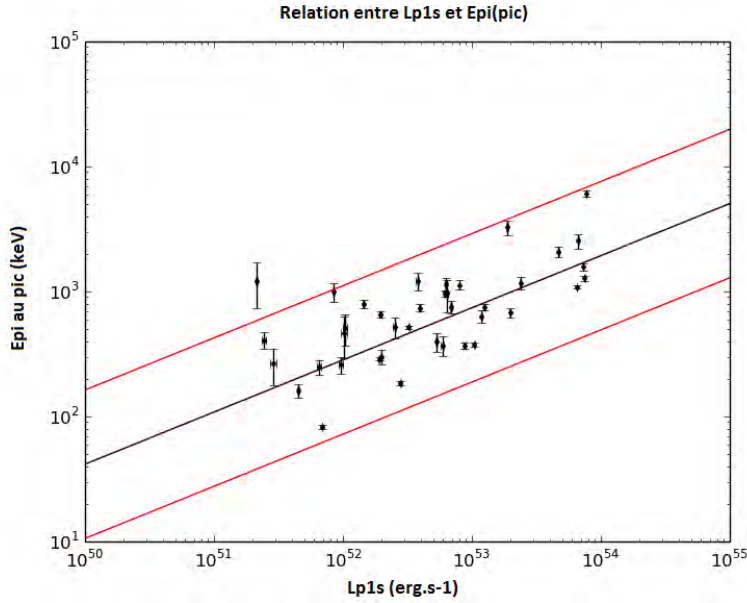


FIGURE 4.7 – Relation entre E_{pi} au pic et L_{iso1s} .

attendre, le passage dans le repère de la source pour la détermination du flux au pic n'entraîne aucune variation majeure dans la forme de la relation puisque ni la pente ni l'ordonnée à 10^{52} ne changent de manière importante. De même, la dispersion reste identique. Les changements par rapport à la relation classique sont ainsi dictés par la prise en compte des paramètres spectraux au pic puisqu'à la fois la pente et l'ordonnée à 10^{52} changent de manière non négligeable avec une diminution d'un cinquième de la pente et une augmentation sensible de l'ordonnée à 10^{52} qui passe de 233_{-23}^{+26} keV pour la relation classique à 284_{-37}^{+43} keV lorsqu'on prend en compte les deux améliorations dans le calcul de la luminosité intrinsèque.

La relation finalement obtenue est représentée sur la figure 4.7 et son équation est la suivante :

$$E_{\text{pi-pic}} = 284_{-37}^{+43} L_{\text{p1s}-52}^{0.417 \pm 0.078} \quad (4.2)$$

La dispersion verticale est réduite puisque nous obtenons maintenant une valeur de 0.30. La relation se présente comme étant plus étroite que la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. Ceci n'était pas le cas lors de la mise en évidence de la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{iso}}$ par Yonetoku et al. (2004). La relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ s'est donc davantage élargie depuis une douzaine d'années que ne l'a fait la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{iso}}$. Ceci est un point qu'il faut souligner avant de passer à l'étude des effets de sélections impactant la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{iso}}$. Il est également important de souligner que cette relation n'est pas la plus étroite qu'il est possible d'obtenir puisque celle liant L_{iso} au E_{pi} au pic présente une dispersion verticale légèrement plus faible de 0.29. Ainsi, le passage du flux au pic dans le repère de la source n'améliore par l'étroitesse de cette dernière.

4.4 Effets de sélection

Nous allons maintenant nous intéresser aux effets de sélection pouvant affecter la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$. Étant donné sa similitude avec la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ nous nous

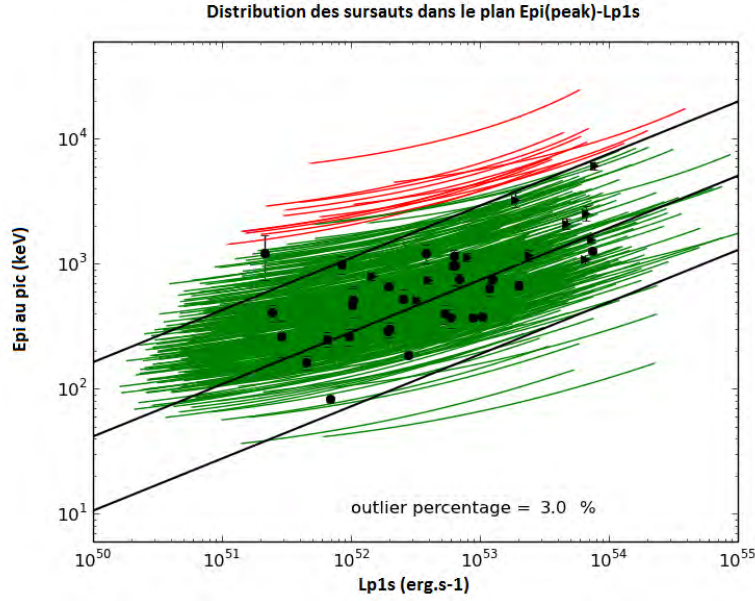


FIGURE 4.8 – Placement des sursauts sans redshift dans le plan $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$ en considérant L_{p1s} et le E_{pi} au pic.

attendons à ce que ces derniers soient similaires. Afin de le vérifier, nous allons donc suivre la même procédure que celle suivie pour la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$.

4.4.1 Existence de sursauts incompatibles avec la relation ?

Étant donné les similitudes avec ce qui a été fait dans le chapitre consacré à la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$, nous ne détaillerons pas la démarche suivie pour nous concentrer uniquement sur les résultats. Sur la figure 4.8, nous avons représenté le parcours dans le plan $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$ des sursauts pour lesquels une mesure du redshift n'a pas pu être réalisée. De la même façon que pour E_{iso} , nous avons défini les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$ comme étant les sursauts situés au delà de la limite supérieure à 2σ . En vert, les sursauts dans les limites à 2σ de la relation et en rouge les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$ qui se retrouvent au delà de la limite à 2σ supérieure de cette dernière. Nous pouvons constater la présence d'un sursaut en dessous de la limite à 2σ inférieure. Étant donné qu'il se situe dans la zone supposément non affectée par des effets de sélection, nous considérons ce dernier différemment des sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$. En effet, ces propriétés ne peuvent être rapprochées de celles des sursauts situés au delà de la limite supérieure. Sa trajectoire dans le plan $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$ est donc représentée en vert.

Le pourcentage de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$ obtenu, de 3%, est près de 4 fois inférieur à celui obtenu avec E_{iso} . Il ne permet pas de remettre en question la réalité de cette relation. Statistiquement, un tel nombre de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$ n'est en effet pas un obstacle à l'existence de cette dernière. Comme nous le montre la figure 4.9 pour la fluence en photons et la figure 4.10 pour le flux au pic, nous constatons toutefois que cette catégorie de sursauts présente les mêmes propriétés que les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. Ils ont ainsi une fluence en photons et un flux au pic plus faibles que le reste de la population, cette différence étant plus marquée pour la fluence en photons. Nous constatons également que, si une différence existe entre les sursauts avec et

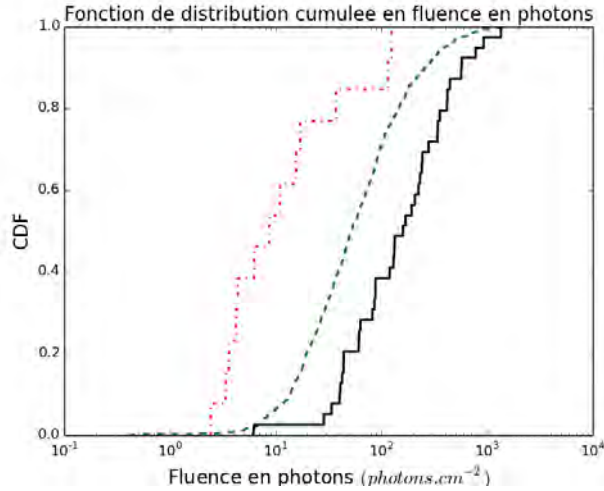


FIGURE 4.9 – Fonction de répartition en fluence en photons pour les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$ en rouge, les sursauts dans les limites à 2σ de la relation en vert, et les sursauts avec redshift en noir.

sans redshift, un mécanisme à deux effets de sélection, détection puis mesure du redshift, ne semble pas être à l’œuvre pour cette relation. En effet, la faible fraction de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$ ne permet pas de considérer la distribution dans le plan $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$ des sursauts avec redshift comme étant différente de celle des sursauts sans. La plupart des sursauts sans redshift se retrouve ainsi dans la région du plan $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$ définie par les sursauts avec redshift.

Si nous avons exclu un effet de sélection lié à la mesure du redshift, rien ne permet d’exclure un effet de sélection lié à la détection des sursauts gamma. Afin de comprendre plus en détails les mécanismes de ce dernier, nous allons étudier les coupures qu’il induit dans le plan $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$. Ce sera l’objet de la partie suivante.

4.4.2 Limites de détection dans le plan $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$

Le flux au pic étant le paramètre qui se rapproche le plus d’un critère de détection du sursaut gamma, nous allons voir comment une limite de détection de ce paramètre se traduit dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$.

Méthode :

Les limites de détection dans le plan $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$ dépendent à la fois du redshift et des indices des lois de puissance à hautes et basses énergies ce qui rend difficile de les représenter simplement. A titre d’illustration, nous allons calculer et tracer ces limites pour un redshift donné ($z = 1.825 \pm 0.475$) et pour 2 jeux de valeurs de α et β . En effet, comme nous pourrons le constater avec les limites obtenues, une grande variation de ces deux paramètres a une incidence non négligeable sur la forme des limites. Nous considérons ainsi comme cas extrême les valeurs minimales et maximales de ces deux paramètres pour l’ensemble de notre échantillon. L’association des valeurs de α et β minimales (respectivement -1.40 et -3.86) nous donnera alors la limite la moins contraignante car, plus on diminue les valeurs de ces paramètres, plus un sursaut se déplace vers des valeurs faibles de L_{p1s} . Réciproquement, l’association des valeurs maximales de ces deux paramètres (respectivement -0.52 et

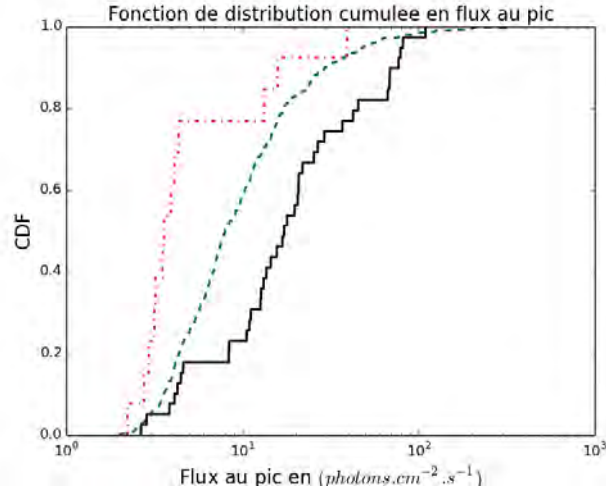


FIGURE 4.10 – Fonction de répartition en flux au pic pour les sursauts incompatibles avec la relation $E_{pi} - L_{p1s}$ en rouge, les sursauts dans les limites à 2σ de la relation en vert, et les sursauts avec redshift en noir.

-1.98) nous donnera la limite la plus contraignante, car plus on augmente les valeurs de ces paramètres, plus un sursaut se déplace vers des valeurs élevées de L_{p1s} .

Considérant le redshift et les valeurs de α et β , il est alors possible, pour chaque valeur de E_{pi} , de calculer la luminosité L_{p1s} en dessous de laquelle le flux au pic correspondant devient inférieur au seuil fixé. Ce seuil correspond au flux au pic (défini sur une seconde dans le repère de la source) le plus petit de notre échantillon total de sursauts avec et sans redshift, soit $1.62 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. La première étape est la détermination de la constante de normalisation A , à partir du flux au pic limite P_{lim} . Nous avons alors l'ensemble des paramètres définissant notre spectre qui est connu. Il est donc possible de calculer le flux au pic bolométrique, P_{bolo} , à partir de P_{lim} . Nous avons ainsi :

$$P_{bolo} = P_{lim} \frac{\int_{1/(1+z)}^{10^4/(1+z)} EN(E)dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} N(E)dE} \quad (4.3)$$

Avec E_{min} et E_{max} les bornes du détecteur considéré.

Nous pouvons enfin remonter à la valeur de luminosité correspondante suivant la relation :

$$L_{p1s} = 4\pi D_l^2 P_{bolo} \quad (4.4)$$

Avec D_l la distance lumineuse (en cm) et P_{bolo} le flux au pic bolométrique précédemment défini (en erg.cm^{-2}) dans le domaine γ .

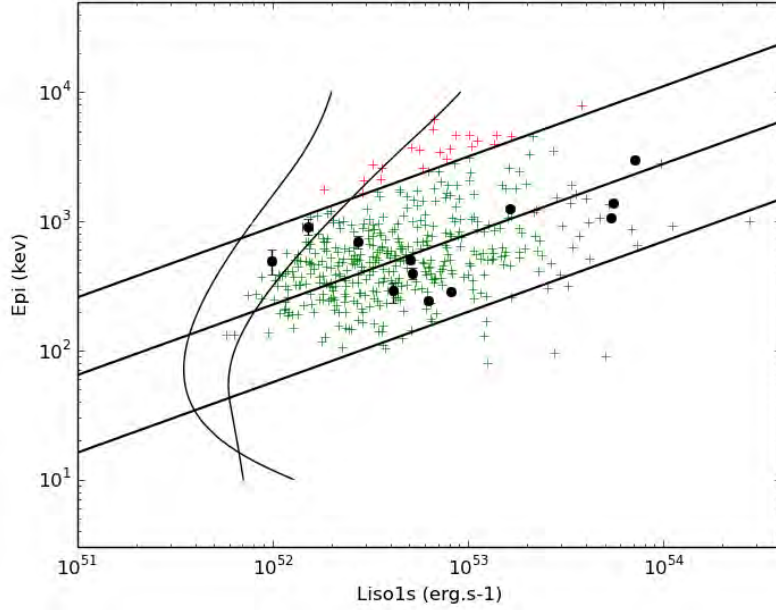


FIGURE 4.11 – Représentation de la limite liée à la détection du sursaut gamma dans le plan $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$. Les sursauts sans redshift au delà des limites à 2σ sont représentés par des croix rouges tandis que ceux contenus au dessous de cette dernière sont représentés par des croix vertes. Enfin les sursauts avec redshift sont représentés par des ronds noirs.

Résultats :

La figure 4.11 présente les coupures que nous obtenons avec la méthode présentée dans la partie précédente. Nous avons représenté les sursauts sans redshift au delà des limites à 2σ par des croix rouges. Ceux situés en dessous de la limite à 2σ de la relation sont représentés par des croix vertes. Enfin les sursauts avec redshift sont représentés pas des ronds noirs. Nous pouvons constater que les limites, représentées en noir, correspondent bien au peuplement du plan $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$ par les sursauts, que ce soit avec et sans redshift. Ainsi, l'ensemble des sursauts se retrouve contenu dans ces limites et vient même occuper la quasi totalité de l'espace disponible entre ces dernières et la limite physique que l'on peut se représenter ici par la limite à 2σ inférieure.

Les parties restant inoccupées correspondent, d'une part, aux grandes valeurs de L_{p1s} (c'est à dire au delà de 10^{54} erg.s⁻¹) pour lesquelles nous pouvons supposer que, soit l'existence de sursauts aussi énergétique n'est pas réaliste, soit leur rareté est telle que nous n'avons pas encore eu l'occasion d'observer de tels monstres et, d'autre part, aux faibles valeurs de L_{p1s} et de E_{pi} au pic (en dessous de 100 keV et entre 10^{52} et 10^{53} erg.s⁻¹). Pour cette dernière zone, qui correspond à l'arrondi que forme la limite en bas à gauche de la figure, l'absence de sursaut peut se comprendre par des effets de sélection non plus liés à la détection mais à la mesure des paramètres spectraux et notamment du E_{pi} au pic. Nous avons déjà évoqué cette possibilité lors de l'explication concernant les distributions en E_{pi} pour la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. Nous pouvons ainsi invoquer le même mécanisme pour expliquer l'absence de sursaut dans cette région.

Nous pouvons également noter que certains sursauts dépassent la première limite

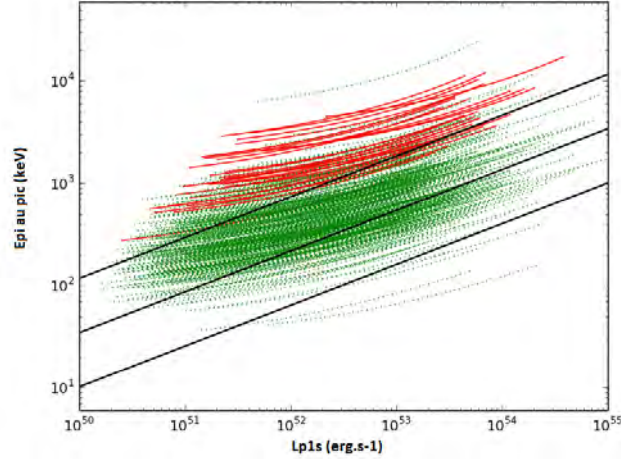


FIGURE 4.12 – En rouge sont présentés les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi-}} - E_{\text{iso}}$ dans la relation $E_{\text{pi-}} - L_{\text{p1s}}$. On peut ainsi voir que ces derniers viennent se placer soit au delà de la limite supérieure 2σ , soit proche de cette dernière.

et viennent peupler l'espace entre les deux limites. Cela correspond à des sursauts proches de la limite en flux au pic et ayant des valeurs de α et β comprises entre les valeurs minimales et maximales que l'on a considérées. Cela montre ainsi que ces limites contraignent bien la population de sursauts gamma dans une zone précise du plan $E_{\text{pi-}} - L_{\text{p1s}}$.

4.4.3 Des différences de placement entre plan $E_{\text{pi-}} - E_{\text{iso}}$ et plan $E_{\text{pi-}} - L_{\text{p1s}}$?

Les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi-}} - E_{\text{iso}}$

Dans cette dernière partie de l'étude, nous allons essayer de déterminer si les effets de sélection impactant la relation $E_{\text{pi-}} - L_{\text{p1s}}$ sont de même nature que ceux impactant la relation $E_{\text{pi-}} - E_{\text{iso}}$. Pour cela, nous allons identifier les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi-}} - E_{\text{iso}}$ dans le plan $E_{\text{pi-}} - L_{\text{p1s}}$. Ceci nous permettra de confirmer les résultats que nous avons obtenus dans la partie précédente en traçant les coupures liées à la détection des sursauts. La figure 4.12 nous montre la position des sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi-}} - E_{\text{iso}}$ dans le plan $E_{\text{pi-}} - L_{\text{p1s}}$. Nous pouvons voir, qu'à quelques exceptions près, la quasi totalité des sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi-}} - E_{\text{iso}}$ sont, soit incompatibles avec la relation $E_{\text{pi-}} - L_{\text{p1s}}$ soit proches de la limite supérieure à 2σ de cette relation. Et il s'agit du bord justement affecté par des effets de sélection.

Ainsi nous avons 77% des sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi-}} - L_{\text{p1s}}$ qui le sont également avec la relation $E_{\text{pi-}} - E_{\text{iso}}$. Il s'agit donc des mêmes sursauts qui se retrouvent à la limite des deux relations. Si ce pourcentage n'est pas de 100%, cela provient du fait que l'on considère pour la relation $E_{\text{pi-}} - L_{\text{p1s}}$ les paramètres spectraux au pic. Or, comme nous l'avons vu, cela introduit des changements de positions pour certains sursauts. Si maintenant nous considérons les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi-}} - E_{\text{iso}}$ et regardons leur position dans le plan $E_{\text{pi-}} - L_{\text{p1s}}$, nous nous rendons compte que le nombre de sursauts incompatibles avec les deux relations n'est plus que de 30%. Ceci témoigne du fait que le nombre de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi-}} - L_{\text{p1s}}$ est trois à quatre fois inférieur à celui de la relation $E_{\text{pi-}} - E_{\text{iso}}$.

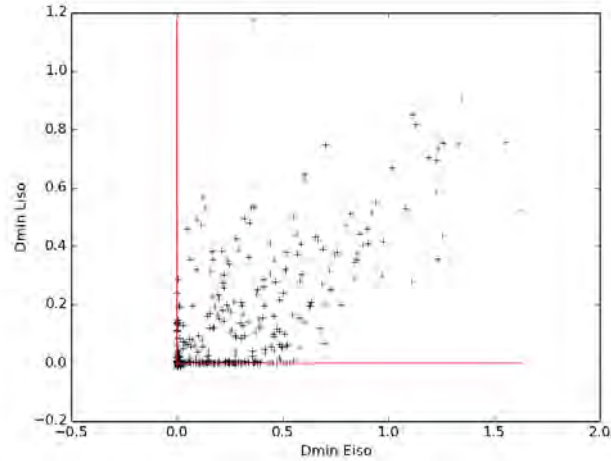


FIGURE 4.13 – Distance minimale à la en fonction de la distance minimale à la limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. L'écart est l'écart vertical (en keV) mesuré dans le plan log-log.

Ces résultats correspondent à ce que nous avons esquissé jusqu'à présent. En effet, nous voyons que la relation $E_{\text{pi}} - L_{\text{p1s}}$ est affectée par des effets de sélection liés à la détection des sursauts gamma, de la même manière que l'est la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Ainsi, nous retrouvons les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ le sont généralement également avec la relation $E_{\text{pi}} - L_{\text{p1s}}$ indiquant la similitude des effets de sélection à l'œuvre et confirmant la similitude des propriétés des sursauts situés dans cette région pour les deux relations. Il s'agit, dans les deux cas, de sursauts avec des grandes valeurs de E_{pi} et des fluences en photons et énergie et des flux au pic plus petits que la moyenne.

Les sursauts proches de la limite

Plus généralement, il est possible de tracer la distance minimale à la limite $E_{\text{pi}} - L_{\text{p1s}}$ en fonction de la distance minimale à la limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ ce qui est présenté sur la figure 4.13. Les distances sont définies verticalement à partir de la limite à 3σ de la relation obtenue à partir des sursauts avec redshift. Les limites rouges correspondent à une distance nulle, soit à des sursauts qui, lors de leurs parcours dans le plan, atteignent la limite. On peut constater une corrélation entre ces deux distances malgré une dispersion relativement importante. Cela indique qu'en règle générale, les sursauts proches de la limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ le sont également de la limite $E_{\text{pi}} - L_{\text{p1s}}$ tandis que les sursauts qui sont éloignés de la limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ le sont également de la limite $E_{\text{pi}} - L_{\text{p1s}}$. On retrouve donc les mêmes sursauts et les mêmes effets de sélection dans les deux plans.

La sursaut qui se situe complètement à l'écart des autres dans le bord gauche supérieur est GRB101117496. Il s'agit d'un sursaut qui est compatible avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ mais largement incompatible avec la relation $E_{\text{pi}} - L_{\text{p1s}}$ puisqu'il s'agit même du sursaut le plus éloigné de cette dernière. Cela provient de la différence importante entre les paramètres spectraux mesurés sur toute la durée du sursaut qui sont un α -0.97, β de -2.33 et un E_{po} de 260 keV et ceux mesurés au pic qui sont α au pic de -0.64, β au pic de -1.91 et surtout E_{po} au pic de 4593 keV. La différence importante dans les mesures de ces paramètres spectraux ne peut toutefois être imputable à une mauvaise mesure de ces derniers puisqu'ils ont tous passé les critères de sélection que nous avons imposés.

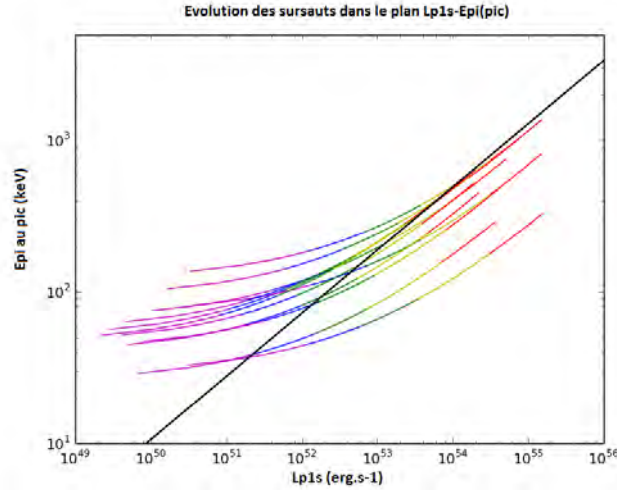


FIGURE 4.14 – Traces dans le plan $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$ des 12 sursauts qui dépassent la limite inférieure à 2σ de la relation se retrouvant dans la "zone interdite". Le tracé est divisé en portions correspondant au redshift. En violet, le parcours dans le plan des sursauts pour des redshifts compris entre 0.1 et 0.5, en bleu, pour des redshifts compris entre 0.5 et 1.0, en vert, pour des redshifts compris entre 1.0 et 2.0, en jaune, pour des redshifts compris entre 2.0 et 5.0 et enfin en rouge, pour des redshifts compris entre 5.0 et 10.0.

4.5 Indicateur de redshift ?

Nous avons pu voir dans la partie précédente que la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$ est impactée par des effets de sélection liés à la détection. Il apparaît difficile d'en faire un indicateur de redshift fiable sur le même principe que celui adopté notamment par Atteia (2003) avec la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ ou par Firmani et al. (2006) pour la relation entre le E_{pi} , le T_{45} et le E_{iso} . En effet, ces deux indicateurs de redshift reposent sur l'existence d'une relation entre deux paramètres issus de l'analyse de l'émission prompt des sursauts gamma. Il est alors possible de définir ce que l'on qualifie de pseudo-redshift en partant du principe que les sursauts qui n'en possèdent pas doivent se positionner sur la relation. Bien que l'effet de sélection lié à la mesure du redshift ne soit pas prédominant pour la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$, il semble hasardeux de considérer la relation comme un moyen d'estimer le redshift d'un sursaut gamma tant que la compréhension complète des mécanismes de ces effets de sélection reste imparfaite.

Toutefois, nous avons pu confirmer la réalité de la limite physique. Ainsi, notre échantillon de sursauts, quelle que soit la méthode de calcul employée pour la luminosité et le E_{pi} considéré (sur toute la durée du sursaut ou au pic), ne contient aucun sursaut possédant à la fois une grande luminosité isotropique et un petit E_{pi} . Toute la région du plan définie par la limite à 2σ de la relation est donc interdite par l'existence de mécanismes physiques dont l'origine reste encore à expliquer. Or, nous pouvons constater qu'une dizaine de sursauts présentent des traces dans le plan $E_{\text{pi}}-L_{\text{p1s}}$ qui franchissent cette limite et, pour une bonne partie d'entre eux, sur une assez grande portion. De plus, la trace induite dans le plan n'étant pas linéaire avec l'évolution du redshift, puisqu'une grande partie du tracé correspond à des redshifts inférieurs à 1, il est possible de contraindre de manière importante le redshift de ces sursauts en leur interdisant le franchissement de la limite inférieure à 2σ de la relation.

TABLE 4.3 – Limites supérieures obtenues pour le redshift

| Nom du sursaut | Limite supérieure sur le redshift |
|----------------|-----------------------------------|
| GRB080904886 | 6.7 |
| GRB081009140 | 0.9 |
| GRB090131090 | 1.0 |
| GRB100122616 | 2.1 |
| GRB110301214 | 3.3 |
| GRB110903009 | 0.5 |
| GRB111228453 | 1.3 |
| GRB120402669 | 2.3 |
| GRB120926335 | 9.5 |
| GRB130320560 | 0.3 |
| GRB130704560 | 3.5 |
| GRB140723499 | 5.1 |

La figure 4.14 présente le parcours dans le plan $E_{\text{pi}}-L_{\text{pls}}$ de l'ensemble des sursauts sans redshift pour un redshift compris entre 0.1 et 10. Les 12 sursauts qui franchissent la limite inférieure à 2σ en considérant cet intervalle en redshift sont représentés en rouge tandis que les autres sont représentés en vert. Il est alors possible d'obtenir des contraintes sur le redshift de ces 12 sursauts en imposant des limites supérieures à ce dernier. La table 4.3 présente le nom des sursauts et les limites supérieures qu'il est possible de mettre sur le redshift.

4.6 Conclusions

Un premier résultat de ce chapitre porte sur les différences entre les paramètres spectraux au pic et ceux mesurés sur toute la durée du sursaut. Nous avons ainsi constaté que les deux valeurs sont fortement corrélées et que le spectre n'est pas forcément plus dur lors de la seconde la plus brillante du sursaut. L'indice spectral à basse énergie s'éloigne, par contre, du domaine permis par l'émission synchrotron, ce qui pourrait être le signe d'un processus d'émission plus complexe lors du pic d'émission photonique du sursaut. Une discussion de cet effet dépasse le cadre de cette thèse, mais cette constatation pousse vers les expertises qui sont menées en ce sens, notamment par Sylvain Guiriec (voir Guiriec et al. (2010), Guiriec et al. (2011) et Guiriec et al. (2013)), qui poussent vers l'existence d'une contribution significative de l'émission photosphérique dont l'indice spectral est plus élevé que celui de l'émission synchrotron.

Un second point porte sur la méthode de calcul de la luminosité intrinsèque. Nous avons montré que si les écarts obtenus sont en moyenne de quelques dizaines de %, ils peuvent atteindre dans les cas les plus extrêmes un facteur 2. Ces différences n'impactent toutefois pas l'existence d'un lien entre ce paramètre et le E_{pi} . Elles pourraient par contre avoir une incidence non négligeable sur les fonctions de luminosité et les informations que l'on peut en tirer concernant le taux de formation stellaire.

Concernant la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{iso}}$, nous avons pu voir que la principale différence venait de l'utilisation des paramètres spectraux au pic à la place de ceux mesurés sur toute la durée du sursaut. Ceci conduit à une réduction de la dispersion de la relation rendant cette dernière aussi étroite que la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. L'effet de sélection lié

à la détection des sursauts joue un rôle important comme a pu nous le montrer le tracé des limites de détection. De plus, le fait que les sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}- E_{\text{iso}}$ le sont généralement aussi avec la relation $E_{\text{pi}}- L_{\text{iso}}$ et que les propriétés de ces sursauts (faible fluence et flux au pic, valeurs des paramètres spectraux et de la durée semblables aux autres sursauts) soient identiques d'une relation à l'autre, nous montre que des effets de sélection similaires sont à l'œuvre. L'existence d'une fraction trois à quatre fois inférieure de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}}- L_{\text{iso}}$ ne permet toutefois pas d'invoquer le mécanisme à deux sélections que nous avons pu mettre en évidence pour la relation $E_{\text{pi}}- E_{\text{iso}}$ dans le chapitre précédent. Celle concernant le redshift n'est pas opérante pour la relation $E_{\text{pi}}- L_{\text{iso}}$ puisque la distribution des sursauts avec et sans redshift n'apparaît pas aussi différente dans le plan $E_{\text{pi}}- L_{\text{iso}}$ qu'elle ne l'était dans le plan $E_{\text{pi}}- E_{\text{iso}}$.

Nous dressons donc finalement le portrait d'une relation relativement étroite, pour laquelle il est préférable, en se basant sur ce critère, d'utiliser les paramètres spectraux au pic. Elle se trouve affectée par un seul effet de sélection lié à la détection des sursauts gamma. Ceci n'est pas surprenant quand l'on considère que le calcul de la luminosité intrinsèque, quelle que soit la définition utilisée, fait intervenir le flux au pic, P . En effet, ce paramètre se rapproche d'avantage du critère de détection du sursaut gamma que la fluence puisque le déclenchement (et donc l'observation du sursaut) se produit lorsqu'une montée suffisamment intense et courte est observée dans le flux de photons gamma reçu. Le flux au pic représente donc un bon traceur de la sélection liée à cette condition de déclenchement de l'observation. Il n'est donc pas étonnant de voir apparaître un effet de sélection lié à cette dernière en position dominante pour la relation $E_{\text{pi}}- L_{\text{iso}}$.

En attendant de comprendre clairement la distribution réelle des sursauts dans le plan $E_{\text{pi}}- L_{\text{iso}}$, l'utilisation de cette relation pour la cosmologie doit être envisagée avec prudence. Ainsi, si une limite physique reste établie de manière certaine, les effets de sélection à l'œuvre ne permettent pas un usage direct de la relation. Nous n'avons, en effet, pas pu déterminer si la relation observée était le fruit d'une limite ou d'une relation élargie. Ceci est confirmé par les résultats de Ghirlanda et al. (2012) qui, s'ils excluent l'inexistence d'une relation physique, ne permettent pas de trancher entre simple limite ou relation.

Chapitre 5

Les effets de sélection optique : mise en évidence et impacts

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre consacré à la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$, l'existence d'un second effet de sélection, lié à la mesure du redshift, permettrait d'expliquer la différence entre les sursauts avec redshift et les sursauts sans redshift. Surtout, il permet d'apporter une réponse au débat en cours quant à l'existence de cette relation en expliquant pourquoi les sursauts avec redshift suivent la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ tandis que ceux n'en possédant pas sont incompatibles avec elle. Dans le chapitre d'introduction, nous avons détaillé la procédure permettant la mesure du redshift¹. Cette dernière s'effectue dans la plupart des cas en observant les raies d'absorption sur l'émission rémanente des sursauts gamma. Ainsi, un tel effet de sélection impliquerait un lien entre l'émission prompte et rémanente des sursauts gamma. C'est pour confirmer cela que nous avons mis en place une collaboration interne à l'IRAP avec nos collègues travaillant sur l'émission rémanente. Ce travail a abouti à la soumission d'une publication à *Astronomy and Astrophysics* reproduite à la fin de ce chapitre. Par la suite, nous nous bornerons à expliciter les principaux résultats obtenus du point de vue des effets de sélection impactant la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$.

Pour rechercher la trace de ces effets de sélection, nous allons tenter de mettre en évidence le lien entre l'émission prompte dans le domaine gamma et l'émission rémanente en optique. Pour cela, il est nécessaire de disposer d'un échantillon de sursauts possédant à la fois les données nécessaires à la caractérisation de l'émission prompte en gamma et à celle de l'émission rémanente en optique. Un tel catalogue de sursauts disposant de l'ensemble de ces données n'étant pas accessible dans la littérature, une grosse partie du travail réalisé a donc porté sur la constitution de cet échantillon. Nous commencerons ce chapitre par sa présentation.

5.1 Échantillons

La description de l'échantillon sera ici faite de manière succincte. Pour plus de détails, le lecteur est renvoyé à Turpin et al. (2015). Étant donné que la contribution apportée à ce travail a porté sur la fourniture d'un échantillon de sursauts gamma avec des paramètres spectraux propres, c'est essentiellement ce travail que nous

1. Il existe également la possibilité de mesurer a posteriori le redshift du sursaut en observant les raies d'émission de la galaxie hôte quand celle-ci peut être associée au sursaut gamma. Toutefois, ces cas de figure représentent moins de 10% des redshifts obtenus.

présenterons.

5.1.1 La partie émission gamma prompte

L'objectif consiste à mettre en évidence le lien entre l'émission prompte et l'émission rémanente afin d'identifier les biais possibles créés dans la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Pour cela, nous devons avoir à la fois la mesure des paramètres spectraux et celle du redshift. Afin d'obtenir l'échantillon le plus conséquent, nous avons choisi d'utiliser les sursauts de Swift. En effet, comme nous l'avons déjà explicité, ce satellite, grâce à la précision de ses localisations, permet d'obtenir dans un bref délai la position du sursaut nécessaire à l'obtention de son redshift. Nous partirons donc de l'ensemble des sursauts de Swift avec redshift. Cet échantillon, constitué de plus de 220 sursauts détectés entre le lancement de Swift à la fin de 2004 et la constitution de l'échantillon durant l'été 2014, se retrouve vite réduit à une centaine dès que l'on exige la mesure de paramètres spectraux. La plupart de ces derniers ont été extraits des données du catalogue Fermi. Plusieurs autres proviennent de Konus tandis que pour deux sursauts, ils proviennent de Swift lui même (la mesure du E_{po} sur le spectre fourni par Swift est possible si ce dernier est inférieur à environ 70 keV).

Les critères de sélection sont plus ou moins ceux utilisés pour la constitution de l'échantillon du chapitre consacré à la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ à partir du catalogue de Fermi. Il a toutefois fallu prendre en compte l'exigence supplémentaire d'avoir également des données de l'émission rémanente en optique, ce qui réduisait de manière importante la taille de l'échantillon final. C'est pourquoi nous avons décidé d'être moins exigeants quant aux critères de sélection appliqués aux paramètres spectraux. Nous avons relâché légèrement la contrainte sur les valeurs acceptées pour le E_{po} en conservant l'ensemble des sursauts pour lesquels le rapport maximal entre l'erreur basse et l'erreur haute était inférieur à 3.5 au lieu d'un rapport de 3 dans l'étude que nous avons réalisée sur la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Nous avons également relâché légèrement la contrainte concernant l'erreur sur α . Notre seuil de tolérance est ainsi passé de 0.4 à 0.5. Après la prise en compte de ces critères de sélection, nous obtenons un échantillon de 84 sursauts Swift possédant des paramètres spectraux fiables.

Afin d'étendre ce dernier, nous avons décidé d'inclure dans notre analyse un ensemble de sursauts pré-Swift (Hete, Beppo-SAX, Batse) respectant les mêmes critères de sélection que l'échantillon de sursauts issus de Swift précédemment défini. Cette extension de l'échantillon nous a permis d'obtenir 11 nouveaux sursauts ayant une valeur fiable des paramètres spectraux et une mesure du redshift.

5.1.2 La partie émission rémanente en optique

Afin de comparer l'intensité de l'émission prompte à celle de l'émission rémanente en optique, nous avons utilisé pour cette dernière la magnitude dans la bande R à 2h. La bande R est, en effet, celle pour laquelle nous possédons le plus d'observations de l'émission rémanente en optique. Le choix du temps d'observation est motivé par plusieurs raisons. Premièrement, il s'agit de la durée après la détection à laquelle la valeur du redshift est typiquement mesurée. Ainsi, nous voyons sur la figure 5.1 que la plupart des mesures de redshift sont réalisées quelques heures après la première observation du sursaut et ce quelle que soit la valeur du redshift de ce dernier. Si l'on considère maintenant la fonction de répartition des temps entre détection et mesure du redshift qui est présentée sur la figure 5.2, plus du tiers des redshifts sont

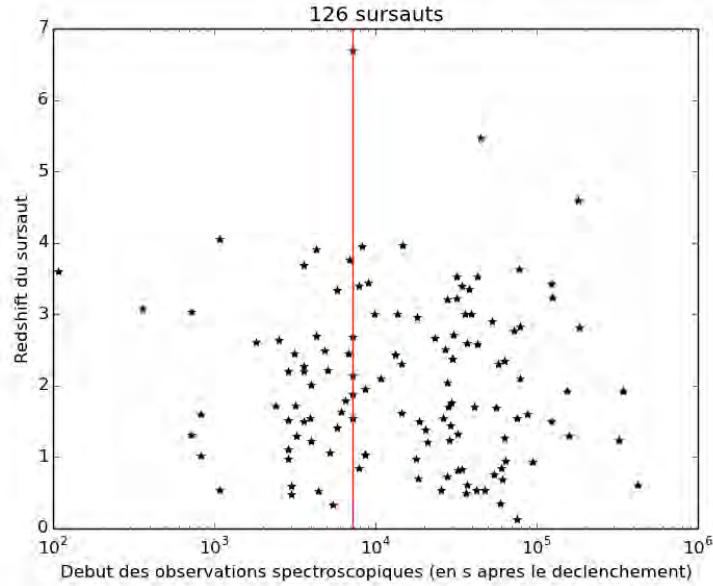


FIGURE 5.1 – Valeur du redshift en fonction de la durée entre détection du sursaut et mesure du redshift pour un échantillon de 126 sursauts. Données provenant de la base de données de Damien Turpin et Alain Klotz.

mesurés dans les deux heures suivant la détection du sursaut, ce qui justifie la prise en compte de cette valeur pour notre étude.

Une seconde raison est que nous voulons que l'émission rémanente se situe dans sa phase classique de refroidissement lent, soit dans un régime de décroissance du flux optique. Cela permet d'obtenir une mesure fiable de la magnitude optique en s'extrayant des possibles émissions éruptives liées à un regain d'activité du moteur central.

Un ensemble de 126 courbes de lumière de l'émission rémanente en optique a pu être collecté pour les sursauts avec redshift. Parmi ces 126 sursauts, la mesure fiable de la magnitude R à 2 heures n'a été possible que pour 71 d'entre eux. Cela est dû, pour partie, au manque de points de mesure proches des 2 heures, ne permettant pas une extrapolation fiable. L'autre partie de cette réduction est imputable au critère de sélection mis en place pour l'émission rémanente optique. En effet, nous avons exclu de l'échantillon l'ensemble des sursauts présentant une extinction visible supérieure à $A_v = 1, 2$. Pour de tels sursauts, la magnitude observée est impactée de manière importante par les conditions régnant dans la galaxie hôte (extinction de la galaxie hôte) ou sur la ligne de visée à l'intérieur de notre galaxie (extinction galactique).

Notre échantillon final de sursauts avec redshift est composé de 60 sursauts observés par Swift et 11 sursauts pré-Swift. Les données liées à l'émission rémanente en optique sont pour 69 d'entre eux des magnitudes R à 2h et pour 2 d'entre eux seulement des limites supérieures sur cette dernière.

5.1.3 Les sursauts sans redshift

L'effet de sélection que nous cherchons à mettre en évidence étant lié à la mesure du redshift, nous avons décidé d'ajouter à notre échantillon un ensemble de sursauts possédant les paramètres spectraux de l'émission prompte en gamma et la magnitude R à 2 heures de l'émission rémanente en optique mais pas de mesure du redshift.

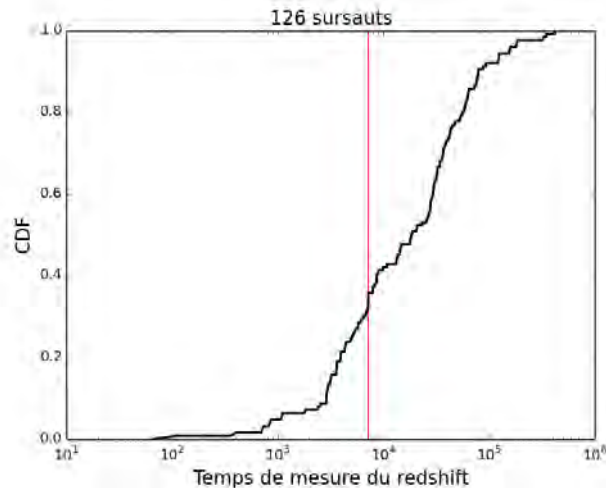


FIGURE 5.2 – Fonction de répartition du délai nécessaire à la mesure du redshift d’un sursaut après sa détection pour un échantillon de 126 sursauts. La droite rouge indique les 2h. Données provenant de la base de données de Damien Turpin et Alain Klotz.

Cet échantillon nous permettra de comparer les propriétés des sursauts avec et sans redshift. Ces sursauts sont issus des données du catalogue de Fermi (Gruber et al. (2014)) afin d’avoir accès aux paramètres spectraux de l’émission prompt. Parmi l’ensemble de ces sursauts, des données optiques ont pu être obtenues pour 42 d’entre eux et seulement 14 ont passé les critères de sélection en optique. Nous avons ainsi un ensemble de 14 sursauts sans redshift possédant des données optiques fiables. Pour 3 d’entre eux, il s’agit d’une magnitude R, tandis que, pour les 11 autres, il s’agit simplement de limites supérieures.

La description complète de cet échantillon avec les valeurs des paramètres de l’émission prompt en gamma et de l’émission rémanente en optique est disponible dans la publication ajoutée à la fin de ce chapitre. Maintenant que nous avons défini notre échantillon de départ, nous allons passer à l’analyse avec ce dernier du lien entre émission prompt et rémanente afin d’expliquer l’effet de sélection imputable à la mesure du redshift.

5.2 Résultats

Pour mettre en évidence un éventuel effet de sélection, nous allons diviser notre échantillon entre les sursauts dont l’émission rémanente en optique est faible et les sursauts dont l’émission rémanente en optique est importante. Nous avons ainsi divisé notre échantillon en trois groupes d’égale dimension en fonction de la magnitude R à 2 heures de l’émission rémanente. Les 24 sursauts possédant une magnitude R supérieure à 19,1 forment la classe des sursauts optiquement faibles et seront représentés sur les différentes figures par la couleur bleue. Les 23 sursauts ayant une magnitude R comprise entre 17,9 et 19,1 forment la classe d’intensité intermédiaire et se verront attribuer la couleur noire. Enfin, les 24 sursauts dont la magnitude R est inférieure à 17,9 constitueront la classe des sursauts optiquement brillants. Ces sursauts seront représentés en rouge sur les figures à venir. Nous comparerons alors leur distribution dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Mais avant cela, nous allons étudier le lien entre la magnitude optique à 2 heures et la luminosité intrinsèque du sursaut dans

le domaine visible.

5.3 Lien entre magnitude observée et luminosité intrinsèque

Une comparaison des distributions en redshift et en extinction à la source pour chacune des trois classes a permis d'exclure tout impact important des conditions extrinsèques à la source quant à l'importance de l'émission rémanente optique reçue dans le repère de l'observateur. Ainsi, les effets du redshift et de l'extinction à la source sur la valeur de la magnitude R obtenue sont les mêmes pour les sursauts dont la magnitude est la plus grande (sursauts faibles) et pour ceux dont la magnitude est la plus faible (sursauts brillants).

Une comparaison de la luminosité intrinsèque des sursauts dans chacun des trois groupes a permis de mettre en évidence une différence de luminosité intrinsèque entre les sursauts les plus brillants et les plus faibles. Ainsi, la valeur de $1,73 \cdot 10^{-6}$ obtenue pour le test de Kolmogorov-Smirnov sur les distributions en luminosité intrinsèque dans les trois classes, indique que les deux populations ne peuvent être issues d'une même population de départ avec un niveau de confiance de 5σ (méthode de "bootstrap", voir publication jointe pour détail).

Nous voyons donc que l'émission rémanente optique reçue par l'observateur dépend principalement des propriétés intrinsèques de la source, c'est à dire sa luminosité optique intrinsèque, et n'est que peu influencée par la distance de la source (redshift) et les conditions extrinsèques régnant dans son environnement (extinction galactique). Pour plus de précisions à ce sujet, le lecteur est renvoyé à Turpin et al. (2015).

5.4 Effets de sélection dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$

A partir de la répartition des sursauts de chaque groupe dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$, que nous présente la figure 5.3, nous pouvons constater que la plupart des sursauts dont l'émission rémanente en optique est importante (sursauts brillants) ou intermédiaire (sursauts de la classe intermédiaire) se situent en dessous de la relation, soit au plus près de ce que l'on peut qualifier de limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$, limite que l'on a définie dans le chapitre 3. Au contraire, les sursauts dont l'émission rémanente en optique est faible (sursauts faibles) se positionnent majoritairement au dessus de la relation. Nous voyons donc qu'il existe une ségrégation des sursauts dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ en fonction de l'intensité de l'émission rémanente en optique. Nous allons maintenant essayer de quantifier cet effet.

Cette ségrégation est visible sur les fonctions de répartition des distances à la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Il est en effet possible pour chaque sursaut de calculer une distance à la relation selon le même principe que ce qui a été réalisé dans le chapitre 3. La figure 5.4 présente ces fonctions de répartition en distance à la relation pour chacun des trois groupes avec les codes couleurs qui restent les mêmes, à savoir en pointillés bleus pour les sursauts optiquement faibles, en traitillés noirs pour les sursauts de la classe intermédiaire et enfin en trait plein rouge pour les sursauts optiquement brillants. Les probabilités que les distributions soient issues d'une même distribution parente (test de KS) sont récapitulées dans la table 5.1. Ces résultats nous indiquent

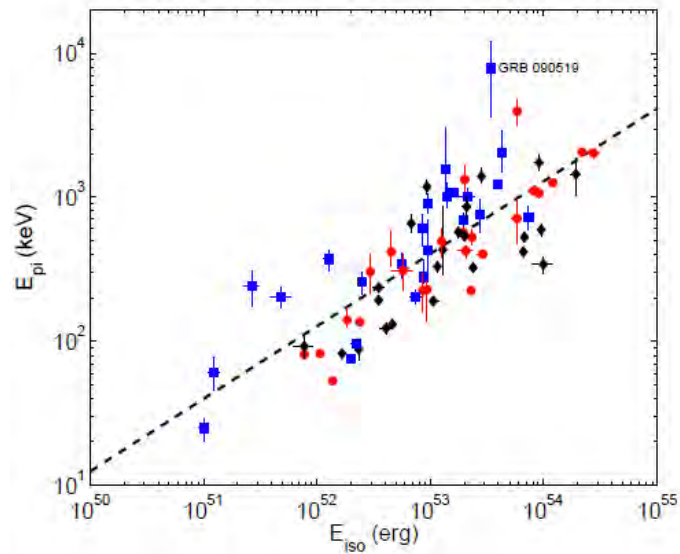


FIGURE 5.3 – Position des sursauts de notre échantillon dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$. En rouge les sursauts dont l'émission rémanente en optique est importante, en noir les sursauts de classe intermédiaire et en bleu les sursauts faibles.

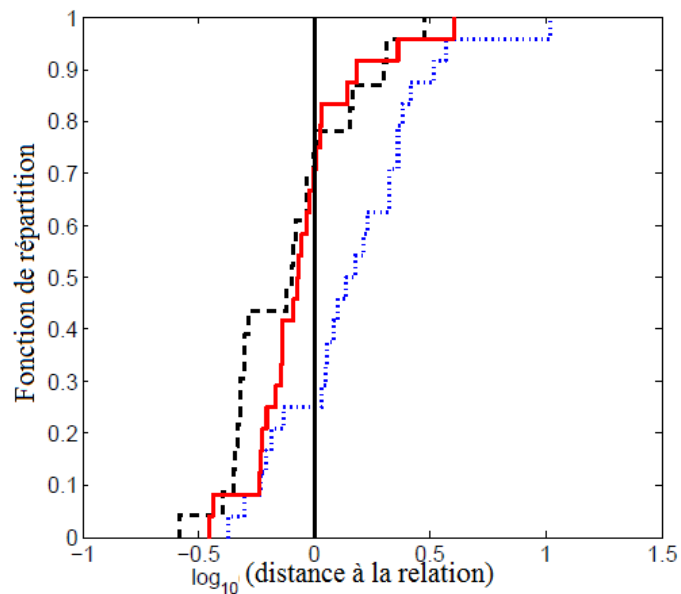


FIGURE 5.4 – Fonction de répartition des distances à la relation pour chacun des trois groupes. En rouge les sursauts brillants, en noir les intermédiaires et enfin en bleu les sursauts faibles. On peut voir que la distribution en distance à la relation des sursauts faibles est différente des sursauts brillants et intermédiaires. Le trait noir indique la position de la relation.

TABLE 5.1 – Résultats des différents tests statistiques utilisés (Kolmogorov-Smirnov, bootstrap). Les probabilités indiquées correspondent à la probabilité d’observer une réalisation comparable en partant de l’hypothèse de l’absence de différence entre les deux distributions.

| Valeurs médianes | Paramètres testés | Test de KS |
|---|--|-----------------------|
| $dist^{brillant} = -0.07$ | $\Delta dist_{med}^{brillant} = 0,02$ | 0.084 |
| $dist^{med} = -0.09$ | $\Delta dist_{faible}^{brillant} = 0,23$ | 9.31×10^{-4} |
| $dist^{faible} = 0.16$ | $\Delta dist_{faible}^{med} = 0,25$ | 1.40×10^{-3} |
| $Rmag_{sous}^{sur} = \frac{19.69}{18.10}$ | $\Delta Rmag_{sous}^{sur} = 1,59$ | 1.41×10^{-5} |

que les deux classes extrêmes (faibles et brillants en magnitude R) sont incompatibles avec une significativité de 3σ .

Une telle ségrégation se trouve renforcée lorsque l’on complète notre échantillon par les sursauts sans redshift dont la répartition dans le plan $E_{pi} - E_{iso}$ est présentée sur la figure 5.5. Si l’on ne peut déterminer avec exactitude leur position dans le plan $E_{pi} - E_{iso}$, il est toutefois possible d’inclure ces sursauts à notre étude en bornant cette dernière. Pour cela, on considère un intervalle de variation correspondant au domaine en redshift de notre échantillon suivant le même principe que ce qui a été fait lors de l’étude de la relation $E_{pi} - E_{iso}$ dans le chapitre 3 pour les sursauts Fermi sans redshift. A partir de ces trajectoires dans le plan, qui sont représentées sur la figure 5.5, il est possible de déterminer une distance minimale et une distance maximale à la relation $E_{pi} - E_{iso}$.

Les sursauts sans redshift se placent, pour la plupart, au dessus de la relation $E_{pi} - E_{iso}$ tandis que leur magnitude R est sensiblement plus grande que la moyenne de la population des sursauts avec redshift, comme on peut le constater sur la figure 5.6. Ces sursauts sont donc optiquement moins brillants que la moyenne de notre échantillon.

L’ensemble des résultats obtenus, pour les sursauts avec et sans redshift, est présenté sur la figure 5.7. Nous y retrouvons l’ensemble des sursauts avec redshift composant les trois classes définies précédemment ainsi que les sursauts sans redshift dont l’intervalle de variation dans le plan $E_{pi} - E_{iso}$ est représenté par des limites minimales et maximales de distance à la relation $E_{pi} - E_{iso}$. Nous pouvons constater que ces derniers se situent pour la majeure partie d’entre eux au dessus de la relation $E_{pi} - E_{iso}$ tandis que leur magnitude optique R à 2h est en moyenne plus faible que les sursauts avec redshift. Ces derniers se situent donc du côté impacté par les effets de sélection et leur magnitude optique faible est une explication possible à l’absence de mesure de redshift. Leur position dans le plan $E_{pi} - E_{iso}$ confirme ainsi l’existence d’un effet de sélection lié à la mesure du redshift.

Nous allons maintenant essayer de quantifier directement l’effet de sélection lié à la mesure du redshift. Pour cela nous allons changer de point de vue. L’objectif

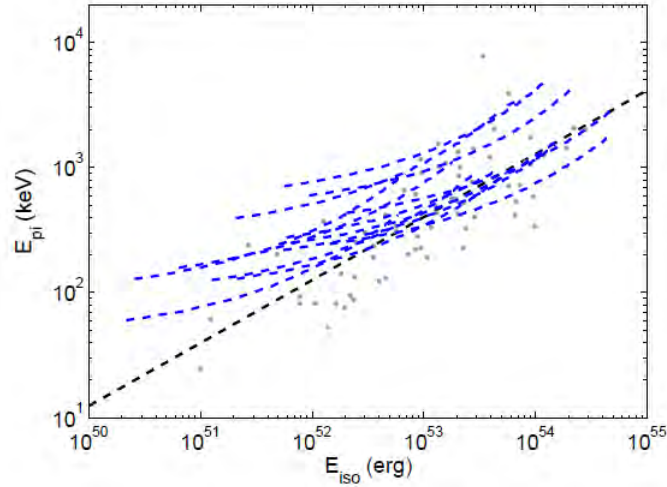


FIGURE 5.5 – Position des sursauts sans redshift (traits en pointillé bleus) de notre échantillon dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ comparativement aux sursauts avec redshift représentés en grisé.

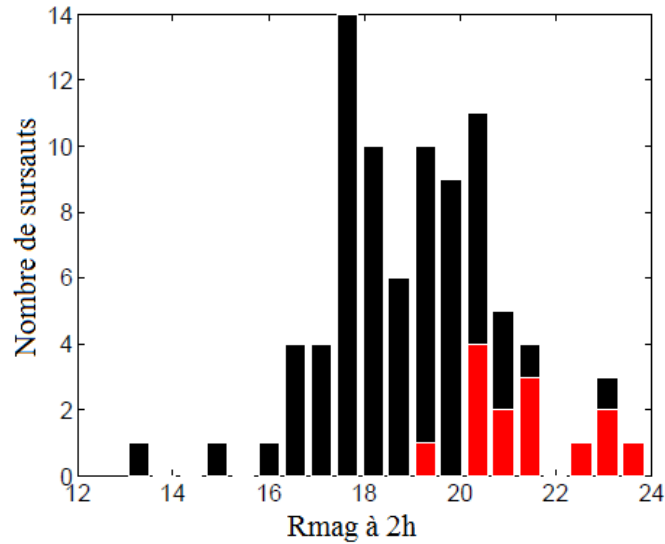


FIGURE 5.6 – Histogramme des valeurs de magnitude R à 2h pour les sursauts avec redshift (en noir) et sans redshift (en rouge). On peut constater que ces derniers présentent des magnitudes plus grandes que les sursauts avec redshift, ce qui est la marque d'une émission rémanente en optique plus faible.

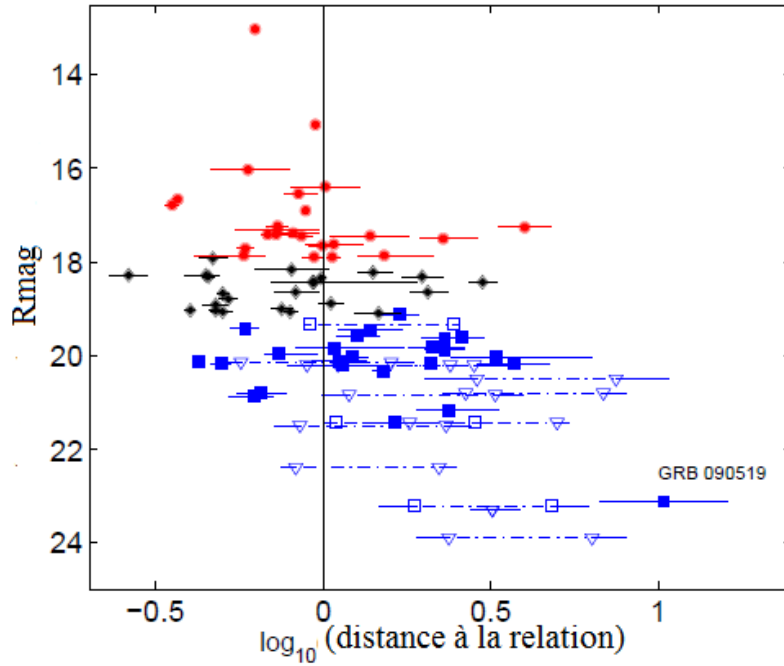


FIGURE 5.7 – Distance des sursauts par rapport à la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ en fonction de leur magnitude R à 2h. Nous retrouvons les trois classes de magnitude précédemment définies suivant le même code couleur que stipulé au départ. Les sursauts sans redshift ont été représentés avec des traits en pointillés bleus qui définissent l'intervalle en distance de ces sursauts par rapport à la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. La borne la plus proche de la relation (trait central marquant le 0) correspond à la distance minimale tandis que la plus lointaine correspond à la distance maximale.

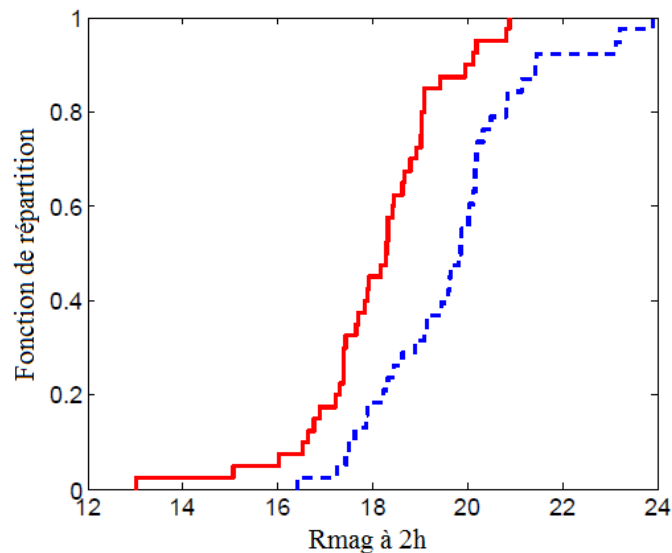


FIGURE 5.8 – Fonction de répartition en magnitude R à 2h des sursauts au dessus de la relation (distance à cette dernière positive) et en dessous de la relation (distance à cette dernière négative). Les sursauts en dessous de la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ apparaissent plus brillants que ceux situés au dessus.

est de déterminer si les sursauts au dessus de la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ possèdent une magnitude moyenne plus grande que ceux situés en dessous de cette dernière. Nous avons divisé l'échantillon en deux catégories, ceux en dessous et ceux au dessus de la relation, pour ensuite comparer les magnitudes R dans chacun de ces deux groupes alors définis. Les 38 sursauts au dessus de la relation (soit des distances à cette dernière positives) présentent une magnitude R médiane de 19.69 tandis que les 40 sursauts en dessous de la relation (soit des distances à cette dernière négatives) présentent une magnitude R médiane de 18.10. Un test de KS permet de confirmer la significativité de cette différence puisque la probabilité que les deux distributions en magnitude R pour les sursauts au dessus et en dessous de la relation soient compatibles s'établit à $1.41 \cdot 10^{-5}$, soit une significativité supérieure à 4σ .

5.5 Conséquences

Dans ce chapitre, nous avons pu mettre en évidence un biais de sélection induit par la mesure du redshift. Ainsi, l'émission rémanente, mesurée par la magnitude R à 2 h, est plus intense que la moyenne de l'échantillon pour les sursauts proches de la limite dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. La mesure du redshift se réalisant principalement sur les raies d'absorption du spectre de l'émission rémanente en optique, l'intensité de cette émission pour les sursauts les plus proches de la limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ facilite la mesure du redshift de ces sursauts. L'étude d'un échantillon de sursauts sans redshift a permis de confirmer ce résultat. En effet, leurs magnitudes R à 2 h, ou les limites inférieures de cette dernière, sont bien plus élevées que la moyenne des sursauts avec redshift, ce qui explique l'absence de valeur de redshift mesurée pour ces sursauts. Cet effet de sélection, qui impacte directement le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$, permet d'expliquer l'origine de la différence de répartition des sursauts avec redshift et sans redshift dans ce plan que nous avons identifiée dans le chapitre 3. Nous apportons ainsi une preuve observationnelle de l'existence d'un lien entre l'émission prompte dans le domaine gamma et l'émission rémanente dans le domaine visible.

L'association du premier effet de sélection, lié à la détection du sursaut, et de ce second, lié à la mesure du redshift, permet de confirmer le mécanisme à deux effets de sélection que nous avons mis en évidence dans le chapitre 3. Ce second biais observationnel vient renforcer la sélection des sursauts les plus proches de la limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ et contribue à façonner la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ à partir de la limite physique préexistante. Un tel effet de sélection est un frein à l'utilisation directe de la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ pour la détermination des paramètres cosmologiques. La compréhension de son origine est la première étape indispensable à la simulation de son impact sur la distribution dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Cela permet d'envisager la possibilité de prendre en compte ces effets afin de retrouver une relation dégagée de ces problèmes et utilisable pour la détermination des paramètres cosmologiques.

Au delà de la question des effets de sélection, ce lien permet l'ouverture de cette étude vers un pan de l'analyse du phénomène sursaut gamma qui reste encore, en partie, à explorer. En effet, l'étude systématique des liens entre émission prompte et émission rémanente est une des clés pour comprendre l'ensemble des mécanismes physiques aboutissant à l'ensemble des caractéristiques observées des sursauts gamma. Bien qu'au delà du cadre de cette thèse, ces développements constituent une perspective intéressante à cette dernière.

Enfin, la mise en évidence de cet effet, invite à revoir avec attention la détermination des fonctions de luminosité de l'émission prompte dans le domaine gamma.

Le redshift étant un paramètre indispensable pour le calcul de la luminosité isotropique, comprendre le biais qu'il induit dans la population de sursauts gamma accessible à l'étude est essentielle à la reconstitution d'une fonction de luminosité prompte gamma dégagée des biais observationnels. C'est ainsi une des premières étapes à franchir avant de pouvoir déterminer le taux de formation stellaire associé à cette fonction de luminosité de la manière la plus correcte possible. Plus généralement, une compréhension accrue des liens entre l'émission prompte et l'émission rémanente est essentielle à la compréhension des effets de sélection à l'œuvre et la correction de leurs effets.

Chapitre 6

Délai spectral des sursauts gamma

Après avoir discuté des relations spectrales, nous allons maintenant passer à l'étude d'une des relations temporelles : la relation entre délai spectral et luminosité isotropique.

6.1 Historique et définition

6.1.1 Il était une fois le délai spectral

Rapidement après la découverte des sursauts gamma, la preuve de l'existence d'une évolution spectrale dans les courbes de lumière de ces derniers a été apportée par Barat et al. (1981), Mazets et al. (1981) et Norris (Norris et al. (1986a) et Norris et al. (1986b)). De nombreuses études ont rapidement confirmé que ce comportement était courant au sein des sursauts gamma longs (Cheng et al. (1995), Ford et al. (1995), Norris et al. (1996), Band (1997), Ghirlanda et al. (2002)). En particulier, Cheng et al. (1995) a identifié l'existence d'un délai entre l'arrivée des photons aux hautes et basses énergies en comparant les quatre bandes en énergies de BATSE (20-50 keV, 50-100 keV, 100-300 keV et supérieur à 300 keV). C'est ce décalage temporel observé entre des photons de différentes énergies qui correspond au délai spectral. Il est conventionnellement défini positif lorsque les hautes énergies arrivent avant les basses énergies. Il est le témoin de l'existence d'une évolution spectrale rapide de l'émission prompte dans les courbes de lumière des sursauts gamma. Le délai spectral est ainsi obtenu par la mesure du retard des photons de basse énergie par rapport aux photons de haute énergie sur les courbes de lumière des sursauts gamma, comme il est possible de le voir sur l'exemple de GRB050525A 6.1. Il est possible de voir le décalage entre les pics à basse énergie (100-150 keV dans le repère de la source) en rouge et ceux à haute énergie (200-250 keV dans le repère de la source) en bleu.

Ce paramètre a été lié quelques années plus tard à la luminosité intrinsèque des sursauts gamma, L_{iso} . Ainsi, Norris et al. (2000) a mis en évidence une anti-corrélation entre cette dernière et le délai spectral. Cette anti-corrélation est présentée sur la figure 6.2, qui correspond à la figure historique extraite de Norris et al. (2000). Elle nous indique que plus un sursaut est lumineux, plus son délai spectral est petit. Cette relation, comme c'est également le cas pour la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ ou la relation $E_{\text{pi}} - L_{\text{iso}}$, relie un paramètre indépendant de la cosmologie, ici le délai spectral, et un autre qui en dépend : L_{iso} . Cette relation peut donc, en principe, être utilisée pour standardiser les sursauts gamma. Néanmoins, la nécessité d'avoir une mesure du redshift pour calculer la luminosité isotropique et corriger le délai spectral

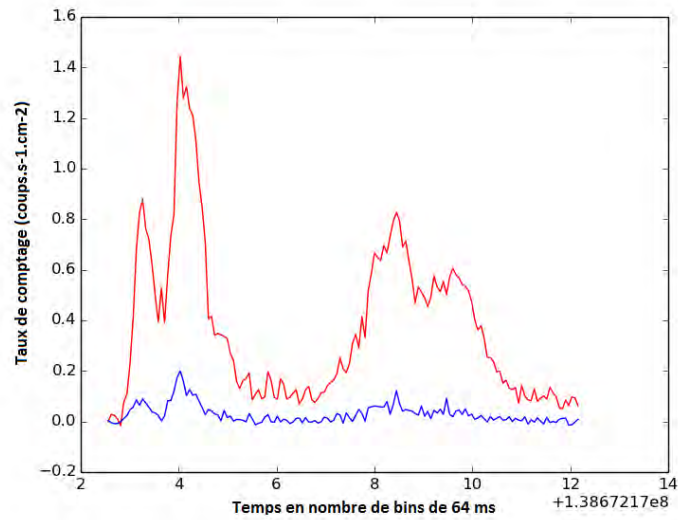


FIGURE 6.1 – Courbe de lumière de GRB050525A à basse énergie (100-150 keV dans le repère de la source) en rouge et à haute énergie (200-250 keV dans le repère de la source) en bleu.

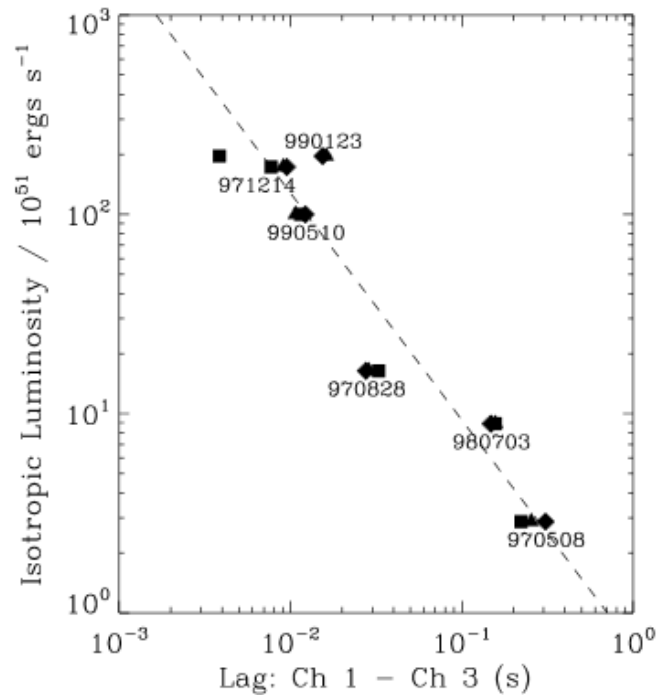


FIGURE 6.2 – Relation entre le délai spectral et L_{iso} tirée de Norris et al. (2000). Elle représente l'anti-corrélation entre ces deux paramètres. Les trois points de chaque sursaut correspondent à différentes méthodes de calcul du délai spectral (ce calcul se réalise à partir du signal temporel dont le taux de comptage est supérieur à une fraction du taux de comptage dans le pic qui est de 0.1 pour les losanges, 0.3 pour les triangles et 0.5 pour les carrés).

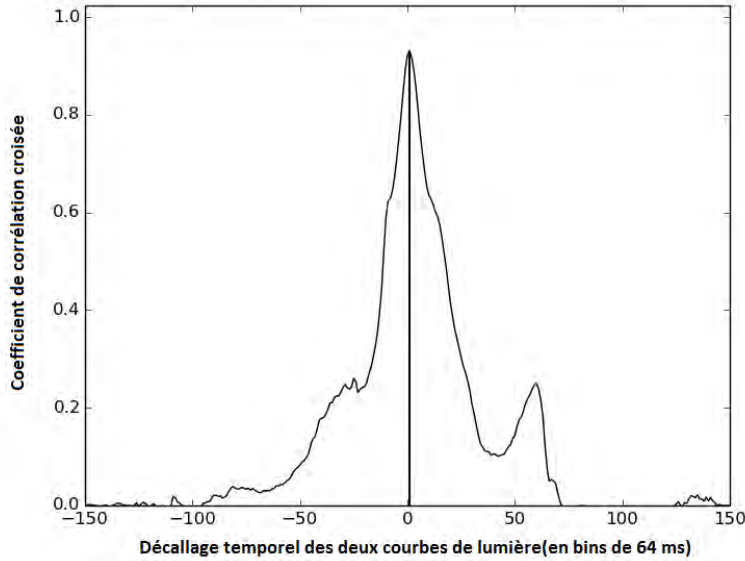


FIGURE 6.3 – Valeurs du coefficient de corrélation croisée en fonction du décalage temporel pour GRB050525A. Le maximum correspond à la valeur du délai spectral.

de l'effet de l'expansion de l'Univers a réduit l'échantillon utilisable à l'époque à six sursauts.

Bien que limitée par la taille restreinte de l'échantillon d'origine, cette anti-corrélation fut rapidement confirmée par diverses études portant sur les données de BATSE (Norris (2002), Schaefer & Collazzi (2007) et Hakkila et al. (2008), d'HETE (Arimoto et al. (2010)) et Swift (Ukwatta et al. (2010)). Récemment, de nombreuses avancées ont permis d'affiner notre compréhension de cette relation. Nous allons détailler celles-ci en retraçant l'évolution des méthodes employées pour le calcul du délai spectral.

6.1.2 Comment mesurer un délai spectral ?

Si plusieurs méthodes existent pour mesurer le délai spectral, elles se basent toutes sur le calcul de la fonction de corrélation croisée (que l'on nommera CCF par la suite). Cette fonction permet d'estimer le niveau de corrélation entre deux séries temporelles après leur avoir fait subir un décalage temporel variable. Le principe consiste à décaler l'un des deux signaux¹ (ici les courbes de lumière d'un sursaut dans deux gammes d'énergie) puis à calculer, à chaque décalage, le coefficient de corrélation croisée correspondant. On obtient alors une courbe présentant la valeur du coefficient de corrélation croisée en fonction du décalage de la courbe de lumière à haute énergie. Le maximum de cette courbe définit la valeur du délai spectral, comme il est possible de le constater sur la figure 6.3 qui correspond à la fonction de corrélation obtenue pour GRB050525A dont les courbes de lumière ont été présentées précédemment (voir 6.1).

Le coefficient de corrélation croisée peut se définir de deux manières différentes. Une première, qualifiée de standard, est la suivante :

1. On décale généralement celui ayant la plus haute énergie

$$CCF_{Std}(d, x, y) = \frac{\sum_{i=1}^{N-d} (x_i - x_{moy})(y_{i+d} - y_{moy})}{\sqrt{\sum_i (x_i - x_{moy})^2 \sum_i (y_i - y_{moy})^2}} \quad (6.1)$$

Avec x_i le signal dans la première bande(ici taux de comptage dans la bande à basse énergie), y_i le signal dans la seconde bande (ici taux de comptage dans la bande à haute énergie) et d le décalage temporel de cette seconde bande (ici en nombre de bin temporels de 64 ms).

L'autre définition, proposée par Band (1997), consiste à utiliser une version dans laquelle la moyenne n'est pas soustraite. Cette définition est préférable pour les événements transitoires, catégorie à laquelle appartiennent les sursauts gamma. La définition du coefficient de corrélation croisée est alors la suivante :

$$CCF_{Band}(d, x, y) = \frac{\sum_{i=1}^{N-d} x_i y_{i+d}}{\sqrt{\sum_i x_i^2 \sum_i y_i^2}} \quad (6.2)$$

Cette dernière définition est celle qui est utilisée dans la littérature pour le calcul du délai spectral et celle que nous utiliserons par la suite.

Les différences dans le calcul du délai spectral entre les méthodes développées dans la littérature viennent dans un second temps. Elles proviennent toutes du constat suivant : mis à part les sursauts les plus brillants, la courbe obtenue ainsi que son maximum sont très sensibles à la présence d'un bruit de fond non négligeable. Cet effet se retrouve dans la grande variabilité de la courbe CCF en fonction du décalage temporel entre les deux séries, comme nous pouvons le voir sur l'exemple 6.4. Il n'est ainsi pas possible de prendre directement le maximum de la courbe obtenue. C'est à ce niveau que plusieurs solutions ont été proposées.

La première, utilisée notamment par Schaefer & Collazzi (2007) et détaillée dans Xiao & Schaefer (2009), consiste à ajuster la courbe obtenue par un polynôme afin d'identifier le maximum global. Il est alors souhaitable de limiter l'ajustement du polynôme à un intervalle raisonnable autour du maximum local afin qu'il soit suffisamment bien contraint. Cela s'avère efficace pour certains sursauts qui sont assez fortement bruités et pour lesquels il est évident que le maximum local ne correspond pas au vrai délai spectral du sursaut, comme par exemple celui présenté sur la figure 6.5. Toutefois, pour les sursauts bien définis, l'ajustement par un polynôme peut conduire à une mauvaise estimation de la valeur du délai spectral car le polynôme a un effet de lissage trop important, comme on peut le voir sur l'exemple 6.6. L'ajustement par un polynôme n'est donc pas efficace dans tous les cas, c'est pourquoi d'autres méthodes ont été développées.

Le problème général dans le calcul du délai spectral est de savoir comment s'extrait des effets du bruit de fond. Ce problème, nous le retrouvons tout au long du traitement des courbes de lumière avec pour objectif la détermination de paramètres temporels des sursauts gamma. Dans le cas du calcul du délai spectral, il existe à

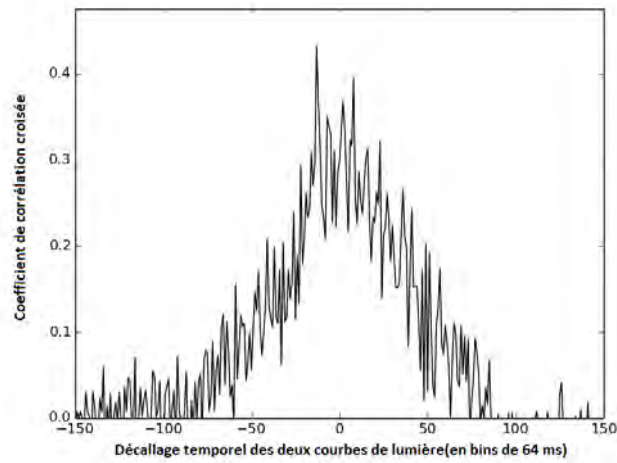


FIGURE 6.4 – Coefficient de corrélation croisée en fonction du décalage temporel pour GRB100728B. On peut constater la grande variabilité de la fonction de corrélation croisée rendant impossible la mesure directe du délai spectral en considérant le maximum de cette fonction.

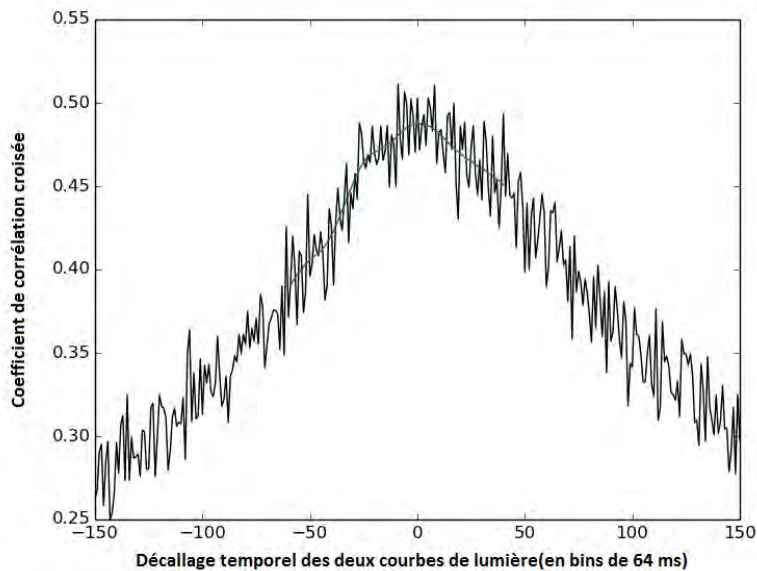


FIGURE 6.5 – Coefficient de corrélation croisée en fonction du décalage temporel de GRB070318 pour les bandes Swift 15-25 keV et 25-50 keV. La ligne verte correspond à l'ajustement avec un polynôme de degré 6. On constate que l'ajustement permet d'obtenir un délai spectral plus réaliste.

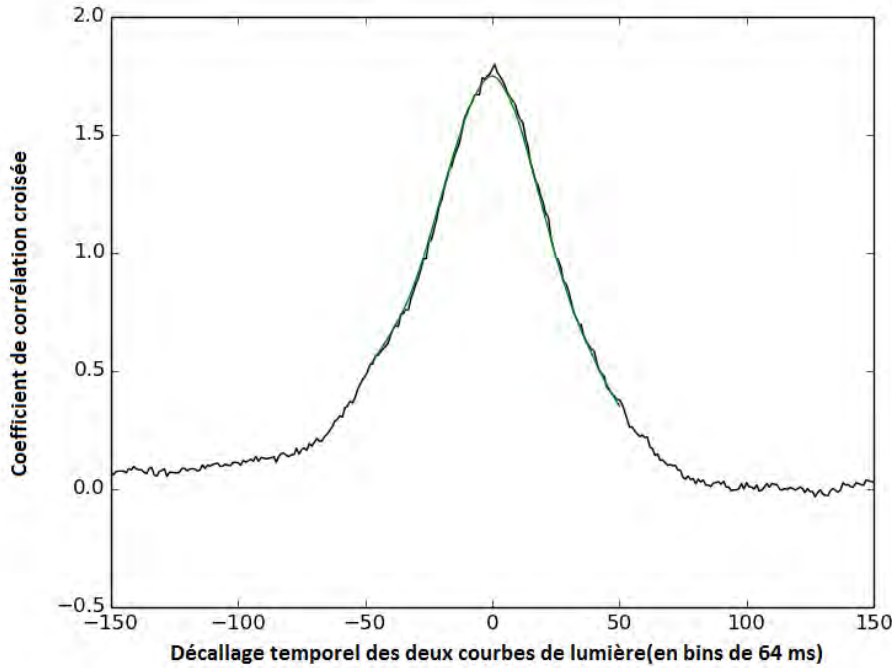


FIGURE 6.6 – Coefficient de corrélation en fonction du décalage temporel de GRB050922C pour les bandes Swift 15-25 keV et 25-50 keV. La ligne verte correspond à l’ajustement avec un polynôme de degré 6. On constate que l’ajustement introduit une erreur dans la mesure du délai spectral.

deux niveaux : dans la courbe de lumière elle-même et dans la courbe qui représente la CCF en fonction du décalage temporel entre les deux bandes en énergie. La solution adoptée par Schaefer et Xiao consiste à traiter le problème uniquement au niveau de la courbe finale qui donne la CCF en fonction du décalage temporel. Au contraire, celle adoptée notamment par Ukwatta et al. (2010) traite le problème aux deux niveaux.

La différence entre les deux méthodes réside dans le fait qu’Ukwatta réalise le calcul sur des courbes de lumière dont le découpage temporel diffère d’un sursaut à l’autre. Le regroupement de plusieurs intervalles temporels successifs permet de gommer les effets du bruit de fond sur la courbe de lumière en lissant cette dernière. L’intensité du lissage est alors réglée par la valeur maximale mesurée sur la fonction de corrélation croisée. Ukwatta commence ainsi la mesure du délai spectral avec un découpage temporel de la courbe de lumière de 1024 ms. Ce découpage est ensuite abaissé jusqu’à obtenir une valeur maximale du coefficient de corrélation croisée de 0.5. L’ajustement de la courbe CCF en fonction de décalage temporel obtenu est ensuite réalisé à l’aide d’une gaussienne au lieu d’un polynôme.

6.1.3 Résolution temporelle et forme de l’ajustement

Un inconvénient de cette méthode est que l’extraction du délai spectral se fait sur des courbes de lumière à la résolution temporelle différente. Cela peut être la source d’un biais dans les valeurs de délai spectral obtenues. De plus, l’ajustement gaussien peut ne pas correspondre à la forme de la courbe représentant la CCF en fonction du décalage temporel.

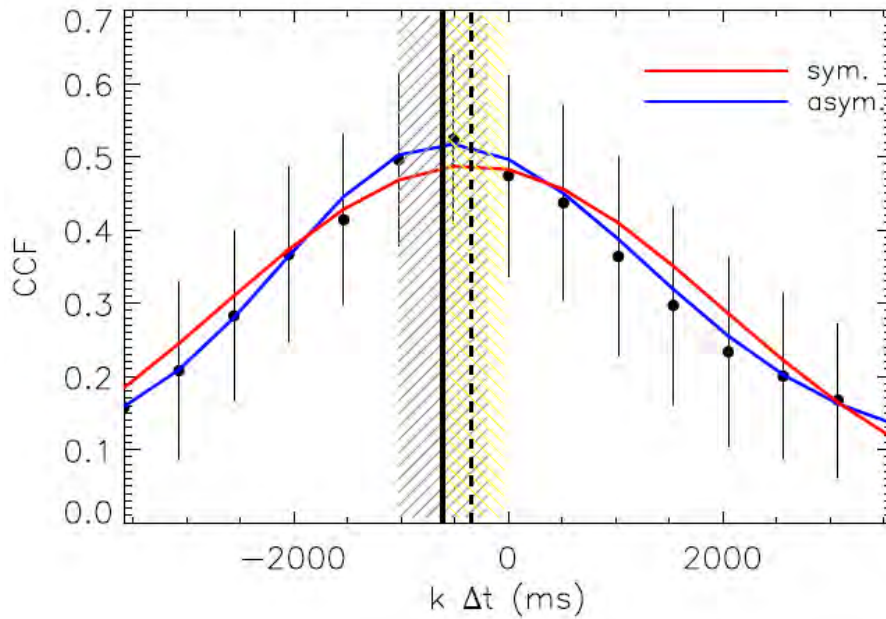


FIGURE 6.7 – Courbe CCF en fonction de décalage temporel issu de Bernardini et al. (2015). La courbe est ajustée par une gaussienne symétrique en rouge et asymétrique en bleu. Nous voyons clairement que cette deuxième solution est plus satisfaisante.

Une autre méthode a été introduite par Bernardini et al. (2015). Elle est basée sur les mêmes principes que Ukwatta et al. (2010). Toutefois, de légères différences ont été introduites. La première différence tient à la manière de déterminer la résolution temporelle utilisée pour l'extraction du délai spectral. Pour déterminer cette valeur, les auteurs partent d'une résolution temporelle minimale de 4 ms. Ils doublent ensuite successivement la valeur du découpage temporel de la courbe de lumière jusqu'à ce que la valeur du maximum de la CCF obtenue ait une probabilité inférieure à 10^{-3} d'être due au hasard.

La seconde différence consiste en l'usage d'un ajustement gaussien de la CCF qui est non symétrique au lieu de symétrique. Ce choix, motivé par la forme de la courbe qui représente la CCF en fonction du décalage temporel, semble judicieux. En effet, nous voyons très bien sur l'exemple issu de Bernardini et al. (2015) pour GRB061021 que cette courbe présente une asymétrie qui ne peut être négligée. Cela tient à la forme des courbes de lumière des sursauts gamma qui présentent, d'un côté, une montée rapide et, de l'autre, une descente plus lente. Les décalages dans le sens négatif puis dans le sens positif correspondent donc à la corrélation de portions de la courbe de lumière du spectre fondamentalement différentes, d'où l'asymétrie observée sur la courbe qui représente la CCF en fonction du décalage temporel.

6.1.4 Délai spectral : repère de la source ou de l'observateur ?

Jusqu'à présent, nous avons évoqué la mesure de délai spectral uniquement comme la différence de temps d'arrivée entre deux bandes en énergie sans définir ces dernières. Dans un premier temps, ces bandes ont été définies dans le repère de l'observateur en se basant sur les bandes prédéfinies par les satellites d'observation comme BATSE ou Swift. Cela trouve son origine dans la méconnaissance du redshift pour une grande partie des sursauts gamma lors des premières études portant sur le

décalage spectral. Pour le cas de Swift, les délais spectraux ont été définis entre chacune des quatre bandes de ce dernier, à savoir la bande 15-25 keV (bande 1), 25-50 keV (bande 2), 50-100 keV (bande 3) et 100-350 keV (bande 4). C'est notamment le cas dans Ukwatta et al. (2010). Dans ce dernier article, les auteurs identifient alors la corrélation la plus étroite entre les bandes 4 et 2. Toutefois, ces bandes en énergie, si elles sont équivalentes dans le repère de l'observateur, correspondent, dans le repère de la source, à des bandes en énergie complètement différentes.

Cette première complication se voit renforcée par le fait que l'autre paramètre de la corrélation, la luminosité isotropique, est un paramètre intrinsèque aux sursauts gamma. Nous mélangeons donc dans une même relation une quantité définie dans le repère de la source avec une quantité, certes corrigée des effets de la dilatation temporelle par la division par un facteur $1+z$, mais avec des bandes en énergie définies dans le repère de l'observateur, soit une quantité bâtarde définie ni dans le repère de la source ni dans celui de l'observateur.

Pour résoudre ce problème, Ukwatta et al. (2012) décide de définir les bandes en énergie utilisées pour le calcul du délai spectral dans le repère de la source. Pour cela, il suffit de prendre pour chaque sursaut des bandes en énergies différentes dans le repère de l'observateur mais correspondant après multiplication par $1+z$ à deux mêmes bandes en énergie dans le repère de la source. La difficulté consiste à choisir des bandes en énergie qui soient dans la gamme d'énergie de Swift (15-350 keV) après leur passage dans le repère de l'observateur. En considérant l'intervalle de variation en redshift entre 0.5 et 5 pour la majorité des sursauts de Swift, les bandes 100-150 keV et 200-250 keV permettent de répondre à ces contraintes. On notera néanmoins que cela se fait au détriment de la séparation entre les deux bandes en énergie qui n'est que d'un facteur 2.

Ukwatta et al. (2012), en calculant les délais spectraux dans le repère de la source et en les comparant à ceux calculés à partir de bandes en énergie dans le repère de l'observateur, a montré que cette première définition permettait d'obtenir une relation plus étroite que celles obtenues précédemment. Cela témoigne donc de l'importance de passer dans le repère de la source pour l'étude du délai spectral. C'est ce que nous ferons dans notre étude.

6.1.5 Les délais spectraux négatifs

Une partie des délais spectraux obtenus par Ukwatta et al. (2012) présente des valeurs négatives. Il considère que ces derniers constituent un problème et les écarte de l'étude. Ce choix permet, certes, d'obtenir une relation entre délai spectral et luminosité isotropique mais il revient à écarter de l'étude une fraction non négligeable des sursauts. En effet, si l'on considère également les sursauts dont le délai spectral est compatible avec zéro, ceux-ci représentent 44% de l'échantillon ! Or un tel choix ne repose sur aucune raison physique.

C'est pourquoi Bernardini et al. (2015) présente une étude dans laquelle ces sursauts, qui représentent près de la moitié des délais spectraux obtenus, ne sont plus écartés de l'étude. Les auteurs divisent ainsi l'échantillon de délais spectraux obtenus en quatre catégories :

- les délais spectraux strictement positifs au nombre de 23
- les délais spectraux positifs compatibles avec une valeur nulle au nombre de 9
- les délais spectraux négatifs compatibles avec une valeur nulle au nombre de

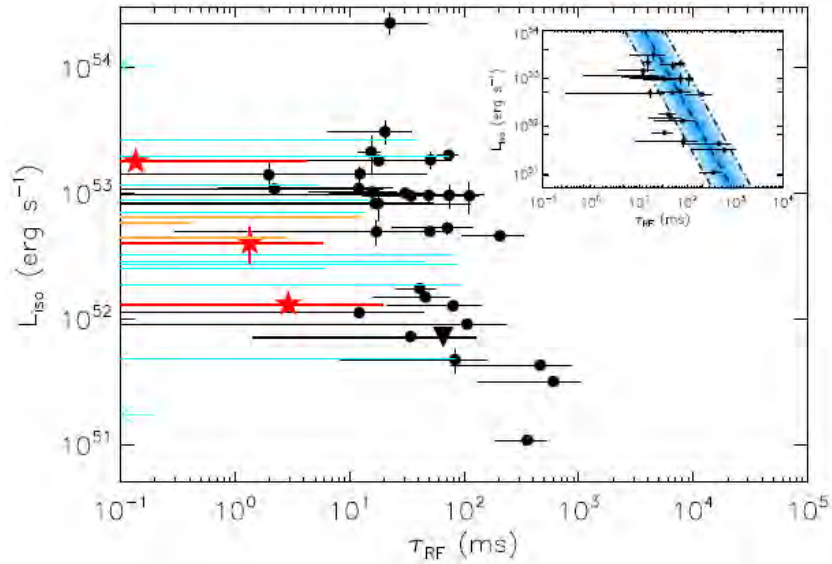


FIGURE 6.8 – Distribution des délais spectraux dans le plan délai spectral - L_{iso} selon Bernardini et al. (2015). En noir les sursauts avec un délai spectral strictement positif ou positif mais compatible avec zéro. En bleu ciel, les délais spectraux strictement négatifs (flèches) et compatibles avec zéro (barres bleues ciel venant s'étendre dans le domaine des délais spectraux positifs). Les autres couleurs correspondent aux sursauts courts.

- les délais spectraux strictement négatifs au nombre de 2

Les délais spectraux négatifs constituent donc une part non négligeable des délais spectraux en général. Il n'est pas possible de les écarter de l'étude de la relation entre délai spectral et L_{iso} . C'est ainsi qu'en prenant en compte l'ensemble des délais spectraux, Bernardini et al. (2015) ne retrouve pas de la relation entre délai spectral et L_{iso} . Ceci est illustré dans la figure 6.8 qui présente la répartition dans le plan de l'ensemble des sursauts gamma de l'échantillon BAT6 qui regroupe un ensemble de sursauts relativement brillants (flux au pic supérieur à $2.6 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) et possédant toutes les caractéristiques pour être placés dans le plan délai spectral - L_{iso} , à savoir une mesure fiable du délai spectral et du E_{pi} . Avec ces résultats, l'existence de la relation entre délai spectral et L_{iso} est remise en question et son usage en cosmologie peut être mis en doute.

La question de l'existence de délais spectraux négatifs est donc cruciale pour déterminer si la relation entre délai spectral et L_{iso} a un fondement ou non et peut être utilisée en cosmologie. Pour essayer de clarifier la situation, nous allons nous plonger plus en détail dans la mesure des délais spectraux et l'étude de leur distribution. Ce sera l'objet de la partie à venir.

6.2 Présentation de notre méthode de calcul du délai spectral

6.2.1 Courbe de lumière de départ

Avant de passer à l'étude de la distribution des délais spectraux, nous allons d'abord détailler la méthode que nous avons utilisée pour calculer ceux-ci. Si les bases de départ sont les mêmes que celles utilisées dans la littérature, notre méthode

diffère notamment dans l'estimation du maximum de la CCF. Mais avant cela, la première étape consiste en l'extraction des données depuis la base de données de Swift. Le rapatriement des données et leur traitement avec les routines de Swift ont été réalisés par Jean Pascal Dezalay (IRAP). Sans cette collaboration interne à l'IRAP et le travail de traitement des données brutes de Jean Pascal, l'étude qui va suivre n'aurait pas pu être la même.

Les données brutes sont issues de la base de données de Swift/BAT et ont été traitées avec l'outil d'analyse standard de Swift (NASA HEASARC, HEASOFT version 6.15.1). Les routines `batmaskwtevt` et `batbinevt` contenues dans les `FTOOLS` ont permis de corriger les données brutes de l'ombre projetée par le masque codé et de soustraire le bruit de fond. Cela permet d'obtenir, pour chaque sursaut, un taux de comptage en $\text{photons.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ et l'erreur associée. Cette erreur, en plus du bruit poissonien lié au taux de comptage du nombre de photons, inclut également les erreurs liées à la procédure de soustraction du bruit de fond. Les bandes en énergies choisies varient d'un sursaut à l'autre, elles dépendent du redshift et correspondent, dans le repère de la source, aux bandes en énergies adoptées par Ukwatta et al. (2012) et Bernardini et al. (2015), soit 100-150 keV pour la bande à basses énergies et 200-250 keV pour la bande à hautes énergies.

Une des premières différences tient à l'échantillonnage temporel choisi. Nous avons décidé de conserver pour chaque sursaut le même échantillonnage temporel de 64 ms. Ce choix permet d'avoir une résolution temporelle satisfaisante et un regroupement assez grand pour avoir un nombre de photons suffisant dans chacune des deux bandes. Il nous assure d'éviter tout problème pouvant être lié à un échantillonnage temporel différent suivant les sursauts. Ce choix présente cependant un inconvénient : il nous oblige à renoncer à l'exhaustivité. En effet, pour les sursauts les plus faibles, un échantillonnage temporel de 64 ms ne permet pas d'atteindre un rapport de signal sur bruit suffisant pour passer nos critères de sélection. Ce choix nous fait donc perdre la possibilité d'obtenir le délai spectral pour quelques sursauts. Leur nombre étant restreint (moins d'une dizaine), cela ne porte pas atteinte aux résultats que nous tirerons de l'étude de leur distribution en délai spectral.

La méthode que nous utiliserons pour calculer les délais spectraux part de la définition de la CCF introduite par Band (1997) soit :

$$CCF_{Band}(d, x, y) = \frac{\sum_{i=1}^{N-d} x_i y_{i+d}}{\sqrt{\sum_i x_i^2 \sum_i y_i^2}} \quad (6.3)$$

Avec x_i le taux de comptage dans la bande à basse énergie 100-150 keV, y_i le taux de comptage dans la bande 200-250 keV et d le décalage temporel de la bande à haute énergie en nombre de bin temporels de 64 ms.

6.2.2 Ajustement du maximum de la CCF et calcul du délai spectral

La méthode que nous avons mise au point diffère de celles proposées dans la littérature notamment par la procédure utilisée pour l'ajustement du maximum.

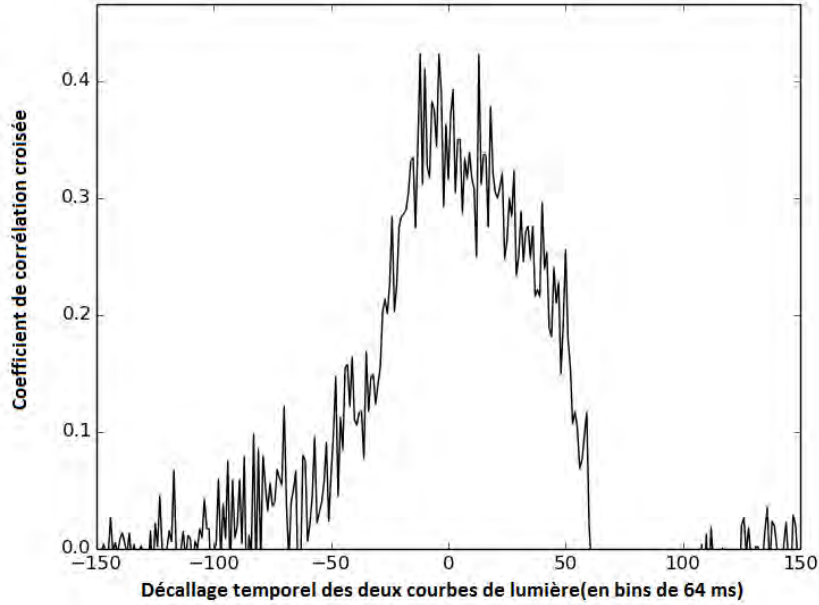


FIGURE 6.9 – Coefficient de corrélation croisée en fonction du décalage temporel pour GRB070810A. On peut clairement voir l’asymétrie de la courbe qui peut difficilement être représentée par une gaussienne même asymétrique.

En effet, si l’utilisation d’une gaussienne asymétrique s’avère bien meilleure que les méthodes précédentes pour une bonne part des sursauts gamma, notamment pour les profils de CCF très lisses, elle peine à représenter les CCF les plus piquées. Ainsi, une part non négligeable des sursauts gamma présente des profils de CCF qui ne ressemblent pas à des gaussiennes même asymétriques comme nous pouvons le constater sur la figure 6.9. C’est pourquoi nous avons décidé d’utiliser une méthode adaptative qui est décrite dans ce qui suit.

Un premier lissage réalisé à l’aide d’une moyenne glissante dont la base de définition, c’est à dire l’étendue de la zone moyennée, est inversement proportionnelle à la valeur du maximum de la CCF brute permet de localiser la zone dans laquelle le maximum de la CCF se trouve. La base d’ajustement se définit comme étant :

$$Base = \frac{1}{\max(CCF)} \quad (6.4)$$

Avec $\max(CCF)$ le maximum de la CCF brute.

Le nombre alors obtenu pour cette base correspond au nombre d’intervalles de 64 ms sur lesquels sera réalisée la moyenne glissante. Ce premier lissage permet de trouver le maximum global de la CCF avec une résolution de 64 ms.

Une seconde étape consiste à ajuster par un polynôme la CCF brute autour du maximum identifié lors de la première étape. Afin de représenter la grande diversité des profils de CCF, l’ordre du polynôme et la base d’ajustement de ce dernier dépendent de la valeur du maximum de la CCF de la courbe brute (qui est un nombre compris entre 0 et 1).

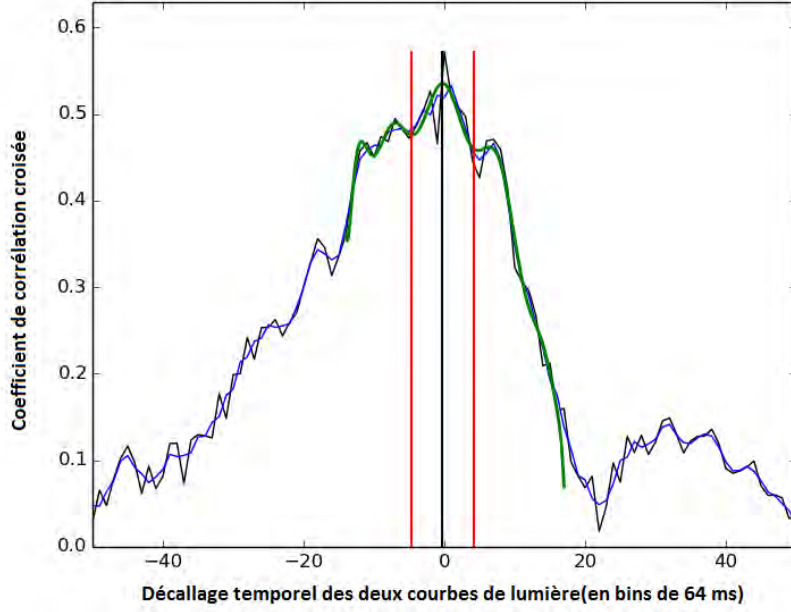


FIGURE 6.10 – Courbe CCF en fonction de décalage temporel de GRB091018. La courbe CCF en fonction de décalage temporel d’origine est représentée en noir. En bleu, il s’agit de la courbe obtenue à l’aide de la moyenne glissante tandis que l’ajustement par le polynôme est représenté en vert.

Nous avons ainsi l’ordre du polynôme qui se définit comme :

$$\text{Ordre}_{\text{pol}} = 20\max(\text{CCF}) + 2 \quad (6.5)$$

et la base d’ajustement (BA) comme :

$$BA_{\text{pol}} = \frac{15}{\max(\text{CCF})} \quad (6.6)$$

Cette base d’ajustement correspond au nombre de points de la courbe brute considérés pour l’ajustement polynomial. Il est défini en nombre de bins autour du maximum identifié lors de la première étape et est limité à un maximum de 25.

La valeur maximale du polynôme ajusté nous donne alors la valeur du délai spectral.

La figure 6.10 illustre les différentes étapes de calcul du délai spectral. Nous avons ainsi représenté en noir la courbe CCF en fonction de décalage temporel d’origine. En bleu, il s’agit de la courbe obtenue à l’aide de la moyenne glissante tandis que l’ajustement par le polynôme est représenté en vert. Des effets de bord lors de l’ajustement par le polynôme pouvant être à déplorer, le maximum de la CCF n’est considéré que sur la partie centrale de ce dernier.

6.2.3 Calcul de l'erreur

Le calcul de l'erreur sur le délai spectral ainsi calculé ne peut se réaliser de manière directe. En effet, les procédures utilisées sont trop complexes pour qu'il soit possible de propager proprement les erreurs sur le taux de comptage dans chaque bin temporel lors de chaque étape. Nous avons donc décidé d'utiliser une méthode dite de "bootstrap". Cette méthode consiste à tirer aléatoirement dans les barres d'erreurs du taux de comptage pour chaque bin temporel. Nous obtenons alors à chaque tirage deux nouvelles courbes de lumière. Nous appliquons ensuite la procédure détaillée précédemment afin d'obtenir une valeur de délai spectral pour le tirage considéré. En réalisant une centaine de tirages, nous obtenons donc une centaine de valeurs du délai spectral pour chaque sursaut. L'erreur sur le délai spectral correspond à la dispersion (1σ) des valeurs de délai spectral obtenues.

A partir de ces tirages, nous calculons aussi la moyenne et la médiane des délais spectraux obtenus pour la centaine de réalisations. Ces deux valeurs, pour un sursaut parfait, doivent normalement coïncider avec la valeur du délai spectral du sursaut gamma. Nous verrons toutefois que ce n'est pas nécessairement le cas du fait des erreurs de mesure liées à la présence de bruit de fond².

6.3 Les différents critères de sélection

6.3.1 Une première sélection sur la valeur du maximum de la CCF

Une fois les valeurs de délai spectral et les erreurs obtenues, la sélection des valeurs fiables s'impose. En effet, une fraction importante des sursauts présente des maxima de CCF tellement faibles qu'il est difficile de croire en la mesure du délai spectral pour ces derniers. Notre sélection s'effectuera sur la base de la valeur du maximum de la CCF. En effet, la version normalisée de cette dernière nous apporte une information sur l'importance de la corrélation entre les signaux dans les deux bandes.

La figure 6.11 permet de voir la distribution des délais spectraux par rapport aux valeurs du maximum de la CCF correspondante tandis que la figure 6.12 est un zoom de la précédente pour des valeurs de maximum de la CCF supérieures à 0.3. Ces deux figures nous permettent de constater un évasement certain de la distribution visible en deçà de 0.3 (voir figure 6.11). Celui-ci commence toutefois à être discernable en dessous de 0.4 (voir le zoom sur la figure 6.12). Cela indique que notre méthode ne permet pas de mesurer les délais spectraux pour de tels sursauts. Plus généralement, il semble difficile d'extraire des valeurs de délais spectraux fiables pour ces derniers quelle que soit la méthode utilisée. En effet, il s'agit de sursauts pour lesquels les deux bandes ne contiennent pas assez de photons, ou dont les deux courbes de lumière ne présentent pas le même profil (même décalé), conduisant alors à des mesures de délais spectraux aberrantes.

Si pour les sursauts dont le maximum de la CCF n'atteint pas le seuil de 0.3 la question de la fiabilité des délais spectraux mesurés ne se pose pas, cela n'est pas le cas pour ceux dont le maximum est compris entre 0.3 et 0.4. En effet, nous avons pu noter que l'évasement, s'il démarrerait aux alentours de 0.4, n'est réellement

2. l'annexe 2 explicite la raison pour laquelle les erreurs obtenues sont certainement surévaluées

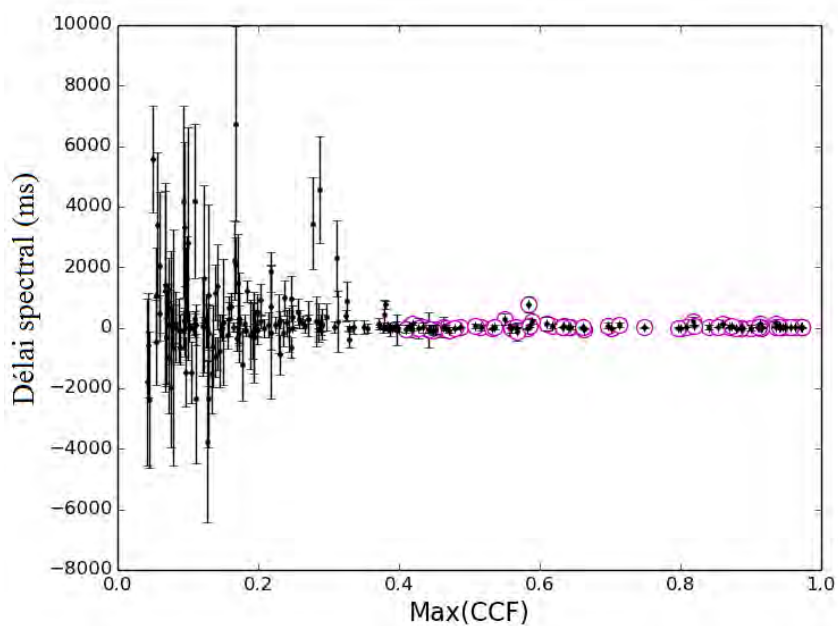


FIGURE 6.11 – Distribution des lags en fonction du maximum de la CCF correspondante. Les sursauts entourés en magenta correspondent à ceux que nous sélectionnons.

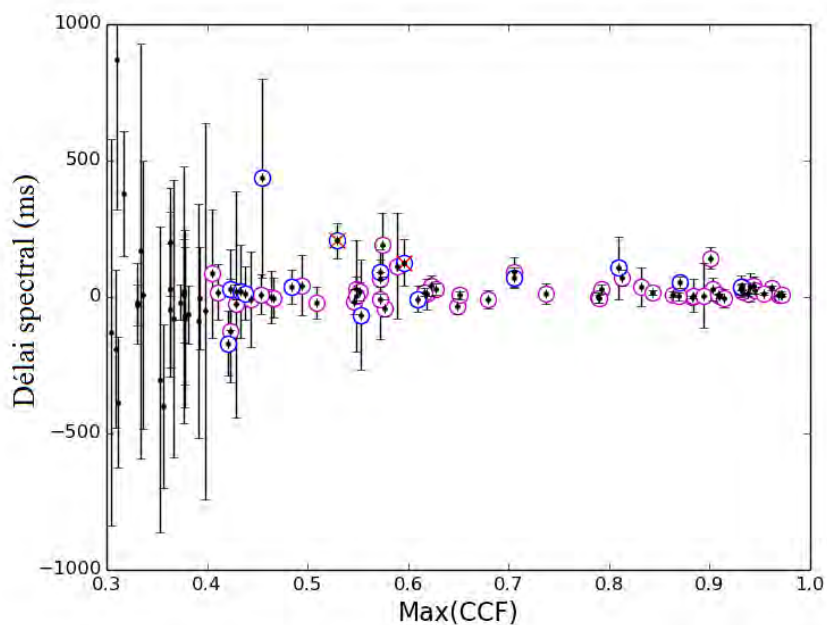


FIGURE 6.12 – Zoom de la figure précédente pour les maxima de la CCF supérieurs à 0.3. Les sursauts en magenta correspondent aux sursauts sélectionnés. Les rond bleu correspondent aux sursauts sélectionnés pour lesquels un ajustement de la méthode a été nécessaire. Enfin les deux croix rouge correspondent aux sursaut supprimés lors de la deuxième phase de sélection.

marqué qu'en dessous de 0.3. C'est pourquoi nous avons inspecté visuellement les courbes CCF en fonction du décalage temporel de chacun des sursauts qui ont une valeur du maximum de la CCF comprise entre 0.3 et 0.4. Nous avons pu constater que, pour une bonne partie de ces sursauts, l'ajustement n'est pas valable même si l'erreur reste correcte. Ainsi, la forme de la CCF ne permet pas d'extraire une valeur du délai spectral fiable. Cela conduit à une estimation fautive des valeurs de délai spectral qui n'est pas acceptable pour une grande partie des sursauts concernés. Or, la même inspection visuelle des sursauts dont le maximum de la CCF dépasse 0.4, nous montre que ce problème est quasiment inexistant pour ces derniers. C'est pourquoi la sélection des sursauts à partir d'un maximum de la CCF de 0.4 s'est imposée. Il est à noter qu'une sélection portant sur la probabilité d'avoir une valeur du maximum du coefficient de corrélation croisée supérieure à la valeur obtenue est une autre possibilité (voir Ackermann et al. (2010)). Cette probabilité se définit de la manière suivante :

$$P = 1 - \text{math.erf}(\max(CCF)\left(\frac{N}{2}\right)^{0.5}) \quad (6.7)$$

Avec $\max(CCF)$ la valeur du coefficient de corrélation croisée maximale et N le nombre de bins temporels de la courbe de lumière utilisée pour l'extraction du délai spectral. L'avantage de cette solution est de tenir compte du nombre de bins temporels de la courbe de lumière, ce qui permettrait peut-être de récupérer quelques sursauts pour le moments exclu de l'échantillon par la procédure de sélection mise en place. Cette solution pourra faire l'objet de développements ultérieurs.

6.3.2 Adaptation de la méthode pour les CCF lisses

Avec cette première sélection, nous conservons des sursauts pour lesquels le délai spectral est généralement bien mesuré. Toutefois, une inspection visuelle a permis de mettre en évidence 12 cas pour lesquels la méthode n'est pas pleinement satisfaisante. Il s'agit principalement de sursauts qui présentent des CCF très lisses. Il est possible de récupérer ces sursauts et d'obtenir des valeurs de délai spectral plus satisfaisantes avec un simple ajustement de la méthode. Pour cela, la base d'ajustement du polynôme est multipliée par un facteur 3. Cela permet d'obtenir une courbe ajustée plus lisse et un délai spectral dont la valeur est plus raisonnable au vu de la forme générale de la CCF.

A titre d'exemple, la figure 6.13 présente la CCF en fonction du décalage temporel de GRB060223A pour la version de base de la méthode. Nous pouvons constater que l'ajustement n'est pas satisfaisant car le polynôme suit de manière trop précise les variations de cette dernière qui sont simplement liées au bruit de fond. Il est donc nécessaire d'ajuster à l'aide d'un polynôme dont la base d'ajustement est plus large. C'est ce que présente la figure 6.13 qui correspond à la courbe CCF en fonction du décalage temporel avec un ajustement obtenu après modification de la méthode. L'étendue plus importante de la base d'ajustement permet de fixer le polynôme sur la tendance générale de la courbe. La valeur alors obtenue est plus satisfaisante et correspond véritablement au maximum général de la CCF.

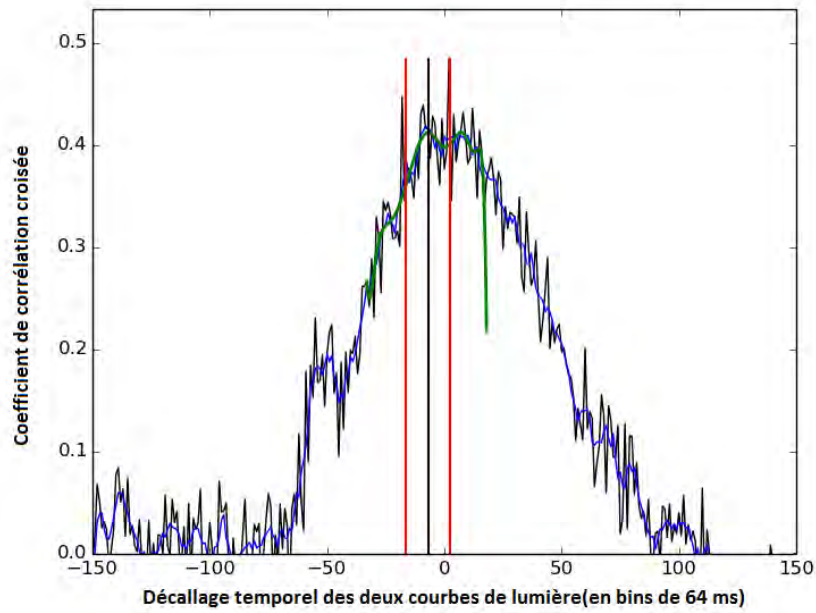


FIGURE 6.13 – CCF en fonction du décalage temporel de GRB060223A ajustée suivant la méthode de base.

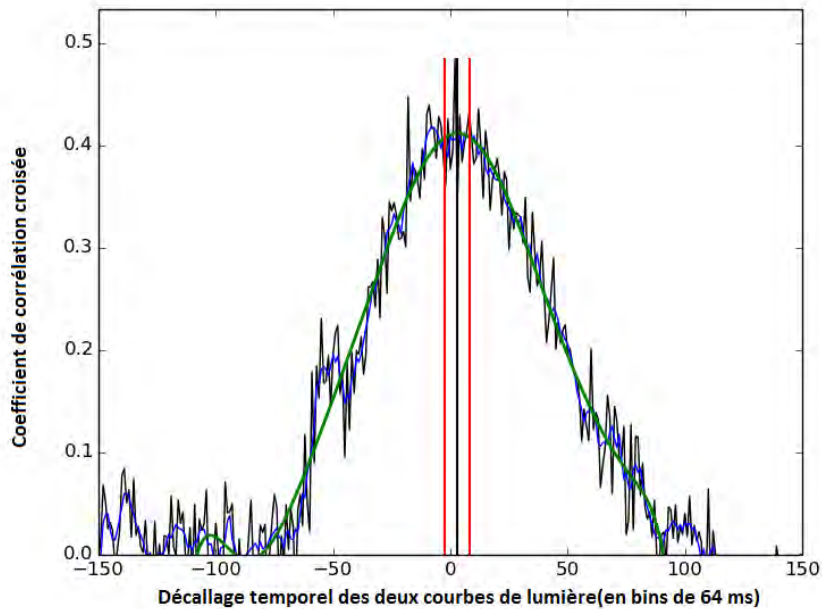


FIGURE 6.14 – CCF en fonction du décalage temporel de GRB060223A ajustée avec un polynôme dont la base de définition est plus importante afin de prendre en compte le fait que la CCF obtenue est plus lisse que dans le cas général.

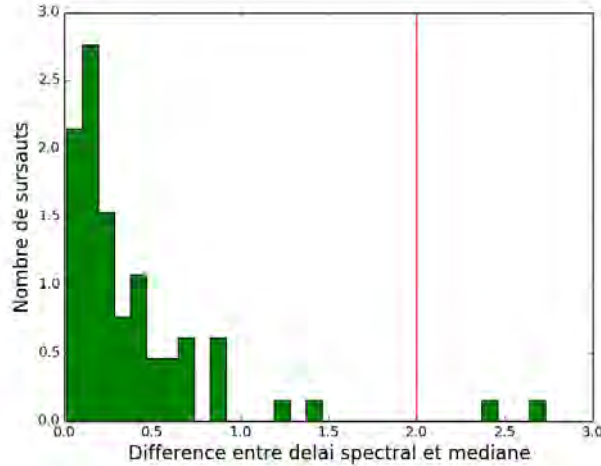


FIGURE 6.15 – Différences relatives entre les valeurs du délai spectral mesurées et la valeur médiane obtenue lors des 100 tirages aléatoires. Les deux sursauts exclus de notre échantillon sont ceux pour lesquels la différence est supérieure à 2σ .

6.3.3 Une seconde sélection sur la valeur médiane

Lors du calcul de l'erreur sur le délai spectral, nous calculons également la valeur médiane des délais spectraux obtenus lors de chaque tirage aléatoire. Cette information nous permet de mettre en place un second critère de sélection lié à la comparaison entre cette valeur et la valeur de délai spectral que nous mesurons. La figure 6.15 présente l'histogramme des différences relatives³ entre les valeurs de délais spectraux obtenues avec la courbe de lumière originale et la médiane des tirages aléatoires. Nous pouvons constater que deux sursauts présentent une différence qui est supérieure à 2σ . Cette différence importante indique que la valeur de délai spectral obtenue n'est pas robuste. Ces deux sursauts, GRB091020 et GRB120326A, sont donc exclus de l'échantillon.

Leurs courbes CCF en fonction de décalage temporel en nombre de bins qui sont présentées sur la figure 6.16 pour GRB091020 et sur la figure 6.17 pour GRB120326A permettent de comprendre pourquoi ces deux sursauts, malgré la valeur importante du maximum de la CCF, ne présentent pas des valeurs de délai spectral fiables. Pour GRB091020, nous pouvons voir l'existence de trois maxima locaux d'égale importance. Si l'un de celui-ci est choisi lors de l'extraction du délai spectral sur la courbe de lumière originelle, c'est un autre qui l'est préférentiellement lors des tirages aléatoires. Cela explique ainsi la différence entre la valeur de délai spectral obtenue lors de sa mesure sur la courbe de lumière originelle et la médiane des tirages aléatoires. Une même situation est visible pour GRB120326A avec cette fois une courbe CCF en fonction du décalage temporel qui présente un palier empêchant une détermination correcte du délai spectral.

Au final, à partir des 222 sursauts avec redshift de l'échantillon de départ nous obtenons un échantillon final composé de 70 sursauts avec redshift présentant une valeur de délai spectral fiable. Parmi ces sursauts, 49 ont également des valeurs de paramètres spectraux fiables tandis que 21 n'en possèdent pas.

3. Nous appelons différences relatives la différence entre la valeur obtenue de délai spectral et la valeur médiane des 100 tirages aléatoires divisé par l'erreur sur la mesure du délai spectral.

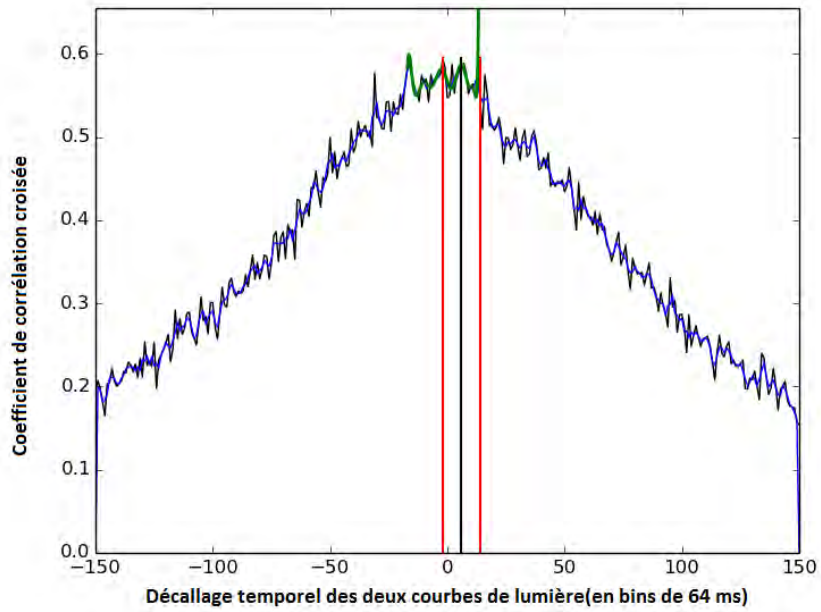


FIGURE 6.16 – Courbe CCF en fonction du décalage temporel en nombre de bins pour GRB091020.

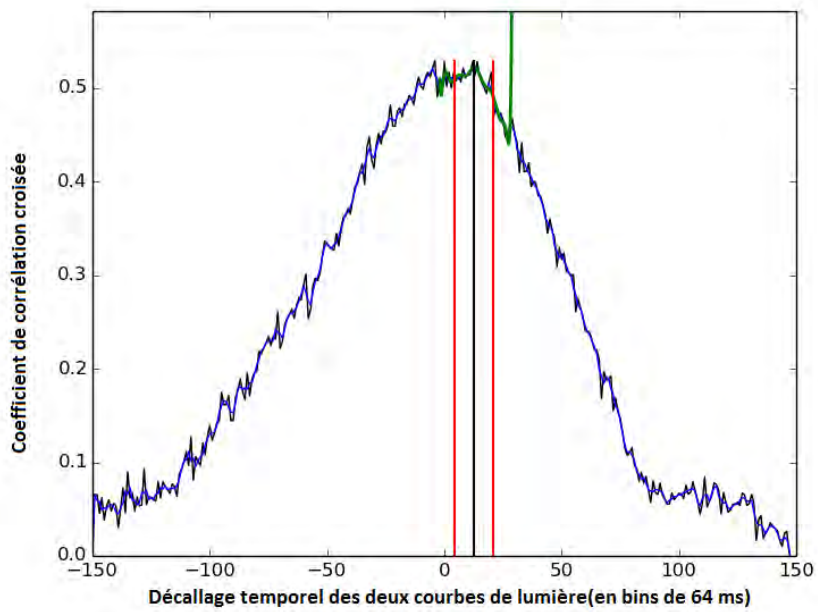


FIGURE 6.17 – Courbe CCF en fonction du décalage temporel en nombre de bins pour GRB120326A.

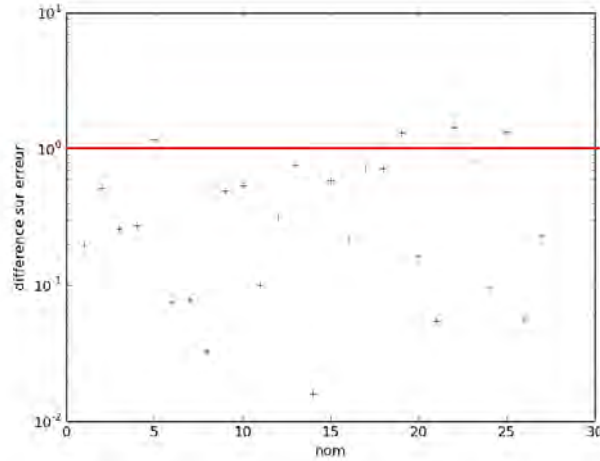


FIGURE 6.18 – Comparaison de la différence relative en délai spectral pour 26 sursauts communs entre notre échantillon et celui de Bernardini et al. (2015). La différence relative correspond aux différences entre les valeurs de délais spectraux obtenues pondérées par la racine carré de la somme des erreurs sur les valeurs de délais spectraux mesurées au carré. On constate que tous les sursauts sont compatibles à 2σ . la ligne rouge représente une différence de 1σ .

6.3.4 Comparaison avec la littérature et validation

Comparaison avec la littérature

Comme nous l’avons déjà évoqué plus haut, les choix que nous avons effectués quant aux bandes en énergie considérées nous permettent une comparaison directe des valeurs de délais spectraux que nous obtenons avec celles obtenues dans la littérature récente sur le sujet à savoir Ukwatta et al. (2012) et Bernardini et al. (2015). Une comparaison entre les valeurs obtenues dans ces deux références ayant déjà été faite par Bernardini et al. (2015) afin de valider la méthode utilisée, nous ne comparerons donc les résultats obtenus qu’avec cette dernière référence. Une comparaison des différences relatives entre les valeurs obtenues par Bernardini et al. (2015) et celles que nous obtenons pour les 27 sursauts en commun entre nos deux échantillons a montré que, si des différences existent, elles ne sont jamais supérieures à 2σ comme nous pouvons le constater sur la figure 6.18 qui présentent les différences entre les valeurs de délais spectraux obtenues divisées par la racine carré de la somme des erreurs sur les valeurs mesurés au carré. Les valeurs que nous obtenons sont donc compatibles avec celles de Bernardini et al. (2015) et, par conséquent, avec la littérature récente sur le sujet.

Afin de comprendre d’où peuvent provenir les légères différences que nous obtenons, nous avons décidé de faire une comparaison visuelle directe des courbes CCF en fonction du décalage temporel pour les sursauts dont l’écart avec Bernardini et al. (2015) est le plus important. Nous avons constaté que les différences proviennent en premier lieu de la résolution temporelle utilisée qui peut différer entre les deux méthodes. En effet, alors que nous gardons la même résolution temporelle pour tous les sursauts, cela n’est pas le cas de la méthode utilisée par Bernardini et al. (2015). Cela induit ainsi quelques différences dans la forme des courbes obtenues mais des différences qui se retrouvent généralement être marginales, sauf pour quelques sursauts. La seconde source de différence provient de la méthode d’ajustement. Dans

certains cas particuliers, la méthode que nous utilisons a tendance à considérer des CCF plus piquées tandis que le lissage est plus important dans celle de Bernardini et al. (2015). Néanmoins, ces différences n'ont pas un impact majeur sur les valeurs obtenues car elles restent comprises dans l'intervalle défini par les barres d'erreur mutuelles.

Il convient également de souligner le fait que, si notre échantillon de départ est plus important, certains sursauts qui font partie de l'échantillon de Bernardini et al. (2015) ne font pas partie de notre échantillon final. Cela est lié au critère de sélection que nous avons mis en place afin de garder uniquement les sursauts pour lesquels nous sommes sûrs de mesurer de manière fiable le délai spectral. Cela revient à enlever de l'échantillon une partie des sursauts de Bernardini et al. (2015) et notamment ceux pour lesquels la résolution temporelle utilisée est supérieure à celle que nous avons choisi pour extraire le délai spectral. En effet, pour ces sursauts, il est nécessaire de passer à une résolution temporelle de 128 ms, 256 ms, voire 512 ms, pour obtenir un maximum de la CCF qui atteint le seuil de 0,5 défini par Bernardini et al. (2015) comme étant celui permettant la meilleure extraction du délai spectral. Avec une résolution temporelle de 64 ms, le nombre de coups dans chaque bande ne permet alors pas, pour un certain nombre de sursauts, de passer notre seuil de détection. Nous considérons néanmoins que, pour ces sursauts, il est difficile de mesurer correctement une valeur de délai spectral et qu'il est préférable de les enlever de l'échantillon.

Diminution artificielle du taux de comptage

Afin de nous assurer de la robustesse des valeurs de délai spectral obtenues, nous avons mis en place une dernière phase de validation. Pour cela, nous avons artificiellement affaibli les sursauts et calculé le délai spectral correspondant. La procédure adoptée a été la suivante : nous sommes partis de la courbe de lumière d'origine et avons réduit le taux de comptage dans chaque bande en le divisant par un nombre constant, tout en conservant les erreurs sur les taux de comptage à leur niveau d'origine. Ainsi, le rapport entre taux de comptage et erreur sur ce paramètre diminue, ce qui revient à affaiblir le sursaut. Pour obtenir la courbe de lumière artificiellement affaiblie, nous effectuons un tirage aléatoire dans l'intervalle défini par les barres d'erreurs. Nous appliquons ensuite à chaque itération la procédure de mesure du délai spectral⁴. La valeur médiane des délais spectraux obtenus nous donne enfin la mesure du délai spectral pour la courbe de lumière artificiellement affaiblie que nous pouvons comparer avec celle extraite de la courbe de lumière d'origine.

L'intensité de la diminution devrait en principe correspondre directement au nombre choisi pour la division du taux de comptage. Ce serait certainement le cas si l'on partait directement des courbes de lumière brutes en nombre de coups et non soustraites du bruit de fond (voir annexe 2). L'erreur alors associée au taux de comptage correspond, en effet, à un bruit poissonien. Cela nécessiterait cependant de retraiter les nouvelles courbes de lumière obtenues avec les routines de traitement de Swift pour l'extraction des courbes de lumière que nous avons décrites

4. Lorsqu'il s'est avéré qu'une extension de la base d'ajustement du polynôme était nécessaire pour la mesure correcte du délai spectral, nous avons considéré que cette extension était également nécessaire lorsqu'on affaiblissait le sursaut en question. Nous avons donc utilisé la méthode avec extension de la base d'ajustement du polynôme pour ces sursauts et obtenons une valeur de ce paramètre.

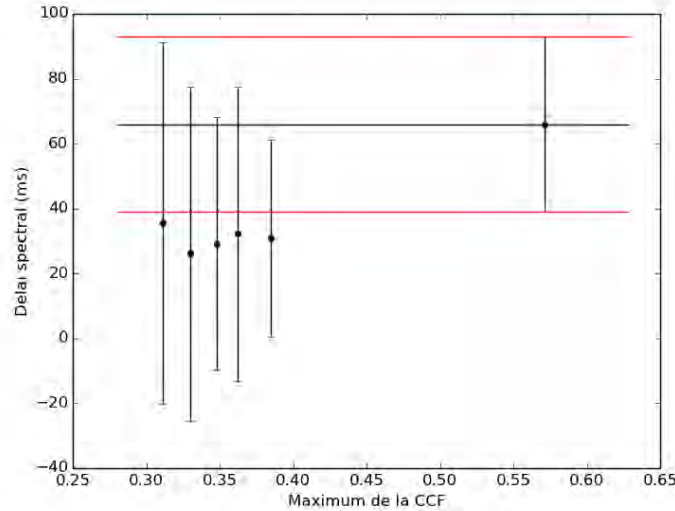


FIGURE 6.19 – Représentation de l'évolution du délai spectral mesuré en fonction du maximum de la CCF obtenue pour des affaiblissements de niveau 1, 2, 3, 4 et 5 (point le plus à gauche) pour GRB050401. Nous pouvons y voir la décroissance du maximum de la CCF qui passe en dessous du seuil de sélection de 0.4 tandis que la valeur du délai spectral mesuré diminue et sort des bornes définies par l'erreur à 1σ de la valeur d'origine représentées en rouge.

précédemment, ce qui reviendrait à alourdir de manière importante la procédure. C'est pourquoi nous avons considéré les courbes de lumières en taux de comptage par seconde et par cm^2 avec la soustraction du bruit de fond déjà effectuée. Cela signifie cependant que nous perdons l'information sur l'intensité de l'affaiblissement du taux de comptage. En effet, l'erreur obtenue sur les taux de comptage n'inclut pas uniquement le bruit poissonien sur le nombre de coups reçus mais également les incertitudes liées à la soustraction du bruit de fond. La procédure utilisée induit donc un affaiblissement dont l'intensité est plus importante que la valeur par laquelle le taux de comptage est divisé.

Nous avons suivi la même procédure pour des diminutions du taux de comptage d'un facteur 1.1, 1.2, 1.3, 1.4 et enfin 1.5. Ces valeurs ne sont donc qu'indicatives, la diminution étant en réalité d'un facteur plus important qu'il est difficile de déterminer. Nous noterons simplement par la suite les niveaux d'affaiblissement 1, 2, 3, 4 et 5, sans faire référence au facteur alors utilisé pour la division du taux de comptage.

Le suivi de l'évolution de la valeur mesurée du délai spectral en fonction de l'importance de l'affaiblissement permet de confirmer la robustesse de notre méthode de mesure du délai spectral. En effet, la valeur obtenue ne sort notablement des barres d'erreurs à 1σ de la valeur de départ que dans de rares cas qui correspondent à des valeurs de maximum de la CCF qui passent en dessous de notre seuil de sélection établi à 0.4, comme nous pouvons le constater sur la figure 6.19. Cela valide à posteriori ce choix de ne conserver les sursauts que lorsque la valeur du maximum de la CCF dépasse cette valeur. En dessous de cette dernière, notre méthode ne retrouve pas dans tous les cas une valeur correcte du délai spectral. De plus, à part pour l'exemple extrême de GRB100814A (voir figure 6.20) dont la compatibilité entre la valeur mesurée sur la courbe de lumière d'origine et celle obtenue pour le cinquième niveau d'affaiblissement du taux de comptage n'est faite qu'en considérant les erreurs à 2σ , toutes les autres valeurs obtenues, même celles passant en deçà du

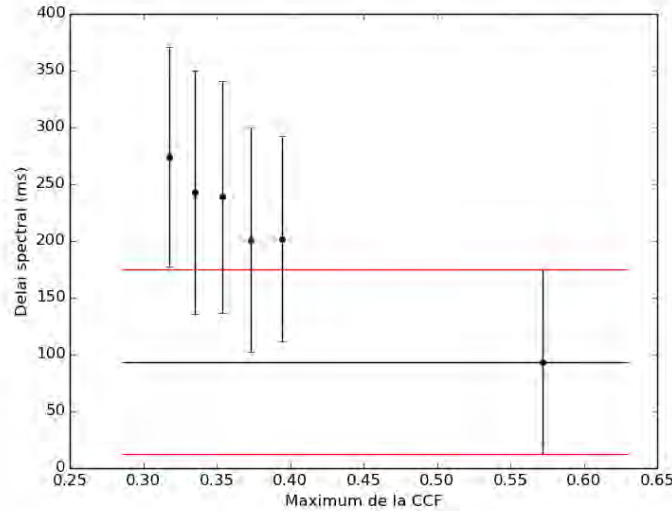


FIGURE 6.20 – Représentation de l'évolution du délai spectral mesuré en fonction du maximum de la CCF obtenue pour des affaiblissements de niveau 1, 2, 3, 4 et 5 (point le plus à gauche) pour GRB100814A. La valeur de délai spectral obtenue augmente tandis que le maximum de la CCF passe en dessous de notre seuil de sélection établi à 0.4. Pour le niveau d'affaiblissement le plus important, il faut considérer les erreurs à 2σ pour que les valeurs de délais spectraux soient compatibles.

seuil de 0.4, restent compatibles mutuellement en considérant seulement les barres d'erreur à 1σ .

Dans le cas de GRB050401, nous avons pu observer une diminution de la valeur du délai spectral lorsque l'on affaiblit le sursaut et une augmentation dans le cas de GRB100814A. Afin de vérifier que notre mesure du délai spectral n'induit pas un biais, nous avons compilé l'ensemble des valeurs de délais spectraux d'origine et après affaiblissement pour tous les sursauts. Le résultat obtenu est présenté sur la figure 6.21. Nous pouvons constater que, s'il existe une légère tendance à l'augmentation de la valeur du délai spectral obtenu avec une diminution du taux de comptage dans les deux bandes, celle-ci est négligeable. Les valeurs que nous obtenons avec notre méthode de mesure du délai spectral sont donc satisfaisantes.

6.4 Distribution des délais spectraux

Comme nous avons pu le voir dans ce chapitre, la question de l'existence de délais spectraux négatifs et compatibles avec zéro est cruciale, que ce soit pour déterminer la validité de la relation entre ce paramètre et L_{iso} ou pour comprendre l'évolution spectrale des sursauts gamma. Nous considérerons donc l'ensemble des sursauts avec redshift afin d'obtenir la distribution en délai spectral la plus complète possible. L'un de nos objectifs est en particulier de déterminer si les valeurs négatives et compatibles avec zéro sont obtenues de manière récurrente ou s'il s'agit de cas pathologiques isolés.

6.4.1 Sursauts avec redshift

Nous allons, dans un premier temps, nous intéresser à la distribution générale des délais spectraux pour tous les sursauts ayant un redshift et pour lesquels nous

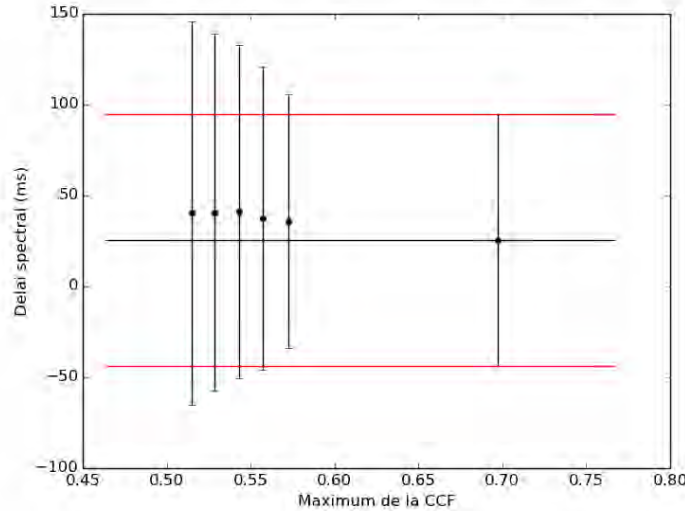


FIGURE 6.21 – Représentation de l'évolution, moyennée sur l'ensemble des 70 sursauts de notre échantillon, du délai spectral mesuré en fonction du maximum de la CCF obtenue pour des affaiblissements de niveau 1, 2, 3, 4 et 5 (point le plus à gauche). Nous pouvons y voir la décroissance du maximum de la CCF tandis que la valeur du délai spectral mesuré reste proche des barres d'erreurs de la valeur d'origine représentées en rouge.

sommes capables d'extraire une valeur raisonnable du délai spectral. Ces sursauts sont au nombre de 70. Nous avons 54 sursauts avec une valeur de délai spectral positive dont 19 compatibles avec zéro en considérant les barres d'erreur à 1σ . Nous avons 16 sursauts avec une valeur de délai spectral négative dont 13 compatibles avec zéro en considérant toujours les barres d'erreur à 1σ . Les valeurs négatives de délai spectral ne sont donc pas rares même si la plupart d'entre elles sont en réalité compatibles avec zéro.

La figure 6.22 présente l'histogramme des valeurs de délais spectraux obtenues. Nous pouvons constater que cette distribution est piquée aux alentours d'une valeur proche de la dizaine de ms avec une moyenne de 25.7 ± 8 ms. Cela nous indique que la majorité des délais spectraux, s'ils sont positifs, ne sont pas très importants. Cela peut s'expliquer par le faible bras de levier dont nous disposons. En effet, nous nous retrouvons limités pour le choix des bandes en énergie par la bande de détection de Swift (15-350 keV au maximum). Si l'on rajoute la contrainte d'avoir les même bandes en énergie pour tous les sursauts dans le repère de la source, cela limite mécaniquement de manière drastique les possibilités. Ainsi, l'écart entre les deux bandes en énergie est réduit à 50 keV (100-150 keV et 200-250 keV). Or, il s'agit là d'un paramètre impactant de manière importante la valeur du délai spectral, comme l'ont montré plusieurs études à la fois théoriques Hafizi & Mochkovitch (2007), Mochkovitch et al. (en préparation) et observationnelles Foley et al. (2008). De manière générale, plus l'écart entre les bandes en énergie est important, plus la valeur du délai spectral obtenue le sera également.

Nous pouvons déjà constater à ce stade l'importance d'avoir accès à des bandes en énergie larges et variées, ce qui est notamment le cas de Fermi. Néanmoins, la nécessité de travailler dans le repère de la source et donc d'avoir une mesure du redshift, réduit de manière importante l'échantillon de sursauts disponibles. En effet, comme nous l'avons déjà noté, la localisation des sursauts et donc la mesure

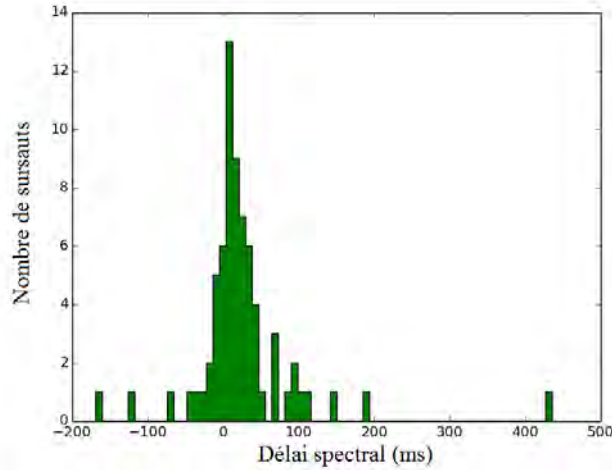


FIGURE 6.22 – Histogramme des valeurs de délais spectraux obtenues pour notre échantillon de 70 sursauts gamma avec redshift. La moyenne de la distribution se situe autour de la dizaine de ms.

du redshift proviennent essentiellement de Swift. Nous constatons encore une fois l'importance de l'association sur un même satellite de moyens de localisation et de mesure du spectre des sursauts gamma, comme ce sera effectivement le cas sur SVOM avec l'association des instruments ECLAIRs et GRM.

Une seconde constatation est une dispersion importante des valeurs autour de la moyenne. Cette dernière, avec 69.9 ms, est plus grande que la valeur de la moyenne. De plus nous pouvons constater visuellement une certaine asymétrie de la distribution, avec une queue de distribution plus étendue vers les délais spectraux positifs. Cette asymétrie se constate notamment sur les bornes en délai spectral de notre échantillon qui s'étend de -169 ms à 436 ms, soit une valeur près de trois fois plus grande en valeur absolue pour les délais spectraux positifs par rapport aux délais spectraux négatifs. Elle n'est cependant pas statistiquement significative. Ainsi, si les queues de distributions semblent s'étendre plus vers les délais spectraux positifs que négatifs, nous avons deux sursauts qui se situent à plus que 2σ de la moyenne de chaque côté et un seul qui se situe à plus de 3σ de la moyenne du côté des délais spectraux positifs ce qui n'est pas suffisant pour valider une asymétrie de la distribution. La faible valeur des délais spectraux obtenues lié au petit bras de levier en énergie dont nous disposons peut encore une fois être mis en cause.

Un ajustement de la distribution par des gaussiennes symétrique et asymétrique a permis de confirmer le fait que l'asymétrie n'était pas requise pour ajuster la distribution puisque l'amélioration obtenue pour l'ajustement n'est pas significatif. En effet, une loi normale ajuste de manière statistiquement satisfaisante la distribution. Néanmoins, il est possible qu'avec un bras de levier en énergie plus important que celui utilisé (50 keV), des valeurs de délais spectraux plus importantes permettent de revoir l'ajustement de la distribution. En effet, l'étendue des queues de distribution qu'il est possible de voir, pourrait laisser présager que la distribution des délais spectraux serait préférentiellement log-normale avec une asymétrie en faveur des délais spectraux positifs.

Nous avons pu constater que les valeurs de délais spectraux obtenues sont faibles et préférentiellement positives. Nous allons maintenant nous assurer que ces dernières ne sont pas compatibles avec l'absence de délais spectraux au sein des sursauts

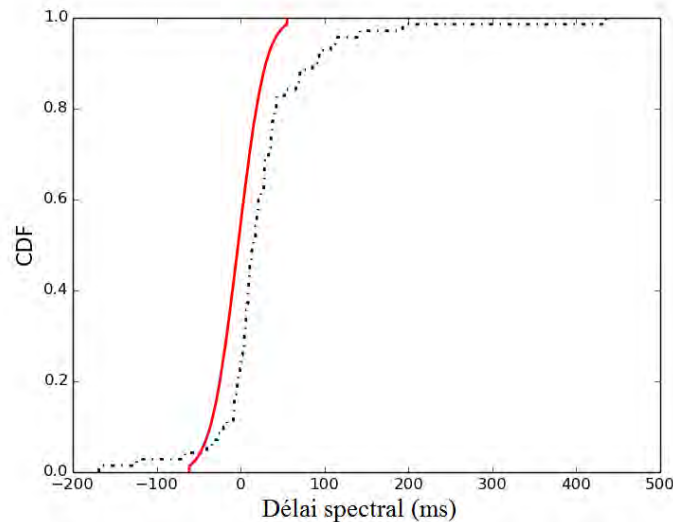


FIGURE 6.23 – Comparaison de la fonction de répartition des sursauts de notre échantillon en noir et la somme des fonctions de répartition obtenues lors des 1000 tirages aléatoires pour lesquels la valeur du délai spectral des sursauts était centrée autour de zéro. Le test de KS associé, avec $9.5 \cdot 10^{-3}$, indique que les deux distributions ne sont que marginalement compatibles.

gamma. En effet, au vu du nombre important de sursauts compatibles avec zéro, la question mérite d'être étudiée.

6.4.2 Compatibilité avec l'absence de délai spectral ?

En considérant les erreurs à 2σ sur le délai spectral, le nombre de sursauts dont le délai spectral n'est pas compatible avec zéro chute drastiquement. Ils ne sont, en effet, plus que 5 dans ce cas là, tous ayant des valeurs de délai spectral positif. La question est alors de savoir si la distribution des délais spectraux est compatible avec une absence de décalage entre les temps d'arrivée des hautes et des basses énergies. Dans ce qui va suivre, nous allons tester l'hypothèse de l'absence de délai spectral pour les sursauts de notre échantillon.

Pour cela, nous considérons pour chaque sursaut une distribution gaussienne centrée autour de zéro et de dispersion égale à l'erreur sur le délai spectral que nous avons obtenu. Nous réalisons 1000 tirages aléatoires afin d'obtenir à chaque réalisation une nouvelle distribution en délais spectral pour les 70 événements de notre échantillon. Cela nous permet de reconstruire à chaque itération une fonction de répartition des délais spectraux des sursauts simulés et de comparer cette dernière, par l'intermédiaire d'un test de KS, à la distribution de délais spectraux que nous avons mesurée. Une moyenne des probabilités de KS nous donne alors la probabilité que les délais spectraux mesurés puissent témoigner d'une absence de décalage entre le temps d'arrivée des photons dans les deux bandes en énergie.

La figure 6.23 présente la comparaison entre la fonction de répartition pour les sursauts de notre échantillon en noir, et la somme des fonctions de répartition obtenues à chaque tirage aléatoire en rouge. Nous pouvons constater que la distribution alors obtenue est symétrique par rapport à zéro avec une moyenne égale à 0.02 ± 3.19 (dispersion de 26.7), ce qui n'est pas le cas de la distribution des sursauts de notre échantillon qui a, rappelons le, une moyenne de 25.7 ± 8 ms (dispersion de 69.9

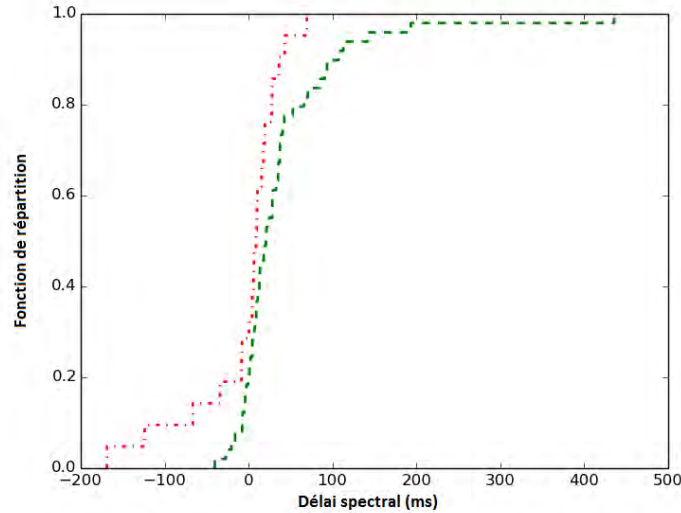


FIGURE 6.24 – Comparaison des fonctions de répartition en délai spectral pour les sursauts ayant redshift et paramètres spectraux (en vert) et ceux n’ayant que la mesure du redshift (en rouge).

ms). Il est donc difficile de reproduire les caractéristiques de la distribution avec l’hypothèse de délais spectraux nuls.

Le test de KS, avec une valeur de $9.5 \cdot 10^{-3}$, nous indique toutefois que les deux distributions sont marginalement compatibles. Les valeurs de délais spectraux que nous obtenons pourraient donc, statistiquement parlant, être le résultat de l’erreur de mesure de délais spectraux nuls. Plusieurs raisons peuvent expliquer ce résultat comme le faible bras de levier en énergie dont nous disposons et la surestimation des erreurs sur la valeur du délai spectral (que nous évoquons dans l’annexe 2). De plus, la significativité du résultat devrait être accrue avec un échantillon de sursauts plus grand. Il s’agit d’un point à surveiller. L’utilisation des données de Fermi pour calculer le délai spectral devrait permettre d’apporter une réponse claire à cette question avec l’utilisation d’un bras de levier en énergie plus important.

Nous allons maintenant considérer certaines catégories de sursauts afin de vérifier que leur distribution en délai spectral est compatible avec la distribution générale de sursauts gamma.

6.4.3 Sursauts avec redshift et paramètres spectraux

Nous allons commencer par les sursauts possédant une mesure des paramètres spectraux. En effet, il s’agit de l’un des paramètres indispensables au placement d’un sursaut dans le plan délai spectral - L_{iso} . Il est donc important de savoir si la mesure des paramètres spectraux biaise d’une quelconque manière la distribution en délai spectral. Nous avons divisé notre échantillon en deux groupes exclusifs. L’un contenant les 49 sursauts possédant à la fois une mesure de redshift et des paramètres spectraux, et l’autre les 21 sursauts ne possédant qu’une mesure du redshift.

La figure 6.24 présente la comparaison des fonctions de répartition pour ces deux groupes. En vert, sont représentés les sursauts ayant à la fois une mesure du redshift et des paramètres spectraux et, en rouge, sont représentés les sursauts n’ayant que la mesure du redshift.

Nous obtenons une moyenne de -5.1 ± 11.7 ms (dispersion de 53.4 ms) pour les sursauts avec mesure du redshift mais pas de mesure des paramètres spectraux et une moyenne de 38.8 ± 10.3 ms (dispersion de 72.0 ms) pour ceux possédant une mesure du redshift et des paramètres spectraux. Nous voyons donc que les sursauts qui ne possèdent pas de mesure des paramètres spectraux ont des valeurs de délai spectral qui ont plutôt tendance à être négatives et proches de zéro tandis que ceux possédant une mesure des paramètres spectraux ont des délais spectraux préférentiellement positifs. Cette tendance est confirmée par les queues de distribution qui ne se présentent pas de la même façon pour ces deux groupes de sursauts. Ainsi, les sursauts possédant à la fois la mesure des paramètres spectraux et du redshift s'étendent plus généralement vers les valeurs de délai spectral positives. Les sursauts de notre échantillon avec un délai spectral supérieur à 69 ms sont ainsi exclusivement des sursauts appartenant à cette catégorie. Les sursauts qui ne possèdent qu'une valeur de redshift s'étendent, eux, du côté des délais spectraux négatifs. Ainsi, tous les sursauts de notre échantillon ayant un délai spectral inférieur à -40 ms sont des sursauts de cette catégorie.

Nous voyons donc poindre de légères différences entre les deux groupes de sursauts. Néanmoins, ces différences ne sont pas statistiquement significatives. En effet, un test de KS entre les deux distributions, avec une valeur obtenue de 0.12 nous indique que les deux distributions ne sont pas incompatibles. Cette absence de significativité dans les différences observées peut être notamment expliquée par le faible nombre de sursauts que nous avons dans chaque groupe, notamment en ce qui concerne les sursauts ne possédant pas de mesure des paramètres spectraux. Si l'on peut donc considérer les deux distributions comme compatibles et qu'il ne semble pas y avoir de biais introduit par la mesure du E_{po} , il faut rester prudent sur ce point. Cette absence de biais de mesure reste donc à confirmer avec un échantillon de sursauts plus grand ou un bras de levier, c'est à dire un écart entre les deux bandes en énergie choisies, plus important. Si les différences venaient à être confirmées, elles pourraient signifier qu'il est plus difficile de mesurer les délais spectraux négatifs ou compatibles avec zéro. Nous y reviendrons à plusieurs reprises par la suite.

6.4.4 Comparaison sursauts avec et sans redshift dans le repère de l'observateur

Échantillon :

Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux sursauts sans redshift. L'objectif va être de déterminer si la mesure du redshift induit un biais dans la distribution des délais spectraux obtenue. Si cela nous permet d'accéder à un échantillon de sursauts bien plus grand, l'absence de mesure du redshift interdit l'utilisation de bandes en énergie dans le repère de la source. Nous nous retrouvons donc limités au repère de l'observateur. Nous utiliserons donc les deux bandes extrêmes définies traditionnellement pour les courbes de lumière de Swift, à savoir 15-25 keV pour la bande à basse énergie et 100-350 keV pour la bande à haute énergie. Ce choix est dû à la volonté de disposer d'un bras de levier (un écart entre les deux bandes en énergie) suffisant afin d'avoir les valeurs de délais spectraux les plus grandes possibles. La méthode de calcul des délais spectraux reste la même, mais ils seront cette fois définis dans le repère de l'observateur. Si l'on considère que la population de sursauts sans redshift possède une distribution de redshift comparable à celle des

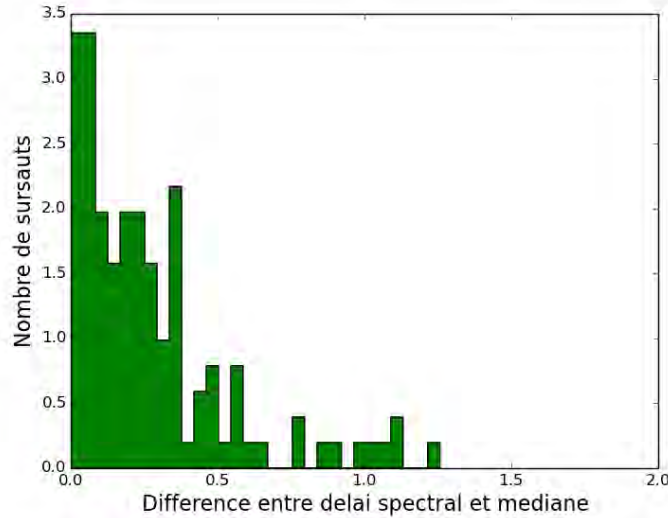


FIGURE 6.25 – Différences relatives entre les valeurs du délai spectral mesurées et la valeur médiane obtenue lors des 100 tirages aléatoires. Aucun sursaut ne dépasse la limite d’une différence supérieure à 2σ . Cette sélection n’impacte donc pas notre échantillon.

sursauts avec redshift, la comparaison des délais spectraux des 2 populations reste pertinente.

Les sélections qui sont effectuées afin d’obtenir un échantillon de sursauts sans redshift avec une mesure du délai spectral fiable sont également les mêmes. Parmi les 692 sursauts sans redshift disponibles dans le catalogue de Swift au moment de la réalisation de cette étude, seulement 116 ont une valeur du maximum de la CCF qui dépasse les 0.4. Une inspection visuelle des courbes obtenues a permis d’identifier 11 sursauts pour lesquels l’extension de la base d’ajustement du polynôme était nécessaire. Les noms des sursauts concernés sont indiqués en italique dans la table fournie en annexe.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 6.25, aucun sursaut ne présente d’écart supérieur à 2σ entre la valeur de délai spectral mesurée sur la courbe originelle et la valeur médiane du millier de tirages aléatoires effectués. Si cette seconde étape de sélection avait conduit à la suppression de deux sursauts de notre échantillon dans le cas de la mesure du délai spectral dans le repère de la source, aucune suppression n’est induite par cette seconde sélection dans le cas présent. Néanmoins, trois sursauts de l’échantillon ne présentant pas des courbes CCF en fonction du décalage temporel permettant une mesure du délai spectral de manière fiable, nous avons décidé de les supprimer de notre échantillon. Il s’agit de GRB140129A, GRB111210A et GRB060102. Comme nous pouvons le voir sur la figure 6.26 qui présente la courbe CCF en fonction de décalage temporel de GRB140129A comme exemple type, il s’agit de trois sursauts pour lesquels la CCF ne dépasse la valeur seuil de 0.4 que pour un seul point isolé du reste des autres. Une telle configuration n’est pas satisfaisante pour la mesure fiable du délai spectral. C’est pourquoi nous avons préféré exclure ces trois sursauts de notre échantillon final. Nous nous retrouvons ainsi après ces trois sélections avec un échantillon de 113 sursauts dont 52 ont une mesure du redshift et 61 n’en ont pas.

Le nombre de sursauts avec redshift que nous obtenons est inférieur à celui

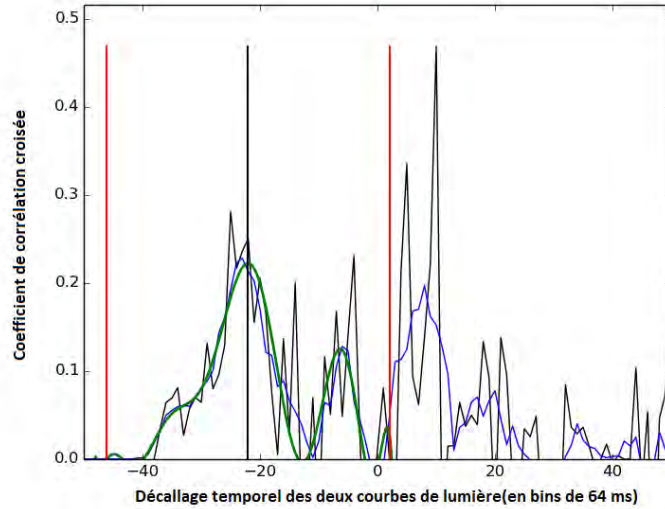


FIGURE 6.26 – Courbe CCF en fonction de décalage temporel pour GRB140129A. Nous pouvons constater que la courbe n’atteint le seuil de 0.4, défini comme limite d’acceptation du sursaut dans notre échantillon, qu’en un seul point. Ainsi, la forme globale de cette courbe ne permet pas une mesure fiable du délai spectral. C’est pourquoi, nous avons décidé de supprimer ce sursaut de notre échantillon final. Il en est de même pour GRB111210A et GRB060102 qui présentent les mêmes caractéristiques.

obtenu avec le calcul du délai spectral dans le repère de la source. Cela nous indique qu’une partie non négligeable des sursauts avec redshift ne passe plus les critères de sélection lorsque l’on calcule leur délai spectral dans le repère de l’observateur. Ces sursauts sont au nombre de 18, ce qui correspond à la différence entre les 70 sursauts avec redshift dont le délai spectral est mesuré de manière fiable dans le repère de la source et les 52 sursauts avec redshift qui ont un délai spectral faible défini dans le repère de l’observateur.

Résultats :

La figure 6.27 présente la comparaison des fonctions de répartition des sursauts avec redshift en alternance traits-points verts et les sursauts sans redshift en pointillés rouges. Les valeurs de moyenne obtenues sont de 285 ± 63 ms (dispersion de 453 ms) pour les sursauts avec redshift et de 114 ± 61 ms (dispersion de 480 ms) pour les sursauts sans redshift⁵. On constate que la distribution des sursauts avec redshift est centrée sur une valeur légèrement plus élevée que celle des sursauts sans redshift.

Nous pouvons constater que, si les distributions des délais spectraux positifs semblent équivalentes, il n’en est pas de même concernant les sursauts avec un délai spectral négatif. Ainsi, la distribution des sursauts avec redshift ne présente qu’un nombre restreint de sursauts négatifs (4 soit 7.8%) tandis que celle des sursauts sans

5. On peut noter que les valeurs sont plus importantes que celles obtenues dans le repère de la source. Cela tient à deux choses. La première est que le bras de levier en énergie est plus important (75 keV au lieu de 50 keV). La seconde est que la valeur de délai spectral obtenue n’est pas corrigée de la dilatation temporelle induite par le redshift (division par $1 + z$) car nous ne connaissons pas le redshift de tous les sursauts.

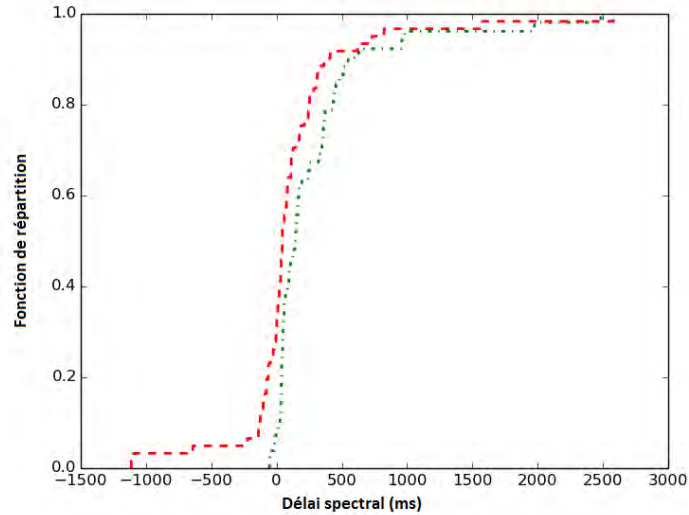


FIGURE 6.27 – Comparaison des fonctions de répartition en délais spectraux mesurés dans le repère de l’observateur des 52 sursauts avec redshift (en alternance traits-points verts) et les 61 sursauts sans redshift (en traitillés rouges).

redshift en compte un nombre bien plus important (18 soit 29.5%). Cette dernière a ainsi une queue de distribution dans le domaine des délais spectraux négatifs presque aussi importante que celle qui est visible du côté des délais spectraux positifs. Cette différence est significative puisque le test de KS nous donne un résultat de $6.01 \cdot 10^{-3}$. Les deux distributions ne sont donc pas compatibles. L’ensemble de ces résultats pourrait être le signe d’un biais de sélection induit indirectement par la mesure du redshift à l’encontre des sursauts présentant un délai spectral négatif. L’étude d’un échantillon de sursauts Fermi, avec une bande en énergie plus importante à disposition, devrait pouvoir clarifier ce point.

6.5 Les délais spectraux négatifs : quelle origine ?

L’existence de sursauts dont le délai spectral est négatif ne peut être négligée et de tels sursauts simplement mis de côté. Afin d’en savoir un peu plus sur ces derniers, nous allons étudier leurs propriétés afin de déterminer s’ils sont différents du reste de la population de sursauts gamma. Pour cela, nous avons considéré un échantillon uniquement constitué de sursauts dont le délai spectral mesuré est négatif (avec les bandes en énergie de 100-150 keV et 200-250 keV définie dans le repère de la source, ce qui nécessite donc la mesure du redshift.), que leurs barres d’erreurs les rendent compatibles avec zéro ou non. L’échantillon alors obtenu est constitué de 10 sursauts avec un délai spectral négatif et 39 avec un délai spectral positif si l’on exige également la mesure des paramètres spectraux.

Les figures 6.28, 6.29 et 6.30 présentent les fonctions de répartition des sursauts dont le délai spectral est négatif (en traitillés rouges) et pour ceux dont cette même valeur est positive (en alternance traits-points bleus) respectivement en fluence en énergie, flux au pic et fluence en photons. Nous pouvons constater que les sursauts dont le délai spectral est négatif présentent globalement des fluences en photons et énergie et des flux au pic plus faibles que les autres sursauts. Cela est notamment le cas pour les valeurs importantes de fluences, que ce soit en photons ou en énergie.

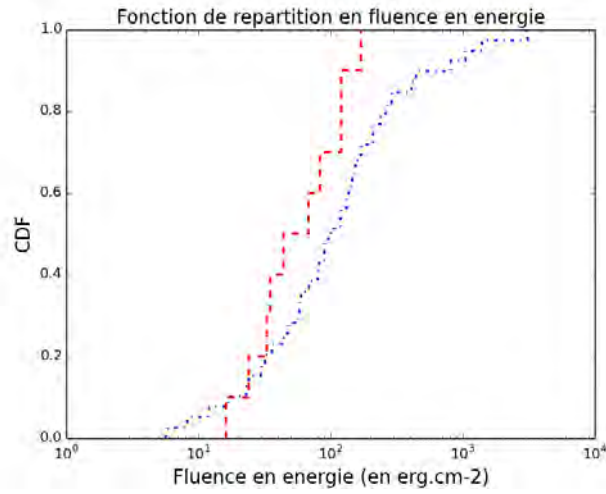


FIGURE 6.28 – Comparaison des fonctions de répartition en fluence en énergie pour les sursauts avec un délai spectral négatif (en traitillés rouges) et ceux ayant un délai spectral positif (en alternance traits-points bleus).

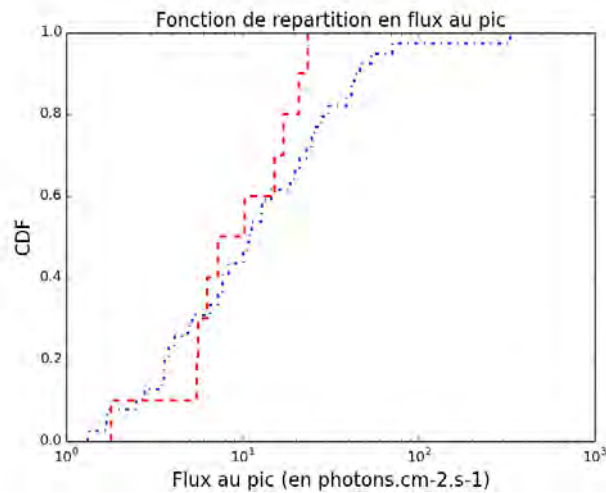


FIGURE 6.29 – Comparaison des fonctions de répartition en flux au pic pour les sursauts avec un délai spectral négatif (en traitillés rouges) et ceux ayant un délai spectral positif (en alternance traits-points bleus).

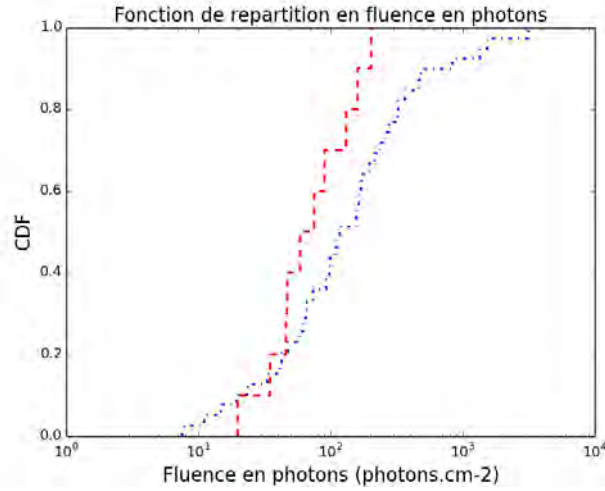


FIGURE 6.30 – Comparaison des fonctions de répartition en fluence en photons pour les sursauts avec un délai spectral négatif (en traitillés rouges) et ceux ayant un délai spectral positif (en alternance traits-points bleus).

TABLE 6.1 – Comparaison des sursauts avec délai spectral négatif et positif pour l'ensemble des sursauts possédant une mesure des paramètres spectraux et du délai spectral fiable. Cela constitue ainsi un échantillon de départ de 49 sursauts. Les erreurs sur les valeurs médianes sont obtenues en mesurant la médiane des écarts à la médiane (en base log sauf dans le cas de α , β , du maximum de la CCF et de l'erreur relative).

| Paramètres (unité) | Délai spectral négatif | Délai spectral positif | test KS significativité |
|--|------------------------|------------------------|----------------------------|
| Fluence en énergie (10^{-7} erg cm $^{-2}$) | 56 ± 2 | 100 ± 2 | $3.36 \cdot 10^{-1}$ |
| Fluence en photons (ph cm $^{-2}$) | 67 ± 2 | 118 ± 2 | $3.19 \cdot 10^{-1}$ |
| Flux au pic (ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$) | 8.8 ± 1.7 | 11.0 ± 2.3 | $5.58 \cdot 10^{-1}$ |
| E_{po} (keV) | 425 ± 2 | 536 ± 2 | $5.22 \cdot 10^{-1}$ |
| a | -1.04 ± 0.10 | -1.03 ± 0.23 | $4.34 \cdot 10^{-1}$ |
| b | -2.30 ± 0.03 | -2.35 ± 0.14 | $2.54 \cdot 10^{-1}$ |
| Maximum CCF | 0.59 ± 0.11 | 0.87 ± 0.08 | $3.04 \cdot 10^{-2}$ |
| Erreur absolue (ms) | 40.13 ± 1.38 | 36.86 ± 2.69 | $3.45 \cdot 10^{-1}$ |
| Erreur relative | 5.41 ± 2.77 | 0.91 ± 0.54 | $9.90 \cdot 10^{-4}$ |

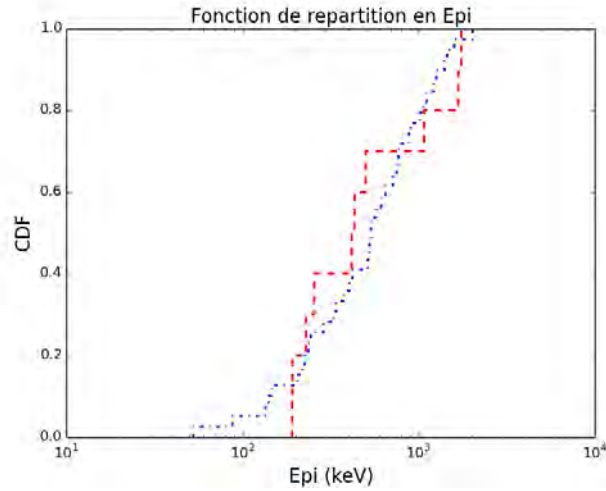


FIGURE 6.31 – Comparaison des fonctions de répartition en E_{pi} pour les sursauts avec un délai spectral négatif (en traitillés rouges) et ceux ayant un délai spectral positif (en alternance traits-points bleus).

En effet, si les sursauts avec des délais spectraux positifs voient leur distribution en fluence s'étendre jusqu'à des valeurs élevées, cela n'est pas le cas des sursauts présentant un délai spectral négatif. Le corps de la distribution est, par contre, similaire entre les deux groupes.

Ceci peut se vérifier avec les médianes des valeurs que nous rapportons pour chacun des deux groupes dans la table 6.1. Cette différence est alors non négligeable en terme de fluence, que ce soit en énergie ou en photons, puisqu'il y a un facteur de presque 2 entre les deux valeurs. Elle est toutefois moins importante en terme de flux au pic puisque la différence entre les médianes est alors seulement de 20%. Cette différence n'est toutefois pas significative puisque nous obtenons des probabilités de l'ordre de quelques dizaines de pour cent pour que les distributions des deux groupes soient issues d'une même distribution parente (voir table 6.1 colonne trois). Il n'y a donc pas de raison statistique de considérer ces deux classes de sursauts comme différentes du point de vue de leurs propriétés énergétiques. Il est cependant possible que cette absence de significativité soit en grande partie due au faible nombre de sursauts que compte chacun des deux groupes. Pour clarifier cela, il faudrait pouvoir réaliser une étude sur un plus grand nombre de sursauts afin de voir si la différence des médianes est simplement le fruit du hasard ou si elle est due à une réelle différence entre les sursauts au délai spectral négatif et les sursauts au délai spectral positif.

Une conclusion qu'il est cependant possible de tirer sur ce point est le fait que la quasi totalité des sursauts présentant une fluence en photons et en énergie et un flux au pic élevé par rapport à la moyenne de notre échantillon, sont des sursauts dont le délai spectral est positif.

En ce qui concerne les paramètres spectraux, nous pouvons noter qu'il n'y a pas de différence importante entre les deux groupes de sursauts que nous avons définis. En effet, si la médiane des E_{pi} pour les sursauts au délai spectral négatif est légèrement inférieure à celle des sursauts au délai spectral positif, comme pour les fluences et le flux au pic, cette légère différence est loin d'être significative, ce que l'on peut vérifier de par la similarité dans les fonctions de répartition présentées sur la figure 6.31. En ce qui concerne les valeurs de α et β , aucune différence ne peut être observée entre les sursauts dont le délai spectral est négatif et les autres. Cela

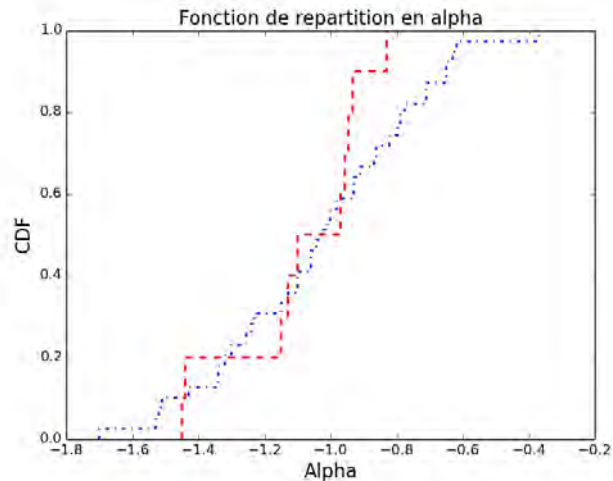


FIGURE 6.32 – Comparaison des fonctions de répartition en α pour les sursauts avec un délai spectral négatif (en traitillés rouges) et ceux ayant un délai spectral positif (en alternance traits-points bleus).

est visible tant sur les fonctions de répartition correspondantes (voir 6.32 pour α) que sur les valeurs du test de KS associé (voir 6.1).

Enfin, nous pouvons noter une différence légèrement plus significative en ce qui concerne le maximum de la CCF (voir 6.33). En effet, la probabilité que nous donne le test KS est de l'ordre de quelques pour cent (voir 6.1). Si cela n'est certes pas suffisant pour considérer ces deux distributions comme différentes, il est envisageable que cette différence puisse être confirmée avec un échantillon plus important de sursauts dans chacun des deux groupes. Ainsi, les médianes sont nettement différentes, traduisant le fait que les sursauts avec des délais spectraux négatifs présentent des signaux dans chacune des deux bandes moins bien corrélés. Ceci peut être considéré soit comme la preuve que les sursauts au délai spectral négatif sont moins fiables que les autres et peuvent donc être éliminés, soit que ces derniers sont plus difficilement mesurables et que les distributions que nous obtenons sont biaisées en défaveur des sursauts au délai spectral négatif.

Le fait que la sélection que nous avons mise en place nous assure que les sursauts de l'échantillon possèdent un délai spectral fiable nous invite à pencher en faveur de la seconde hypothèse. En effet, même si les valeurs du maximum de la CCF sont en moyenne plus faibles, le niveau de corrélation entre les deux signaux est suffisamment important pour avoir confiance dans la valeur négative du délai spectral obtenu.

Afin de confirmer les résultats obtenus, nous avons cette fois réalisé le même exercice avec l'ensemble de la population de sursauts. Cela nous oblige à sacrifier les comparaisons du point de vue des paramètres spectraux. Nous gagnons ainsi en taille d'échantillon puisque nous avons cette fois 16 sursauts avec un délai spectral négatif et 54 avec un délai spectral positif. Les résultats sont résumés dans la table 6.2. Nous pouvons constater que les écarts observés en terme de fluence et flux au pic sont toujours présents. Néanmoins, si la significativité s'est légèrement accrue, le nombre de sursauts de notre échantillon est encore trop petit pour qu'il devienne suffisant pour considérer les deux distributions différentes. La situation évolue également concernant le maximum de la CCF qui présente une différence légèrement plus significative entre les deux catégories de sursauts. Ainsi, les sursauts avec un délai spectral négatif présentent des maxima de la CCF moins importants que les

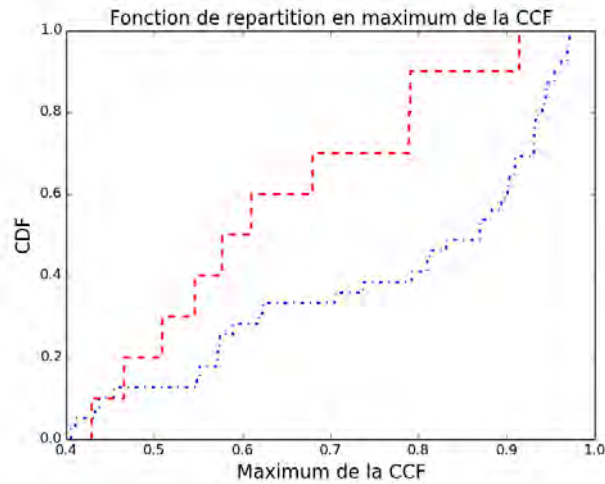


FIGURE 6.33 – Comparaison des fonctions de distribution cumulée pour les sursauts ayant redshift et paramètres spectraux (en vert) et ceux n’ayant que la mesure du redshift (en rouge).

sursauts présentant des délais spectraux positifs. Les différences en écarts absolu et relatif se maintiennent à leur niveau, avec une légère différence visible cette fois du point de vue des écarts absolus qui est significative lorsque l’on considère les erreurs relatives.

Nous voyons donc se dessiner le schéma suivant. Si les sursauts avec un délai spectral négatif ne sont pas significativement différents de ceux possédant un délai spectral positif, que ce soit en termes de propriétés énergétiques ou en termes de paramètres spectraux, il existe une différence dans les valeurs médianes en termes de fluence et de maximum de la CCF. Ces différences deviennent légèrement plus significatives en considérant l’ensemble de notre échantillon de sursauts. Un échantillon plus large permettrait d’y voir plus clair sur la réalité des différences, notamment en ce qui concerne les fluences en photons. En effet, une population de sursauts avec des fluences importantes se distingue par l’absence de sursauts dont le délai spectral est négatif en leur sein.

Il semble ainsi plus difficile de mesurer des délais spectraux négatifs et cela se confirme par des erreurs absolues plus grandes pour les sursauts qui sont dans ce cas. Pour une bonne part de ces derniers, la question de la valeur réelle du délai spectral peut donc se poser et beaucoup peuvent être considérés comme compatibles avec zéro. Plus généralement, l’existence de délais spectraux clairement négatifs reste une question ouverte que l’utilisation de bras de levier plus important et de données sur des bandes en énergie plus variées permettrait en grande partie de résoudre. L’utilisation des données de Fermi est donc une ouverture essentielle et devrait permettre une compréhension accrue de la question.

6.6 Les délais spectraux sur un seul pic

Depuis le début de cette étude, nous avons réalisé la mesure du délai spectral sur toute la durée du sursaut. Or, d’après la compréhension théorique que l’on a de ces derniers, le décalage temporel entre l’arrivée des basses et des hautes énergies est à considérer entre deux pics d’un sursaut gamma (voir Hafizi & Mochkovitch (2007) et

TABLE 6.2 – Comparaison des sursauts avec délai spectral négatif et positif pour l’ensemble des sursauts possédant une mesure de délai spectral fiable. Cela constitue ainsi un échantillon de départ de 70 sursauts. Les erreurs sur les valeurs médianes sont obtenues en mesurant la médiane des écarts à la médiane (en base log sauf dans le cas de du maximum de la CCF et de l’erreur relative).

| Paramètres (unité) | Délai spectral négatif | Délai spectral positif | test KS significativité |
|--|------------------------|------------------------|----------------------------|
| Fluence en énergie (10^{-7} erg cm⁻²) | 38 ± 2 | 80 ± 3 | $2.24 \cdot 10^{-1}$ |
| Flux au pic (ph cm⁻² s⁻¹) | 5.9 ± 2.2 | 7.7 ± 2.5 | $6.50 \cdot 10^{-1}$ |
| Maximum CCF | 0.56 ± 0.11 | 0.80 ± 0.15 | $8.70 \cdot 10^{-3}$ |
| Erreur absolue (ms) | 53.36 ± 2.05 | 36.90 ± 2.64 | $1.87 \cdot 10^{-1}$ |
| Erreur relative | 3.65 ± 2.90 | 1.04 ± 0.65 | $2.27 \cdot 10^{-3}$ |

Mochkovitch et al. (en préparation) pour un calcul analytique de la valeur des délais spectraux et leur lien avec, d’un côté l’évolution spectrale des sursauts gamma et de l’autre, la forme du pic. Or, de nombreux sursauts possèdent au moins deux pics et parfois beaucoup plus. De plus, leur diversité, à la fois du point de vue de la forme que des caractéristiques de l’évolution spectrale en leur sein, peut être à l’origine de délais spectraux complètement différents d’un pic à l’autre au sein d’un même sursaut. Plusieurs références dans la littérature mettent en évidence l’existence de délais spectraux différents d’un pic à l’autre au sein d’un même sursaut (voir par exemple Norris (2002) et Hakkila et al. (2008)).

La manière dont les différents délais spectraux se combinent pour donner un délai spectral sur l’ensemble de la durée du sursaut n’est pas claire. Il s’agit là encore d’une part d’ombre dans le domaine que de récents résultats théoriques viennent éclairer (voir Mochkovitch et al. en préparation). Notre objectif n’est toutefois pas d’apporter une solution à ce problème. Nous nous bornerons, dans ce qui va suivre, à déterminer si la mesure du délai spectral sur l’ensemble de la durée du sursaut induit un biais dans la distribution des délais spectraux que nous avons obtenue. Pour cela nous diviserons notre échantillon de 70 sursauts entre ceux ne possédant qu’un seul pic et ceux en présentant au moins deux.

6.6.1 Détermination du nombre de pics dans un sursaut

La première étape consiste à déterminer le nombre de pics que contient un sursaut. Pour cela, une solution consisterait à ajuster les pics afin d’en déterminer toutes les caractéristiques. Néanmoins, cela nécessite une étude détaillée des courbes de lumière des sursauts gamma, ce qui dépasse largement le cadre de nos besoins. C’est pourquoi nous avons choisi de nous limiter à une approche plus simple. Nous commençons ainsi par un lissage des courbes de lumière des sursauts gamma suivant une procédure mise en place par Schaefer & Collazzi (2007). Cette dernière nous permet en effet d’obtenir une courbe de lumière au lissage raisonnable, traduisant les variations générales du sursaut gamma et gommant les variations liées au bruit de fond. Une fois cette courbe de lumière obtenue, nous pouvons déterminer le nombre de

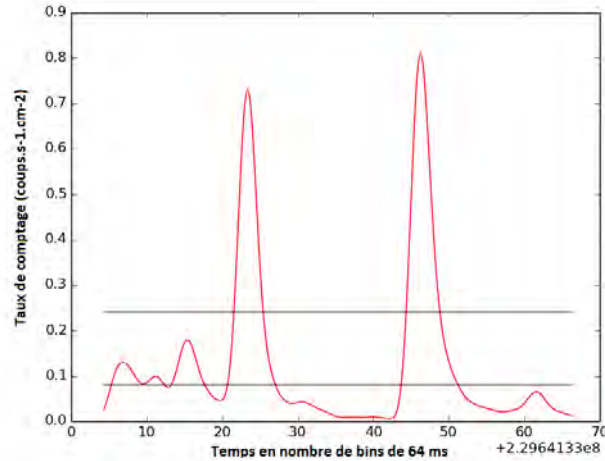


FIGURE 6.34 – Courbe de lumière lissée de GRB080411 pour la bande à basse énergie soit entre 100 et 150 keV dans le repère de la source. La ligne horizontale la plus haute correspond à 30% du maximum du taux de comptage dans un bin de 64 ms tandis que la seconde ligne correspond à 10% du taux de comptage.

pics que comporte le sursaut gamma. Pour cela, nous avons choisi de définir un pic comme étant une structure dépassant le seuil de 30% du taux de comptage maximal dans un bin de 64 ms. Un exemple de cette procédure est visible sur la figure 6.34 qui nous présente la courbe de lumière lissée de GRB080411 pour la bande 100-150 keV, un sursaut présentant, selon cette méthode de classification, 2 pics.

Lors de cette classification, nous nous sommes rendu compte que, pour un certain nombre de sursauts, la présence de sous pics à l’intérieur du pic principal était avérée. Nous n’avons gardé dans notre échantillon que les sursauts présentant des sous pics relativement petits par rapport au pic principal et ne se détachant pas notablement de ces derniers. Nous pouvons voir un exemple de cette sélection avec les deux figures 6.35 et 6.36. La figure 6.35 présente la courbe de lumière lissée de GRB130701A. Ce sursaut ne présentant qu’un sous pic dans le pic principal dont l’intensité est négligeable par rapport à ce dernier, nous avons décidé de le placer dans la catégorie des sursauts ne présentant qu’un seul pic. A contrario, GRB060418, dont la courbe de lumière lissée est présentée sur la figure 6.36, présente un sous pic dont l’intensité est presque équivalente au pic principal. C’est pourquoi nous avons décidé de le placer dans la catégorie des sursauts présentant au moins 2 pics.

6.6.2 Comparaison des distributions

Une fois cette sélection effectuée, nous obtenons un ensemble de 26 sursauts ne possédant qu’un seul pic. Il est alors possible de comparer la distribution des délais spectraux pour ces derniers par rapport à celle des sursauts présentant au moins deux pics qui est constituée de 44 sursauts. Cette comparaison est visible sur la figure 6.37 qui présente la fonction de répartition des délais spectraux pour les sursauts avec un seul pic (pointillés verts) et ceux présentant au moins 2 pics (trait plein rouge). Nous pouvons constater qu’il n’y a pas de différence majeure dans la distribution de ces deux groupes. Nous avons ainsi les moyennes des deux distributions qui sont comparables avec 27.7 ± 10.9 ms (dispersion de 55.5 ms) pour les sursauts ne présentant qu’un seul pic et 24.5 ± 11.6 ms (dispersion de 77.2 ms)

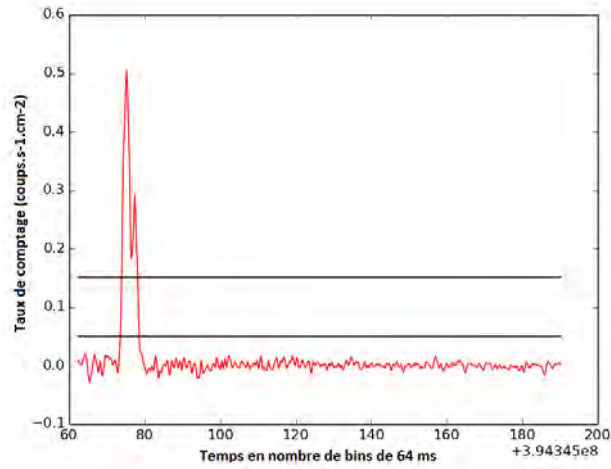


FIGURE 6.35 – Courbe de lumière lissée de GRB130701A pour la bande à basse énergie soit entre 100 et 150 keV dans le repère de la source. La première ligne de niveau correspond à 30% du maximum du taux de comptage dans un bin de 64 ms tandis que la seconde ligne correspond à 10% du taux de comptage.

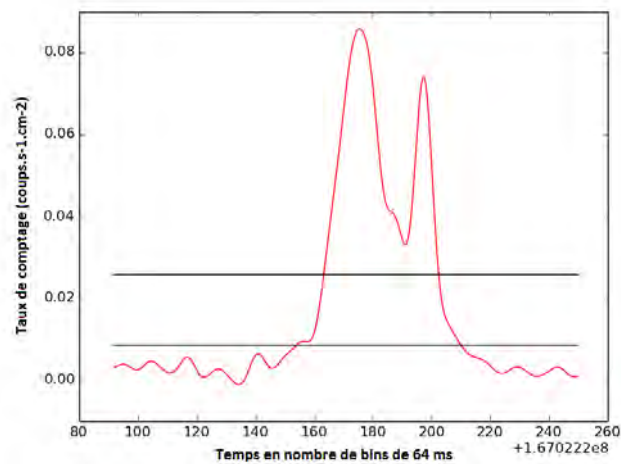


FIGURE 6.36 – Courbe de lumière lissée de GRB060418 pour la bande à basse énergie soit entre 100 et 150 keV dans le repère de la source. La première ligne de niveau correspond à 30% du maximum du taux de comptage dans un bin de 64 ms tandis que la seconde ligne correspond à 10% du taux de comptage.

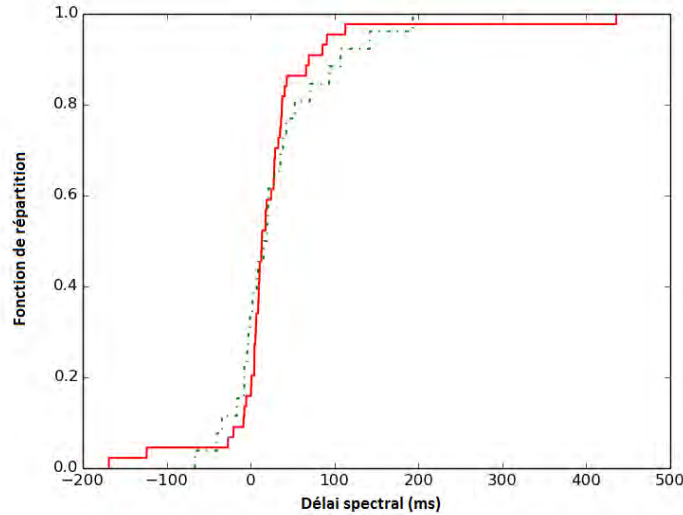


FIGURE 6.37 – Comparaison des fonctions de répartition en délai spectral pour les sursauts présentant un seul pic (trait en pointillés vert) et ceux présentant au moins 2 pics (trait plein rouge).

pour les sursauts présentant au moins deux pics. Ceci est confirmé par la valeur du test de KS qui nous donne une probabilité de 58% que ces distributions soient issues d’une même distribution parente.

De cela nous pouvons tirer un enseignement. Le fait de considérer le délai sur toute la durée du sursaut ne biaise pas la distribution en délai spectral obtenue. Ce fait peut trouver son origine dans deux causes. La première est que le délai spectral d’un seul pic domine celui des autres pics du sursaut (ce que tend à prouver les derniers résultats d’une étude théorique des délais spectraux de Mochkovitch et al. (en préparation)). Cela reviendrait ainsi à considérer de tels sursauts comme n’ayant qu’un seul pic. Une seconde possibilité est que la distribution des délais spectraux des pics individuels est la même que celle des délais spectraux mesurés sur toute la durée et pouvant mélanger plusieurs pics. Pour trancher entre ces deux hypothèses, une étude pic par pic du délai spectral pour l’ensemble des sursauts à notre disposition serait nécessaire. Cela se place toutefois hors du cadre de notre étude et pourrait faire l’objet de développements ultérieurs, en utilisant notamment l’ajustement temporel et spectral proposé par Basak (2014)

Nous nous apercevons également que les deux distributions présentent une proportion comparable de délais spectraux négatifs. Cela signifie donc que l’obtention de délais spectraux négatifs n’est pas liée au nombre de pics que présente le sursaut.

6.7 La relation entre le délai spectral et L_{iso}

Dans les parties précédentes, nous avons vérifié que les distributions de délais spectraux n’étaient pas biaisées, que ce soit par la présence de sursauts avec plusieurs pics ou par la prise en compte de sous ensembles de sursauts possédant à la fois une mesure du redshift et des paramètres spectraux. Nous avons également montré que la population de sursauts possédant un délai spectral négatif ne présentait pas de propriétés particulières, si ce n’est une difficulté plus importante pour les mesurer, par rapport au reste de la population de sursauts gamma. Aucun biais majeur dans

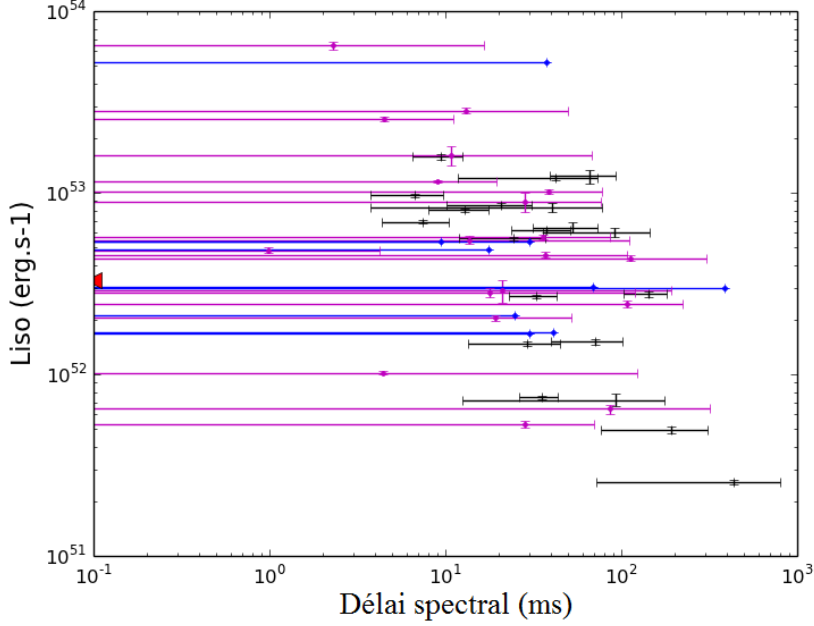


FIGURE 6.38 – Répartition des sursauts dans le plan délai spectral - L_{iso} . Le sursaut avec un délai spectral strictement négatif est indiqué avec un triangle rouge. Ceux négatifs mais compatibles avec zéro sont indiqués par les barres d'erreurs magenta venant se prolonger au delà de zéro. Les sursauts ayant des délais spectraux strictement positifs sont représentés par les croix noires tandis que ceux positifs mais compatibles avec zéro sont représentés en bleu.

notre distribution n'ayant été trouvée, notre échantillon de sursauts gamma peut être considéré comme fiable. Nous allons maintenant l'utiliser pour étudier la relation entre le délai spectral et la luminosité isotropique. Ce sera l'objet de cette section.

6.7.1 Relation ou limite ?

Position des sursauts de l'échantillon dans le plan :

Pour placer un sursaut dans le plan délai spectral L_{iso} , il est nécessaire de posséder une mesure du redshift et des paramètres spectraux. L'échantillon permettant l'étude de cette relation est donc constitué des 49 sursauts remplissant ces conditions. Afin de ne pas imposer de condition supplémentaire et réduire d'autant la taille de l'échantillon, nous avons décidé d'adopter la définition "classique" de la luminosité isotropique qui correspond à la notation L_{iso} du chapitre 4.

La figure 6.38 présente la position des sursauts de l'échantillon dans le plan délai spectral - L_{iso} . Les croix noires correspondent aux 20 sursauts strictement positifs en considérant les barres d'erreurs à 1σ . Nous pouvons constater qu'en ne considérant que ces derniers, on retrouve visuellement une relation entre le délai spectral et L_{iso} . Ainsi, les sursauts possédant de faibles luminosités sont également ceux dont le délai spectral est le plus important. En violet sont représentés les 19 sursauts dont le délai spectral est positif mais qui sont compatibles avec zéro en considérant leurs erreurs à 1σ . De même, en bleu sont représentés les 9 sursauts dont le délai spectral est négatif mais qui sont compatibles avec zéro. Leurs barres d'erreurs à 1σ viennent ainsi s'étendre dans la partie des délais spectraux positifs jusqu'à la limite déterminée par la barre bleue. Nous pouvons constater que l'ensemble de

la zone laissée libre par les sursauts dont le délai spectral est positif est peuplé par les sursauts compatibles avec zéro. Des sursauts existent donc bien dans cette partie du plan, même si les erreurs relatives plus importantes du fait de valeurs de délais spectraux plus faibles rendent leur positionnement difficile. Il semble toutefois difficile de simplement écarter de tels sursauts. Enfin, le sursaut dont le délai spectral est strictement négatif en considérant l'erreur à 1σ est représenté par la flèche rouge, indiquant alors sa luminosité par rapport au reste de la population de sursauts gamma.

Ces résultats viennent conforter ceux mis en évidence récemment par Bernardini et al. (2015) et confirmer les réserves qu'il convient d'avoir sur ceux obtenus par Ukwatta et al. (2012). S'il est ainsi difficile de considérer qu'il existe une relation entre le délai spectral et la luminosité des sursauts gamma, l'absence de sursauts possédant à la fois une grande luminosité et un grand délai spectral laisse à penser qu'il existerait toutefois une limite physique dont l'origine reste encore à déterminer. La question peut donc être posée : y a-t-il une réelle différence dans la distribution en délai spectral des sursauts en fonction de la luminosité ? C'est à cette question que nous allons tenter de répondre dans ce qui va suivre.

6.7.2 Différence de distribution en fonction de L_{iso} ?

Pour cette étude, nous allons diviser notre échantillon en trois groupes de taille égale, définis suivant la valeur de luminosité isotropique de chaque sursaut. Les valeurs de luminosité isotropique qui séparent les trois groupes sont $2.83 \cdot 10^{52} \text{ erg.s}^{-1}$ et $6.44 \cdot 10^{52} \text{ erg.s}^{-1}$. Les valeurs de délai spectral moyennes pour chacun de ces trois groupes sont les suivantes :

- 74.3 ± 25.7 ms pour les sursauts présentant une luminosité faible
- 21.7 ± 9.7 pour les sursauts présentant une luminosité médiane
- 18.3 ± 5.0 ms pour les sursauts présentant une luminosité importante

Nous constatons donc une augmentation du délai spectral médian à mesure que l'on va vers les luminosités faibles, ce qui est compatible avec l'existence d'une relation entre ces deux paramètres. Toutefois, un test de KS réalisé entre les distributions des sursauts présentant une faible luminosité d'un côté et une grande luminosité de l'autre, avec une valeur obtenue de $9.6 \cdot 10^{-2}$, ne permet pas d'affirmer qu'il existe une différence significative entre la distribution des sursauts à faible luminosité et ceux à grande luminosité. Ainsi, la relation entre les deux quantités n'est pas significativement établie. Néanmoins, lorsque l'on observe les fonctions de répartition de chaque groupe visible sur la figure 6.39, nous pouvons observer que les sursauts les plus faibles sont également ceux dont la distribution de délai spectral s'étend vers les valeurs les plus importantes. Ainsi, l'écart entre les deux groupes est clairement visible sur la distribution. La non significativité de notre test statistique pourrait donc être le résultat de la trop petite taille de notre échantillon de sursauts.

Pour pouvoir répondre définitivement à la question de l'existence d'un lien entre délai spectral et luminosité, il faudrait un échantillon plus important de sursauts pour lesquels il est possible d'avoir une mesure fiable à la fois du délai spectral et des paramètres spectraux. Une autre solution est l'utilisation d'un bras de levier plus important, ce qui permettrait d'obtenir des valeurs de délais spectraux plus grandes et ainsi de distinguer plus aisément les sursauts ayant des petites et des grandes luminosités.

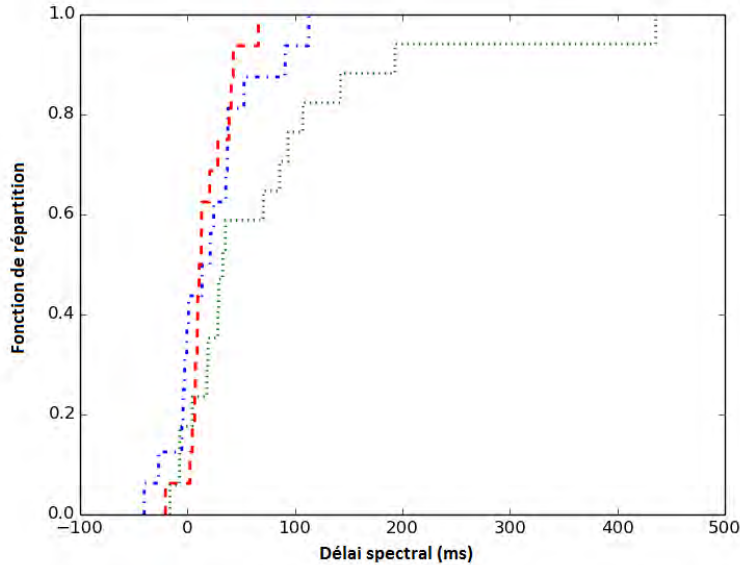


FIGURE 6.39 – Comparaison des fonctions de répartition de nos trois groupes définis en fonction de la valeur de la luminosité isotropique des sursauts. En pointillés verts, les sursauts possédant la luminosité la plus faible, en alternance traits-points bleus, les sursauts possédant une luminosité médiane, et enfin, en traitillés rouges, ceux ayant la luminosité la plus importante.

6.7.3 Des effets de sélection ?

Dans cette partie nous allons étudier les effets de sélection pouvant affecter le plan délai spectral - L_{iso} . Pour cela, nous allons repartir de la division en trois groupes de la partie précédente. Afin d'évaluer dans chaque groupe la proportion de sursauts dont le délai spectral est bien mesuré, nous allons également inclure l'ensemble des sursauts possédant à la fois une mesure des paramètres spectraux et du redshift mais pour lesquels la valeur du délai spectral n'est pas correctement mesuré. Cela porte la taille de notre échantillon à 76 sursauts. Les nouvelles limites entre chaque groupe en termes de L_{iso} sont $1.47 \cdot 10^{52} \text{ erg.s}^{-1}$ et $5.50 \cdot 10^{52} \text{ erg.s}^{-1}$.

Pour chacun des groupes, nous avons calculé la valeur médiane du maximum de la CCF (voir table 6.4), la valeur médiane du délai spectral mesuré pour les sursauts sélectionnés (voir table 6.5), et la proportion de sursauts sélectionnés (voir table 6.3). Nous avons ensuite différencié, parmi les sursauts sélectionnés, ceux possédant une valeur de délai spectral strictement positive, positive mais compatible avec zéro en considérant l'erreur à 1σ , strictement négative, et enfin négative mais compatible avec zéro en considérant l'erreur à 1σ . L'ensemble des résultats en fonction de la division du nombre de coups est compilé dans la table 6.6.

Nous pouvons constater que, pour les valeurs de luminosités faibles qui correspondent au groupe G1, la proportion de sursauts dont la valeur de délai spectral n'est pas correctement mesurée (maximum de la CCF inférieur à 0.4) est de loin supérieure à celle des deux autres groupes. Au départ, la fraction de sursauts non sélectionnés atteint 69% du total alors qu'ils ne sont que 16% pour les sursauts de l'échantillon présentant les plus grandes luminosités isotropiques. Cela peut se retrouver avec les valeurs du maximum de la CCF qui sont globalement plus petites, (respectivement 0.32 et 0.87 pour les sursauts faibles et brillants), ce qui explique pourquoi le critère de sélection a un effet plus important sur les sursauts faibles.

TABLE 6.3 – Proportion de sursauts non sélectionnés lorsque l'on diminue artificiellement le taux de comptage dans la courbe de lumière des sursauts.

| Proportion CCF inférieur à 0.4 | G1 (faible) | G2 (moyen) | G3 (fort) |
|--------------------------------|-------------|------------|-----------|
| Valeurs d'origine | 0.69 | 0.20 | 0.16 |
| Affaiblissement 1 | 0.81 | 0.48 | 0.28 |
| Affaiblissement 2 | 0.85 | 0.56 | 0.28 |
| Affaiblissement 3 | 0.85 | 0.60 | 0.32 |
| Affaiblissement 4 | 0.85 | 0.60 | 0.36 |
| Affaiblissement 5 | 0.85 | 0.64 | 0.36 |

TABLE 6.4 – Médiane des valeurs du maximum de la CCF lorsque l'on affaiblit les sursauts. Les erreurs sur les valeurs médianes sont obtenues en mesurant la médiane des écarts à la médiane.

| Médiane CCF | G1 (faible) | G2 (moyen) | G3 (fort) |
|-------------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| Valeurs d'origine | 0.32 ± 0.14 | 0.58 ± 0.21 | 0.87 ± 0.10 |
| Affaiblissement 1 | 0.24 ± 0.09 | 0.40 ± 0.24 | 0.77 ± 0.17 |
| Affaiblissement 2 | 0.22 ± 0.09 | 0.38 ± 0.23 | 0.75 ± 0.19 |
| Affaiblissement 3 | 0.21 ± 0.08 | 0.36 ± 0.22 | 0.73 ± 0.19 |
| Affaiblissement 4 | 0.20 ± 0.09 | 0.34 ± 0.21 | 0.72 ± 0.20 |
| Affaiblissement 5 | 0.19 ± 0.09 | 0.33 ± 0.20 | 0.70 ± 0.21 |

TABLE 6.5 – Médiane des valeurs du délai spectral des sursauts sélectionnées lorsque l'on diminue artificiellement le taux de comptage dans la courbe de lumière des sursauts. Il est à noter que les médianes obtenues pour les valeurs d'origine ne correspondent pas à la première division en trois groupes de luminosité présentée précédemment. Ceci est dû aux limites en luminosité séparant ces groupes qui sont différentes de par l'inclusion de l'ensemble des sursauts présentant une mesure des paramètres spectraux. Les erreurs sur les valeurs médianes sont obtenues en mesurant la médiane des écarts à la médiane en base log.

| Médiane délai spectral | G1 (faible) | G2 (moyen) | G3 (fort) |
|------------------------|----------------|----------------|----------------|
| Valeurs d'origine | 60.4 ± 1.9 | 7.3 ± 34.7 | 20.6 ± 2.2 |
| Affaiblissement 1 | 29.8 ± 1.3 | 9.3 ± 13.7 | 12.9 ± 2.1 |
| Affaiblissement 2 | 29.1 ± 1.2 | 9.5 ± 12.4 | 13.3 ± 2.2 |
| Affaiblissement 3 | 30.1 ± 1.8 | 17.8 ± 7.2 | 18.0 ± 2.0 |
| Affaiblissement 4 | 30.8 ± 1.2 | 21.9 ± 6.6 | 15.3 ± 2.3 |
| Affaiblissement 5 | 29.2 ± 1.7 | 32.0 ± 2.0 | 12.1 ± 2.3 |

TABLE 6.6 – Nombre de sursauts sélectionnés dans chaque catégorie de délai spectral lorsque l'on diminue artificiellement le taux de comptage dans la courbe de lumière des sursauts. L'indice 0 indique que les valeurs de délais spectraux sont compatibles avec zéro en considérant les erreurs à 1σ .

| Nombre de sursauts | Positifs | Positifs ₀ | Négatifs | Négatifs ₀ |
|--------------------|----------|-----------------------|----------|-----------------------|
| Valeurs d'origine | 20 | 19 | 1 | 9 |
| Affaiblissement 1 | 17 | 13 | 0 | 6 |
| Affaiblissement 2 | 14 | 13 | 0 | 6 |
| Affaiblissement 3 | 12 | 15 | 0 | 4 |
| Affaiblissement 4 | 12 | 14 | 0 | 4 |
| Affaiblissement 5 | 9 | 17 | 0 | 3 |

Nous pouvons également constater que ce sont les sursauts possédant des valeurs de délai spectral plus importantes que les autres. On a ainsi au moins un facteur 3 entre les valeurs de délais spectraux médians des sursauts du groupe G3 (les brillants) et du groupe G1 (les faibles). Ces tendances sont confirmées lorsque l'on affaiblit artificiellement les sursauts. Néanmoins, on atteint un seuil dans le cas des sursauts faibles du groupe G1 puisqu'au deuxième niveau d'affaiblissement des sursauts, le pourcentage de sursauts rejetés par le critère de sélection est de 85%, fraction qui ne varie plus lorsque l'on continue à affaiblir les sursauts. Les écarts entre les trois groupes se resserrent au fur et à mesure de l'affaiblissement des sursauts.

Ces constatations permettent de supposer l'existence d'un biais de sélection à l'encontre des sursauts qui présentent des faibles luminosités. Pour ces derniers, il est plus difficile de mesurer le délai spectral, sauf si ce dernier est relativement important en valeur absolue. L'existence d'une part importante de sursauts possédant des luminosités faibles et des délais spectraux relativement petits (en dessous de quelques dizaines de ms) qui ne sont pas mesurables en raison de la faiblesse du rapport signal sur bruit, est donc envisageable. En effet, il est d'autant plus difficile de mesurer des délais spectraux petits sur des courbes de lumière fortement bruitées.

La répartition des sursauts sélectionnés en fonction de la valeur du délai spectral mesuré, qui est présentée dans la table 6.6, nous indique que les sursauts qui ont des délais spectraux négatifs et compatibles avec zéro sont ceux qui disparaissent le plus rapidement lorsque l'on affaiblit les sursauts. Nous avons déjà vu auparavant que c'était également ces derniers qui disposaient de valeurs du maximum de la CCF plus faibles que les autres. Il apparaît donc que l'affaiblissement des sursauts entraîne une plus grande proportion de sursauts dont le délai spectral est positif (strictement ou compatibles avec zéro) et réduit le nombre de sursauts qui pourraient s'éloigner de la relation entre délai spectral et luminosité isotropique.

Ceci s'observe sur le positionnement des sursauts sélectionnés dans le plan délai spectral- L_{iso} si l'on compare la disposition d'origine (voir 6.40) à celle obtenue au cinquième et dernier niveau d'affaiblissement (voir 6.41). Nous constatons la disparition de la plupart des sursauts dont le délai spectral est négatif (strictement et compatibles avec zéro), tandis que la majorité des sursauts restants sont ceux dont le délai spectral est positif (strictement ou compatibles avec zéro). L'existence d'un biais de sélection à l'encontre des sursauts possédant à la fois des faibles valeurs de luminosités isotropiques et de délais spectraux est donc probable. Cet effet de sélection impacte en particulier les délais spectraux négatifs qui possèdent des valeurs absolues de délai spectral relativement faibles et se retrouvent être pour la plupart compatibles avec zéro. On ne dispose pas en effet dans l'échantillon de sursauts avec un délai spectral nettement négatif.

On constate également une plus grande proportion de délais spectraux compatibles avec zéro, au fur et à mesure de l'affaiblissement des sursauts. Ceci traduit le fait qu'il est de plus en plus difficile de mesurer le délai spectral des sursauts de manière précise sur des courbes de lumière de plus en plus bruitées. De plus, dans la table 6.5, nous pouvons constater qu'en fonction de l'affaiblissement, la médiane en valeurs de délais spectraux pour les sursauts à la luminosité moyenne (G2) est parfois inférieure à celle des sursauts brillants (G3). Ceci va à l'encontre de l'existence d'une relation entre délai spectral et luminosité isotropique. Néanmoins, la faiblesse des valeurs de délais spectraux obtenues ne permet pas de conclure de manière définitive sur l'existence d'une relation entre ces deux paramètres. Pour cela,

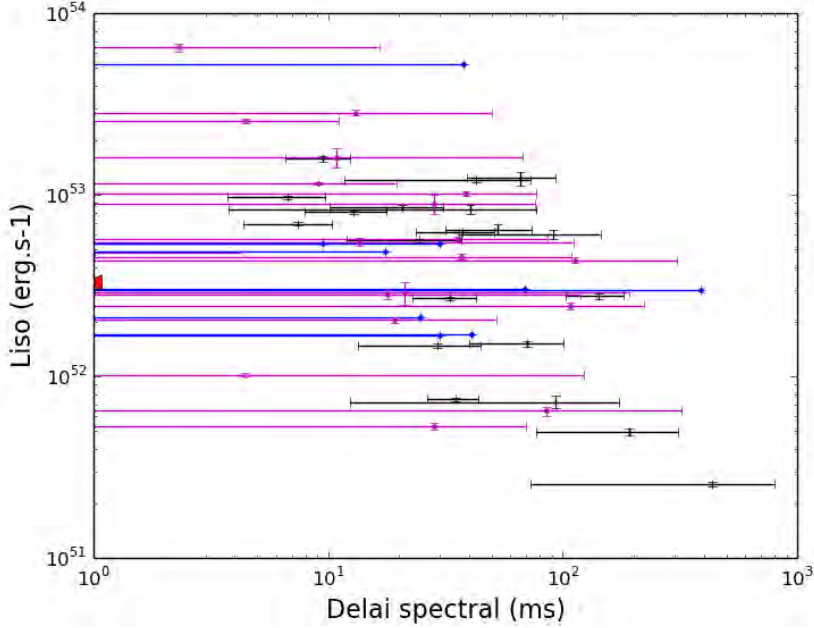


FIGURE 6.40 – Répartition des sursauts sans diminution du taux de comptage dans le plan délai spectral - L_{iso} . Le sursaut avec un délai spectral strictement négatif est indiqué avec un triangle rouge. Ceux négatifs mais compatibles avec zéro sont indiqués par les barres d’erreurs magenta venant se prolonger au delà de zéro. Les sursauts ayant des délais spectraux strictement positifs sont représentés par les croix noires tandis que ceux positifs mais compatibles avec zéro sont représentés en bleu.

il est nécessaire de disposer d’un bras de levier en énergie plus important. C’est un des points que nous allons détailler dans la conclusion.

6.8 Conclusions

A partir de cette étude, nous avons pu déterminer la distribution des délais spectraux. Cette dernière est centrée sur une valeur de délai spectral assez faible (une dizaine de ms) et présente une dispersion importante. Une asymétrie importante existe en faveur des sursauts dont le délai spectral est positif. La majorité des valeurs obtenues sont ainsi positives.

Nous avons également pu montrer qu’une part importante des sursauts présentait un délai spectral compatible avec zéro, posant la question de la réalité du délai spectral dans une part importante de notre échantillon. Le test statistique n’a permis d’écarter la possibilité que la distribution de délais spectraux obtenue soit compatible avec l’absence de délai spectral. Néanmoins, cette hypothèse ne permet pas de reproduire les caractéristiques de la distribution observée en délai spectral. Il devrait donc bien exister un décalage entre les temps d’arrivée à basse et à haute énergie. La faiblesse des valeurs de délai spectral obtenues peut s’expliquer par le faible écart en énergie entre les deux bandes qui est seulement de 50 keV. La confirmation de ce résultat avec Fermi est essentielle afin de disposer d’un bras de levier plus important.

Une part non négligeable de la distribution obtenue est constituée de délais spectraux négatifs. Une étude des propriétés de ces sursauts a permis de démontrer qu’ils ne présentent pas de propriétés particulières qui pourraient expliquer la valeur de

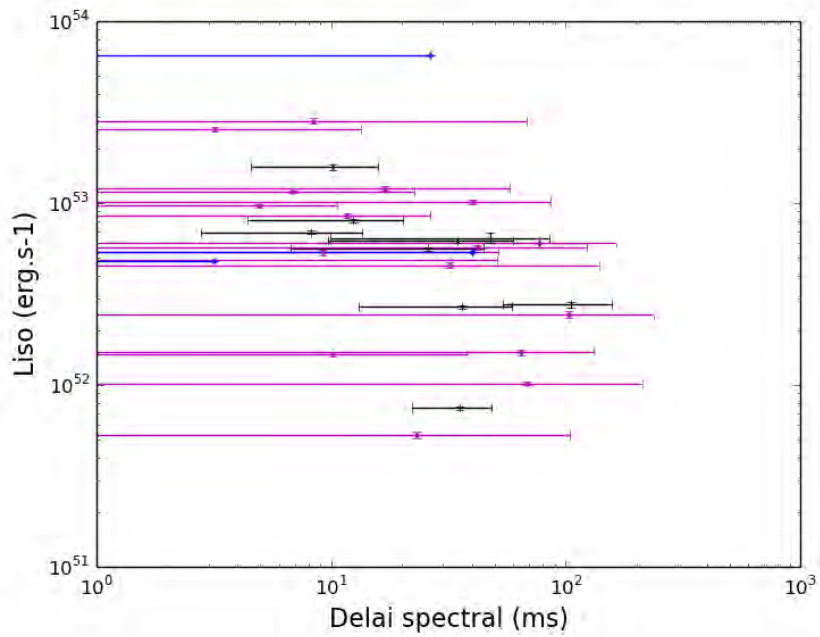


FIGURE 6.41 – Répartition des sursauts dans le plan délai spectral - L_{iso} au cinquième et dernier niveau d'affaiblissement considéré. Aucun sursaut avec un délai spectral strictement négatif n'est obtenu. Les sursauts négatifs mais compatibles avec zéro sont indiqués par les barres d'erreurs magenta venant se prolonger au delà de zéro. Les sursauts ayant des délais spectraux strictement positifs sont représentés par les croix noires tandis que ceux positifs mais compatibles avec zéro sont représentés en bleu.

leur délai spectral. Une explication à de telles valeurs est en réalité à chercher du côté de l'évolution des paramètres spectraux (notamment de la valeur de α) comme ont pu le montrer les études de Robert Mochkovitch à ce sujet (voir Mochkovitch et al (en préparation)), ce qui n'est envisageable qu'avec un spectre résolu temporellement. Les sursauts avec un délai spectral négatif sont toutefois plus faibles, et possèdent des maxima de la CCF moins importants. C'est un signe de la difficulté à mesurer de tels délais spectraux. La confirmation de ces résultats (dont la significativité n'est pas établie du fait de la faible taille de l'échantillon) et leur extension avec les données de Fermi permettront d'en comprendre plus sur l'évolution spectrale au sein des sursauts gamma et son lien avec le délai spectral (voir à ce sujet Mochkovitch et al (en préparation)).

Nous avons également montré que la mesure du délai spectral sur l'ensemble du sursaut ne biaise pas la distribution. Cela peut s'expliquer par la domination d'un seul pic ou par la compatibilité de la distribution des délais spectraux mesurés sur un pic avec celle des délais spectraux mesurés sur toute la durée du sursaut. L'étude de la distribution des délais spectraux des sursauts avec et sans redshift et avec et sans mesure des paramètres spectraux a permis de montrer l'absence d'un biais significatif induit par la mesure de ces paramètres. Néanmoins, des différences existent et il est nécessaire dans l'avenir de surveiller la significativité de ces dernières avec un échantillon de sursauts plus grand. Fermi pourra, encore une fois, apporter une information à ce sujet grâce au plus grand bras de levier auquel il permet d'accéder. Il permettra de dire, notamment, s'il est possible qu'une mise de côté d'une partie des sursauts dont le délai spectral est négatif est justifiée.

Enfin, concernant la relation entre le délai spectral et la luminosité isotropique, la présence de sursauts au délai spectral négatif et de sursauts compatibles avec zéro exclut l'existence d'une réelle relation. L'existence même d'une limite physique n'est pas clairement établie car si les sursauts présentant une faible luminosité ont effectivement des délais spectraux plus grands que les autres, cette différence n'est pas suffisamment significative. Il faut ainsi un échantillon de sursauts plus grand et/ou un bras de levier plus important pour répondre complètement à la question. Cela peut notamment passer par l'étude d'un échantillon de sursauts Fermi qui possèdent l'avantage de disposer d'une couverture en énergie plus importantes. Néanmoins, la taille de l'échantillon restera limitée par la nécessité d'avoir une mesure du redshift.

De plus, nous avons pu constater que les sursauts qui ont un délai spectral faible ou négatif étaient les premiers à disparaître lorsque l'on affaiblit artificiellement les courbes de lumière des sursauts gamma. Cet effet pourrait être la marque de biais de sélection à l'encontre de cette population de sursauts gamma qui peuvent disqualifier cette relation pour des usages cosmologiques.

Chapitre 7

Conclusion générale et perspectives

7.1 Le contexte de l'étude

Depuis la première mesure du redshift d'un sursaut en 1997 Metzger et al. (1997), l'accès aux propriétés intrinsèques des sursauts gamma a permis d'envisager leur usage pour la cosmologie grâce à leur standardisation. Cette standardisation, rendue possible par la découverte de diverses relations spectrales (Amati et al. (2002) pour la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ et Yonetoku et al. (2004) pour la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{iso}}$) et temporelles (Norris et al. (2000) pour la relation entre délai spectral et L_{iso} et Schaefer & Collazzi (2007) pour celle entre temps de montée et L_{iso}) notamment, permet potentiellement d'accéder à une partie de l'histoire de l'Univers (comprise actuellement entre des redshifts de 2 à 8) pour laquelle les observables dont nous disposons restent limitées. L'intérêt des sursauts gamma en cosmologie est donc assez rapidement apparu dans la communauté.

Néanmoins, l'existence d'effets de sélection pouvant impacter ces relations a rapidement été mise en évidence. Ainsi, bien que certains défendent la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ arguant du fait que celle-ci est toujours observée pour les sursauts avec redshift (Amati (2006b), Amati (2006a), Amati et al. (2008), Ghirlanda et al. (2008), Krimm et al. (2009), Yonetoku et al. (2010), Nava et al. (2012)), d'autres équipes, en se basant sur des échantillons de sursauts sans redshift, ont mis en doute la réalité de cette dernière (Nakar & Piran (2005), Band & Preece (2005), Schaefer & Collazzi (2007), Goldstein et al. (2010), Collazzi et al. (2012)). Une situation comparable est observable pour la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{iso}}$ bien que l'intensité de la controverse à son sujet soit moindre (Ghirlanda et al. (2010)). Plus récemment, l'une des relations temporelles, celle reliant le délai spectral à la luminosité isotropique, a été mise en doute (Bernardini et al. (2015)), tandis que la relation entre variabilité et L_{iso} n'est généralement plus utilisée en raison de sa trop grande dispersion Xiao & Schaefer (2009).

La question de l'utilisation des sursauts gamma en cosmologie est donc un enjeu de la discipline depuis maintenant une dizaine d'années sans que la question soit pour le moment définitivement tranchée. Or, l'intérêt de ces sources pour la cosmologie reste toujours d'actualité, même si les récents résultats de la collaboration Planck (Planck Collaboration et al. (2014) et Planck Collaboration et al. (2015)) ne laissent plus beaucoup d'incertitudes sur la détermination des paramètres cosmologiques. En effet, des tensions existent encore (Aubourg et al. (2014) et Font-Ribera et al.

(2014)) a des redshifts pour lesquels les sursauts gamma permettraient d'apporter une contrainte.

L'arrivée de Swift et Fermi a permis l'accroissement significatif du nombre de sursauts présentant des mesures de redshift (grâce à la précision et la rapidité de localisation de Swift qui permet la mesure de ce paramètre par les télescopes au sol) et de paramètres spectraux (grâce à la bande en énergie de Fermi qui couvre la majeure partie de l'émission prompte des sursauts dans le domaine gamma). Le grand nombre de sursauts disponibles permet la réalisation d'études plus poussées des relations de standardisation. L'objectif de cette thèse a donc été d'apporter de nouveaux éléments permettant de clarifier l'usage des sursauts gamma en cosmologie.

7.2 Les relations spectrales

Toute la première partie de cette thèse a été consacrée à l'étude des relations spectrales. Comme nous l'avons rappelé dans l'historique de ces relations, il s'agit, depuis leur découverte au début des années 2000, des plus prometteuses pour la standardisation des sursauts gamma. Néanmoins, rapidement, des effets de sélection furent mis en évidence concernant notamment les sursauts sans redshift, augurant un débat qui dure encore aujourd'hui sur la fiabilité de ces relations et la possibilité de leur usage pour la cosmologie. L'étude que nous avons menée a permis de clarifier la situation et d'apporter une réponse aux contradictions apparentes des diverses études qui se sont penchées sur le sujet.

7.2.1 Deux effets de sélection

L'étude que nous avons présentée dans les chapitres 3 et 4 a permis de mettre en évidence un mécanisme à deux effets de sélection. Le premier est lié à la détection des sursauts gamma. Le faible nombre de photons que l'on reçoit des sursauts possédant à la fois une faible valeur de E_{iso} et L_{iso} et une grande valeur de E_{pi} empêche la détection de ces derniers par les moyens d'observation actuellement à notre disposition. Il est ainsi impossible d'accéder à une grande partie du plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ et du plan $E_{\text{pi}} - L_{\text{iso}}$ comme l'ont montré les limites que nous avons tracées pour la relation $E_{\text{pi}} - L_{\text{iso}}$ qui déterminent parfaitement la zone du plan dans laquelle se trouve les sursauts gamma que l'on est capable d'y placer (si l'on considère également l'existence d'une limite physique réelle interdisant, elle aussi, une portion importante du plan). L'importance de cet effet de sélection est cependant difficilement quantifiable. En effet, il faudrait, pour cela, être en mesure de prévoir le nombre et le placement des sursauts que nous ne sommes pas en mesure de détecter.

Pour cela, plusieurs solutions sont envisageables. La première provient des modèles de sursauts gamma. A partir de ces derniers, il est en effet possible de reconstituer le peuplement du plan $E_{\text{pi}} - L_{\text{iso}}$ ou du plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ mais, pour ce faire, il est nécessaire de faire des hypothèses. Une telle démarche a été adoptée, notamment par Mochkovitch & Nava (2015), en ce qui concerne la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ dans le cadre du modèle des chocs internes. La réalité de la distribution alors obtenue dépend de la validité de ce modèle qui, bien que dominant durant de nombreuses années, s'est vu remettre en question avec l'arrivée de modèles concurrents (voir introduction). De plus, il existe encore un nombre important de paramètres libres dont la connaissance précise n'est pas encore acquise (densité en électrons et en baryons, échelle de variabilité des courbes de lumière, énergie injectée au départ,...). Pour préciser

ces paramètres, une solution pourrait être de combiner les informations apportées par les conditions initiales établies par le progéniteur (densité en électrons et en baryons, énergie injectée au départ,...) et celles apportées par les propriétés observées des sursauts gamma (échelle de temps de variabilité notamment).

Une seconde option consiste à estimer, à partir des sursauts que l'on observe, la taille de la population des sursauts affectés par des effets de sélection. Cela ne nécessite aucune hypothèse concernant le modèle expliquant l'origine de l'émission prompte de ces derniers. Si cela a déjà été fait, notamment par Kocevski (2012), la distribution obtenue dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ semble difficilement en mesure de représenter la distribution réelle. Cela est dû au trop grand nombre d'incertitudes et à la relative simplicité du modèle utilisé pour la simulation de sursauts gamma (la corrélation dureté-intensité, la corrélation fluence-intensité et la fonction de luminosité présentent des incertitudes importantes tandis que l'association d'un sursaut à un seul pulse constitue une simplification importante). Cette étude reste cependant instructive et permet une mise en évidence du mécanisme des effets de sélection : la fluence en photons décroît lorsque l'on s'éloigne de la limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Un autre exemple est la simulation présentée par Shahmoradi et al. (Shahmoradi (2013) et Shahmoradi & Nemiroff (2015)). Plus récemment, l'étude des effets de sélection à partir d'une population simulée de sursauts gamma a été faite de manière complète et détaillée pour la relation reliant T_a la durée du plateau à L_a sa luminosité par Dainotti et al. (2015). Cette méthode présente l'avantage de prendre en considération l'ensemble des biais induits par les limites en sensibilité des instruments et pourrait être appliquée judicieusement à la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ et la relation $E_{\text{pi}} - L_{\text{iso}}$. Néanmoins, cette méthode reste tributaire du modèle de sursaut considéré comme point de départ.

Une solution à ce problème pourrait être l'utilisation de l'analyse de survie¹. Cette méthode, traditionnellement utilisée pour déterminer la durée de vie des produits manufacturés, permet de déterminer le nombre d'événements en dehors de notre domaine d'observabilité à partir des événements effectivement observés. Son avantage est de pouvoir être complètement indépendante des modèles car basée sur les propriétés observées des sursauts détectés. La principale difficulté est de calibrer la fonction qui permettra de prédire le nombre d'événements qui ne sont pas observés. Pour cela, divers modèles peuvent être utilisés. En particulier une solution empirique consisterait à calibrer le modèle à partir des différents satellites utilisés à ce jour pour l'observation des sursauts gamma. On pourrait imaginer établir un modèle à partir des limites en sensibilité de la première génération de satellite, que l'on pourrait ensuite tester et ajuster en fonction de l'espace des paramètres exploré et du nombre de sursauts avec de tels paramètres découverts par les générations de satellites suivantes à la sensibilité accrue. Un bémol reste cependant le gap en sensibilité réalisé grâce aux générations successives de détecteurs gamma ainsi que le nombre de sursauts utilisables (redshift plus paramètres spectraux²) dont nous disposons (en particulier pour les premières générations de satellites). Cette piste est l'un des développements possibles des travaux menés au cours de ces trois années de thèse.

1. Je remercie à cette occasion Vladimir Avila-Reese qui, lors d'une discussion que nous avons eu à l'UNAM au sujet des effets de sélection sur les relations spectrales, a évoqué la possibilité d'utiliser cette méthode. L'intérêt que j'y ai porté m'a ensuite poussé à creuser d'avantage et à chercher comment elle pourrait s'appliquer dans le cadre des sursauts gamma.

2. On pourrait également envisager d'explorer le plan fluence en fonction du E_{po} avec un gain en nombre de sursauts certain.

Le second effet de sélection est lié à la mesure du redshift. Si la détection affecte de manière similaire la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ et la relation $E_{\text{pi}} - L_{\text{iso}}$, ce n'est pas le cas de ce dernier. Nous avons ainsi montré qu'il n'affectait que la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ qui est la seule des deux relations à présenter une disparité importante dans le placement des sursauts avec et sans redshift. En effet, ces derniers ne se placent pas dans les mêmes zones dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$, comme en témoigne l'existence d'une proportion non négligeable de sursauts sans redshift incompatibles avec la relation définie par les sursauts possédant une mesure de ce paramètre. Les sursauts avec redshift ont des distributions en fluence et en flux au pic biaisées en faveur des sursauts les plus brillants. Ce second effet de sélection se traduit par une plus grande difficulté à mesurer le redshift des sursauts se positionnant loin de la limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Il permet surtout d'expliquer la contradiction entre les résultats obtenus avec les sursauts possédant une mesure du redshift, qui confirmaient l'existence de la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$, et ceux obtenus avec les sursauts sans redshift, qui indiquaient l'existence d'un nombre important de sursauts incompatibles avec cette dernière.

7.2.2 Lien entre émission prompte et émission rémanente

Dans la première partie de cette thèse, nous avons identifié l'existence d'un mécanisme à deux effets de sélection ; la question de son origine restait entière. Le premier effet de sélection, lié à la sensibilité des détecteurs gamma, est donc une limite qui impacte directement la distribution des sursauts dans le plan $E_{\text{pi}} - L_{\text{iso}}$ et le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$, deux plans définis dans le domaine gamma³. Or, le flux au pic est le paramètre observé qui se rapproche le plus d'un critère de détection du sursaut. Ce paramètre, constituant la base de calcul de la luminosité isotropique, la limite liée à la détection induit une coupure plus franche dans le plan $E_{\text{pi}} - L_{\text{iso}}$ que dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Ceci explique la différence entre ces deux relations du point de vue du second effet de sélection lié à la mesure du redshift. L'existence de ce dernier implique un lien direct entre émission prompte en gamma et émission rémanente en optique. En effet, la mesure du redshift est majoritairement (dans 90% des cas) réalisée sur le spectre en absorption de l'émission rémanente en optique. Ce sont donc des limites dans le domaine optique de l'émission rémanente qui induisent des coupures dans le domaine gamma de l'émission prompte. Cela suppose donc un lien entre ces deux phases d'émission d'un sursaut gamma.

Le chapitre 4 a permis l'étude de ce lien en collaboration avec nos collègues de Toulouse spécialisés dans l'émission rémanente des sursauts gamma (Damien Turpin et Alain Klotz). La distribution en magnitude R à 2 h (un temps proche de celui auquel se réalise généralement la mesure du redshift) a été reliée à l'éloignement des sursauts de la limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. En effet, les sursauts éloignés de cette limite, possèdent des magnitudes R à 2 h plus grandes que la moyenne de l'échantillon. De même, les sursauts sans redshift, qui se placent majoritairement au dessus de la relation, possèdent des magnitudes⁴ plus importantes que la majorité de celles de notre échantillon. Ces deux résultats sont la preuve que la mesure du redshift est plus difficile à réaliser pour des sursauts situés loin de la limite $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Ce lien entre émission prompte et émission rémanente reste toutefois encore à expliquer d'un point de vue physique. Le lien n'est en effet pas direct entre fluence de l'émission prompte

3. Il s'agit donc d'une limite liée au domaine gamma de l'émission prompte qui a un effet sur un plan définis dans le domaine gamma

4. Il s'agit en général de limites inférieures en magnitude

en gamma et flux optique de l'émission rémanente, ce dernier dépendant de manière importante des conditions régnant dans le milieu environnant le progéniteur.

Une étude plus détaillée des liens entre paramètres physiques de l'émission prompte et rémanente reste à réaliser. Cela permettra de comprendre l'importance de ce second effet de sélection et ses implications, notamment sur la fonction de luminosité des sursauts gamma et sur le taux de formation stellaire qui y est associé. En effet, il est important de comprendre les effets de sélection à l'œuvre afin d'estimer le nombre et les caractéristiques des sursauts que nous ne sommes pas en mesure d'observer à cause des limites en sensibilité de nos instruments. De plus, l'étude des liens entre émission prompte et rémanente, quel que soit le domaine de longueur d'onde, est une des clés pour la compréhension des mécanismes physiques à l'œuvre au sein du phénomène sursaut gamma. Il permettrait d'imposer des contraintes observationnelles aux modèles théoriques qui relient ces deux phases de l'émission d'un sursaut gamma (voir aussi les perspectives de la thèse de Romain Hascoet (2012)).

7.3 Le délai spectral

L'étude de la relation entre le délai spectral et la luminosité a fait l'objet de la seconde partie de la thèse. Comme a pu le montrer la littérature récente sur le sujet (Ukwatta et al. (2012), Bernardini et al. (2015)), l'existence fréquente de délais spectraux négatifs et compatibles avec zéro pourrait remettre en cause la validité de cette relation. De plus, le délai spectral étant associé (Hafizi & Mochkovitch (2007)) à un pic, la question de la signification du délai spectral moyen sur l'ensemble de la durée du sursaut se pose d'autant plus que plusieurs pulses d'un même sursaut peuvent avoir différentes valeurs de délai spectral (Hakkila et al. (2008)). C'est pourquoi, une première partie du travail a porté sur la détermination de la distribution des délais spectraux des sursauts gamma afin d'éclaircir ces deux points.

7.3.1 La distribution

L'étude de la distribution en délai spectral des sursauts avec redshift a permis de confirmer l'existence d'une large fraction de sursauts dont le délai spectral est négatif ou compatible avec zéro. Il n'est donc pas envisageable d'écarter ces sursauts de l'étude. La comparaison des sursauts avec et sans redshift a permis d'écarter l'existence d'un biais de sélection fort induit par la mesure de ce paramètre. Néanmoins, une légère différence, dont la significativité reste à confirmer à l'aide d'un échantillon plus important, tend à prouver l'existence d'un léger biais en défaveur des sursauts dont le délai spectral est négatif. L'étude des propriétés de ces sursauts a d'ailleurs permis de mettre en évidence que leur délai spectral est moins bien défini et moins facilement mesurable que la moyenne des sursauts de l'échantillon. Mise à part cette différence, aucune propriété particulière n'a permis de les distinguer du reste de la population de sursauts gamma. Les critères de sélection que nous avons appliqués, afin de ne conserver dans notre échantillon que des sursauts dont le délai spectral est fiable, permettent d'écarter l'hypothèse que les sursauts négatifs soient des artefacts liés aux imprécisions de la mesure du délai spectral. Néanmoins, il apparaît qu'une large fraction de cette population correspond à des sursauts dont le délai spectral est compatible avec zéro et que l'existence de délais spectraux clairement négatifs reste rare.

Ce point est important car le délai spectral est un indicateur de l'évolution spectrale tout au long de la durée du sursaut gamma Hafizi & Mochkovitch (2007). L'existence de délais spectraux négatifs traduirait ainsi une inversion de l'évolution spectrale dont la dureté spectrale augmenterait au cours du temps au lieu de diminuer (le paramètre important serait en particulier l'évolution au cours du temps de α), ce qui est généralement observé (Mochkovitch et al. (en préparation)). Le délai spectral permet donc une meilleure compréhension de cette évolution. Pour cela, il est nécessaire de disposer d'une couverture en énergie que Swift n'a pas. L'étude des courbes de lumière de Fermi, qui permettrait de regarder l'évolution du délai spectral avec l'énergie et l'utilisation d'un bras de levier (écart entre les deux bandes en énergie) plus importants, est ainsi essentielle et constitue une des perspectives principales de ce travail sur les délais spectraux. La comparaison des sursauts avec et sans mesure des paramètres spectraux a permis d'écarter l'existence d'un biais de sélection induit par ce paramètre. L'échantillon de sursauts dont nous disposons est donc utilisable pour l'étude de la relation entre délai spectral et luminosité isotropique.

Finalement, nous avons séparé les sursauts ne présentant qu'un seul pic de ceux en possédant au moins deux. Les distributions en délai spectral pour chacun des deux groupes étant compatibles, cela peut être interprété de deux façons différentes. Soit le délai spectral mesuré sur toute la durée du sursaut est dominé par l'un des pics (on peut penser au plus brillant, ce que laisse penser une étude théorique récente sur le sujet (voir Mochkovitch et al. en préparation)), soit la distribution des délais spectraux des pics individuels⁵ est compatible avec la distribution des délais spectraux mesurés sur toute la durée des sursauts. Pour vérifier ce point, une étude des sursauts à plusieurs pics est nécessaire en mesurant le délai spectral global et celui de chaque pic afin de comprendre la façon dont ces derniers se combinent pour donner un délai spectral sur toute la durée du sursaut.

Une première étude sur le sujet en considérant deux cas particuliers nous a permis de constater que l'explication pouvait se trouver à mi chemin entre les deux hypothèses présentées, le résultat dépendant de la forme de la courbe de lumière du sursaut. Ainsi, lorsqu'un sursaut présente un grand pic dominant, c'est ce dernier qui imposera son délai spectral (voir à ce sujet l'explication théorique présentée dans Mochkovitch et al en préparation), tandis que l'existence de plusieurs pics d'intensités comparables induira une situation plus complexe. Une indétermination peut alors apparaître dans la mesure du délai spectral qui se traduit par l'existence d'un palier sur la courbe présentant le coefficient de corrélation croisée en fonction du décalage temporel. Une étude systématique sur un échantillon plus grand reste néanmoins nécessaire pour une meilleure compréhension du mélange des délais spectraux des pulses individuels.

7.3.2 Effets de sélection et délais spectraux compatibles avec zéro

La seconde partie du travail sur le délai spectral a porté sur la validité de la relation liant ce paramètre à la luminosité isotropique. L'existence d'un nombre important de sursauts compatibles avec zéro ne permet pas d'écarter ces derniers de l'étude de la relation. Leur placement dans le plan délai spectral - L_{iso} permet de confirmer les résultats de Bernardini et al. (2015) avec le peuplement de toute une

5. cette limite est liée au domaine gamma de l'émission prompte

portion de ce plan qui réduit la relation à ce que l'on pourrait qualifier de limite. En effet, nous n'avons pas, dans notre échantillon, de sursauts avec à la fois une grande luminosité isotropique et un délai spectral important. De plus, malgré la forte proportion de sursauts compatibles avec zéro et le peu de sursauts disposant d'un délai spectral supérieur à un bin temporel (64 ms), nous avons pu confirmer que la distribution en délai spectral obtenue n'était pas compatible avec l'absence de délai spectral. Il existe donc bien une limite dont la définition reste encore à préciser. En effet, les faibles valeurs de délais spectraux que nous obtenons, trouvent leur origine dans le faible écart entre les deux bandes en énergie considérées. Cette contrainte, nécessaire pour considérer les courbes de lumière dans les mêmes bandes en énergie dans le repère de la source, peut être dépassée en considérant les données de Fermi. L'évolution de la limite physique avec des écarts entre les deux bandes en énergie plus importants devrait permettre une clarification de la position de cette dernière et envisager la compréhension de son origine physique (voir Schaefer (2004)).

Enfin, une diminution artificielle de l'intensité des sursauts a permis de démontrer qu'il était plus difficile de mesurer les délais spectraux négatifs et compatibles avec zéro. Ces derniers étant les premiers à passer en dessous des critères de sélection lors de cette diminution artificielle de leur intensité, pourraient être victimes d'effets de sélection. Il existerait donc une population encore plus importante de sursauts avec des délais spectraux négatifs ou possiblement nuls, ce qui va à l'encontre de l'existence d'une relation directe entre le délai spectral et la luminosité isotropique. Néanmoins, les erreurs importantes sur la mesure du délai spectral pour ces sursauts nécessitent d'être prudent sur toute interprétation. Nous nous contenterons donc d'affirmer qu'il existe une proportion importante de sursauts dont le délai spectral est compatible avec zéro et que ces derniers sont plus difficiles à mesurer présageant de l'existence d'une population de tels sursauts encore plus importante.

Suivant cette constatation, il est possible d'envisager l'existence de deux classes de sursauts, ceux possédant un délai spectral et ceux qui en sont dépourvus. Néanmoins, les premiers résultats sur ce point ne nous ont pas permis de trancher la question. La faiblesse générale des valeurs de délais spectraux obtenues, puisqu'aucun dans notre échantillon ne dépasse les 500 ms, et le trop petit nombre de sursauts présentant un délai spectral net (5 seulement sont incompatibles avec zéro à 2σ), en constituent l'explication. Encore une fois, Fermi pourra apporter une réponse à cette question grâce au bras de levier en énergie plus important qu'il apporte. Il sera alors possible de déterminer la fraction de sursauts réellement compatibles avec zéro et comparer leurs propriétés avec celles des sursauts présentant un délai spectral significatif.

7.4 Utilisation en cosmologie

7.4.1 Des limites physiques avérées

L'objectif principal de cette thèse était de déterminer s'il était possible de standardiser les sursauts gamma. En ce qui concerne les relations spectrales (relation $E_{\text{pi-}} - E_{\text{iso}}$ et relation $E_{\text{pi-}} - L_{\text{iso}}$) et la relation entre le délai spectral et L_{iso} , l'existence d'effets de sélection les impactant rend leur utilisation directe, pour cet objectif, impossible. Il existe toutefois des perspectives encourageantes qui permettraient de retrouver un indicateur fiable de luminosité. Tout au long de l'étude, si des effets de sélection ont été mis en évidence, ces derniers n'impactent qu'un seul côté de la

FIGURE 7.1 – Position des sursauts dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ en fonction de la valeur de leur délai spectral. En rouge les sursauts présentant le délai spectral le plus faible et en vert ceux qui possèdent le délai spectral le plus important.

relation. Il existe donc bien, dans chaque cas, une limite physique qui a été confirmée dans les diverses études menées. Ainsi, nous n'avons pu mettre en évidence l'existence de sursauts présentant à la fois des grandes valeurs de E_{iso} ou L_{iso} et des petites valeurs de E_{pi} . Cela permet de définir une limite dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ et le plan $E_{\text{pi}}-L_{\text{iso}}$ qui délimite la zone interdite aux sursauts. C'est à partir de cette limite qu'il est possible de déterminer des limites supérieures en redshift pour quelques sursauts (voir chapitre 3). De même, nous n'avons pas observé de sursauts avec de grands délais spectraux et une grande luminosité isotropique. Néanmoins, cette limite reste moins nette que les deux précédentes et nécessite l'étude d'un échantillon de sursauts issu de Fermi pour être précisée.

Bien que, d'après les résultats que nous avons obtenus, la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ et la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{iso}}$ se résument à une limite respectivement dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ et le plan $E_{\text{pi}}-L_{\text{iso}}$, une autre possibilité peut être évoquée. La relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ pourrait être une approximation de la relation entre l'énergie isotropique corrigée de l'angle d'ouverture du jet et le E_{pi} (Ghirlanda et al. (2004) pour la version originale et Campana et al. (2007) pour l'étude de cette relation avec les sursauts de Swift). Cette dernière relation dont la dispersion est moindre pourrait ne pas être affectée par des effets de sélection. Ne pas corriger l'énergie du sursaut de l'angle d'ouverture du jet revient alors à introduire une dispersion asymétrique dans la relation dont la dispersion peut être réduite par les effets de sélection. Une situation similaire est envisageable pour la relation $E_{\text{pi}}-L_{\text{iso}}$ en considérant une luminosité isotropique corrigée de l'angle d'ouverture du jet, comme cela a été fait par Chang (2012) pour la relation entre délai spectral et luminosité. Il est donc possible que la relation entre l'énergie isotropique corrigée de l'angle d'ouverture du jet et le E_{pi} soit valable alors que la relation $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ ne l'est pas. Néanmoins, il est difficile d'estimer les effets de sélection potentiels sur ces relations qui font appel à l'observation de l'émission rémanente pour la détermination de l'angle d'ouverture du jet. Or, comme nous avons pu le constater, les limites de sensibilité en optique peuvent induire des biais de sélection dans le domaine gamma à cause du lien entre émission prompt gamma et émission rémanente en optique.

A défaut de pouvoir déterminer si les relations sont simplement des relations plus larges dont les effets de sélection réduisent la dispersion ou si l'ensemble du demi plan est peuplé de sursauts, il est donc raisonnable de se limiter à la considération de limites physiques. Ce n'est pas pour autant que leur utilisation ne présente aucun intérêt en cosmologie. Avec les relations de standardisation, il était possible de positionner les sursauts gamma dans le diagramme de Hubble. Des limites physiques, si elles ne permettent pas d'en faire autant, pourraient induire des limites supérieures ou inférieures dans ce diagramme. Il reste à déterminer si les contraintes obtenues pourraient être assez fortes pour apporter une information supplémentaire à un modèle déjà bien établi. Au vu de la précision des résultats de Planck, cela reste cependant peu probable. Les sursauts peuvent toutefois apporter une information à moyen et grand redshift sur des points de tensions entre le modèles standard et d'autres observables.

Une autre solution serait d'être en mesure de repérer les sursauts proches de la

limite physique à l'aide d'un autre paramètre indépendant de la cosmologie. Cela pourrait être, par exemple, le délai spectral, bien que les tentatives que nous avons effectuées avec ce dernier ne se soient pas révélées concluantes. En effet, la ségrégation des sursauts dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ en fonction du délai spectral ne se fait pas perpendiculairement à la relation mais le long de cette dernière comme le montre la figure 7.1. Il est envisageable d'utiliser d'autres paramètres afin de trouver un plan dans lequel les limites physiques se recoupent pour former une relation. C'est en quelque sorte la philosophie des relations multi-paramètres.

7.4.2 Les relations multi-paramètres et les autres voies de standardisation

La première catégorie de relations multi-paramètres relie au moins trois quantités issues des propriétés spectrales et temporelles de l'émission prompte des sursauts gamma. C'est le cas, par exemple, de la relation entre E_{pi} , E_{iso} et T_{45} mise en évidence par Firmani et al. (2006). L'inclusion d'autres paramètres peut également être envisagée, par exemple la variabilité, le temps de montée, deux quantités sur lesquelles nous reviendrons ultérieurement, ou le délai spectral (voir Collazzi & Schaefer (2008), Qi & Lu (2012)). L'avantage de ces relations est qu'elles se limitent aux données issues de l'émission prompte des sursauts gamma. Il reste néanmoins difficile d'évaluer l'impact des effets de sélection sur ces dernières. Ainsi, Rossi et al. (2008), Collazzi & Schaefer (2008), Tsutsui et al. (2009) et Tsutsui et al. (2010) obtiennent une dispersion plus importante que celle originelle pour la relation entre E_{pi} , E_{iso} et T_{45} , ce qui laisse présager que les effets de sélection façonnent au moins en partie cette relation. Nous avons également observé un tel élargissement dans les résultats préliminaires que nous avons obtenus sur cette relation. Leur utilisation en cosmologie semble donc difficile tant que les modèles de sursauts ne sont pas en mesure de prédire les caractéristiques physiques de la population totale de sursauts gamma.

Une autre solution est l'introduction d'un paramètre issu de l'émission rémanente dans différents domaines de longueur d'onde. Ce peut être notamment le cas de l'émission rémanente en X avec, par exemple, la relation entre l'énergie émise dans le domaine 0,3 et 10 keV (dans le repère de l'observateur) qui est reliée à une quantité mêlant E_{iso} et E_{pi} , proposée par Bernardini et al. (2012). Cela permet d'obtenir une relation suivie à la fois par les sursauts courts et les sursauts longs⁶. On peut également citer la relation liant E_{pi} , E_{iso} et T_b (temps auquel se produit la cassure dans l'émission rémanente en optique, X ou radio)(voir Liang & Zhang (2005) pour la relation d'origine et Campana et al. (2007) pour l'étude de cette relation avec les sursauts de Swift). L'utilisation de l'émission rémanente en optique est également envisageable. L'inconvénient de ces relations est cependant de nécessiter la mesure de quantité à la fois de l'émission prompte et de l'émission rémanente. Or, tant que le lien entre les deux phases d'émission du sursaut gamma n'est pas clarifié, il paraît difficile d'envisager l'utilisation de telles relations pour la cosmologie.

D'autres relations existent et pourraient potentiellement être utilisées pour la standardisation des sursauts gamma. Elles restent néanmoins encore peu utilisées

6. Il est à noter que cette relation n'est pas utilisable en l'état pour la cosmologie. En effet, les deux membres de la relations dépendent de la cosmologie. Néanmoins, il pourrait s'agir d'une piste à suivre pour comprendre le phénomène sursaut gamma et en déduire une relation qui serait utilisable pour la standardisation des sursauts.

mais mériteraient que l'on s'y attarde quelque temps pour déterminer leur validité. C'est, par exemple, le cas de la relation entre le E_{pi} à fluence nulle et le E_{iso} à fluence nulle mise en évidence par Basak & Rao (2012). Il y a également celle liant le facteur de Lorentz Γ_0 à E_{iso} mise en évidence par Liang et al. (2010). On peut évoquer également la relation entre L_{iso} et la fréquence seuil obtenue par transformée de Fourier de la courbe de lumière des sursauts gamma mise en évidence par Ukwatta et al. (2011). Enfin, la relation mise en évidence par Dainotti et al. (voir Dainotti et al. (2008), Dainotti et al. (2010), Dainotti et al. (2011b) et Dainotti et al. (2015)) relie le temps du plateau T_a à la luminosité de ce dernier L_a .

Pour toutes ces relations, une étude des effets de sélection reste à faire. La difficulté de déterminer leur importance rend leur utilisation en cosmologie sujette à caution même si des études suggèrent que certaines d'entre elles seraient peu affectées par des effets de sélection (voir Dainotti et al. (2011a) et Dainotti et al. (2015)). Dans tous les cas, seule une meilleure compréhension de la physique des sursauts gamma, que ce soit pour l'émission prompte, l'émission rémanente ou le lien entre ces deux émissions, est nécessaire pour obtenir un moyen fiable de standardiser les sursauts gamma.

7.5 Les autres relations temporelles

Si, au cours de cette thèse, nous nous sommes focalisés sur l'un des paramètres issus des courbes de lumière des sursauts gamma, le délai spectral, d'autres paramètres sont mesurables. Ils sont toutefois moins utilisés que ce dernier et n'apparaissent pas ou très peu dans la littérature des cinq dernières années, contrairement au délai spectral qui continue de susciter un certain intérêt de la part de la communauté. Nous avons toutefois consacré une partie de la thèse à leur étude sans pour autant mener à terme cette dernière.

7.5.1 La variabilité

Il suffit de regarder les courbes de lumière des sursauts gamma pour se rendre compte de l'extraordinaire diversité de ces derniers. Si certains sursauts présentent un profil très lisse sans variation rapide dans le temps, d'autres présentent des variations importantes sur des échelles de temps très courtes. Au début des années 2000, plusieurs méthodes ont été mises au point dans le but de quantifier cette variation (Stern et al. (1999), Fenimore & Ramirez-Ruiz (2000), Reichart et al. (2001), Schaefer et al. (2001)). Dès la mesure des premiers redshifts, la variabilité des sursauts gamma a été reliée à leur luminosité isotropique permettant d'envisager l'utilisation de cette nouvelle relation à des fins de standardisation. La grande dispersion de la relation dès son origine ne l'a toutefois pas portée au même niveau de considération que la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$. Elle fut néanmoins confirmée par la suite par Guidorzi et al. (2005) et Li & Paczyński (2006) avec l'utilisation de méthodes de lissage de la courbe de lumière différentes, permettant une réduction de la dispersion. Toutefois, si elle était encore utilisée par Schaefer & Collazzi (2007) pour la détermination des paramètres cosmologiques, elle a ensuite été abandonnée, car présentant une dispersion trop grande, par Xiao & Schaefer (2009) dans leur étude concernant les estimateurs de redshift.

Afin de clarifier la question, nous avons cherché à calculer la variabilité des sursauts gamma qui se définit comme la variation de la courbe de lumière de ces

derniers autour d'une courbe lissée, une fois retranchée la dispersion liée au bruit de fond, soit :

$$V = \left\langle \frac{(C - C_{smooth})^2 - \sigma_c^2}{C_{smooth,max}^2} \right\rangle$$

Avec C le taux de comptage avec une erreur σ_c dans la courbe de lumière bruit de fond soustrait, C_{smooth} le nombre de coups dans la courbe de lumière lissée et $C_{smooth,max}$ le taux de comptage maximal dans la courbe de lumière lissée. La moyenne est effectuée sur l'ensemble des bins temporels du sursaut dont le taux de comptage dépasse 10% de $C_{smooth,max}$.

Lors du calcul de ce paramètre, nous nous sommes rendu compte de la grande sensibilité de cette grandeur aux paramètres entrant en ligne de compte dans son calcul. Il est difficile de séparer les variations liées au bruit de fond de celles propres au sursaut, une première difficulté étant de définir correctement les variations du bruit de fond. Il est rapidement apparu que la relation entre variabilité et L_{iso} , de par sa dispersion et les incertitudes liées au calcul de la variabilité, ne pouvait être considérée comme une voie de standardisation des sursauts gamma.

La porte ne reste toutefois pas entièrement fermée. Il est possible qu'une caractérisation différente de cette quantité puisse obtenir de meilleurs résultats. En effet, les sursauts dont la luminosité isotropique est la plus élevée présentent des courbes de lumière qui varient dans le temps de manière plus importante que la moyenne des sursauts. Une telle caractérisation reste cependant en dehors des objectifs de cette thèse et les perspectives sur ce sujet sont conditionnées à l'émergence d'une idée novatrice permettant de pallier les problèmes rencontrés par les précédentes définitions. Or, un travail important ayant déjà été accompli dans le domaine, il semble difficile d'espérer obtenir un meilleur résultat.

Une solution est peut-être à chercher du côté de ce qui est qualifié d'échelle de temps minimale de variabilité. Ce n'est pas exactement la variabilité telle que définie dans la relation entre ce paramètre et la luminosité isotropique, mais c'est la quantité qui s'en rapproche le plus dans la littérature récente (voir MacLachlan et al. (2012) et MacLachlan et al. (2013)). Elle correspond à l'échelle de temps minimale sur laquelle la variation du nombre de coups dans la courbe de lumière est significative. Une telle quantité est obtenue par décomposition en ondelettes de la courbe de lumière et sert principalement de paramètre test des différents modèles d'émission prompte. L'utilisation de ce paramètre comme traceur de la luminosité des sursauts gamma est envisageable et reste à étudier.

7.5.2 Le temps de montée

Un autre paramètre qu'il est possible d'extraire des courbes de lumière des sursauts gamma est le temps de montée. Pour le représenter simplement, nous pouvons l'assimiler à la durée mise par le sursaut pour arriver à son maximum. Dans les faits, ce n'est pas directement comme cela qu'il est défini et mesuré. En effet, les sursauts étant observés avec des niveaux de bruit de fond très différents, nous ne pouvons déterminer le début d'un sursaut gamma dans les mêmes conditions pour tous. Il est donc nécessaire de définir une mesure qui soit indépendante du niveau du bruit de fond. Une méthode consiste à prendre l'intervalle de temps le plus court pour lequel l'augmentation du nombre de coups est supérieure à un certain seuil, généralement défini comme étant 50% du nombre de coups maximal dans un bin temporel (voir

Schaefer & Collazzi (2007) et Xiao & Schaefer (2009)). Ce paramètre a également été relié à la luminosité isotropique (Schaefer & Collazzi (2007)).

Pour le calcul de ce dernier, nous avons choisi d'utiliser la méthode proposée par Schaefer & Collazzi (2007) et détaillée dans Xiao & Schaefer (2009). Néanmoins cette méthode présente des problèmes qui sont décrits en annexe. Cela nous a amenés à développer une méthode de mesure automatique des temps de montée qui n'est toutefois pas encore terminée. Une perspective à court terme du travail mené durant cette thèse est donc la finalisation de cette méthode afin d'en tirer des valeurs de temps de montée fiables et permettre une étude approfondie de la relation entre ce paramètre et la luminosité isotropique, dans le but de déterminer si elle peut être utilisée pour la standardisation des sursauts gamma. De plus, le temps de montée peut potentiellement être utilisé à d'autres fins comme, par exemple, la distinction entre sursauts courts et sursauts longs et comme troisième paramètre d'une relation utilisant, par exemple, les données spectrales des sursauts gamma.

7.6 Au delà des relations de standardisation des sursauts gamma

Au delà de l'étude des relations de standardisation des sursauts gamma, les outils développés au cours de cette thèse permettent d'envisager d'autres applications. C'est notamment le cas des outils d'analyse des courbes de lumière des sursauts gamma qui permettent d'obtenir, entre autres, le délai spectral. Ce paramètre est l'un de ceux utilisés classiquement pour la distinction entre sursauts courts et sursauts longs. En effet, le délai spectral des sursauts courts est considéré comme significativement inférieur à celui des sursauts longs. Si l'échantillon de sursauts courts reste pour le moment relativement restreint, ce qui limite la significativité des différences (voir Bernardini et al. (2015)), ces dernières semblent pourtant bien présentes. Une compréhension des origines et des propriétés des délais spectraux compatibles avec zéro permettrait également de clarifier la distinction entre sursauts courts et sursauts longs de ce point de vue. Néanmoins, le délai spectral seul ne semble pas être en mesure de distinguer ces deux classes de sursauts, la combinaison de plusieurs observables étant nécessaire pour remplir cet objectif (voir Bernardini et al. (2015)). L'utilisation d'autres paramètres extraits des courbes de lumière des sursauts gamma, comme le temps de montée et l'échelle de temps minimale de variabilité, est une possibilité.

L'étude des distributions de ces paramètres permet également d'envisager une meilleure compréhension de la physique de l'émission prompt grâce à une meilleure caractérisation de cette dernière. Enfin, concernant le délai spectral, son étude pour des bandes en énergies largement disjointes et aux hautes énergies permet de tester la violation de l'invariance de Lorentz (Boggs et al. (2004), Rodríguez Martínez & Piran (2006), Rodríguez Martínez et al. (2006), Kahniashvili et al. (2006), Bolmont et al. (2008) et Abdo et al. (2009)). De telles études constituent des perspectives directes une fois la mesure des paramètres effectuée.

7.7 Quelles possibilités avec SVOM ?

7.7.1 Description de la mission

SVOM, pour Space-based multiband astronomical Variable Objects Monitor, est une mission sino-française dédiée à l'étude des sursauts gamma. Son lancement est prévu pour l'année 2021 avec une durée de vie initiale de 3 ans. Il s'agit du prochain et unique observatoire dédié uniquement à l'étude des sursauts gamma dans la prochaine décennie, succédant à Swift et Fermi dont les opérations auront probablement cessé d'ici là. Le satellite SVOM embarque un détecteur gamma à grand champ de vue (2 steradian), ECLAIRs, constitué de 6400 détecteurs de CdTe formant un plan de détection total de 1024 cm², environ cinq fois plus petit que celui de Swift/BAT. La gamme en énergie couverte s'étend de 4 keV à 150 keV permettant d'accéder à la population des sursauts émettant principalement dans les X durs. Un masque codé permet la localisation du sursaut avec une précision meilleure que 13 arcmin qui se réduit à 4 arcmin pour les sursauts les plus brillants. ECLAIRs est complété par le GRM pour Gamma Ray burst Monitor. Cet instrument est composé de trois détecteurs NaI de 200 cm² de surface, couvrant chacun un champ de vue de 2 stéradian soit 6 steradian au total. La gamme en énergie couverte, de 15 keV à 5 MeV, permet la mesure des propriétés spectrales des sursauts. La précision de localisation est faible, puisqu'elle n'atteint que 15 degrés, ce qui ne permet pas une localisation précise des sursauts contrairement à ECLAIRs.

ECLAIRs servira de déclencheur pour le repositionnement du satellite en vue de l'observation avec le télescope X embarqué à bord. Suivant le principe adopté avec succès par ses prédécesseurs, SVOM embarque à son bord le MXT, pour Micro-channel X-ray Telescope, dont le champ de vue est restreint (1 degré carré) mais dont la précision de localisation, qui est inférieure à 1 arcmin, permet un suivi efficace et rapide des sursauts gamma détectés au sol. Le plan de détection composé d'une matrice CCD de 256 par 256 pixels est sensible à des énergies comprises entre 0.2 et 10 keV, ce qui permet une couverture en énergie complémentaire à celle d'ECLAIRs. Enfin, un télescope visible (VT) de type Ritchey Chretien de 40 cm de diamètre complète la couverture spectrale avec un domaine de longueur d'onde allant de 400 à 650 nm pour le premier capteur CCD et de 650 à 950 nm pour le second capteur CCD. Il est également prévu un segment sol, permettant le suivi rapide des alertes envoyées par ECLAIRs, sur lequel nous ne nous attardons pas.

7.7.2 Des caractéristiques ouvrant des perspectives

Les caractéristiques des moyens d'observations embarqués sur SVOM ne permettent pas d'espérer des gains en termes de sensibilité et de nombre de sursauts détectés, domaines dans lesquels les performances de SVOM seront inférieures à Swift. Ainsi, il paraît difficile d'envisager l'observation de la population de sursauts incompatibles avec la relation $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ et la relation $E_{\text{pi}} - L_{\text{iso}}$ dont nous supposons l'existence et dont la fluence en photons est déjà faible par rapport aux capacités de détection de Swift. Il est donc probable que SVOM ne permette pas d'avancée majeure dans la compréhension de la distribution réelle des sursauts dans le plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ et le plan $E_{\text{pi}} - L_{\text{iso}}$. Néanmoins, l'association à son bord d'ECLAIRs et du XRT, dont la précision de localisation est une condition nécessaire à la mesure du redshift, et du GRM, dont l'étendue de la bande de détection en énergie permet la mesure du spectre et donc du E_{po} , compensera le taux légèrement inférieur

de détection de sursauts. De plus, la stratégie de pointage de SVOM favorisera la détection des sursauts visibles depuis l'hémisphère nocturne de la Terre et donc le suivi rapide au sol duquel découle la mesure du redshift. Il est ainsi probable que, d'un point de vue statistique, l'apport de SVOM soit au moins aussi important que celui de Swift avec le placement d'un nombre comparable de sursauts dans les plan $E_{\text{pi}} - L_{\text{iso}}$ et plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$.

De plus, la diminution de la borne inférieure en énergie d'ECLAIRs comparativement au BAT, qui passe de 15 keV à 4 keV, a pour conséquence une plus grande sensibilité d'ECLAIRs pour les photons en dessous de la trentaine de keV. Cela permettra d'accéder à toute une frange de la population de sursauts gamma émettant principalement dans les gamma mous et d'aller explorer une région du plan $E_{\text{pi}} - E_{\text{iso}}$ et du plan $E_{\text{pi}} - L_{\text{iso}}$ qui ne l'est qu'assez peu actuellement. Cela permet d'envisager une meilleure compréhension des mécanismes physiques sous-jacents suivant la compatibilité ou non avec la limite physique de toute cette population de sursauts gamma.

La diminution de la borne inférieure en énergie d'ECLAIRs a également une importance dans la détection des sursauts à grand redshift (z supérieur à 5) dont l'énergie des photons est réduite du fait de l'expansion de l'univers. Le E_{po} est en effet réduit d'un facteur $1+z$ par rapport au E_{pi} par le passage dans le repère de l'observateur. Ainsi, le nombre attendu de sursauts détectés par SVOM au delà de $z = 5$ est de 5 par an, ce qui est comparable à Swift. Plus généralement, l'association de moyens de détection au sol dans le proche infrarouge permettra une identification plus rapide des sursauts à grand redshift et l'accroissement significatif de l'échantillon de cette catégorie de sursauts. SVOM permettra ainsi de déterminer si ces populations de sursauts présentent les mêmes caractéristiques, tant pour l'émission prompte que pour l'émission rémanente, que les sursauts plus proches. L'influence de la métallicité sur la physique des sursauts gamma pourra en particulier être étudiée.

Si l'étude de l'évolution des propriétés temporelles de l'émission prompte avec le redshift est également une possibilité offerte par SVOM jusqu'aux grands redshifts, la plus petite surface de détection ne permet pas d'envisager la réalisation de mesures plus précises. Néanmoins, d'un point de vue statistique, l'association d'ECLAIRs, pour l'analyse des courbes de lumière, et du GRM, pour les mesures spectrales, devrait permettre de compléter de manière conséquente l'échantillon de sursauts permettant le tracé des distributions en délai spectral notamment. SVOM pourrait donc être un outil intéressant pour l'étude du délai spectral et de son lien avec l'évolution spectrale au sein des sursauts, suivant en cela les avantages apportés par Fermi.

7.7.3 Un environnement propice à l'étude multi-longueurs d'onde et multi-messagers

Le lancement de la mission SVOM en 2021 place cette dernière dans un environnement particulièrement propice à l'étude multi-longueurs d'onde et multi-messagers des sursauts gamma. Ainsi, un grand nombre d'instruments opérant dans divers domaines de longueur d'onde sont prévus d'ici au lancement de SVOM ou quelques temps après. Dans le domaine radio, la mise en service partielle de SKA, pour Square Kilometer Array, devrait être effective en 2020 et la finalisation du projet en 2024. Ce gigantesque interféromètre se déploiera à l'échelle mondiale avec deux cœurs, l'un en Afrique du Sud et l'autre en Australie, et observera avec une précision inégalée

entre 0.1 et 25 GHz, avec pour objectif à terme la plage de fréquence 0.06-35 GHz. Il permettra notamment l'observation de l'émission rémanente en radio des sursauts gamma avec à la clé de fascinantes découvertes sur une émission qui reste encore mal connue (voir Ghirlanda et al. (2013) et Ghirlanda et al. (2014)) comme, par exemple, l'estimation de l'angle d'ouverture des jets des sursauts gamma ou l'étude de l'époque de la réionisation de l'Univers à z supérieur à 6.

Dans l'infrarouge, le lancement en 2018 du successeur du Hubble Space Telescope, le James Webb Space Telescope (JWST), permettra d'atteindre des résolutions inégalées de 0.1 seconde d'arc entre 0.6 et 27 micromètres. Ces caractéristiques permettront l'observation et la caractérisation des sursauts à grand redshift (voir Ghirlanda et al. (2015)) et peut être l'observation des premiers sursauts issus de la population stellaire III qui correspond aux premières étoiles formées dans l'Univers (voir Campisi et al. (2011) et Suwa & Ioka (2011)). Dans le domaine visible, l'European Extremely Large Telescope (E-ELT) prévu pour 2024 et le Thirty Meter Telescope (TMT) qui devrait entrer en fonctionnement quelques années plus tôt, tous deux des télescopes de la classe des 30 mètres, permettront un suivi optique de l'émission rémanente des sursauts gamma avec une sensibilité largement supérieure à celle des télescopes de la classe des 10 mètres qui sont actuellement en fonctionnement. Cela permettra notamment la mesure de redshift et l'observation des émissions rémanentes les plus faibles, avec des suivis possibles jusqu'à bien après la détection de l'émission prompte.

A plus haute énergie, l'observatoire X Athena, dont le lancement est prévu en 2028 comprend, parmi ces objectifs principaux, l'étude de l'enrichissement en métaux de l'Univers à grand redshift. Cette question, liée étroitement aux sursauts gamma, sera la raison du suivi d'une dizaine de sursauts par an par Athena, sélectionnés en fonction des caractéristiques de l'émission prompte que SVOM sera en mesure de fournir si sa durée de vie égale celle de Swift. La complémentarité des deux missions est ainsi une des clés de leur réussite mutuelle. Enfin, CTA, pour Cherenkov Telescope Array, observera l'Univers à très haute énergie (de quelques GeV au TeV) à partir de 2023. Sa sensibilité devrait permettre d'imposer des contraintes fortes sur l'émission des sursauts aux très hautes énergies afin de déterminer l'énergie maximale atteignable par ces sources astrophysiques. Les tests de la violation de l'invariance de Lorentz sont également envisageables, bien que le faible nombre de sursauts attendus, environ 1 par an (voir Bouvier (2011)), ne permette pas l'obtention d'une statistique importante.

Les observatoires non photoniques ne seront pas en reste avec, à l'époque du lancement de SVOM, l'exploitation d'Advanced Virgo et Advanced Ligo pour la détection des ondes gravitationnelles. L'horizon de détection de cette nouvelle génération d'instruments, d'environ 100-400 Mpc, devrait permettre en 5 ans d'observation de SVOM, la détection de 3 événements en coïncidence dans le champ de vue d'ECLAIRS et de 9 dans celui du GRM. De plus, le suivi d'une quinzaine d'alertes d'ondes gravitationnelles en 5 ans par SVOM, en particulier avec le MXT, est anticipé. La coïncidence entre la détection d'un sursaut gamma et celle d'un signal d'onde gravitationnelle permettra de conclure définitivement sur la question de l'origine des sursauts courts. La précision des informations apportées par le signal d'onde gravitationnelle permettra, qui plus est, d'accroître la connaissance des conditions physiques régnant au sein de cette classe de sursauts gamma. Enfin, l'observation des neutrinos, avec IceCube et surtout KM3NeT, le successeur d'ANTARES qui devrait permettre un gain d'un ordre de grandeur en sensibilité, permettra d'imposer des

contraintes sur les modèles de sursauts gamma avec, notamment, la détermination indépendante de limites sur le facteur de Lorentz.

Bibliography

- Abadie, J., Abbott, B. P., Abbott, R., et al. 2012, *ApJ*, 760, 12
- Abbott, B., Abbott, R., Adhikari, R., et al. 2008, *ApJ*, 681, 1419
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, *Nature*, 462, 331
- Ackermann, M., Asano, K., Atwood, W. B., et al. 2010, *ApJ*, 716, 1178
- Amati, L. 2006a, *Nuovo Cimento B Serie*, 121, 1081
- Amati, L. 2006b, *MNRAS*, 372, 233
- Amati, L., Frontera, F., & Guidorzi, C. 2009, *A&A*, 508, 173
- Amati, L., Frontera, F., Tavani, M., et al. 2002, *A&A*, 390, 81
- Amati, L., Guidorzi, C., Frontera, F., et al. 2008, *MNRAS*, 391, 577
- Arimoto, M., Kawai, N., Asano, K., et al. 2010, *PASJ*, 62, 487
- Atteia, J.-L. 2003, *A&A*, 407, L1
- Atteia, J.-L., Barat, C., Hurley, K., et al. 1987, *ApJS*, 64, 305
- Atteia, J.-L., Ricker, G. R., Lamb, D. Q., et al. 2004, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 727, *Gamma-Ray Bursts : 30 Years of Discovery*, ed. E. Fenimore & M. Galassi, 37–41
- Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1071
- Aubourg, É., Bailey, S., Bautista, J. E., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
- Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, *ApJ*, 413, 281
- Band, D. L. 1997, *ApJ*, 486, 928
- Band, D. L. & Preece, R. D. 2005, *ApJ*, 627, 319
- Barat, C., Chambon, G., Hurley, K., et al. 1981, *Ap&SS*, 75, 83
- Barthelmy, S. D., Cline, T. L., Gehrels, N., et al. 1994, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 307, *Gamma-Ray Bursts*, ed. G. J. Fishman, 643
- Basak, R. 2014, *ArXiv e-prints*
- Basak, R. & Rao, A. R. 2012, *ApJ*, 749, 132
- Basak, R. & Rao, A. R. 2013, *MNRAS*, 436, 3082

- Beloborodov, A. M. 2010, MNRAS, 407, 1033
- Beniamini, P. & Piran, T. 2014, MNRAS, 445, 3892
- Berger, E., Cenko, S. B., Fox, D. B., & Cucchiara, A. 2009, ApJ, 704, 877
- Bernardini, M. G., Ghirlanda, G., Campana, S., et al. 2015, MNRAS, 446, 1129
- Bernardini, M. G., Margutti, R., Zaninoni, E., & Chincarini, G. 2012, MNRAS, 425, 1199
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, MNRAS, 199, 883
- Blandford, R. D. & Znajek, R. L. 1977, MNRAS, 179, 433
- Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., & Djorgovski, S. G. 2002, AJ, 123, 1111
- Boggs, S. E., Wunderer, C. B., Hurley, K., & Coburn, W. 2004, ApJ, 611, L77
- Bolmont, J., Jacholkowska, A., Atteia, J.-L., Piron, F., & Pizzichini, G. 2008, ApJ, 676, 532
- Bouvier, A. 2011, International Cosmic Ray Conference, 8, 227
- Briggs, M. S., Band, D. L., Kippen, R. M., et al. 1999, ApJ, 524, 82
- Bromberg, O., Nakar, E., Piran, T., & Sari, R. 2013, ApJ, 764, 179
- Butler, N. R., Kocevski, D., & Bloom, J. S. 2009, ApJ, 694, 76
- Campana, S., Guidorzi, C., Tagliaferri, G., et al. 2007, A&A, 472, 395
- Campisi, M. A., Maio, U., Salvaterra, R., & Ciardi, B. 2011, MNRAS, 416, 2760
- Chang, H.-Y. 2012, Journal of Astronomy and Space Sciences, 29, 253
- Cheng, L. X., Ma, Y. Q., Cheng, K. S., Lu, T., & Zhou, Y. Y. 1995, A&A, 300, 746
- Christensen, L., Hjorth, J., & Gorosabel, J. 2004, A&A, 425, 913
- Collazzi, A. C. & Schaefer, B. E. 2008, ApJ, 688, 456
- Collazzi, A. C., Schaefer, B. E., Goldstein, A., & Preece, R. D. 2012, ApJ, 747, 39
- Costa, E., Frontera, F., Heise, J., et al. 1997, Nature, 387, 783
- Cucchiara, A., Levan, A. J., Fox, D. B., et al. 2011, ApJ, 736, 7
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 1998, MNRAS, 296, 275
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 2002, MNRAS, 336, 1271
- Dainotti, M. G., Cardone, V. F., & Capozziello, S. 2008, MNRAS, 391, L79
- Dainotti, M. G., Del Vecchio, R., Shigehiro, N., & Capozziello, S. 2015, ApJ, 800, 31
- Dainotti, M. G., Fabrizio Cardone, V., Capozziello, S., Ostrowski, M., & Willingale, R. 2011a, ApJ, 730, 135

- Dainotti, M. G., Ostrowski, M., & Willingale, R. 2011b, MNRAS, 418, 2202
- Dainotti, M. G., Willingale, R., Capozziello, S., Fabrizio Cardone, V., & Ostrowski, M. 2010, ApJ, 722, L215
- Dezalay, J.-P., Barat, C., Talon, R., et al. 1992, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 265, American Institute of Physics Conference Series, ed. W. S. Paciesas & G. J. Fishman, 304–309
- Fenimore, E. E. & Ramirez-Ruiz, E. 2000, ArXiv Astrophysics e-prints
- Firmani, C., Ghisellini, G., Avila-Reese, V., & Ghirlanda, G. 2006, MNRAS, 370, 185
- Foley, S., McGlynn, S., Hanlon, L., McBreen, S., & McBreen, B. 2008, A&A, 484, 143
- Font-Ribera, A., Kirkby, D., Busca, N., et al. 2014, J. Cosmology Astropart. Phys., 5, 27
- Ford, L. A., Band, D. L., Matteson, J. L., et al. 1995, ApJ, 439, 307
- Fox, D. W., Price, P. A., Soderberg, A. M., et al. 2003, ApJ, 586, L5
- Frontera, F., Amati, L., Guidorzi, C., Landi, R., & in't Zand, J. 2012, ApJ, 754, 138
- Fruchter, A. S., Levan, A. J., Strolger, L., et al. 2006, Nature, 441, 463
- Fynbo, J. P. U., Gorosabel, J., Smette, A., et al. 2005, ApJ, 633, 317
- Galama, T. J., Groot, P. J., van Paradijs, J., et al. 1998, ApJ, 497, L13
- Gehrels, N., Sarazin, C. L., O'Brien, P. T., et al. 2005, Nature, 437, 851
- Genet, F., Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2007, MNRAS, 381, 732
- Ghirlanda, G., Burlon, D., Ghisellini, G., et al. 2014, PASA, 31, 22
- Ghirlanda, G., Celotti, A., & Ghisellini, G. 2002, A&A, 393, 409
- Ghirlanda, G., Ghisellini, G., & Firmani, C. 2006, New Journal of Physics, 8, 123
- Ghirlanda, G., Ghisellini, G., & Lazzati, D. 2004, ApJ, 616, 331
- Ghirlanda, G., Ghisellini, G., Nava, L., et al. 2012, MNRAS, 422, 2553
- Ghirlanda, G., Nava, L., & Ghisellini, G. 2010, A&A, 511, A43
- Ghirlanda, G., Nava, L., Ghisellini, G., Firmani, C., & Cabrera, J. I. 2008, MNRAS, 387, 319
- Ghirlanda, G., Salvaterra, R., Burlon, D., et al. 2013, MNRAS, 435, 2543
- Ghirlanda, G., Salvaterra, R., Ghisellini, G., et al. 2015, MNRAS, 448, 2514
- Ghisellini, G., Celotti, A., & Lazzati, D. 2000, MNRAS, 313, L1
- Giannios, D. 2008, A&A, 480, 305

Goldstein, A., Burgess, J. M., Preece, R. D., et al. 2012, *ApJS*, 199, 19

Goldstein, A., Preece, R. D., & Briggs, M. S. 2010, *ApJ*, 721, 1329

Goldstein, A., Preece, R. D., Mallozzi, R. S., et al. 2013, *ApJS*, 208, 21

Golenetskii, S. V., Mazets, E. P., Aptekar, R. L., & Ilinskii, V. N. 1983, *Nature*, 306, 451

Granot, J. & Sari, R. 2002, *ApJ*, 568, 820

Gruber, D., Goldstein, A., Weller von Ahlefeld, V., et al. 2014, *ApJS*, 211, 12

Gruber et al. 2012, *ArXiv e-prints*, arXiv :1207.4620

Guidorzi, C., Frontera, F., Montanari, E., et al. 2005, *MNRAS*, 363, 315

Guiriec, S., Briggs, M. S., Connaughton, V., et al. 2010, *ApJ*, 725, 225

Guiriec, S., Connaughton, V., Briggs, M. S., et al. 2011, *ApJ*, 727, L33

Guiriec, S., Daigne, F., Hascoët, R., et al. 2013, *ApJ*, 770, 32

Hafizi, M. & Mochkovitch, R. 2007, *A&A*, 465, 67

Hakkila, J., Giblin, T. W., Norris, J. P., Fragile, P. C., & Bonnell, J. T. 2008, *ApJ*, 677, L81

Hascoet, R. 2012, PhD thesis, Doctoral dissertation, Ph. D. thesis, University Pierre et Marie Curie

Hjorth, J., Malesani, D., Jakobsson, P., et al. 2012, *ApJ*, 756, 187

Hubble, E. 1929, *Proceedings of the National Academy of Science*, 15, 168

Ito, H., Nagataki, S., Ono, M., et al. 2013, *ApJ*, 777, 62

Kahniashvili, T., Gogoberidze, G., & Ratra, B. 2006, *Physics Letters B*, 643, 81

Kaneko, Y., Preece, R. D., Briggs, M. S., et al. 2006, *ApJS*, 166, 298

Kargatis, V. E., Liang, E. P., Hurley, K. C., et al. 1994, *ApJ*, 422, 260

Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, *ApJ*, 182, L85

Knop, R. A., Aldering, G., Amanullah, R., et al. 2003, *ApJ*, 598, 102

Kocevski, D. 2012, *ApJ*, 747, 146

Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., et al. 1993, *ApJ*, 413, L101

Krimm, H. A., Yamaoka, K., Sugita, S., et al. 2009, *ApJ*, 704, 1405

Lamb, D. Q., Donaghy, T. Q., & Graziani, C. 2004, *New A Rev.*, 48, 459

Lee, H. K., Wijers, R. A. M. J., & Brown, G. E. 2000, *Phys. Rep.*, 325, 83

Li, L.-X. & Paczyński, B. 2006, *MNRAS*, 366, 219

Liang, E. & Zhang, B. 2005, ApJ, 633, 611

Liang, E. W., Dai, Z. G., & Wu, X. F. 2004, ApJ, 606, L29

Liang, E.-W., Yi, S.-X., Zhang, J., et al. 2010, ApJ, 725, 2209

Lu, R.-J., Wei, J.-J., Liang, E.-W., et al. 2012, ApJ, 756, 112

Lyubarsky, Y. E. 2005, MNRAS, 358, 113

MacFadyen, A. I. & Woosley, S. E. 1999, ApJ, 524, 262

MacLachlan, G. A., Shenoy, A., Sonbas, E., et al. 2013, MNRAS, 432, 857

MacLachlan, G. A., Shenoy, A., Sonbas, E., et al. 2012, MNRAS, 425, L32

Mazets, E. P. 1985, International Cosmic Ray Conference, 9, 415

Mazets, E. P., Golenetskii, S. V., Ilyinskii, V. N., et al. 1981, Ap&SS, 80, 119

Mészáros, P. & Gehrels, N. 2012, Research in Astronomy and Astrophysics, 12, 1139

Mészáros, P. & Rees, M. J. 1997, ApJ, 476, 232

Metzger, M. R., Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., et al. 1997, Nature, 387, 878

Mochkovitch, R., Hernanz, M., Isern, J., & Martin, X. 1993, Nature, 361, 236

Mochkovitch, R. & Nava, L. 2015, A&A, 577, A31

Nakar, E. 2007, Phys. Rep., 442, 166

Nakar, E. & Piran, T. 2005, MNRAS, 360, L73

Narayan, R., Paczynski, B., & Piran, T. 1992, ApJ, 395, L83

Nava, L., Salvaterra, R., Ghirlanda, G., et al. 2012, MNRAS, 421, 1256

Norris, J. P. 2002, ApJ, 579, 386

Norris, J. P., Marani, G. F., & Bonnell, J. T. 2000, ApJ, 534, 248

Norris, J. P., Nemiroff, R. J., Bonnell, J. T., et al. 1996, ApJ, 459, 393

Norris, J. P., Share, G. H., Messina, D. C., et al. 1986a, ApJ, 301, 213

Norris, J. P., Share, G. H., Messina, D. C., et al. 1986b, Advances in Space Research, 6, 19

Nousek, J. A., Kouveliotou, C., Grupe, D., et al. 2006, ApJ, 642, 389

Paciesas, W. S., Meegan, C. A., Pendleton, G. N., et al. 1999, ApJS, 122, 465

Paciesas, W. S., Meegan, C. A., von Kienlin, A., et al. 2012, ApJS, 199, 18

Piran, T., Shemi, A., & Narayan, R. 1993, MNRAS, 263, 861

Piron, F. & Connaughton, V. 2011, Comptes Rendus Physique, 12, 267

Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2014, A&A, 571, A16

- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2015, ArXiv e-prints
- Popham, R., Woosley, S. E., & Fryer, C. 1999, ApJ, 518, 356
- Preece, R. D., Briggs, M. S., Mallozzi, R. S., et al. 1998, ApJ, 506, L23
- Qi, S. & Lu, T. 2012, ApJ, 749, 99
- Rees, M. J. & Meszaros, P. 1994, ApJ, 430, L93
- Reichart, D. E., Lamb, D. Q., Fenimore, E. E., et al. 2001, ApJ, 552, 57
- Rodríguez Martínez, M. & Piran, T. 2006, J. Cosmology Astropart. Phys., 4, 6
- Rodríguez Martínez, M., Piran, T., & Oren, Y. 2006, J. Cosmology Astropart. Phys., 5, 17
- Rossi, F., Guidorzi, C., Amati, L., et al. 2008, MNRAS, 388, 1284
- Sakamoto, T., Pal'Shin, V., Yamaoka, K., et al. 2011, PASJ, 63, 215
- Sakamoto, T., Sato, G., Barbier, L., et al. 2009, ApJ, 693, 922
- Sari, R. 1997, ApJ, 489, L37
- Sari, R. 1998, ApJ, 494, L49
- Savaglio, S., Glazebrook, K., & Le Borgne, D. 2009, ApJ, 691, 182
- Schaefer, B. E. 2004, ApJ, 602, 306
- Schaefer, B. E. & Collazzi, A. C. 2007, ApJ, 656, L53
- Schaefer, B. E., Deng, M., & Band, D. L. 2001, ApJ, 563, L123
- Shahmoradi, A. 2013, ArXiv e-prints
- Shahmoradi, A. & Nemiroff, R. J. 2011, MNRAS, 411, 1843
- Shahmoradi, A. & Nemiroff, R. J. 2015, MNRAS, 451, 4645
- Singer, L. P. 2015, PhD thesis, California Institute of Technology
- Spruit, H. C., Daigne, F., & Drenkhahn, G. 2001, A&A, 369, 694
- Stanek, K. Z., Matheson, T., Garnavich, P. M., et al. 2003, ApJ, 591, L17
- Stern, B., Poutanen, J., & Svensson, R. 1999, ApJ, 510, 312
- Suwa, Y. & Ioka, K. 2011, ApJ, 726, 107
- Toma, K., Wu, X.-F., & Mészáros, P. 2011, MNRAS, 415, 1663
- Tsutsui, R., Nakamura, T., Yonetoku, D., et al. 2009, J. Cosmology Astropart. Phys., 8, 15
- Tsutsui, R., Nakamura, T., Yonetoku, D., Murakami, T., & Takahashi, K. 2010, ArXiv e-prints

Turpin, D., Heussaff, V., Dezalay, J.-P., et al. 2015, ArXiv e-prints

Uhm, Z. L. & Beloborodov, A. M. 2007, ApJ, 665, L93

Ukwatta, T. N., Dhuga, K. S., Morris, D. C., et al. 2011, MNRAS, 412, 875

Ukwatta, T. N., Dhuga, K. S., Stamatikos, M., et al. 2012, MNRAS, 419, 614

Ukwatta, T. N., Stamatikos, M., Dhuga, K. S., et al. 2010, ApJ, 711, 1073

van Albada, T. S., Bahcall, J. N., Begeman, K., & Sancisi, R. 1985, ApJ, 295, 305

van Paradijs, J., Groot, P. J., Galama, T., et al. 1997, Nature, 386, 686

Weinberg, S. 2008, Cosmology (Oxford University Press)

Wickramasinghe, T. & Ukwatta, T. N. 2010, MNRAS, 406, 548

Xiao, L. & Schaefer, B. E. 2009, ApJ, 707, 387

Yonetoku, D., Murakami, T., Nakamura, T., et al. 2004, ApJ, 609, 935

Yonetoku, D., Murakami, T., Tsutsui, R., et al. 2010, PASJ, 62, 1495

Zalamea, I. & Beloborodov, A. M. 2011, MNRAS, 410, 2302

Zhang, B. & Zhang, B. 2014, ApJ, 782, 92

Zhang, B., Zhang, B.-B., Liang, E.-W., et al. 2007, ApJ, 655, L25

Zhang, F.-W., Shao, L., Fan, Y.-Z., & Wei, D.-M. 2014, Ap&SS, 350, 691

Annexe A

Regard critique sur l'ajustement des relations

A.1 Méthode utilisée

Pour réaliser l'ajustement des relations à partir des divers échantillons de sur-sauts, nous avons utilisé une méthode de régression linéaire. Nous nous plaçons dans le plan log-log et considérons une loi linéaire entre les deux paramètres dans ce plan (ce qui revient à considérer une relation en loi de puissance entre les deux paramètres en échelle classique). Dans le cas d'un modèle linéaire, la régression linéaire peut se mettre sous la forme matricielle suivante :

$$\theta_{min} = (R^T Q R)^{-1} R Q y \quad (\text{A.1})$$

R est la matrice de Vandermonde contenant les valeurs des abscisses des points de notre échantillon :

$$R = \begin{pmatrix} x_0 & 1 \\ \vdots & \vdots \\ x_i & 1 \\ \vdots & \vdots \\ x_n & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

Avec x_i qui se définit comme étant la différence du logarithme par rapport à la moyenne de l'énergie isotropique de l'échantillon en base log soit :

$$x_i = \log_{10}(E_{iso,i}) - \log_{10}(\text{moy}(E_{iso})) \quad (\text{A.3})$$

Q est la matrice de pondération contenant uniquement les erreurs sur la mesure de E_{pi} . En effet, nous n'avons pas utilisé l'erreur sur le second paramètre (par exemple E_{iso} ou L_{iso} car elle est négligeable comparée à cette dernière. De plus, le calcul de l'erreur sur la luminosité ou l'énergie isotropique ne tient compte que de l'erreur sur la fluence. Pour obtenir une valeur fiable de cette erreur, il aurait fallu

également considérer les erreurs de mesure sur les paramètres spectraux et les propager de manière correcte. Néanmoins, le calcul de E_{iso} et L_{iso} se réalise en plusieurs étapes, c'est pourquoi une propagation complète de toutes les erreurs est difficile à réaliser. Il est donc clair que les erreurs sur ces paramètres sont sous-évaluées et ne méritent pas d'être prise en compte¹. La matrice de pondération est ainsi une matrice diagonale contenant l'inverse de l'erreur logarithmique sur les valeurs de E_{pi} soit :

$$q_{\text{diag}} = \frac{1}{\sigma_{E_{\text{pi}}-\log}^2} \quad (\text{A.4})$$

Avec $\sigma_{E_{\text{pi}}-\log}$ qui correspond à l'erreur logarithmique sur E_{pi} soit :

$$\sigma_{E_{\text{pi}}-\log} = \frac{\sigma_{E_{\text{pi}}}}{E_{\text{pi}}} \quad (\text{A.5})$$

Les valeurs de la pente et de l'ordonnée à la moyenne de E_{iso} de la droite dans le plan log-log sont alors respectivement $\theta_{\text{min}}[0]$ et $\theta_{\text{min}}[1]$. Les erreurs sur ces paramètres sont obtenues à partir de la matrice de variance-covariance qui est définie comme étant :

$$\text{Cov} = (R^T Q R)^{-1} \quad (\text{A.6})$$

Les éléments diagonaux de la matrice correspondent à la variance des paramètres d'ajustement (droite et ordonnée à la moyenne de E_{iso}) ce qui permet d'obtenir l'erreur en prenant la racine carré de cette variance.

A.2 Calcul de la dispersion autour de la relation

Une fois la droite d'ajustement obtenue, nous figeons les valeurs de la pente et de l'ordonnée à la moyenne de E_{iso} puis nous calculons les dispersions verticales et horizontales des points autour de cette dernière. La dispersion verticale, qui correspond à l'écart en E_{iso} des points autour de la droite d'ajustement, est définie comme suit :

$$\sigma_{\text{verticale}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N-d} \left(x_i - \frac{y_i - o + p \ln E_{\text{isomoy}}}{p} \right)^2}{N b_{\text{sursaut}}}} \quad (\text{A.7})$$

1. Afin d'évaluer l'importance de cette sous-évaluation, nous avons déterminé de manière plus rigoureuse l'erreur en tirant aléatoirement dans les barres d'erreurs de chaque paramètre et en recalculant la valeur de l'énergie isotropique à chaque tirage. La distribution en énergie isotropique obtenue et notamment la dispersion de cette distribution, nous permet d'avoir une meilleure estimation de l'erreur sur E_{iso} . Nous avons alors constaté que l'erreur ne change pas de manière significative pour des valeurs de E_{iso} supérieure à 10^{52} erg.s⁻¹ mais peut différer au maximum d'un facteur 10 en deçà de cette limite. Elle reste toutefois négligeable comparativement à l'erreur sur E_{pi} ce qui justifie notre choix de considérer uniquement l'erreur sur E_{pi} .

La dispersion horizontale, qui correspond à l'écart en E_{pi} des points autour de la droite d'ajustement, est définie comme suit :

$$\sigma_{\text{horizontale}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N-d} (y_i - px_i + o - p \ln E_{\text{isomoy}})^2}{Nb_{\text{sursaut}}}} \quad (\text{A.8})$$

Avec o et p respectivement l'ordonnée à la moyenne de E_{iso} et la pente de notre ajustement. La dispersion totale est obtenue en faisant la racine carré de la somme au carré des dispersions horizontale et verticale et permet une comparaison des valeurs avec la littérature faisant référence à cette dispersion.

A.3 Évaluation de l'ajustement

Afin d'évaluer l'ajustement effectué et le calcul de la dispersion, nous avons calculé la valeur du χ^2 de notre ajustement. Ce calcul a été réalisé en exemple sur le dernier échantillon de Fermi utilisé dans le chapitre 3 pour l'actualisation des résultats et le chapitre 4 Gruber et al. (2014). Nous avons ainsi 61 sursauts avec redshift disponible pour l'ajustement de la relation.

La relation obtenue est la suivante :

$$E_{\text{pi}} = 108_{-9}^{+10} E_{52}^{0.497 \pm 0.048} \text{ keV} \quad (\text{A.9})$$

La dispersion horizontale (en E_{pi}) est de $\sigma = 0.35$.

Le calcul du χ^2 de l'ajustement nous donne une valeur de 1111 qui est clairement supérieure à la taille de notre échantillon. Cela indique qu'il existe une autre source de dispersion que celle imputable à l'incertitude de mesure sur nos paramètres, il s'agit de la dispersion intrinsèque de la relation. Cette dispersion qui explicite le fait que la relation n'est pas parfaite domine l'ajustement par rapport aux erreurs de mesure sur E_{pi} .

Si maintenant nous prenons en compte cette dispersion intrinsèque à la relation dans le calcul du χ^2 en ajoutant la dispersion que nous avons mesurée ($\sigma = 0.35$), la valeur du χ^2 de l'ajustement retombe à une valeur plus raisonnable de 43. Cette valeur est toutefois inférieure à la taille de notre échantillon qui contient 61 sursauts qui indique que la dispersion intrinsèque que nous avons mesurée est légèrement surévaluée. Pour retomber sur une valeur de χ^2 acceptable (soit plus proche de la taille de notre échantillon qui est constitué de 61 sursauts), la dispersion intrinsèque de la relation devrait plutôt être de l'ordre de $\sigma = 0.30$.

Cette légère surévaluation de la valeur de la dispersion de la relation a pour conséquence une légère sous-évaluation de la fraction de sursauts incompatibles avec la relation. En effet, la limite à prendre en compte étant en réalité légèrement plus basse, certains sursauts n'entreraient plus dans les limites à 2σ quelque soit leur redshift et ne serait donc plus considéré comme compatibles avec cette dernière. Néanmoins, nos limites sont parallèles à la relation. Or, un ajustement rigoureux induit une limite dont la forme serait plus complexe avec un élargissement du domaine de confiance sur les extrémités lorsqu'on s'éloigne du centroïde de la relation.

Cependant, la trajectoire des sursauts dans le plan $E_{\text{pi}}-E_{\text{iso}}$ se rapproche au plus près des limites à l'endroit auquel l'ajustement est le mieux contraint (au centre de l'échantillon et pour des redshift médians de l'ordre de 2 ou 3.). De plus, la légère surestimation de la dispersion induite par la méthode que nous avons utilisée devrait être en mesure compenser cet effet. Tout ceci permet d'affirmer que notre évaluation du nombre de sursauts incompatibles avec la relation est correcte avec la méthode employée.

Annexe B

Calcul de l'erreur sur le délai spectral et procédure d'affaiblissement du délai spectral

Lors de la mise en place de la procédure d'affaiblissement du délai spectral, nous nous sommes rendu compte que cette dernière induisait un niveau d'affaiblissement plus important que celui introduit au départ. En effet, nous avons constaté que, sans diviser le taux de comptage, la valeur du délai spectral et du maximum de la CCF diminuent ce qui revient à simuler un affaiblissement artificiel du sursaut. Cet affaiblissement est lié à la procédure utilisée. En effet, pour simuler un affaiblissement, nous tirons aléatoirement dans les barres d'erreurs sur le taux de comptage du sursaut. Or, l'utilisation du taux de comptage par seconde et par centimètres carré avec bruit de fond soustrait fournit par suite, rajoute à l'erreur sur le taux de comptage originel, une erreur supplémentaire liée à la procédure de soustraction du bruit de fond.

C'est cette erreur en particulier qui explique l'affaiblissement artificiel que nous observons et la différence de valeur obtenue dans le délai spectral et le maximum de la CCF alors que le taux de comptage est resté inchangé. Pour le comprendre, il faut revenir à la définition de la CCF qui est la suivante :

$$CCF_{Band}(d, x, y) = \frac{\sum_{i=1}^{N-d} x_i y_{i+d}}{\sqrt{\sum_i x_i^2 \sum_i y_i^2}} \quad (\text{B.1})$$

Si l'on rajoute maintenant le tirage aléatoire dans les barres d'erreurs, on fait apparaître des termes en $x_i + \sigma_x$ et $y_{i+d} + \sigma_y$ avec les σ qui se décomposent en une partie liée au taux de comptage et une autre liée à la procédure de soustraction du bruit de fond. Apparaissent alors dans la fonction de corrélation croisée des termes en $\sigma_x y_{i+d}$, $\sigma_y x_i$ et $\sigma_x \sigma_y$ en plus de la fonction d'origine $x_i y_{i+d}$. Ces termes sont à l'origine de la différence observée alors que le taux de comptage reste inchangé.

Cela a d'abord une incidence sur la procédure d'affaiblissement. En effet, l'affaiblissement réellement effectué est plus important que la simple division du taux de comptage par le facteur considéré. Une seconde incidence repose sur les valeurs des médianes de chaque délai spectral et sur les erreurs sur les valeurs de délais

spectraux. En effet, la procédure utilisée (qui est également celle utilisée dans la littérature) induit un affaiblissement artificiel des sursauts et donc un élargissement de la distribution de délais spectraux simulés qui induit par conséquent une augmentation de l'erreur. cette dernière serait donc surévaluée.

Cela signifie donc que les critères de sélection utilisés sont plus drastiques que prévu et que les résultats obtenus ont une significativité qui devrait être sous évaluée (par exemple pour la compatibilité avec l'absence de délai spectral).

Annexe C

Le test de KS

Le test de KS est un test statistique qui permet de vérifier l'accord entre un échantillon et une loi théorique. Il est toutefois possible d'étendre ce test à la comparaison de deux échantillons. Il est alors possible de déterminer la probabilité que deux populations soient issues d'une même population de départ. Deux versions de ce test ont été utilisées au cours de cette thèse. La première est la version 1D qui permet la comparaison de deux jeux de données tandis que la seconde compare la distribution dans un plan, il s'agit de la version 2D.

C.1 Le test classique en 1D

Ce test repose sur la comparaison des fonctions de répartition de chacun des deux groupes en fonction du paramètre qui doit servir de discriminant. La première étape consiste à déterminer la distance maximale, d_{max} , entre les deux fonctions de répartition. Pour cela il faut comparer en chaque point de la fonction de répartition, la fraction atteinte par chacun des deux échantillons. La différence maximale entre ces deux valeurs est le d_{max} .

La valeur du test de KS est alors obtenue suivant la relation :

$$P_{KS} = (\sqrt{N_e} + 0.12 + \frac{0.11}{\sqrt{N_e}})d_{max}$$

Avec :

$$N_e = \frac{n_1 n_2}{n_1 + n_2}$$

Et n_1 et n_2 le nombres d'événements dans l'échantillon numéro 1 et numéro 2.

C.2 Extension en 2D

C.3 La significativité du test

Une valeur faible (en deçà de 10^{-4}) indiquant que les deux populations comparées sont issues de deux populations de départ différentes tandis qu'une valeur élevée (au delà de 10^{-2}) indique au contraire l'appartenance à une même population de départ. Entre ces deux valeurs, il est difficile de trancher. D'après les relations obtenues dans la partie précédente, nous voyons que les deux paramètres qui vont influencer la

valeur du test sont la distance maximale d_{max} entre les deux fonctions de répartition et le nombre de sursauts dans chacun des deux groupes. Si un écart net existe entre les deux fonctions de répartition, il est donc possible que l'échantillon ne soit pas suffisamment conséquent pour mettre en évidence une différence entre les deux populations testées. Il est donc souhaitable d'augmenter la taille de l'échantillon avant de pouvoir conclure de manière définitive.

Annexe D

Calcul du temps de montée

La méthode de Schaefer & Collazzi (2007) pour calculer le temps de montée consiste à réaliser ce dernier sur des courbes de lumière lissées dont la profondeur de lissage varie de 1 bin temporel à 50 bins temporels, 1 bin valant alors 64ms. En traçant le temps de montée obtenu pour chaque profondeur de lissage en fonction de cette même profondeur de lissage, on obtient une courbe "caractéristiques". Cette courbe permet alors de noter pour chaque sursaut le passage dans trois phases comme indiqué sur la figure D.1. La première qui correspond à une montée brusque représente la partie dominée par le bruit de fond. Dans toute cette partie, ce sont les fluctuations statistiques qui dictent la valeur du temps de montée mesuré et qui sont lissées au fur à mesure entraînant une augmentation importante de ce dernier. Ensuite, vient une phase dites de plateau qui traduit l'arrivée au bon compromis dans le dosage du lissage. Le temps de montée mesuré est alors considéré comme représentatif du temps de montée réel du sursaut non bruité. Cette phase de plateau peut être plus ou moins longue et est suivie par une phase de remontée, plus douce cette fois, qui correspond aux effets d'un lissage trop important. En sommant de plus en plus les bins temporels, on diminue la résolution temporelle de notre courbe de lumière augmentant mécaniquement la valeur du temps de montée mesuré. Le temps de montée réel du sursaut correspond alors à l'extrapolation à zéro du plateau.

Nous avons mis en place cette méthode afin d'étudier la relation entre ce paramètre et la luminosité intrinsèque. Nous nous sommes vite rendu compte que, dans la réalité, la courbe "caractéristiques" se révèle être plus complexe que ce schéma simple. Ainsi, très peu de sursauts présentent ces trois phases de manière aussi distincte. Dans certains cas, la première phase de montée est absente (voir D.2). Cela est souvent le cas pour les sursauts très brillants dont le rapport signal sur bruit est plus élevé que la moyenne. Le bruit de fond ne vient alors pas polluer suffisamment la courbe de lumière pour fausser la mesure du temps de montée qui est obtenue directement. Généralement, cette phase est suivie par la phase III où domine le lissage, mais ce n'est pas forcément le cas (voir D.3). Quoiqu'il en soit ce cas ne pose pas de réel problème pour la mesure du temps de montée.

Dans d'autres cas, la courbe ne présente pas de palier. Nous passons alors directement de la partie I à la partie III. Ce sont généralement des sursauts dont les courbes de lumières ne sont pas bien définies et principalement dominées par le bruit de fond (voir D.4). L'effet du lissage est prépondérant avant même de pouvoir extraire l'information du signal. Dans ces cas là, la mesure du temps de montée s'avère impossible. Cela empêche certes la mesure du temps de montée mais il n'y a aucun risque de se tromper sur la valeur de ce dernier. Il suffit de supprimer ces sursauts de l'échantillon.

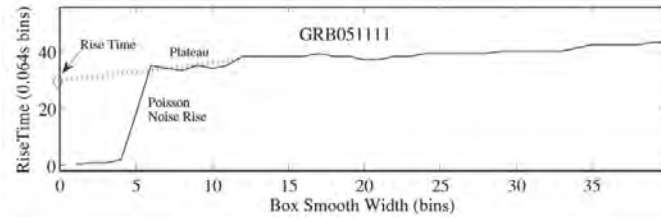


FIGURE D.1 – Présentation de la variation de la valeur du temps de montée mesuré en fonction du lissage de la courbe de lumière en nombre de bin temporels de 64ms. On peut constater l'existence de trois phases. La première correspond à la zone de domination du bruit de fond. La seconde correspond au plateau qui est considéré comme représentant la valeur réelle du délai spectral. Enfin, une dernière phase correspond à la perte de résolution temporelle due au lissage de plus en plus important de la courbe de lumière ce qui produit une augmentation de la valeur du temps de montée mesurée. Le temps de montée correspond à l'extrapolation à zéro de la phase dites de "plateau".

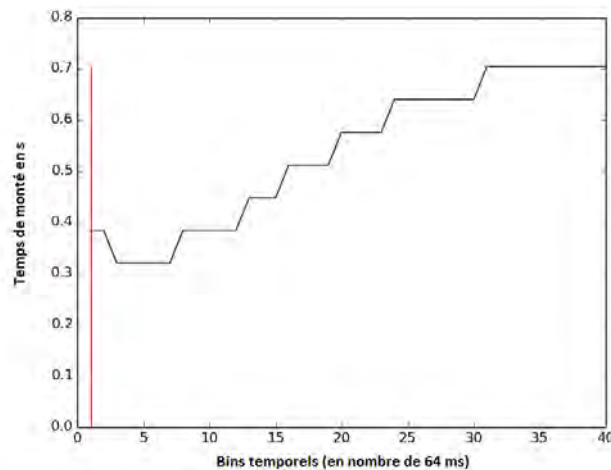


FIGURE D.2 – Courbe temps de montée en fonction de la profondeur de lissage en nombre de bins temporels de 64 ms pour GRB050525A. On peut constater l'absence de la phase 1. Le trait rouge indique le début du plateau.

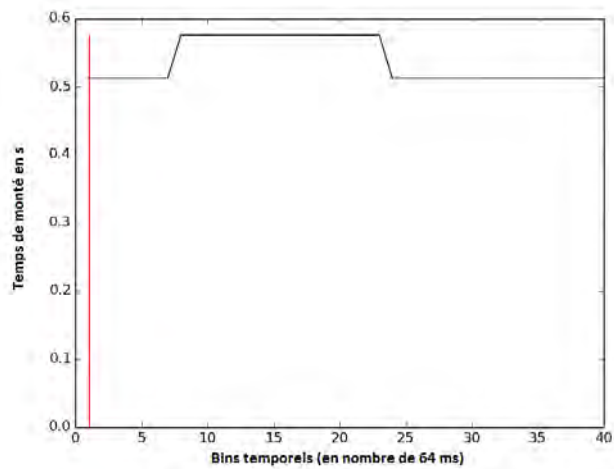


FIGURE D.3 – Courbe temps de montée en fonction de la profondeur de lissage en nombre de bins temporels de 64 ms pour GRB050416A. On peut constater l’absence de la phase 1 et de la phase 3. Le trait rouge indique le début du plateau.

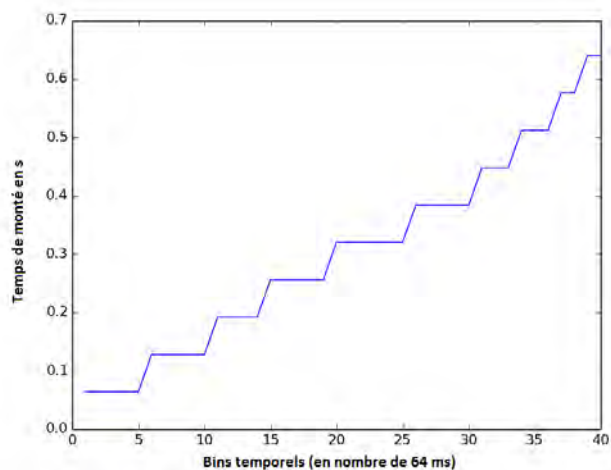


FIGURE D.4 – Courbe temps de montée en fonction de la profondeur de lissage en nombre de bins temporels de 64 ms pour GRB050904. On peut constater l’absence de palier clairement établi, la courbe correspondant à une progression continu de la valeur, ce qui ne permet pas la mesure du temps de montée.

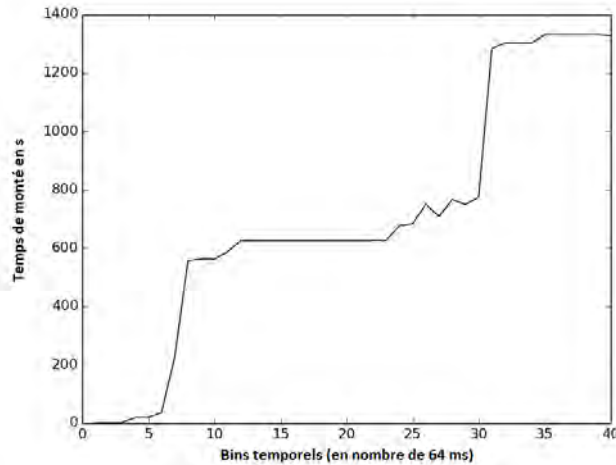


FIGURE D.5 – Courbe temps de montée en fonction de la profondeur de lissage en nombre de bins temporels de 64 ms pour GRB090926B. On peut constater la présence de deux paliers ce qui complique l'identification de ce dernier et le choix de la valeur du temps de montée.

Le cas le plus complexe se présente pour les sursauts affichant plus d'un palier (voir D.5). Ces sursauts, dont le nombre n'est pas négligeable, peuvent présenter des erreurs de mesure. Il faut en effet être capable d'identifier le "bon" palier. Une solution consiste à identifier sur les courbes de lumière lissées successives, l'endroit correspondant au temps de montée sélectionné. Il suffit alors de déterminer le moment auquel le temps de montée réel est récupéré. Malgré cette aide, le choix est souvent loin d'être évident. De plus, cette méthode nécessite de regarder une par une la cinquantaine (au minimum) de courbe de lumière produites. Elle est donc longue et fastidieuse pour un résultat qui ne peut être dégagé de tout soupçon de subjectivité. C'est pourquoi nous avons mis au point une méthode de détermination automatique du palier qu'il reste cependant encore à parfaire.

Annexe E

Tables de données

E.1 Paramètres spectraux des sursauts gamma

E.2 Étude de la relation luminosité isotropique -
 E_{pi}

E.3 Délai spectral des sursauts gamma

TABLE E.1 – Paramètres spectraux des sursauts gamma de l'échantillon. Le mod indique que l'erreur sur β étant trop importante, la valeur considérée dans l'étude est celle classiquement utilisée de -2.3.

| Nom du sursaut | α | Erreur α | β | Erreur β | E_{po} (keV) | Erreur E_{po} (keV) | Redshift |
|----------------|----------|-----------------|---------|----------------|-----------------------|------------------------------|----------|
| GRB080804972 | -0.52 | 0.09 | -2.30 | mod | 218 | 24 | 2.20 |
| GRB080916009 | -1.08 | 0.01 | -2.15 | 0.07 | 662 | 45 | 4.35 |
| GRB080916406 | -0.90 | 0.10 | -2.30 | mod | 109 | 9 | 0.69 |
| GRB081008832 | -1.01 | 0.12 | -2.09 | 0.21 | 166 | 36 | 1.97 |
| GRB081221681 | -0.90 | 0.02 | -3.86 | 0.48 | 87 | 1 | 2.26 |
| GRB081222204 | -0.86 | 0.05 | -2.31 | 0.12 | 143 | 10 | 2.77 |
| GRB090102122 | -0.95 | 0.02 | -2.30 | mod | 421 | 18 | 1.55 |
| GRB090323002 | -1.29 | 0.01 | -2.44 | 0.17 | 633 | 41 | 3.57 |
| GRB090328401 | -1.09 | 0.02 | -2.37 | 0.18 | 640 | 46 | 0.74 |
| GRB090424592 | -1.04 | 0.02 | -2.76 | 0.12 | 154 | 4 | 0.54 |
| GRB090618353 | -1.13 | 0.01 | -2.22 | 0.02 | 147 | 4 | 0.54 |
| GRB090902462 | -1.01 | 0.00 | -2.30 | mod | 1055 | 17 | 1.82 |
| GRB090926181 | -0.86 | 0.01 | -2.40 | 0.04 | 340 | 6 | 2.11 |
| GRB090926914 | 0.13 | 0.12 | -3.25 | 0.34 | 82 | 3 | 1.24 |
| GRB091003191 | -1.07 | 0.02 | -2.23 | 0.11 | 367 | 27 | 0.90 |
| GRB091127976 | -1.26 | 0.07 | -2.22 | 0.02 | 35 | 2 | 0.49 |
| GRB091208410 | -1.44 | 0.07 | -2.32 | 0.47 | 124 | 19 | 1.06 |
| GRB100414097 | -0.62 | 0.01 | -3.54 | 0.49 | 664 | 16 | 1.37 |
| GRB100728095 | -0.64 | 0.02 | -2.70 | 0.15 | 290 | 8 | 1.57 |
| GRB100906576 | -1.34 | 0.08 | -1.98 | 0.07 | 106 | 20 | 1.73 |
| GRB110731465 | -0.87 | 0.03 | -2.44 | 0.16 | 319 | 20 | 2.83 |
| GRB111228657 | -1.58 | 0.08 | -2.44 | 0.06 | 27 | 1 | 0.71 |
| GRB120119170 | -0.96 | 0.03 | -2.37 | 0.09 | 183 | 8 | 1.73 |
| GRB120711115 | -0.98 | 0.01 | -2.80 | 0.09 | 1319 | 46 | 1.41 |
| GRB120716712 | -1.00 | 0.08 | -2.08 | 0.07 | 114 | 12 | 2.49 |
| GRB120907017 | -0.81 | 0.31 | -2.30 | mod | 122 | 34 | 0.97 |
| GRB121128212 | -1.00 | 0.06 | -2.30 | mod | 76 | 3 | 2.20 |
| GRB130518580 | -0.91 | 0.02 | -2.26 | 0.08 | 399 | 16 | 2.49 |
| GRB130610133 | -1.00 | 0.10 | -2.30 | mod | 295 | 43 | 2.09 |
| GRB131105087 | -1.26 | 0.02 | -2.30 | mod | 266 | 17 | 1.69 |
| GRB131108862 | -0.92 | 0.02 | -2.50 | 0.17 | 369 | 18 | 2.40 |
| GRB131231198 | -1.21 | 0.01 | -2.29 | 0.03 | 177 | 4 | 0.64 |
| GRB140206275 | -1.40 | 0.01 | -2.06 | 0.06 | 480 | 33 | 2.73 |
| GRB140213807 | -1.13 | 0.03 | -2.26 | 0.05 | 87 | 4 | 1.21 |
| GRB140506880 | -1.18 | 0.11 | -2.30 | mod | 198 | 33 | 0.89 |
| GRB140508128 | -1.19 | 0.02 | -2.36 | 0.10 | 263 | 14 | 1.03 |
| GRB140512814 | -1.22 | 0.02 | -2.30 | mod | 683 | 70 | 0.72 |
| GRB140606133 | -1.24 | 0.05 | -2.20 | 0.52 | 555 | 165 | 0.38 |
| GRB140703026 | -1.27 | 0.06 | -2.61 | 0.79 | 208 | 36 | 3.14 |

TABLE E.2 – Paramètres spectraux au pic des sursauts gamma de l'échantillon. Le mod indique que l'erreur sur β étant trop importante, la valeur considérée dans l'étude est celle classiquement utilisée de -2.3.

| Nom du sursaut | α | Erreur α | β | Erreur β | E_{po} (keV) | Erreur E_{po} (keV) | Redshift |
|----------------|----------|-----------------|---------|----------------|-----------------------|------------------------------|----------|
| GRB080804972 | -0.19 | 0.28 | -2.30 | mod | 163 | 32 | 2.20 |
| GRB080916009 | -0.75 | 0.06 | -2.64 | 0.58 | 477 | 63 | 4.35 |
| GRB080916406 | -0.43 | 0.17 | -2.30 | mod | 241 | 37 | 0.69 |
| GRB081008832 | -0.66 | 0.30 | -2.30 | mod | 173 | 49 | 1.97 |
| GRB081221681 | -0.34 | 0.07 | -3.89 | 0.80 | 116 | 5 | 2.26 |
| GRB081222204 | -0.74 | 0.09 | -2.59 | 0.38 | 167 | 19 | 2.77 |
| GRB090102122 | -0.27 | 0.07 | -2.30 | mod | 378 | 23 | 1.55 |
| GRB090323002 | -0.63 | 0.06 | -2.30 | mod | 458 | 42 | 3.57 |
| GRB090328401 | -0.78 | 0.04 | -2.30 | mod | 458 | 35 | 0.74 |
| GRB090424592 | -0.84 | 0.02 | -2.94 | 0.16 | 187 | 6 | 0.54 |
| GRB090618353 | -0.96 | 0.03 | -2.87 | 0.26 | 426 | 24 | 0.54 |
| GRB090902462 | -1.18 | 0.01 | -2.30 | mod | 2153 | 128 | 1.82 |
| GRB090926181 | -0.46 | 0.02 | -2.70 | 0.10 | 349 | 9 | 2.11 |
| GRB090926914 | -0.12 | 0.32 | -2.30 | mod | 111 | 14 | 1.24 |
| GRB091003191 | -0.60 | 0.04 | -2.33 | 0.11 | 390 | 25 | 0.90 |
| GRB091127976 | -0.51 | 0.08 | -2.27 | 0.03 | 55 | 2 | 0.49 |
| GRB091208410 | -0.93 | 0.09 | -2.20 | 0.15 | 146 | 20 | 1.06 |
| GRB100414097 | -0.72 | 0.04 | -2.52 | 0.26 | 478 | 40 | 1.37 |
| GRB100728095 | -0.45 | 0.09 | -2.47 | 0.38 | 446 | 56 | 1.57 |
| GRB100906576 | -0.60 | 0.16 | -2.14 | 0.16 | 146 | 25 | 1.73 |
| GRB110731465 | -0.96 | 0.07 | -2.30 | mod | 177 | 15 | 2.83 |
| GRB111228657 | -1.37 | 0.08 | -2.73 | 0.51 | 95 | 12 | 0.71 |
| GRB120119170 | -0.84 | 0.07 | -2.35 | 0.24 | 274 | 32 | 1.73 |
| GRB120711115 | -0.83 | 0.04 | -2.21 | 0.11 | 1357 | 183 | 1.41 |
| GRB120716712 | -0.46 | 0.24 | -2.10 | 0.13 | 106 | 19 | 2.49 |
| GRB120907017 | -0.94 | 0.30 | -2.30 | mod | 134 | 43 | 0.97 |
| GRB121128212 | -0.46 | 0.11 | -2.30 | mod | 115 | 7 | 2.20 |
| GRB130518580 | -0.74 | 0.03 | -2.10 | 0.07 | 453 | 32 | 2.49 |
| GRB130610133 | -1.09 | 0.30 | -2.30 | mod | 150 | 56 | 2.09 |
| GRB131105087 | -1.03 | 0.06 | -2.30 | mod | 453 | 76 | 1.69 |
| GRB131108862 | -0.61 | 0.06 | -2.01 | 0.10 | 345 | 37 | 2.40 |
| GRB131231198 | -0.79 | 0.02 | -2.70 | 0.12 | 315 | 11 | 0.64 |
| GRB140206275 | -0.59 | 0.03 | -2.32 | 0.08 | 341 | 16 | 2.73 |
| GRB140213807 | -0.84 | 0.06 | -2.89 | 0.17 | 84 | 3 | 1.21 |
| GRB140506880 | -0.48 | 0.21 | -2.43 | 0.25 | 138 | 21 | 0.89 |
| GRB140508128 | -0.55 | 0.04 | -2.37 | 0.09 | 369 | 20 | 1.03 |
| GRB140512814 | -1.00 | 0.06 | -2.30 | mod | 575 | 95 | 0.72 |
| GRB140606133 | -1.27 | 0.05 | -2.30 | mod | 881 | 350 | 0.38 |
| GRB140703026 | -0.70 | 0.21 | -2.34 | 0.66 | 232 | 69 | 3.14 |

TABLE E.3 – Propriétés énergétiques des sursauts gamma de l'échantillon. S est indiquée en 10^{-7} erg cm^{-2} , P en ph cm^{-2} s^{-1} et $P(1\text{s})$ correspond au flux au pic défini sur une seconde dans le repère de la source.

| Nom du sursaut | S | Erreur S | P | Erreur P | $P(1\text{s})$ | Erreur $P(1\text{s})$ |
|----------------|------|------------|-------|------------|----------------|-----------------------|
| GRB080804972 | 91 | 1.06 | 3.8 | 0.2 | 3.2 | 0.1 |
| GRB080916009 | 603 | 0.70 | 13.7 | 0.3 | 12.3 | 0.1 |
| GRB080916406 | 78 | 0.82 | 4.5 | 0.3 | 4.1 | 0.2 |
| GRB081008832 | 103 | 1.50 | 2.7 | 0.2 | 2.0 | 0.1 |
| GRB081221681 | 300 | 0.87 | 25.4 | 0.3 | 24.8 | 0.2 |
| GRB081222204 | 119 | 0.96 | 12.8 | 0.2 | 12.1 | 0.1 |
| GRB090102122 | 279 | 0.61 | 11.2 | 0.2 | 9.7 | 0.1 |
| GRB090323002 | 1181 | 1.74 | 12.6 | 0.2 | 11.8 | 0.1 |
| GRB090328401 | 420 | 0.65 | 17.2 | 0.3 | 16.3 | 0.2 |
| GRB090424592 | 463 | 0.39 | 109.5 | 0.5 | 108.2 | 0.4 |
| GRB090618353 | 2684 | 4.29 | 68.7 | 1.1 | 67.6 | 0.9 |
| GRB090902462 | 2218 | 3.17 | 76.9 | 0.4 | 69.9 | 0.3 |
| GRB090926181 | 1466 | 3.41 | 81.4 | 0.4 | 66.8 | 0.2 |
| GRB090926914 | 108 | 1.49 | 4.6 | 0.2 | 4.2 | 0.1 |
| GRB091003191 | 233 | 0.78 | 29.2 | 0.5 | 27.3 | 0.4 |
| GRB091127976 | 207 | 0.37 | 68.2 | 0.5 | 67.9 | 0.4 |
| GRB091208410 | 62 | 1.90 | 20.6 | 0.3 | 19.2 | 0.2 |
| GRB100414097 | 885 | 1.86 | 21.9 | 0.2 | 20.5 | 0.2 |
| GRB100728095 | 1279 | 5.76 | 10.5 | 0.3 | 9.9 | 0.2 |
| GRB100906576 | 233 | 0.58 | 14.5 | 0.4 | 13.4 | 0.2 |
| GRB110731465 | 229 | 0.57 | 20.9 | 0.5 | 18.3 | 0.2 |
| GRB111228657 | 181 | 0.58 | 20.8 | 0.4 | 20.0 | 0.3 |
| GRB120119170 | 387 | 1.36 | 16.9 | 0.4 | 15.1 | 0.2 |
| GRB120711115 | 1943 | 2.28 | 26.7 | 0.6 | 22.1 | 0.4 |
| GRB120716712 | 147 | 0.46 | 8.4 | 0.3 | 7.0 | 0.2 |
| GRB120907017 | 8 | 0.41 | 4.3 | 0.4 | 3.9 | 0.2 |
| GRB121128212 | 93 | 1.14 | 17.9 | 0.5 | 15.5 | 0.3 |
| GRB130518580 | 946 | 1.54 | 45.4 | 0.4 | 42.1 | 0.2 |
| GRB130610133 | 35 | 0.46 | 2.9 | 0.2 | 2.2 | 0.1 |
| GRB131105087 | 238 | 1.11 | 8.4 | 0.3 | 7.4 | 0.2 |
| GRB131108862 | 353 | 2.68 | 19.8 | 0.4 | 15.2 | 0.2 |
| GRB131231198 | 1519 | 1.19 | 78.8 | 0.7 | 78.6 | 0.5 |
| GRB140206275 | 1113 | 8.89 | 42.4 | 0.4 | 41.1 | 0.2 |
| GRB140213807 | 212 | 0.65 | 36.9 | 0.5 | 35.9 | 0.3 |
| GRB140506880 | 66 | 1.18 | 15.7 | 0.7 | 14.6 | 0.5 |
| GRB140508128 | 614 | 1.21 | 66.8 | 1.0 | 64.7 | 0.7 |
| GRB140512814 | 293 | 0.81 | 11.0 | 0.3 | 10.5 | 0.2 |
| GRB140606133 | 76 | 0.45 | 13.2 | 0.3 | 12.9 | 0.3 |
| GRB140703026 | 76 | 0.52 | 4.1 | 0.2 | 3.5 | 0.1 |

TABLE E.4 – Luminosité isotropique des sursauts gamma en unité de 10^{52} erg.s $^{-1}$

| Nom du sursaut | L_{iso} | L_{iso1s} | L_{p} | L_{p1s} |
|----------------|------------------|--------------------|------------------|------------------|
| GRB080804972 | 3.28 ± 0.14 | 2.71 ± 0.08 | 3.07 ± 0.13 | 2.53 ± 0.07 |
| GRB080916009 | 69.90 ± 1.50 | 62.86 ± 0.52 | 74.27 ± 1.59 | 66.79 ± 0.55 |
| GRB080916406 | 0.13 ± 0.01 | 0.12 ± 0.01 | 0.27 ± 0.02 | 0.24 ± 0.01 |
| GRB081008832 | 1.33 ± 0.08 | 0.99 ± 0.04 | 1.40 ± 0.08 | 1.04 ± 0.04 |
| GRB081221681 | 8.34 ± 0.11 | 8.11 ± 0.06 | 10.75 ± 0.14 | 10.46 ± 0.08 |
| GRB081222204 | 12.18 ± 0.22 | 11.51 ± 0.11 | 12.55 ± 0.23 | 11.86 ± 0.12 |
| GRB090102122 | 4.80 ± 0.09 | 4.16 ± 0.06 | 7.14 ± 0.13 | 6.18 ± 0.08 |
| GRB090323002 | 32.37 ± 0.56 | 30.19 ± 0.27 | 50.27 ± 0.87 | 46.89 ± 0.42 |
| GRB090328401 | 1.36 ± 0.03 | 1.29 ± 0.02 | 1.52 ± 0.03 | 1.44 ± 0.02 |
| GRB090424592 | 1.66 ± 0.01 | 1.64 ± 0.01 | 1.92 ± 0.01 | 1.90 ± 0.01 |
| GRB090618353 | 1.26 ± 0.02 | 1.24 ± 0.02 | 1.98 ± 0.03 | 1.95 ± 0.03 |
| GRB090902462 | 78.36 ± 0.45 | 71.28 ± 0.26 | 85.11 ± 0.49 | 77.43 ± 0.29 |
| GRB090926181 | 65.89 ± 0.30 | 54.02 ± 0.15 | 79.29 ± 0.36 | 65.00 ± 0.19 |
| GRB090926914 | 0.40 ± 0.02 | 0.36 ± 0.01 | 0.72 ± 0.03 | 0.66 ± 0.02 |
| GRB091003191 | 2.94 ± 0.05 | 2.76 ± 0.04 | 4.20 ± 0.07 | 3.93 ± 0.05 |
| GRB091127976 | 0.63 ± 0.00 | 0.62 ± 0.00 | 0.69 ± 0.00 | 0.69 ± 0.00 |
| GRB091208410 | 1.55 ± 0.02 | 1.44 ± 0.02 | 2.12 ± 0.03 | 1.98 ± 0.02 |
| GRB100414097 | 10.55 ± 0.12 | 9.88 ± 0.07 | 8.56 ± 0.09 | 8.02 ± 0.06 |
| GRB100728095 | 3.95 ± 0.11 | 3.72 ± 0.07 | 6.64 ± 0.18 | 6.26 ± 0.11 |
| GRB100906576 | 4.43 ± 0.13 | 4.10 ± 0.07 | 5.77 ± 0.17 | 5.34 ± 0.10 |
| GRB110731465 | 31.60 ± 0.69 | 27.70 ± 0.33 | 22.57 ± 0.49 | 19.79 ± 0.24 |
| GRB111228657 | 0.42 ± 0.01 | 0.41 ± 0.01 | 0.47 ± 0.01 | 0.45 ± 0.01 |
| GRB120119170 | 5.62 ± 0.13 | 5.04 ± 0.08 | 7.68 ± 0.18 | 6.88 ± 0.11 |
| GRB120711115 | 17.06 ± 0.37 | 14.13 ± 0.23 | 22.64 ± 0.49 | 18.75 ± 0.30 |
| GRB120716712 | 6.20 ± 0.24 | 5.17 ± 0.12 | 7.07 ± 0.27 | 5.90 ± 0.14 |
| GRB120907017 | 0.31 ± 0.03 | 0.29 ± 0.02 | 0.31 ± 0.03 | 0.29 ± 0.02 |
| GRB121128212 | 7.20 ± 0.21 | 6.25 ± 0.11 | 10.18 ± 0.30 | 8.85 ± 0.16 |
| GRB130518580 | 59.85 ± 0.59 | 55.54 ± 0.31 | 78.64 ± 0.77 | 72.98 ± 0.41 |
| GRB130610133 | 1.96 ± 0.17 | 1.50 ± 0.08 | 1.33 ± 0.12 | 1.02 ± 0.06 |
| GRB131105087 | 2.76 ± 0.09 | 2.43 ± 0.06 | 4.29 ± 0.14 | 3.78 ± 0.09 |
| GRB131108862 | 21.29 ± 0.42 | 16.40 ± 0.23 | 30.91 ± 0.62 | 23.80 ± 0.33 |
| GRB131231198 | 2.17 ± 0.02 | 2.17 ± 0.01 | 3.25 ± 0.03 | 3.24 ± 0.02 |
| GRB140206275 | 51.22 ± 0.50 | 49.65 ± 0.27 | 77.31 ± 0.76 | 74.94 ± 0.40 |
| GRB140213807 | 3.69 ± 0.05 | 3.59 ± 0.03 | 2.86 ± 0.04 | 2.78 ± 0.03 |
| GRB140506880 | 1.01 ± 0.04 | 0.94 ± 0.03 | 1.03 ± 0.05 | 0.96 ± 0.03 |
| GRB140508128 | 6.74 ± 0.10 | 6.53 ± 0.07 | 12.90 ± 0.19 | 12.50 ± 0.13 |
| GRB140512814 | 0.76 ± 0.02 | 0.73 ± 0.01 | 0.89 ± 0.02 | 0.85 ± 0.02 |
| GRB140606133 | 0.19 ± 0.00 | 0.18 ± 0.00 | 0.22 ± 0.01 | 0.21 ± 0.00 |
| GRB140703026 | 4.87 ± 0.27 | 4.17 ± 0.13 | 7.42 ± 0.41 | 6.36 ± 0.20 |

TABLE E.5 – Délai spectral dans le repère de la source des sursauts de l'échantillon ayant passés les critères de sélection.

| Nom du sursaut | Trigger | Max(CCF) | Délai spectral (ms) | Erreur (ms) | Médiane (ms) |
|----------------|----------|----------|---------------------|-------------|--------------|
| 140419A | 596426.0 | 0.74 | 13 | 37 | 7 |
| 140304A | 590206.0 | 0.55 | 28 | 48 | -5 |
| 140213A | 586569.0 | 0.58 | -40 | 31 | -18 |
| 140206A | 585834.0 | 0.94 | 11 | 4 | 11 |
| 131030A | 576238.0 | 0.94 | 36 | 51 | 42 |
| 130907A | 569992.0 | 0.97 | 7 | 3 | 5 |
| 130701A | 559482.0 | 0.68 | -8 | 32 | -2 |
| 130514A | 555821.0 | 0.44 | -9 | 175 | -13 |
| 130427A | 554620.0 | 0.97 | 9 | 10 | 7 |
| 130131B | 547420.0 | 0.46 | 0 | 97 | -5 |
| 121128A | 539866.0 | 0.88 | 1 | 3 | -1 |
| 120811C | 530689.0 | 0.81 | 107 | 115 | 76 |
| 120802A | 529486.0 | 0.49 | 43 | 110 | 27 |
| 120327A | 518731.0 | 0.65 | -34 | 28 | -18 |
| 120119A | 512035.0 | 0.79 | -1 | 18 | 2 |
| 111008A | 505054.0 | 0.42 | 27 | 149 | 48 |
| 110731A | 458448.0 | 0.91 | 4 | 7 | 4 |
| 110715A | 457330.0 | 0.96 | 33 | 10 | 34 |
| 110503A | 452685.0 | 0.90 | 28 | 42 | 25 |
| 110422A | 451901.0 | 0.94 | 43 | 31 | 30 |
| 110205A | 444643.0 | 0.41 | 18 | 101 | -27 |
| 100906A | 433509.0 | 0.83 | 37 | 71 | 41 |
| 100816A | 431764.0 | 0.88 | 6 | 60 | 34 |
| 100814A | 431605.0 | 0.57 | 94 | 81 | 209 |
| 100728B | 430172.0 | 0.43 | 21 | 171 | 16 |
| 100728A | 430151.0 | 0.86 | 10 | 9 | 12 |
| 100621A | 425151.0 | 0.45 | 436 | 363 | 557 |
| 100615A | 424733.0 | 0.70 | 69 | 37 | 62 |

TABLE E.5 – Suite

| Nom du sursaut | Trigger | Max(CCF) | Délai spectral (ms) | Erreur (ms) | Médiane (ms) |
|----------------|----------|----------|---------------------|-------------|--------------|
| 091208B | 378559.0 | 0.55 | -16 | 46 | 13 |
| 091127 | 377179.0 | 0.41 | 86 | 235 | 74 |
| 091029 | 374210.0 | 0.61 | -7 | 48 | -12 |
| 091018 | 373172.0 | 0.57 | -8 | 146 | -46 |
| 090812 | 359711.0 | 0.62 | 41 | 37 | 10 |
| 090715B | 357512.0 | 0.44 | 14 | 98 | -48 |
| 090618 | 355083.0 | 0.89 | 4 | 119 | 22 |
| 090424 | 350311.0 | 0.79 | 29 | 16 | 23 |
| 090423 | 350184.0 | 0.62 | 11 | 57 | 3 |
| 090205 | 342121.0 | 0.42 | -169 | 118 | -147 |
| 090113 | 339852.0 | 0.63 | 28 | 20 | 27 |
| 090102 | 338895.0 | 0.43 | -27 | 414 | 69 |
| 081222 | 337914.0 | 0.93 | 39 | 39 | 32 |
| 080721 | 317508.0 | 0.51 | -21 | 58 | -39 |
| 080607 | 313417.0 | 0.87 | 2 | 14 | 5 |
| 080605 | 313299.0 | 0.93 | 21 | 10 | 18 |
| 080603B | 313087.0 | 0.65 | 6 | 15 | 20 |
| 080516 | 311762.0 | 0.43 | 19 | 28 | 16 |
| 080413B | 309111.0 | 0.81 | 71 | 31 | 73 |
| 080413A | 309096.0 | 0.79 | -5 | 15 | 5 |
| 080411 | 309010.0 | 0.94 | 24 | 12 | 26 |
| 080319C | 306778.0 | 0.70 | 91 | 55 | 77 |
| 080319B | 306757.0 | 0.97 | 7 | 3 | 6 |
| 071117 | 296805.0 | 0.90 | 142 | 39 | 122 |
| 071020 | 294835.0 | 0.91 | 9 | 3 | 11 |
| 071010B | 293795.0 | 0.57 | 193 | 116 | 239 |
| 071003 | 292934.0 | 0.47 | -3 | 72 | 15 |
| 070810A | 287364.0 | 0.42 | -124 | 189 | -81 |
| 070521 | 279935.0 | 0.55 | 19 | 33 | -9 |
| 070506 | 278693.0 | 0.55 | 4 | 204 | -26 |
| 061222A | 252588.0 | 0.84 | 16 | 8 | 19 |
| 061121 | 239899.0 | 0.95 | 13 | 5 | 12 |
| 061007 | 232683.0 | 0.93 | 37 | 14 | 38 |
| 060927 | 231362.0 | 0.62 | 18 | 15 | 4 |
| 060814 | 224552.0 | 0.59 | 113 | 194 | 135 |
| 060418 | 205851.0 | 0.45 | 9 | 73 | -13 |
| 060223A | 192059.0 | 0.48 | 36 | 63 | 42 |
| 060206 | 180455.0 | 0.87 | 53 | 21 | 45 |
| 051111 | 163438.0 | 0.55 | -66 | 202 | 69 |
| 050922C | 156467.0 | 0.91 | -4 | 34 | -5 |
| 050525A | 130088.0 | 0.93 | 35 | 9 | 36 |
| 050401 | 113120.0 | 0.57 | 66 | 27 | 32 |

TABLE E.6 – Délai spectral et luminosité isotropique des sursauts présentant tous les paramètres nécessaires à leur placement dans le plan délai spectral - L_{iso} .

| Nom du sursaut | Trigger | Max(CCF) | Délai spectral | Erreur | Médiane | L_{iso} | Erreur L_{iso} |
|----------------|----------|----------|----------------|--------|---------|------------------|-------------------------|
| 140419A | 596426.0 | 0.74 | 13 | 37 | 7 | 28.35 | 1.16 |
| 140304A | 590206.0 | 0.55 | 28 | 48 | -5 | 8.92 | 1.05 |
| 140213A | 586569.0 | 0.58 | -40 | 31 | -18 | 3.31 | 0.11 |
| 131030A | 576238.0 | 0.94 | 36 | 51 | 42 | 5.72 | 0.14 |
| 130907A | 569992.0 | 0.97 | 7 | 3 | 5 | 9.65 | 0.19 |
| 130701A | 559482.0 | 0.68 | -8 | 32 | -2 | 2.12 | 0.09 |
| 130427A | 554620.0 | 0.97 | 9 | 10 | 7 | 11.57 | 0.16 |
| 121128A | 539866.0 | 0.88 | 1 | 3 | -1 | 4.83 | 0.15 |
| 120811C | 530689.0 | 0.81 | 107 | 115 | 76 | 2.44 | 0.12 |
| 120119A | 512035.0 | 0.79 | -1 | 18 | 2 | 4.87 | 0.14 |
| 110731A | 458448.0 | 0.91 | 4 | 7 | 4 | 25.49 | 0.70 |
| 110715A | 457330.0 | 0.96 | 33 | 10 | 34 | 2.68 | 0.05 |
| 110503A | 452685.0 | 0.90 | 28 | 42 | 25 | 0.53 | 0.02 |
| 110422A | 451901.0 | 0.94 | 43 | 31 | 30 | 12.06 | 0.39 |
| 110205A | 444643.0 | 0.41 | 18 | 101 | -27 | 2.83 | 0.16 |
| 100906A | 433509.0 | 0.83 | 37 | 71 | 41 | 4.56 | 0.18 |
| 100814A | 431605.0 | 0.57 | 94 | 81 | 209 | 0.72 | 0.06 |
| 100728B | 430172.0 | 0.43 | 21 | 171 | 16 | 2.90 | 0.41 |
| 100621A | 425151.0 | 0.45 | 436 | 363 | 557 | 0.25 | 0.01 |
| 091208B | 378559.0 | 0.55 | -16 | 46 | 13 | 1.67 | 0.11 |
| 091127 | 377179.0 | 0.41 | 86 | 235 | 74 | 0.65 | 0.04 |
| 091029 | 374210.0 | 0.61 | -7 | 48 | -12 | 1.71 | 0.10 |
| 090812 | 359711.0 | 0.62 | 41 | 37 | 10 | 8.27 | 0.46 |
| 090715B | 357512.0 | 0.44 | 14 | 98 | -48 | 5.50 | 0.29 |
| 090618 | 355083.0 | 0.89 | 4 | 119 | 22 | 1.02 | 0.02 |
| 090424 | 350311.0 | 0.79 | 29 | 16 | 23 | 1.47 | 0.04 |
| 090423 | 350184.0 | 0.62 | 11 | 57 | 3 | 16.04 | 1.89 |
| 090102 | 338895.0 | 0.43 | -27 | 414 | 69 | 2.98 | 0.43 |
| 081222 | 337914.0 | 0.93 | 39 | 39 | 32 | 10.13 | 0.26 |
| 080721 | 317508.0 | 0.51 | -21 | 58 | -39 | 52.31 | 4.51 |
| 080607 | 313417.0 | 0.87 | 2 | 14 | 5 | 64.50 | 3.07 |
| 080605 | 313299.0 | 0.93 | 21 | 10 | 18 | 8.53 | 0.26 |
| 080413B | 309111.0 | 0.81 | 71 | 31 | 73 | 1.51 | 0.06 |
| 080413A | 309096.0 | 0.79 | -5 | 15 | 5 | 5.38 | 0.19 |
| 080411 | 309010.0 | 0.94 | 24 | 12 | 26 | 5.59 | 0.12 |
| 080319C | 306778.0 | 0.70 | 91 | 55 | 77 | 6.03 | 0.35 |
| 080319B | 306757.0 | 0.97 | 7 | 3 | 6 | 6.90 | 0.14 |
| 071117 | 296805.0 | 0.90 | 142 | 39 | 122 | 2.77 | 0.10 |
| 071020 | 294835.0 | 0.91 | 9 | 3 | 11 | 15.81 | 0.56 |
| 071010B | 293795.0 | 0.57 | 193 | 116 | 239 | 0.49 | 0.02 |
| 071003 | 292934.0 | 0.47 | -3 | 72 | 15 | 3.03 | 0.19 |
| 070521 | 279935.0 | 0.55 | 19 | 33 | -9 | 2.04 | 0.08 |
| 061121 | 239899.0 | 0.95 | 13 | 5 | 12 | 8.04 | 0.18 |
| 061007 | 232683.0 | 0.93 | 37 | 14 | 38 | 6.23 | 0.16 |
| 060814 | 224552.0 | 0.59 | 113 | 194 | 135 | 4.37 | 0.17 |
| 060206 | 180455.0 | 0.87 | 53 | 21 | 45 | 6.44 | 0.39 |
| 050922C | 156467.0 | 0.91 | -4 | 34 | -5 | 5.35 | 0.24 |
| 050525A | 130088.0 | 0.93 | 206 | 35 | 9 | 0.75 | 0.02 |
| 050401 | 113120.0 | 0.57 | 66 | 27 | 32 | 12.34 | 1.06 |

TABLE E.7 – Délai spectral des sursauts gamma sans redshift

| Nom du sursaut | Trigger | Max(CCF) | Délai spectral (ms) | Erreur (ms) | Médiane (ms) |
|----------------|----------|----------|---------------------|-------------|--------------|
| 140209A | 586071.0 | 0.86 | 76 | 16 | 72 |
| 140108A | 583338.0 | 0.49 | -139 | 243 | -71 |
| 140102A | 582760.0 | 0.86 | 31 | 14 | 33 |
| 131229A | 582374.0 | 0.78 | 59 | 26 | 59 |
| 131226A | 582123.0 | 0.67 | 1 | 211 | -22 |
| 130727A | 564342.0 | 0.73 | 363 | 195 | 294 |
| 130609B | 557828.0 | 0.53 | 621 | 301 | 684 |
| 130527A | 556753.0 | 0.54 | -48 | 72 | -21 |
| 130216A | 548927.0 | 0.68 | -139 | 117 | -142 |
| 120703A | 525671.0 | 0.52 | 112 | 88 | 169 |
| 120624B | 525068.0 | 0.65 | -78 | 156 | -21 |
| 120324A | 518507.0 | 0.54 | 251 | 56 | 189 |
| 120311A | 517469.0 | 0.42 | -125 | 1055 | -160 |
| 120102A | 510922.0 | 0.70 | 39 | 148 | -20 |
| 111103B | 506903.0 | 0.52 | 411 | 252 | 430 |
| 110709A | 456939.0 | 0.61 | 20 | 90 | 49 |
| 110625A | 456073.0 | 0.66 | 283 | 85 | 290 |
| 110610A | 455155.0 | 0.45 | -103 | 352 | -14 |
| 110420A | 451757.0 | 0.49 | -641 | 548 | -690 |
| 110318A | 449542.0 | 0.50 | 1561 | 305 | 1561 |
| 110102A | 441454.0 | 0.44 | 731 | 366 | 554 |
| 101117B | 438675.0 | 0.52 | 252 | 78 | 247 |
| 101023A | 436981.0 | 0.59 | -63 | 198 | -12 |
| 101017A | 436429.0 | 0.70 | -26 | 32 | -35 |
| 100119A | 383063.0 | 0.46 | -1096 | 824 | -454 |
| 091102 | 374598.0 | 0.46 | -224 | 441 | -121 |
| 090813 | 359884.0 | 0.47 | 243 | 88 | 273 |
| 090709A | 356890.0 | 0.81 | 57 | 135 | 102 |
| 090401B | 348152.0 | 0.71 | 109 | 33 | 103 |
| 090301A | 344582.0 | 0.86 | 81 | 60 | 103 |
| 090201 | 341749.0 | 0.47 | 43 | 578 | 197 |
| 081126 | 335647.0 | 0.42 | 328 | 182 | 296 |
| 080915B | 324805.0 | 0.59 | 186 | 147 | 20 |
| 080727B | 318101.0 | 0.74 | -18 | 26 | -18 |
| 080613B | 313954.0 | 0.43 | 35 | 1127 | -25 |
| 080328 | 307931.0 | 0.46 | 24 | 94 | 142 |

TABLE E.7 – Suite

| Nom du sursaut | Trigger | Max(CCF) | Délai spectral (ms) | Erreur (ms) | Médiane (ms) |
|----------------|----------|----------|---------------------|-------------|--------------|
| 070917 | 291292.0 | 0.82 | 212 | 108 | 195 |
| 070508 | 278854.0 | 0.89 | 44 | 14 | 43 |
| 070328 | 272773.0 | 0.71 | 112 | 237 | 96 |
| 070220 | 261299.0 | 0.50 | 88 | 199 | 16 |
| 061126 | 240766.0 | 0.40 | 311 | 126 | 311 |
| 061004 | 232339.0 | 0.49 | -78 | 286 | -61 |
| 060912A | 229185.0 | 0.66 | 33 | 182 | 133 |
| 060908 | 228581.0 | 0.52 | 4 | 256 | 112 |
| 060904A | 227996.0 | 0.58 | 148 | 66 | 133 |
| 060813 | 224364.0 | 0.80 | 1 | 308 | 25 |
| 060421 | 206257.0 | 0.45 | 125 | 226 | 77 |
| 060223B | 192152.0 | 0.61 | -121 | 362 | -37 |
| 060117 | 177666.0 | 0.83 | 70 | 16 | 68 |
| 060111A | 176818.0 | 0.40 | 823 | 785 | 914 |
| 060105 | 175942.0 | 0.71 | 9 | 60 | 16 |
| 051008 | 158855.0 | 0.74 | 19 | 264 | 15 |
| 050820B | 151334.0 | 0.68 | -1113 | 492 | -1024 |
| 050717 | 146372.0 | 0.56 | -5 | 160 | -2 |
| 050701 | 143708.0 | 0.42 | 303 | 228 | 247 |
| 050326 | 112453.0 | 0.81 | 83 | 56 | 94 |
| 050219B | 106442.0 | 0.69 | 2583 | 581 | 2606 |
| 050128 | 103906.0 | 0.41 | -63 | 408 | -53 |
| 050124 | 103647.0 | 0.65 | -91 | 137 | -138 |
| 041223 | 100585.0 | 0.68 | 44 | 47 | 57 |
| 041220 | 100433.0 | 0.45 | 174 | 427 | 259 |

Résumé :

Les sursauts gamma se divisent entre sursauts courts, issus de la coalescence de deux objets compacts, et sursauts longs, issus de l'effondrement d'une étoile très massive de type Wolf-Rayet. Ce phénomène cataclysmique produit un jet ultra-relativiste. La dissipation de l'énergie au sein de ce jet est à l'origine d'une bouffée de photons gamma (keV-GeV) d'une durée moyenne de 10 s que l'on nomme émission prompte. Elle est suivie d'une phase d'émission rémanente détectable en X, en optique et en radio qui est visible de quelques secondes après le sursauts à quelques jours voir semaines et provient de la dissipation de l'énergie du jet dans le milieu environnant.

Il s'agit des événements transitoires les plus lumineux que nous connaissons ce qui permet de les détecter jusqu'à des valeurs de décalage cosmologique (redshift) de l'ordre de 8-9. Cela permet l'exploration du diagramme de Hubble à grand redshift qui reste encore mal connu. Mais pour cela, il est nécessaire de standardiser ces sources astrophysiques afin de calibrer leur luminosité. Diverses relations, liant la luminosité des sursauts gamma à un paramètre indépendant de la cosmologie, ont été mises en évidence permettant de transformer les sursauts en « chandelles standards ». Au cours de cette thèse, nous avons étudié ces relations afin d'apporter un éclairage nouveau sur la façon dont elles sont affectées par divers effets de sélection instrumentaux.

Les relations spectrales lient la luminosité isotropique ou l'énergie isotropique à l'énergie du maximum spectral de l'émission prompte. Nous avons montré que la combinaison de deux effets de sélection (détection puis mesure du redshift) permettait d'expliquer les contradictions entre les études reposant sur les sursauts avec redshift et celles incluant les sursauts sans redshift. Cela a conduit à la mise en évidence d'un lien entre l'émission prompte en gamma et l'émission rémanente en optique.

Nous nous sommes également intéressé à l'une des relations temporelles, celle reliant Liso au délai spectral. Ce paramètre correspond à la différence entre le temps d'arrivée des photons de hautes et de basses énergies. Après avoir développé notre propre méthode de calcul de cette quantité, nous avons obtenu des résultats intéressants sur les distributions de ce paramètre et son lien avec l'évolution spectrale au sein des sursauts gamma. Nous avons également mis en évidence l'existence d'effets de sélection impactant cette relation et compromettant son usage pour la cosmologie.

Plus généralement, cette thèse a permis de mettre en évidence la complexité de la standardisation des sursauts gamma qui ne peut être faite de manière aussi simple que celle utilisée jusqu'à présent. Nous avons montré qu'une étude détaillée des effets de sélection qui affectent ces relations de standardisation est un préalable indispensable avant toute utilisation de ces dernières à des fins cosmologiques.

Abstract :

GRBs are divided between short bursts, resulting from the coalescence of two compact objects, and long bursts, resulting from the collapse of a very massive star (Wolf-Rayet type). This cataclysmic phenomenon produces an ultra-relativistic jet. Energy dissipation in this jet produces flashes of gamma photons (keV-GeV) with an average duration of 10 seconds which is called prompt emission. It is followed by a detectable afterglow phase in X, optical and radio band which is visible from a few seconds after the bursts to several days or weeks and results from the dissipation of the energy contained in the jet into the surrounding medium.

They are the most luminous transient events that we know, which can be detected up to redshifts of about 8-9. Being so bright, GRBs may allow the exploration of the Hubble diagram at high redshift, which is still poorly understood. To do this, it is however necessary to standardize these astrophysical sources and calibrate their brightness. Various relationships linking the intrinsic luminosity of GRBs with a parameter independent from cosmology have been highlighted allowing GRBs standardization. To achieve this goal, it is necessary to assess whether the observed correlations represent an intrinsic property of GRBs. In this thesis, we study selection effects to understand their impact on several relations which have been used to standardize GRBs.

Spectral relationships connect the isotropic brightness or isotropic energy, and the peak energy of the prompt emission. We show that a combination of two selection effects, respectively associated with the GRB detection and the measure of their redshift, explains the contradiction between studies based on GRBs with a redshift and studies based on larger samples of GRBs without a redshift. Our study led us to discover a link between the prompt gamma emission and the optical afterglow that is a first step to understand the link between these two phases of the gamma-ray burst emission.

Among the second category of relations, we focused on the relation between the luminosity and the spectral lag of the prompt emission. This parameter corresponds to the difference between the times of arrival of GRB photons at high and low energies. We developed our own method for the measure of the spectral lag, which led us to discuss the distribution of this parameter and its relationship to the spectral evolution within GRBs. We also confirmed the existence of selection effect affecting this relationship and compromising its use for cosmology.

This thesis highlights the strong impact of observational selection effects on the relations which have been proposed for GRB standardization. We conclude that the study of selection effects is essential to understand if the relations proposed for the standardization of GRBs are intrinsic or due to selection effects, and if they can be used for cosmological purposes.