

UNIVERSITE TOULOUSE III - PAUL SABATIER

THESE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Toulouse III

Spécialité astrophysique

présentée et soutenue

par

Olivier Godet

le 4 Mai 2005

**Simulations de la caméra d'imagerie
grand champ d'ECLAIRs**

**Modélisation des régions internes
des Noyaux Actifs de Galaxies**

Directeur de thèse :	Docteur Didier Barret
Président du jury :	Professeur Peter Von-Ballmoos
Rapporteur :	Docteur Jacques Paul
Rapporteur :	Professeur Martin Ward
Invitée :	Docteur Suzy Collin
Invitée :	Docteur Anne-Marie Dumont

Remerciements

Je ne sais pas si cette simple page est un exutoire où le tout jeune docteur que je se laisse aller après plusieurs mois de travail acharné. Ou s'agit-il de remercier les gens à la manière d'un monument aux morts où la liste des noms figure par ordre alphabétique. Ca serait un peu triste. Je pourrais également dire quelque chose comme : *"je remercie tous ceux qui m'ont aidé durant ces trois années de thèse"*.

Je tiens tout particulièrement à remercier le CNES pour avoir pris en charge le financement complet de ma thèse et m'avoir permis de réaliser mes travaux de recherche. Je remercie Didier pour m'avoir soutenu dans les débuts difficiles de la thèse, et m'avoir donné l'opportunité de développer deux thèmes de recherche. Je le remercie également pour m'avoir permis de rencontrer et de collaborer avec Anne-Marie Dumont et Suzy Collin, qui se sont montrées patientes et très pédagogiques. Je remercie également Michel Ehanno, Pierre Jean et Pierre Mandrou pour m'avoir aidé à mieux appréhender mon travail sur les simulations Monte-Carlo et les détecteurs semi-conducteurs.

Merci à Elisabeth avec qui j'ai partagé le bureau pendant deux ans. Merci pour nos conversations, ton écoute et ta bienveillance à mon égard que tu as manifesté à plusieurs reprises.

Je tiens à remercier tout particulièrement Natalie, qui partage ma vie depuis plus trois ans maintenant (même si je suis parti m'exiler dans son Angleterre natale), et qui m'a été d'un très grand soutien tout au long de ces trois années. Elle m'a fait découvrir un monde que je ne connaissais pas, et en cela je l'en remercie du fond du cœur. Je la remercie de m'avoir permis de finir ma thèse, qui semblait mal engagée au moment de notre séjour au Mexique. Elle m'a ainsi permis de conserver mes 'deux' neurones. Natalie, tu es une femme FORMIDABLE.

Je remercie également pêle-mêle pour leur amitié : le Grand Alexandre pour sa zénitude qu'il semble partager avec moi (ou peut-être qu'on a simplement deux de tension tous les deux) et pour supporter Natalie toute la journée ; Bruce pour sa patience pour réparer mon PC, lorsque j'en avais besoin (bien que ce ne soit pas son travail) et également pour quelques mangas. Ca me fait penser que je dois te rendre visite à Rome ; César (et Fernanda), Bérengère, Xavier, Hannah, Hubert, Vincents (le petit et le grand), Carole qui est au courant des choses avant qu'elles ne se soient produites, Benjamin, Laurent, Angélique, Marc et sandrine,... Je suis désolée pour ceux que j'ai oublié.

Vous m'avez tous énormément apporté en trois ans. Alors,

MERCI !

Résumé

La première partie de cette thèse est centrée sur la mission *ECLAIRs*, dédiée à l'étude de l'émission prompt multi-longueurs d'onde des sursauts γ . Les performances de la caméra X/ γ d'imagerie grand champ d'*ECLAIRs* sont estimées par des simulations Monte-Carlo. La sensibilité de détection des sursauts γ dépend principalement du bruit de fond sur la caméra. En prenant en compte les principales composantes de l'environnement spatial (le fond diffus X extra-galactique, les protons du rayonnement cosmique et atmosphériques, les neutrons atmosphériques, et les photons X- γ de l'albedo terrestre) pour une orbite d'*ECLAIRs* à 600 km d'altitude et à 20° d'inclinaison, le bruit de fond dans la bande d'imagerie de 4 à 50 keV est estimé à 7,1 coups $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. La sensibilité limite pour un seuil de détection de $5,5 \sigma$ de fluctuations du bruit de fond est estimée à 530 milli-Crabe sur une seconde d'intégration dans la bande d'énergie de 4 à 50 keV. Compte tenu des niveaux de bruit de fond, le taux de sursauts γ détectables par an, dans la bande 4-300 keV, est estimé entre 50 et 90 sursauts γ suivant la dureté du sursaut. Pour un échantillon d'une centaine de sursauts détectés, 47% seront localisés à mieux que 10' et 61% à mieux 20' pour un temps d'intégration de 1,024 secondes. Par ailleurs, avec un champ de vue de $105^\circ \times 105^\circ$ et une sensibilité limite de 10 milli-Crabe sur 10 h d'intégration dans la bande 20-200 keV et 3 milli-Crabe dans la bande 4-10 keV, la caméra X- γ fera également un balayage de la sphère céleste, à la recherche de noyaux actifs de galaxies (NAG), de novae X, et de *Soft Gamma Repeaters*.

Dans la seconde partie de cette thèse, nous nous intéressons à l'apport du code de photo-ionisation, Titan, dans l'interprétation des spectres de haute résolution des NAG, obtenus en X avec les satellites *XMM-Newton* et *Chandra*. Nous montrons que les formalismes approchés utilisés pour résoudre le transfert radiatif induisent des interprétations imprécises des spectres des NAG en X, car les flux de raies calculées (notamment les raies de résonance) sont systématiquement surestimés par 30% pour des milieux avec une densité de colonne totale $CD < 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ à un ordre de grandeur pour des milieux avec $CD > 10^{24} \text{ cm}^{-2}$. À partir d'une étude théorique du triplet de raies des ions héliumoides, nous mettons également en évidence un jeu de diagnostics spectroscopiques. Ces diagnostics permettent de déterminer la densité, la densité de colonne totale et le paramètre d'ionisation des milieux photo-ionisés observés, à partir de la mesure des flux de raies et de la température des continus de recombinaison radiative.

Mots-clés : astronomie X et γ , sursauts γ , masque codé, simulations Monte-Carlo, transfert radiatif, code de photo-ionisation, Noyaux Actifs de Galaxies, diagnostics spectroscopiques

Abstract

The first part of my thesis deals with the ECLAIRs mission, dedicated to the study of the prompt multi-wavelength emission of Gamma-Ray Bursts (GRBs). The performance of the wide-field X- γ spectro-imager onboard ECLAIRs is computed with Monte-Carlo simulations. The sensitivity to GRB detections depends principally on the background level in the camera. Taking into account the environment at an altitude of 600km and for a 20° inclination orbit, the background in the imaging energy range (4 to 50 keV) is estimated to be $7.1 \text{ counts cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The limiting sensitivity for a 5.5σ detection threshold is expected to be 530 mCrab in 1 second in the 4-50 keV energy range. From the level of the background in the 4-300 keV energy range, 50 to 90 GRBs are expected to be detectable per year. From a sample of a hundred GRBs detected in the camera field of view, 47% and 61% of these GRBs should be located with a precision better than 10 and 20 arcminutes respectively in 1.024 seconds.

With a $105^\circ \times 105^\circ$ field of view and limiting sensitivities of 10 mCrab and 3 mCrab for a 10 h exposure in the 20-200 keV and 3-10 keV energy ranges respectively, the X- γ camera will also survey the sky, to detect X-ray novae, Soft Gamma Repeaters and Active Galactic Nuclei (AGN).

The second part of my thesis concerns the photo-ionisation code *Titan* for the physical interpretation of *XMM-Newton* and *Chandra* high resolution spectra of AGN. *Titan* computes the radiative transfer 'in a full way', in taking into account the interconnection between matter and radiation, unlike other codes which are dedicated to the interpretation of AGN spectra alone. These codes often use simplified formalisms based on the escape probability. We show evidence that the computation of the radiative transfer 'in a full way' is important to take into account the effects of radiative transfer, and therefore to have a proper interpretation of AGN spectra. Indeed, the use of the escape probability formalism to compute the radiative transfer induces higher line fluxes for the resonant lines, overestimated by approximately 30% for media with a total column density of $CD < 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ and up to an order of magnitude higher for media with $CD > 10^{24} \text{ cm}^{-2}$. A set of spectroscopic diagnostics has been found from a theoretical studies using *Titan* of the He-like line triplets. These diagnostics allow us to determine the density, the total column density and the ionisation parameters of the observed photo-ionised media, by measuring the fluxes and the radiative recombination continua of the He-like line triplets.

Keywords: X-ray and γ astronomy, Gamma-Ray Bursts, coded mask, Monte-Carlo simulations, radiative transfer, photo-ionisation, Active Galactic Nuclei, spectroscopic diagnostics

Part I

Simulations de la caméra d'imagerie grand champ d'ECLAIRs

Mise à jour

Cette note concerne la première partie de cette thèse. Depuis la rédaction de ce manuscrit, le projet *ECLAIRs* a subi quelques modifications :

- Une nouvelle orbite à 800 km d'altitude et de 20° d'inclinaison est considérée, dans l'éventualité qu'*ECLAIRs* soit lancé comme passager de la mission Indienne Megha-tropiques.
- Une stratégie de pointage anti-solaire est également à l'étude.
- Une modification de la charge utile dans laquelle la caméra X- γ (CXG) sera le seul instrument d'observation des sursauts γ . L'observation en optique sera, dans ce cas, assurée par un segment sol le long de l'orbite d'*ECLAIRs*. Il a en effet été jugé difficile de réaliser un instrument optique permettant de réaliser les performances scientifiques escomptées, compte tenu des contraintes d'*ECLAIRs*.
- Une consommation de l'électronique de lecture devrait être de l'ordre ou inférieure à 2 mW par canal.

L'ensemble de ces modifications sera pris en compte, au cours de la phase A, afin de définir une géométrie définitive de la caméra CXG.

Table des matières

Remerciements	ii
Résumé	iii
Abstract	iv

I Simulations de la caméra d'imagerie grand champ d'ECLAIRS v

Mise à jour	vi
1 Introduction	1
1.1 1997 : le début d'une révolution	1
1.2 Physique des sursauts γ	3
1.2.1 Le problème de compacité de la source	3
1.2.2 Scénarii du phénomène sursaut : de l'émission prompte à l'émission rémanente	3
1.2.2.1 Le modèle des chocs internes/externes	4
1.2.2.2 Le modèle des <i>cannonballs</i>	5
1.2.3 Nature du progéniteur	6
1.3 Quel avenir pour l'étude des sursauts γ ?	7
2 Le projet ECLAIRS	9
2.1 Quelle science avec <i>ECLAIRS</i> ?	9
2.2 Panorama des instruments futurs d'étude des sursauts γ	10
2.3 La charge utile d' <i>ECLAIRS</i>	13
3 Les caméras à masque codé	15
3.1 Principe de fonctionnement	15
3.2 Conception de l'optique	16
4 Simulations Monte-Carlo	18
4.1 Le code de simulation GEANT	18
4.2 GEANT comme générateur de bruit de fond et de sursauts γ	18
4.2.1 Modélisation de l'environnement spatial	18
4.2.2 Modélisation des sursauts γ	22
4.3 Définition du modèle de masse	22
5 Résultats et performances	25
5.1 Le bruit de fond	25
5.2 La sensibilité	26
5.2.1 La surface efficace	26
5.2.2 La capacité d' <i>ECLAIRS</i> à détecter les sursauts γ	27
5.2.2.1 Le taux de sursauts détectables par an	27
5.2.2.2 La détectabilité des sursauts γ à grands <i>redshifts</i>	28
5.2.2.3 La sensibilité en fonction de l'énergie de pic du sursaut	30
5.2.3 La sensibilité aux sources X transitoires, variables et persistantes	32
5.2.3.1 La sensibilité en fonction de la position de la source	33
5.3 L'étude du système d'imagerie	34
5.3.1 La fonction de réponse de la caméra	34

5.3.2	La précision de localisation	35
5.4	L'étude de la dégradation des performances d'imagerie et de détection	36
5.4.1	L'impact des sources brillantes en X	36
5.4.2	La non-uniformité de réponse du plan de détection	37
6	Synthèse et perspectives	39
6.1	Principales conclusions	39
6.2	Perspectives	39
	Bibliographie	42

II Modélisation des régions internes des Noyaux Actifs de Galaxies 48

7	Introduction	49
7.1	Phénoménologie des Noyaux Actifs de Galaxies	49
7.2	Le moteur de la source centrale	50
7.2.1	Le paradigme de l'accrétion autour d'un trou noir super-massif	50
7.2.2	Une alternative : le modèle du <i>starburst</i>	50
7.3	Le modèle d'unification des NAG	51
7.4	Propriétés spectrales en X des galaxies de Seyfert	53
7.5	Les codes de photo-ionisation pour les Noyaux Actifs de Galaxies à l'ère d' <i>XMM-Newton</i> et de <i>Chandra</i>	54
8	Modélisation des milieux photo-ionisés	55
8.1	Equations générales du transfert radiatif	55
8.1.1	Equation du transfert radiatif dans un milieu diffusif	55
8.1.2	Expression de la fonction source pour une raie	56
8.2	Introduction aux codes de photo-ionisation	57
8.3	Le code Titan	57
8.3.1	Paramètres d'entrée	57
8.3.2	Processus physiques	58
8.3.3	Architecture de calcul	59
8.4	Les autres codes de photo-ionisation	60
8.4.1	Propriétés des codes de photo-ionisation	60
8.4.2	Introduction aux probabilités d'échappement	61
8.5	Comparaison des formalismes pour la résolution du transfert radiatif	61
8.5.1	Implications sur les milieux photo-ionisés vus en X	62
9	Recherche de diagnostics spectroscopiques	63
9.1	Diagnostics spectroscopiques	63
9.1.1	Des plasmas collisionnels aux plasmas photo-ionisés	63
9.2	Résultats	65
9.2.1	Résumé	65
10	Synthèse	67
10.1	Principales conclusions	67
10.2	Perspectives	67
	Bibliographie	69

Liste des figures

1.1	Projection sur le ciel en coordonnées galactiques de la position de 1429 sursauts γ détectés par BATSE (cf. Fishman 1999).	2
1.2	Schéma montrant la formation et l'évolution du sursaut γ selon le modèle des chocs internes (cf. http://cossc.gsfc.nasa.gov/images/epo/gallery/grbs). L'émission prompte γ est produite à la suite de chocs internes entre les couches relativistes émises par l'objet central, lorsque des couches plus rapides rattrapent des couches plus lentes. L'émission rémanente multi-longueurs d'onde est produite lors de l'interaction des couches relativistes avec la matière environnante.	4
1.3	Schéma montrant la formation du sursaut γ dans le modèle des <i>cannonballs</i> , d'après Dar & De Rújula (2000a). L'objet central couplé à un disque d'accrétion produit de manière irrégulière des ejecta de matière (les <i>cannonballs</i>). Lors de leur passage dans les restes de la supernova, émis dans la phase pré-sursaut (symbolisés par la surface à droite de la figure), ils vont générer une émission prompte. L'émission rémanente multi-longueurs d'onde est générée, par la suite, via l'interaction des <i>cannonballs</i> avec la matière environnante.	6
2.1	Graphique retraçant dans le temps les principales missions spatiales présentes et futures étudiant les sursauts γ en fonction de la bande spectrale couverte (cf. http://people.roma2.infn.it/~agile/).	12
3.1	Schéma du principe de fonctionnement d'une caméra à masque codé. Les sources 1 et 2 projettent chacune une ombre unique du masque codé sur le plan de détection. Chaque ombre projetée fournit la position et l'intensité d'une source, qui peuvent être retrouvées via des méthodes de déconvolution.	15
3.2	Masque codé aléatoire à deux dimensions de la caméra CXG avec une fraction d'ouverture de 50% et sa fonction d'auto-corrélation montrant un pic central décalé par un plan constant non nul. Ceci montre que le masque codé choisi n'est pas idéal.	17
4.1	Spectre de l'émission diffuse extra-galactique X- γ (le trait plein) et spectre des photons γ de l'albedo terrestre (les tirets). En dessous de 50 keV, les photons de l'albedo terrestre seront complètement absorbés par le blindage passif de la caméra.	19
4.2	Spectre des protons au niveau de l'équateur (en haut) : au-dessus de 10,5 GeV, les protons du rayonnement cosmique, et en dessous de 10,5 GeV, les protons atmosphériques secondaires <i>upward</i> (les protons dirigés dans la direction anti-Terre en pointillés) et <i>downward</i> (les protons dirigés vers la Terre en trait plein). Le spectre des neutrons atmosphériques est montré dans la figure du bas.	20
4.3	Schémas du modèle de masse de la caméra CXG.	23
5.1	Spectre en énergie du bruit de fond induit par les différentes sources du bruit. Ce spectre est moyenné sur l'orbite d'ECLAIRS, hors de l'Anomalie de l'Atlantique Sud. Les composantes internes du bruit de fond dues aux particules et aux photons X- γ , ainsi que la composante directe due aux photons de l'émission diffuse sont également reportées.	25

5.2	Surfaces efficaces à zéro réponse en fonction de la distance angulaire de la source à l'axe optique, θ . La surface efficace à zéro réponse de la caméra CXG (le trait plein) est comparée à celle de FREGATE (les tirets).	26
5.3	La surface efficace S_{eff} de la caméra en fonction de la distance angulaire de la source à l'axe optique θ pour trois valeurs de l'énergie des photons incidents : $E = 10$ keV, $E = 50$ keV et $E = 300$ keV.	27
5.4	Images reconstruites d'un sursaut γ avec $\alpha = -0,9$ et $\beta = -2,5$, placé sur l'axe de la caméra en fonction du <i>redshift</i> . Les images correspondent à un temps d'intégration de 10 s. Le sursaut serait directement visible dans les images jusqu'à $z < 10$	29
5.5	Flux limite F_p dans la bande 1 – 1000 keV en fonction de l'énergie de pic du sursaut, E_p , sur un temps de déclenchement de 1,024 s et pour deux bandes d'énergie : (1) 4-50 keV (les pointillés et les tirets) et (2) 40-600 keV (les tirets). Les sensibilités limites de BATSE et de Swift sont également reportées, d'après Band (2003).	30
5.6	Flux limite F_p dans la bande 1 – 1000 keV en fonction de l'énergie de pic du sursaut, E_p , sur un temps de déclenchement de 1,024 s pour trois bandes en énergie : (le trait plein) 4 – 50 keV, (les pointillés) 10 – 50 keV et (les tirets) 25 – 50 keV. Plus le seuil bas en énergie est petit, plus la sensibilité de la caméra s'améliore, parce que le rapport signal sur bruit augmente.	31
5.7	Flux limite F_p dans la bande 1 – 1000 keV en fonction de l'énergie de pic du sursaut, E_p , sur un temps de déclenchement de 1,024 s, pour des sursauts γ avec $\alpha = -1$, $\beta = -3$	31
5.8	Flux limite en fonction de la distance angulaire de la source à l'axe optique θ pour deux bandes d'énergie : 4-10 keV et 20-200 keV, et deux temps d'intégration $\delta t = 1$ h et $\delta t = 10$ h.	33
5.9	Profil de la PSF normalisé (le trait plein) et son ajustement par une Gaussienne (les tirets) pour deux énergies $E = 10$ keV et $E = 50$ keV, et suivant deux valeurs de la distance angulaire de la source à l'axe optique $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 26^\circ$. La largeur à mi-hauteur de la gaussienne, $FWHM$, est également reportée. Elle est exprimée en unité de pixel-détecteur.	34
5.10	Distribution de 79 sursauts γ , détectés dans la bande 4-300 keV et localisés dans la bande 4-50 keV en moins de 1,024 s sur un échantillon de 136 sursauts γ , tirés aléatoirement dans le champ de vue de la caméra, en fonction de leur précision de localisation, ΔP	35
5.11	Évolution de la précision de localisation en fonction du rapport signal sur bruit SNR calculé dans la bande 4-50 keV et sur un temps d'intégration de 1,024 s.	36
5.12	Évolution de la précision de localisation en fonction du rapport signal sur bruit SNR , calculé dans la bande 4-50 keV sur un temps d'intégration de 1,024 s (trait plein). La précision de localisation est également montrée dans le cas où le Crabe (tirets) ou SCO X-1 (longs tirets) est dans le champ de vue totalement codé de la caméra.	37

5.13	Evolution de la précision de localisation en fonction du rapport signal sur bruit SNR , calculé dans la bande 4-50 keV sur un temps d'intégration de 1,024 s, pour trois facteurs de perte de la surface efficace de la caméra : $f = 0\%$ (trait plein), $f = 10\%$ (tirets) et $f = 30\%$ (longs tirets). . . .	38
7.1	Schéma d'unification des Noyaux Actifs de Galaxies. Dans ce schéma, les propriétés observées dans les NAG sont le résultat d'un effet d'orientation de la source centrale par rapport à l'observateur. Ainsi, lorsque la source centrale est directement observable, les galaxies sont dites de type 1. Lorsque la source centrale et la BLR sont obscurcies par le tore, les galaxies sont dites de type 2.	52
9.1	Spectre en X mous de la galaxie NGC 1068 obtenu avec les spectromètres : (en haut) SIS0 (<i>Solid-state Imaging Spectrometer</i>) sur <i>ASCA</i> ; (au milieu) RGS 1 (<i>Reflection Grating Spectrometer</i>) sur <i>XMM-Newton</i> ; (en bas) HETGS (<i>High Energy Transmission Grating Spectrometer</i>) sur <i>Chandra</i> , d'après Sako <i>et al.</i> 2002.	64
9.2	Diagramme de Grotrian montrant la structure électronique des niveaux $n = 1$ et $n = 2$ émettant le triplet de raies des ions héliumoides. . . .	64

Listes des tableaux

2.1	Tableau récapitulatif des masses et des puissances disponibles pour les trois unités composant la charge utile.	13
4.1	Principales grandeurs caractéristiques définissant le modèle de masse de la caméra CXG.	23
5.1	Évolution des paramètres spectraux du sursaut GRB 020124 avec $\alpha = -0,9$ et $\beta = -2,5$ en fonction du <i>redshift</i> . Les valeurs du rapport signal sur bruit sont calculées pour un temps de déclenchement de 1,024 s. Les valeurs du rapport signal sur bruit calculées sur t_{90} sont également indiqués entre parenthèses.	28
5.2	Estimation des temps d'intégration cumulés nécessaires à la détection de plusieurs sources astrophysiques, situées dans le champ totalement codé.	32
5.3	Sensibilités limites, calculées sur 0,256 s et 10 s, lorsque la source SCO X-1 ou la source du Crabe est présente dans le champ de vue de la caméra.	36
6.1	Grandeurs caractéristiques du modèle de masse de la caméra CXG et principaux résultats des simulations Monte-Carlo.	40

1 Introduction

Les sursauts γ sont les phénomènes cosmiques les plus violents connus à ce jour. Ils ont été découverts par les satellites militaires américains Vela dans les années 60 (cf. Klebesadel *et al.* 1973). Il a cependant fallu attendre trente ans pour finalement établir que les sursauts γ étaient d'origine cosmologique et très probablement associés à la mort des premières étoiles massives formées dans l'Univers. Cette avancée a été rendue possible par le satellite italo-néerlandais *BeppoSAX*. Les instruments embarqués sur *BeppoSAX* possédaient une précision de localisation de quelques minutes d'arc, permettant l'identification de contreparties à diverses longueurs d'onde.

1.1 1997 : le début d'une révolution

Avant 1997, les observations réalisées par BATSE (*Burst Alert and Transient Sources Experiment*) avaient montré que les sursauts γ étaient distribués de manière isotrope, attestant de leur possible origine cosmologique (cf. Meegan *et al.* 1992 et la figure 1.1). BATSE a également mis en évidence, pour la première fois, une distribution bimodale de la durée des sursauts t_{90} , s'échelonnant de 10^{-2} à 10^3 s et centrée autour de 0,2 s et 20 s (cf. Kouveliotou *et al.* 1993). t_{90} correspond à la durée pour laquelle 90% de l'énergie du sursaut a été rayonnée. Le spectre des sursauts γ s'est avéré être non thermique, et montre un maximum à une énergie E_p , qui caractérise au premier ordre la dureté du sursaut (cf. Schaefer *et al.* 1992, Band *et al.* 1993). BATSE a aussi permis d'établir la distribution de luminosité (courbe log N-log S) des sursauts γ grâce à sa grande statistique (~ 1 sursaut détecté par jour sur 9 années de fonctionnement). Les observations de BATSE ont également montré que les sursauts courts ($t_{90} < 2$ s) sont plus durs que les sursauts longs ($t_{90} > 2$) (cf. Fishman & Meegan 1995 par exemple).

Cinq sursauts γ ont également été détectés par EGRET (*Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope*) au delà de 100 MeV (cf. Hurley 1996 et références attenantes). Une émission au TeV aurait également été détectée pour le sursaut GRB970417 avec l'observatoire γ sol MILAGRO¹ (cf. Atkins *et al.* 2000).

En 1997, l'émission rémanente en X d'abord (cf. Costa *et al.* 1997), puis dans le visible (cf. Van Paradijs *et al.* 1997), en radio (cf. Frail *et al.* 1997) et dans le sub-millimétrique (cf. Bremer *et al.* 1998) est découverte. Elle permet de

¹cf. www.lanl.gov/milagro/index.shtml

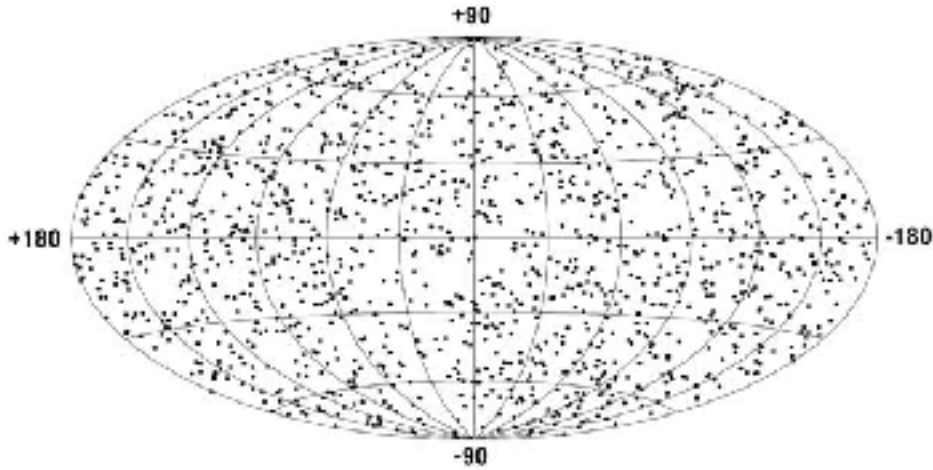


Figure 1.1: Projection sur le ciel en coordonnées galactiques de la position de 1429 sursauts γ détectés par BATSE (cf. Fishman 1999).

mesurer la distance de ces objets (cf. Metzger *et al.* 1997), établissant leur nature cosmologique et les cataloguant *de facto* parmi les objets les plus lointains de l'Univers. À des distances cosmologiques, l'énergie rayonnée pendant le sursaut peut atteindre 10^{52-54} ergs, si l'émission est supposée isotrope, soit l'énergie de masse d'un objet d'une masse solaire rayonnée sur quelques secondes.

Vers une connection entre sursauts longs et la mort des étoiles massives-

La signature d'une supernova de type Ib/c dans la courbe de lumière de l'émission rémanente a été détectée pour le sursaut long GRB 980425 (cf. Galama *et al.* 1998). D'autres détections de supernovae ont par la suite confirmé cette association (cf. Matheson *et al.* 2003, Stanek *et al.* 2003).

Vers une nouvelle classe de sursauts - Découverts par le satellite X *GINGA* (cf. Ströhmayer *et al.* 1998) et l'observatoire X Einstein (cf. Gotthelf, Hamilton & Helfand 1996), les *X-ray flashes* (XRFs) ont été principalement étudiés par *BeppoSAX* et *HETE-II*². Environ 40% des sursauts détectés par *HETE-2* sont des XRFs. Cette nouvelle classe de sursauts est caractérisée par des valeurs de $E_p < 50$ keV, i.e. la majorité de leur énergie est émise en X et non en γ (cf. Kippen *et al.* 2001, Barraud *et al.* 2003). Les XRFs sont similaires aux sursauts γ pour ce qui concerne leur distribution temporelle bimodale et les propriétés de leur émission rémanente multi-longueurs d'onde (cf. Watson *et al.* 2004 par exemple), indiquant leur origine cosmologique. Les propriétés de leur galaxie hôte sont également similaires (cf. Bloom *et al.* 2003). Les XRFs longs ont aussi été associés aux supernovae de type Ib/c (cf. Thomsen *et al.* 2004 et Fynbo *et al.* 2004).

²*High Energy Transient Explorer*

1.2 Physique des sursauts γ

Aux vues de ces différentes observations, deux questions se posent : comment sont produits les sursauts γ et quel en est le progéniteur ?

1.2.1 Le problème de compacité de la source

Considérons un sursaut émettant de manière isotrope, sous forme de photons γ (~ 1 MeV), de l'ordre de 10^{53} ergs sur une échelle de temps $\delta t \sim 0,1$ s et une échelle spatiale $R \leq c \delta t \sim 3 \times 10^9$ cm. Cette émission s'accompagnant d'une création de paires e^-/e^+ (cf. Cavallo & Rees 1978), la profondeur optique pour la création de paires, $\tau_{\gamma\gamma}$, est alors donnée par :

$$\tau_{\gamma\gamma} \propto \frac{N\sigma_T}{R^2} \sim 5 \times 10^{16} \gg 1 \quad (1.1)$$

où $N \sim 6 \times 10^{58}$ et $\sigma_T = 6,65 \times 10^{-24}$ cm² sont respectivement le nombre de photons de 1 MeV produits et la section efficace Thomson. Ce calcul montre que la source devrait être optiquement épaisse et son rayonnement thermique. Cependant, les sursauts présentent des spectres qui sont clairement non-thermiques sur plusieurs décades en énergie.

Ce paradoxe est résolu si l'ejecta possède un mouvement relativiste dans la direction de l'observateur (cf. Paczynski 1986, par exemple). Dans ce cas, les vitesses relativistes vont induire deux corrections dans l'équation 1.1 : 1) une diminution du nombre de photons produisant des paires e^-/e^+ , car dans le référentiel de l'observateur, les photons sont décalés vers les plus hautes énergies ; 2) une zone d'émission observable réduite d'un facteur de Lorentz Γ^2 , due à la focalisation de l'émission (*relativistic beaming*). La profondeur optique est alors réduite par un facteur Γ^a avec $a \sim 7$ (cf. Lithwick & Sari (2001) pour un calcul détaillé de $\tau_{\gamma\gamma}$). Par conséquent, pour que $\tau_{\gamma\gamma} < 1$, l'ejecta relativiste devrait avoir des facteurs de Lorentz $\Gamma > 300$ (cf. Piran 2004 par exemple).

1.2.2 Scénarii du phénomène sursaut : de l'émission prompte à l'émission rémanente

Deux classes de modèles ont été proposées pour expliquer les émissions prompte et rémanente : ceux basés sur les chocs internes/externes et ceux basés sur les 'boulets de canon' (*cannonballs*).

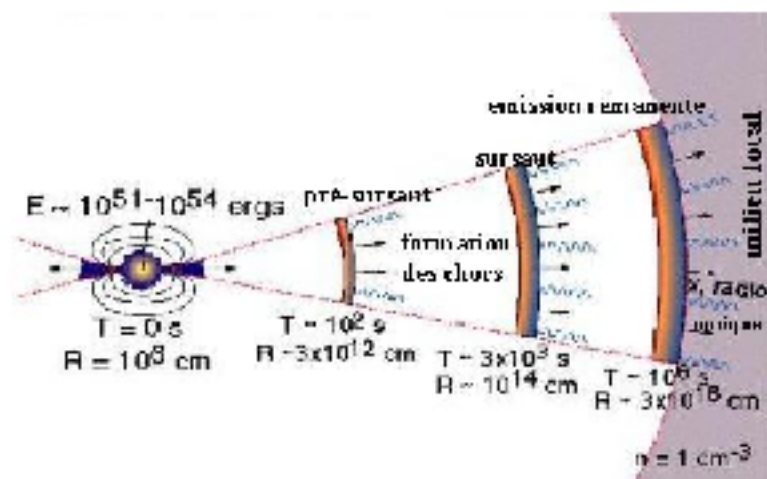


Figure 1.2: Schéma montrant la formation et l'évolution du sursaut γ selon le modèle des chocs internes (cf. <http://cossc.gsfc.nasa.gov/images/epo/gallery/grbs>). L'émission prompt γ est produite à la suite de chocs internes entre les couches relativistes émises par l'objet central, lorsque des couches plus rapides rattrapent des couches plus lentes. L'émission rémanente multi-longueurs d'onde est produite lors de l'interaction des couches relativistes avec la matière environnante.

1.2.2.1 Le modèle des chocs internes/externes

Dans ce modèle (cf. Narayan, Paczyński & Piran 1992, Rees & Mészáros 1994), la source centrale produit un vent de matière relativiste, constitué de plusieurs couches. L'émission prompt γ est produite à la suite de chocs entre les couches relativistes (chocs internes), lorsque des couches plus rapides rattrapent des couches plus lentes (cf. la figure 1.2). Une fraction de l'énergie cinétique de l'ejecta est alors transférée aux électrons, qui produiront en retour le rayonnement γ (cf. Kobayashi & Sari 2001 pour une discussion de l'efficacité de ce processus). Le vent relativiste interagit également avec la matière environnante, via des chocs non collisionnels (chocs externes), entraînant sa décélération et la production d'une émission rémanente multi-longueurs d'onde (cf. Paczyński & Rhoads 1993, Katz 1994). A la suite des chocs externes, un choc en retour peut également se propager dans le vent relativiste, produisant une émission prompt multi-longueurs d'onde de courte durée (cf. Mészáros & Rees 1999 et références attenante). Cette émission prompt multi-longueurs d'onde n'a été clairement détectée qu'une seule fois en optique par ROTSE³ (cf. Akerlof *et al.* 1999), mais plusieurs fois en radio (cf. Kulkarni *et al.* 1999). (cf. également Akerlof *et al.* 2000, Böer *et al.* 2001 pour des limites supérieures de détection de flashes en optique).

Les mécanismes d'émission - Le rayonnement synchrotron est souvent supposé être à l'origine de l'émission prompt et rémanente, parce que les électrons sont

³Robotic Optical Transient Search Experiment

relativistes, et le champ magnétique dans les couches est amplifié par les différents chocs. Les mesures de polarisation linéaire haute (cf. Bersier *et al.* 2003 et références attenantes) sont en accord avec une émission d'origine synchrotron. Cependant, le rayonnement synchrotron pour l'émission prompt est encore controversé (cf. Preece *et al.* 2000 et Barraud *et al.* 2003), et d'autres processus tels que l'émission Compton inverse relativiste, le *Compton drag* (cf. Ghisellini 2001 et Mészáros 2002 pour plus de détails) ont été proposés. A très hautes énergies (de l'ordre du GeV), les mécanismes Compton inverse (cf. Mészáros & Rees 1994) et/ou *Self-Synchrotron Compton* ont été proposés (Pe'er & Waxman 2004).

La géométrie de l'écoulement - Un changement de pente achromatique abrupte, observé pour plusieurs émissions rémanentes multi-longueurs d'onde (cf. Harrison *et al.* 1999, Frail *et al.* 2001), est interprété, dans le modèle des chocs internes/externes, comme la conséquence d'une émission collimatée sous forme de jets. Frail *et al.* (2001) ont déterminé des angles d'ouverture des jets allant de 1° à 25° avec une concentration vers 4° . La collimation de l'émission implique que : 1) seuls les sursauts γ dont le jet est orienté vers l'observateur peuvent être détectés ; 2) l'énergie libérée serait de l'ordre de $\sim 10^{50-52}$ ergs, i.e. l'énergie typique des supernovae (cf. Piran 2004 et références attenantes).

La détection de raies en émission provenant du fer (cf. Piro *et al.* 1999 par exemple) et d'autres éléments tels que le silicium, le soufre (cf. Reeves *et al.* 2003 par exemple) pose également des contraintes sur la géométrie de l'ejecta et du milieu circum-sursaut. D'une part, les milieux émetteurs ne sont pas situés sur la ligne de visée, car les raies seraient alors vues en absorption (cf. Vietri *et al.* 2001 pour des exemples de géométries possibles du milieu circum-sursaut et de l'écoulement). D'autre part, le budget énergétique nécessaire à la production des raies du fer implique que l'angle d'ouverture du jet devrait être plus grand que ceux calculés par Frail *et al.* (2001), indiquant que l'écoulement ne serait pas nécessairement très collimaté (cf. Ghisellini 2001). Ces détections restent cependant encore controversées, notamment à cause de leur manque de significativité.

1.2.2.2 Le modèle des *cannonballs*

Dans ce modèle (cf. Dar & De Rújula 2000 a et b), la source centrale émet, de manière irrégulière, des ejecta de matière (des *cannonballs* - CBs) à des vitesses relativistes. Ces ejecta vont rencontrer l'enveloppe de matière, émise dans la phase pré-sursaut par l'explosion d'une supernova (cf. la figure 1.3). Les CBs sont alors chauffés par collisions à des températures de quelques keV, et vont produire en retour une émission essentiellement d'origine thermique. Le mouvement hautement re-

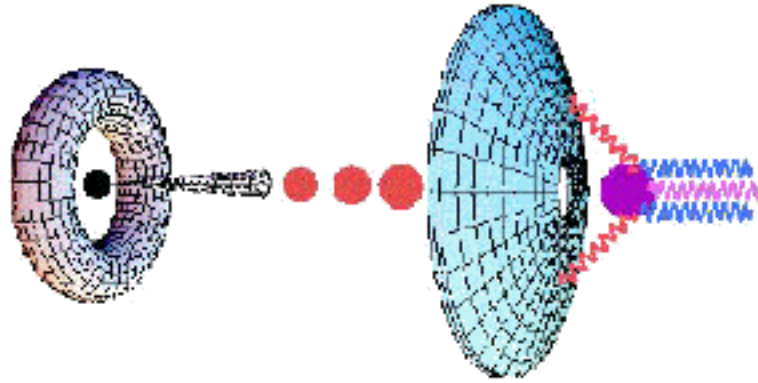


Figure 1.3: Schéma montrant la formation du sursaut γ dans le modèle des *cannonballs*, d'après Dar & De Rújula (2000a). L'objet central couplé à un disque d'accrétion produit de manière irrégulière des ejecta de matière (les *cannonballs*). Lors de leur passage dans les restes de la supernova, émis dans la phase pré-sursaut (symbolisés par la surface à droite de la figure), ils vont générer une émission prompte. L'émission rémanente multi-longueurs d'onde est générée, par la suite, via l'interaction des *cannonballs* avec la matière environnante.

lativiste des CBs collimate et décale ce rayonnement thermique vers le domaine γ , produisant le sursaut γ . La décélération des CBs, via leur interaction avec le milieu interstellaire, produit une émission rémanente multi-longueurs d'onde. Dans ce modèle, l'émission prompte est produite par bremsstrahlung thermique des électrons de l'ejecta. L'émission rémanente est produite par bremsstrahlung et ensuite par rayonnement synchrotron des électrons, lorsque les CBs décélèrent.

Ce modèle prévoit : une décroissance temporelle du flux de l'émission rémanente en loi de puissance, comme pour le modèle des chocs internes/externes (cf. Dar & De Rújula 2000a, b), ainsi qu'un changement de pente continu, et non abrupte, dans la courbe de lumière de l'émission rémanente (cf. Dado *et al.* 2002 par exemple). Il prévoit l'existence de raies étroites de recombinaison Lyman et Balmer d'hydrogène et/ou d'hélium, décalées à hautes énergies par le mouvement relativiste des CBs (cf. Dado *et al.* 2003 et références attenantes). Les observations actuelles ne permettent cependant pas de discriminer entre les raies prédites par le modèle des CBs et les raies identifiées comme provenant du fer (cf. Dado *et al.* 2003).

1.2.3 Nature du progéniteur

Il existe au moins trois classes de modèles de progéniteurs pour les sursauts γ , aboutissant dans deux des cas à la formation d'un disque d'accrétion autour d'un objet compact nouvellement formé.

Modèle de l'hypernova ou *collapsar* - Le modèle de l'hypernova (cf. MacFadyen & Woosley 1999, Aloy *et al.* 2000) est basé sur une étoile massive en rotation rapide, dont le cœur massif de fer s'effondre en formant un trou noir et un disque d'accrétion. L'accrétion fournit alors l'énergie nécessaire à la formation d'un vent, via le mécanisme de Blandford-Znajek (cf. Blandford & Znajek 1977) ou l'annihilation de neutrinos (cf. MacFadyen & Woosley 1999). Ce vent sera ensuite collimaté lors de son passage au travers de l'enveloppe de l'étoile (cf. Mészáros & Rees 2001). Il devient hautement relativiste, lorsqu'il émerge de l'enveloppe de l'étoile, par conversion de son importante quantité d'énergie interne en énergie cinétique. La variabilité de l'éjecta résulterait d'instabilités se développant dans les jets (cf. Aloy *et al.* 2002). Le modèle prédit que l'étoile massive finit par former une supernova de type Ib/c. En revanche, les sursauts γ courts sont plus difficiles à expliquer avec ce modèle (voir néanmoins Zhang *et al.* 2003).

Modèle de fusion de deux objets compacts - La fusion de deux objets compacts, consécutive à la perte d'énergie rotationnelle du système par émission d'ondes gravitationnelles, conduit à la formation d'un système trou noir-disque d'accrétion (cf. Eichler *et al.* 1989, Narayan *et al.* 1992). L'énergie produisant le sursaut γ est extraite de manière analogue au modèle de l'hypernova.

Ce modèle prédit la production des sursauts γ courts, à partir de la fusion de deux étoiles à neutrons ou d'une étoile à neutrons avec un trou noir (cf. Narayan *et al.* 2001 pour plus de détails). Par ailleurs, Fryer *et al.* (1999) ont également montré que la fusion d'un trou noir et d'une naine blanche pourrait résulter dans la formation d'un sursaut γ long.

Modèle du magnétar - Une alternative au système disque d'accrétion-objet compact est le modèle du magnétar, *i.e.* un pulsar milli-seconde possédant un très grand champ magnétique ($\sim 10^{15}$ G) (cf. Usov 1992, 1994, par exemple, pour plus de détails). Dans ce modèle, les sursauts γ sont produits, lorsque le pulsar perd une partie de son énergie rotationnelle en quelques secondes, via un flux de Poynting, qui sera à l'origine de l'émission γ . Un précurseur de faible intensité (10-100 fois plus faible que le sursaut lui-même), présentant un spectre de corps noir centré autour de 1 MeV est également prédit par ce modèle (cf. Lyutikov & Usov 2000).

1.3 Quel avenir pour l'étude des sursauts γ ?

Si de grandes avancées sur la compréhension des sursauts γ ont été possibles, en particulier grâce à *BeppoSAX* et *HETE-2*, de grandes questions demeurent.

Du point de vue théorique, les modèles actuels ne prennent pas en compte, de

manière détaillée, la densité de l'environnement du sursaut et la géométrie de l'éjecta relativiste. Il reste également à mieux comprendre la physique des jets, l'accélération des particules, et le rôle éventuel de la turbulence. Ces domaines de recherche sont communs à de nombreux objets astrophysiques, tels que les NAG et les microquasars.

Du point de vue du progéniteur, l'origine des sursauts γ courts et longs impliquent-ils nécessairement différents types de progéniteur ? Il reste à mieux comprendre le moteur central : comment se forme le sursaut γ : Comment le moteur central parvient-il à produire l'ensemble des variabilités spatiales et temporelles observées ?

Du point de vue cosmologique, les supernovae SNe Ia permettent de sonder l'Univers à $z \sim 2$ (cf. Riess *et al.* 1998), alors que les anisotropies du fond diffus cosmologique donnent des informations à $z \sim 10^3$ (cf. Hansen *et al.* 2004, par exemple). Les sursauts γ avec des *redshifts* pouvant atteindre $z \sim 15-20$ (cf. Lamb & Reichart 2000) constituent une population d'objets intermédiaires, qui présentent, de ce fait, un intérêt majeur en cosmologie. Ils permettraient d'obtenir des informations, par exemple, sur l'évolution de la métallicité dans l'Univers (cf. Reichart 2001) et la phase de ré-ionisation de l'Univers à $z \sim 17$.

Les futures missions dédiées à l'observation des sursauts γ auront pour objectif de tenter de répondre à ces diverses questions.

La première partie de cette thèse est centrée sur l'étude des performances de la caméra de détection et de localisation des sursauts γ de la mission *ECLAIRS*. Cette mission a pour objectif premier l'étude de l'émission prompt multi-longueurs d'onde des sursauts γ . Les objectifs scientifiques et les caractéristiques techniques de la mission seront discutés au Chapitre 2. Nous aborderons, au Chapitre 3, le principe de fonctionnement de la caméra, reposant sur la technique des masques codés. L'étude des performances de la caméra sera abordée suivant une approche Monte-Carlo. Au chapitre 4, nous présenterons les caractéristiques du modèle de masse de la caméra et de l'environnement spatial du satellite, qui sera utilisé dans les simulations. L'ensemble des résultats des simulations sera présenté et discuté au Chapitre 5. La synthèse et les perspectives de ce travail seront présentées au Chapitre 6.

2 Le projet ECLAIRs

Suivant une idée originelle de Jean-Luc Attéia, *ECLAIRs* est un projet Français de micro-satellite dédié à l'étude des sursauts γ et plus particulièrement à l'étude de leur émission prompte optique/X. Cette mission a fait l'objet d'une proposition conjointe du CEA¹ de Saclay, du CÉSIR² et du LAM/OHP³, et vient de démarrer une phase A dans le cadre de la filière micro-satellite MYRIADE du CNES⁴. La mission *ECLAIRs* est prévue pour effectuer un balayage du ciel sur une durée de deux années.

2.1 Quelle science avec *ECLAIRs* ?

Les objectifs scientifiques de la mission *ECLAIRs* peuvent se scinder en deux thèmes principaux pour lesquels de nombreuses questions fondamentales restent encore en suspend (cf. le Chapitre 1) : 1) l'utilisation des sursauts γ en cosmologie ; 2) la physique de l'émission prompte.

Perspectives cosmologiques - Les sursauts γ étant des objets cosmologiques, ils constituent un excellent moyen de sonder l'Univers. *ECLAIRs* en fournissant un large échantillon de sursauts γ pourrait permettre de faire des avancées sur les points suivants:

- Le taux de formation des étoiles massives dans l'Univers est incertain actuellement. En effet, des estimations semblent indiquer que ce taux connaît un pic à $z \sim 1 - 2$ et décroît ensuite rapidement à grands *redshifts* (cf. Madau *et al.* 1996). Néanmoins, des mesures d'amas d'étoiles en infra-rouge (cf. Rowan-Robinson *et al.* 1997) et en X (cf. Mushotzky & Lowenstein 1997) montrent un taux considérablement plus haut dans les galaxies à grands *redshifts*, obscurcies par les poussières. Qu'en est-il réellement ?
- La distribution en *redshift* des sursauts γ potentiellement jusqu'à $z \sim 15 - 20$ devrait permettre de fournir des informations uniques notamment sur le milieu intergalactique sur la ligne de visée et sur l'évolution de la métallicité dans l'Univers.

¹Commissariat à l'Energie Atomique

²Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements

³Laboratoire d'Astrophysique de Marseille et Observatoire de Haute Provence

⁴Centre National d'Etudes Spatiales

- Quel est l'origine des sursauts courts, sur lesquels peu de choses sont connues actuellement ? La détection d'une émission rémanente permettrait de mesurer leur distance, d'étudier les galaxies hôtes et de contraindre la nature du progéniteur.

La physique du moteur central - Le modèle des chocs internes (cf. § 1.2.2) fournit une explication plausible pour l'origine de la phase prompte des sursauts γ . De nombreuses questions restent toutefois à élucider :

- Quel est réellement le processus d'émission des photons γ ? Quelle est la distribution en énergie des sursauts en dessous de 10 keV ? L'émission prompte observée en optique est-elle due au choc en retour ? Quelles sont les propriétés et la fréquence d'occurrence de telles émissions par rapport à l'émission prompte en γ ?
- Quelles sont les propriétés géométriques des jets (leur structure, leur ouverture par exemple) ? Quel est dans ce cas le taux d'occurrence des sursauts γ ? Les jets peuvent-ils expliquer les différences observées entre les XRFs et les sursauts γ classiques ?
- La détection d'un précurseur optique et/ou X (cf. Murakami *et al.* 1991 pour une possible détection d'un précurseur en X) dans la phase pré-sursaut permettrait de mieux discriminer les modèles de progéniteurs (cf. Ramirez-Ruiz, MacFadyen & Lazzati 2002 par exemple).

Ces différents axes d'étude des sursauts γ définissent le programme principal de la mission *ECLAIRs*. L'observation des sursauts γ ne devrait cependant constituer qu'une faible fraction du temps effectif total d'observation. Aussi *ECLAIRs*, en couvrant une large fraction du ciel, pourrait également suivre l'évolution temporelle des sources transitoires, variables et persistantes brillantes en optique et en X (cf. le Chapitre 5).

2.2 Panorama des instruments futurs d'étude des sursauts γ

Ici, nous faisons un rapide, mais non exhaustif, état des lieux des principales missions spatiales et des principaux projets sol susceptibles de fonctionner au moment du lancement d'*ECLAIRs*, probablement en 2008-2009.

La mission internationale **Swift** (cf. Gehrels *et al.* 2004 par exemple) est un observatoire dédié à l'étude de l'émission rémanente en optique/UV/X des sursauts γ .

Elle a été lancée le 20 novembre 2004. Une fois le sursaut γ détecté et localisé par l'instrument BAT (*Burst Alert Telescope*), le satellite pointe automatiquement dans la direction du sursaut permettant aux instruments petit champ de faire un suivi en X et en optique/UV. Les objectifs scientifiques sont l'identification du progéniteur, l'étude de l'interaction de l'éjecta relativiste avec la matière environnante, et la détection des émissions rémanentes des sursauts courts (cf. Gehrels *et al.* 2005).

La mission internationale **GLAST** (*Gamma-ray Large Area Space Telescope* - cf. Thompson 2004 par exemple), prévue pour un lancement en 2007, est un satellite d'astronomie γ de très hautes énergies. GLAST permettra d'étudier l'émission prompte des sursauts γ au delà de 20 MeV avec le LAT (*Large Array Telescope*) et le GBM (*Gamma-ray Burst Monitor*). Le LAT fournira des positions à la minute d'arc pour un nombre de sursauts à déterminer, alors que le GBM localisera les sursauts γ avec une précision de l'ordre du degré (i.e. comme BATSE) pour les sursauts les moins brillants.

La mission Italienne **AGILE** (*Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero* - cf. Tavani *et al.* 2003) est prévue pour un lancement en 2006. La couverture spectrale d'AGILE s'étend des X durs (10-40 keV) aux γ (20 MeV-30 GeV). L'observation de l'émission prompte simultanément en X et en γ , ainsi que la recherche de variabilités temporelles inférieures à la milli-secondes dans les courbes de lumière des sursauts γ constituent deux axes d'étude pour cette mission.

Le projet **Lobster-ISS** (cf. Fraser *et al.* 2002), qui termine sa phase A à l'Agence Spatiale Européenne, a pour objectif principal l'étude des objets transitoires, des noyaux actifs de galaxies et du fond diffus X. Pour ce faire, Lobster-ISS aura six caméras de type Lobster, couvrant la bande 0,1-3,5 keV pour un champ de vue de $162^\circ \times 22,5^\circ$ et un détecteur de sursauts γ couvrant la gamme 3-300 keV. Cet instrument devrait être installé sur la Station Spatiale Internationale à l'horizon 2009, dans le meilleur des cas.

WIDGET (*WIDe-field telescope for the Gamma-ray burst Early Timing* - cf. Usui *et al.* 2004) est un télescope placé à l'Observatoire Akeno (Japon) et fonctionnant depuis juin 2004. Ce télescope couvre automatiquement le champ de vue d'HETE-II, dans l'optique de détecter la phase précoce de l'émission rémanente et d'éventuels flashs optiques.

TAROT-2 (Télescope à Action Rapide pour les Objets Transitoires) (cf. Boër 2000) est un projet de télescope infra-rouge/optique robotisé automatique dédié en partie à l'étude des sursauts γ . TAROT-2 a pour ambition : la détection et la localisation des éventuels flashs optiques associés aux sursauts γ à partir des positions transmises au sol par un satellite (Swift, GLAST, *ECLAIRs*, ...), la détection de la

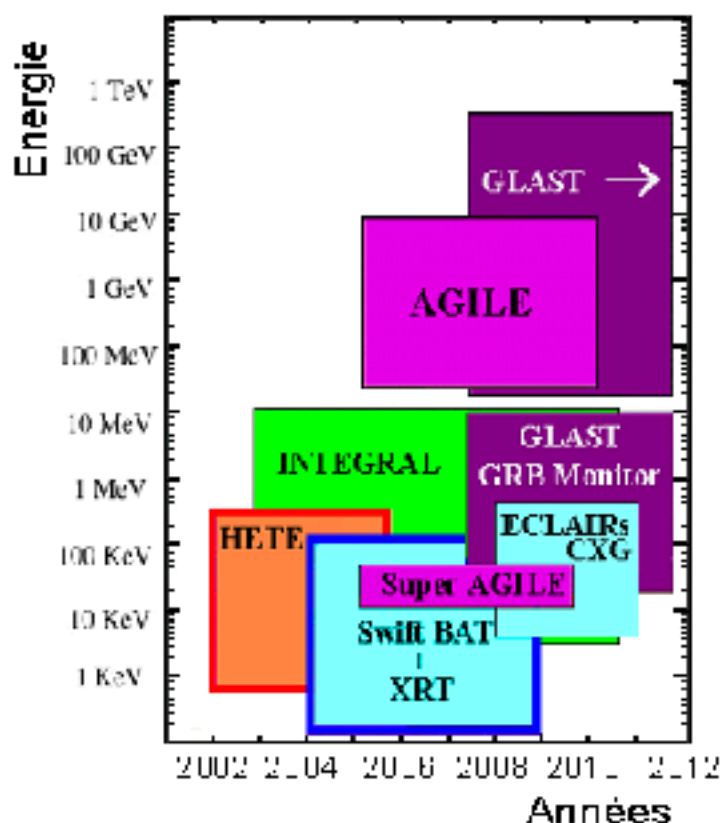


Figure 2.1: Graphique retraçant dans le temps les principales missions spatiales présentes et futures étudiant les sursauts γ en fonction de la bande spectrale couverte (cf. <http://people.roma2.infn.it/~agile/>).

transition entre la phase prompt du sursaut et sa phase rémanente, et la détection d'émissions rémanentes orphelines en optique.

REM (*Rapid Eye Mount* - cf. Zerbi *et al.* 2003) est également un télescope robotisé, situé au Chili, fonctionnant dans le proche infra-rouge. La détection du flash optique des sursauts γ , ainsi que l'étude des sursauts au delà de la forêt Lyman α ($z > 6 - 7$) et des régions de formation d'étoiles obscurcies par la poussière sont les principaux objectifs de REM.

X-SHOOTER (cf. Goldoni & Filliatre 2004) est un instrument de seconde génération pour le VLT⁵ qui devrait entrer en service en 2007-2008. La résolution spectroscopique d'X-SHOOTER devrait permettre d'étudier l'environnement du sursaut et le milieu intergalactique sur la ligne de visée, l'enrichissement en métaux dans l'Univers primordial, et les propriétés de formation des étoiles massives à grands *redshifts*.

La figure 2.1 montre un panorama dans le temps des missions spatiales passées et futures dédiées à l'étude des sursauts γ dans les domaines X et γ en fonction de leur

⁵Very Large Telescope

Unité	Masse (kg)	Puissance (W)
Caméra X- γ (CXG)	20	15
Unité de détection dans le visible (UDV)	10	10
Module d'interface Charge Utile (MCU)	10	10
Total charge utile	40	35
Total charge utile + 20% de marge	48	42

Table 2.1: Tableau récapitulatif des masses et des puissances disponibles pour les trois unités composant la charge utile.

couverture spectrale. Il apparaît qu'*ECLAIRs* est la seule mission qui fournira en quasi temps réel des positions précises à X-SHOOTER, mais également à *XMM-Newton* et *Chandra*, qui fonctionneront jusqu'en 2009. *ECLAIRs* sera complémentaire à GLAST en apportant la couverture spectrale à basse énergie ($E < 20$ keV) et la précision de localisation pour permettre un suivi multi-longueurs d'onde des sursauts détectés par GLAST.

2.3 La charge utile d'*ECLAIRs*

La conception de la charge utile d'*ECLAIRs* doit répondre aux spécifications scientifiques suivantes : 1) détecter environ 200 sursauts γ (les XRFs et les sursauts γ classiques) sur la durée de vie de la mission ; 2) observer l'émission prompte en optique/X/ γ et l'éventuel précurseur X et optique ; 3) estimer et transmettre au sol en quasi temps réel la position des sursauts γ dans le ciel avec une précision de l'ordre de 10 minutes d'arc.

Outre les spécifications scientifiques, *ECLAIRs* est un micro-satellite dont la masse et la puissance maximales allouées à la charge utile sont respectivement de 50 kg et 50 W (cf. le tableau 2.1) pour un encombrement de la plate-forme satellite de ~ 60 cm $\times$ 60 cm.

Pour ce faire, la charge utile se composera de trois unités :

L'unité de détection dans le visible - L'UDV se composera de quatre caméras optique couvrant la bande 370-950 nm et ayant un grand champ ($40^\circ \times 40^\circ$, soit un peu moins d'un quart du champ de vue de la caméra X/ γ ou CXG), qui seront alignées sur l'axe optique de la CXG. L'UDV sera fournie par le Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM) et l'Observatoire Haute-Provence (OHP), s'appuyant sur une technologie développée pour la mission COROT (*CONvection ROTation and planetary Transits*). L'objectif est d'atteindre une magnitude 14 dans la bande V en 10 s à 10σ .

Le module d'interface charge utile - Le MCU servira de support de fixation aux deux unités de détection CXG et UDV. Il comportera également l'unité de gestion de bord (UGB), dotée d'une intelligence embarquée qui aura pour tâche de calculer la position des sursauts, ainsi que de mémoriser les données relatives aux deux unités de détection avant, pendant et après un sursaut avant transmission au sol via la plateforme satellite. Elle est à la charge du CEA/DAPNIA⁶/SAP⁷.

La caméra X/ γ - La caméra CXG sera une caméra de spectro-imagerie à masque codé dotée d'un grand champ de vue. Le plan de détection sera constitué de détecteurs semi-conducteurs. Le choix du matériau semi-conducteur s'oriente vers le tellure de cadmium dopé au chlore (CdTe:Cl) ou au zinc (CZT). Pour une utilisation du CZT, le détecteur élémentaire sera de $4 \times 4 \times 2 \text{ mm}^3$. Pour une utilisation du CdTe:Cl, le détecteur élémentaire sera une diode Schottky de $4 \times 4 \times 2 \text{ mm}^3$ de volume sensible, entourée par un anneau de garde de $0.5 - 1 \text{ mm}$ de large (cf. Nakazawa *et al.* 2003). Ces détecteurs élémentaires seront assemblés sous forme de matrice de seize éléments chacune. L'assemblage de seize détecteurs sous forme de matrice fait l'objet d'une R&T financée par le CNES depuis 2001, sous la responsabilité technique de Michel Ehanno. La fabrication de la céramique a été réalisée sous la contrainte de réduire au maximum le bruit parasite (par exemple, les couplages capacitifs et résistifs) entre les détecteurs. Les premiers tests réalisés avec des détecteurs CZT indiquent que la dégradation des performances spectrales des détecteurs avant et après montage sur la céramique est très faible. Chaque matrice sera connectée à un ASIC (*Application Specific Integration Circuit*) de bas bruit et de faible consommation en cours de développement dans l'équipe d'Olivier Limousin au CEA de Saclay.

L'objectif est de disposer d'un instrument couvrant la bande 3,5-600 keV. Ce travail une fois réalisé fera l'objet d'une publication (Ehanno, Godet, Barret & Limousin). Les simulations décrites par la suite supposent un seuil bas en énergie à 4 keV et l'utilisation de diodes Schottky CdTe:Cl avec un anneau de garde de $500 \mu\text{m}$ de large.

⁶Département d'Astrophysique, de Physique des Particules, de physique Nucléaire et d'Instrumentation Associée

⁷Service d'Astrophysique

3 Les caméras à masque codé

3.1 Principe de fonctionnement

L'utilisation de systèmes à ouverture codée pour l'imagerie à haute énergie a été proposée pour la première fois par Mertz & Young (1961). Ces systèmes sont basés sur la modulation des photons incidents issus de diverses sources du ciel par un masque, *i.e.* une configuration d'éléments absorbants et non absorbants dans une certaine bande d'énergie $[E_1, E_2]$ formant un motif. L'image résultante sur le plan de détection, composé de détecteurs de position, est alors la somme des différentes projections du masque. Chaque projection du masque fournit ainsi la position et l'intensité d'une source du ciel (cf. la figure 3.1). Des méthodes de reconstruction d'image basées sur des techniques de déconvolution sont alors employées pour retrouver le flux et la position de la source sur le ciel.

Les performances de cette technique reposent principalement sur l'unicité de l'ombre projetée par le masque codé sur le plan de détection quelque soit la position des sources dans le ciel. Si la projection du masque codé sur le plan de détection n'est pas unique, des artefacts dans la structure du bruit de fond de la caméra peuvent apparaître dans les images reconstruites. Ceci se traduit également, dans la fonc-

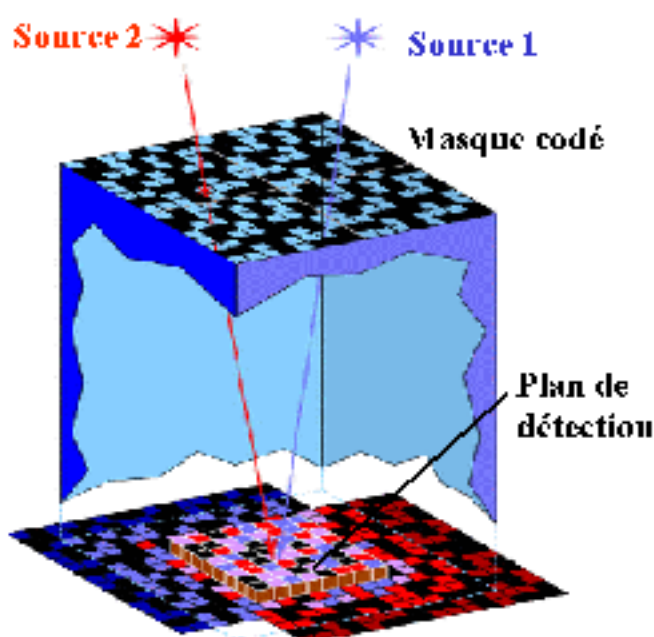


Figure 3.1: Schéma du principe de fonctionnement d'une caméra à masque codé. Les sources 1 et 2 projettent chacune une ombre unique du masque codé sur le plan de détection. Chaque ombre projetée fournit la position et l'intensité d'une source, qui peuvent être retrouvées via des méthodes de déconvolution.

tion d'auto-corrélation du masque, par la présence de lobes secondaires situés de part et d'autre du pic central (cf. Caroli *et al.* 1987 et références attenantes pour plus de détails). Le masque codé doit répondre à certaines contraintes sur le choix des matériaux le constituant, ainsi que sur les dimensions de ses éléments absorbants et non-absorbants.

3.2 Conception de l'optique

La bande d'énergie choisie pour la localisation des sursauts γ sera de 4 à 50 keV, pour avoir un masque codé le plus léger possible. Afin de garantir une sensibilité maximale pour la caméra CXG, il est important d'avoir une fraction d'ouverture du masque la plus grande possible. L'utilisation de masques auto-porteurs, pour lequel aucun élément opaque n'est isolé, n'offre qu'une fraction d'ouverture d'environ 25%. Nous privilégions les masques codés ayant des fractions d'ouverture supérieures ou égales à 50% et ayant des éléments absorbants isolés. Ces masques nécessitent l'utilisation d'une grille de support. Pour les simulations, nous considérons un masque codé aléatoire à deux dimensions de 39×39 éléments dont 50% sont transparents. La grille de support des éléments constitutifs du masque n'est pas prise en compte dans les simulations.

Par ailleurs, le choix des matériaux entrant dans la composition des éléments du masque est important. En effet, les matériaux ne doivent pas constituer une source de bruit de fond trop importante, notamment par production de raies de fluorescence. Les éléments opaques du masque codé sont donc constitués d'une superposition de tantale (0,2 mm), d'étain (0,5 mm), de cuivre (0,3 mm) et d'aluminium (0,5 mm). L'efficacité d'absorption est alors supérieure à 95% dans la bande 4-50 keV.

La taille des éléments du masque dépend de la taille des pixels-détecteurs. Pour une séparation h donnée entre le masque et le plan de détection, la résolution spatiale finie des détecteurs σ_d est un facteur limitant pour la précision de localisation ΔP et la résolution angulaire $\Delta\theta$ de l'instrument.

La résolution angulaire est définie par l'angle sous-tendu par un élément du masque vu depuis les détecteurs. Elle dépend de la dimension élémentaire des pixels du masque. La résolution maximale atteignable sur l'axe optique de la caméra est cependant fixée par la résolution spatiale du détecteur tel que :

$$\Delta\theta = \arctan \left(\sqrt{\frac{e_m^2}{h^2} + \frac{e_d^2}{h^2}} \right) \quad (3.1)$$

où e_m et $e_d \equiv \sigma_d$ sont respectivement les dimensions des éléments du masque et des pixels détecteurs.

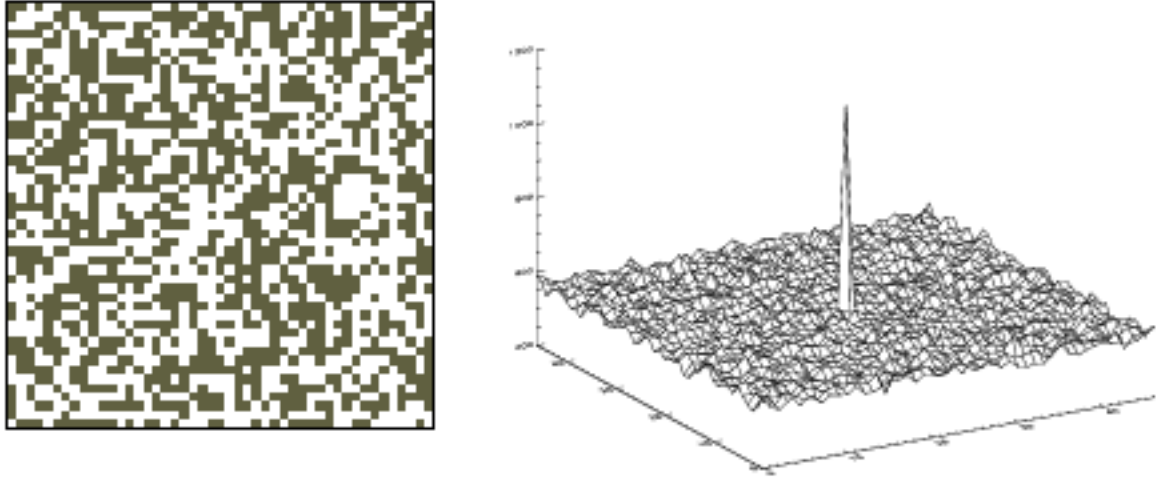


Figure 3.2: Masque codé aléatoire à deux dimensions de la caméra CXG avec une fraction d'ouverture de 50% et sa fonction d'auto-corrélation montrant un pic central décalé par un plan constant non nul. Ceci montre que le masque codé choisi n'est pas idéal.

La précision de localisation dépend de la capacité à détecter les “bords” de l'ombre projetée du masque, compte tenu de la résolution spatiale finie des détecteurs. Elle est ainsi fonction du rapport signal sur bruit SNR , de la distance h et de la résolution spatiale σ_d tel que :

$$\Delta P \propto \frac{\sigma_d}{h \times SNR} \propto \frac{\Delta\theta}{SNR} \quad (3.2)$$

Pour une résolution spatiale donnée, plus les éléments du masque seront petits et plus les erreurs de positionnement des photons incidents seront grandes, *i.e.* plus grande sera la probabilité qu'un photon incident dépose son énergie non pas dans le pixel éclairé, mais dans un des pixels non-éclairés adjacents. Ceci induit une diminution du rapport signal sur bruit et par conséquent une diminution de la sensibilité de la caméra. Pour éviter une perte en sensibilité supérieure à 50%, nous prenons un rapport $\frac{cm}{\sigma_d} = 2$ et une séparation masque-plan de détection $h = 35$ cm (cf. le Chapitre 4 pour plus de détails). Dans ce cas, la résolution angulaire est de $1,85^\circ$.

La figure 3.2 montre une image du masque codé et de la fonction d'auto-corrélation associée. Le masque choisi n'est pas idéal du point de vue de l'imagerie, car sa fonction d'auto-corrélation se caractérise en plus du pic central par un plan constant non nul.

4 Simulations Monte-Carlo

4.1 Le code de simulation GEANT

Les simulations sont réalisées avec le code Monte-Carlo GEANT¹ dans sa version 3.2. GEANT a été développé au CERN à l'origine pour la physique nucléaire des très hautes énergies. Il peut néanmoins être utilisé dans divers domaines allant de la médecine au développement d'instruments spatiaux (le spectromètre SPI sur *INTEGRAL*, cf. Sturmer *et al.* 2003 par exemple). GEANT permet de :

- décrire un instrument (ici, la caméra CXG et la plate-forme satellite) au moyen d'une structure de volumes géométriques composés de divers matériaux.
- suivre les particules dans les différentes régions de l'instrument, en prenant en compte les frontières de chaque volume, ainsi que les diverses interactions des particules avec la matière (par exemple, les interactions via les diffusions Compton et Rayleigh, l'effet photo-électrique, la production et l'annihilation de paires pour les photons). GEANT prend également en compte les particules secondaires pouvant être créées lors de ces interactions.

Nous avons également utilisé le logiciel GLECS (*GEANT Low-Energy Compton Scattering*) en complément de GEANT. GLECS permet de prendre en compte les photons et les particules à partir de 10 eV (contre 10 keV normalement avec GEANT). Il permet également de mieux décrire les processus de diffusion Compton et Rayleigh qui ne sont pas décrits de manière correcte dans la version 3.2 de GEANT. Pour nos simulations, nous utilisons également le code FLUKA pour traiter les particules chargées (les protons et les électrons) et le code GHEISHA pour traiter les neutrons.

4.2 GEANT comme générateur de bruit de fond et de sursauts γ

4.2.1 Modélisation de l'environnement spatial

Plusieurs composantes de l'environnement spatial du satellite contribuent au bruit de fond de la caméra :

¹cf. <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/>

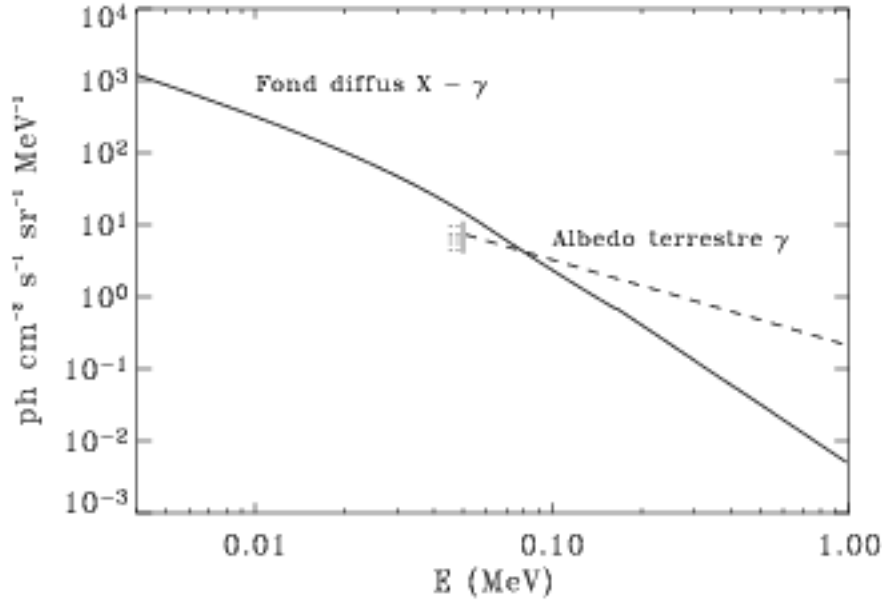


Figure 4.1: Spectre de l'émission diffuse extra-galactique X- γ (le trait plein) et spectre des photons γ de l'albedo terrestre (les tirets). En dessous de 50 keV, les photons de l'albedo terrestre seront complètement absorbés par le blindage passif de la caméra.

L'émission diffuse extra-galactique X- γ - Le fond diffus X- γ extra-galactique, découvert par la sonde lunaire *Ranger III* (cf. Giacconi *et al.* 1962, Metzger *et al.* 1964), est quasi isotrope, indiquant son origine cosmologique.

Le spectre utilisé pour les simulations dans la bande d'énergie 4 keV-300 MeV est représenté dans la figure 4.1. Ce spectre est tiré de Grüber *et al.* (1999) entre 10 et 165 keV, Watanabe *et al.* (1999) entre 165 keV et 2,1 MeV et Weidenspointner *et al.* (1999) au delà. Pour la bande 4-10 keV, nous avons vérifié que l'extrapolation de l'ajustement donné par Grüber *et al.* (1999) est compatible avec les récentes observations de l'émission diffuse réalisées dans la bande 2-10 keV par *XMM-Newton* (Lumb *et al.* 2002) et par RXTE (Revnivtsev *et al.* 2003). Pour les simulations, nous faisons l'hypothèse que les photons de l'émission diffuse sont tirés sur 2π , la Terre faisant écran sur l'autre demi-espace.

Le rayonnement cosmique - Les rayons cosmiques sont des noyaux ionisés relativistes dont 90% sont des protons. Leur distribution spatiale est globalement isotrope.

Ces particules primaires subissent deux modulations. La première est due au vent solaire, et se caractérise globalement par un décalage en énergie du spectre des particules du fait du potentiel solaire $\Phi \sim 1100$ MV (cf. Gleeson & Axford 1968). La seconde est engendrée par l'interaction des rayons cosmiques avec la magnétosphère terrestre. Elle se traduit par une coupure en énergie dans le spectre des rayons cosmiques

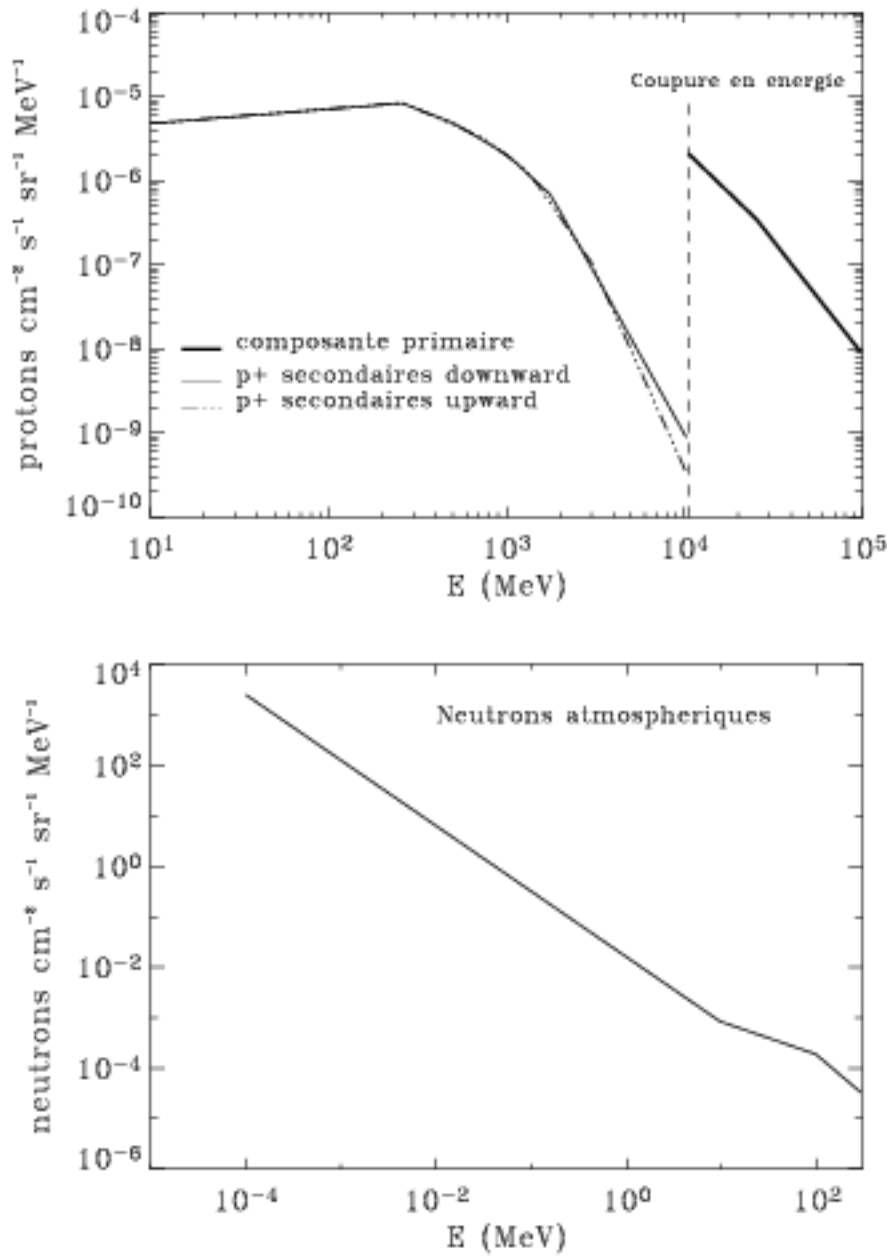


Figure 4.2: Spectre des protons au niveau de l'équateur (en haut) : au-dessus de 10,5 GeV, les protons du rayonnement cosmique, et en dessous de 10,5 GeV, les protons atmosphériques secondaires *upward* (les protons dirigés dans la direction anti-Terre en pointillés) et *downward* (les protons dirigés vers la Terre en trait plein). Le spectre des neutrons atmosphériques est montré dans la figure du bas.

au-dessus d'une énergie E_c , dite de coupure. Cette énergie de coupure est fonction de l'intensité du champ magnétique, de l'altitude h et de la latitude magnétique θ_M du satellite le long de son orbite tel que :

$$R_c = \frac{A}{Z} \sqrt{E_c^2 + 2m_0c^2 E_c} \text{ avec } R_c = 14,9 \times \left(1 + \frac{h}{R_T}\right)^{-2} \times (\cos \theta_M)^4 \quad (4.1)$$

où $R_T = 6380$ km est le rayon terrestre. A , Z et m_0 sont respectivement le nombre de masse, le nombre atomique et la masse de la particule chargée. La rigidité de coupure R_c caractérise le pouvoir de réjection des particules chargées par le champ magnétique. R_c est calculée ici dans l'approximation du champ dipolaire terrestre sans tenir compte de l'asymétrie Est-Ouest (cf. Zombeck 1990 par exemple). Au niveau de l'équateur pour une altitude de 600 km, l'énergie de coupure pour les protons est de 10,5 GeV et de 11,4 GeV pour les électrons. Le spectre des protons du rayonnement cosmique au niveau de l'équateur (cf. Alcaraz *et al.* 2000a) utilisé pour les simulations est représenté dans la figure 4.2 en haut. Pour les électrons du rayonnement cosmique, le spectre utilisé est tiré d'Alcaraz *et al.* (2000b). Nous adoptons une distribution spatiale isotrope des particules sur 2π .

Les protons secondaires - Seuls les protons secondaires, produits par interactions des rayons cosmiques avec l'atmosphère, seront considérés pour les simulations, car ils sont plus énergétiques que les électrons secondaires. Ces protons secondaires, localisés sous les ceintures de radiation, ont une énergie cinétique $E < E_c$. Ces protons peuvent être une source de bruit de fond importante, car leur flux peut atteindre jusqu'à 50% du flux des protons primaires aux latitudes proches de l'équateur (cf. Alcaraz *et al.* 2000a). Leur flux dépend de l'angle zénithal θ_z défini comme l'angle entre la direction de pointage de l'instrument et la direction du centre de la Terre. Les flux sont pris à partir des données AMS (*Alpha Magnetic Spectrometer*, cf. Alcaraz *et al.* 2000a) et des données NINA (cf. Bidoli *et al.* 2002). Les flux d'AMS sont moyennés sur l'orbite de la Station Spatiale Internationale hors de l'Anomalie de l'Atlantique Sud (AAS) ; ce qui permet de s'affranchir en partie de la dépendance en θ_z . Nous supposons, par la suite, un tirage isotrope sur 2π . Le spectre des protons secondaires dans la région équatoriale entre 10 MeV et 1 GeV suivant deux directions des protons : une orientée vers la Terre (*downward*) et la seconde orientée dans la direction anti-Terre (*upward*) est représenté sur la figure 4.2.

Les neutrons secondaires - Ils ont deux origines possibles. La première est probablement associée aux interactions des rayons cosmiques avec l'atmosphère terrestre. La seconde, d'origine interne, est générée lors des interactions nucléaires entre le satellite et les particules chargées. Ces deux composantes constituent pour une mission à basse altitude une source importante de bruit de fond. La figure 4.2 montre

le spectre des neutrons atmosphériques utilisé pour les simulations (cf. Gehrels 1992), s'étendant des neutrons thermiques lents ($E \sim 10$ eV) aux neutrons rapides ($E = 300$ MeV). Les captures de neutrons lents sont prises en compte dans les simulations. Nous adoptons également une distribution spatiale isotrope des neutrons sur 2π .

L'albedo atmosphérique γ - L'atmosphère est une source intense de rayonnement γ produit par l'interaction entre les rayons cosmiques et le gaz atmosphérique. Ce rayonnement présente une forte dépendance relative à l'angle zénithal θ_z avec un maximum d'émission vers 117° (cf. Schönfelder *et al.* 1977). Cependant, nous faisons l'hypothèse d'une émission isotrope sur 2π dans les simulations en prenant le spectre en énergie dans une région proche de l'équateur obtenu à partir du modèle de Dean *et al.* (1989). La figure 4.1 montre le spectre de l'albedo γ utilisé entre 50 keV et 50 MeV. En dessous de 50 keV, les photons seront complètement absorbés par le blindage passif de la caméra (cf. §4.3).

Les sources X les plus brillantes et l'émission diffuse galactique dominante dans la direction du centre galactique constituent une source de bruit de fond supplémentaire (cf. le Chapitre 5).

4.2.2 Modélisation des sursauts γ

Les sursauts γ sont traités comme des sources ponctuelles ayant une distribution spatiale isotrope et uniforme. La distribution spectrale de ces objets dans la bande 4 keV-3 MeV est de la forme :

$$N(E) = \begin{cases} A_0 \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{E}{E_0} \right), & E \leq E_p \\ A_0 \left(\frac{E_0}{100 \text{ keV}} \right)^{(\alpha-\beta)} \exp(\beta - \alpha) \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\beta, & E > E_p \end{cases}$$

où A_0 est exprimé en photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$ et $E_p = (\alpha - \beta) E_0$ est l'énergie pour laquelle l'énergie rayonnée est maximale. Les paramètres (α , β , E_0 , A_0) utilisés pour les simulations sont tirés des catalogues de sursauts γ de BATSE (cf. Band *et al.* 1993, Preece *et al.* 2000, Jimenez *et al.* 2001), de *BeppoSAX* (cf. Amati *et al.* 2002) et de HETE-II (cf. Barraud *et al.* 2003).

4.3 Définition du modèle de masse

Le modèle de masse utilisé pour les simulations se compose de la caméra CXG et de la plate-forme satellite. Ne connaissant pas les détails de la structure de la plate-forme satellite, celle-ci est modélisée très simplement par un parallélépipède de $60 \times 60 \times 40 \text{ cm}^3$ composé d'aluminium dont la densité est égale au rapport de la

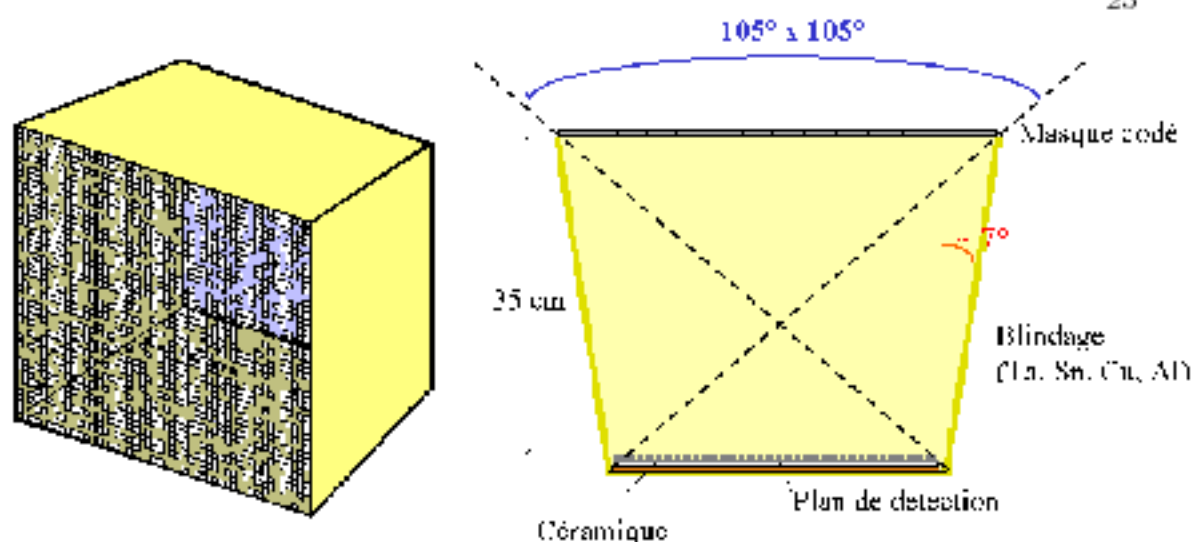


Figure 4.3: Schémas du modèle de masse de la caméra CXG.

Masse totale	~ 15 kg
Puissance plan de détection	~ 6 W
Dim. des pixels détecteurs (pix_{det})	$5 \times 5 \times 2$ mm ³
Dim. des pixels-masques (pix_{mas})	$10,6 \times 10,6$ mm ²
Taille angulaire pix_{det}	49,1'
Taille angulaire pix_{mas}	1,85°
Champ de vue total	105° × 105°
Champ de vue totalement codé	14° × 14°

Table 4.1: Principales grandeurs caractéristiques définissant le modèle de masse de la caméra CXG.

masse de la plate-forme sur son volume. La figure 4.3 montre deux vues de la caméra CXG. Les principales dimensions du modèle de masse de la caméra sont données dans le tableau 4.1. Le modèle de masse pour la caméra se compose des sous-éléments suivants :

- Le plan de détection est composé de 78×78 détecteurs de CdTe couvrant une surface géométrique de 1521 cm² dont $\sim 64\%$ réellement efficace i.e. ~ 974 cm² (cf. le Chapitre 2). L'encombrement de la caméra sur la plate-forme satellite représente $\sim 70\%$, compte tenu du léger évasement de la caméra ($\sim 7^\circ$). Le plan de détection repose sur une céramique en Al₂O₃ de 1 mm d'épaisseur. Nous prenons également en compte la présence de l'ASIC.

- Un blindage passif limitera les contributions des sources de bruit de fond dans la bande 4-50 keV. Il sera composé d'une superposition de matériaux avec des épaisseurs similaires à celles prises pour le masque codé, mais avec une épaisseur d'aluminium de 1 mm. Ce blindage a une efficacité d'absorption de $\sim 80\%$ à 100 keV.

Le choix d'un masque codé ayant des dimensions légèrement plus grandes que le plan de détection offrira un champ de vue total de $105^\circ \times 105^\circ$, soit un peu plus de ~ 2 stéradians, et un champ de vue totalement codé de $14^\circ \times 14^\circ$. Ce modèle de masse respecte les contraintes de masse et de puissance définies au § 2.3 avec une masse de ~ 15 kg et une puissance d'environ 6 W pour le plan de détection uniquement, en supposant que la puissance est de 1 mW par canal/détecteur dans l'ASIC. Les 14 W restants sont alloués à la partie digitale de la chaîne d'acquisition.

5 Résultats et performances

5.1 Le bruit de fond

Le bruit de fond simulé est présenté sur la figure 5.1. Le spectre est dégradé à la résolution intrinsèque des détecteurs, en supposant qu'ils ont une résolution spectrale similaire. L'émission diffuse domine le bruit de fond jusqu'à ~ 100 keV. Au delà, le bruit est principalement dû à l'interaction des particules chargées, des neutrons et des photons avec la structure du satellite. Les raies de fluorescence des éléments du blindage passif sont absentes du spectre de bruit de fond, à l'exception d'une contribution marginale des raies $K\alpha$ et $K\beta$ du tantale ($< 3 - 4\%$ à l'énergie des raies). Ceci montre que le blindage passif multi-couches a été correctement dimensionné. Le bruit de fond devrait être stable, à mieux que 10%, dans la bande 4-50 keV hors de l'Anomalie de l'Atlantique Sud. Dans cette bande, le niveau moyen du bruit de fond est de $7,1 \text{ coups cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

La comparaison des niveaux de bruit de fond de la caméra CXG et de FREGATE

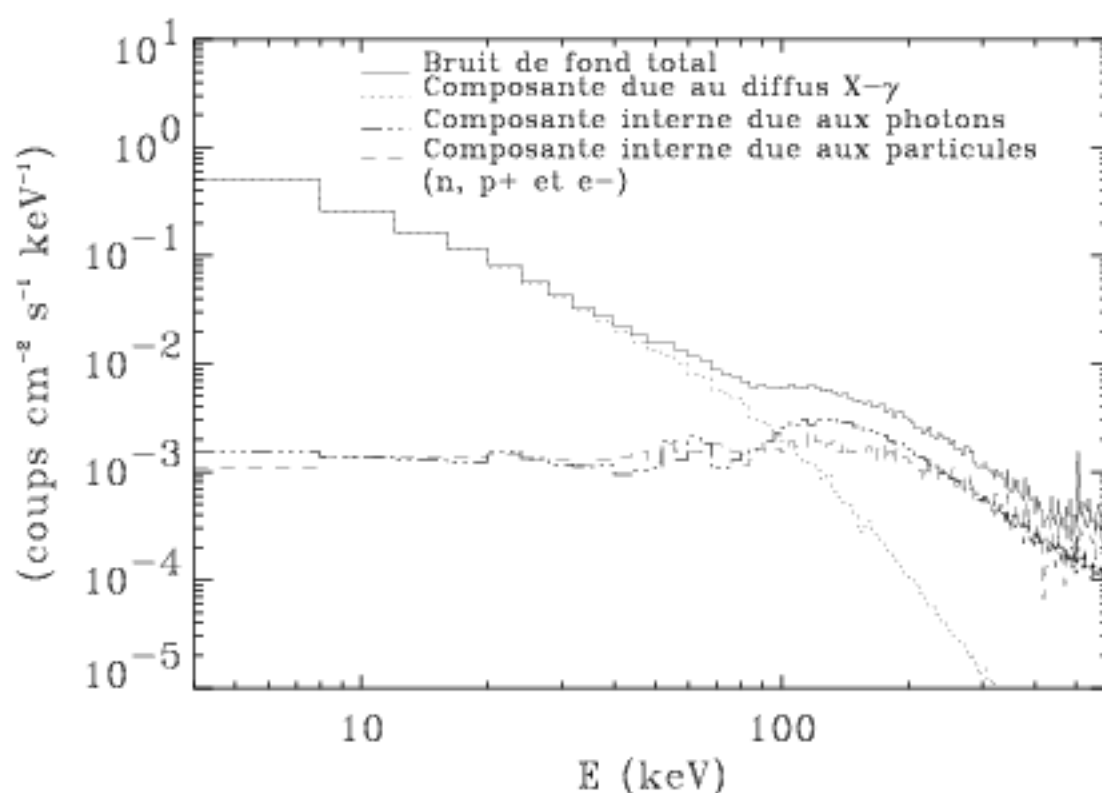


Figure 5.1: Spectre en énergie du bruit de fond induit par les différentes sources du bruit. Ce spectre est moyenné sur l'orbite d'*ECLAIRs*, hors de l'Anomalie de l'Atlantique Sud. Les composantes internes du bruit de fond dues aux particules et aux photons X- γ , ainsi que la composante directe due aux photons de l'émission diffuse sont également reportées.

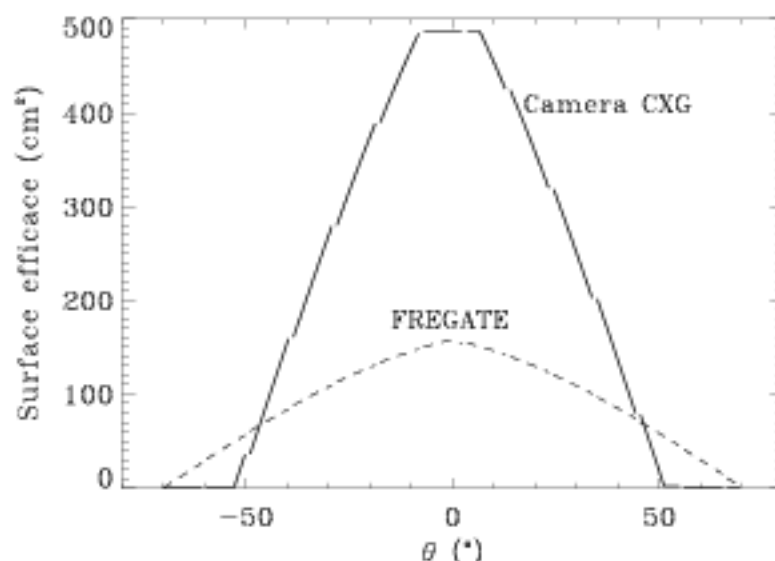


Figure 5.2: Surfaces efficaces à zéro réponse en fonction de la distance angulaire de la source à l'axe optique, θ . La surface efficace à zéro réponse de la caméra CXG (le trait plein) est comparée à celle de FREGATE (les tirets).

montre une compatibilité à 15% dans la bande 10-25 keV.

Pour les calculs de sensibilité, nous prendrons le spectre de bruit de fond montré sur la figure 5.1.

5.2 La sensibilité

Les calculs de sensibilité sont effectués pour un seuil de détection à $5,5\sigma$ des fluctuations du bruit sur le détecteur.

5.2.1 La surface efficace

La figure 5.2 montre la surface efficace à zéro réponse de la caméra CXG en fonction de la distance angulaire de la source à l'axe optique, θ . La caméra conservera une surface maximale pour un champ de vue totalement codé de $14^\circ \times 14^\circ$. La caméra aura une surface efficace plus grande que celle de FREGATE pour des angles $\theta < 45^\circ$.

L'évolution de la surface efficace en fonction de l'angle θ pour différentes énergies des photons incidents est représentée dans la figure 5.3. Plus les photons incidents sont énergétiques, plus la surface efficace est réduite, l'efficacité d'absorption du détecteur diminuant avec l'énergie. A 300 keV, la surface efficace est quasiment constante, car le blindage devient partiellement transparent. Elle augmente légèrement pour $\theta > 30^\circ$, parce que les photons interagissent avec le détecteur sur une épaisseur plus importante.

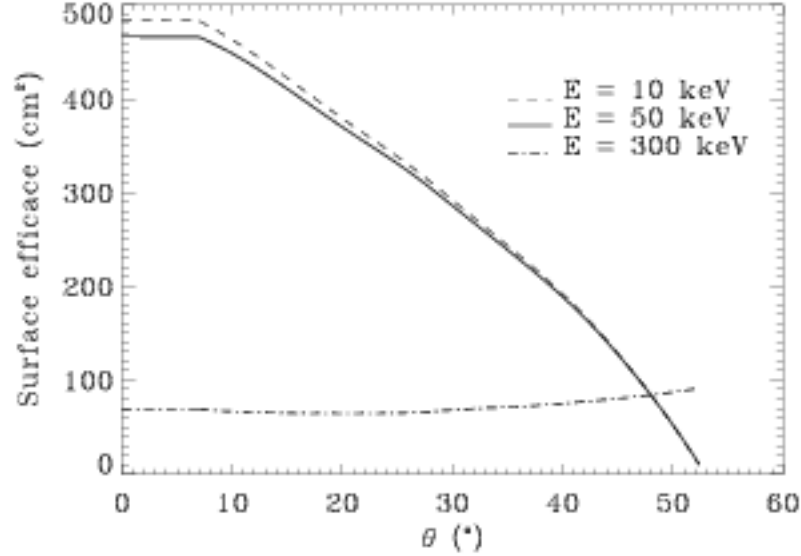


Figure 5.3: La surface efficace S_{eff} de la caméra en fonction de la distance angulaire de la source à l'axe optique θ pour trois valeurs de l'énergie des photons incidents : $E = 10$ keV, $E = 50$ keV et $E = 300$ keV.

5.2.2 La capacité d'ECLAIRS à détecter les sursauts γ

5.2.2.1 Le taux de sursauts détectables par an

L'estimation du taux de sursauts détectables par la caméra CXG prend en compte : la distribution $\log N - \log S$ des sursauts détectés par BATSE sur 1,024 s (cf. Paciesas *et al.* 1999), un spectre caractéristique du sursaut avec $\alpha = -1$, $\beta = -2,1$ et $E_0 = 200$ keV, un taux d'opération en orbite de 80%, un facteur correctif de 44%, permettant de prendre en compte la population de XRFs non détectés par BATSE, mais potentiellement détectables par ECLAIRS. Ce facteur correctif de 44% est basé sur les 45 sursauts γ , (dont 20 sont des XRFs avec $E_p < 50$ keV), détectés et localisés par le *Wide Field Camera* de HETE-II entre le début de la mission et le 13 septembre 2003 (cf. le tableau 2 dans Sakamoto *et al.* 2004, et Attéia communication privée). En prenant en compte ces diverses corrections, le taux de sursauts détectables par la caméra CXG, pour la population considérée ci-dessus, est de 50 an^{-1} .

Nous avons également étudié la dépendance du taux de sursauts par rapport aux paramètres spectraux des sursauts, notamment E_0 et α . En considérant des sursauts avec $\alpha = -0,7$, $\beta = -2,1$ et $E_0 = 150$ keV, nous trouvons un taux significativement plus élevé avec environ 91 sursauts γ détectables par an pour un temps de déclenchement de 1,024 s. Ceci vient du fait que le flux de photons dans la bande 50-300 keV est principalement dominé par les paramètres α et E_0 . Le sursaut avec $\alpha = -0,7$ induit ainsi un flux de photons plus important que le sursaut avec $\alpha = -1$. Ce calcul montre la forte dépendance du taux de sursauts avec les paramètres α et E_0 . Par conséquent, la valeur du taux de sursauts détectables par an devrait être considérée

redshift	E_0 (keV)	t_{90} (s)	$F_{2-400\text{keV}}$ (erg cm ⁻²)	(4-25)	(25-50)	SNR (50-300)	(150-600)
1	172	24	5,5e-5	63 (305,6)	100 (483)	87 (421)	19 (93)
2	115	36	1,8e-5	18 (108)	27 (159)	19 (115)	3,4 (20)
3,2	82	50	8,3e-6	7,6 (53)	10 (71)	6,3 (44)	0,9 (6)
5	57	71	4,0e-6	3,3 (28)	3,9 (33)	1,9 (16)	0,3 (2,1)
10	31	131	1,8e-6	1,24 (14)	0,97 (11)	0,33 (3,7)	0,04 (0,45)
20	16	250	7,0e-7	0,34 (5,3)	0,16 (2,5)	0,04 (0,7)	0,006 (0,09)

Table 5.1: Evolution des paramètres spectraux du sursaut GRB 020124 avec $\alpha = -0,9$ et $\beta = -2,5$ en fonction du *redshift*. Les valeurs du rapport signal sur bruit sont calculées pour un temps de déclenchement de 1,024 s. Les valeurs du rapport signal sur bruit calculées sur t_{90} sont également indiquées entre parenthèses.

avec précaution.

5.2.2.2 La détectabilité des sursauts γ à grands *redshifts*

La détectabilité de sursauts γ jusqu'à $z = 10-20$ fournirait des informations essentielles en cosmologie (cf. les Chapitres 1 et 2). Cependant, la durée t_{90} et le paramètre E_0 dépendent du décalage vers le rouge : plus les sursauts sont loins, plus leur durée est grande et plus leur spectre est mou (E_0 plus faible).

Nous considérons ici le sursaut GRB 020124, détecté par HETE-II à $z = 3,2$ (cf. Berger *et al.* 2002) et ses paramètres spectraux à différents *redshifts* (cf. le tableau 5.1). Pour les simulations, nous supposons que le sursaut se trouve sur l'axe de la caméra. Nous considérons, de plus, qu'un sursaut est détecté, si son rapport signal sur bruit est supérieur au seuil de détection dans au moins deux bandes d'énergie.

Un tel sursaut serait détectable jusqu'à $z = 3,2$ sur un temps de déclenchement de 1,024 s dans trois bandes d'énergie (cf. le tableau 5.1). Sur un temps de déclenchement de 10 s, le sursaut serait détectable jusqu'à $z = 5$. Le sursaut à $z = 20$ serait indétectable quelque soit le temps de déclenchement considéré.

Puisque ces sursauts à grands *redshifts* n'induisent pas de déclenchement, il est intéressant de les rechercher directement dans les images reconstruites. La figure 5.4 montre cinq images reconstruites du sursaut GRB 020124 pour un temps d'intégration de 10 s dans la bande 4-50 keV en fonction du *redshift*. Le sursaut serait visible directement dans les images, jusqu'à $z < 10$, $z = 10$ constituant la limite de détection. Un sursaut deux fois plus puissant serait visible directement dans les images jusqu'à $z = 10$, alors qu'il ne provoquerait un déclenchement que jusqu'à $z = 3,2$ pour un temps de déclenchement de 1,024 s. Un sursaut sept fois plus puissant que le sursaut GRB 020124 serait néanmoins nécessaire pour être détectable directement dans les images à $z = 20$ pour un temps d'intégration de 10 s.

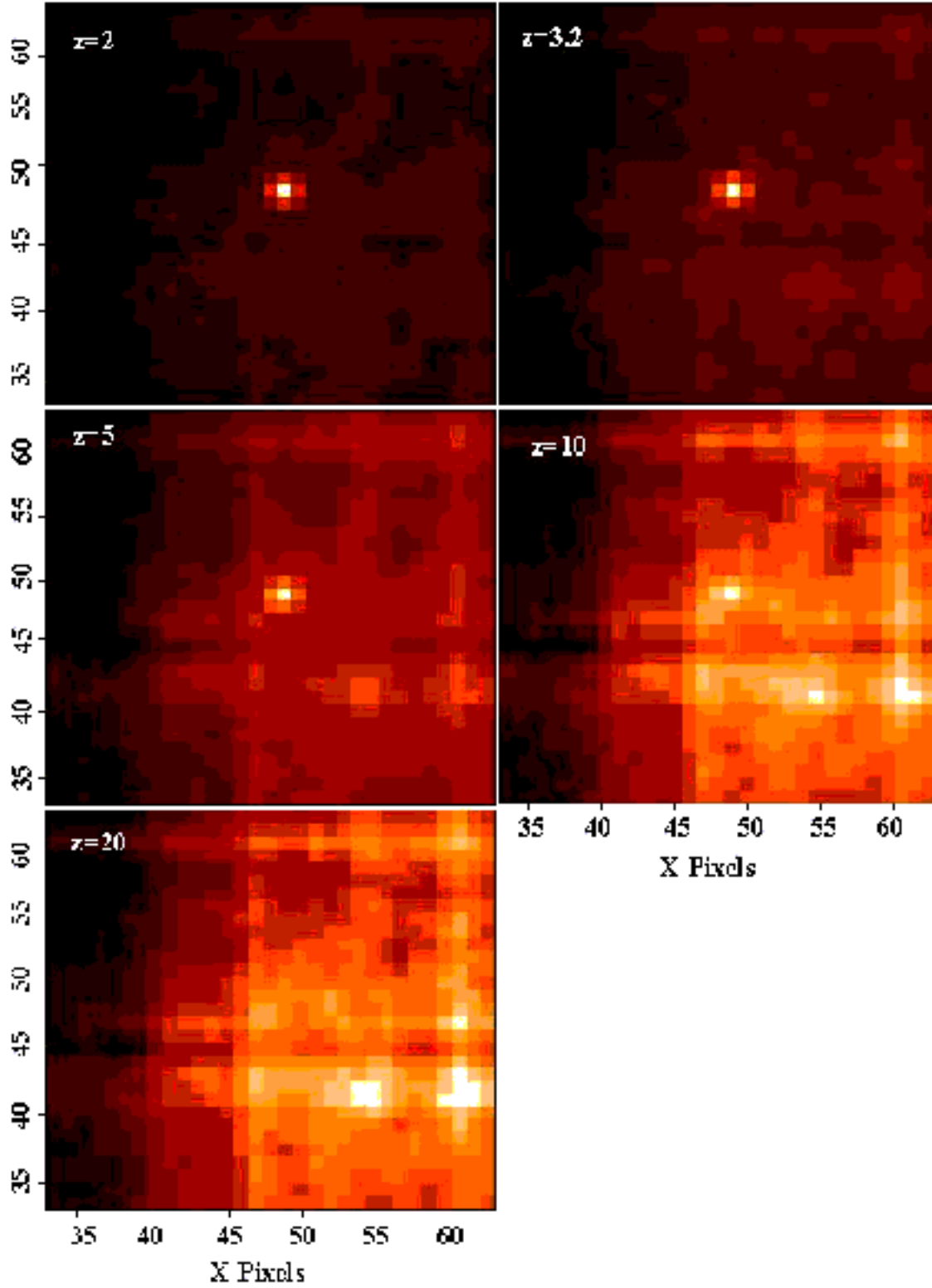


Figure 5.4: Images reconstruites d'un sursaut γ avec $\alpha = -0,9$ et $\beta = -2,5$, placé sur l'axe de la caméra en fonction du *redshift*. Les images correspondent à un temps d'intégration de 10 s. Le sursaut serait directement visible dans les images jusqu'à $z < 10$.

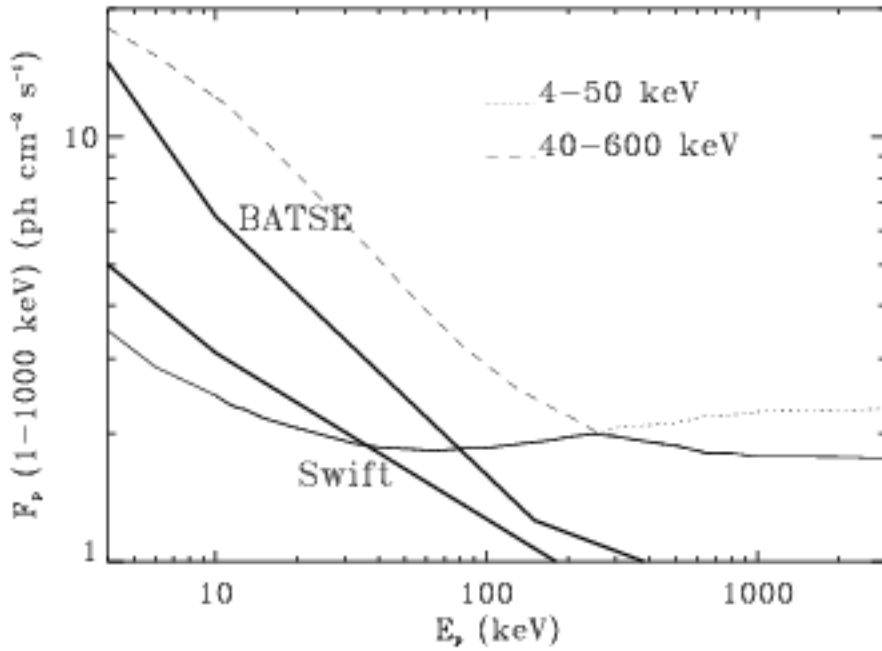


Figure 5.5: Flux limite F_p dans la bande 1 – 1000 keV en fonction de l'énergie de pic du sursaut, E_p , sur un temps de déclenchement de 1,024 s et pour deux bandes d'énergie : (1) 4-50 keV (les pointillés et les tirets) et (2) 40-600 keV (les tirets). Les sensibilités limites de BATSE et de Swift sont également reportées, d'après Band (2003).

5.2.2.3 La sensibilité en fonction de l'énergie de pic du sursaut

Nous calculons la sensibilité attendue de la caméra en fonction de l'énergie de pic du sursaut, E_p (cf. Band 2003 pour le calcul de la sensibilité limite). Nous considérons des sursauts γ avec $\alpha = -1$ et $\beta = -2$, placés sur l'axe de la caméra, et un temps de déclenchement de 1,024 s.

La sensibilité limite de la caméra (en trait plein) en fonction de l'énergie de pic du sursaut, E_p , est montrée dans la figure 5.5. La caméra sera plus sensible, dans la bande 4-50 keV, aux sursauts avec $E_p < 250$ keV (notamment les XRFs avec $E_p < 50$ keV), alors qu'elle sera plus sensible aux sursauts avec $E_p > 250$ keV dans la bande 40-600 keV.

Les sensibilités des instruments BATSE et BAT (*Burst Alert Telescope* sur Swift) sont également reportées sur la figure 5.5. Ces sensibilités sont tirées de Band (2003). Grâce à son seuil bas à 4 keV (comparé à 20 keV pour Swift/BAT et CGRO/BATSE), *ECLAIRS* sera plus sensible que le BAT et BATSE pour les sursauts ayant une énergie de pic inférieure à 40 keV (cf. la figure 5.6 illustrant l'importance d'avoir un seuil bas le plus bas possible). En revanche, parce que la surface efficace d'*ECLAIRS* (974 cm²) est plus faible que celle de BATSE (2025 cm²) et du BAT (5200 cm²), *ECLAIRS* sera moins sensible que le BAT et BATSE pour les sursauts durs ($E_p > 40$ keV). Ce résultat démontre qu'*ECLAIRS* est complémentaire au BAT de Swift par sa

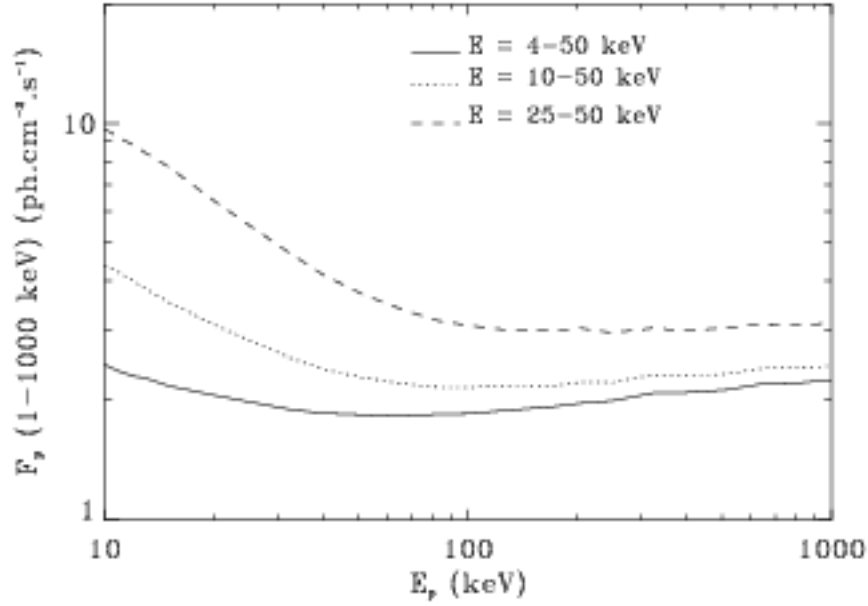


Figure 5.6: Flux limite F_p dans la bande 1 – 1000 keV en fonction de l'énergie de pic du sursaut, E_p , sur un temps de déclenchement de 1,024 s pour trois bandes en énergie : (le trait plein) 4 – 50 keV, (les pointillés) 10 – 50 keV et (les tirets) 25 – 50 keV. Plus le seuil bas en énergie est petit, plus la sensibilité de la caméra s'améliore, parce que le rapport signal sur bruit augmente.

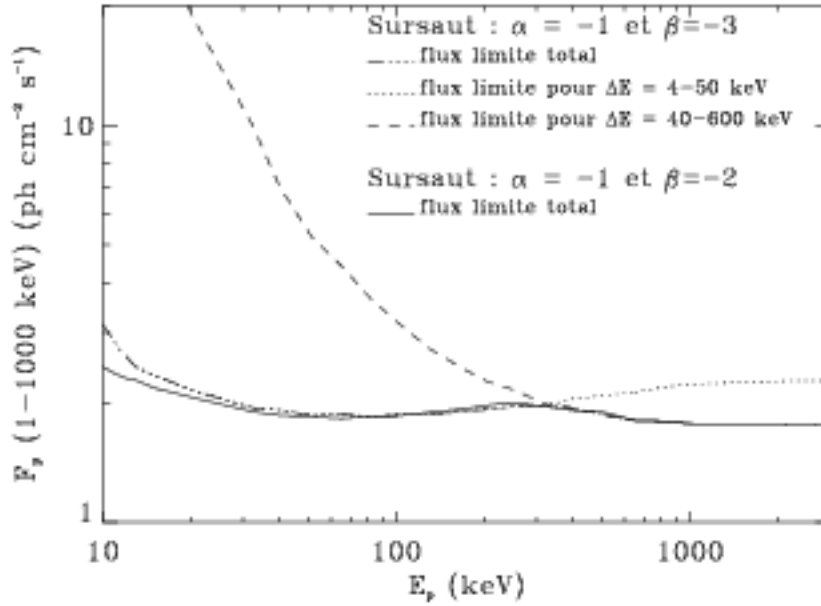


Figure 5.7: Flux limite F_p dans la bande 1 – 1000 keV en fonction de l'énergie de pic du sursaut, E_p , sur un temps de déclenchement de 1,024 s, pour des sursauts γ avec $\alpha = -1$, $\beta = -3$.

sensibilité aux sursauts γ mous dont la physique est très peu connue à ce jour (cf. le Chapitre 1).

Nous avons également étudié la dépendance de la sensibilité limite en fonction des paramètres spectraux des sursauts, en considérant des sursauts avec $\alpha = -1$ et $\beta = -3$. La sensibilité limite correspondante est montrée sur la figure 5.7. La sensibilité

Table 5.2: Estimation des temps d'intégration cumulés nécessaires à la détection de plusieurs sources astrophysiques, situées dans le champ totalement codé.

Type	Objet	ΔE (keV)	F_s (mCrabe)	$\Delta t_{min}(\theta = 0^\circ)$
Blazar	Mrk 501 ¹	20-200	7/35	> 12 h / $\sim$ 47 min
Seyfert 1	NGC 4151 ¹	-	36/41.3	$\sim$ 44 min / $\sim$ 33 min
Quasar	3C 273 ¹	-	12,1/20	$\sim$ 6,5 h / $\sim$ 2.5 h
Seyfert 1	NGC 5548 ¹	-	9,9/10,8	$\sim$ 10 h / $\sim$ 8 h
Seyfert 2	Circinus	-	8,1	> 12 h
Seyfert 2	NGC 4945	20-100	12,4	$\sim$ 6 h
Novae X	GRS 1716-249	4-10	$\sim$ 99	< 43 s
-	GRS 1124-684	-	$\sim$ 147	< 26 s
-	GRO J0422+32	-	367	< 8 s
SGR	Quiescent	4-10	0,34	> 2 ans
-	Sursaut ²	30-200	1443	< 8,5 s
Novae classiques ³	Novae CO	20-250	856	< 9 s
-	Novae ONe	-	75	$\sim$ 640 s

¹ Objets variables dont les flux minimum et maximum sont donnés.

² Les flux donnés supposent une source située à 10 kpc et une absorption galactique sur la ligne de visée de $N_H = 7 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$.

³ Les flux donnés correspondent aux flux d'une nova, située à 1 kpc, une heure après son explosion.

se dégrade pour les faibles valeurs de E_p dans les deux bandes d'énergie, car plus le sursaut a une faible valeur de E_p , plus le déficit en photons dans les deux bandes en énergie est important. Pour les plus grandes valeurs de $E_p > 300 \text{ keV}$, les sensibilités sont comparables à celles montrées dans la figure 5.5, car le nombre de photons dans les deux bandes d'énergie est dominé principalement par le paramètre α du spectre du sursaut.

5.2.3 La sensibilité aux sources X transitoires, variables et persistantes

Lors de son balayage de la sphère céleste, la caméra CXG sera exposée au flux de diverses sources astrophysiques comme les novae X, les NAG, les *Soft Gamma Repeaters* (SGR), les novae classiques par exemple. Le tableau 5.2 donne des exemples de cibles secondaires potentiellement observables par la caméra, ainsi qu'une estimation des temps d'intégration nécessaires, en supposant des sources localisées dans le champ de vue totalement codé de la caméra. Les flux montrés sont donnés par : le catalogue

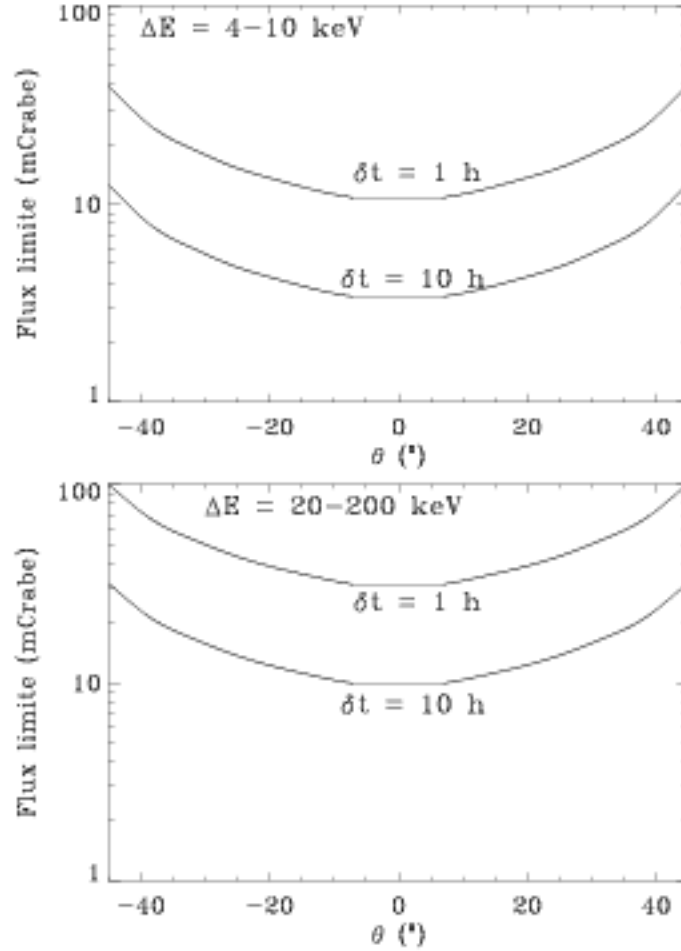


Figure 5.8: Flux limite en fonction de la distance angulaire de la source à l'axe optique θ pour deux bandes d'énergie : 4-10 keV et 20-200 keV, et deux temps d'intégration $\delta t = 1$ h et $\delta t = 10$ h.

*IBIS*¹ pour les NAG ; Duncan & Thompson (1992), Thompson & Duncan (1996) pour la phase sursaut des SGR, et Göğüs *et al.* (1999) pour la phase quiescente des SGR ; Sunyaev *et al.* (1984) pour les Novae X ; Hernanz *et al.* (1999) pour les novae classiques.

5.2.3.1 La sensibilité en fonction de la position de la source

La figure 5.8 montre la sensibilité limite attendue en fonction de la distance angulaire de la source à l'axe optique de la caméra θ . Les sensibilités sont exprimées en milli-Crabe, où nous prenons le spectre du Crabe donné par Ling *et al.* (2003) et Willingale *et al.* (2001). En dehors du champ totalement codé, la sensibilité diminue, car la surface efficace diminue également (cf. la figure 5.2).

¹http://www.bo.iasf.cnr.it/~malaguti/INTEGRAL/TESRE/agn_catal.html

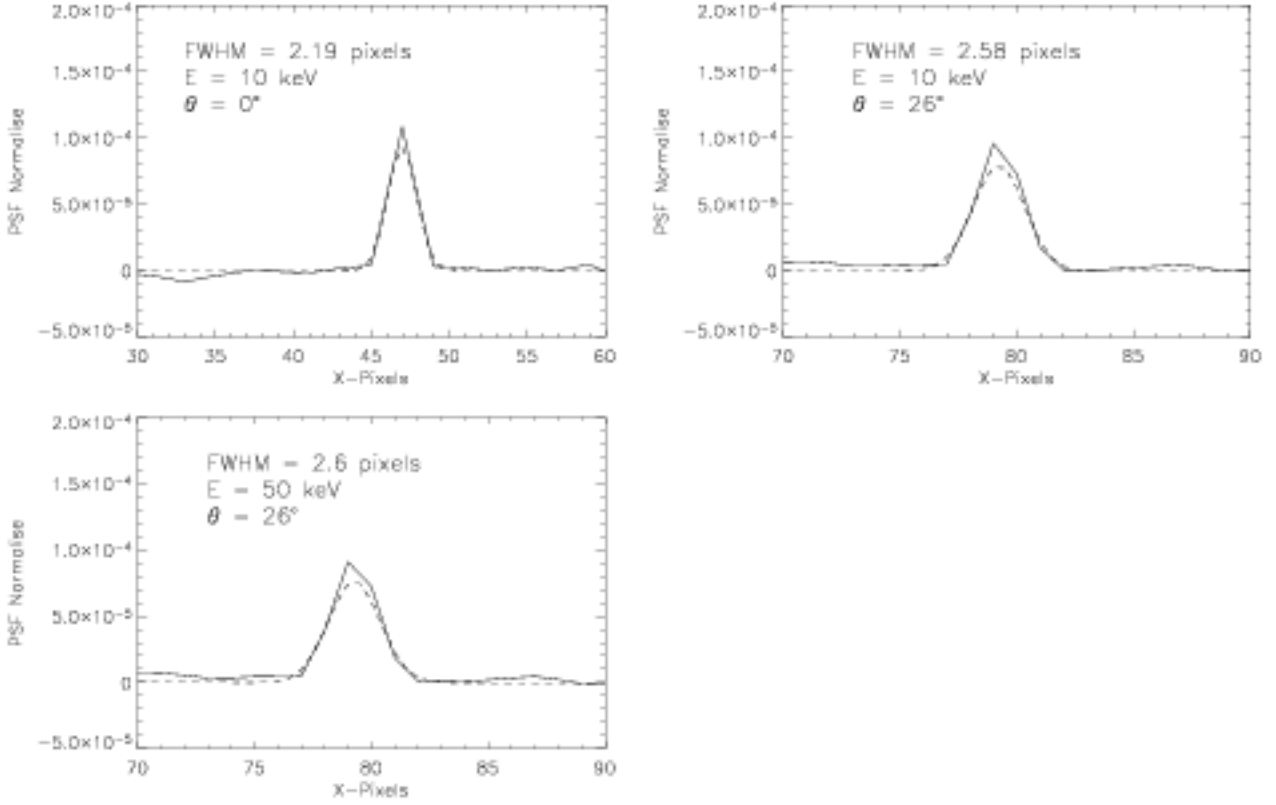


Figure 5.9: Profil de la PSF normalisé (le trait plein) et son ajustement par une Gaussienne (les tirets) pour deux énergies $E = 10$ keV et $E = 50$ keV, et suivant deux valeurs de la distance angulaire de la source à l'axe optique $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 26^\circ$. La largeur à mi-hauteur de la gaussienne, $FWHM$, est également reportée. Elle est exprimée en unité de pixel-détecteur.

5.3 L'étude du système d'imagerie

5.3.1 La fonction de réponse de la caméra

La PSF (*Point Spread Function*) est définie comme la réponse spatiale de la caméra à une source ponctuelle. Dans la suite, nous utilisons la méthode linéaire de la corrélation croisée pour reconstruire les images (cf. Fenimore & Cannon 1978). Dans ce cas, la PSF est de forme pyramidale avec une largeur à mi-hauteur égale à la dimension d'un pixel du masque codé. La méthode de reconstruction a donc une influence directe sur la forme de la PSF, en induisant un étalement de sa réponse spatiale. La figure 5.9 montre la PSF, normalisée et recentrée à zéro, pour différentes énergies et pour différentes directions des photons incidents. Nous avons considéré une fonction Gaussienne plus une constante pour ajuster la PSF, dont les ajustements sont également montrés sur la figure 5.9. La largeur à mi-hauteur de la Gaussienne, $FWHM$, augmente avec la distance angulaire des photons incidents à l'axe optique de la caméra, θ . Pour $\theta > 7^\circ$, la PSF commence à s'étaler, car l'ombre projetée n'est plus totalement codée. Dans le champ de vue totalement codé ($\theta < 7^\circ$), la largeur à mi-hauteur est conservée. Dans

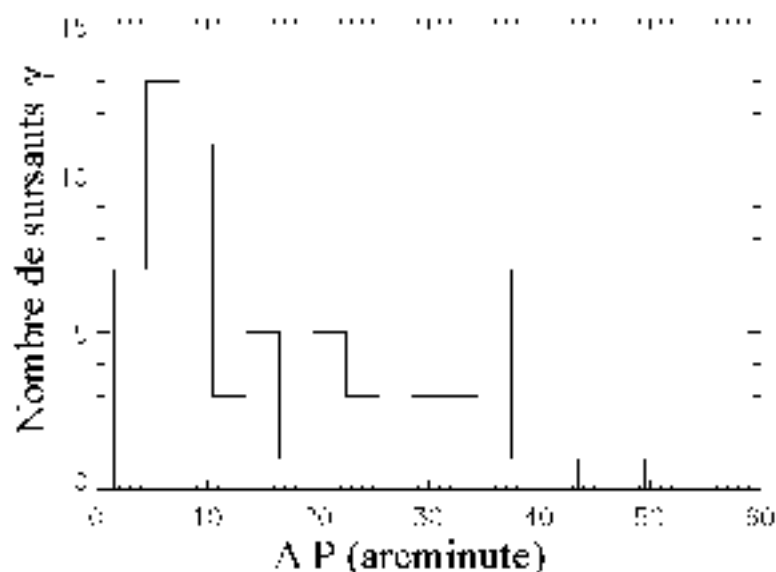


Figure 5.10: Distribution de 79 sursauts γ , détectés dans la bande 4-300 keV et localisés dans la bande 4-50 keV en moins de 1,024 s sur un échantillon de 136 sursauts γ , tirés aléatoirement dans le champ de vue de la caméra, en fonction de leur précision de localisation, ΔP .

la bande 4-50 keV, l'énergie des photons incidents a un effet limité sur la forme de la PSF. À plus hautes énergies, la PSF s'étalera, entraînant une augmentation de la largeur à mi-hauteur, car le masque codé devenant partiellement transparent, l'ombre projetée sur le plan de détection se dégradera.

5.3.2 La précision de localisation

L'estimation de la précision de localisation attendue pour la caméra a été réalisée à partir des travaux de Lampton, Margon & Bowyer (1976). Les précisions de localisation sont données à 1σ (i.e. un niveau de 68% de confiance). Pour ce faire, nous avons généré un échantillon de 136 sursauts γ , tirés aléatoirement dans le champ de vue de la caméra CXG. Sur l'ensemble de ces sursauts, 68 ont été détectés dans la bande 50-300 keV, et 79 sursauts dans la bande 4-300 keV, sur un temps de déclenchement inférieur ou égal à 1,024 s. Sur les 79 sursauts détectés, 47% des sursauts sont localisés à mieux que 10 arcminutes, et 61% des sursauts à mieux que 20 arcminutes. La figure 5.10 montre la distribution de sursauts γ détectés et localisés en moins de 1,024 s en fonction de la précision de localisation.

La figure 5.11 montre l'évolution de la précision de localisation en fonction du rapport signal sur bruit SNR pour un sursaut localisé dans le champ de vue totalement codé de la caméra. Plus le rapport signal sur bruit est grand, meilleure est la précision de localisation (cf. l'équation 3.2 au Chapitre 3).

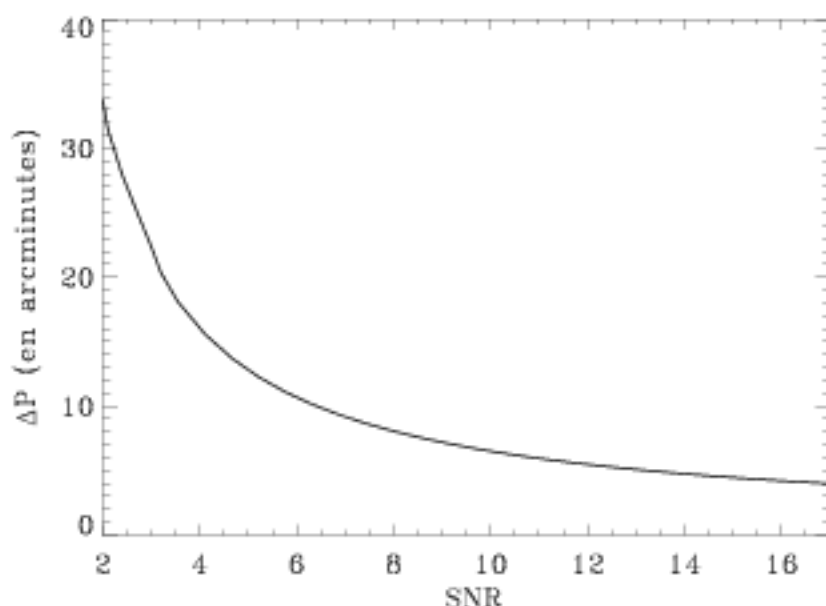


Figure 5.11: Evolution de la précision de localisation en fonction du rapport signal sur bruit SNR calculé dans la bande 4-50 keV et sur un temps d'intégration de 1,024 s.

Objet	$F_{lim}(4-50 \text{ keV})$	(mCrabe)	$F_{lim}(40-200 \text{ keV})$	(mCrabe)
	$\delta t = 0,256 \text{ s}$	$\delta t = 10 \text{ s}$	$\delta t = 0,256 \text{ s}$	$\delta t = 10 \text{ s}$
-	~ 1050	~ 170	~ 6570	~ 1050
Crabe	~ 1120	~ 180	~ 6750	~ 1080
SCO X-1	~ 1160	~ 185	~ 6610	~ 1060

Table 5.3: Sensibilités limites, calculées sur 0,256 s et 10 s, lorsque la source SCO X-1 ou la source du Crabe est présente dans le champ de vue de la caméra.

5.4 L'étude de la dégradation des performances d'imagerie et de détection

Les sources de dégradation des performances de la caméra CXG peuvent avoir deux origines : une interne associée à une réponse non-uniforme du plan de détection, et une externe due aux sources X brillantes présentes dans le champ de vue.

5.4.1 L'impact des sources brillantes en X

Nous considérons ici, l'impact qu'aurait individuellement deux sources très brillantes en X : SCO X-1 et le Crabe sur les performances de la caméra. Le spectre de SCO X-1 est tiré d'Ebisawa *et al.* (2003). Nous supposons également que ces sources sont localisées dans le champ totalement codé, afin de considérer le pire des cas.

La présence du Crabe et de SCO X-1 induit une augmentation du niveau de bruit

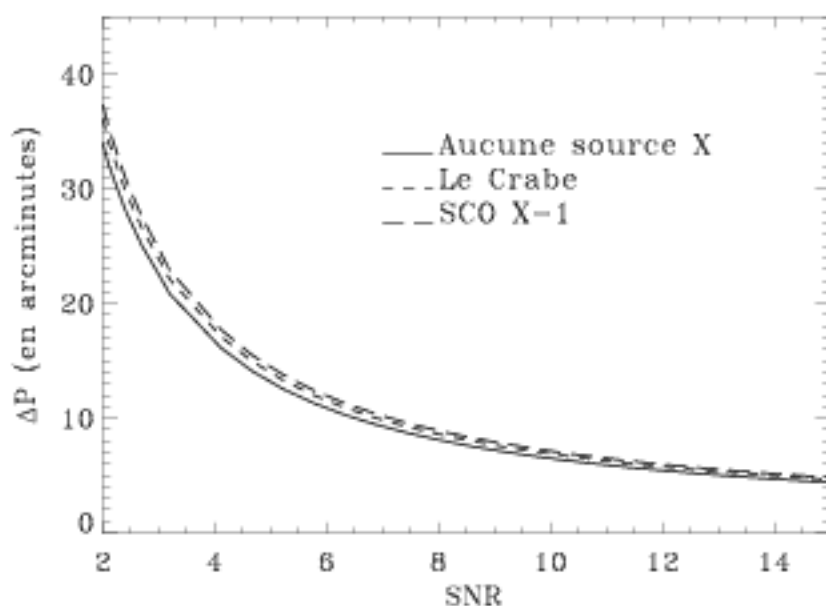


Figure 5.12: Evolution de la précision de localisation en fonction du rapport signal sur bruit SNR , calculé dans la bande 4-50 keV sur un temps d'intégration de 1,024 s (trait plein). La précision de localisation est également montrée dans le cas où le Crabe (tirets) ou SCO X-1 (longs tirets) est dans le champ de vue totalement codé de la caméra.

de fond respectivement de $0,9 \text{ coups cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ($\sim 13\%$) et de $1,5 \text{ coups cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ($\sim 21\%$) dans la bande 4-50 keV. Leur contribution au bruit de fond est plus limitée à haute énergie (40-200 keV), avec une augmentation de $0,06 \text{ coups cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ($\sim 5,5\%$) pour le Crabe et $0,015 \text{ coups cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ($\sim 1,3\%$) pour SCO X-1. Le tableau 5.3 donne les sensibilités limites attendues, lorsque le Crabe et SCO X-1 sont dans le champ de vue de la caméra. Leur présence dans le champ de vue de la caméra induit une diminution du rapport signal sur bruit, et par conséquent, une diminution de la précision de localisation (cf. la figure 5.12).

Le Crabe et SCO X-1 sont également des sources brillantes en optique. Leur présence dans le champ de vue des caméras UDV risquerait de les éblouir et de les endommager. Aussi, la présence de telles sources dans le champ de vue de la caméra CXG devrait être proscrite.

5.4.2 La non-uniformité de réponse du plan de détection

Les causes de non-uniformité de réponse du plan de détection peuvent être nombreuses. Nous supposons ici qu'une fraction des pixels du plan de détection, notée f , est hors d'usage. Une perte de plus 30% de la surface efficace de la caméra induit une perte de sensibilité supérieure à 20% dans les bandes 4-50 keV et 40-200 keV. Ceci se traduit également par une dégradation de la précision de localisation (cf. la figure 5.13).

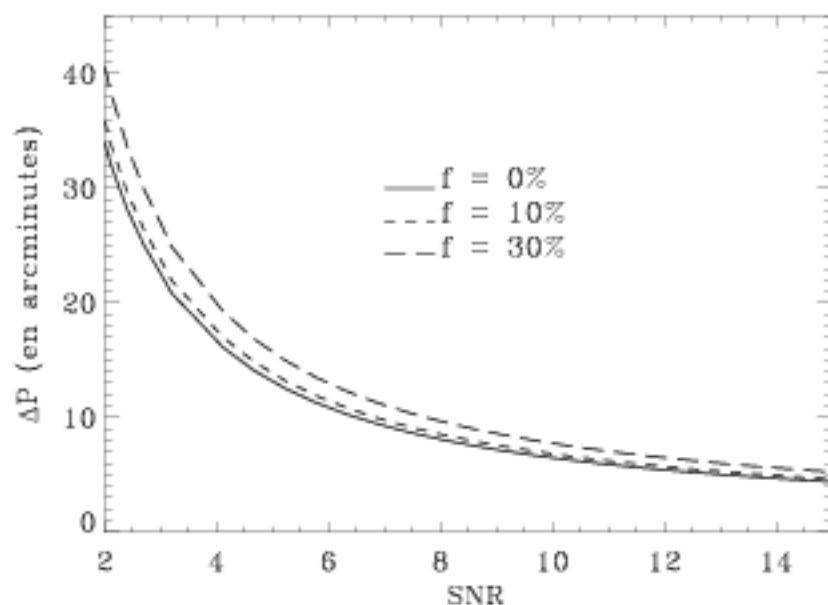


Figure 5.13: Evolution de la précision de localisation en fonction du rapport signal sur bruit SNR , calculé dans la bande 4-50 keV sur un temps d'intégration de 1,024 s, pour trois facteurs de perte de la surface efficace de la caméra : $f = 0\%$ (trait plein), $f = 10\%$ (tirets) et $f = 30\%$ (longs tirets).

6 Synthèse et perspectives

6.1 Principales conclusions

Dans le cadre de la mission *ECLAIRS*, nous avons défini un modèle de masse détaillé de la caméra X- γ (CXG), en charge de la détection et de la localisation des sursauts γ , en tenant compte des contraintes en masse, en puissance et en volume d'encombrement. Nous avons étudié les performances de ce modèle de masse au moyen de simulations Monte-Carlo. Les principaux résultats sur la géométrie et les performances de la caméra sont donnés dans le tableau 6.2.

6.2 Perspectives

La phase A, qui vient juste de débiter pour *ECLAIRS*, devrait permettre de répondre aux problèmes suivants :

- L'évaluation des performances de l'ASIC couplé aux détecteurs (le seuil bas en énergie et la résolution spectrale, par exemple), afin de choisir le matériau semi-conducteur (des diodes Schottky en CdTe ou des détecteurs en CZT).
- La définition d'une stratégie de pointage, conditionnant les performances de la caméra CXG, et permettant de réaliser un calcul du bruit de fond plus détaillé en fonction des directions de pointage.
- Le dimensionnement des besoins en télémétrie à partir des niveaux de bruit attendu.
- La nécessité d'affiner le modèle préliminaire de la caméra CXG présentée ici au moyen des outils développés au cours de la thèse. Ceci se fera avec la définition d'un modèle de masse plus détaillé de la caméra, prenant en compte la structure de maintien du masque codé, la grille de support du masque, la structure de fixation sur la plate-forme satellite, etc...
- La prise en compte de la grille du support du masque codé dans la reconstruction d'image.

Table 6.1: Grandeurs caractéristiques du modèle de masse de la caméra CXG et principaux résultats des simulations Monte-Carlo.

Orbite : Altitude = 600 km, Inclinaison = 20°	
Modèle de masse :	
Masse totale	~ 15 kg
Puissance du plan de détection seul	~ 6 W (1mW/canal)
Surface plate-forme $S_{plate-forme}$	3600 cm ²
Surface d'encombrement	~ 2520 cm ² (70% de $S_{plate-forme}$)
Hauteur du masque codé	35 cm
Plan de détection : diodes Shottky CdTe	
Nombre de pixels détecteurs	78 × 78
Dim. des pixels détecteurs (pix_{det})	5 × 5 × 2 mm ³
Surface efficace pix_{det}	4 × 4 mm ²
Espace inter-pixel	300 μm
Surface efficace de la caméra	974 cm ²
Blindage passif :	
Matériaux	Ta (0,2 mm), Sn (0,5 mm) Cu (0,3 mm), Al (1 mm)
Absorption à 100 keV	~ 80%
Masque codé : motif aléatoire	
Fraction d'ouverture	50%
Absorption dans la bande 4-50 keV	> 95%
Dim. des pixels-masques (pixmas)	10,6 × 10,6 mm ²
Taille angulaire pixmas	1,85°
Champ de vue :	
Champ de vue total	105° × 105°
Champ de vue totalement codé	14° × 14°

cf. la page suivante

 Résultats des simulations :

Taux de comptage du bruit de fond¹ :	(en cps cm ⁻² s ⁻¹)		
4-50 keV	7,1		
40-200 keV	1,1		
Taux de comptage pour la source du Crabe :	(en coups cm ⁻² s ⁻¹)		
4-50 keV	0,9		
40-200 keV	0,06		
Sensibilité² (milli-Crabe)	$\delta t = 0,256$ s	$\delta t = 10$ s	$\delta t = 1$ h
4-50 keV	~ 1050	~ 170	~ 9
40-200 keV	~ 6570	~ 1050	~ 55
Taux de sursauts détectables par an³ :	$\sim 50^a - 90^b$		
Précision de localisation⁴ ΔP :			
47% des sursauts détectés avec	$P < 10'$		
61% des sursauts détectés avec	$P < 20'$		

¹ Les taux de comptage du bruit de fond sont moyennés sur l'orbite d'*ECLAIRS* hors de l'Anomalie de l'Atlantique Sud.

² Les sensibilités sont données sur l'axe de la caméra pour un seuil de détection de $5,5\sigma$.

³ Les taux de sursauts sont calculés pour un seuil de détection de $5,5\sigma$, un temps de déclenchement de 1,024 s et des sursauts modélisés par la fonction de Band avec : ^a ($\alpha = -1$, $\beta = -2,1$, $E_0 = 200$ keV) ; ^b ($\alpha = -0,7$, $\beta = -2,1$, $E_0 = 150$ keV).

⁴ Les précisions de localisation sont données à 1σ .

Bibliographie

- Akerlof, C., Balsano, R., Barthelemy, S. *et al.* 1999, *Nature*, Vol. 398, p. 400
- Akerlof, C., Balsano, R., Barthelmy, S. *et al.* 2000, *ApJ*, Vol. 532, Issue 1, p. L25
- Alcaraz, J., Alvisi, D., Alphon, B. *et al.* 2000 a, *Physical Letter*, Vol. 472, p. 215
- Alcaraz, J., Alphon, B., Ambrosi, G. *et al.* 2000 b, *Physical Letter*, Vol. 484, p. 10
- Aloy, M. A., Müller, E., Ibáñez, J. M., Martí J. M., MacFadyen A. 2000, *ApJ*, Vol. 531, p. 119
- Aloy M. A., Ibáñez J.-M., Miralles, J.-A., Urrin, V. 2002, *A&A*, Vol.396, p. 693
- Amati, L., Frontera F., Tavani M. *et al.* 2002, *A&A*, Vol. 390, p. 81
- Atkins, R., Benbow, W., Berley, D. *et al.* 2000, *ApJ*, Vol. 533, p. 119
- Band, D. L., Matteson, J., Ford, L. *et al.* 1993, *ApJ*, Vol. 413, 281
- Band, D. L. 2003, *ApJ*, Vol. 588, p. 945
- Barraud, C., Olive, J.-F., Lestrade, P. *et al.* 2003, *A&A*, Vol. 400, p. 1021
- Berger, E., Kulkarni, S. R., Bloom, J. S. *et al.* 2002, *ApJ*, Vol. 581, p. 981
- Bersier, D., McLeod, B., Garnavich, P. M. *et al.* 2003, *ApJ*, Vol. 583, p. 63
- Bidoli, V., Casolino, M., de Pascale, M., Furano, G., Iannucci, A., Morselli, A. *et al.* 2002, *Annales Geophysicae*, Vol. 20, p. 1693
- Blandford, R. D., Znajek, R. L. 1977, *MNRAS*, Vol. 179, p. 433
- Bloom, J. S., Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R. 2001, *ApJ*, Vol. 554, p. 678
- Bloom, J. S., Fox, D., van Dokkum, P. G., Kulkarni, S. R., Berger, E., Djorgovski, S. G., Frail, D. A. 2003, *ApJ*, Vol. 599, p. 957
- Boër, M. 2000, *Astronomical Data Analysis Software and Systems IX*, ASP Conference Proceedings, Vol. 216, Editeurs Nadine Manset, Christian Veillet & Dennis Crabtree, Astronomical Society of the Pacific, p. 327
- Bremer, M., Krichbaum, T. P., Galama, T. J., Castro-Tirado, A. J., Frontera, F., Van Paradijs, J., Mirabel, I. F., Costa, E. 1998, *A&A*, Vol. 332, p. 13

- Caroli, E., Stephen, J.B., Di Cocco, G., Natalucci, L., Spizzichino A. 1987, *Space Science Reviews*, Vol. 45, p. 349
- Cavallo, G. & Rees, M. J. 1978, *MNRAS*, Vol. 183, p. 359
- Costa, E., Frontera, F., Heise, J., Feroci, M., in 't Zand, J., Fiore, F. *et al.* 1997, *Nature*, Vol. 387, p. 783
- Dado, S., Dar, A., De Rújula, A. 2002, *A&A*, Vol. 388, p. 1079
- Dado, S., Dar, A., De Rújula, A. 2003, *ApJ*, Vol. 585, p. 890
- Dar, A. & De Rújula, A. 2000a, *astro-ph/0008474*
- Dar, A. & De Rújula, A. 2000b, *astro-ph/0012227*
- Dean, A. J., Fan, Lei, Byard, K., Goldwurm, A., Hall, C. J. 1989, *A&A*, Vol. 219, p. 358
- Duncan, R. C. & Thompson, C. 1992, Vol. 392, p. 9
- Ebisawa, K., Bourban, G., Bodaghee, A., Mowlavi, N., Courvoisier, T. J.-L. 2003, *A&A*, Vol. 411, p. 59
- Eichler, D., Livio, M., Piran, T., Schramm, D. N. 1989, *Nature*, Vol. 340, p. 126
- Fenimore, E. E. & Cannon, T. M. 1978, *Appl. Optics*, Vol. 17, p. 337
- Fishman, G. J. & Meegan, C. A. 1995, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Vol. 33, p. 415
- Fishman, G. J. 1999, *AAS Series*, Vol. 138, p. 395
- Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Nicastro, S. R., Feroci, M., Taylor, G. B. 1997, *Nature*, Vol. 389, p. 261
- Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Sari, R. *et al.* 2001, *ApJ*, Vol. 562, p. 55
- Fraser, G. W., Brunton, A. N., Bannister, N. P. *et al.* 2002, *SPIE*, Vol. 4497, p. 115
- Fryer, C. L., Woosley, S. E., Hartmann, D. H. 1999, *ApJ*, Vol. 526, p. 152
- Fynbo, J. P. U., Sollerman, J., Hjorth, J., *et al.* 2004, *ApJ*, Vol. 609, p. 962
- Galama, T., Groot, P. J., van Paradijs, J. *et al.* 1997, *Nature*, Vol. 387, p. 479
- Galama, T. J., Vreeswijk, P. M., van Paradijs, J. *et al.* 2003, *Nature*, Vol. 395, p. 670

- Gehrels, N. 1992, NIMA, Vol. 313, p. 513
- Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P. *et al.* 2004, ApJ, Vol. 611, p. 1005
- Gehrels, N. *et al.* 2005, "The first localization of a short gamma-ray burst by Swift", astro-ph/0505630
- Ghisellini, G. 2001, "IX Marcel Grossmann" meeting, Rome
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., Rossi, B. B. Physical Review Letters, Vol. 9, p. 439
- Gialis, D. & Pelletier, G. 2004, A&A, Vol. 425, p. 395
- Gleeson, L. J. & Axford, W. I. 1968, ApJ, Vol. 154, p. 1011
- Gotthelf, E. V., Hamilton, T. T., Helfand, D. J. 1996, ApJ, Vol. 466, p. 799
- Gögüs, E., Woods, P. M., Kouveliotou, C., Van Paradijs, J., Briggs, M. S., Duncan, R. C., Thompson, C. 1999, ApJ, Vol. 926, p. 93
- Goldoni, P. & Filliatre, P. 2004, SF2A-2004: Semaine de l'Astrophysique Francaise, Eds.: F. Combes, D. Barret, T. Contini, F. Meynadier & L. Pagani EdP-Sciences, Conference Series, p. 156
- Grüber, D. E., Matteson, J. L., Peterson, L. E., Jung, G. V. 1999, ApJ, Vol. 520, p. 124
- Hansen, F. K., Balbi, A., Banday, A. J., Górski, K. M. 2004, MNRAS, Vol. 354, p. 905
- Harrison F. A., Bloom J. S., Frail D. A. *et al.* 1999, ApJ, Vol. 523, p. 121
- Hernanz, M., José, J., Coc, A., Gómez-Gomar, J., Isern, J., 1999, ApJ, Vol. 526, p. 97
- Hurley, K. 1996, Space Science Reviews, Vol. 75, p. 43
- Jimenez, R., Band, D., Piran, T. 2001, ApJ, Vol. 561, p. 171
- Katz J. I. 1994, ApJ, Vol. 422, p. 248
- Kippen, R. M., Woods, P. M., Heise, J., In't Zand, J., Preece, R. D., Briggs, M. S. 2001, Gamma-Ray Bursts in the Afterglow Era, Proceedings of the International workshop held in Rome, CNR headquarters, 17-20 October, 2000. Editeurs Enrico Costa, Filippo Frontera, and Jens Hjorth, p. 22
- Klebesadel R., Strong I. & Olson R. 1973, ApJ, Vol. 185, p. 85

- Kobayashi, S. & Sari, R. 2001, ApJ, Vol. 551, p. 934
- Kouveliotou C., Meegan C. A., Fishman G. J. *et al.* 1993, ApJ, Vol. 413, no. 2, p. L101
- Kulkarni S. R., Frail D. A., Sari R. *et al.* 1999, ApJ, Vol. 522, p. 97
- Lamb D. Q. & Reichart D. 2000, ApJ, Vol. 536, p. 1
- Lampton, M., Margon, B., Bowyer, S. 1976, ApJ, Vol. 208, p. 177
- Ling, J. C. & Wheaton, W. A. 2003, Vol. 598, p. 334
- Lithwick Y. & Sari R. 2001, ApJ, Vol. 555, p. 540
- Lumb, D. H., Warwick, R. S., Page, M., De Luca, A. 2002, A&A, Vol. 389, p. 93
- MacFadyen A. I., Woosley S. E. 1999, ApJ, Vol. 524, p. 262
- Matheson T., Garnavich P., Hathi N. *et al.* 2003, GRB Coordinates Network, Vol. 2107, p. 1
- Meegan, C. A., Fishman, G. J., Wilson, R. B., Horack, J. M., Brock, M. N., Paciesas, W. S., Pendleton, G. N. Kouveliotou, C. 1992, Nature, Vol. 355, p. 143
- Mertz, L. & Young, N. O. 1961, Proceedings International Conference on Optical Instruments and Technics, p. 305
- Mészáros P. & Rees M. J. 1994, MNRAS, Vol. 269, p. 41
- Mészáros P. & Rees M. J. 2001, ApJ, Vol. 556, p. 37
- Mészáros P. 2002, ARA&A, vol. 40, p. 137
- Metzger, A. E., Anderson, E. C., Van Dilla, M. A., Arnold, J. R. 1964, Nature, Vol. 204, p. 766
- Metzger, M. R., Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Frail, D. A. *et al.* 1997, Nature, Vol. 387, p. 878
- Murakami, T.; Inoue, H., Nishimura, J., Van Paradijs, J., Fenimore, E. E. 1991, Nature, Vol. 350, p. 592
- Mushotzky, R. F. & Loewenstein, M. 1997, ApJ Letters Vol.481, p. 63
- Nakazawa K., Takahashi T., Watanabe S. *et al.* 2003, NIMA, Vol. 512, p. 412
- Narayan R., Paczynski B., Piran T. 1992, ApJ, Vol. 395, p. 83

- Narayan R., Piran T., Kumar P. 2001, *ApJ*, Vol. 557, p. 949
- Paczynski B. 1986, *ApJ*, Vol. 308, p. 43
- Paczynski B. & Rhoads J. 1993, *ApJ*, Vol. 418, p. 5
- Paczynski, B. & Xu G. 1994, *ApJ*, Vol. 427, p. 708
- Paciesas, W. S., Meegan, C. A., Pendleton, G. N. *et al.* 1999, *ApJS*, Vol. 122, p. 465
- Pe'er, A. & Waxman, E. 2004, *ApJ*, Vol. 603, p. 1
- Piran T. 2004, *astro-ph/0405503*
- Piro, L., Costa, E., Feroci, M., Stratta, G., Frontera, F., Amati, L. *et al.* 1999, *A&AS*, Vol. 138, p. 431
- Preece R. D., Briggs M. S., Mallozzi R. S., Pendleton G. N., Paciesas W. S. 2000, *ApJS*, Vol. 126, 19
- Ramirez-Ruiz E., MacFadyen A. I. & Lazzati D. 2002, *MNRAS*, Vol. 331, p. 197
- Rees M. J. & Mészáros P. 1994, *ApJ*, Vol. 430, p. L93
- Reichart D. 2001, *ApJ*, Vol. 553, p. 235
- Reeves J. N., Watson D., Osborne J. P., Pounds K. A., O'Brien P. T. 2003, *A&A*, Vol. 403, p. 463
- Revnivtsev, M., Gilfanov, M., Sunyaev, R., Jahoda, K., Markwardt, C. 2003, Vol. 411, p. 329
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., Clocchiatti, A., Diercks, A., Garnavich, P. M. *et al.* 1998, *AJ*, Vol. 116, p. 1009
- Rowan-Robinson, M., Mann, R. G., Oliver, S. J. *et al.* 1997, *MNRAS*, Vol. 289, p. 490
- Schaefer B. E., Teegarden B. J., Cline T. L. *et al.* 1992, *ApJ*, Vol. 393, p. 51
- Schmidt M. 1999, *ApJ*, Vol. 523, p. 117
- Schönfelder V., Graser, U., Daugherty, J. 1977, *ApJ*, Vol. 217, p. 306
- Stanek, K. Z., Matheson, T., Garnavich, P. M. *et al.* 2003, *ApJ*, Vol. 591, p. L17
- Ströhmayer, T. E., Fenimore, E. E., Murakami, T., Yoshida, A. 1998, *ApJ*, Vol. 500, p. 873

- Sturner, S. J., Weidenspointner, G., Shrader, C., Teegarden, B., Attie, D., Cordier, B. *et al.* 2003, American Astronomical Society, HEAD meeting 7
- Sunyaev, R. A., Borozdin, K. N., Aleksandrovich, N. L. *et al.* 1994, *Astronomy Letters*, Vol. 20, p.777
- Tavani, M., Barbiellini, G., Argan, A. *et al.* 2003, *SPIE*, Vol. 4851, p. 1151
- Taylor, J. H. & Weisberg, J. M., 1982, *ApJ*, Vol. 253, p. 908
- Thompson, C. & Duncan, R. C. 1996, *ApJ*, Vol. 473, p. 322
- Thompson, D. 2004, *New Astronomy Reviews*, Vol. 48, p. 543
- Thomsen, B., Hjorth, J., Watson, D., *et al.* 2004, *A&A*, Vol. 419, p. L21
- Usov, V. V. 1992, *Nature*, Vol. 357, p. 472
- Usov, V. V. 1994, *MNRAS*, Vol. 267, p. 1035
- Usui, F., Tamagawa, T., Terada, Y., *et al.* 2004, *COSPAR*, Proceedings
- Van Paradijs, J., Groot, P. J., Galama, T., Kouveliotou, C., Strom, R. G., Telting, J. *et al.* 1997, *Nature*, Vol. 386, p. 686
- Vietri, M. 1995, *ApJ*, Vol. 453, p. 883
- Vietri, M., Ghisellini, G., Lazzati, D., Fiore, F., Stella, L. 2001, *ApJ*, Vol. 550, p. 43
- Watson, D., Hjorth, J., Levan, A., Jakobsson, P., O'Brien, P. T., Osborne, J. P. *et al.* 2004, *ApJ*, Vol. 605, p. 101
- Wheeler, J. C., Yi, I., Höflich, P., Wang, L. 2000, *ApJ*, Vol. 537, p. 810
- Waxman, E. 1995, *ApJL*, Vol. 452, p. 1
- Waxman, E. & Bahcall, J. 1997, *Physical Review Letters*, Vol. 78, p. 2292
- Willingale, R., Aschenbach, B., Griffiths, R. G., Sembay, S., Warwick, R. S., Becker, W., Abbey, A. F., Bonnet-Bidaud, J.-M. 2001, *A&A*, Vol. 365, p. 212
- Zerbi, F. M., Chincarini G., Ghisellini G., *et al.* 2003, "Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes", Editeurs Iye, M., Moorwood, A. F. M. *Proceedings of the SPIE*, Vol. 4841, p. 737
- Zhang, W., Woosley, S. E., MacFadyen, A. I. 2003, *ApJ*, Vol. 586, p. 356
- Zombeck, M. V. 1990, Cambridge: University Press

Part II

Modélisation des régions internes des Noyaux Actifs de Galaxies

7 Introduction

La plupart des galaxies abritent en leur centre des régions très petites et très denses nommées "Noyaux". Nous nous intéresserons, dans les chapitres à venir, à celles dont les noyaux traversent des phases très lumineuses, que l'on nomme alors "Noyaux Actif de Galaxies" (NAG). Par extension, les galaxies hôtes sont appelées "Galaxies Actives". Nous étudierons plus spécifiquement un type de NAG appelé galaxie de Seyfert.

7.1 Phénoménologie des Noyaux Actifs de Galaxies

Les galaxies actives, découvertes dans les années 40 (cf. Seyfert 1943), couvrent environ 20 décades du spectre électro-magnétique allant du domaine radio aux rayons γ . Les NAG, si l'on y inclut les quasars (*quasi stellar objects*), constituent une des classes d'objets astrophysiques les plus brillants avec une luminosité bolométrique allant de $L \sim 10^{39-44}$ ergs s⁻¹ pour les galaxies de Seyfert, les LINERs (*Low Ionisation Nuclear Emission Regions*) et les LLAGN (*Low Luminosity AGN*) à 10^{46-48} ergs s⁻¹ pour les quasars. Les variabilités de leur luminosité ont montré que la taille de la région centrale d'émission est bien inférieure au parsec (typiquement, $\sim 0,2$ pc).

Les galaxies de Seyfert - Les galaxies de Seyfert sont des NAG généralement quiescents en radio, i.e. montrant une activité radio faible. Parmi la population de galaxies de Seyfert, deux grandes classes peuvent être distinguées :

- Les galaxies de Seyfert 1 montrent des raies avec des largeurs typiques de quelques milliers de km s⁻¹, jusqu'à 10000 km s⁻¹. Ces raies sont produites par une région appelée *Broad Line Region* (BLR). Parmi les galaxies de Seyfert 1, il convient également de distinguer les galaxies *Narrow Line Seyfert 1* (NLS1), qui ont des raies de largeurs plus faibles, typiquement autour de 1000 km s⁻¹. Cependant, leurs spectres sont identiques à ceux des galaxies de Seyfert 1. Cette catégorie est d'autant plus importante qu'elle représente une fraction notable ($\sim 20\%$) des galaxies de Seyfert à des *redshifts* intermédiaires.

- Les galaxies de Seyfert 2 montrent des raies étroites avec des largeurs typiques de l'ordre de quelques centaines de km s⁻¹. Ces raies sont produites par une région appelée *Narrow Line Region* (NLR). Dans ces galaxies, les raies permises (les raies de Balmer, par exemple) sont très faibles par rapport aux raies interdites.

D'autres classes spectrales intermédiaires (1,5, 1,8 et 1,9 par exemple) ont été rajoutées afin d'affiner cette classification (cf. Osterbrock 1977 et 1987 par exemple).

7.2 Le moteur de la source centrale

7.2.1 Le paradigme de l'accrétion autour d'un trou noir super-massif

Le modèle standard expliquant l'émission des NAG invoque la conversion de l'énergie gravitationnelle d'un gaz dans le champ gravitationnel d'un trou noir super-massif ($M > 10^6 M_\odot$), via le processus d'accrétion (cf. Lynden-Bell 1969, Rees 1984 et références attenantes qui explorent les mécanismes théoriques permettant la formation de tels trous noirs). L'accrétion est un processus relativement commun dans l'Univers. Il est ainsi à l'œuvre dans les binaires X et les proto-étoiles, voire dans les sursauts γ (cf. le Chapitre 1), mais il reste encore très mal compris dans le détail.

Plusieurs observations indirectes semblent attester de l'existence de trous noirs super-massifs dans les NAG, mais également dans les galaxies non actives avec des masses allant de 10^6 à $10^{9.5} M_\odot$ (cf. Wilson, Braatz & Henkel 1995 et Nakai *et al.* 1995 pour leur étude sur les mouvements des masers H_2O observés dans certains NAG ; Kormendy & Richstone 1995, Ferrarese *et al.* 1996 et Ferrarese & Ford 1999 pour leurs mesures des perturbations dynamiques induites par l'objet central sur la population stellaire environnante dans les NAG et les galaxies non actives. Voir aussi Tanaka *et al.* 1995, Fabian *et al.* 1995, Nandra *et al.* 1999 qui ont également reporté la détection de profils de raie Fe K α déformés dans plusieurs NAG, souvent interprétés comme une résultante des effets gravitationnels aux abords d'un trou noir).

7.2.2 Une alternative : le modèle du *starburst*

Une alternative au paradigme du trou noir super-massif et de l'accrétion est le modèle du *starburst*. Dans ce modèle, l'émission des NAG de faibles luminosités (les galaxies LINERs, LLAGN et Seyfert) serait dominée par l'activité stellaire, via l'explosion de supernovae de type II (cf. Terlevich *et al.* 1992). Ce modèle permet d'expliquer : les principaux rapports de raies mesurés dans les NAG ; les raies larges et étroites observées dans les spectres ; les degrés d'ionisation de la matière, en considérant des restes de supernovae d'âges différents.

Le cycle d'activité des NAG ($\sim 10^8$ ans) semble toutefois incompatible avec la durée de vie d'amas stellaires denses, car les objets centraux montrent des densités pouvant être supérieures à $4 \times 10^9 M_\odot \text{pc}^{-3}$ (cf. Miyoshi *et al.* 1995). Une telle densité impliquerait l'évaporation rapide de l'amas, causée par un taux de collision stellaire important. Le volume d'espace occupé par ces amas (de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de parsec) est, par ailleurs, bien supérieur à la taille typique des

NAG (cf. González Delgado *et al.* 1998).

7.3 Le modèle d'unification des NAG

La détection de raies larges dans les spectres polarisés en optique des galaxies de Seyfert 2 (cf. Antonucci & Miller 1985) a montré que ces galaxies possèdent également une BLR. Celle-ci est obscurcie en lumière non-polarisée par un matériau opaque et dense, le tore moléculaire, dont la géométrie exacte est encore une question ouverte (cf. Krolik & Begelman 1988, Nenkova, Ivezić & Elitzur 2002, Jaffe *et al.* 2004, Vollmer, Beckert & Duschl 2004). Dans ce cas, les propriétés observées dans les galaxies de Seyfert sont le résultat d'un effet d'orientation de la source centrale par rapport à l'observateur. Ainsi, lorsque la source centrale est directement observable, les galaxies sont dites de type 1 et montrent des raies larges. Lorsque la source centrale et la BLR sont obscurcies par le tore, les galaxies sont dites de type 2, et présentent uniquement des raies étroites (cf. la figure 7.1). Ce schéma d'unification a été, par la suite, étendu de manière plus ou moins satisfaisante aux autres types de NAG (cf. Antonucci 1993, Urry & Padovani 1995).

Ce schéma d'unification permet notamment d'expliquer :

- L'observation de régions d'ionisation étendues de forme conique ou bi-conique dans plusieurs galaxies actives révélant la forte anisotropie du rayonnement primaire diffusé par la *Narrow Line Region* (cf. Evans *et al.* 1993, 1994). Cette anisotropie est naturellement expliquée par l'existence d'un tore masquant la région centrale.
- Le problème du taux de comptage des photons : le nombre de photons ionisants est trop faible pour rendre compte de la luminosité de la *Narrow Line Region*. L'existence d'un matériau opaque permet d'expliquer ce déficit en photons.
- La récente détection aux multi-longueurs d'onde des QSO de type II, contreparties très lumineuses des galaxies Seyfert 2, dont l'existence est prédite dans le schéma unifié (cf. Zakamska *et al.* 2004 et références attenantes).

D'autres observations montrent cependant des discordances avec le schéma unifié. Dans certaines galaxies de Seyfert 2, l'absorption pourrait ne pas être due à la présence d'un tore, mais à une concentration plus importante de poussières et de gaz dans le milieu interstellaire de ces galaxies (cf. Malkan, Gorjian & Tam 1998). Les galaxies de Seyfert 2 présenteraient également des niveaux d'activité de formation stellaire plus importants que les galaxies de Seyfert 1 (cf. Maiolino *et al.* 1995 par exemple). Par

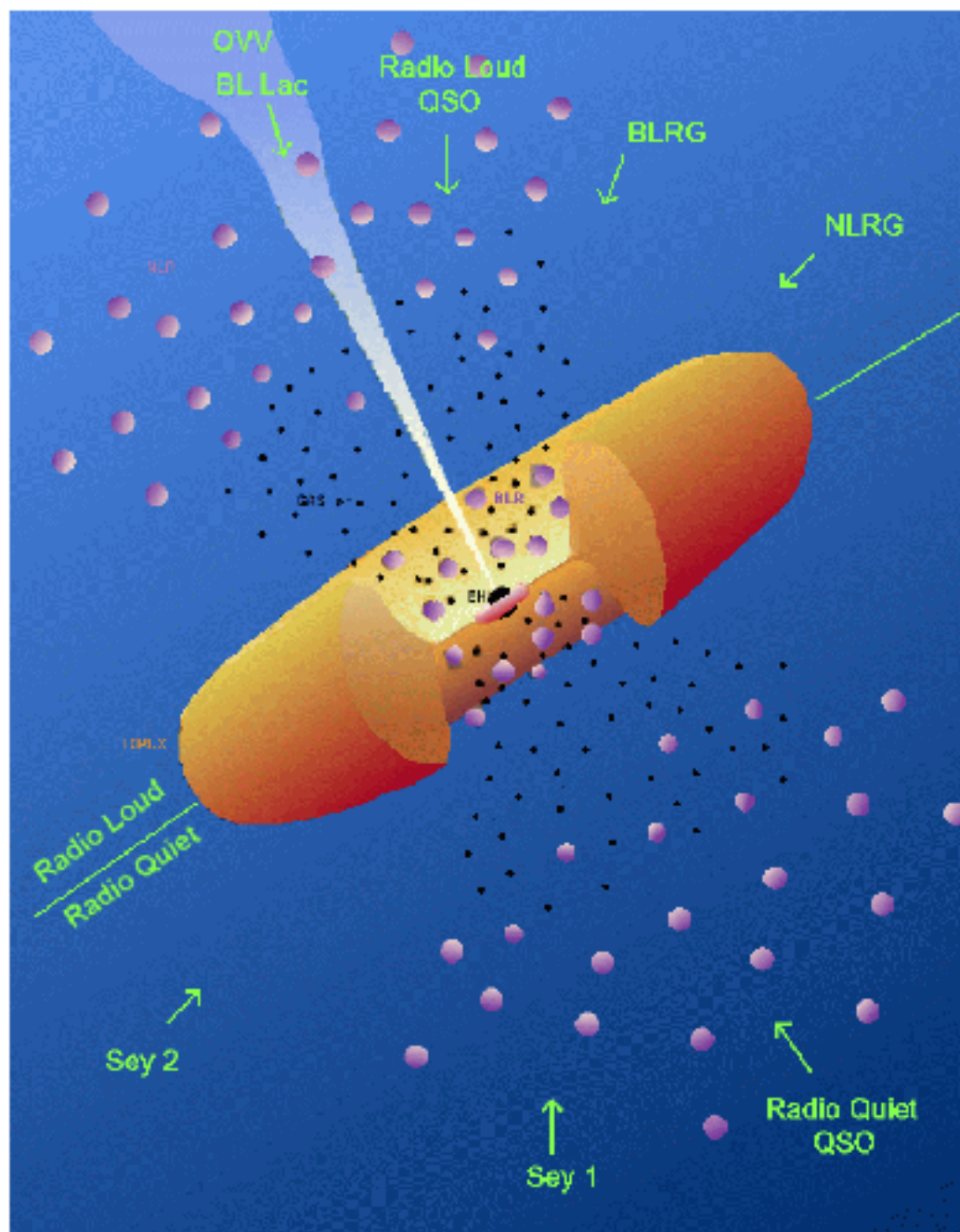


Figure 7.1: Schéma d'unification des Noyaux Actifs de Galaxies. Dans ce schéma, les propriétés observées dans les NAG sont le résultat d'un effet d'orientation de la source centrale par rapport à l'observateur. Ainsi, lorsque la source centrale est directement observable, les galaxies sont dites de type 1. Lorsque la source centrale et la BLR sont obscurcies par le tore, les galaxies sont dites de type 2.

ailleurs, plusieurs galaxies de Seyfert 2 sous lumineuses ne montrent aucune BLR en lumière polarisée (cf. Tran 2003 et référence attenantes).

7.4 Propriétés spectrales en X des galaxies de Seyfert

Les galaxies de Seyfert 1 - La distribution spectrale des galaxies de Seyfert 1 est composée de multiples contributions produites par les différents milieux trouvés dans les galaxies de Seyfert. Le continu primaire est au premier ordre une loi de puissance entre 1 et 100 keV, dont la pente typique est comprise entre $\Gamma = 1,7 - 2,2$. Ce continu primaire pourrait être produit par les cascades de paires électrons-positrons générés par interaction photon-photon à proximité du trou noir ou alternativement par les diffusions Compton inverse des photons optique/UV sur une population d'électrons chauds de la couronne du disque d'accrétion. Les photons optique/UV seraient produits par l'échauffement de la matière accrétante, résultant de la viscosité dans le disque. Une coupure exponentielle est observée pour ce continu au delà de $\sim 80 - 300$ keV. Une raie du Fe K α est également visible avec des largeurs équivalentes d'environ 100 à 300 eV.

En dessous de 2 keV, la plupart des galaxies de Seyfert 1 présentent des caractéristiques spectrales en absorption (des raies et des seuils d'ionisation), et dans certains cas des raies d'émission. Les caractéristiques en absorption sont produites par un milieu chaud absorbant et photo-ionisé par le continu primaire, le *Warm Absorber* (WA). Ce milieu photo-ionisé est caractérisé par des densités de colonne de l'ordre de 10^{18-22} cm $^{-2}$ (cf. Kaastra *et al.* 2000, Ashton *et al.* 2004) jusqu'à 5×10^{23} cm $^{-2}$ (cf. Pounds *et al.* 2003). Un excès à basse énergie est parfois observé dans certaines galaxies de Seyfert 1 (cf. Pounds *et al.* 2003 et références attenantes). Il est parfois interprété comme une extension du *Big Blue Bump* vu en optique/UV (cf. Czerny & Elvis 1987) ou comme étant dû à la Comptonisation des photons par la couronne d'un disque d'accrétion avec un taux d'accrétion élevé (cf. O'Brien *et al.* 2001).

Les galaxies de Seyfert 2 - L'émission des galaxies de Seyfert 2 est fortement absorbée en dessous d'environ 3 keV par effet photo-électrique et entre ~ 7 et 30 keV par la diffusion Compton. Les sources ayant des densités de colonne $CD > 10^{24}$ cm $^{-2}$ sont dites optiquement épaisses à la diffusion Compton. Pour ces sources, les deux caractéristiques spectrales dominantes sont une intense raie du Fe K α avec une largeur équivalente d'environ 1-3 keV et un continu réfléchi et/ou diffusé, le continu primaire étant presque totalement absorbé (cf. Risaliti & Elvis 2004).

Pour les sources optiquement minces, la largeur équivalente de la raie du Fe K α dépend de la fraction du continu primaire absorbé à l'énergie de la raie. Pour

$CD < 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, les largeurs équivalentes sont d'environ 100 à 300 eV, et les continus réfléchi et diffusé sont similaires à ceux observés dans les galaxies de Seyfert 1 (cf. Risaliti 2002). Dans certaines galaxies de Seyfert 2, l'intense raie du Fe K α est accompagnée de caractéristiques non résolues ou partiellement résolues, identifiées comme des raies héliumoides et/ou hydrogénéoides du fer (cf. Matt *et al.* 2004 par exemple). La composante à basse énergie montre de nombreuses raies en émission. Les raies d'émission avec des largeurs de quelques centaines de km s^{-1} sont issues de milieux photo-ionisés par le continu primaire et situés dans la partie basse de la NLR (cf. Kinkhabwala *et al.* 2002, par exemple). Cette composante sera abordée plus en détails au Chapitre 9.

7.5 Les codes de photo-ionisation pour les Noyaux Actifs de Galaxies à l'ère d'*XMM-Newton* et de *Chandra*

Les nouveaux instruments de haute résolution spatiale et spectrale en X, *XMM-Newton* et *Chandra*, permettent d'accéder à des informations essentielles sur les processus physiques à l'œuvre dans les parties les plus internes des NAG. L'interprétation des spectres de haute résolution dépend alors essentiellement des performances des codes numériques.

Nous cherchons, dans cette seconde partie de la thèse, à établir des contraintes sur la physique et la géométrie des milieux photo-ionisés, observés dans les NAG, au moyen d'un code de photo-ionisation appelé Titan, afin d'exploiter au mieux les résultats spectroscopiques d'*XMM-Newton* et de *Chandra*. Nous nous intéressons, en particulier, aux contraintes que peuvent fournir les rapports de raies des ions héliumoides pour les milieux émissifs vus dans les galaxies de Seyfert 2. Les résultats de cette étude sont présentés au Chapitre 9.

Nous introduirons, auparavant au Chapitre 8, les principes généraux du transfert radiatif, ainsi que les méthodes de résolution des équations du transfert dans Titan et dans d'autres codes de photo-ionisation. Nous montrerons comment les prédictions dépendent étroitement de la méthode utilisée pour résoudre les équations du transfert (les méthodes *exacte* du type ALI¹ dans Titan et les méthodes approchées de type probabilité d'échappement dans XSTAR, par exemple).

Le Chapitre 10 sera consacré à la synthèse et aux perspectives de ce travail.

L'ensemble de ce travail de thèse est réalisé en collaboration avec Suzy Collin et Anne-Marie Dumont de l'Observatoire de Paris-Meudon.

¹*Acceleration Lambda Iteration*

8 Modélisation des milieux photo-ionisés

8.1 Equations générales du transfert radiatif

8.1.1 Equation du transfert radiatif dans un milieu diffusif

Définissons les principales grandeurs du transfert radiatif :

- Le coefficient d'émissivité monochromatique ε_ν caractérise l'énergie émise par unité de temps, d'angle solide, de volume et d'intervalle de fréquence.
- Le coefficient d'absorption monochromatique κ_ν , dont la quantité $\kappa_\nu I_\nu$ définit l'énergie absorbée par unité de temps, d'angle solide, de volume et d'intervalle de fréquence, lors de la traversée d'une couche de matière d'une longueur égale à l'unité.
- σ_ν est le coefficient de diffusion (ici pris comme étant élastique), dont la quantité $\sigma_\nu I_\nu$ correspond à l'énergie diffusée par unité de temps, d'angle solide, de volume et d'intervalle de fréquence, lors de la traversée d'une couche de matière d'une longueur égale à l'unité.

Nous nous plaçons dans l'approximation d'un milieu plan-parallèle stationnaire. Suivant cette approximation, le milieu est stratifié et composé de surfaces planes parallèles sur lesquelles les grandeurs physiques sont conservées. La variation de l'intensité spécifique I_ν entre z et $z + dz$ s'exprime alors comme :

$$dI_\nu = (-\kappa_\nu I_\nu + \varepsilon_\nu) \frac{dz}{\mu} + (-\sigma_\nu I_\nu + \sigma_\nu J_\nu) \frac{dz}{\mu}$$

où nous prenons comme convention de compter négativement les quantités d'énergie absorbées par la matière et positivement les quantités d'énergie émises par la matière. $J_\nu = J(\tau_\nu, \mu) \equiv \int I_\nu d\Omega$ correspond à l'intensité moyenne du rayonnement. L'équation générale du transfert radiatif s'exprime alors comme :

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau'_\nu} = -I_\nu + S'_\nu \quad (8.1)$$

avec la profondeur optique totale $\tau'_\nu = \int (\kappa_\nu + \sigma_\nu) dz$. La fonction source du milieu diffusif S'_ν est donnée par :

$$S'_\nu = \frac{S_\nu \kappa_\nu + \sigma_\nu J_\nu}{\sigma_\nu + \kappa_\nu} \quad \text{et} \quad S_\nu = \frac{\varepsilon_\nu}{\kappa_\nu} \quad (8.2)$$

où S_ν correspond à la fonction source dans le cas d'un milieu non diffusif.

L'équation 8.2 souligne que le rayonnement est couplé aux populations statistiques des ions présents dans le milieu, via les coefficients ε_ν et κ_ν (cf. § 8.1.2). Les solutions formelles de l'équation 8.1 s'expriment comme :

$$I_\nu(\tau_\nu, \mu) = I_\nu(\tau_0, \mu) e^{\tau_0 - \tau_\nu} + \int_{\tau_0}^{\tau_\nu} S'_\nu(t) e^{-(\tau_\nu - t)/\mu} \frac{dt}{\mu} \quad (8.3)$$

où $I_\nu(\tau_0, \mu)$ correspond à l'intensité incidente sur le milieu.

8.1.2 Expression de la fonction source pour une raie

Considérons un atome à deux niveaux, le niveau 1 avec une énergie E_1 et un poids statistique g_1 et le niveau 2 avec une énergie $E_2 = E_1 + h\nu_0$ et un poids statistique g_2 sans continu sous-jacent. Le nombre d'atomes par unité de volume se trouvant dans les niveaux 1 et 2 est respectivement N_1 et N_2 . Nous supposons également que les milieux sont hors de l'équilibre thermodynamique local (ETL). Dans ce cas, la micro-réversibilité des processus n'existe plus et le milieu est simplement dans un état stationnaire ou d'équilibre, pour lequel les populations des niveaux sont constantes dans le temps. Les taux de peuplement et de dépeuplement des niveaux s'équilibrent, tel que :

$$N_2(B_{21}J_{12} + A_{21} + N_p C_{21}) = N_1(B_{12}J_{12} + N_p C_{12}) \quad (8.4)$$

L'équation 8.4 est appelée équation d'équilibre statistique. N_p , C_{21} et C_{12} sont respectivement le nombre de particules (généralement des électrons) par unité de volume susceptibles d'interagir par collision, et les coefficients de désexcitation et d'excitation collisionnelles. Il est possible de montrer qu'à l'ETL, $C_{12} = \frac{g_2}{g_1} C_{21} \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT}\right)$ où T est la température des particules. Cette expression suppose que la fonction de distribution des vitesses des particules est une Maxwellienne et est encore valable hors ETL. A_{21} , B_{12} et B_{21} sont les coefficients d'Einstein et sont reliés par les relations suivantes :

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad \text{et} \quad \frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \quad (8.5)$$

Les raies n'étant pas de largeurs nulles, elles sont caractérisées par des profils d'absorption $\phi_{\nu_0}(\nu')$ et d'émission $\psi_{\nu_0}(\nu')$, normalisés tel que $\int \psi_{\nu_0}(\nu') d\nu' = 1 = \int \phi_{\nu_0}(\nu') d\nu'$. Les coefficients ε_ν et κ_ν sont reliés aux coefficients d'Einstein comme suit :

$$\varepsilon_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} N_2 A_{21} \psi_\nu(\nu') \quad \text{et} \quad \kappa_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} N_1 B_{12} \phi_\nu(\nu') \left(1 - \frac{N_2 B_{21}}{N_1 B_{12}}\right) \quad (8.6)$$

Comme nous considérons une diffusion cohérente, les deux profils sont équivalents. La fonction source $S_\nu = S_L$ s'exprime, en utilisant les équations 8.4, 8.5 et 8.6, comme :

$$S_L = \frac{\varepsilon_\nu}{\epsilon_\nu} = \frac{\int J_{\nu'} \phi_{\nu_0}(\nu') d\nu' + \eta B_{\nu_0}(T)}{1 + \eta} \quad (8.7)$$

avec $\eta = \frac{N_p C_{21}}{A_{21}} \left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT}\right)\right)$. L'équation 8.7 fait apparaître deux termes dans l'expression de la fonction source : un dépendant de $J = \int J_{\nu'} \phi_{\nu_0}(\nu') d\nu'$ associé à la diffusion et le second indépendant de J , et lié à l'absorption du milieu. Ce dernier terme peut dominer si η est grand, ce qui est le cas dans un milieu dense.

L'inter-dépendance intrinsèque entre le rayonnement et la matière peut faire apparaître un comportement hautement non-linéaire du transfert radiatif. Sa résolution constitue, par conséquent, un problème très complexe (cf. § 8.3.3), car il est nécessaire de résoudre simultanément l'équation de transfert et les équations d'équilibre statistiques pour chaque niveau de chaque ion.

8.2 Introduction aux codes de photo-ionisation

8.3 Le code Titan

Titan est un code de photo-ionisation, développé depuis une dizaine d'années par Anne-Marie Dumont. Il a pour but de modéliser les spectres vus en émission, en réflexion¹ et en transmission des milieux photo-ionisés observés en X dans les NAG, mais également les binaires X. Pour ce faire, Titan résout le transfert radiatif de manière *exacte* pour les raies et le continu suivant une géométrie plan-parallèle d'un nuage de gaz épais, voire optiquement épais à la diffusion Compton, chaud ($T \sim 10^4 - 10^7$ K), illuminé d'un côté par un rayonnement incident non thermique. Titan permet également de déterminer les structures internes en température et d'ionisation en fonction de la profondeur du milieu. Les spectres calculés s'étendent de l'infra-rouge jusqu'à environ 20 keV. Le code Monte Carlo linéaire NOAR (cf. Dumont *et al.* 2000) complète le spectre jusqu'à quelques centaines de keV.

Titan prend en compte les dix éléments les plus abondants dans l'Univers (C, N, O, Ne, Mg, Si, S et Fe en plus de l'hydrogène et de l'hélium) et leurs 102 ions associés. Les abondances sont données par Allen (1973). Titan traite plus d'un millier de raies (cf. Dumont *et al.* 2000, Coupé *et al.* 2002 et Godet *et al.* 2004 pour plus de détails sur les données atomiques).

8.3.1 Paramètres d'entrée

Plusieurs paramètres définissent le milieu à modéliser par Titan : la densité d'hydrogène à la surface $n_H \equiv n_H(z=0)$, la densité de colonne totale CD , le paramètre d'ionisation

¹Le terme *spectre réfléchi* fait référence au spectre ré-émis par la matière irradiée dans la direction du rayonnement incident.

$\xi = \frac{4\pi F}{n_H}$ avec F , le flux incident intégré sur les fréquences, et le spectre incident. Il est également possible de considérer des milieux à densité ou à pression constante (la pression gazeuse ou la somme des pressions gazeuse et radiative). Les résultats montrés par la suite ont été calculés en supposant des milieux à densité constante. Une vitesse de dispersion ou un gradient de vitesse dans le milieu peut être pris en compte, en ajoutant une vitesse de micro-turbulence (cf. le Chapitre 9). Titan couvre une large gamme de l'espace des paramètres physiques des milieux photo-ionisés vus dans les NAG :

- des milieux très denses ($n_H \sim 10^{10-14} \text{ cm}^{-3}$) et très épais, jusqu'à des densités de colonne de quelques 10^{25} cm^{-2} (cf. Coupé *et al.* 2002 et références attenantes), associés aux atmosphères des disques d'accrétion avec des valeurs de $\xi \geq 10^3 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.
- des milieux du type absorbeur chaud avec $n_H > 10^7 \text{ cm}^{-3}$ et $CD \sim 10^{21-23} \text{ cm}^{-2}$, voire $CD \sim 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ (cf. Murray & Chiang 1995, Green & Mathur 1996 et Pounds *et al.* 2003), et $\xi \sim 10^{2-3} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.
- des milieux correspondant aux régions émissives observées en X avec *XMM-Newton* et *Chandra* dans les galaxies de Seyfert 2, et situées probablement dans la partie inférieure de la NLR ou la partie haute de l'absorbeur chaud, avec $n_H < 10^7 \text{ cm}^{-3}$, $CD \sim 10^{19-22} \text{ cm}^{-2}$ et $\xi \sim 10^{0.7-2} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

8.3.2 Processus physiques

Titan prend en compte les principaux processus physiques : la photo-ionisation et les recombinaisons radiatives, les recombinaisons diélectroniques, les processus de fluorescence et Auger, les échanges de charges par atomes H et He, l'ionisation collisionnelle et les recombinaisons à trois corps, les excitations et désexcitations radiatives et collisionnelles, ainsi que tous les processus induits.

Titan traite la diffusion Thomson, et les diffusions Compton sont seulement prises en compte dans les bilans thermiques et énergétiques, via le couplage avec le code NOAR. Un traitement de la Comptonisation des raies a cependant été ajouté dans Titan (cf. Dumont *et al.* 2003). Titan prend également en compte les mécanismes d'émission-absorption du continu, incluant les processus libre-libre, lié-libre, et les processus à deux photons.

Les profils des raies ont une forme approchée du profil de Voigt (cf. Séverine Coupé 2002 pour plus de détails). Ils sont échantillonnés sur une grille de 15 points en fréquence, couvrant au minimum trois décades. Nous supposons également une redistribution complète des fréquences, i.e. les profils d'émission et d'absorption des

raies sont identiques. La redistribution partielle pour les raies les plus intenses est approximée par une redistribution complète dans un profil gaussien.

8.3.3 Architecture de calcul

À l'origine, l'approximation d'Eddington à deux faisceaux était utilisée, dans Titan, pour calculer le transfert des raies, le continu étant résolu par la méthode ALI (cf. Dumont *et al.* 2000). Suivant cette approximation, l'intensité I_ν est supposée isotrope, *i.e.* au premier ordre $I_\nu(\tau_\nu, \mu) = a_\nu(\tau_\nu) + b_\nu(\tau_\nu) \mu$. Le transfert radiatif est résolu en utilisant la relation de fermeture du système d'équations : $K_\nu = \frac{1}{3} J_\nu$. $K_\nu \equiv \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \mu^2 I_\nu d\mu$ est le moment du second ordre pour I_ν . L'approximation à deux faisceaux consiste à calculer le transfert dans deux directions données ($\mu = \pm \frac{1}{\sqrt{3}}$). L'intensité moyenne est alors égale à $J_\nu = \frac{I_\nu^+ + I_\nu^-}{2}$ avec $I_\nu^- \equiv I_\nu(\tau_\nu, -\frac{1}{\sqrt{3}})$ et $I_\nu^+ \equiv I_\nu(\tau_\nu, \frac{1}{\sqrt{3}})$. Cette méthode avait un taux de convergence global lent, nécessitant de grands temps de calcul. Par ailleurs, pour certaines raies, elle ne convergeait pas du tout, impliquant de grandes incertitudes sur leur flux, mais également sur le bilan d'énergie global du milieu.

Une méthode ALI accélérée a alors été implantée pour résoudre le transfert des raies. Cette méthode repose sur des techniques mathématiques itératives, largement utilisées dans les modèles d'atmosphères stellaires.

Principes des méthodes itératives ALI - En intégrant l'équation 8.3 sur les directions μ , l'intensité moyenne peut être écrite sous la forme :

$$J_\nu = \Lambda[S'_\nu] + J_\nu^{inc} \quad (8.8)$$

où Λ est un opérateur moyenné sur les directions μ , et J_ν^{inc} est un terme lié au rayonnement incident sur les frontières du milieu. Considérons une grille spatiale discrète et un milieu sans rayonnement incident. Dans ce cas, chaque élément Λ_{ij} de l'opérateur Λ donne la réponse de l'intensité J_ν à une position i , suite à une perturbation de la fonction source à la position j . Nous omettrons l'indice ν dans la suite.

En introduisant la méthode des perturbations au premier ordre (cf. Cannon 1973), l'opérateur Λ et la fonction source s'expriment comme :

$$\begin{aligned} \Lambda &= \Lambda^* + \delta\Lambda \\ S^{(n+1)} &= S^{(n)} + \delta S^{(n)} \end{aligned} \quad (8.9)$$

où l'indice n se réfère à la n -ième étape du schéma itératif et $\delta\Lambda \equiv (\Lambda - \Lambda^*)$. Λ^* est un opérateur moyenné sur les directions μ , approximant l'opérateur Λ et choisi de manière à être facilement inversible. En utilisant l'équation 8.9, l'équation 8.8 s'exprime, au premier ordre, comme :

$$J_\nu^{(n+1)} = J_\nu^{(n)} + \Lambda^*[\delta S^{(n)}] \quad (8.10)$$

où $J_\nu^{(n)} = \Lambda[S^{(n)}] + J_\nu^{inc}$ est la solution formelle de l'équation de transfert, calculée à partir de la valeur de la fonction source de l'itération précédente. $J_\nu^{(n+1)}$ est la nouvelle

estimation de l'intensité moyenne. L'équation 8.10 constitue la base de la méthode itérative Lambda.

Dans Titan, nous utilisons des codes fournis par Frédéric Paletou (cf. Auer & Paletou 1994). Ces programmes adoptent un schéma itératif basé sur la méthode de Jacobi (cf. Olson *et al.* 1986). Dans cette méthode, l'opérateur Λ^* est équivalent à la diagonale de l'opérateur Λ . Cette méthode présente des taux de convergence rapide, lorsqu'elle est couplée avec des méthodes d'accélération de la convergence (cf. Ng 1974). La solution formelle de l'équation de transfert et les coefficients diagonaux de l'opérateur Λ sont calculés en utilisant la méthode des *caractéristiques courtes du deuxième ordre* (cf. Kunasz & Auer 1988 par exemple). Des techniques de pré-conditionnement des équations d'équilibre statistiques pour les atomes multi-niveaux (cf. Rybicki & Hummer 1991) sont également implantées dans Titan. Ceci permet de se ramener à un système d'équations linéaires nécessaires à l'emploi des méthodes ALI.

8.4 Les autres codes de photo-ionisation

8.4.1 Propriétés des codes de photo-ionisation

Le code de Nayakshin est basé sur le code public XSTAR² et en utilise la base de données atomiques qui est actuellement la plus complète et la plus détaillée utilisée dans le domaine X. Du point de vue des transitions atomiques et du nombre d'ions pris en compte, XSTAR et par conséquent le code de Nayakshin sont les plus performants (cf. Rózańska *et al.* 2002). Titan, en prenant en compte un millier de raies, possède une base de données bien supérieure à celle présente dans le code de Ballantyne, basé sur le code de Ross (cf. Ross 1979 et Ross & Fabian 1993). La prise en compte d'un grand nombre de données atomiques ne permet toutefois pas d'atteindre des équilibres énergétiques local et global corrects, si la résolution du transfert radiatif présente de grandes incertitudes (cf. Coupé *et al.* 2002).

Le code de Ballantyne utilise l'approximation d'un milieu plan-parallèle comme dans Titan, alors que dans le code XSTAR, une géométrie de type sphérique est utilisée. Les codes de Nayakshin et de Ballantyne utilisent l'équation de Kompaneets pour traiter directement les diffusions Compton dans le milieu lors de la résolution du transfert radiatif, ce qui est un avantage sur Titan. Le traitement du transfert du continu diffus n'est cependant pas bien pris en compte dans le code de Ballantyne, qui utilise l'approximation de la diffusion.

²<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/xstar/docs/html/xstarmanual.html>

8.4.2 Introduction aux probabilités d'échappement

Les codes discutés ci-dessus utilisent des méthodes approchées pour résoudre le transfert radiatif, reposant sur le formalisme des probabilités d'échappement (cf. par exemple Hummer 1964, 1968, Athay 1972, Iron 1978, Kalkofen 1984). Le principe de ces méthodes est de découpler le rayonnement (via l'équation de transfert) de la matière (via les équations d'équilibre statistiques).

Reprenons l'exemple de l'atome à deux niveaux et définissons le taux net radiatif ρ entre les niveaux 1 et 2 (cf. Thomas 1960, Athay & Skumanich 1971 par exemple) comme suit :

$$\rho = 1 - \frac{\int J_\nu \phi_{10}(\nu) d\nu}{S_L} \quad (8.11)$$

Cette équation n'est valable que dans le cas d'une redistribution totale des fréquences. ρ dépend de la profondeur optique du milieu et de la valeur locale du champ de radiation, puisque J_ν et S_L en dépendent. Par ailleurs, ρ est toujours inférieur à 1 et peut prendre des valeurs négatives. Le taux net radiatif est relié au flux de la raie F correspondant à la transition $2 \rightarrow 1$, tel que :

$$F = 4\pi \int \rho S_L d\tau_\nu = 4\pi \int \rho \varepsilon_\nu dz \quad (8.12)$$

L'équation 8.12 montre que le flux F est équivalent à celui émis par une couche de gaz optiquement mince avec une émissivité apparente $\bar{\varepsilon}_\nu \equiv \rho \varepsilon_\nu$. Le formalisme des probabilités d'échappement identifie alors le terme $\rho(\tau_\nu)$ à la probabilité, $P_e(\tau_\nu)$, qu'un photon s'échappe de sa région d'émission et se propage directement vers la surface du milieu.

8.5 Comparaison des formalismes pour la résolution du transfert radiatif

Les méthodes reposant sur les probabilités d'échappement présentent l'avantage d'être moins complexes à mettre en œuvre, et d'être plus rapides, car le système d'équations est découplé. L'identification de la probabilité P_e avec le taux net radiatif ρ pose, cependant, plusieurs problèmes : 1) ρ peut être négatif, alors que P_e est toujours positive ; 2) P_e est une approximation *globale*, car elle est indépendante de la valeur du champ de radiation quelque soit la position dans le milieu. Elle est cependant utilisée comme une variable locale. L'utilisation de telles méthodes induit nécessairement des incertitudes dans la résolution du transfert radiatif, et par conséquent dans le calcul des spectres. Il devient alors urgent de quantifier ces incertitudes dans les spectres théoriques en X à l'ère d'*XMM-Newton* et de *Chandra*.

Une étude comparative des solutions du transfert radiatif obtenues avec les méthodes des probabilités d'échappement et ALI a ainsi été initiée en utilisant le code Titan. Pour ce faire, différentes expressions de P_e ont été introduites dans Titan. Ceci permet de disposer des même hypothèses de départ sur la base de données atomiques, ainsi que sur le traitement des processus physiques.

Ce travail est présenté sous la forme de deux articles publiés dans *Astronomy & Astrophysics*. Le premier article (cf. Dumont *et al.* 2003) traite de milieux optiquement épais à la diffusion Compton avec des densités de colonne d'environ $10^{24-24.7} \text{ cm}^{-2}$, qui sont typiques des régions émettant le *Big Blue Bump* dans les NAG, ou de la couche chaude irradiée d'un disque d'accrétion. Le second (cf. Collin *et al.* 2004), auquel j'ai contribué de manière marginale, discute de milieux photo-ionisés plus minces avec des densités de colonne d'environ $10^{20-23} \text{ cm}^{-2}$, qui sont typiques des régions émettant en X dans les galaxies de Seyfert 2 (cf. le Chapitre 9), ainsi que de l'absorbeur chaud observé dans les galaxies de Seyfert 1.

8.5.1 Implications sur les milieux photo-ionisés vus en X

L'étude comparative entre les méthodes des probabilités d'échappement et ALI a mis en évidence que les méthodes de résolution du transfert ont une plus grande incidence sur le calcul des spectres en X qu'en UV. En effet, dans la bande UV, le formalisme des probabilités d'échappement donne des résultats satisfaisants. Dans le domaine des rayons X, l'utilisation des probabilités d'échappement induit une surestimation systématique des flux des raies de résonance des ions héliumnoïdes et Lyman α des ions hydrogénoïdes, allant de $\sim 30\%$ pour des milieux minces ayant une densité de colonne de 10^{20} cm^{-2} , présents dans les galaxies de Seyfert 1 et 2, à plus d'un ordre de grandeur pour des milieux épais ayant une densité de colonne supérieure à 10^{24} cm^{-2} . Les causes physiques expliquant ces variations dans la bande X diffèrent significativement suivant que le milieu modélisé soit mince ou épais, mais sont toutes directement reliées à des effets du transfert radiatif.

Cette étude montre, par conséquent, qu'il est essentiel d'utiliser des méthodes les plus exactes possibles, telles que les méthodes ALI, pour être à même d'interpréter correctement les spectres de haute résolution obtenus avec *XMM-Newton* et *Chandra* dans le domaine des rayons X (cf. le Chapitre 9).

9 Recherche de diagnostics spectroscopiques

Les instruments de haute résolution d'*XMM-Newton* et de *Chandra* ont permis, pour la première fois, de résoudre totalement ou partiellement de nombreuses raies, des continus de recombinaison radiative, et des seuils d'ionisation, attestant de la complexité des spectres des NAG en X (cf. la figure 9.1). Ces différentes observables sont utilisées pour investiguer les propriétés physiques, géométriques et dynamiques de la matière (cf. les tableaux 2 et 3 dans Sako *et al.* 2002 récapitulant les différentes méthodes spectroscopiques utilisées pour sonder la matière dans les NAG).

Nous nous intéressons ici, en particulier, aux triplets de raies des ions héliumoides vus en émission, qui sont observables avec *XMM-Newton* et *Chandra* pour plusieurs éléments allant du C v (~ 0.3 keV) au Fe xxv (~ 6.7 keV).

9.1 Diagnostics spectroscopiques

9.1.1 Des plasmas collisionnels aux plasmas photo-ionisés

Les ions héliumoides sont des atomes ne possédant que deux électrons sur leurs couches électroniques. Ces ions émettent notamment un triplet de raies pour le niveau $n = 2$ dans le domaine des rayons X. Ce triplet est composé d'une raie de résonance w ($1s^2\ ^1S - 2s\ ^3S$), d'une raie interdite z ($1s^2\ ^1S - 2s\ ^3S$), et de deux raies d'intercombinaison x et y ($1s^2\ ^1S - 2p\ ^3P_{1,2}$) (cf. la figure 9.2). Gabriel & Jordan (1969, 1972, 1973) ont défini deux quantités R et G à partir de ces raies :

$$R = \frac{z}{x + y} \quad \text{et} \quad G = \frac{x + y + z}{w} \quad (9.1)$$

Ces rapports R et G se sont révélés respectivement sensibles à la densité et à la température des électrons dans les plasmas collisionnels (par exemple, les plasmas coronaux).

Contrairement aux plasmas coronaux, les processus d'ionisation dominants dans les NAG ne sont pas nécessairement liés à des processus collisionnels, mais peuvent être dominés par des processus de photo-ionisation, ou être le résultat d'une combinaison de ces deux processus (des milieux hybrides). Plusieurs travaux théoriques ont ainsi été consacrés à l'étude des propriétés spectrales de ces triplets de raies dans les milieux photo-ionisés et hybrides, afin de trouver des diagnostics spectroscopiques (cf. Kallman & Bautista 2000, Porquet & Dubau 2000, Sako *et al.* 2000, Kinkhabwala *et al.* 2002 par exemple). Un des principaux résultats de ces travaux est la mise en évidence du rôle prépondérant joué par la photo-excitation dans la production des raies du triplet,

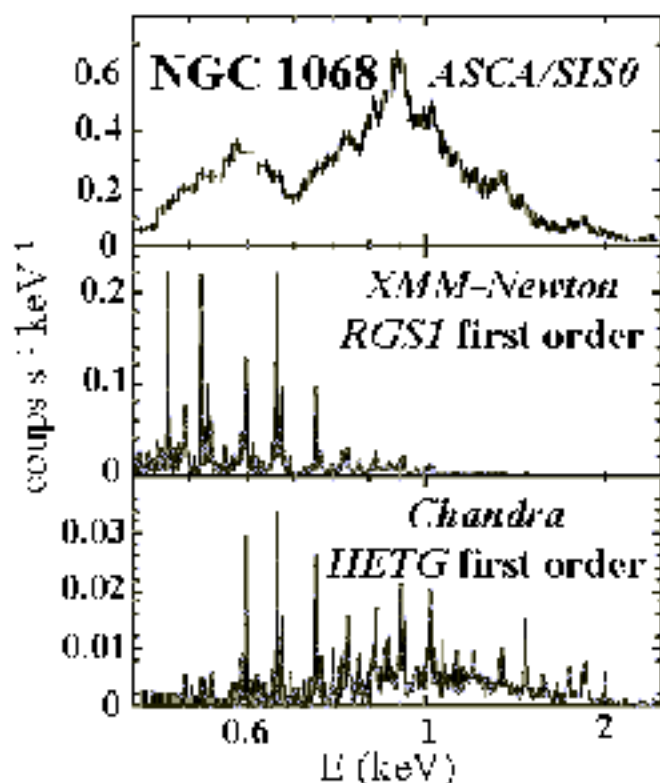


Figure 9.1: Spectre en X mous de la galaxie NGC 1068 obtenu avec les spectromètres : (en haut) SIS0 (*Solid-state Imaging Spectrometer*) sur *ASCA* ; (au milieu) RGS 1 (*Reflection Grating Spectrometer*) sur *XMM-Newton* ; (en bas) HETGS (*High Energy Transmission Grating Spectrometer*) sur *Chandra*, d'après Sako *et al.* 2002.

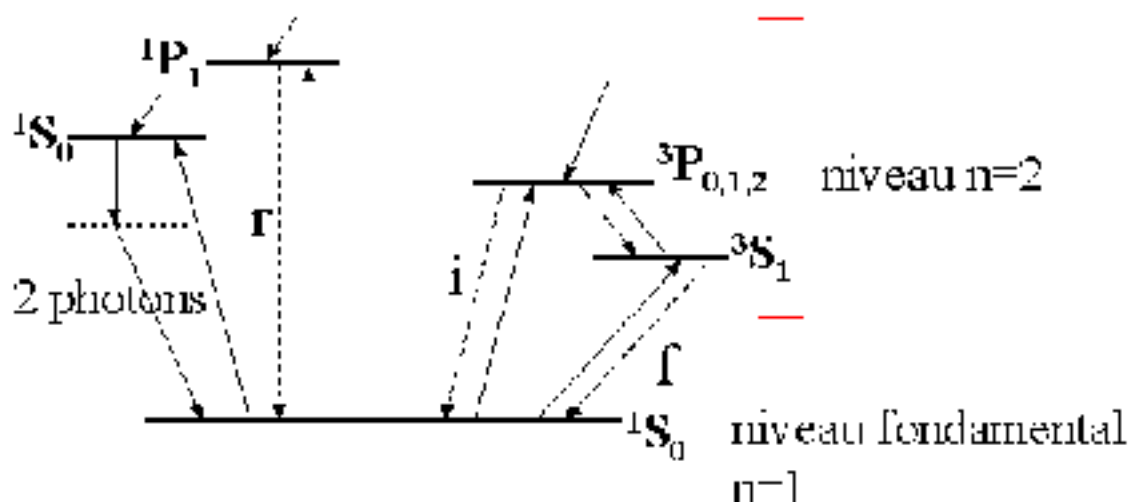


Figure 9.2: Diagramme de Grotrian montrant la structure électronique des niveaux $n = 1$ et $n = 2$ émettant le triplet de raies des ions héliumoides.

notamment pour la raie de résonance w (cf. Sako *et al.* 2000). Une corrélation entre les flux de raies et la vitesse de dispersion dans les milieux photo-ionisés a également été mise en évidence (cf. Kinkhabwala *et al.* 2002).

9.2 Résultats

Les précédents travaux n'ont utilisé qu'un transfert radiatif sommaire (cf. Porquet & Dubau 2000, Kinkhabwala *et al.* 2002), qui n'est valable que pour des milieux très minces. Les effets éventuels du transfert sur les flux de raies n'ont donc pas été pris en compte. Or, au Chapitre 8, nous avons souligné que ceci résulte dans une surestimation des flux de raies de résonance, notamment les raies w des ions héliumoides. Ceci conduit, par conséquent, à de mauvaises valeurs du rapport G (cf. la figure 6 dans Collin *et al.* 2004).

Nous avons ainsi décidé de réaliser une étude systématique des propriétés spectrales des raies w , z , x et y pour les divers milieux photo-ionisés caractéristiques des galaxies de Seyfert 2. Nous nous sommes, en particulier, intéressés à l'influence de la densité de colonne totale CD sur les flux de ces raies. Pour ce faire, nous avons construit une grille de modèles avec Titan. Les résultats de cette étude sont présentés sous la forme de deux articles publiés dans le journal *Astronomy & Astrophysics* (cf. Coupé *et al.* et Godet *et al.* 2004).

9.2.1 Résumé

Notre étude sur les propriétés spectrales des triplets de raies des ions héliumoides a fait ressortir plusieurs points importants :

- Les régions, où se forment les triplets de raies, sont fortement inhomogènes en température, et dépendent de la valeur de CD . Il est impossible de définir une température électronique unique pour le milieu, excepté pour les milieux très minces ($CD < 10^{18} \text{ cm}^{-2}$). Les rapports G ne peuvent donc pas être utilisés pour déterminer la température électronique des milieux observés.
- Les rapports G ne peuvent pas être utilisés pour discriminer le processus d'ionisation dominant (photo-ionisation ou ionisation collisionnelle) dans les milieux observés, comme il a été proposé par Porquet & Dubau (2000).
- Nous soulignons le rôle essentiel que joue la photo-excitation associée à la photo-ionisation dans la production des raies de résonance dans les milieux photo-ionisés quelque soit la densité de colonne totale du milieu.
- La mise en évidence d'un diagramme quasi-universel, permettant de déterminer le paramètre d'ionisation du milieu, à partir de la mesure des températures électroniques des continus de recombinaison radiative, T_e .

- La mise en évidence d'une forte corrélation entre le rapport G et CD montre que la valeur de CD peut être déterminée directement connaissant G et la valeur de ξ .
- La prise en compte d'une vitesse de micro-turbulence V_d dans les milieux photo-ionisés induit une diminution des valeurs de G . En effet, lorsque la raie de résonance w est optiquement épaisse, son flux augmente avec V_d . Pour les milieux très minces où la raie w est optiquement mince, la vitesse de micro-turbulence n'a aucun effet sur les valeurs de G .

Par conséquent, des valeurs de CD plus grandes peuvent être déduites à partir d'une valeur donnée de G et de ξ , pour des valeurs non nulles de V_d .

Ce travail a permis de mettre en évidence un jeu d'outils spectroscopiques permettant de déduire CD et ξ , à partir de la mesure du rapport G et de la température électronique T_e . Jusque là, les précédents travaux permettaient d'utiliser les rapports de raies uniquement pour contraindre les densités de colonne des ions et la densité électronique (cf. Kinkhabwala *et al.* 2002).

10 Synthèse

10.1 Principales conclusions

L'étude du triplet de raies du niveau $n = 2$ des ions héliumoides (i.e. les raies de résonance w , d'intercombinaison x et y , et interdite z) entre 300 eV et 6,7 keV avec le code de photo-ionisation Titan a permis de sonder les parties les plus internes des noyaux actifs de galaxies, émettant dans le domaine des rayons X.

Le paramètre d'ionisation et, pour la première fois, la densité de colonne totale du milieu peuvent être estimés, connaissant la température associée au continu de recombinaison radiative, et du rapport de flux de raies $G = \frac{z+x+y}{w}$. La photo-excitation s'est également révélée essentielle dans le calcul des flux des raies de résonance.

Titan calcule de manière *exacte* le transfert radiatif, en prenant pleinement en compte l'interaction entre la matière et le rayonnement. À l'inverse, la majorité des codes, tels que XSTAR, les codes de Ballantyne et de Nayakshin, utilise un formalisme approximatif, qui induit une surestimation systématique des flux de raies de résonance dans le domaine des rayons X. En effet, les flux des raies de résonance peuvent être surestimés par plus d'un ordre de grandeur pour des milieux avec une densité de colonne totale $CD > 10^{24} \text{ cm}^{-2}$. Ces surestimations affectent fortement les rapports de raies, notamment le rapport G , et induisent, par conséquent, une mauvaise interprétation des spectres en X des noyaux actifs de galaxies.

Par ailleurs, la prise en compte des effets du transfert radiatif sur la matière dans Titan a montré que les milieux photo-ionisés sont en général inhomogènes en température, excepté pour les milieux très minces avec une densité de colonne totale $CD < 10^{18} \text{ cm}^{-2}$. De ce fait, les rapports G ne peuvent pas être utilisés pour déterminer la température électronique du milieu. De plus, les rapports G ne peuvent pas être utilisés pour discriminer le processus d'ionisation dominant dans le milieu, comme il a été précédemment proposé par Porquet & Dubau (2000).

10.2 Perspectives

Les modèles présentés aux Chapitres 8 et 9 sont calculés à densité constante. Les résultats obtenus pour ces modèles devront être confrontés à ceux obtenus pour des modèles calculés à pression gazeuse et/ou radiative constante.

L'étude actuelle repose sur les raies des ions héliumoides pour le niveau $n = 2$. Une étude similaire pour les raies de résonance des ions héliumoides et hydrogénoïdes pour les niveaux $n \geq 3$ devra être réalisée.

Les résultats des simulations doivent être confrontés aux observations. L'interprétation du spectre X de la galaxie de Seyfert 2 NGC 1068, observé par *XMM-Newton*, au moyen des résultats obtenus avec Titan fera prochainement l'objet d'une publication (Godet, Dumont & Collin).

Enfin, l'utilisation de Titan pourrait être étendue à l'interprétation des spectres X du *Warm Absorber* dans les noyaux actifs de galaxies, ainsi que des binaires X vues à haute inclinaison (les *dippers*), car leurs spectres montrent de nombreuses raies d'ions hydrogénoides et héliumoides.

Bibliographie

- Allen C.W. 1973, "Astrophysical quantities", University of London, The Athlone Press
- Antonucci R. R. J. & Miller J. S. 1985, *ApJ*, Vol. 297, p. 621
- Antonucci R. R. J. 1993, *ARA&A*, Vol. 31, p. 521
- Ashton, C. E., Page, M. J., Blustin, A. J., Puchnarewicz, E. M., Branduardi-Raymont, G., Mason, K. O. *et al.* 2004, *MNRAS*, in press
- Athay, R. G. & Skumanich, A. 1971, *ApJ*, Vol. 170, p. 605
- Athay, R. G. 1972, *ApJ*, Vol. 176, p. 659
- Auer, L. H. & Paletou, F. 1994, *A&A*, Vol. 285, p. 675
- Cannon, C. J. 1973, *ApJ*, Vol. 185, p. 621
- Coupé, S., thèse, 2002, Université de Lyon, France
- Coupé, S., Dumont, A.-M., Artru, M.-C. 2002, *Proceedings de la semaine de l'Astrophysique Française*, Editeurs Combes, F. & Barret, D., p. 307
- Czerny, B. & Elvis, M. 1987, *ApJ*, Vol. 321, p. 305
- Dumont, A.-M., Abrassart, A., Collin, S. 2000, *A&A*, Vol. 357, p. 823
- Dumont, A.-M., Collin, S., Paletou, F., Coupé, S., Godet, O., Pelat, D. 2003, *A&A*, Vol. 407, p.13
- Evans, I. N., Tsvetanov, Z., Kriss, G. A., Ford, H. C., Caganoff, S., Koratkar, A. P. 1993, *ApJ*, Vol. 417, p. 82
- Evans, I. N., Ford, H. C., Kriss, G. A., Tsvetanov, Z. 1994, "The first Stromlo Symposium: The Physics of Active Galaxies", Editeurs G. V. Bicknell, M. A. Dopita, & P. J. Quinn, p. 3
- Fabian, A. C., Nandra, K., Reynolds, C. S., Brandt, W. N., Otani, C., Tanaka, Y., Inoue, H., Iwasawa, K. 1995, *MNRAS*, Vol. 277, p. 11
- Ferrarese, L. & Ford, H. C. 1999, *ApJ*, Vol. 515, p. 583
- Gabriel, A.H., Jordan, C. 1969, *MNRAS*, Vol. 145, p. 241

- Gabriel, A.H., Jordan, C. 1972, "Case studies in atomic collision physics", Vol. 2, Editeurs McDaniel, E.W. & McDowell, M.R.C., p. 209
- Gabriel, A.H., Jordan, C. 1973, *ApJ*, Vol. 186, p. 327
- Godet, O., Collin, S., Dumont, A.-M. 2004, *A&A*, Vol. 426, p. 767
- González Delgado, R. M., Heckman, T., Leitherer, C., Meurer, G., Krolik, J., Wilson, A. S. *et al.* 1998, *ApJ*, Vol. 505, p. 174
- Green, P.J. & Mathur, S. 1996, *ApJ*, Vol. 462, p. 637
- Greenhill, L. J., Henkel, C., Becker, R., Wilson, T. L., Wouterloot, J. G. A. 1995, *A&A*, Vol. 304, p. 21
- Hummer, D. G. 1968, *MNRAS*, Vol. 138, p. 73
- Hummer, D. G. 1964, *ApJ*, Vol. 140, p. 276
- Irons, F. E. 1978, *MNRAS*, Vol. 182, p. 705
- Kaasra, J. S., Mewe, R., Liedahl, D. A., Komossa, S., Brinkman, A. C. 2000, *A&A*, Vol. 354, p. 86
- Kalkofen, 1984, *British Astronomical Association Journal* Vol. 94, p. 248
- Bautista, M. A. & Kallman, T. R. 2000, *ApJ*, Vol. 544, p. 581
- Kinkhabwala, A., Sako, M., Behar, E., Kahn, S. M., Paerels, F., Brinkman *et al.* 2002, *ApJ*, Vol. 575, p. 732
- Kormendy, J. & Richstone, D. 1995, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Vol. 33, p. 581
- Krolik, J. H. & Begelman, M. C. 1988, *ApJ*, Vol. 329, p. 702
- Kusnaz, P. & Auer, L. H. 1988, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 39, p. 67
- Lynden-Bell, D. 1969, *Nature*, Vol. 223, p. 690
- Maiolino, R., Ruiz, M., Rieke, G. H., Keller, L. D. 1995, *ApJ*, Vol. 446, p. 561
- Malkan, M. A., Gorjian, V., Tam, R. 1998, *ApJS*, Vol. 117, p. 25
- Malaguti, G., Palumbo, G. G. C., Cappi, M., Comastri, A., Otani, C., Matsuoka, M. *et al.* 1998, *A&A*, Vol. 331, p. 519

- Matt G., Bianchi S., Guainazzi M., Molendi S. 2004, A&A, Vol. 414, p.155
- Miyoshi, M., Moran, J., Herrnstein, J., Greenhill, L., Nakai, N., Diamond, P., Inoue, M. 1995, Nature, Vol. 373, p. 127
- Murray, N. & Chiang, J. 1995, ApJ, Vol. 454, p. 105
- Nakai, N., Inoue, M., Miyazawa, K., Miyoshi, M., Hall, P. 1995, Publication of the Astronomical Society of Japan, Vol. 47, p. 771
- Nandra, K., George, I. M., Mushotzky, R. F., Turner, T. J., Yaqoob, T. 1999, ApJ, Vol. 523, p. 17
- Nenkova, M., Ivezić, Z., Elitzur, M. 2002, ApJ, Vol. 570, p. 9
- Ng, K.-C. 1974, Journal of Chemical Physics, Vol. 61, p. 2680
- O'Brien, P. T., Reeves, J. N., Turner, M. J. L., Pounds, K. A., Page, M., Gliozzi, M. *et al.* 2001, A&A, Vol.365, p. 122
- Olson, G. L., Auer, L. H., Buchler, J. R. 1986, Journal Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, Vol. 35, p. 431
- Osterbrock, D. E. 1977, ApJ, Vol. 215, p. 733
- Osterbrock, D. E. 1987, International Astronomical Union. Symposium no. 121, Kluwer Academic Publishers, p.109
- Porquet, D. & Dubau, J. 2000, A&AS, Vol. 143, p. 495
- Pounds, K. A., Reeves, J. N., King, A. R., Page, K. L., O'Brien, P. T., Turner, M. J. L. 2003, MNRAS, Vol. 345, p. 705
- Rees, M. J. 1984, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Vol. 22, p. 471
- Risaliti, G. & Elvis, M. 2004, astro-ph/0403618
- Risaliti, G. 2002, A&A, Vol. 386, p.379
- Ross, R. R. & Fabian, A. C. 1993, MNRAS, Vol. 261, p. 174
- Ross, R. R. 1979, ApJ, Vol. 233, p. 334
- Rózańska A., Dumont A.-M., Czerny B., Collin S. 2002, MNRAS, Vol. 332, p. 799
- Rybicki, G. B. & Hummer, D. G. 1991, A&A, Vol. 245, p. 171
- Sako, M., Kahn, S. M., Paerels, F., Liedahl, D. A. 2000, ApJ, Vol. 543, p. 115

- Sako, M., Kinkhabwala, A., Kahn, S. M., Behar, E., Paerels, F., Gu, M. F. *et al.* 2002, astro-ph/0207404
- Seyfert, C. K. 1943, ApJ, Vol. 97, p. 28
- Tanaka, Y., Nandra, K., Fabian, A. C., Inoue, H., Otani, C., Dotani, T. *et al.* 1995, Nature, Vol. 375, p. 659
- Terlevich, R., Tenorio-Tagle, G., Franco, J., Melnick, J. 1992, MNRAS, Vol. 255, p. 713
- Thomas, R. N. 1960, Annales d'Astrophysique, Vol. 23, p. 871
- Tran, H. D. 2003, ApJ, Vol. 583, p. 632
- Urry, C. M. & Padovani, P. 1995, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol. 107, p. 803
- Vollmer, B., Beckert, T., Duschl, W. J. 2004, A&A, Vol. 413, p. 949
- Wilson, A. S., Braatz, J. A., Henkel, C. 1995, ApJ, Vol. 455, p. L127
- Zakamska, N. L., Strauss, M. A., Heckman, T. M., Ivezić, Z., Krolik, J. H. 2004, Astronomical Journal, Vol. 128, p. 1002