



L'annihilation des positrons galactiques : analyse et interprétation des données INTEGRAL

Vincent Lonjou

► To cite this version:

Vincent Lonjou. L'annihilation des positrons galactiques : analyse et interprétation des données INTEGRAL. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2005. Français. NNT : . tel-00011121

HAL Id: tel-00011121

<https://theses.hal.science/tel-00011121v1>

Submitted on 26 Nov 2005

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

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

THÈSE

présentée à

l'UNIVERSITÉ TOULOUSE III - PAUL SABATIER
U.F.R P.C.A

en vue de l'obtention du grade de

DOCTEUR DE l'UNIVERSITÉ TOULOUSE III

Spécialité : Astrophysique des Hautes Énergies

par

Vincent Lonjou

L'annihilation des positrons galactiques: analyse et interprétation des données INTEGRAL

Soutenue le 28 septembre 2005 devant le jury composé de :

Gilbert	VEDRENNE	Professeur, UPS Toulouse	Président
Tony	DEAN	Professeur, Université de Southampton	Rapporteur
Pierre	DUBATH	Directeur de Recherche, ISDC Genève	Rapporteur
Pierre	LELEUX	Professeur, UCL Belgique	Examineur
Peter	VON BALLMOOS	Professeur, UPS Toulouse	Directeur de thèse
Jean-Pierre	ROQUES	Directeur de recherche, CESR Toulouse	Co-directeur de thèse

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier mon directeur de thèse car c'est sans aucun doute celui à qui je dois le plus. En effet, c'est grâce à ses cours passionnants d'Astrophysiques suivis en DEUG que j'ai eu l'envie de m'orienter vers ce domaine. Deux ans plus tard, il devenait mon directeur de stage. Depuis, nous travaillons ensemble dans des conditions que je qualifierais d'idéales. Donc merci beaucoup pour ta présence, ton soutien et ton amitié, M. Von Ballmoos.

Travailler sur SPI est stimulant mais avoir comme co-directeur Jean-Pierre Roques qui n'est autre que le PI est une grande chance. Qu'il soit remercié ici de m'avoir fait profiter, tout au long de ma thèse, de son savoir inégalé sur cet instrument.

Je tiens également à remercier sincèrement les membres de mon jury, Messieurs Dean, Dubath, Leleux et Vedrenne, pour s'être intéressés à mon travail.

Je pense avoir fait l'expérience pendant cette thèse d'un vrai travail d'équipe car j'ai eu immédiatement accès à toute l'information et tous les codes. Je n'ai jamais entendu des phrases comme : "là, je n'ai vraiment pas le temps", voire "tu m'énerves avec tes (trop nombreuses, et parfois stupides) questions!". Donc un grand merci à mes 2 co-co-directeurs : Juju et Pierrot. Merci également à Gerry et Georg qui m'ont beaucoup aidé et appris.

Non ho dimenticato i mei amici romani con cui ho lavorato per quattro mesi. E' stata l'esperienza più bella della mia vita, ed e' chiaro che loro hanno fatto tutto in questo senso. Allora, un grande Grazie al gruppo del IASF (nel ordine alfabetico) : Angela (la capa), Antonella, Fiamma, Giovanni (professore di grappa e di scoperta), Lorenzo, Melania (la mia professoressa di Italiano, di Napolitano e di fiesta Romana), Pietro (il capo) e anche tutti quelli che mi hanno dimostrato che l'Italia e' bella. J'en profite aussi pour remercier l'Université Paul Sabatier et le ministère des affaires étrangères Italien pour leur soutien financier lors de mon séjour à l'IASF Roma.

Je remercie également tous ceux qui m'ont donné des coups de main, que ce soit pour sur le plan technique, scientifique, administratif ou informatique. Merci donc à Cyril, David, Dolorès, Elisabeth, Elsa, Laurent, Nathalie, Nicole, Pascale, Philippe et Pierre M..

Pour bien travailler, il ne faut pas "que travailler". Donc merci aux Zamis : Angélique (qui ne mange que des légumes), Alexandre (théoricien musico-scientifique), Gilles (qui règle sa pompe à injection avec des noix), Julien (théoricien à roulette), Mathias et Natacha (dits "les poules"), Natalie (qui mange comme Angélique mais en plus lentement), Laurent (qui, parfois, manque de sucre dans les cotes), Ludo (qui a fait son premier album et sa première thèse en même temps), les VincentS (B. et G.) et William (qui a un suje⁺t de re⁺che⁺rche⁺ très porte⁺ur).

Merci donc à tous ces collaborateurs proches, à tous ces amis et enfin merci aux fondamentaux : la famille. Merci à mes parents et à Mélanie qui n'ont jamais douté de moi et

m'ont permis d'avancer dans un cadre solide indispensable.

Finalement, merci aux positrons galactiques qui se sont annihilés en masse pour moi pendant ces 3 ans soit environ 1 419 120 000 000 000 000 000 000 000 000 000 000 000 000 000 000 000.

Résumé

La raie d'annihilation électron-positron en provenance de notre Galaxie a été découverte et identifiée pour la première fois dans les années 1970. Dès lors, l'origine de l'antimatière galactique est devenue un des sujets les plus controversés de l'Astrophysique. La raie à 511 keV, signature de l'annihilation $e^+ e^-$, a été observée par de nombreux instruments embarqués sur des ballons stratosphériques, puis des satellites ; cependant, l'origine des positrons galactiques reste encore mal connue. Depuis le 17 octobre 2002, date du lancement de l'observatoire INTEGRAL de l'ESA, le spectromètre SPI scrute le ciel dans le domaine γ . L'étude de la raie d'annihilation galactique est un des objectifs majeurs de cette mission.

La présente thèse s'ouvre sur l'étude de la partie centrale de SPI : son plan de détection. Avant toute remarque sur son utilisation, une première phase s'impose : sa calibration en énergie. En effet, celle-ci est cruciale pour une bonne exploitation des données. Nous verrons que deux facteurs, l'un linéaire avec le temps, l'autre avec la température, suffisent à modéliser la dérive de la fonction de calibration en énergie. On en déduit la fréquence et les limitations du processus de calibration. De plus, les détecteurs de SPI se dégradent sous l'influence de l'environnement spatial. Toute l'information sur l'état de dégradation des détecteurs est contenue dans la forme des raies du bruit de fond. Leur étude permet de quantifier cet état de dégradation ainsi que les variations d'efficacité des détecteurs. La relation entre la dégradation et calibration des détecteurs est également établie.

Une fois l'instrument calibré, la modélisation du bruit de fond instrumental est une étape indispensable compte-tenu du faible rapport signal à bruit présent à 511 keV. Le développement d'un modèle basé sur l'utilisation de traceurs d'activité et sa validation sont reportés. Deux approches complémentaires permettent ensuite de déterminer la morphologie de l'émission. La première, où l'on teste la vraisemblance d'une distribution spatiale (*model fitting*), permet de confirmer la validité du modèle de bruit de fond tout en contraignant l'étendue de l'émission (forme et flux avec intervalles de confiance). La déconvolution des images constitue une seconde méthode, elle permet de générer une carte du ciel traduisant l'essence même du contenu des données.

Lors du traitement de la première année des données SPI, l'émission à 511 keV apparaît centrée sur le centre galactique avec une étendue spatiale de $\sim 8^\circ$ (largeur à mi-hauteur). Une deuxième composante spatiale est également résolue sans ambiguïté : le disque galactique. Les caractéristiques de la raie d'annihilation sont déterminées avec une précision sans précédent, un flux total de $1.09\text{-}2.43 \times 10^{-3} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ est déduit en tenant compte des incertitudes sur la distribution spatiale.

Pour finir, la contribution des diverses sources potentielles de positrons galactiques est confrontée aux résultats obtenus.

Table des matières

Remerciements	ii
Résumé	v
Table des matières	vii
Table des figures	ix
Liste des tableaux	x
1 L'astronomie γ	1
1.1 Les découvertes de l'Astronomie γ	1
1.1.1 La place du rayonnement γ dans l'Astronomie	1
1.1.2 Un peu d'histoire...	4
1.1.3 Les raies γ -nucléaires	5
1.1.3.1 La raie d'annihilation $e^+ e^-$	7
1.1.3.2 La raie à 1809 keV de ^{26}Al	11
1.1.3.3 Le ^{56}Co et ^{57}Co	13
1.1.3.4 Le ^{44}Ti	13
1.1.3.5 Le ^{60}Fe	14
1.1.3.6 Le ^{22}Na et ^7Be des Novae	14
1.1.3.7 Les raies cyclotrons	15
1.2 Comment observer le rayonnement γ ?	15
1.2.1 Les télescopes à modulation d'ouverture	16
1.2.2 Les télescopes Compton	16
1.2.3 Les instruments du futur	18
1.2.3.1 Amélioration des concepts existants	18
1.2.3.2 La focalisation	20
2 L'observatoire INTEGRAL	23
2.1 SPI	23
2.1.1 Description générale	25
2.1.2 Le plan de détection de SPI	28
2.1.2.1 Les détecteurs germanium haute-pureté	28
2.1.2.2 La caméra de SPI	34
2.2 IBIS	36

2.3	JEM-X	38
2.4	L'OMC	38
2.5	L'ISDC	39
2.6	IBAS	41
3	La calibration en énergie de SPI	43
3.1	La calibration de SPI en vol	43
3.1.1	La non linéarité mesurée au sol	43
3.1.2	Création d'une base de données	44
3.1.3	La procédure de calibration en vol	45
3.2	Stabilité de la calibration en énergie	49
3.3	Tests additionnels sur les données	53
3.3.1	La révolution 42 : grandes variations de température	53
3.3.2	La révolution 66 : configuration des machines cryogéniques	55
3.3.3	Révolution 43 à 85 : test d'une calibration déterministe	56
3.4	La calibration de SPI en résumé	59
4	La dégradation du plan de détection de SPI	61
4.1	La dégradation des détecteurs HPGe	61
4.2	Méthode	63
4.3	La dégradation en vol	64
4.4	Variation de l'efficacité des détecteurs	71
4.4.1	Variation d'efficacité au pic de pleine énergie	71
4.4.2	Variation d'efficacité au pic dans une bande en énergie fine	71
4.5	Effet de la dégradation sur la calibration en énergie	73
4.6	Correction de la dégradation	75
5	La raie à 511 keV galactique : l'analyse des données SPI	77
5.1	Le bruit de fond instrumental à 511 keV	77
5.1.1	Origine du bruit de fond instrumental	77
5.1.2	Evolution des modèles de bruit de fond	78
5.1.2.1	Etape 1 : un modèle basé sur Gedsat	80
5.1.2.2	Etape 2 : utilisation de templates	83
5.1.2.3	Etape 3 : lissage des <i>TPs</i> et simplification du modèle	86
5.1.3	Conclusions et perspectives	91
5.2	Analyse morphologique	92
5.2.1	Profil en longitude et latitude	92
5.2.2	Model fitting	94
5.2.2.1	Caractérisation de l'étendue de l'émission à 511 keV galactique	95
5.2.2.2	Détermination de la distribution spatiale de l'émission à 511 keV galactique	97
5.2.3	Déconvolution des images	100
5.3	Analyse spectrale	102
5.4	Conclusion	106

6	Discussion : l'origine des positrons dans notre galaxie	109
6.1	Pertes d'énergie et processus d'annihilation des positrons dans le milieu interstellaire	109
6.1.1	Pertes d'énergie de positrons	109
6.1.2	Ralentissement et thermalisation	110
6.1.3	Le processus d'annihilation	110
6.2	L'apport des données SPI : hypothèses de travail	114
6.3	Les sources potentielles de positrons	117
6.3.1	Les Supernovae	117
6.3.1.1	Les supernovae du type Ia	118
6.3.1.2	Les étoiles massives (SN Ib, Ic et II)	119
6.3.1.3	Les sursauts γ	120
6.3.2	Les Novae	121
6.3.3	Les objets compacts	123
6.3.4	Les Rayons Cosmiques	125
6.3.5	La Matière Noire Légère	126
7	Conclusion	129
	Bibliographie	132
A	Analyse des données IBIS	157
B	Spectre sommé de SPI entre la révolution 20 et 131	165
C	Les modèles de distributions spatiales galactiques	175
D	Acronymes	177

Table des figures

1.1	Le spectre électromagnétique	2
1.2	Cartes du ciel à différentes longueurs d'onde (voir texte).	3
1.3	Couverture temps-énergie des principales missions γ passées, présentes et futures.	7
1.4	Photo d'une des premières traces de positrons observée par Anderson [1932]. La bande horizontale au centre de l'image est une plaque de plomb de 6 mm d'épaisseur, la trajectoire du positron est matérialisée par la courbe.	9
1.5	Spectre de 1E1740.7-2942 obtenu par SIGMA en octobre 1990 (croix). Le spectre obtenu en mars-avril 1990 (losanges) est fourni pour comparaison. D'après Bouchet <i>et al.</i> [1991].	10
1.6	Carte OSSE du ciel à 511 keV d'après Purcell <i>et al.</i> [1997].	11
1.7	Carte de la raie 511 keV et du continuum positronium d'après Milne <i>et al.</i> [2001]. Deux algorithmes ont été utilisés pour la réalisation des images : "Richardson-Lucy" (RL) et <i>Single Value Decomposition</i> (SVD).	12
1.8	Le flux de la raie à 511 keV galactique vu par des instruments utilisant des détecteurs germanium haute résolution avant l'ère INTEGRAL.	13
1.9	L'énergie de la raie à 511 keV galactique vue par des instruments utilisant des détecteurs germanium haute résolution avant l'ère INTEGRAL.	13
1.10	La largeur de la raie à 511 keV galactique vue par des instruments utilisant des détecteurs germanium haute résolution avant l'ère INTEGRAL.	13
1.11	Carte COMPTEL de l' ^{26}Al à 1809 keV d'après Knödlseider <i>et al.</i> [1999a].	14
1.12	Les différentes mesures du ^{44}Ti dans CAS-A. A gauche, la raie à 1157 keV vu par COMPTEL ; à droite, la raies à 68 et 78 keV vues par BeppoSax (rouge) et INTEGRAL/IBIS (noir). Figure extraite de Diehl <i>et al.</i> [2005].	15
1.13	Vue schématique d'un télescope à masque codé.	17
1.14	Vue schématique d'un télescope Compton.	18
1.15	Le télescope Mega.	19
1.16	Vue schématique d'une Lentille de Laue	21
2.1	Vue explosée du satellite INTEGRAL. La hauteur totale du satellite atteint quatre mètres pour un poids total de quatre tonnes. La moitié de sa masse est dédiée à sa charge utile que constituent les quatre instruments SPI, IBIS, JEM-X et OMC.	25
2.2	Le consortium INTEGRAL.	26
2.3	Le télescope SPI.	27

2.4	Diagramme fonctionnel de SPI, d'après Paul [2002].	29
2.5	Vue schématique d'un détecteur germanium en configuration <i>planar</i> , d'après Knoll [2002].	30
2.6	Vue schématique d'un détecteur germanium en configuration <i>coaxiale</i> , d'après Knoll [2002].	31
2.7	Intensité du champ électrique en fonction du rayon dans un détecteur germanium coaxial, d'après Llacer [1972].	32
2.8	Contribution relative des différents mécanismes de pertes d'énergie dans la constitution du pic de pleine énergie pour un détecteur HPGe 6×6 cm (diamètre×hauteur), d'après Roth <i>et al.</i> [1984].	32
2.9	Vue schématique de la réponse en énergie d'un détecteur γ (Figure extraite de von Ballmoos <i>et al.</i> [2005]). La figure de gauche illustre la cas d'un photon ayant une énergie < 1022 keV alors que la partie de droite est valable pour un photon d'énergie > 1022 keV.	33
2.10	Variation de la résolution en fonction de l'énergie pour un détecteur HPGe de 86 cm ³ , d'après Owens [1985].	34
2.11	Schéma de fonctionnement d'un détecteur HPGe, d'après Kandel [1998]. Différents mécanismes de conversion d'énergie sont représentés ; les interactions γ -Ge : diffusion Compton (C), l'effet photoélectrique (P), la création de paires (Pa) ; ainsi que les interactions secondaires : rayonnement de freinage des électrons (B pour Bremsstrahlung), l'annihilation $e^+ e^-$ (A). Les photons γ sont représentés par des flèches ondulées, les $e^+ e^-$ en pointillés. Les paires électrons/trous créées le long des trajectoires secondaires sont symbolisées par des flèches à double sens ($t^+ \leftrightarrow e^-$).	35
2.12	La caméra de SPI.	36
2.13	Le plan de détection et le blindage de IBIS.	37
2.14	Le masque codé (à gauche) et le plan de détection (à droite) de JEM-X. . .	39
2.15	Le moniteur optique d'INTEGRAL : OMC.	39
3.1	Valeur moyenne de la non linéarité des chaînes de mesure de SPI observée au sol pour la gamme basse.	44
3.2	Spectre du détecteur 0 pour la révolution 43. La marque * signifie que la raie est utilisée pour déterminer les variations d'efficacité des détecteurs de SPI et qu'elle est issue de la radioactivité naturelle (cf. §4.4).	47
3.3	Position de quelques raies de bruit de fond en fonction du numéro de la révolution (SE en noir, ME2 non reconstruits en rouge). Les valeurs présentées sont des valeurs moyennes sur le plan de détection.	48
3.4	Température du plan de détection en fonction du numéro de la révolution .	49
3.5	Position des raies à 198 keV et 883 keV en canal en fonction de la température du plan de détection lors de la révolution 42. Le trait en pointillés indique le meilleur ajustement avec une fonction linéaire.	50
3.6	Position des raies à 198 keV et 883 keV en canal en fonction de la température du plan de détection entre la révolution 43 et 90.	51

3.7	Position des raies à 198 et 883 keV en fonction du temps vs modèle (la valeur moyenne des positions de chaque raie est prise comme origine de l'axe y pour une meilleure lisibilité).	52
3.8	Coefficients c_1 (linéarité avec la T° , graphe supérieur) et c_2 (linéarité avec le temps, graphe inférieur) en fonction de l'énergie.	52
3.9	Variation moyenne de la calibration en énergie due au facteur température C_{temp} pendant une révolution.	52
3.10	Variation moyenne de la calibration en énergie due au facteur temporel C_{time} pendant une révolution.	52
3.11	Effet de la correction en température sur la calibration en énergie de la révolution 42.	54
3.12	Valeurs moyennes sur le plan de détection des positions des principales raies de bruit de fond dans le cadre d'une calibration déterministe en fonction du numéro de révolution.	57
3.13	Position de la raie à 1764 keV en fonction du numéro de la révolution pour le détecteur 16 dans le cadre d'une calibration en énergie déterministe. . .	58
3.14	Position de la raie à 1764 keV en fonction du numéro de la révolution pour le détecteur 5 dans le cadre d'une calibration en énergie déterministe. . . .	58
4.1	Forme typique d'une raie avant et après dégradation	62
4.2	Modèle 1 : $G+C+S$	65
4.3	Modèle 2 : $G+C+S+T$	65
4.4	Autre modèle : $G+C+S+T+T'$	65
4.5	Modèle 3 : $(G+C+S) \otimes ET$	65
4.6	Evolution de la FWTM déterminée en utilisant le Modèle 2 en fonction du numéro de la révolution et de l'énergie. Les lignes verticales matérialisent les <i>annealings</i>	66
4.7	Evolution de τ (cf. Modèle 3) en fonction du numéro de révolution et de l'énergie. Les lignes verticales matérialisent les <i>annealings</i>	66
4.8	$\tau=f(\text{numéro de révolution})$ avec g_2 libre lors de l'ajustement, pour la raie à 2754 keV.	67
4.9	$\tau=f(\text{numéro de révolution})$ avec g_2 fixé à 1.366 keV lors de l'ajustement, pour la raie à 2754 keV.	67
4.10	τ moyen en fonction de l'énergie entre la révolution 17 et 250. L'ajustement donne 0.8 ± 0.29 keV @1MeV (3σ). Les courbes en pointillés sont obtenues en ajoutant ou retranchant 3 fois l'écart type aux valeurs moyennes.	68
4.11	La raie à 2754 keV accumulée par le détecteur 0 durant la révolution 200. Le meilleur ajustement avec le Modèle 1 est indiqué. Un χ^2 de 322 pour 195 degrés de liberté est obtenu.	69
4.12	La raie à 2754 keV accumulée par le détecteur 0 durant la révolution 200. Le meilleur ajustement avec le Modèle 3 est indiqué. Un χ^2 de 284 pour 194 degrés de liberté est obtenu.	69
4.13	Evolution de la FWHM déterminée en utilisant le Modèle 1 en fonction du numéro de la révolution et de l'énergie. Les lignes verticales matérialisent les <i>annealings</i>	70

4.14	Résolution en énergie moyenne entre l'orbite 17 et 250 (trait continu). La résolution de SPI pour des niveaux de dégradation minimum et maximum est également indiquée par les traits en pointillés	70
4.15	Taux de comptage dans les raies à 1460 et 2614 keV en fonction du temps.	73
4.16	Diminution de l'efficacité au pic de pleine énergie (ie. dans une bande en énergie large) entre la révolution 43 et 86. La droite en pointillés représente la valeur moyenne, soit $1.34 \pm 0.7\%$	73
4.17	Variation de l'efficacité au pic dans une bande de 2 keV en fonction de l'énergie entre la révolution 43 et 86. Les données simulées sont représentées par des losanges. L'ajustement des points mesurés avec un polynôme de degré 2 donne $5.3 \pm 0.5\%$ à 1 MeV.	74
4.18	La raie à 2754 keV pendant les révolutions 43 et 86 ajustées par une Gaussienne.	74
4.19	Décalage des pics en fonction de l'énergie entre la révolution 43 et 86 : mesures vs simulations.	74
5.1	La raie à 511 keV pour le détecteur 0 durant la SCW n° 40 de la révolution 44.	79
5.2	Taux de comptage à 511 keV moyen sur le plan de détection en fonction du temps.	79
5.3	Taux de comptage des principaux traceurs d'activité utilisés pour la modélisation du BDF instrumental à 511 keV, en fonction du temps.	79
5.4	Profil en longitude du flux à 511 keV en fonction de l'observation OFF utilisée pour la modélisation du BDF.	82
5.5	Profil en longitude du flux à 511 keV en utilisant l'observation du Crabe comme OFF. La courbe rouge est déterminée en ajustant la valeur de $G_{p,d,e}$ pour chaque révolution.	82
5.6	Niveau de confiance obtenu par <i>model fitting</i> en fonction de la FWHM de la distribution spatiale (supposée gaussienne) et de la méthode d'ajustement de $G_{p,d,e}$ pour un modèle de BDF "incorrect" (cf. texte).	85
5.7	Niveau de confiance obtenu par <i>model fitting</i> en fonction de la FWHM de la distribution spatiale (supposée gaussienne) et de la méthode d'ajustement de $G_{p,d,e}$ pour un modèle de BDF "satisfaisant" (cf. texte).	85
5.8	Taux de comptage dans la raie à 511 keV en fonction de la SCW. Le meilleur ajustement, pour un modèle linéaire avec Gedsat et le temps, est tracé en rouge. Le panel inférieur montre les résidus, un χ^2 réduit de 1.15 est obtenu.	87
5.9	(χ^2 -nombre de paramètres) en fonction de τ et du modèle.	88
5.10	χ^2 du modèle linéaire avec Gedsat et $TP_{\tau=352j}$ en fonction de la TFL du continuum (en coups) et de la TFL du Gedsat (en $\times 260s$).	89
5.11	Autocorrélation du Gedsat en fonction du <i>lag</i>	90
5.12	Valeurs des coefficients de linéarité avec Gedsat et $TP_{\tau=352j}$ en fonction du OFF.	90

5.13	Les différents jeux de données OFF à notre disposition (schématisés dans le plan galactique). Les zones bleues représentent les pointages autorisés pour la constitution du jeu de données. Pour chacun, le nom, la durée totale et le nombre de SCWs sont indiqués.	90
5.14	Taux de comptage dans la raie à 511 keV en fonction du numéro de révolution pour les événements simples. Les lignes verticales en pointillés matérialisent la défaillance des détecteurs 2 et 17 lors des révolutions 140 et 215.	93
5.15	Profil en longitude du flux à 511 keV en utilisant l'observation du Crabe comme OFF comparé aux profils simulés pour une source ponctuelle placée au centre galactique et pour une émission gaussienne symétrique par rapport au centre galactique.	94
5.16	Vraisemblance d'une distribution gaussienne en fonction de sa FWHM et de la position de son centre. Chaque contour indique un niveau de confiance de 1σ	96
5.17	Vraisemblance d'une distribution spatiale gaussienne symétrique de FWHM 8° en fonction de la position de son centre dans le repère (l,b). Les quatre graphiques supérieurs ont été obtenus avec des modèles de BDF différents, les quatre inférieurs avec des jeux de données indépendants (cf. texte pour des précisions). Chaque contour indique un niveau de confiance de 1σ	98
5.18	Les meilleurs modèles obtenus par <i>model fitting</i> . Deux sous-catégories sont présentées : les modèles contenant une composante bulbe ou/et halo et les modèles contenant une composante bulbe ou/et halo plus une composante disque.	99
5.19	Images obtenues par RL en fonction de l'itération.	101
5.20	<i>Log likelihood ratio</i> associé aux images obtenues par RL en fonction de l'itération.	103
5.21	Flux calculé à partir des images obtenues par RL en fonction de l'itération.	103
5.22	Δl et Δb ajustés sur les images obtenues par RL en fonction de l'itération.	103
5.23	l_0 et b_0 ajustés sur les images obtenues par RL en fonction de l'itération.	103
5.24	La raie d'annihilation obtenue lors du traitement du GCDE1+GCDE2 en supposant une distribution spatiale gaussienne avec une FWHM de 8°	104
5.25	Les caractéristiques de la raie à 511 keV en fonction de la FWHM de la source au centre galactique (résultats obtenus lors du traitement des données du GCDE 1 + 2).	105
5.26	La raie à 511 keV galactique issue du traitement de la première année de données publiques d'INTEGRAL.	106
5.27	Le flux à 511 keV galactique vu par des instruments utilisant des détecteurs germanium haute résolution.	107
5.28	L'énergie de la raie à 511 keV galactique vue par des instruments utilisant des détecteurs germanium haute résolution.	107
5.29	La largeur de la raie à 511 keV galactique vue par des instruments utilisant des détecteurs germanium haute résolution.	107
5.30	La carte du ciel à 511 keV vue par SPI.	108

6.1	Taux de perte d'énergie des positrons par unité de temps, d'après Gillard [en préparation].	111
6.2	Les sections efficaces d'interaction des positrons avec H et les électrons libres, d'après Guessoum <i>et al.</i> [2005].	111
6.3	Distribution en énergie de l'émission 3γ	113
6.4	La raie d'annihilation en fonction des caractéristiques du MIS, d'après Guessoum <i>et al.</i> [2005]. x_{gr} représente la fraction de grain (cf. texte pour les caractéristiques de chaque phase du MIS).	114
6.5	Vue schématique de l'annihilation des positrons dans le MIS, d'après Guessoum <i>et al.</i> [1991]	115
6.6	Limite supérieure sur la luminosité des sources ponctuelles dans la direction du centre galactique (trait continu en ph s^{-1} , pointillés en $\text{e}^+ \text{s}^{-1}$)	117
6.7	Distribution spatiale des SNR galactiques, la figure du bas représente seulement ceux qui ont une luminosité de surface à 1 GHz supérieure à $10^{-20} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ d'après Green [2004].	121
6.8	Le spectre du pulsar du crabe à deux périodes différentes, d'après Massaro <i>et al.</i> [1991]. On voit clairement sur le spectre de droite une raie située $\sim 440 \text{ keV}$	123
6.9	La distribution spatiale des Pulsars, d'après Manchester <i>et al.</i> [2005].	124
6.10	La distribution spatiale des binaires X, d'après Grimm <i>et al.</i> [2002]. Sur le graphique de droite, les flèches indiquent la position des points tangents avec les bras spiraux de notre Galaxie.	125
6.11	La carte du ciel EGRET au dessus de 100 MeV	126

Liste des tableaux

1.1	Les faits marquants de l'Astronomie γ , d'après von Ballmoos <i>et al.</i> [2005].	6
1.2	Inventaire des raies γ observées, d'après von Ballmoos <i>et al.</i> [2005].	8
1.3	Principales caractéristiques de COMPTEL.	19
2.1	Comparaison entre INTEGRAL et les précédentes missions γ	24
2.2	Principales caractéristiques de SPI.	26
2.3	Principales caractéristiques d'IBIS.	38
2.4	Principales caractéristiques de JEM-X.	40
2.5	Principales caractéristiques de l'OMC.	40
3.1	Les raies de bruit de fond choisies pour la calibration en énergie.	46
3.2	Comparaison de la résolution et de la précision de la calibration en énergie pour les révolutions 42 et 43.	55
3.3	Ecart entre la position théorique et la position réelle des raies dans le cadre d'une calibration déterministe.	56
4.1	Les raies utilisées pour détermination de la dégradation du plan de détection de SPI.	63
4.2	Les <i>annealings</i> de SPI entre son lancement (17/10/2002) et le 02/11/2004.	65
4.3	Les raies provenant de la radioactivité naturelle. "Mélangée" signifie que le taux de comptage dans cette raie est indéterminable car elle est mélangée avec une autre. "Faible" signifie que le taux de comptage dans cette raie n'est pas assez significatif au regard de notre étude. "Sélectionnée" signifie que la raie est utilisée pour déterminer les variations d'efficacité des détecteurs de SPI.	72
5.1	Les trois périodes d'analyse des données SPI.	80
5.2	Evolution des caractéristiques morphologiques de l'émission à 511 keV galactique lors de l'analyse de la première année de données SPI. Les périodes sont définies dans le Tableau 5.1.2.	97
5.3	Les caractéristiques de la raie à 511 keV vues par SPI	108
6.1	Les principaux canaux d'annihilation des positrons dans le MIS.	112
6.2	Les principaux canaux de production de positrons dans l'Univers.	118
6.3	Les canaux de production de positrons dans les supernovae du type I et II.	118
6.4	Les canaux de production de positrons dans les novae.	122

Chapitre 1

L’astronomie γ

Le rayonnement γ a été pour la première fois mis en évidence par Paul Villard [Villard, 1900] qui le décrivait comme un rayonnement non-déviaible et difficile à absorber. Ce nouveau type de rayonnement n’était en fait “que” de la lumière. Or, une grande partie de l’information que nous pouvons recueillir sur le fonctionnement de notre Univers est véhiculée par cette dernière. Avec cette découverte, s’est ouverte une nouvelle porte à laquelle l’Astronomie n’avait pas encore frappé faute d’en connaître l’existence, elle allait donc être un des premiers bénéficiaires de cette trouvaille.

Nous allons, dans ce chapitre, résumer tout d’abord les découvertes de l’Astronomie γ (cf. §1.1) ; les observations de la raie d’annihilation y sont largement décrites (cf. §1.1.3.1).

Nous dresserons ensuite un panel des moyens d’observation dans ce domaine de longueurs d’ondes (cf. §1.2). Une grande partie des informations développées ici est tirée de von Ballmoos *et al.* [2005].

1.1 Les découvertes de l’Astronomie γ

1.1.1 La place du rayonnement γ dans l’Astronomie

Dans la suite de ce manuscrit, en se référant à la lumière, nous parlerons indifféremment de longueur d’onde λ , d’énergie E ou de fréquence ν . Puisqu’il existe une relation d’équivalence entre ces trois grandeurs, cette dernière est décrite par les formules suivantes :

$$\begin{aligned} E &= h\nu \text{ en J, } h=6.63 \cdot 10^{-34} \text{ J s}^{-1} \\ E &= \frac{h\nu}{1.6 \cdot 10^{-19}} \text{ en eV} \\ E &= \frac{hc}{\lambda} \text{ en J, } c=3 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1} \\ \lambda &= \frac{c}{\nu} \text{ en m} \end{aligned}$$

La Figure 1.1 montre le spectre électromagnétique des ondes radios jusqu’au rayonnement γ . On y découvre la diversité des propriétés de la lumière et des applications qui en découlent. Ainsi, avec de la lumière on peut : télécommuniquer (par signal *radio*), faire

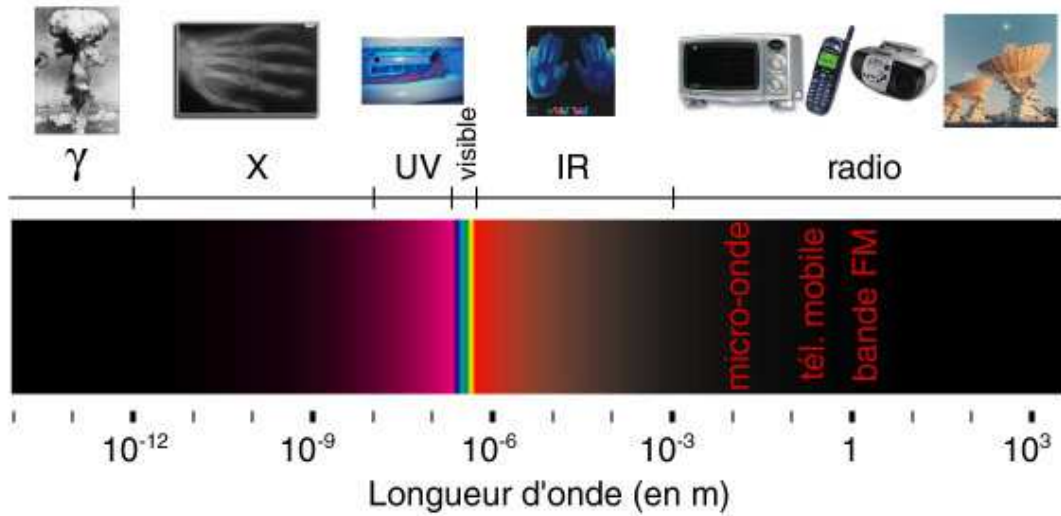


FIG. 1.1: Le spectre électromagnétique

chauffer son café (avec son four à *micro ondes*), voir la nuit (avec une caméra thermique *infra rouge*), voir le jour (no comment!), bronzer (en prenant un bain d'*ultra violet*), diagnostiquer (grâce à la radiographie X), dissuader (avec une bombe nucléaire émettant des photons γ) et même regarder les étoiles. En effet, le ciel est une mine *multi-longueurs d'onde* d'informations.

On peut voir sur la Figure 1.2 les différences considérables entre les images de notre Galaxie à différentes longueurs d'onde. Chacune d'elles donne une vision spécifique d'une même chose, soit notre Galaxie et chacune d'elle recèle une information particulière reliée au processus physique donnant naissance aux photons observés.

- **a** : $\lambda = 73.5 \cdot 10^{-2} \text{ m}$, $E = 1.69 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$, $\nu = 408 \cdot 10^6 \text{ Hz}$. On observe l'émission synchrotron d'électrons ultra-rapides. On les trouve dans les régions ionisées et les restes de supernova.
- **b** : $\lambda = 21.1 \cdot 10^{-2} \text{ m}$, $E = 5.8 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$, $\nu = 1.42 \cdot 10^9 \text{ Hz}$. Cette énergie correspond à la transition entre deux configurations de spins de l'atome d'hydrogène. Cette carte dévoile donc la répartition de l'hydrogène sous forme atomique dans notre Galaxie, la principale composante du milieu interstellaire.
- **c** : $\lambda = 3.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$, $E = 3.55 \cdot 10^{-1} \text{ eV}$, $\nu = 8.57 \cdot 10^{13} \text{ Hz}$. C'est une carte du ciel dans l'infra-rouge proche observée par le télescope DIRBE. On observe majoritairement le rayonnement de corps noir des étoiles vieilles.
- **d** : $\lambda = 0.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$, $E = 2.5 \cdot 10^0 \text{ eV}$, $\nu = 6 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$. C'est le ciel dans le domaine visible. Les étoiles présentes ici (rayonnement de corps noir) sont nécessairement proches car l'absorption due à la poussière du milieu interstellaire est importante.
- **e** : $\lambda = 4 \cdot 10^{-11} \text{ m}$, $E = 30 \cdot 10^3 \text{ eV}$, $\nu = 7.2 \cdot 10^{18} \text{ Hz}$. C'est le ciel en X-durs vu par HEAO 1. Cette carte a révélé un grand nombre de sources ponctuelles et variables : les binaires X (observées principalement via l'émission inverse Compton).
- **f** : $\lambda = 2.4 \cdot 10^{-12} \text{ m}$, $E = 511 \cdot 10^3 \text{ eV}$, $\nu = 1.2 \cdot 10^{20} \text{ Hz}$. Le ciel observé par OSSE à 511 keV, la signature de l'annihilation électron-positron. L'étude de cette raie est au centre de ce manuscrit ; les images du ciel à cette longueur d'onde obtenues par

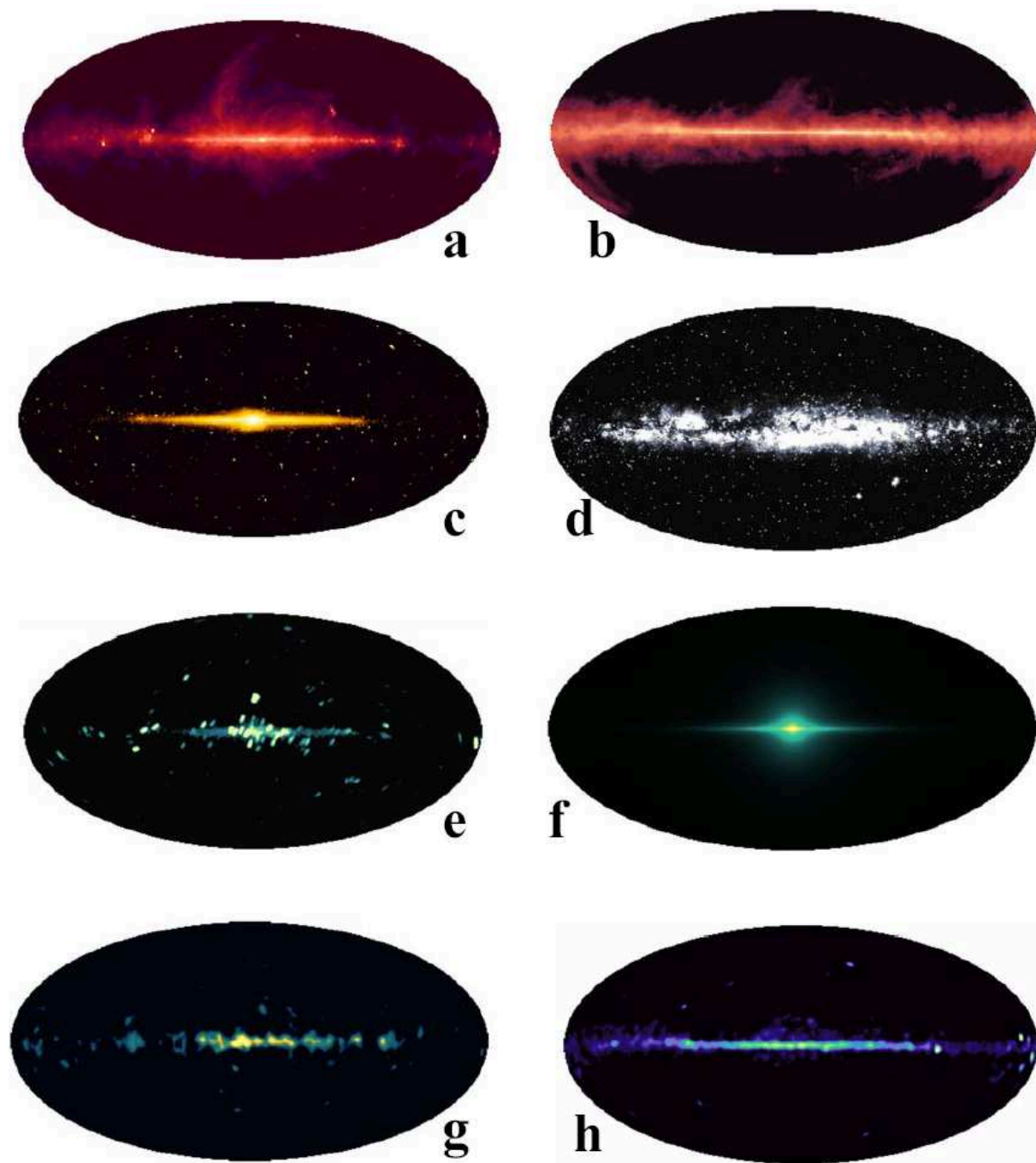


FIG. 1.2: Cartes du ciel à différentes longueurs d'onde (voir texte).

INTEGRAL sont exposées dans le §5.2.

- **g** : $\lambda=6.8 \cdot 10^{-13}\text{m}$, $E=1809 \cdot 10^3 \text{ eV}$, $\nu=4.3 \cdot 10^{20}\text{Hz}$. La raie à 1809 keV est émise par l' ^{26}Al . Cette carte du ciel, établie par COMPTEL, nous montre donc la répartition de cet isotope dans la Galaxie.
- **h** : $\lambda=1.2 \cdot 10^{-14}\text{m}$, $E>100 \cdot 10^6 \text{ eV}$, $\nu > 2.4 \cdot 10^{22}\text{Hz}$. Cette carte du ciel dévoile l'interaction du rayonnement cosmique avec le gaz du milieu interstellaire (décroissance π^0 , inverse Compton et Bremsstrahlung).

A travers ce cas d'école, où la part belle est faite au domaine des hautes-énergies, les avantages d'une approche *multi-longueurs d'onde* sont démontrés ; à chaque énergie correspond un ou plusieurs phénomènes physiques. Seule la mise en commun des résultats permet une approche globale et donc une compréhension optimale des observables. Les progrès instrumentaux récents dans le domaine des *hautes énergies* ont ainsi permis à l'Astronomie γ de prendre une place importante dans l'Astronomie moderne : *l'Astronomie multi-longueurs d'onde*.

1.1.2 Un peu d'histoire...

Deux principales questions sont à l'origine du développement de l'Astronomie γ :

- Quelle est l'origine du rayonnement cosmique ?
- Comment fonctionne la nucléosynthèse stellaire ?

Ces questions ont donné naissance à deux sous-domaines de l'Astronomie γ . Le premier, relié au rayonnement cosmique, est centré sur l'étude des rayons γ ayant une énergie d'au moins 30 MeV jusqu'au delà du TeV. Le second est relié au domaine d'énergie allant de quelques dizaines de keV à ~ 10 MeV. Les produits de la nucléosynthèse stellaire sont principalement observés à travers l'émission γ d'isotopes radioactifs. La signature de l'annihilation électron-positron appartient à ce domaine, elle est caractérisée par une raie à 511 keV et un continuum entre 0 et 511 keV (cf. §6.1).

Les premières tentatives de détection de rayons cosmiques ont débuté après la Seconde Guerre Mondiale. A cette période, les progrès fulgurants de l'Aéronautique ont permis le développement d'engins spatiaux capables d'atteindre de très hautes altitudes. La première tentative de détection est reportée par Perlow et Kissinger [1951a,b] : un flux de $0.09^{+0.05}_{-0.05}$ coups/secondes pour des énergies inférieures à 3.4 MeV a été observé pendant 77 secondes. Ce résultat a été obtenu grâce à deux tubes Geiger-Muller embarqués sur une fusée V-2. Le flux obtenu étant marginal, les auteurs n'excluaient pas un flux nul.

La première détection de rayons γ extraterrestres $> \text{MeV}$ a eu lieu le 20 mars 1958 ; elle a été effectuée par une chambre à ion (*ion chamber*) et un compteur Geiger placés sous un ballon stratosphérique. L'origine solaire de cet événement fut identifiée grâce à une détection simultanée du sursaut solaire dans le domaine radio [Peterson et Winckler, 1959]. Quelques années plus tard, en 1962 et 1964, les premières détections de γ extrasolaires furent enregistrées par des scintillateurs CsI embarqués à bord des vaisseaux Rangers en direction de la Lune [Arnold, 1962 ; Metzger, 1964], on parla alors pour la première fois du fond cosmique γ diffus.

En 1967, en pleine guerre froide, les satellites Vela sont chargés de vérifier les conditions du *Nuclear Test Ban Treaty* de 1963. Le 2 juillet très exactement, les scintillateurs de Vela 4 a et b observent un accroissement très important de leur taux de comptage : c'est *un*

sursaut γ . Cette découverte majeure ne fut rendue publique que plusieurs années plus tard en 1973 par Klebesadel *et al.* [1973] et il fallut plus de 25 ans pour déterminer l'origine extragalactique de ces événements [Costa *et al.*, 1997].

Les missions spatiales Explorer 11 [Kraushaar *et al.*, 1965] et OSO-3 [Kraushaar *et al.*, 1972] aboutirent aux premières détections de γ ayant une énergie > 100 MeV. OSO-7 découvrit les premières raies γ en provenance d'un *sursaut solaire* [Chupp *et al.*, 1973]; les raies d'annihilation $e^+ e^-$ à 511 keV et de capture neutronique ($^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$) à 2223 keV furent également détectées.

La première détection d'une raie γ -nucléaire galactique remonte aux années 1970. Johnson *et al.* [1972] reportent l'observation d'une raie γ à 476 ± 26 keV en provenance du centre galactique avec un télescope sous ballon stratosphérique. Lors d'un vol suivant, la position de la raie fut redéterminée à 530 ± 10 keV [Haymes *et al.*, 1975]. Les auteurs suggèrent alors qu'il s'agit de la raie d'annihilation (probablement décalée vers le rouge) ou d'une raie de décroissance nucléaire, mais ils n'excluent pas un artefact instrumental. L'identification univoque de la raie à 511 keV surviendra quelques années plus tard par deux télescopes sous ballon stratosphérique embarquant des détecteurs germanium (Albernhe *et al.* [1981], Leventhal *et al.* [1978], cf. §1.1.3.1 qui est entièrement dédié à l'historique des observations de la raie à 511 keV).

Dans le même temps, les satellites SAS-II et COS-B, lancés respectivement en 1972 et 1975, identifièrent les premières sources- γ dans le plan galactique (Crabe, Vela...).

En 1979, l' ^{26}Al a été découvert par HEAO-3 [Mahoney *et al.*, 1984]; c'est alors la première trace de radioactivité extrasolaire et par conséquent une preuve de la nucléosynthèse d'éléments lourds dans l'Univers actuel.

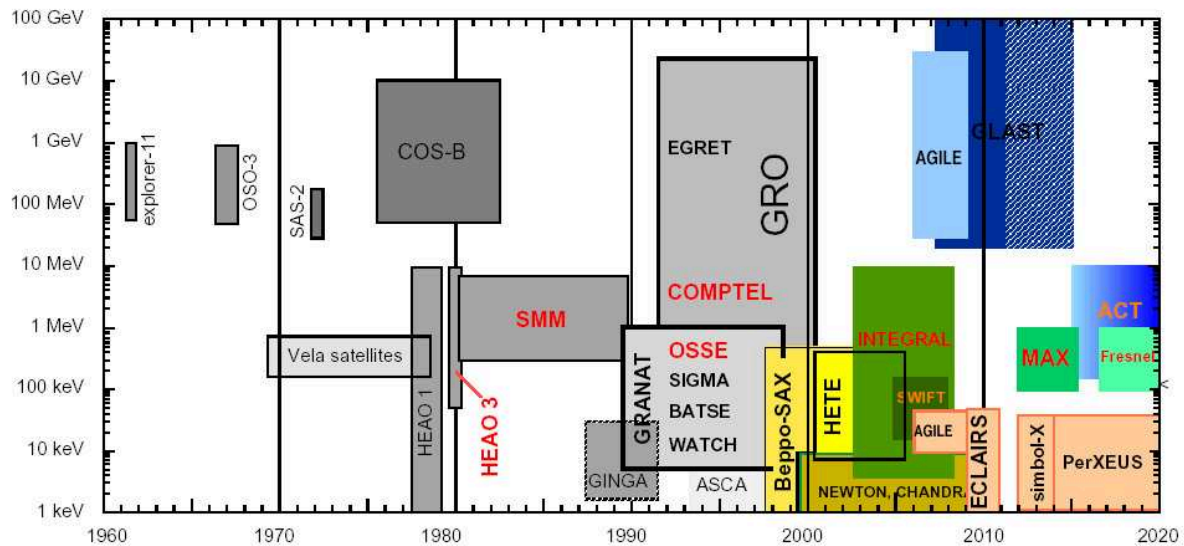
Durant les années 80, la mission SMM (*Solar Maximum Mission*) identifia lors d'un sursaut solaire les isotopes ^{12}C , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si et ^{56}Fe [Murphy *et al.*, 1990]. Bien que dédiée à l'étude des éruptions solaires, cette mission fournit de remarquables résultats sur les raies γ extrasolaires. Notons, par exemple, la raie d'annihilation à 511 keV (stabilité du flux en provenance du centre galactique, Share *et al.* [1988]), la raie à 1809 keV de ^{26}Al (origine galactique, Share *et al.* [1985]) ou la découverte du ^{56}Co [Matz *et al.*, 1988] en provenance de SN 1987a (cf. §1.1.3 pour plus de détails).

Les années 90 furent marquées par les résultats de deux missions majeures pour le domaine γ : le *Gamma Ray Observatory* (GRO) et GRANAT. Ces dernières ont permis la cartographie du ciel dans une bande en énergie allant de 10 keV à plus de 10 GeV. En particulier, GRANAT-SIGMA a cartographié le centre galactique avec une résolution angulaire sans précédent autour de 100 keV, dévoilant la diversité des sources ponctuelles ainsi que leur variabilité temporelle. L'instrument GRO-COMPTEL a permis une cartographie de l'émission des principales raies γ -nucléaires (^{26}Al (cf. §1.1.3.2), ^{44}Ti (cf. §1.1.3.4)). La première carte du ciel à 511 keV a été obtenue par GRO-OSSE (cf. §1.1.3.1). GRO-EGRET a, lui, dévoilé le ciel des hautes-énergies (20 MeV $\rightarrow$ 30 GeV).

Le tableau 1.1 rassemble les points clés développés dans ce chapitre tandis que la Figure 1.3 présente les différentes missions γ passées, présentes et futures.

1895	G. Roentgen	découverte des rayons X
1896	H. Becquerel	découverte de la radioactivité
1899	E. Rutherford	découverte du noyau atomique
1900	P. Villard	découverte du rayonnement γ
1911	V. Hess	découverte des Rayons Cosmiques
1932	C. Anderson	découverte du positron
1948	Hulsizer & Rossi	le rayonnement gamma haute énergie représente $< 1\%$ des RC
1948	Perlow & Kissinger	détection marginale de RC γ
1958	EXPLORER 1	découverte des ceintures de radiation terrestre (J. Van Allen)
1958	Peterson & Winckler	rayons γ du soleil
1958	Ph. Morrison	conférence au Vatican (nuovo cimento)
1960's	RANGER 3&5	RC diffu $dn(E) \sim E^{-2.2}$
1961	EXPLORER 11	détection de 22 photons γ hautes énergies
1962	ASE-MIT rocket	découverte de la première source X cosmique : SCO X-1
1967-68	OSO-1	rayons γ haute énergie galactique
1967	satellites VELA	découverte des sursauts γ
1970	UHURU	premier <i>sky survey</i> dans le domaine X
1972	vols ballons	découverte de la raie à 511 keV galactique
1972-75	SAS-2, COS-B	γ haute énergie en provenance du plan galactique, Vela, Geminga
1979	HEAO-3	découverte de la raie a 1809 keV de l' ^{26}Al
1987	SN1987A	raie du ^{56}Co , détection des ν des SNe
1989-98	GRANAT-SIGMA	sources variables au centre galactique
1991-99	Compton-GRO	carte du ciel de ^{26}Al , ^{44}Ti dans Cas A, spectre des sources compactes
1997	Beppo-Sax	afterglow des sursauts γ , origine extragalactique

TAB. 1.1: Les faits marquants de l'Astronomie γ , d'après von Ballmoos *et al.* [2005].

FIG. 1.3: Couverture temps-énergie des principales missions γ passées, présentes et futures.

1.1.3 Les raies γ -nucléaires

L'étude des raies γ -nucléaires est intéressante à plus d'un titre. Elle permet tout d'abord de détecter la présence d'isotopes radioactifs sur différentes échelles spatiales (étoiles→galaxie). L'intensité d'une raie est reliée à la masse de l'isotope radioactif qui l'a produit. Le profil de la raie contient, lui, des informations sur la distribution de vitesse des zones de nucléosynthèse et les caractéristiques du milieu interstellaire environnant. Ces données renseignent des problématiques fondamentales de l'Astrophysique contemporaine : la production d'éléments lourds et le cycle des éléments dans l'Univers, l'évolution stellaire... La distribution spatiale attendue est directement liée à la localisation dans notre Galaxie du progéniteur et à la demi-vie de l'isotope considéré. Par exemple, l' ^{26}Al et ^{60}Fe ont des demi-vies importantes (respectivement $1.04 \cdot 10^6$ et $1.332 \cdot 10^6$ ans). Entraînés par leur vitesse initiale, ces isotopes vont s'éloigner de leur site de production avant leur décroissance. On s'attend donc à observer une distribution diffuse reflétant la distribution des étoiles massives (progéniteurs).

La raie à 511 keV, signature de l'annihilation électron-positron, est observée depuis maintenant près de 30 ans. L'origine des positrons, à qui elle est reliée, reste une énigme. Des nombreux progéniteurs potentiels sont identifiés (cf. §6) mais le mystère reste entier.

Les rayons γ ont un fort pouvoir pénétrant, il y a donc très peu d'atténuation le long de la ligne de visée. Malgré cela, les techniques d'observation actuelles permettent d'observer majoritairement des sources galactiques, essentiellement en raison du haut niveau de bruit de fond présent dans les télescopes γ au regard des flux attendus.

Nous détaillons ici l'état des connaissances concernant les principales raies γ -nucléaires, le Tableau 1.2 résume les résultats exposés dans cette section. Décroissances β^+ et raies γ sont intimement liées. En conséquence, les résultats exposés ici sont directement reliés au sujet de cette thèse.

TAB. 1.2: Inventaire des raies γ observées, d'après von Ballmoos *et al.* [2005].

Processus physiques	Energie keV	Source	Flux $\text{ph cm}^{-2} \text{ s}^{-2}$	Instrument (type du détecteur)	Références
Désexcitation nucléaires					
$^{56}\text{Fe}(\text{p,p}',\gamma)$	847	éruption solaire	jusqu'à ~ 0.05	SMM (scintillateur NaI)	Murphy <i>et al.</i> [1990]
$^{24}\text{Mg}(\text{p,p}',\gamma)$	1369	éruption solaire	jusqu'à ~ 0.08	SMM (scintillateur NaI)	Murphy <i>et al.</i> [1990]
$^{20}\text{Ne}(\text{p,p}',\gamma)$	1634	éruption solaire	jusqu'à ~ 0.1	SMM (scintillateur NaI)	Murphy <i>et al.</i> [1990]
$^{28}\text{Si}(\text{p,p}',\gamma)$	1779	éruption solaire	jusqu'à ~ 0.09	SMM (scintillateur NaI)	Murphy <i>et al.</i> [1990]
$^{12}\text{C}(\text{p,p}',\gamma)$	4439	éruption solaire	jusqu'à ~ 0.1	SMM (scintillateur NaI)	Murphy <i>et al.</i> [1990]
$^{16}\text{O}(\text{p,p}',\gamma)$	6129	éruption solaire	jusqu'à ~ 0.1	SMM (scintillateur NaI)	Murphy <i>et al.</i> [1990]
Décroissance radioactive					
$^{56}\text{Co}(\text{EC},\gamma)^{56}\text{Fe}$	847,1238,2598	SN1987A	$\sim 10^{-3}$	divers scintillateurs et HPGe	Matz <i>et al.</i> [1988]
	847,1238	SN1991T	$\sim 10^{-3}$	COMPTEL (scintillateurs)	Morris <i>et al.</i> [1995]
	122,136	SN1987A	$\sim 10^{-4}$	OSSE (Na-CsI phoswich)	Kurfess <i>et al.</i> [1992]
$^{57}\text{Co}(\text{EC},\gamma)^{57}\text{Fe}$	1157	Cas A SNR	$7 \cdot 10^{-5}$	COMPTEL (scintillateurs)	Iyudin <i>et al.</i> [1994]
$^{44}\text{Ti}(\text{EC})^{44}\text{Sc}(\beta^+,\gamma)$	1157	RX J0852.0-4622	$3.8 \pm 0.7 \cdot 10^{-5}$	COMPTEL (scintillateurs)	Iyudin <i>et al.</i> [1998]
$^{26}\text{Al}(\beta^+,\gamma)^{26}\text{Mg}$	1809	sources du plan galactique	$4 \cdot 10^{-4}/\text{rad}$	COMPTEL (scintillateurs)	Mahoney <i>et al.</i> [1984]; Share <i>et al.</i> [1985]; von Ballmoos <i>et al.</i> [1987]; Knödlseeder <i>et al.</i> [1999a]; Prantzos et Diehl [1996]
	1809	région du Cygne	$7.9 \pm 2.4 \cdot 10^{-5}$	COMPTEL (scintillateurs)	Plüschke <i>et al.</i> [2000]
	1809	région de Véla	$1-6 \cdot 10^{-5}$	COMPTEL (scintillateurs)	Mahoney <i>et al.</i> [1984]; Share <i>et al.</i> [1985]; von Ballmoos <i>et al.</i> [1987]; Knödlseeder <i>et al.</i> [1999a]; Prantzos et Diehl [1996]
Annihilation $\text{e}^+ \text{e}^-$					
	511	bulbe galactique	$1.7 \cdot 10^{-3}$	OSSE (NaI-CsI phoswich), détecteurs Ge	Johnson <i>et al.</i> [1972]; Albernh <i>et al.</i> [1981]; Leventhal <i>et al.</i> [1978]; Leventhal [1991]; Share <i>et al.</i> [1990]; Mahoney <i>et al.</i> [1993]; Purcell <i>et al.</i> [1997]
	511	disque galactique	$4.5 \cdot 10^{-4}$	OSSE (NaI-CsI phoswich), détecteurs Ge	Johnson <i>et al.</i> [1972]; Albernh <i>et al.</i> [1981]; Leventhal <i>et al.</i> [1978]; Leventhal [1991]; Share <i>et al.</i> [1990]; Mahoney <i>et al.</i> [1993]; Purcell <i>et al.</i> [1997]
	480 ± 120^1	1E1740-29	$1.3 \cdot 10^{-2}$	SIGMA/scintillateur NaI	Bouchet <i>et al.</i> [1991]
	511	Éruption solaire	jusqu'à ~ 0.1	SMM (scintillateurs NaI)	Chupp <i>et al.</i> [1973]; Murphy <i>et al.</i> [1990]
	479 ± 18^2	Nova Muscae	$6.3 \cdot 10^{-3}$	SIGMA/scintillateur NaI	Goldwurm <i>et al.</i> [1992]
	400-500 ³	Sursaut γ^4	jusqu'à ~ 70	scintillateurs variés	e.g. Mazets <i>et al.</i> [1981]
	73...500 ⁵	Pulsar du Crabe ⁶	$3 \cdot 10^{-4}$	scintillateurs variés	Olive [1992]
Capture neutronique					
$^1\text{H}(\text{n},\gamma)^2\text{H}$	2223	Éruption solaire	SMM (scintillateurs NaI)	Murphy <i>et al.</i> [1990]	
	2223	Naine blanche RE J0317-853	COMPTEL (scintillateurs)	McConnell <i>et al.</i> [1997]	
$^{56}\text{Fe}(\text{n},\gamma)^{57}\text{Fe}$	5947	Transitoire du 10 juin 1974	$1.5 \cdot 10^{-2}$	détecteur Ge ballon	Jacobson <i>et al.</i> [1978]
Raies cyclotrons					
	10-70	Sursaut γ	jusqu'à ~ 3	scintillateurs variés	Mazets <i>et al.</i> [1981]
	20-58	plusars variés (e.g. Her X-1)	$3 \cdot 10^{-3}$	scintillateurs	Truemper <i>et al.</i> [1977, 1978]; Mihara <i>et al.</i> [1995]
	73-79	Pulsar du Crabe	$4 \cdot 10^{-3}$	scintillateurs	Ling <i>et al.</i> [1979]

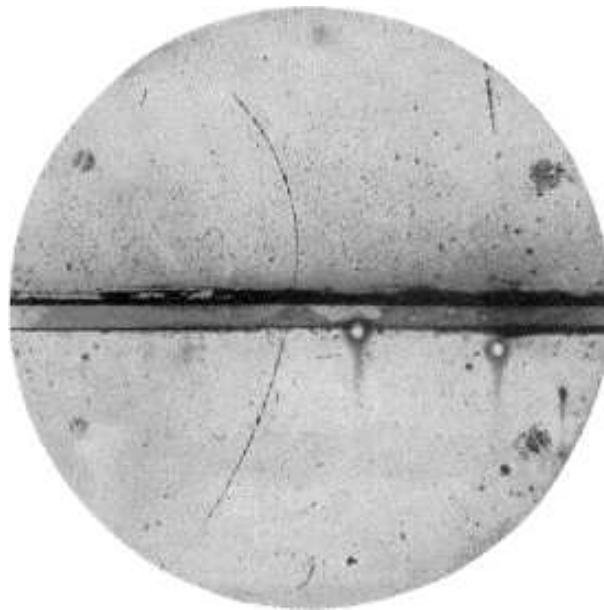


FIG. 1.4: Photo d'une des premières traces de positrons observée par Anderson [1932]. La bande horizontale au centre de l'image est une plaque de plomb de 6 mm d'épaisseur, la trajectoire du positron est matérialisée par la courbe.

1.1.3.1 La raie d'annihilation $e^+ e^-$

Nous nous intéressons ici seulement à l'historique des observations de la raie d'annihilation galactique. Nous invitons le lecteur à se référer au §6 qui traite intégralement du processus d'annihilation et des mécanismes de production de positrons dans notre Galaxie.

Alors qu'il étudiait les particules du rayonnement cosmique à l'aide d'une "chambre à brouillard" sous ballon, Anderson observa une trace reproduite dans la Figure 1.4. La courbure observée met en évidence une charge positive de la particule alors que sa longueur indique qu'elle est plus légère qu'un proton. C'est ainsi que le positron a été découvert le 2 août 1932 [Anderson, 1932], quelques années seulement après la prédiction théorique de Dirac.

Lorsqu'un positron rencontre un électron, ils s'annihilent en émettant 2 ou 3 photons γ . L'énergie totale des photons est égale à deux fois l'énergie de masse de l'électron (ou du positron $=m_e c^2$), soit 1022 keV. Dans le premier cas, on obtient donc deux photons à 511 keV.

Comme nous l'avons vu précédemment, l'identification de la raie d'annihilation galactique à 511 keV remonte à la fin des années 1970. La raie apparaît non élargie, Albernhe *et al.* [1981] et Leventhal *et al.* [1978] déduisent respectivement des flux de $3.4 \rightarrow 5 \cdot 10^{-3} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et $1.22 \pm 0.22 \cdot 10^{-3} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Les années 1980 furent marquées par des mesures fluctantes du flux à 511 keV par le satellite HEAO-3 et plusieurs expériences embarquées sous ballon stratosphérique. Cette variabilité fut interprétée par Leventhal [1991] comme la signature d'un objet compact situé au voisinage du centre galactique. Cependant, Mahoney *et al.* [1993] montrent que les résultats d'HEAO-3 sont entachés de systématiques et après réanalyse des données concluent que le flux n'est pas variable. Des résultats identiques ont été obtenus par

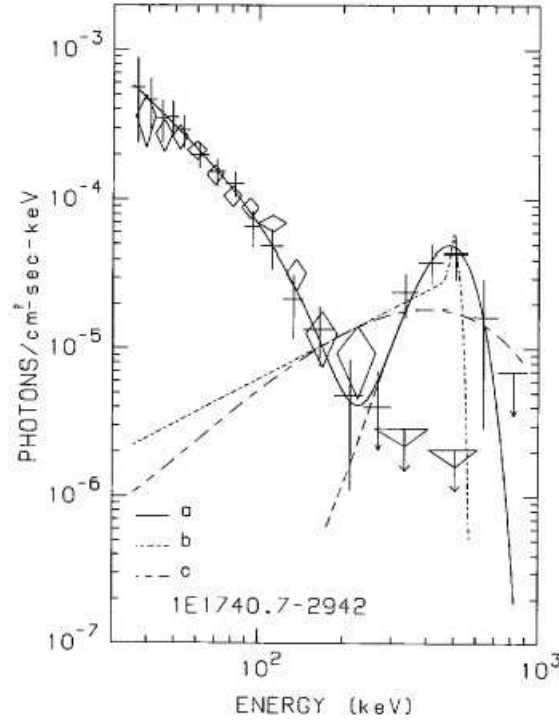


FIG. 1.5: Spectre de 1E1740.7-2942 obtenu par SIGMA en octobre 1990 (croix). Le spectre obtenu en mars-avril 1990 (losanges) est fourni pour comparaison. D'après Bouchet *et al.* [1991].

Share *et al.* [1988, 1990] lors de l'analyse de 8 ans de données SMM qui conclut à une variabilité année par année $< 30\%$.

Au début des années 1990, le télescope GRANAT-SIGMA découvre la raie d'annihilation en provenance de sources ponctuelles. Bouchet *et al.* [1991]; Sunyaev *et al.* [1991] reportent la détection d'une raie élargie à 480^{+96}_{-72} keV dans 1E1740.7-2942 (cf. Figure 1.5). L'émission est attribuée à une augmentation brutale et rapide de l'activité de la source, celle-ci n'ayant jamais été détectée lors des précédentes observations. Quelques mois plus tard, la source GRS 1124-684 montre également un excès autour de 480 keV [Goldwurm *et al.*, 1992]. Un flux de $6 \cdot 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ est déduit avec un niveau de confiance de 5σ . Bien que ces observations appuient l'hypothèse d'une source ponctuelle variable de positrons [Leventhal, 1991; Ramaty *et al.*, 1992], ces résultats restent controversés. En effet, l'extraction spectrale peut être faussée par des variations du bruit instrumental. De plus, ces résultats n'ont pu être réétabli par la suite avec SIGMA, ni pendant les huit années de la mission CGRO. A ce propos, Malet *et al.* [1995] reportent une limite supérieure de $2.3 \cdot 10^{-4}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ (2σ) pour la raie à 511 keV (supposée fine) en provenance du centre galactique.

Les premières cartes du ciel à 511 keV furent obtenues par CGRO-OSSE, le premier instrument γ possédant de réelles capacités en imagerie à cette énergie. Purcell *et al.* [1997] distingue pour la première fois l'émission du disque galactique de celle du bulbe (cf. Figure 1.6). Une troisième composante nommée PLE (*Positive Latitude Excess*) est même détectée, sa géométrie est toutefois mal déterminée. L'étendue spatiale et le flux

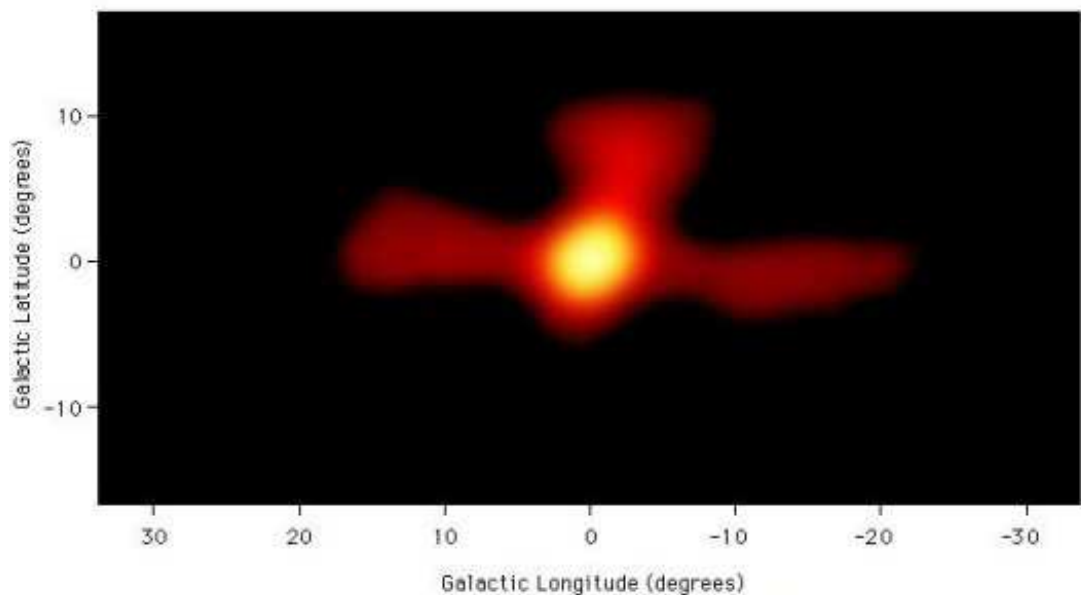


FIG. 1.6: Carte OSSE du ciel à 511 keV d'après Purcell *et al.* [1997].

de ces différentes composantes sont respectivement 4° (FWHM) & $\sim 3.3 \cdot 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour le bulbe galactique, $12 \times 30^\circ$ (FWHM) & $\sim 1 \cdot 10^{-3} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour le plan galactique et $\sim 16^\circ$ (FWHM) & $\sim 9 \cdot 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour la PLE. Une analyse synthétique des différents modèles pour la PLE est donnée par von Ballmoos *et al.* [2003].

L'instrument TGRS à bord de GGS/WIND a également observé le centre galactique entre 1995 et 1997. La raie d'annihilation a été résolue précisément (flux= $1.07^{+0.1}_{-0.13} \cdot 10^{-3} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, largeur= $1.81 \pm 0.68 \text{ keV}$, énergie= $510.98 \pm 0.14 \text{ keV}$) et une fraction de positronium P_f (cf. section 6) de 0.94 ± 0.04 a été déduite [Harris *et al.*, 1998].

Finalement, des cartes du ciel basées sur la ré-analyse des données OSSE ont été créées par Milne *et al.* [2002b]. La Figure 1.7 résume les résultats obtenus pour la raie et le continuum positronium. Une analyse conjointe des données OSSE, SMM et TGRS est reportée par Kinzer *et al.* [2001] ; Milne *et al.* [2002b]. Les auteurs ont montré qu'un bulbe étendu est plus probable qu'une source ponctuelle située au centre galactique et que le flux dans chacune des composantes (bulbe et disque) dépend de la forme du bulbe choisi. Un *Bulge to Disk ratio* (rapport du flux dans le bulbe et du flux dans le disque, B/D) compris entre 0.2 et 3.3 est également déduit. Le flux dans la PLE a été réduit par un facteur 8 en comparaison de la valeur obtenue par Purcell *et al.* [1997] quelques années plus tôt. Il s'agit là du résultat le plus abouti avant l'ère INTEGRAL.

Les Figures 5.27, 5.28, 5.29 résument les différents résultats décrits dans ce chapitre et obtenus grâce à des détecteurs germanium haute résolution sur le plan spectroscopique.

Près de 30 ans après la découverte de la raie d'annihilation galactique, les données en possession de la communauté scientifique permettent seulement de poser de faibles contraintes sur l'origine des positrons dans notre Galaxie. Une page nouvelle est en train de s'écrire avec l'observatoire INTEGRAL (cf. §2) et plus particulièrement son spectromètre SPI, optimisé pour scruter le ciel à 511 keV.

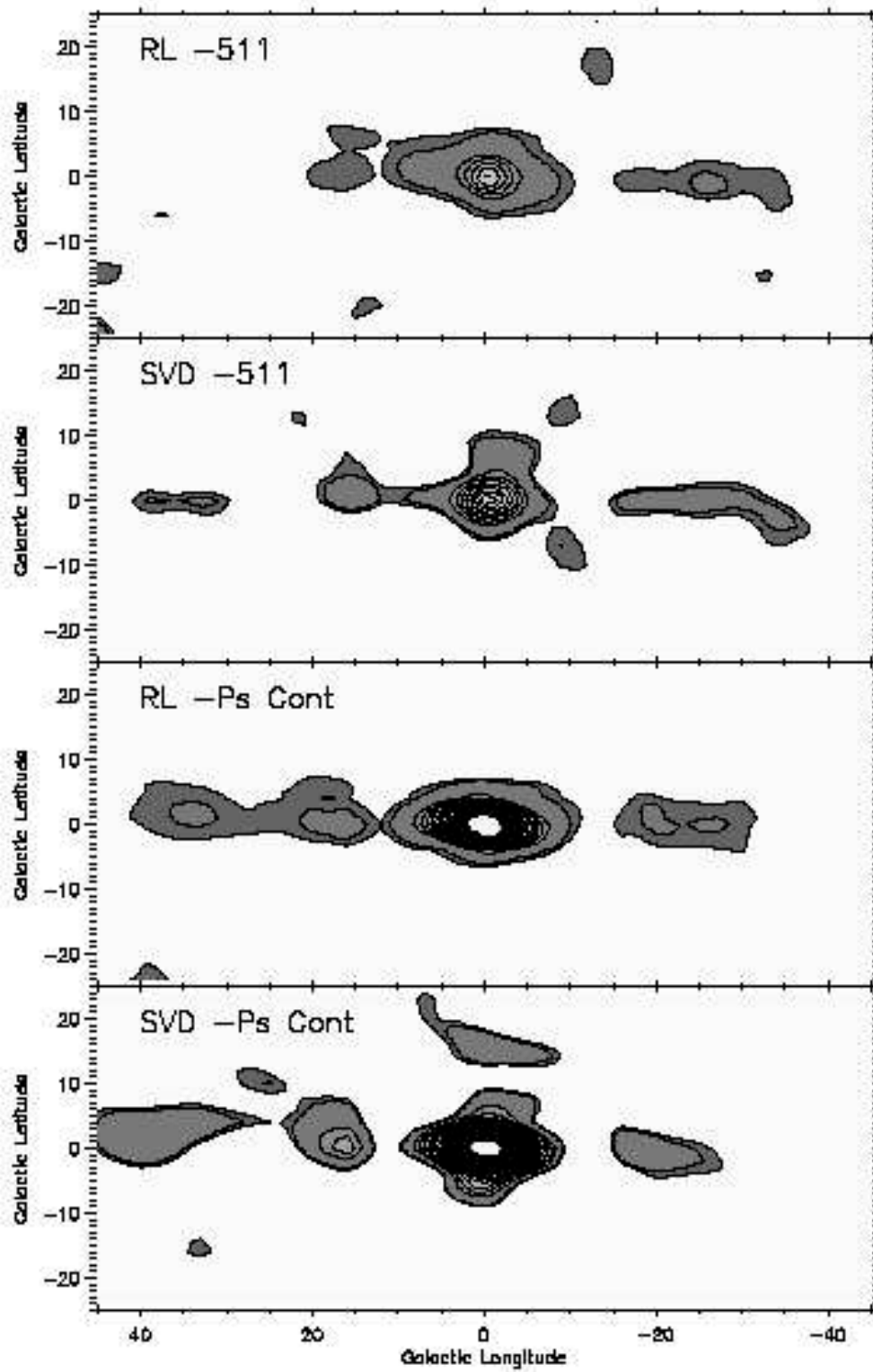


FIG. 1.7: Carte de la raie 511 keV et du continuum positronium d'après Milne *et al.* [2001]. Deux algorithmes ont été utilisés pour la réalisation des images : “Richardson-Lucy” (RL) et *Single Value Decomposition* (SVD).

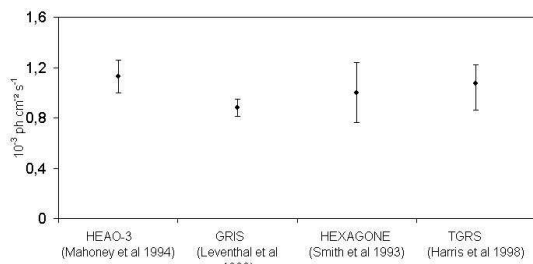


FIG. 1.8: Le flux de la raie à 511 keV galactique vu par des instruments utilisant des détecteurs germanium haute résolution avant l'ère INTEGRAL.

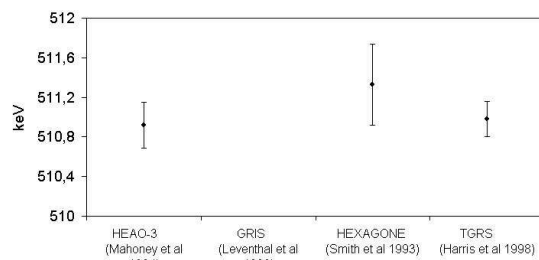


FIG. 1.9: L'énergie de la raie à 511 keV galactique vue par des instruments utilisant des détecteurs germanium haute résolution avant l'ère INTEGRAL.

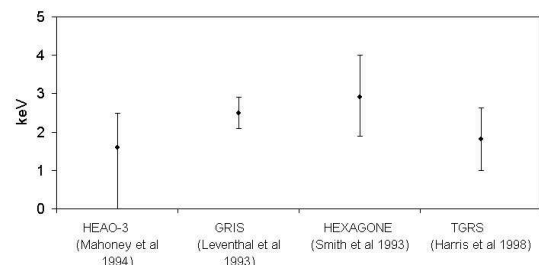


FIG. 1.10: La largeur de la raie à 511 keV galactique vue par des instruments utilisant des détecteurs germanium haute résolution avant l'ère INTEGRAL.

1.1.3.2 La raie à 1809 keV de l' ^{26}Al

Mahoney *et al.* [1984] reportent la découverte de la raie à 1809 keV par HEAO-3. L'analyse des données HEAO-3 et SMM [Share *et al.*, 1985] avait supposé une origine galactique pour cette raie ; cette tendance fut confirmée par le vol ballon du MPI-Compton [von Ballmoos *et al.*, 1987].

Naya *et al.* [1996] reportent la détection de la raie à 1809 keV élargie par le télescope GRIS. En traduisant cet élargissement en vitesse (Doppler), on obtient 540 km s^{-1} . Une telle vitesse étant difficile à expliquer, la détermination de la largeur de la raie devint un enjeu important.

La première carte du ciel à 1809 keV a été fournie par GRO-COMPTEL [Diehl *et al.*, 1997]. La distribution spatiale étant concentrée sur le plan galactique (cf. Figure 1.11), elle a permis de comprendre que l' ^{26}Al provient majoritairement des étoiles massives [Knödseder *et al.*, 1999a].

Les derniers résultats fournis par SPI [Diehl *et al.*, 2003] indiquent une raie non élargie, et un flux total de $4 \pm 1 \cdot 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en provenance de notre Galaxie. Prantzos et Diehl [1996] ; Diehl *et al.* [2005] confrontent observations et théories dans le cadre de l' ^{26}Al .

1.1.3.3 Le ^{56}Co et ^{57}Co

La Supernova SN1987A dans le grand nuage de Magellan est la plus brillante ayant été observée au cours de ces 400 dernières années. SMM découvrit la raie à 847 keV dans cette région du ciel six mois après l'explosion [Matz *et al.*, 1988], indiquant la présence de ^{56}Co

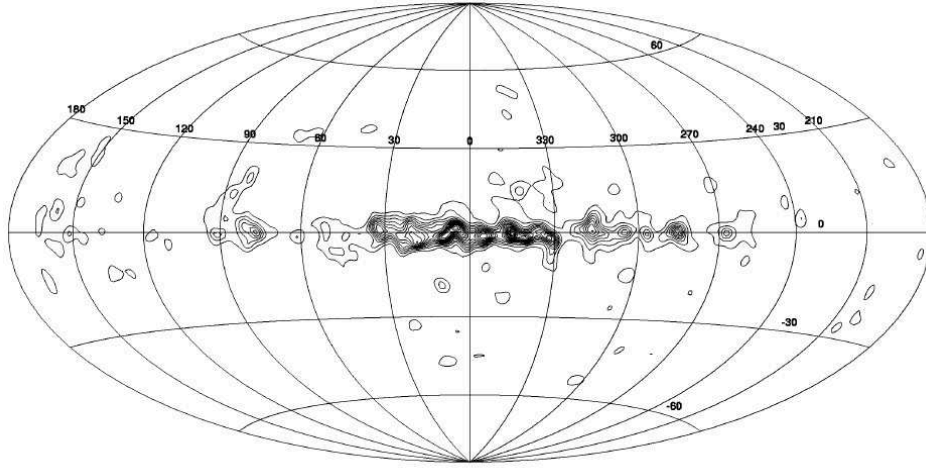


FIG. 1.11: Carte COMPTEL de l' ^{26}Al à 1809 keV d'après Knödlseider *et al.* [1999a].

fraichement produit. La courbe de lumière de la raie à 847 keV a permis de conclure à un mélange des produits de la SN dans l'enveloppe. Plus tard, la détection des raies à 122 keV et 136 keV du ^{57}Co par CGRO-OSSE [Kurfess *et al.*, 1992] permet de déterminer que le rapport $\frac{^{57}\text{Ni}}{^{56}\text{Ni}}$ produit par l'explosion est 50% supérieur au rapport $\frac{^{57}\text{Fe}}{^{56}\text{Fe}}$ solaire. La raie à 1238 keV du ^{56}Co a aussi été détectée marginalement lors de l'explosion de SN1991T dans l'Amas Virgo [Morris *et al.*, 1995].

1.1.3.4 Le ^{44}Ti

Il est majoritairement produit par les *core collapse supernovae*. La durée de vie du ^{44}Ti étant faible (~ 90 ans) et les SNe galactiques qui le produisent ayant une fréquence de ~ 1 siècle $^{-1}$, la distribution spatiale attendue devrait être dominée par des sources ponctuelles (ou faible étendue spatiale avec l'expansion de la SN). Peu d'observations sont disponibles concernant cet isotope. En 1994, GRO-COMPTEL découvre la raie à 1157 keV dans Cas A émise par le ^{44}Ti [Iyudin *et al.*, 1994]. Les raies à basses énergies (68 et 78 keV) ont également été détectées par BeppoSax [Vink *et al.*, 2001]. La Figure 1.12 représente les différentes mesures dans cette région. Les données INTEGRAL sont actuellement en cours d'analyse pour les 3 raies du ^{44}Ti .

1.1.3.5 Le ^{60}Fe

Le ^{60}Fe n'a été découvert que très récemment par RHESSI et INTEGRAL [Smith, 2004; Harris *et al.*, 2005]. Un flux de $3.7 \pm 1.1 \cdot 10^{-5}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ est reporté pour les raies à 1173 et 1333 keV. La faible significativité du signal ($\sim 3.5\sigma$) rend impossible la réalisation de cartes du ciel à l'heure actuelle. Ce résultat, associé à celui de l' ^{26}Al , induit un ratio $\frac{^{60}\text{Fe}}{^{26}\text{Al}}$ de 0.11 ± 0.03 . Cette valeur crédite l'hypothèse que l' ^{26}Al n'est pas exclusivement produit par les *core collapse SNe* [Prantzos, 2004b].

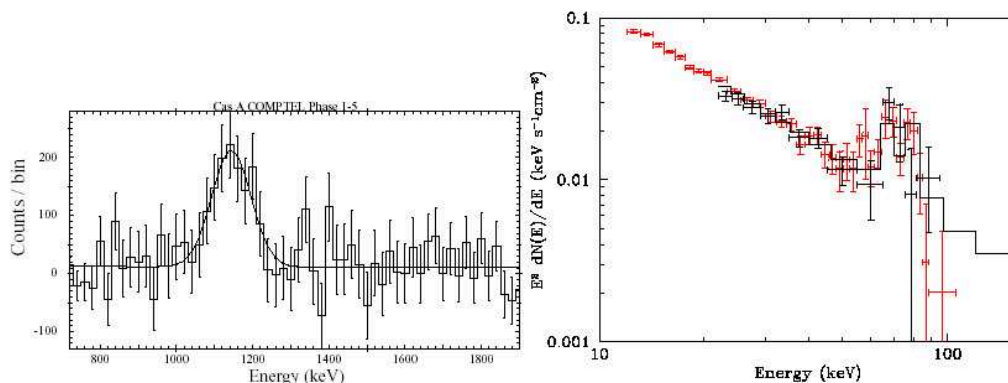


FIG. 1.12: Les différentes mesures du ^{44}Ti dans CAS-A. À gauche, la raie à 1157 keV vu par COMPTEL; à droite, la raies à 68 et 78 keV vues par BeppoSax (rouge) et INTEGRAL/IBIS (noir). Figure extraite de Diehl *et al.* [2005].

1.1.3.6 Le ^{22}Na et ^7Be des Novae

Les novae résultent de l'accrétion de matière à la surface d'une naine blanche dans un système binaire serré. Lorsque la masse accrétée dépasse une masse critique, une cascade thermonucléaire se déclenche, créant ainsi de nombreux isotopes radioactifs. Les modèles de novae prédisent la production de ^7Be (nova CO) et du ^{22}Na (nova O-Ne), ces isotopes émettent respectivement à 478 et 1275 keV.

Jusqu'à aujourd'hui les *sky survey* effectués à ces énergies par GRS-SMM et CGRO-COMPTEL [Harris *et al.*, 1991; Iyudin *et al.*, 1998] ont seulement fourni des limites supérieures compatibles avec les modèles. L'observation la plus contraignante à ce jour est celle de Nova Cygni par GRO-COMPTEL, une limite supérieure de $2.1 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$ (2σ) est déduite par Iyudin *et al.* [1999] pour la masse de ^{22}Na éjectée. Les résultats préliminaires d'INTEGRAL sur ce point conduisent à une limite supérieure de $2.5\text{-}5.7 \cdot 10^{-7} M_{\odot}$ de ^{22}Na [Jean *et al.*, 2004a].

1.1.3.7 Les raies cyclotrons

Le rayonnement cyclotron survient lorsque une particule chargée (en général un e^-) spirale dans un champ magnétique sous l'effet de la force de Lorentz. La particule peut absorber ou émettre (en fonction des densités respectives de particules et rayonnement) de la lumière correspondant à une transition entre deux niveaux de Landau. L'énergie séparant deux niveaux de Landau est donnée par la relation :

$$E_{cyc} = \frac{heB}{m_e c} \approx 11.6 B_{12} \text{ [keV]} \quad (1.1)$$

où B_{12} est l'intensité du champ magnétique exprimée en 10^{12} G. Dès lors, dans le cas d'une étoile à neutrons, le fort champ magnétique donne une raie d'absorption d'énergie E_{cyc} dans le domaine γ . La mesure de E_{cyc} donne une mesure directe de l'intensité du

champ magnétique tandis que son profil renseigne sur la topologie du champ. La première mesure d'une raie cyclotron a été reportée par Truemper *et al.* [1977] dans le spectre du pulsar Hercule X-1. Depuis, Ginga et BeppoSAX [Mihara *et al.*, 1995 ; Santangelo *et al.*, 1999] ont découvert des signatures identiques dans neuf autres pulsars. INTEGRAL a déjà effectué plusieurs détections de ce type (par exemple Vela X-1, Attié *et al.* [2005]), il devrait permettre des avancées sur ce point.

1.2 Comment observer le rayonnement γ ?

Deux obstacles majeurs guident le développement des télescopes dans le domaine γ :

- l'atmosphère est totalement opaque au rayonnement γ , tout au moins compte-tenu des flux que nous désirons observer. Le développement de l'instrumentation pour l'astronomie γ n'a donc été possible qu'après l'avènement de la conquête spatiale.
- les rayons γ étant très pénétrants, ils traversent littéralement un système optique conventionnel. La réalisation d'un "système focalisant" dans le domaine γ est donc extrêmement contraignante (cf. **Lentille de Fresnel**). Il faut donc trouver des méthodes alternatives.

Partant de ces deux hypothèses (ou plutôt contraintes!), plusieurs nouveaux types de télescopes ont été développés :

1.2.1 Les télescopes à modulation d'ouverture

Les télescopes à modulation d'ouverture effectuent une modulation du signal astrophysique incident. On remonte ainsi à l'information source en soustrayant le flux obtenu lorsque le signal n'est pas présent (OFF) au flux total (ON). Pour ce faire, il existe deux possibilités :

- **la modulation temporelle.** Plusieurs possibilités permettent d'obtenir un tel effet. Le plus grand avantage de cette méthode réside dans sa "simplicité". Historiquement, les observations γ ont débuté avec de "simples collimateurs" utilisés pour balayer le ciel (*scanning collimators*), par exemple le satellite HEAO-3. Dans ce cas, le flux de la source est modulé en fonction du pointage. Un effet similaire peut être obtenu en utilisant des détecteurs mécanisés que l'on pointe et dépointe alternativement (cf. GRO-OSSE, Johnson *et al.* [1993]). L'utilisation de grilles ou de collimateurs tournants (*rotating modulation collimators*, cf. HESSI [Lin *et al.*, 1998]) permet également de remonter au signal incident par déconvolution de Fourier des événements détectés. Finalement, la Terre peut être utilisée comme "masque" (cf. BATSE [Harmon *et al.*, 1992]).
- **la modulation spatiale.** Elle est produite par un *masque codé*, dans ce cas on observe simultanément le flux ON et OFF (cf. Figure 1.13). Ce masque est généralement constitué de Tungstène, un matériau permettant d'associer une forte absorption dans le domaine γ , une bonne précision lors de la découpe et un faible encombrement. On peut remonter à la direction d'une source en connaissant la structure du masque et de l'ombre projetée sur la matrice de détecteurs [Fenimore et Cannon, 1981 ; Skinner *et al.*, 1987]. Cette technique amène une réduction des

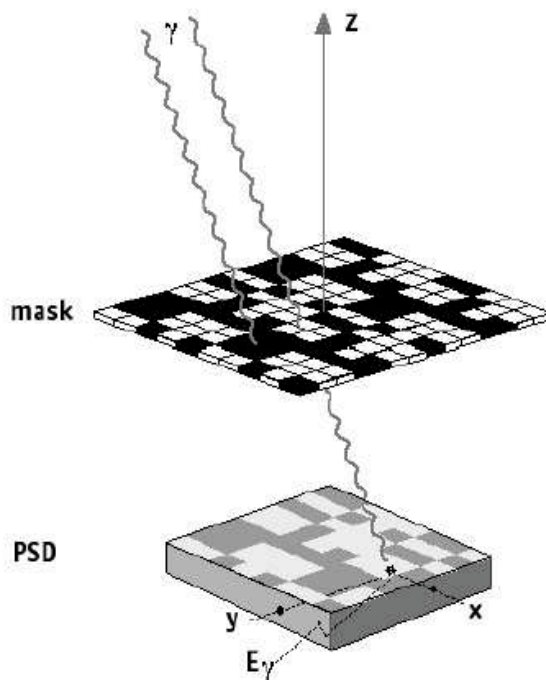


FIG. 1.13: Vue schématique d'un télescope à masque codé.

erreurs systématiques puisqu'elle permet une connaissance permanente du bruit de fond. Elle n'est, en outre, pas affectée par la variabilité des sources.

Le télescope SIGMA, à bord de l'observatoire GRANAT [Paul *et al.*, 1991], utilisait la technique du masque codé. Pendant ses 6 années d'opérations, il a révolutionné notre vision du centre galactique dans la bande 35 keV-1MeV grâce à ses facultés d'imagerie. Nous invitons le lecteur à se référer à la section 2 entièrement dédiée à l'observatoire INTEGRAL. Ses deux principaux télescopes, SPI et IBIS, employant la technique du masque codé, y sont largement décrits.

1.2.2 Les télescopes Compton

Les télescopes Compton sont basés sur l'effet du même nom : *l'effet Compton*. Lorsqu'un photon cède une partie de son énergie à un e^- , la conservation de la quantité de mouvement impose qu'il soit dévié d'un angle dépendant de son énergie initiale et de l'énergie qu'il a cédée :

$$\varphi = \arccos \left(1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_r} - \frac{1}{E_{tot}} \right) \right) \quad (1.2)$$

avec φ l'angle de diffusion, $m_e c^2$ l'énergie de masse de l'électron, E_r l'énergie transférée à l'électron et E_{tot} l'énergie totale du photon incident. Ce type d'interaction lumière-matière devient prépondérante en-deçà de 1 MeV, c'est de cette propriété qu'est venue l'idée de l'utiliser pour la détection du rayonnement γ .

La Figure 1.14 représente le principe de fonctionnement d'un télescope Compton. Il est constitué de deux plans de détection, :

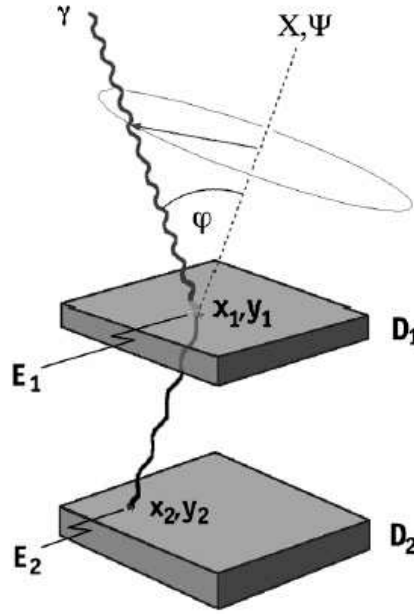


FIG. 1.14: Vue schématique d'un télescope Compton.

- D1 est optimisé pour que les photons incidents interagissent par diffusion Compton et permet de déceler la position d'interaction (X_1, Y_1) ainsi que l'énergie cédée E_1 par le photon.
- D2, quant à lui, retourne la position d'interaction (X_2, Y_2) et l'énergie E_2 du photon après diffusion.

Dans le cas représenté sur la Figure 1.14, on voit que l'on peut calculer l'angle φ d'incidence du photon par rapport à la direction (X, Ψ) définie par $([X_1, Y_1], [X_2, Y_2])$ en utilisant la relation :

$$\varphi = \arccos \left(1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \right) \quad (1.3)$$

où E_1 est l'énergie déposée dans D_1 et E_2 l'énergie déposée dans D_2 . Plusieurs remarques s'imposent alors. Tout d'abord, l'angle φ ne permet pas de remonter à la direction d'incidence absolue du photon, elle est seulement confinée dans un cercle défini par (X, Ψ) et φ . La reconstruction de la direction d'incidence nécessite l'observation de plusieurs photons avec des angles de diffusion différents. Ensuite, le résultat peut être biaisé si le photon ne dépose pas toute son énergie E_{tot} dans D_1 et D_2 ($E_1 + E_2 \neq E_{tot}$). Le *design* du télescope favorise les interactions Compton dans D_1 par l'utilisation d'un matériau léger (scintillateur organique). La réduction de bruit de fond instrumental est possible en discriminant les impulsions électroniques générés par les neutrons. L'électronique est généralement dotée d'une résolution temporelle excellente (1.5 ns pour COMPTEL!). Elle permet de rejeter les événements de bruit de fond ayant un sens de propagation contraire ($D_2 \rightarrow D_1$). Les diverses erreurs systématiques (dépot partiel d'énergie dans D_1 et D_2 , erreurs de localisation sur X_1, Y_1, X_2 ou $Y_2...$) conduisent à des précisions angulaires de l'ordre de 2° à 1 MeV et 1.5° au dessus de 4 MeV [Schönfelder, 2001].

Le plus performant des télescopes Compton ayant jamais été en opération à ce jour

Paramètre	Valeur
Bande passante	0.8-30 MeV
Détecteurs	D ₁ : 7 modules cylindriques (27.6×8.5 mm) D ₂ : 14 modules cylindriques (28×7.5 mm))
Surface des détecteurs	4188 cm ² (D ₁), 8620 cm ² (D ₂)
Résolution en énergie (FWHM)	5-8%
Sensibilité au continuum (1-30 MeV, 3 σ , 2 semaines d'observation)	1.6 10 ⁻⁴ ph cm ⁻² s ⁻¹
Sensibilité pour les raies fines (3 σ , 2 semaines d'observation)	6×10 ⁻⁵ ph cm ⁻² s ⁻¹ @ 1 MeV et 1.5×10 ⁻⁵ ph cm ⁻² s ⁻¹ @ 7 MeV
Champ de vue	1 sr
Résolution angulaire	1.7-4.4° (FWHM)
Localisation de source	5-30'
Précision absolue de la datation	$\leq \frac{1}{8}$ ms
Masse	1460 kg
Puissance [maximum/moyenne]	206 W

TAB. 1.3: Principales caractéristiques de COMPTEL.

est le télescope COMPTEL à bord de GRO [Schönfelder *et al.*, 1993]. Il était en opération entre 1991 et 2000 et a permis de larges avancées en Astronomie γ . Le Tableau 1.3 résume ses principales caractéristiques.

1.2.3 Les instruments du futur

1.2.3.1 Amélioration des concepts existants

Les limites du *télescope à modulation d'ouverture* semblent avoir été atteintes avec le lancement d'INTEGRAL. Le poids total de INTEGRAL/SPI accuse plus d'une tonne, augmentant le bruit de fond instrumental (plus il y a de matière au voisinage des détecteurs, plus il y a de bruit) et rendant le coût du lancement élevé. D'autres missions de ce type sont actuellement en cours d'étude, citons notamment EXIST [Grindlay *et al.*, 2003] dédiée à l'étude du ciel entre 5 et 600 keV ou ECLAIR [Cordier *et al.*, 2003] visant à étudier l'émission prompte des sursauts γ .

L'amélioration du concept de *télescopes Compton* peut être obtenue par l'adoption d'une géométrie plus compacte, on améliore ainsi l'efficacité du système et son champ de vue. Cependant, ce procédé nécessite une électronique plus rapide et une meilleure précision de la localisation des événements dans D₁ et D₂ pour conserver la résolution angulaire. Une autre amélioration consiste à connaître la trajectoire de recul de l'e⁻ intervenant dans l'interaction Compton. Le projet MEGA (Medium Energy Gamma-ray Astronomy, Figure 1.15, Kanbach *et al.* [2003]), destiné à l'étude du ciel dans le domaine 400 keV-50 MeV, est conçu dans ce sens. MEGA peut suivre la trajectoire des événements

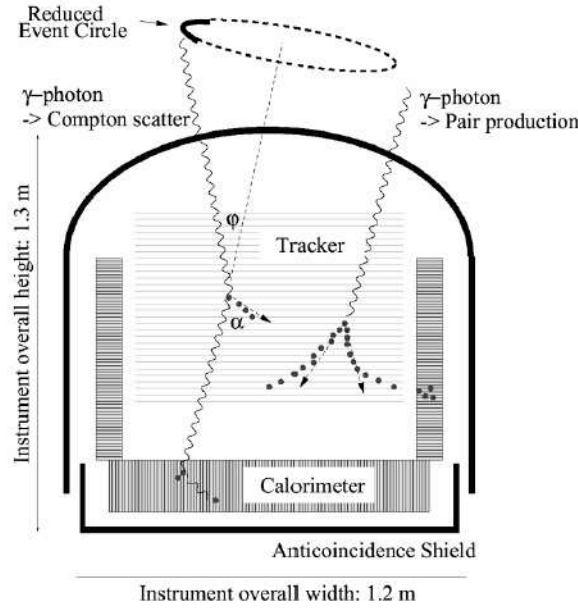


FIG. 1.15: Le télescope Mega.

Compton et des paires $e^+ e^-$ grâce à un empilement de 32 couches de matrices de détecteurs Si et d'un calorimètre en CsI. La surface effective atteinte par cet instrument est d'environ 100 cm^2 avec un champ de vue de 130° , une résolution angulaire de $\sim 2^\circ$ et une résolution énergétique de $\sim 8\%$ à 2 MeV (FWHM). D'autres projets comme TIGRE (*The Tracking and Imaging Gamma Ray Experiment*) ou NCT (*Nuclear Compton Telescope*, Boggs *et al.* [2001]) emploient également cette méthode.

1.2.3.2 La focalisation

Le bruit de fond dans le domaine γ est proportionnel au volume du plan de détection. En "focalisant", on peut donc augmenter la surface de collection d'un instrument tout en gardant un volume de détection identique (cf. Figure 1.16) ; le rapport $\frac{S}{V}$ obtenu est donc meilleur si l'efficacité de focalisation est suffisante.

La focalisation était encore considérée comme impossible dans le domaine γ jusqu'à il y a quelques années. La limite actuelle est atteinte avec les miroirs multi-couches qui fonctionnent jusqu'à quelques keV. Ce procédé est actuellement utilisé avec succès à bord des satellites XMM et Chandra.

Le concept le plus novateur et réaliste dans le cadre de la focalisation γ est sans aucun doute celui de **Lentille de Laue**. Elle utilise la *diffraction de Bragg* sur des plans cristallins. En disposant des cristaux sur des anneaux concentriques, on peut focaliser un faisceau γ incident parallèle (condition vérifiée dans le cadre d'une observation astronomique) sur un détecteur (cf. Figure 1.16). Un prototype construit par l'Argonne National Laboratory et le CERN a effectué deux vols sous ballon stratosphérique [Laporte, 2000], démontrant la validité du concept de Lentille de Laue [Halloin *et al.*, 2003, 2004]. Un projet satellite nommé MAX [von Ballmoos *et al.*, 2004], embarquant une lentille γ , permettra l'observation simultanée dans deux bandes en énergie de 100 keV chacune. La

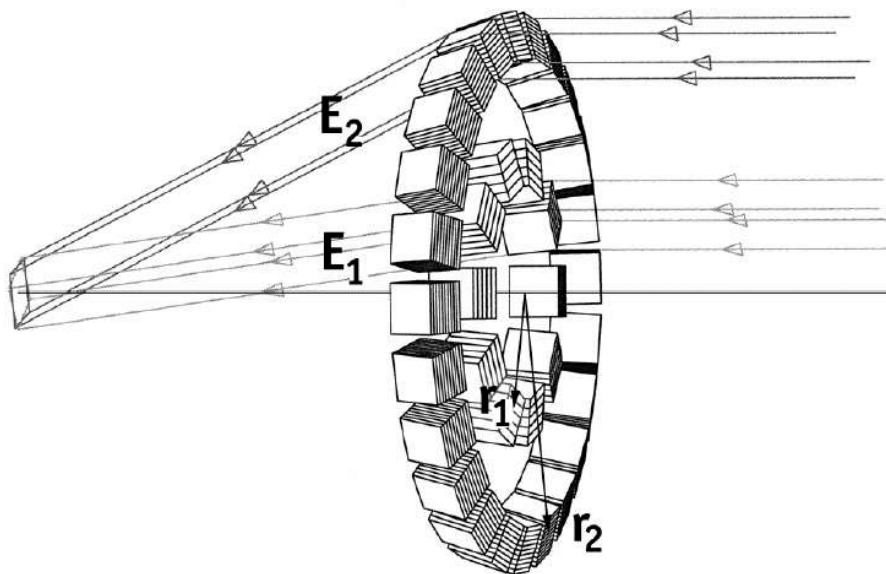


FIG. 1.16: Vue schématique d'une Lentille de Laue

première sera centrée sur la raie d'annihilation à 511 keV et la seconde sur la raie du ^{56}Co à 847 keV. Cet instrument atteindra alors des caractéristiques jusqu'alors inégalées avec une sensibilité de 10^{-7} à 10^{-6} ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ pour une observation de 10⁶s, une résolution angulaire de 1 minute d'arc et une résolution énergétique de 0.2 %.

Il existe au moins un autre *design* de lentille γ , celui-ci n'est en réalité pas spécifique car il s'agit de la **Lentille de Fresnel** [Skinner *et al.*, 2003]. Le seul point critique concerne la focale d'une telle lentille dans le domaine γ : $\sim 10^6$ km. Ce concept nécessite donc le maintien à poste de deux satellites (un comportant la lentille, l'autre le détecteur) éloignés de cette même distance. Les demandes croissantes en terme de *vol en formation* pour des projets tels que MAX (le projet spatial de Lentille de Laue) ou MAXIM (interférométrie X spatiale, Lieber *et al.* [2003]) pourraient permettre le respect d'un tel cahier des charges dans le futur. S'il se réalisait un jour, le télescope embarquant une telle lentille atteindrait des performances à ce jour inconcevables : une efficacité de focalisation > 90 %, une résolution angulaire de $0.7 \mu\text{arcsec}$ et une sensibilité de 10^{-9} ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$.

Chapitre 2

L'observatoire INTEGRAL

La mission INTEGRAL (*INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*, Winkler *et al.* [2003], Figure 2.1) a été sélectionnée en 1993 par l'Agence Spatiale Européenne (ESA) pour faire partie du programme des sciences spatiales Horizon 2000. Un peu moins de dix ans plus tard, le 17 Octobre 2002, le satellite INTEGRAL était lancé avec succès par un lanceur PROTON de Baïkonour. La réalisation de ce satellite est résolument INTERNationale, tous les pays membres de l'ESA, les Etats-Unis, la Russie, la République Tchèque et la Pologne ont participé à sa réalisation (cf Figure 2.2). Toutes ces contributions ont été nécessaires pour mettre au point la charge utile constituée de deux instruments principaux : SPI (*SPectrometer of Integral*, Vedrenne *et al.* [2003]) et IBIS (*Imager on-board the Integral Satellite*, [Ubertini *et al.*, 2003]), et de 2 moniteurs JEM-X (*Joint European X-Ray Monitor*, [Lund *et al.*, 2003]) et l'OMC (*Optical Monitoring Camera*, [Mas-Hesse *et al.*, 2003]). Une description détaillée de ces quatre instruments est disponible ci-après. Cette mission a été choisie pour succéder aux missions Compton Gamma-Ray Laboratory de la NASA et Granat (collaboration Franco-Russe). Etant conçu principalement pour des observations dans le domaine γ , INTEGRAL a pour but d'observer les phénomènes les plus violents qui se déroulent dans notre Univers. Ses principaux objectifs scientifiques sont les suivants :

- la nucléosynthèse stellaire via la détection des raies γ -nucléaires du ^{60}Fe , ^{56}Co , ^{44}Ti , ^{22}Na , ^{26}Al et de la raie d'annihilation électron-positron (cf. §1.1.3).
- la physique des objets compacts comme les pulsars, les trous noirs, les étoiles à neutrons, les systèmes binaires ou bien encore les noyaux actifs de galaxie.
- les sursauts γ .

Dans la suite de ce chapitre, nous décrivons les différents instruments constituant INTEGRAL. SPI étant au centre de ce manuscrit, sa description est particulièrement détaillée (générale dans le §2.1.1, plan de détection dans le §2.1.2). Le Tableau 2.1 confronte les performances d'INTEGRAL avec celles des précédentes missions γ .

2.1 SPI

La majorité des informations recueillies pour la rédaction de ce sous-chapitre sont extraites de Vedrenne *et al.* [2003] ; Roques *et al.* [2003] ; Paul [2002].

TAB. 2.1: Comparaison entre INTEGRAL et les précédentes missions γ .

Paramètre	OSSE	COMPTEL	EGRET	BATSE	SIGMA	HEAO-1	IBIS	SPI
Bande passante (MeV)	0.05-10	0.7-30	20-30000	0.03-1.9	0.035-1.3	0.05-10	0.015-10	0.02-8
Résolution en énergie (%)	5-12	4-15	~ 20	20-32	8-16	0.2@1.8 MeV	8 keV@100 keV	2.5@1.33 MeV
Localisation de source	10'	0.5°	$\leq 10'$	1°	$\sim 1^\circ$	none	$\leq 1'$	$\leq 10'$
Champ de vue	$3.8^\circ \times 11.4^\circ$	1 sr	0.6 sr	Occultation terrestre	$4.7^\circ \times 4.3^\circ$ fully coded	$30^\circ \times 30^\circ$	$9^\circ \times 9^\circ$	16° fully coded
Sensibilité pour les raies fines (ph cm ⁻² s ⁻¹ , 3 σ , 10 ⁶ s)	7×10^{-5} @ 1 MeV	5×10^{-5}	n/a	-	8×10^{-4} @ 511 keV	2×10^{-4}	3.8×10^{-4} @ 1 MeV	2.5×10^{-5} @ 1 MeV
Sensibilité au continuum (ph cm ⁻² s ⁻¹ keV ⁻¹ , 3 σ , 10 ⁶ s)	2×10^{-7} @ 1 MeV 5×10^{-7} @ 100 keV	1×10^{-7} @ 1 MeV	$5 \times 10^{-8} \geq 100$ MeV	$\sim 2 \times 10^{-3}$ 25-35 keV	7×10^{-6} @ 100 keV	$\sim 1 \times 10^{-5}$ @ 100 keV	5×10^{-7} @ 1 MeV	1.2×10^{-6} @ 1 MeV
Période opérationnelle	1991-2000	1991-2000	1991-2000	1991-2000	1989-1998	1979-1981	2002 $\rightarrow$	2002 $\rightarrow$

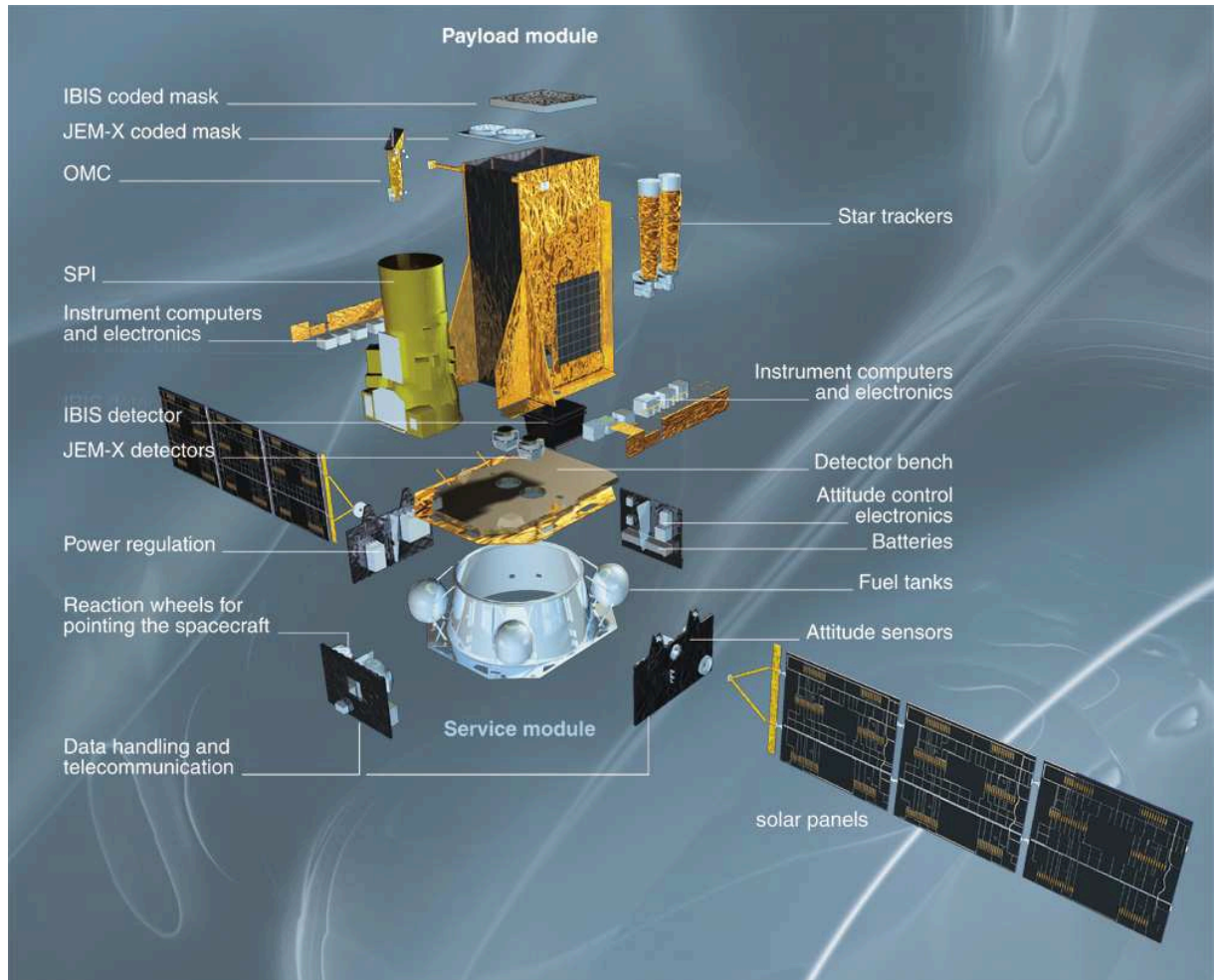


FIG. 2.1: Vue explosée du satellite INTEGRAL. La hauteur totale du satellite atteint quatre mètres pour un poids total de quatre tonnes. La moitié de sa masse est dédiée à sa charge utile que constituent les quatre instruments SPI, IBIS, JEM-X et OMC.

2.1.1 Description générale

Le spectromètre SPI a été réalisé par une collaboration internationale sous responsabilité française du CNES. La Figure 2.3 montre une vue en coupe de SPI laissant apparaître ses différents sous-systèmes. La partie centrale de l'instrument est, comme pour tous les télescopes γ , constituée par le plan de détection. Il s'agit d'une matrice de 19 détecteurs germanium haute pureté hexagonaux définissant une aire totale de 508 cm^2 , ils procurent à l'ensemble une résolution en énergie optimale (cf. §2.1.2.1).

Un masque codé, constitué d'éléments opaques de tungstène, surplombe le plan de détection et dote ainsi SPI de capacités en imagerie. Il est constitué de 63 pixels opaques et 64 pixels transparents de même forme hexagonale que les détecteurs et d'une épaisseur de 3 cm (absorption $>90\%$ à 8 MeV). Un scintillateur plastique (*Plastic scintillator*, PSAC) accouplé à 2 photomultiplicateurs est accolé au masque. Il permet la réjection des événements de bruit de fond créés au niveau du masque et non détectés par l'ACS [Jean *et al.*, 1997].

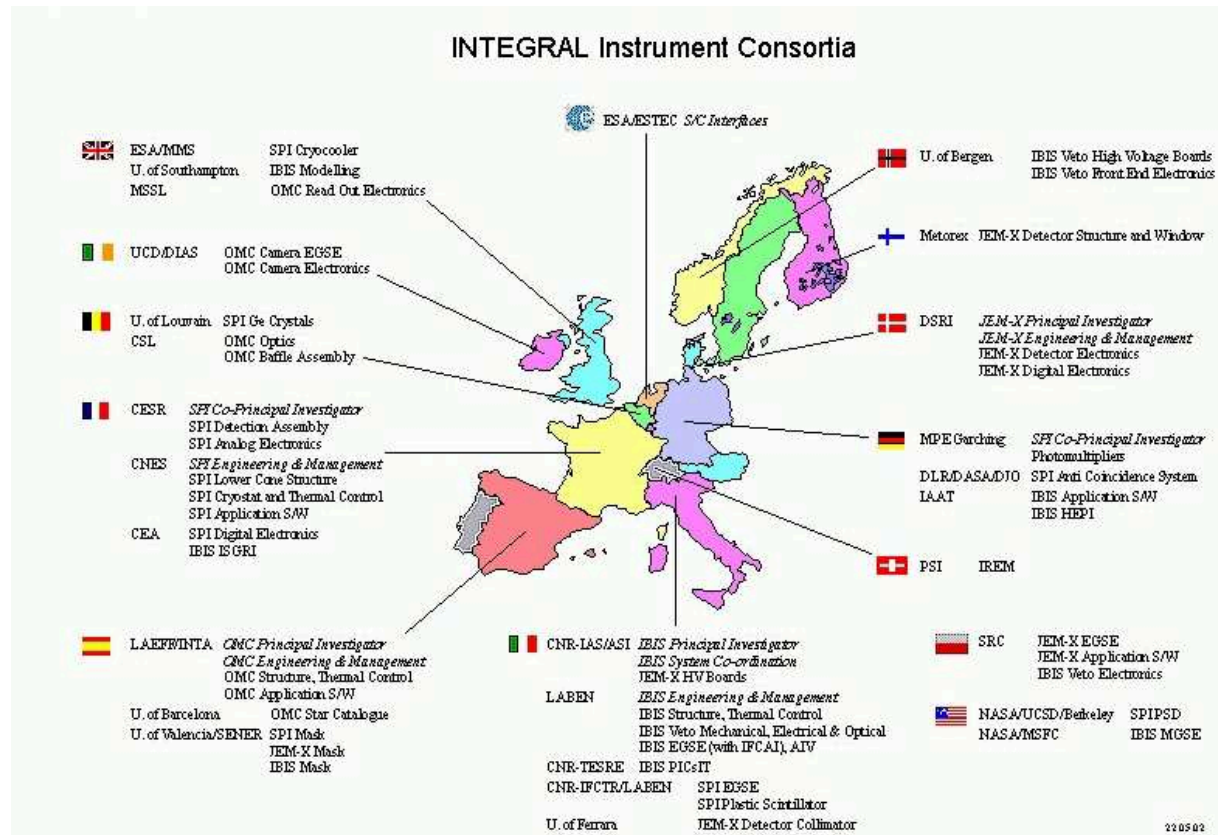


FIG. 2.2: Le consortium INTEGRAL.

Paramètre	Valeur
Bande passante (MeV)	20 keV-8 MeV
Détecteurs	19 détecteurs Ge (60.65×69.42mm)
Surface des détecteurs	508 cm ²
Résolution en énergie (FWHM)	2.5 keV @ 1.33 MeV
Sensibilité au continuum (ph cm ⁻² s ⁻¹ keV ⁻¹ , 3σ, 10 ⁶ s)	5.5×10 ⁻⁶ @ 100 keV, 1.2×10 ⁻⁶ @ 1 MeV
Sensibilité pour les raies fines (ph cm ⁻² s ⁻¹ , 3 σ, 10 ⁶ s)	5×10 ⁻⁵ @ 511 keV, 2.5×10 ⁻⁵ @ 1809 keV
Champ de vue (entièrement codé)	16°
Résolution angulaire	2.5°
Localisation de source	≤1.3°
Précision absolue de la datation	±200 μ s
Masse	1228 kg

TAB. 2.2: Principales caractéristiques de SPI.

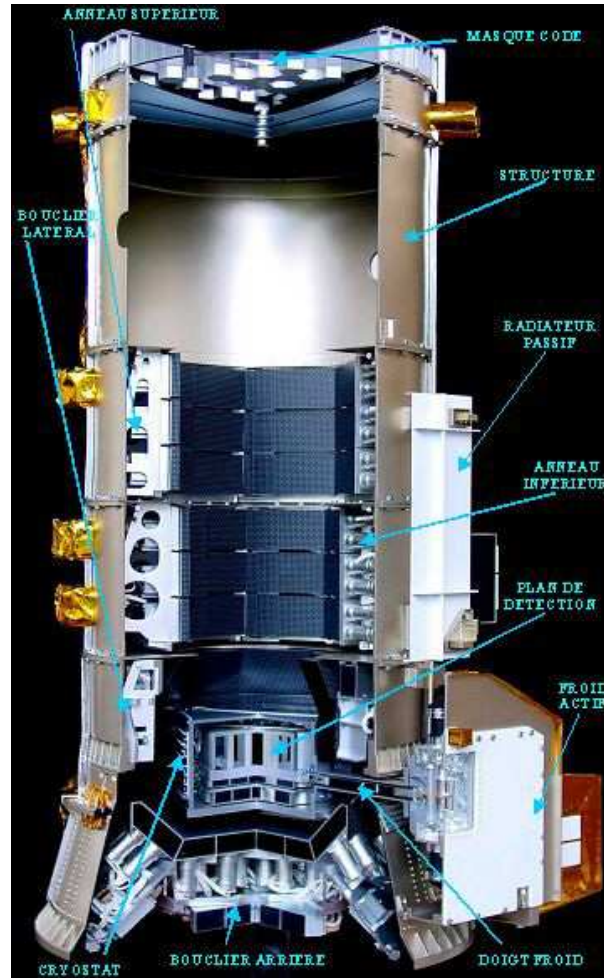


FIG. 2.3: Le télescope SPI.

Un blindage actif (*Anti Coincidence Sytem*, ACS) en BGO permet une réduction importante du bruit de fond dû à l'interaction du rayonnement cosmique avec les matériaux environnant le plan de détection et le germanium lui-même. Il est constitué de 91 blocs de cristal de BGO de 790 cm^3 chacun ; le poids total du BGO constituant le blindage atteint donc 512 kg ! L'ACS est divisée en quatre sous parties : l'*Upper Collimator Ring* (UCR), le *Lower Collimator Ring* (LCR), le *Side Shield Assembly* (SSA) et le *Lower Veto Shield* (LVS). La fiabilité du système est assurée par la redondance des photo-multiplicateurs (PM) : chaque cristal de BGO est associé à 2 PMs. L'ACS constitue en outre un excellent outil pour la détection des sursauts- γ grâce à sa grande surface efficace [von Kienlin *et al.*, 2001]. Elle définit également le champ de vue de l'instrument ; SPI étant optimisé pour la spectroscopie, un champ de vue entièrement codé de 16° a été choisi pour permettre une cartographie optimale des émissions diffuses à 511 keV et 1809 keV. La distance entre le plan de détection et le masque est de 1.71 m et la résolution angulaire de $\sim 2.5^\circ$. La précision de localisation de source dépend de la significativité de détection, Dubath *et al.* [2005] reportent $\sim 10 \rightarrow 1$ arcmin (significativité $10 \rightarrow 100 \sigma$).

Les interactions (n, β) dominant le bruit de fond dans la gamme 200 keV-2 MeV [Geh-

rels, 1985, 1992; Naya *et al.*, 1996], un sous système nommé PSD (*Pulse Shape Discrimination*) a été créé pour permettre la discrimination entre ce type d'événement et de simples photons. Les particules β déposent leur énergie "localement" (ie. toute l'énergie de la particule est déposée en une seule interaction) alors que les photons de même énergie interagissent préférentiellement par effet Compton puis par effet photoélectrique (ie. l'énergie est déposée en deux lieux distincts du détecteur). La forme des impulsions électroniques générés par ces deux types d'événements (β ou γ) sont différentes et peuvent être discriminées par la PSD. L'identification se fait par comparaison avec des bibliothèques contenant des formes d'impulsions générées dans chaque cas.

De l'interaction d'un photon avec le plan de détection de SPI résulte trois sous-catégories :

- les événements simples (*single events*, SE) : lorsqu'un photon dépose toute son énergie dans un seul détecteur.
- les événements multiples (*multiple events*, ME) : lorsqu'un photon dépose son énergie dans au moins deux détecteurs.
- les événements PSD (*PSD events*, PE) : il s'agit d'un événement SE ayant été analysé par la PSD et classifié comme étant localisé (probablement une interaction β) ou non localisé (probablement un photon).

La *Digital Front End Electronics* (DFEE) assure le traitement de tous les événements avec une résolution temporelle de 102.4 μ s. Elle assure la classification, la réjection des événements identifiés par l'ACS et mesure le temps mort (ou *deadtime*, fraction du temps pendant lequel les détecteurs sont inactifs, c'est à dire en train d'effectuer la lecture d'un événement ou lors d'un veto de l'ACS).

Les informations sont par la suite transmises au *Data Processing Electronics* (DPE) qui combine toutes les données provenant de SPI (scientifiques et techniques) avant la transmission au sol par la télémétrie. Le fonctionnement général de SPI est repris dans la Figure 2.4.

2.1.2 Le plan de détection de SPI

2.1.2.1 Les détecteurs germanium haute-pureté

Les détecteurs germanium haute-pureté (HPGe) représentent actuellement le *sum-mum* en terme de performances spectroscopiques dans le domaine γ . Ils ont donc été choisis en toute logique pour équiper le spectromètre d'INTEGRAL : SPI. Nous proposons ici une vue générale du principe de fonctionnement des détecteurs germanium. Pour de plus amples renseignements sur ce type de détecteurs, nous invitons le lecteur à se référer à Knoll [2002] dont cette section est largement inspirée.

Les détecteurs basés sur des semi-conducteurs sont largement utilisés pour la détection de la lumière (par exemple dans l'IR, le visible, les rayons X...). Un problème se pose en revanche dans le cas de l'utilisation de cette technologie pour la détection du rayonnement γ . Dans un détecteur à semi-conducteur, la zone de déplétion est la zone active du détecteur, c'est aussi la zone où le champ électrique est établi. Or, il est impossible de générer des zones de déplétion de même taille que le libre parcours moyen d'un photon γ

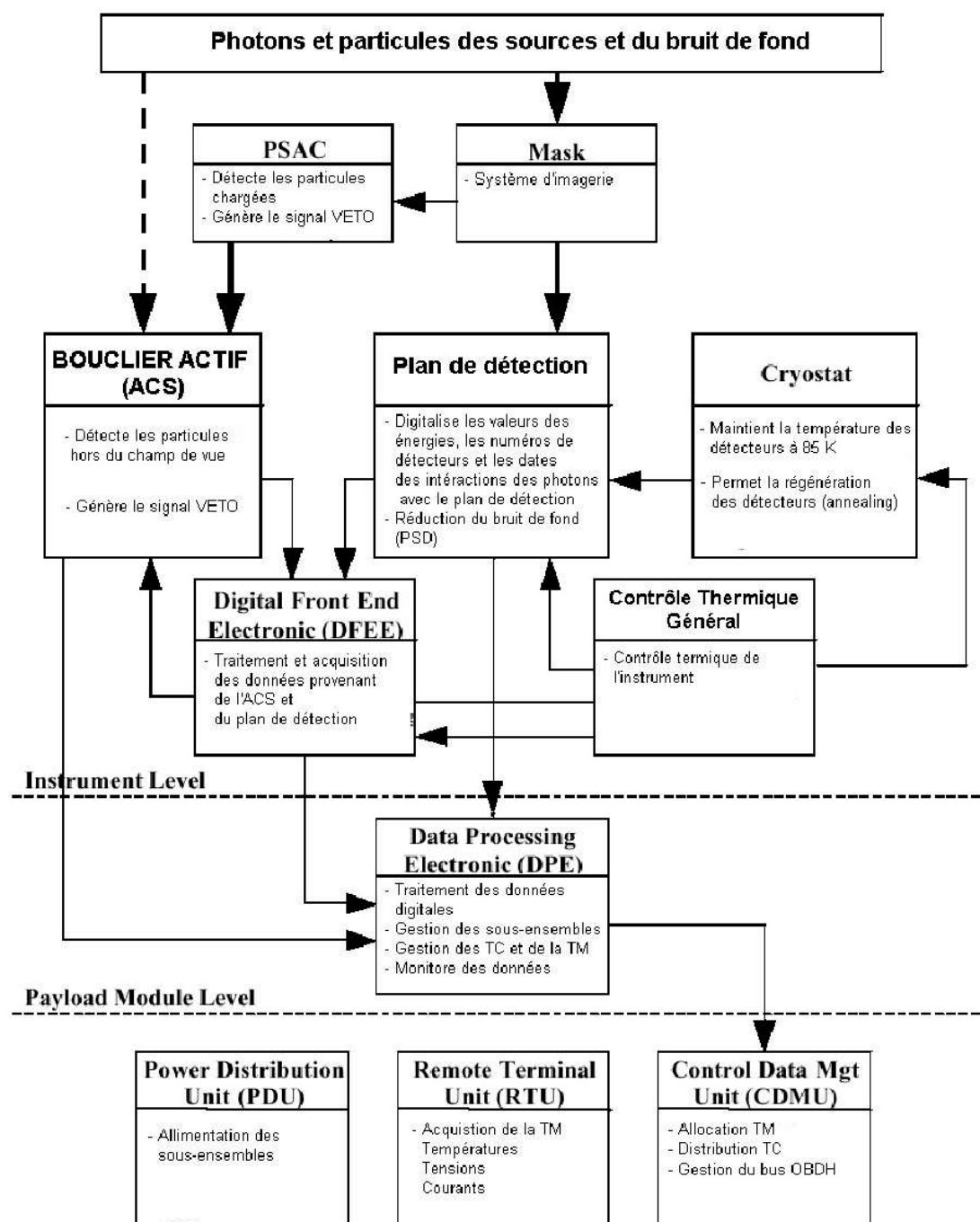


FIG. 2.4: Diagramme fonctionnel de SPI, d'après Paul [2002].

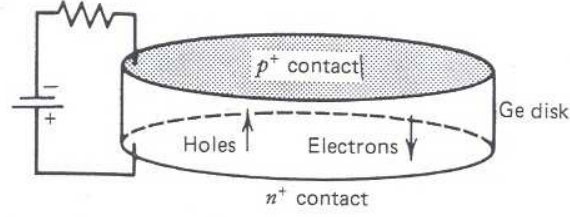


FIG. 2.5: Vue schématique d'un détecteur germanium en configuration *planar*, d'après Knoll [2002].

(~ 1 cm) avec du Germanium ou du Silicium "classiques". En effet, l'épaisseur de la zone de déplétion est donnée par :

$$d = \left(\frac{2\epsilon_0 V}{eN} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.1)$$

où V est la tension appliquée, N le taux d'impureté du matériau considéré et ϵ_0 la permittivité du vide. Dans le cas d'un taux d'impureté standard, l'Equation 2.1 donne $d=2-3$ mm pour une tension appliquée de l'ordre de la *tension de claquage de la jonction*. Deux méthodes ont donc été développées pour augmenter la valeur de d .

La première consiste à compenser la présence d'impureté par l'ajout d'un dopant de type opposé. Pour ce faire, on fait migrer des ions lithium (Li) dans le cristal de Germanium après sa croissance. On arrive ainsi à compenser la présence des impuretés sur environ 2 cm et à obtenir un cristal dont les propriétés sont proches du Germanium pur. On parle alors de détecteur Ge(Li).

La seconde consiste à réduire le taux d'impureté N dans le matériau à des valeurs de l'ordre de 10^{10} atomes cm^{-3} . On peut ainsi atteindre des valeurs de $d \sim 1$ cm pour une tension appliquée de l'ordre de 1000V. La technologie permettant d'atteindre de telles valeurs de N est seulement disponible pour le Germanium et a été développée dans le milieu des années 1970. Elle a donné naissance aux détecteurs dits *germanium intrinsèque* ou *HPGe*. L'avantage crucial de cette technique est qu'elle ne nécessite pas de maintien permanent à une température très basse contrairement aux Ge(Li). Cette propriété lui vaut aujourd'hui d'être la technologie la plus largement répandue.

Il existe deux configurations géométriques de détecteurs germanium : *planar* ou *coaxiale*. La configuration *planar* est représentée dans la Figure 2.5 et la configuration *coaxiale* dans la figure 2.6. Dans le cas d'une configuration *planar*, la taille du détecteur est limitée à quelques cm pour le diamètre et 1 à 2 cm d'épaisseur, aboutissant à un volume total de 10-30 cm^3 . La configuration *coaxiale* a été pensée pour répondre aux besoins de la spectroscopie γ qui nécessite de plus gros volume notamment pour améliorer l'*efficacité* à haute énergie. La plupart des détecteurs coaxiaux sont du type *close-ended* (cf. Figure 2.6, c'est le cas de SPI) ce qui permet de supprimer les courants de fuite sur la surface d'entrée. En écornant les coins de la face d'entrée (Figure 2.6, *bulletized*) on réduit les zones où le champ électrique est faible et donc on favorise la collecte des charges. La Figure 2.7 montre la topologie et l'intensité du champ électrique dans un détecteur coaxial. La tension de déplétion est atteinte lorsque le champ électrique s'étend dans tout le volume

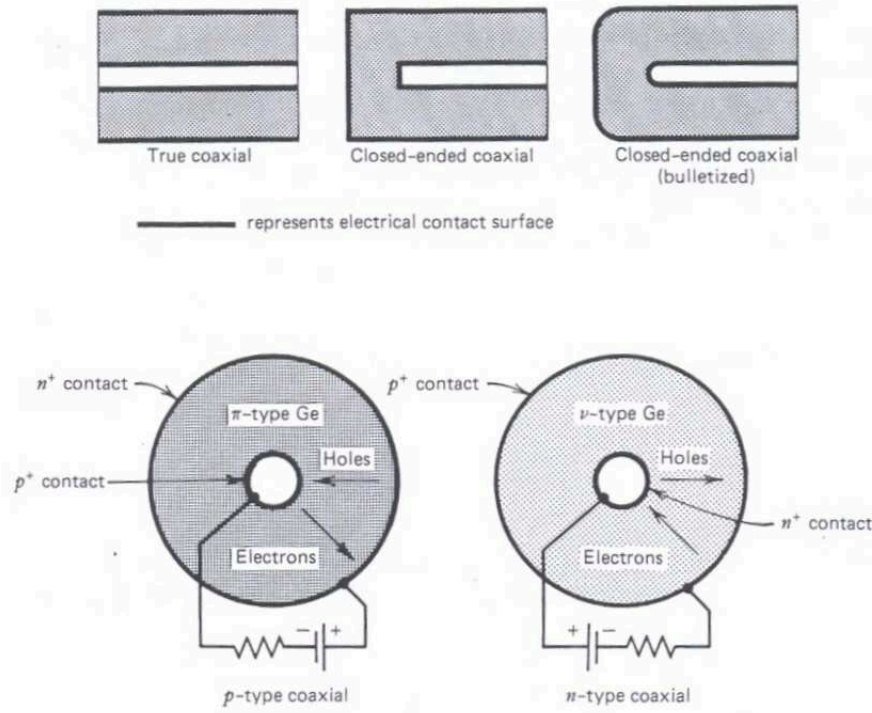


FIG. 2.6: Vue schématique d'un détecteur germanium en configuration *coaxiale*, d'après Knoll [2002].

du détecteur. On voit dans l'exemple donné que la tension minimum de déplétion V_d est de 2070 V pour le détecteur HPGe présenté (courbe inférieure, le champ électrique atteint l'électrode centrale à $r=1.5\text{mm}$). V_d est donnée par la relation :

$$V_d = \frac{\rho}{\epsilon_0} \left(r_1^2 \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) - \frac{1}{2}(r_2^2 - r_1^2) \right) \quad (2.2)$$

où ρ est la concentration en dopant, r_1 et r_2 le rayon de l'électrode centrale et du détecteur. La dépendance en ρ dans l'Equation 2.2 indique que la tension de déplétion théorique V_d peut être nulle pour un détecteur parfaitement compensé (taux d'impureté nul). On note aussi sur la Figure 2.7 (courbe en pointillés avec l'annotation *Li-drifted*) la forme différente du champ électrique dans le cas d'un détecteur Ge(Li). Dans tout semiconducteur, les porteurs de charge (électron et trou) ne peuvent pas dépasser une certaine vitesse limite : la vitesse de saturation des porteurs. On polarise en général les détecteurs jusqu'à atteindre cette vitesse de saturation qui, pour un détecteur donné, dépend essentiellement de sa température. On minimise ainsi le temps de collection des charges, les recombinaisons et le piégeage des porteurs. Dans du Germanium à 77 K, les électrons atteignent leur vitesse de saturation à 10^5 V m^{-1} tandis que les trous nécessitent de 3 à 5 10^5 V m^{-1} .

Trois interactions physiques entre photons γ incidents et le Germanium du détecteur prédominent :

- **l'effet photoélectrique** : c'est l'absorption de l'énergie du photon incident par un électron d'un atome du détecteur.

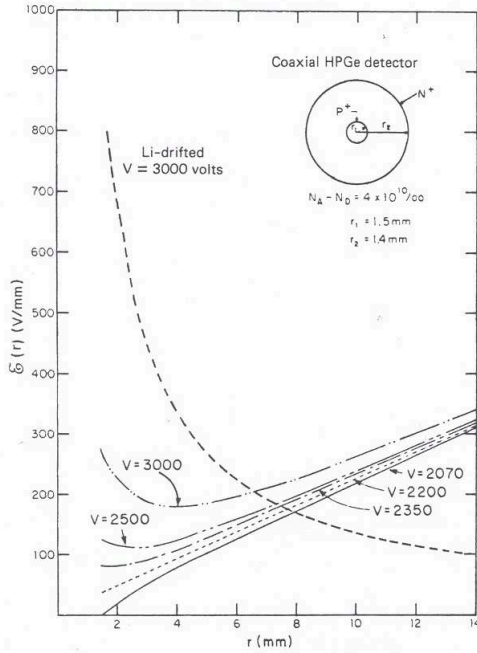


FIG. 2.7: Intensité du champ électrique en fonction du rayon dans un détecteur germanium coaxial, d'après Llacer dans la constitution du pic de pleine [1972].

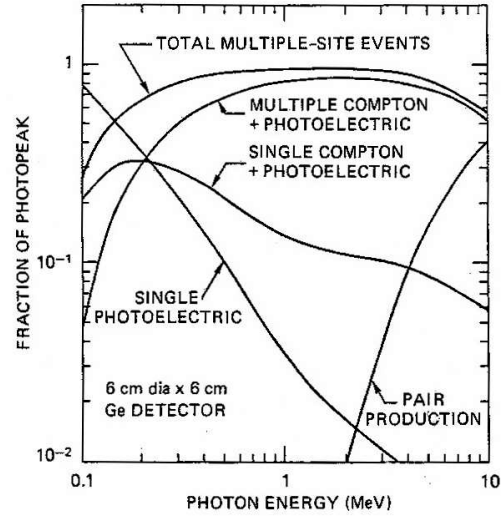


FIG. 2.8: Contribution relative des différents mécanismes de pertes d'énergie dans la constitution du pic de pleine énergie pour un détecteur HPGe 6×6 cm (diamètre×hauteur), d'après Roth *et al.* [1984].

- **l'effet Compton** : lorsqu'il y a diffusion Compton du photon incident avec un électron du matériau constituant le détecteur.
- **la création de paire** : au-delà de 1022 keV, le photon peut être absorbé et laisser place à une paire $e^+ e^-$.

La Figure 2.8 représente la contribution relative de ces trois mécanismes dans le cas d'un détecteur HPGe. On voit que l'effet photoélectrique domine seulement en-dessous 140 keV. Au delà, l'effet Compton couplé à l'effet photoélectrique prédomine (car il y a toujours un photon après une interaction Compton) jusqu'au delà de 10 MeV.

Un photon d'énergie donnée $h\nu$ peut interagir dans le volume du détecteur d'une multitude de façons différentes. Par exemple, en déposant son énergie intégralement sur un ou plusieurs sites, en déposant une partie de son énergie localement voire même en traversant le détecteur sans interagir... La Figure 2.9 détaille la réponse en énergie d'un détecteur γ . Dans le cas idéal, la totalité de l'énergie du photon incident $h\nu$ est transmise au détecteur, les contributions des interactions primaires et secondaires constituent le *pic de pleine énergie* ou *photopeak*.

En revanche, si, suite à une interaction Compton, le photon secondaire d'énergie E_{Compton} s'échappe, l'énergie déposée est alors $E = h\nu - E_{\text{Compton}}$. E_{Compton} étant maximum lorsque qu'il y a rétrodiffusion ($\theta = \pi$ lors de la diffusion), l'échappement des photons secondaires produits par une simple diffusion Compton donne naissance au *continu Compton* d'éner-

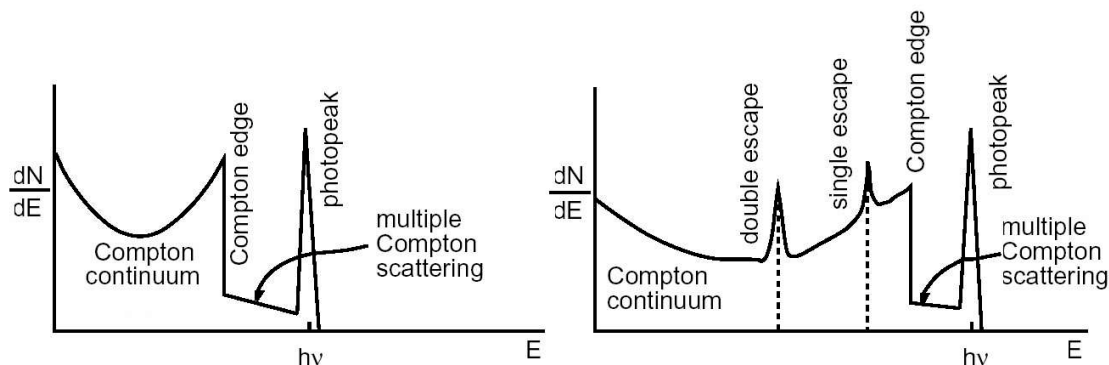


FIG. 2.9: Vue schématique de la réponse en énergie d'un détecteur γ (Figure extraite de von Ballmoos *et al.* [2005]). La figure de gauche illustre le cas d'un photon ayant une énergie < 1022 keV alors que la partie de droite est valable pour un photon d'énergie > 1022 keV.

gie maximum $E_{\theta=\pi}$, on parle alors de *front Compton*. L'intervalle compris entre le *front Compton* et le *pic de pleine énergie* est occupé par les interactions *Compton multiples*.

Si l'énergie du photon incident est $h\nu > 1022$ keV, une paire $e^+ e^-$ peut être créée ; l'annihilation qui s'ensuit donne naissance à 2 photons d'énergie 511 keV. Si un des deux γ_{511} créés s'échappe du détecteur, l'énergie déposée devient $E = h\nu - m_e c^2$: c'est le pic de simple échappement. Dans le cas où les deux γ_{511} s'échappent, l'énergie déposée est $E = h\nu - 2m_e c^2$: c'est le pic de double échappement. Les probabilités d'occurrence des divers processus de dépôt d'énergie dans le détecteur sont intimement reliées à sa géométrie. C'est donc cette dernière qui fixe l'intensité des diverses composantes de la réponse en énergie. La méthode la plus employée pour la réduction du continuum Compton et des pics d'échappement est l'utilisation d'un système d'anticoïncidence.

La qualité principale d'un détecteur germanium est sa résolution en énergie. La résolution en énergie est définie par $R_E = \frac{FWHM(E)}{E}$. Par abus de langage, on parle également de résolution en énergie pour la FWHM seule. Elle résulte de trois contributions indépendantes ; la largeur observée du pic de pleine énergie W_T est donc la somme quadratique de trois termes :

$$W_{total}^2 = W_D^2 + W_X^2 + W_E^2 \quad (2.3)$$

- W_D traduit l'erreur statistique dans le transport des charges et est donné par $W_D = 2.35^2 F \epsilon E$ avec F le facteur de Fano, ϵ l'énergie nécessaire pour créer une paire électron/trou et E l'énergie du photon incident.
- W_X traduit l'imperfection de la collecte des charges. Il est d'autant plus important que le volume du détecteur est important et que le champ électrique est faible.
- W_E est engendré par l'électronique qui effectue la lecture des événements dans le détecteur.

La Figure 2.10 montre les contributions de chaque terme en fonction de l'énergie. De plus amples renseignements sur la résolution en énergie de SPI sont disponibles dans le §4 qui traite de ce sujet et de son évolution dans le temps sous l'effet de l'environnement spatial. Finalement, la Figure 2.11 résume le fonctionnement d'un détecteur HPGe.

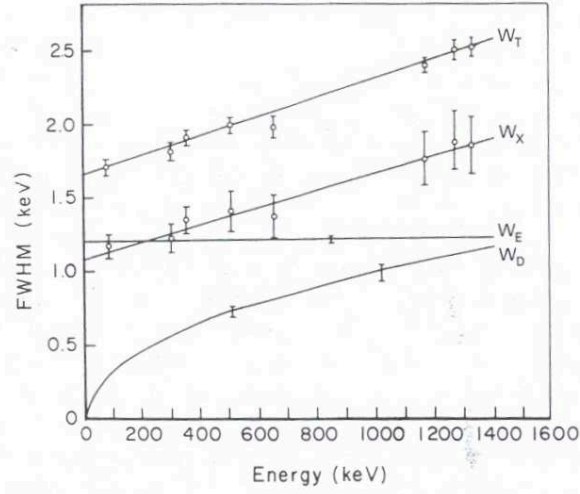


FIG. 2.10: Variation de la résolution en fonction de l'énergie pour un détecteur HPGe de 86 cm^3 , d'après Owens [1985].

2.1.2.2 La caméra de SPI

Elle est constituée de 19 détecteurs germanium type n hexagonaux ayant chacun une taille de $60.65 \times 69.42 \text{ mm}$ (diamètre extérieur $\times$ hauteur). Une géométrie hexagonale permet d'optimiser le fonctionnement de l'imagerie et d'économiser de la place. La Figure 2.11 représente une vue en coupe d'un détecteur de SPI tandis que la Figure 2.12 montre une vue d'ensemble de la caméra.

Chaque détecteur est monté dans une capsule en Aluminium. Cela a facilité les manipulations au sol et surtout limite la pollution lors des dégazages après chaque *annealing* (cf. §4). Ils sont équipés d'une électrode centrale d'une taille de $6 \times 5.5 \text{ mm}$ permettant de polariser l'ensemble à 4000 V.

Le Germanium ultra pur constituant les détecteurs a été fourni par Hoboken (Belgique). Un taux d'impureté compris entre $5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ et $1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ associé à un faible diamètre de l'électrode centrale permet d'optimiser le fonctionnement de la PSD. Chaque détecteur a un volume moyen de 178 cm^3 et rassemble 951 g de Germanium conduisant à un poids total en cristal de 18 kg pour une surface de 508 cm^2 . Le choix du type de détecteur (type n) permet de réduire le trajet moyen de trous. Ceux-ci étant les porteurs de charge majoritairement piégés, cette configuration permet de limiter les pertes de résolution dues à la dégradation des détecteurs (cf. §4).

Les détecteurs sont accouplés à un système de préamplification à deux étages (PA1 et PA2). Le PA1 ne contient que des éléments passifs (filtrage de la haute tension, résistance de charge, capacité de liaison) tandis que le PA2 inclut deux transistors à effet de champ. Le PA1 fonctionne à la température du détecteur, contrairement au PA2 qui travaille aux environs de 210 K. Lorsque l'énergie déposée dans un détecteur est trop importante, la chaîne de mesure sature. Pour réduire au minimum la durée de saturation, et ainsi limiter le temps mort, un système de désaturation est implémenté ; son seuil est réglé à 14 MeV.

Le signal généré en sortie des PA2 est reçu par l'AFEE (*Analog Front End Electronics*). Son rôle est le lissage et la mise en forme gaussienne des impulsions. Les impulsions

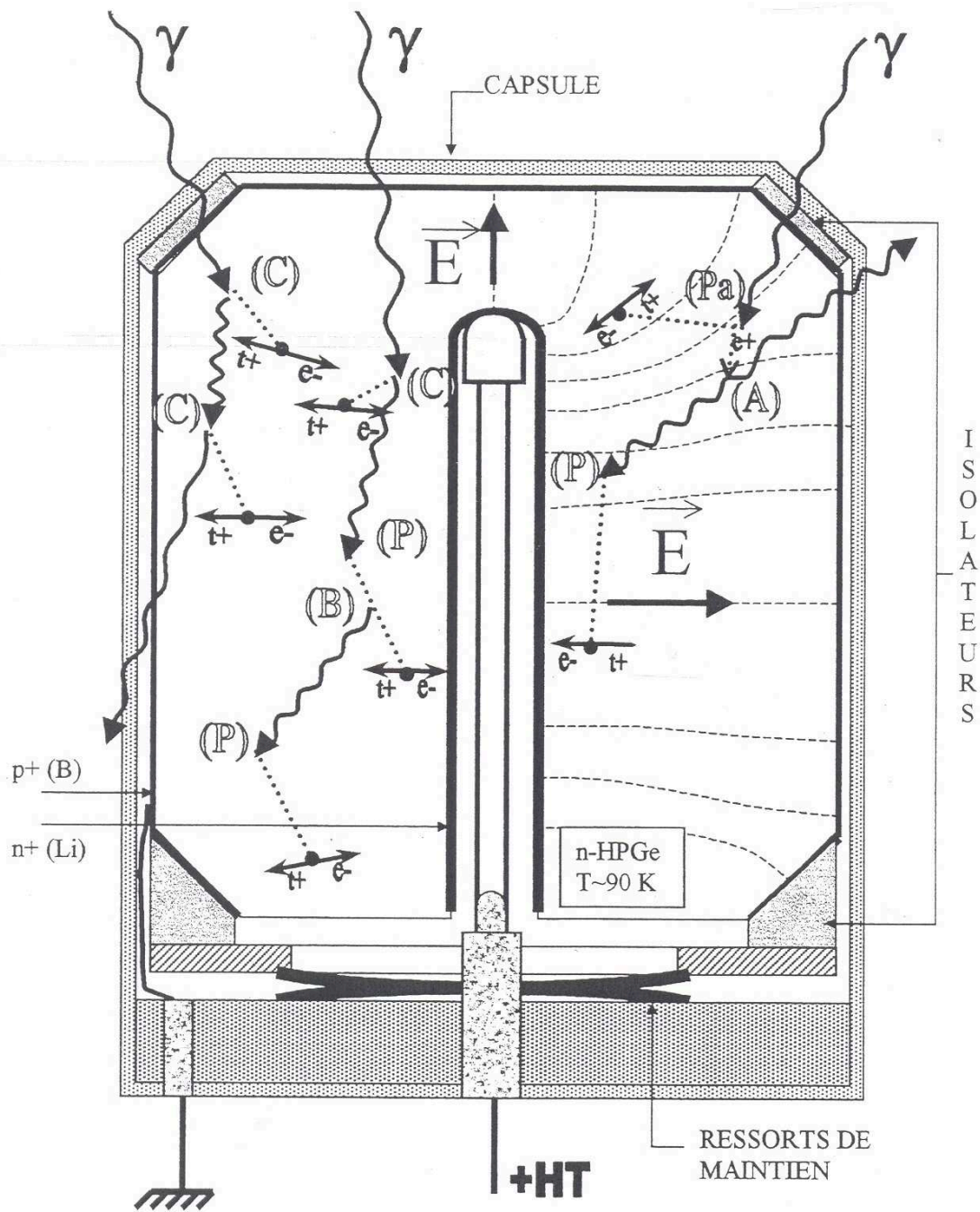


FIG. 2.11: Schéma de fonctionnement d'un détecteur HPGe, d'après Kandel [1998]. Différents mécanismes de conversion d'énergie sont représentés ; les interactions γ -Ge : diffusion Compton (C), l'effet photoélectrique (P), la création de paires (Pa) ; ainsi que les interactions secondaires : rayonnement de freinage des électrons (B pour Bremsstrahlung), l'annihilation $e^+ e^-$ (A). Les photons γ sont représentés par des flèches ondulées, les $e^+ e^-$ en pointillés. Les paires électrons/trous créées le long des trajectoires secondaires sont symbolisées par des flèches à double sens ($t^+ \leftrightarrow e^-$).

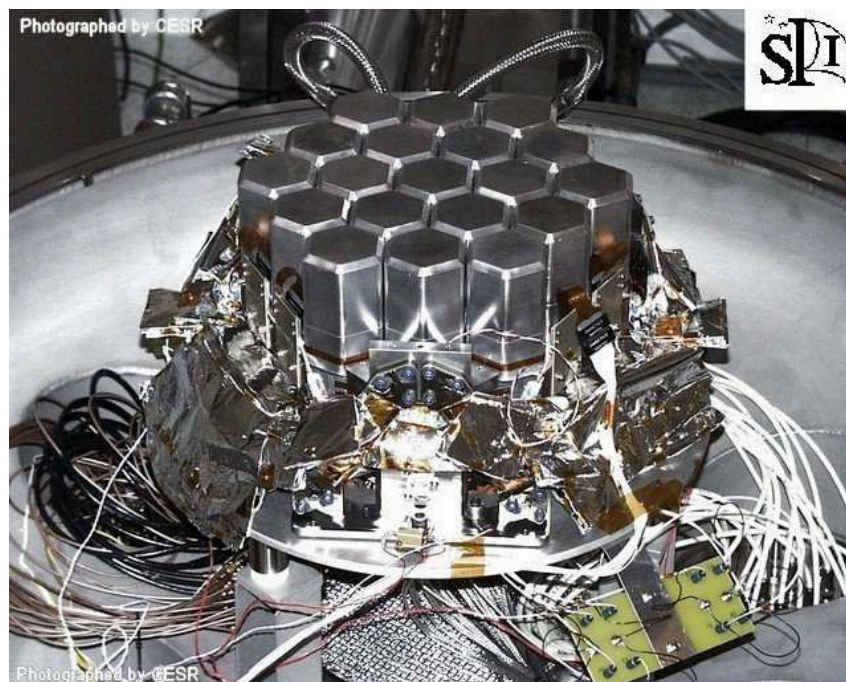


FIG. 2.12: La caméra de SPI.

correspondant à des énergies entre 0 et 8 MeV sont ensuite codés sur 14 bits par le *Pulse Height Analyser* (PHA) suivant deux gammes en énergie (gamme basse : 0-2 MeV et gamme haute : 2-8 MeV). Les tailles résultantes d'un canal instrumental dans chaque bande sont donc respectivement ~ 0.13 keV et ~ 0.52 keV. Le taux de comptage associé aux événements dépassant le seuil haut du PHA (ie. 8 MeV) est utilisé pour la modélisation des variations du bruit de fond instrumental (cf. §5.1).

Pour permettre des performances optimales du plan de détection, les détecteurs sont refroidis à une température de 85-90 K. Le système de refroidissement est basé sur quatre machines Stirling construites par MMS-Astrium. La puissance fournie par les machines étant limitée, l'ensemble du plan de détection est placé dans une structure en Beryllium isolé pour limiter les pertes thermiques. Le système est organisé selon trois étages :

- l'étage froid contenant les 19 détecteurs ($T \simeq 85-90\text{K}$) et les PA1.
- l'étage intermédiaire contenant notamment les PA2 et les radiateurs passifs ($T \simeq 210\text{K}$).
- l'étage à température ambiante contenant les machines Stirling et les structures mécaniques associés ($T \simeq 300\text{K}$).

Pour de plus amples informations sur le plan de détection de SPI, se référer au §3 traitant de la calibration en énergie et au §4 centré sur la dégradation des détecteurs.

2.2 IBIS

IBIS est avec SPI un des deux principaux instruments d'INTEGRAL. Ces deux télescopes ont été conçus pour être complémentaires ; en conséquence, IBIS est spécialisé dans l'imagerie.

Tout comme SPI il utilise la technique du masque codé, en revanche sa surface est

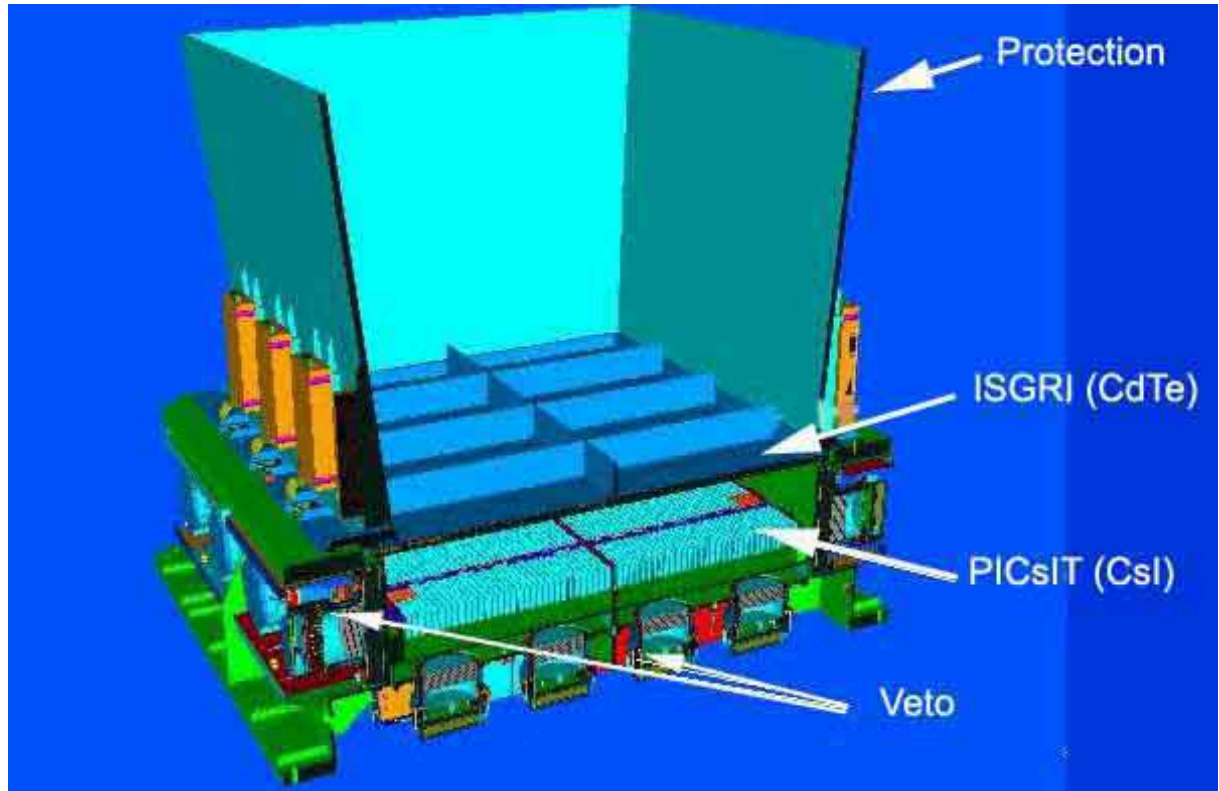


FIG. 2.13: Le plan de détection et le blindage de IBIS.

plus importante et sa résolution spatiale meilleure (les pixels du masque et du plan de détection sont beaucoup plus petits). Le plan de détection est constitué de deux couches indépendantes de détecteurs (cf. Figure 2.13). La plus proche du masque est constituée de 128×128 détecteurs de CdTe (Cadmium Telluride, Lebrun *et al.* [2003]), la finesse de ce type de détecteur le rend efficace à basse énergie tandis qu'il est quasi transparent au dessus de 1 MeV. La seconde couche est, elle, constituée de 64×64 scintillateurs en CsI (iodure de césium, Labanti *et al.* [2003]) couplés à des photodiodes. Cette partie du plan de détection est optimisée pour les hautes énergies. Il est même possible d'utiliser ces deux plans de détecteur en tant que télescope Compton (cf. §1.2.2). Cette configuration a donnée naissance à deux sous-instruments ISGRI (CdTe) et PICsIT (CsI).

Le système d'anticoïncidence est constitué de 16 *Veto Detector Module* (VDM) en BGO couplés chacun avec 2 PMs. Comme on peut le voir sur la Figure 2.13, les VDM sont répartis selon deux sous-ensembles : les VDM latéraux et les VDM inférieurs. Le blindage est complété par une protection passive.

Le Tableau 2.3 résume les caractéristiques de IBIS. Un séjour de 4 mois au sein de l'*Istituto di Astrofisica e Fisica Cosmica* à Rome nous a permis de traiter les données IBIS pour la détection de la raie à 511 keV. Il a été financé grâce à une bourse ATUPS de l'Université Paul Sabatier et une bourse bilatérale du ministère des affaires étrangères Italien. Une partie de ce travail est résumé dans l'Annexe A.

Paramètre	Valeur
Bande passante (MeV)	15 keV-10 MeV
Détecteur	16384 détecteurs CdTe (4×4×2 mm 4096 détecteurs CsI (8.4×8.4×30 mm))
Surface des détecteurs	2600 cm ² (CdTe), 2890 cm ² (CsI)
Résolution en énergie (FWHM)	8.0 keV @ 100 keV
Sensibilité au continuum (ph cm ⁻² s ⁻¹ keV ⁻¹ , 3 σ , 10 ⁶ s)	6×10 ⁻⁷ @ 100 keV, 5×10 ⁻⁷ @ 1 MeV
Sensibilité pour les raies fines (ph cm ⁻² s ⁻¹ , 3 σ , 10 ⁶ s)	1.9×10 ⁻⁵ @ 100 keV, 3.8×10 ⁻⁴ @ 1 MeV
Champ de vue (entièrement codé)	9°×9
Résolution angulaire	12'
Localisation de source (10 σ)	≤1'
Précision absolue de la datation	≤200 μ s
Masse	746 kg
Puissance [maximum/moyenne] en W	240/208

TAB. 2.3: Principales caractéristiques d'IBIS.

2.3 JEM-X

JEM-X est le moniteur X d'INTEGRAL, il est sensible dans la bande 3-35 keV et a une résolution angulaire de 3.35 arcmin. Ces caractéristiques, associées au rapport signal à bruit avantageux du domaine X, lui permettent de détecter un nombre plus important de sources que dans le domaine γ . Cet instrument joue donc un rôle crucial dans l'identification des sources. Il existe en fait 2 JEM-X : JEM-X1 et JEM-X2, deux instruments de conception identique qui utilisent comme SPI et IBIS la technique du masque codé (cf. Figure 2.14). JEM-X a opté pour une *open fraction* (pourcentage de la surface du masque qui est transparente) de 25% (contre ~ 50 % pour SPI et IBIS), cela aboutit à un meilleur pouvoir de séparation de source et un bruit de fond plus bas, des caractéristiques complémentaires des instruments principaux. Les deux plans de détection sont constitués de deux chambres à gaz identiques de 500 cm² fonctionnant avec un mélange Xénon/Méthane (90%/10%) sous une pression de 1.5 bars. De plus amples détails sur les caractéristiques de JEM-X sont disponibles dans le Tableau 2.4.

Comme tous les instruments à bord d'INTEGRAL, JEM-X a été réalisé dans le cadre d'une collaboration Européenne (cf. Figure 2.2).

2.4 L'OMC

L'OMC est l'instrument qui permet d'étendre la bande passante d'INTEGRAL jusqu'au domaine visible, offrant ainsi à son hôte 7 ordres de grandeur en énergie de photon. Il permet pour la première fois d'observer simultanément et pendant de longues durées des

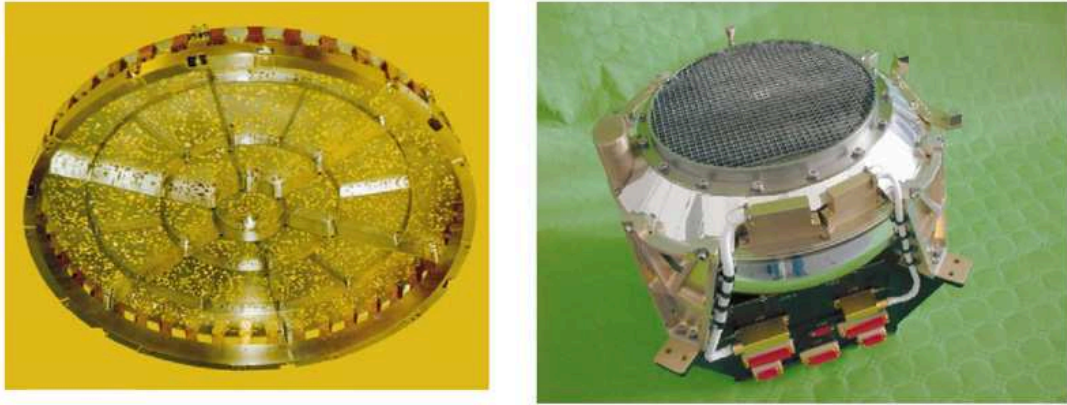


FIG. 2.14: Le masque codé (à gauche) et le plan de détection (à droite) de JEM-X.

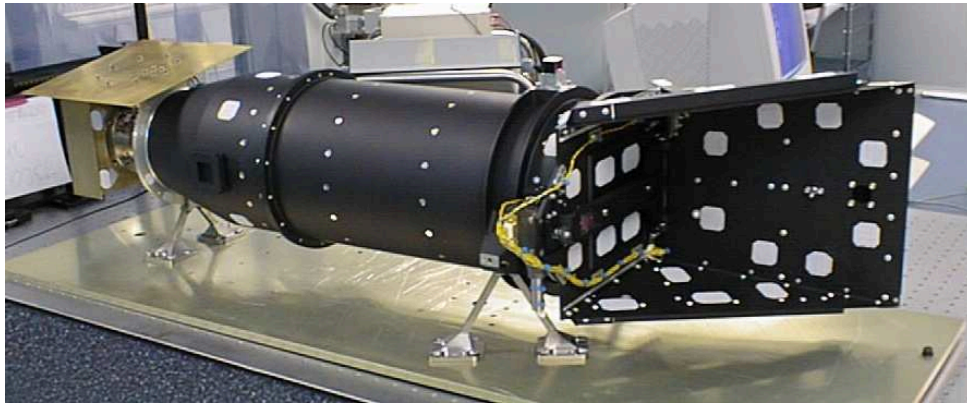


FIG. 2.15: Le moniteur optique d'INTEGRAL : OMC.

objets dans les domaines visibles, X et γ . Il est constitué d'une optique conventionnelle de 5 cm de diamètre accouplée à un détecteur CCD de 2048×1024 pixels. Un filtre V Johnson complète le montage et assure une bande passante en longueur d'onde de 500 nm à 850 nm. La réduction du bruit de mesure du détecteur CCD est obtenue en le refroidissant à -80°C . L'OMC peut ainsi observer des étoiles jusqu'à une magnitude visuelle de 19.7. Cet instrument est le fruit d'une collaboration entre divers instituts (cf. Figure 2.2), les principales caractéristiques de l'OMC sont regroupées dans le Tableau 2.5.

2.5 L'ISDC

L'INTEGRAL Sciences Data Centre (ISDC, Courvoisier *et al.* [2003]) est l'institut responsable de la distribution des données INTEGRAL. Basé à proximité de Genève, il regroupe environ 40 personnes, essentiellement des chercheurs, des informaticiens et des doctorants. L'ISDC reçoit la télémesure d'INTEGRAL de manière quasi-instantanée. Un traitement rapide des données est alors effectué, permettant la détection de sursauts γ (cf. §2.6), l'apparition ou le changement d'état d'une source. Dans certains cas, une alerte peut être générée amenant à un changement du plan d'observation. En parallèle,

Paramètre	Valeur
Bande passante (MeV)	4 keV-35 keV
Détecteurs	Microstrip Xe/CH ₄ -détecteur à gaz
Surface des détecteurs	500 cm ² pour chacun des 2 détecteurs
Résolution en énergie (FWHM)	2.0 keV @ 22 keV
Sensibilité au continuum (ph cm ⁻² s ⁻¹ keV ⁻¹ , 3 σ , 10 ⁶ s)	1.2×10 ⁻⁵ @ 6 keV, 1.3×10 ⁻⁵ @ 30 keV
Sensibilité pour les raies fines (ph cm ⁻² s ⁻¹ , 3 σ , 10 ⁶ s)	1.9×10 ⁻⁵ @ 6 keV, 8.5×10 ⁻⁵ @ 30 keV
Champ de vue (entièrement codé)	4.8°
Résolution angulaire	3'
Localisation de source (10 σ)	≤30"
Précision absolue de la datation	≤200 μ s
Masse	65 kg
Puissance[maximum/moyenne] en W	50/37

TAB. 2.4: Principales caractéristiques de JEM-X.

Paramètre	Valeur
Bande passante	500 nm-600 nm
Détecteurs	CCD(1024×2048) + filtre V
Résolution des images	1024×1024
Sensibilité en mag (3 σ , 5000s)	17.8
Champ de vue	5°×5°
Résolution angulaire	25"
Localisation de source (10 σ)	6"
Précision absolue de la datation	≤1 s
Masse	17 kg
Puissance[maximum/moyenne] en W	20/17

TAB. 2.5: Principales caractéristiques de l'OMC.

une analyse standard est effectuée. Les images et spectres alors créés sont archivés pour une distribution future. L'ISDC est responsable de l'archivage, de la distribution des données à la communauté scientifique ainsi que des outils logiciel associés. De plus amples informations sur cet institut sont disponibles sur le site web :<http://isdc.unige.ch>.

2.6 IBAS

L'INTEGRAL Burst Alert System (IBAS, Mereghetti *et al.* [2004]) est le système de détection de sursauts γ d'INTEGRAL. Il s'agit en réalité d'un logiciel, exécuté au sol, à l'ISDC. Ce procédé de détection basé au sol est rendu possible par le faible délai de transmission entre INTEGRAL et l'ISDC : ≤ 6 s. Deux méthodes de détection sont implémentées en parallèle, toutes deux basées sur les données IBIS/ISGRI. La première est fondée sur l'analyse des taux de comptage dans différentes bandes en énergie, un excès significatif déclenche la réalisation d'image qui permet le filtrage d'événements de bruit de fond ou d'artefacts instrumentaux. La seconde méthode est purement basée sur l'imagerie, des images sont créées et comparées sur des échelles de temps variables, les différences entre les images laissent apparaître les sursauts. Une fois confirmée et localisée, la position du sursaut γ est distribuée à la communauté via internet.

Chapitre 3

La calibration en énergie de SPI

La calibration en énergie est une étape fondamentale dans le réglage d'un spectromètre. Elle permet de remonter à l'énergie déposée par les photons dans les détecteurs. La méthode de calibration de SPI présentée ici est optimisée pour l'étude des raies γ -nucléaires soit, dans la bande 500 keV $\rightarrow$ 2 MeV. Pour ces énergies, la résolution de SPI est comprise entre 2 et 3 keV (FWHM). L'objectif de ce chapitre est de calibrer l'instrument avec une précision de l'ordre de $\frac{1}{10}$ de sa résolution pour réduire au maximum l'introduction d'erreurs systématiques dans les analyses scientifiques. La précision attendue dans la gamme 500 keV $\rightarrow$ 2 MeV est donc ~ 0.2 - 0.3 keV.

Les résultats décrits dans ce chapitre ont fait l'objet d'un poster et d'une publication dans les proceedings lors du "5th INTEGRAL Workshop" à Munich [Lonjou *et al.*, 2004a].

3.1 La calibration de SPI en vol

Lorsque un photon interagit dans un des détecteurs de SPI, une impulsion électronique est générée en sortie de la chaîne de détection. Après une mise en forme par l'AFEE, l'amplitude de ce pulse est codée par un convertisseur analogique numérique sur 14 bits (16384 canaux). Deux gammes sont disponibles : basse énergie ($\sim 0 \rightarrow 2000$ keV) et haute énergie ($\sim 2000 \rightarrow 8000$ keV). Ce procédé permet d'échantillonner plus finement à basses énergies (1 canal ~ 0.135 keV) lorsque la résolution énergétique des détecteurs est meilleure. La fonction de calibration f_c est la fonction qui relie le canal instrumental c à l'énergie E qui lui est associée : $E = f_c(c)$. Cette fonction est propre à chaque chaîne de mesure. A un instant donné, il en existe donc 38 (19 détecteurs $\times$ 2 gammes) dans le cas de SPI.

3.1.1 La non linéarité mesurée au sol

La réponse de la chaîne de mesure n'étant pas parfaitement linéaire, il en est de même pour la fonction de calibration. Des mesures de cette non-linéarité ont été effectuées pendant les campagnes de calibration au sol de SPI à Bruyère le Chatel (BLC) et à l'ESTEC. Elle permettent de quantifier les effets que nous voulons corriger en vol. La Figure 3.1 montre les résultats obtenus pour la gamme basse. Les différences constatées entre les 2 séries de données, ainsi que la forme "piquée" de la courbe en pointillés, sont attribuables aux erreurs de mesure (non représentées sur la Figure). On constate qu'un

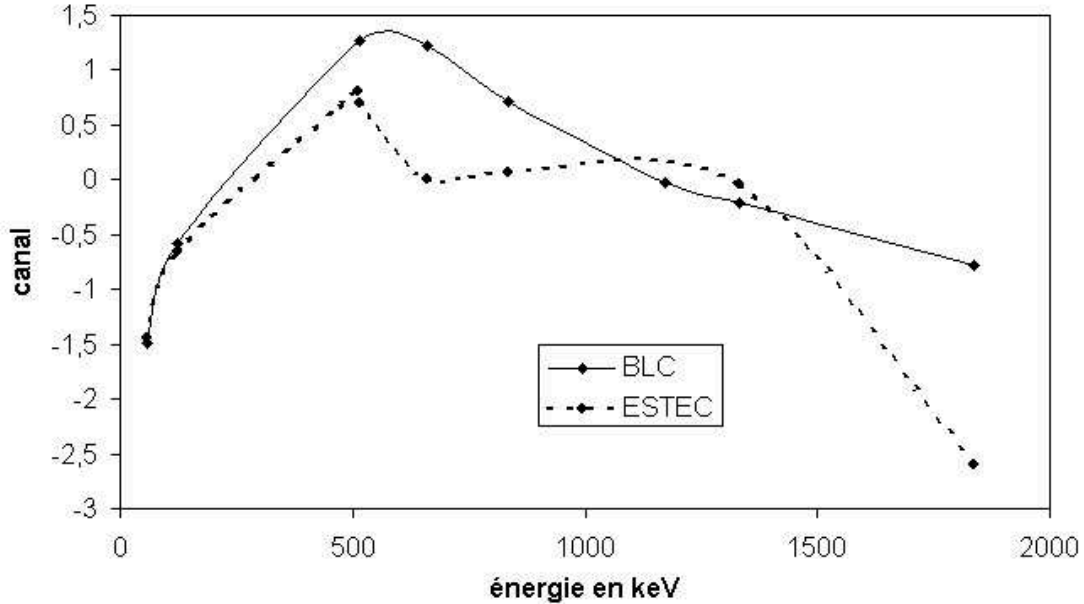


FIG. 3.1: Valeur moyenne de la non linéarité des chaînes de mesure de SPI observée au sol pour la gamme basse.

écart à la linéarité de ~ 3 -4 canaux (crête à crête, soit ~ 0.4 - 0.6 keV) sur 16834 est observé dans la gamme basse énergie; une valeur < 5 canaux (ie. 2.7 keV) est obtenue pour la gamme haute énergie [Attie *et al.*, 2003]. Cet effet est corrigeable simplement en utilisant une forme non linéaire de f_c , en général un polynôme de degré > 1 . Notons que la linéarité constatée est extrêmement faible pour les deux gammes : $< 0.03\%$.

3.1.2 Création d'une base de données

Le travail reporté dans cette thèse étant en partie instrumental, nous nous sommes dotés d'un outil efficace et général pour l'étude des performances de SPI : *une base de données*. Le langage IDL s'est imposé pour sa souplesse, deux échantillonnages temporels sont adoptés : la révolution (~ 3 jours pour l'étude de la calibration en énergie, de la dégradation...), la *Science Window* (SCW) qui correspond à un pointage de l'observatoire INTEGRAL (~ 30 min-2h, elle est utilisée pour l'étude de la calibration en énergie, du bruit de fond...).

Voici la liste des principaux paramètres contenus dans cette base de données :

Résolution temporelle = 1 révolution :

- spectre en canal accumulé par détecteur (ie. non calibré)
- spectre accumulé par détecteur et calibré
- spectre accumulé sur le plan de détection et calibré
- information de *timing* : *ontime* (c'est le temps d'exposition, il est en général identique pour tous les détecteurs), *livetime* (temps durant lequel le détecteur considéré est "vivant", cf. section 2.1.2.1), *deadratio* (fraction du temps pendant lequel le détecteur est actif), *tstart* (début de la période considérée, il peut s'exprimer en *On Board Time* (OBT, $=2^{-19}$ s), ou en *ISDC days* (ie. jours depuis le 01/01/2000)) et

t_{stop} (fin de la période considérée)

Résolution temporelle = 1 SCW :

- spectre accumulé par détecteur et calibré
- spectre accumulé sur le plan de détection et calibré
- information de *timing*
- tension de polarisation des détecteurs en V
- température du plan de détection (une valeur en K pour chacun des 4 capteurs)
- température des préamplificateurs en K
- taux de comptage “germanium saturant” (Gedsat) en coups s^{-1} , associé aux événements dépassant le seuil haut des détecteurs (ie. ayant une énergie > 8 MeV, cf. §2.1.2.2)
- taux de comptage “ACS saturant” (ACSSat) en coups s^{-1} , associé aux événements saturant l’anticoïncidence de SPI (ACS), ils ont une énergie $>$ au seuil haut de l’ACS ~ 100 MeV
- taux de comptage dans le *plastic scintillator* (scintillateur plastique, PSAC) en coups s^{-1} (cf. section 2.1.1)
- taux de comptage dans les détecteurs (Gedrate) en coups $s^{-1} \text{ det}^{-1}$, c’est le taux de comptage entre 0 et 8 MeV (typiquement 40-50 coups $s^{-1} \text{ det}^{-1}$)
- taux de comptage dans les principales raies de bruit de fond en coups $s^{-1} \text{ det}^{-1}$
- taux de comptage dans des bandes en énergies en coups $s^{-1} \text{ det}^{-1} \text{ keV}^{-1}$
- information sur l’activité solaire en provenance du satellite GOES

Lorsque des données sont manquantes, elle sont en général interpolées (en utilisant une fonction linéaire) de manière à obtenir un jeu de données homogène. De plus amples informations sur ces différents paramètres et leurs utilisations sont disponibles dans le §3.2 (dépendance de la calibration en énergie avec la température), le §4 (dégradation du plan de détection) et le §5.1 (étude du bruit de fond instrumental).

3.1.3 La procédure de calibration en vol

L’objectif est dans un premier temps de définir la forme analytique des 2 fonctions de calibration associées à la gamme basse (f_{c1}) et à la gamme haute (f_{c2}). La calibration de la gamme basse est la priorité car plus de 99% des objectifs scientifiques de SPI se situent dans cette gamme d’énergies. La fonction f_{c1} (cf. Equation 3.1) reproduit la non linéarité observée grâce aux deux termes a_0 et a_3 :

$$f_{c1}(c) = \frac{a_0}{c} + a_1 + a_2c + a_3c^2 \quad (3.1)$$

Seule une fonction linéaire est utilisée pour la gamme haute (cf. Equation 3.2) puisqu’il y a très peu de raies de bruit de fond présentes à ces énergies :

$$f_{c2}(c) = b_0 + b_1c \quad (3.2)$$

La majorité des études en cours au CERN se limitant à des énergies < 2 MeV, cette gamme d’énergies est actuellement très peu utilisée.

De multiples tests sur différents jeux de raies de bruit de fond ont permis d’isoler six raies pour la gamme basse énergie et 2 raies pour la gamme haute énergie. La Figure 3.2

énergie en keV	origine	commentaires
Gamme basse		
23.438	$^{71m}\text{Ge}(\text{IT})^{71}\text{Ge}$	prise dans les MEs non reconstruits
198.368	$^{71m}\text{Ge}(\text{IT})^{71}\text{Ge}$	raie la plus intense, $\sim 5 \text{ coups s}^{-1} \text{ det}^{-1}$
309.873	$^{67}\text{Ga}(\text{EC})^{67m}\text{Zn}+\text{K}$	
438.619	$^{69m}\text{Zn}(\text{IT})^{69}\text{Zn}$	
882.52	$^{69}\text{Ge}(\text{EC})^{69}\text{Ga}+\text{K}$	
1764.36	$^{205}\text{Bi}(\text{EC})^{205}\text{Pb}$	
Gamme haute		
2754.03	$^{24}\text{Na}(\beta^-)^{24}\text{Mg}$	
6128.63	$^{16}\text{O}^*$	

TAB. 3.1: Les raies de bruit de fond choisies pour la calibration en énergie.

permet de visualiser la localisation de ces raies sur un spectre de SPI tandis que le Tableau 3.1 renseigne leur origine physique. Ces raies permettent d’obtenir un bon compromis entre précision et stabilité du processus de calibration. La raie à 23.438 keV est extraite des événements doubles (ME2) non reconstruits (dont l’énergie n’est pas sommé) car elle est “mélangée” dans les événements simples.

Toutes les données, à partir de la révolution 7, ont été calibrées en utilisant la méthodologie décrite dans ce paragraphe par période d’une révolution. Pour vérifier la validité de la calibration nous avons eu recours aux ME2 non reconstruits. Leur utilisation permet d’estimer les erreurs systématiques car lorsque l’on reconstruit l’énergie E d’un événement double, on est sensible à la calibration en énergie dans la gamme $0 \rightarrow E$. La Figure 3.3 présente l’énergie de quelques raies de bruit de fond en fonction du numéro de la révolution pour les SE et ME2 non reconstruits. On constate tout d’abord la bonne précision de la calibration en énergie concernant les SE de la gamme basse énergie (< 0.05 keV). Pour la gamme haute, un “pire cas” est représenté par la raie à 2223.25 keV ; un écart de 0.5 keV est observé par rapport à l’énergie nominale. Ensuite, on note une différence maximum entre les positions d’une raie dans les SE et ME2 de ~ 0.25 keV dans la gamme basse (raie à 309 keV). En prenant la moitié de cette valeur (car deux détecteurs sont impliqués), soit ~ 0.125 keV, on obtient une valeur maximum de l’erreur systématique sur la calibration en énergie dans la gamme basse.

Plusieurs phénomènes peuvent donner naissance aux imperfections constatées. Tout d’abord, des biais sont introduits lors de l’ajustement de la position des raies dans les spectres non-calibrés (inadaptation du modèle gaussien, raies parasites...) ; l’énergie nominale de certaines raies est, en outre, connue avec une précision limitée. D’autre part, la forme

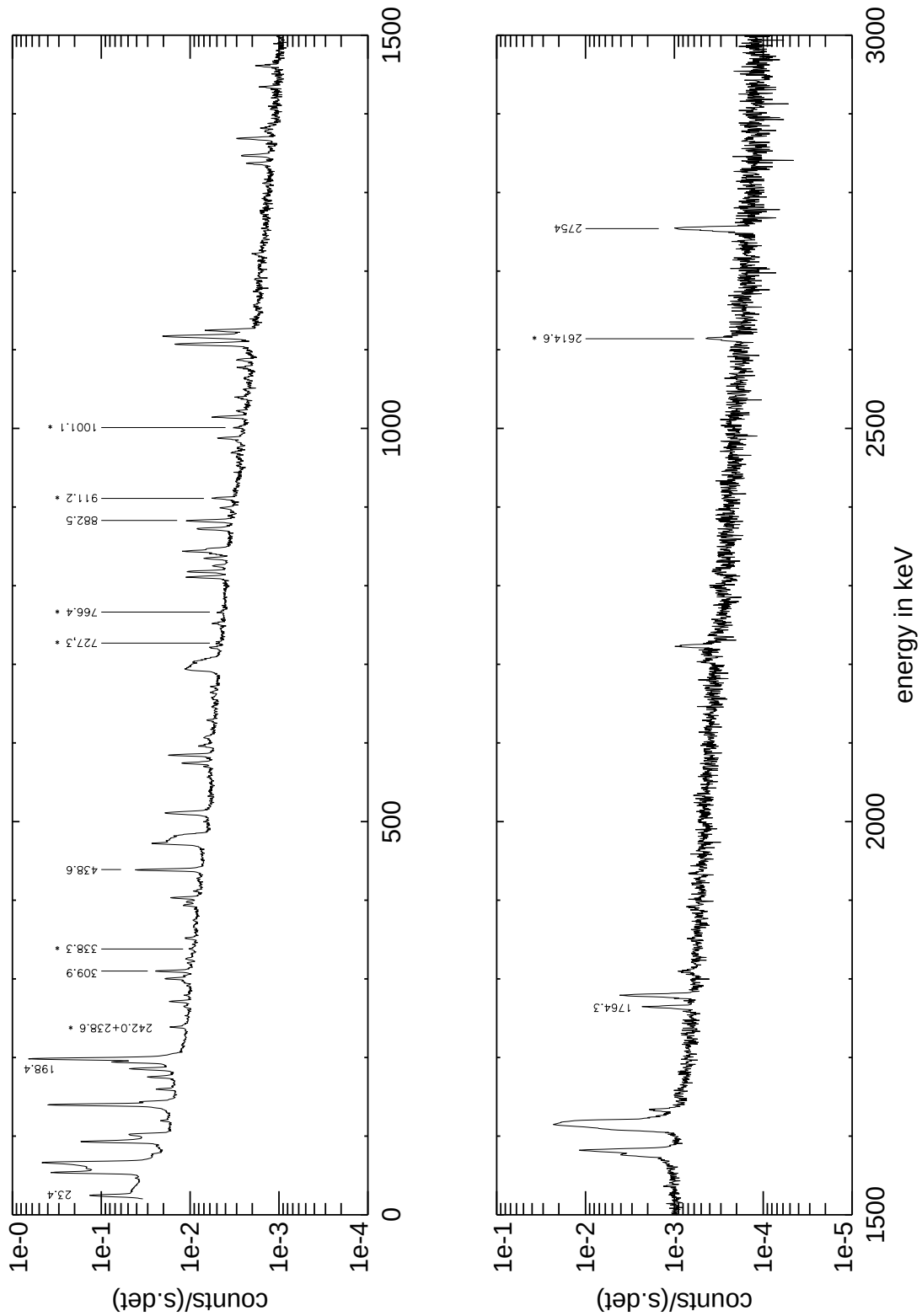


FIG. 3.2: Spectre du détecteur 0 pour la révolution 43. La marque * signifie que la raie est utilisée pour déterminer les variations d'efficacité des détecteurs de SPI et qu'elle est issue de la radioactivité naturelle (cf. §4.4).

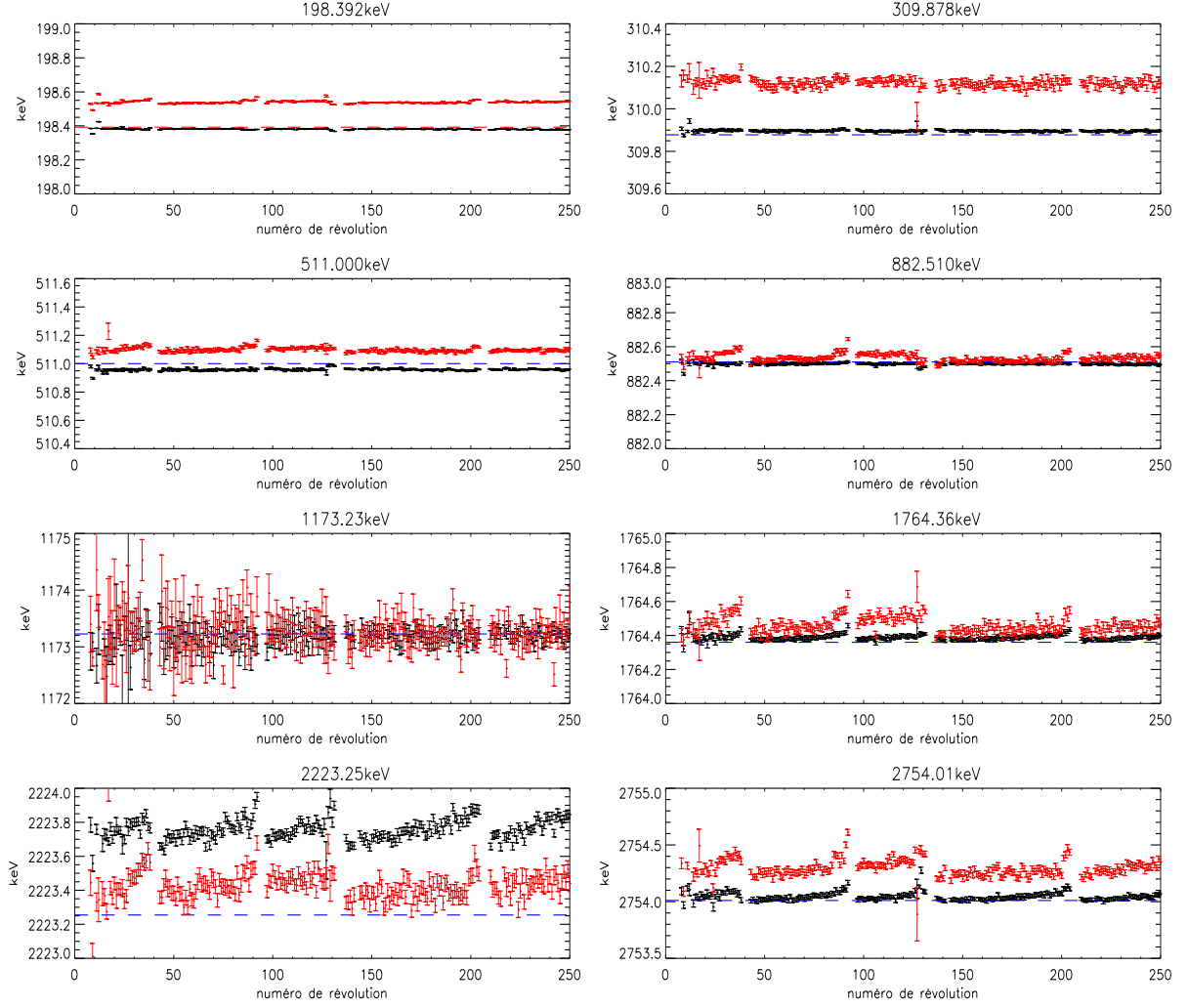


FIG. 3.3: Position de quelques raies de bruit de fond en fonction du numéro de la révolution (SE en noir, ME2 non reconstruits en rouge). Les valeurs présentées sont des valeurs moyennes sur le plan de détection.

analytique de f_{c1} ne reproduit probablement pas parfaitement la non-linéarité de la chaîne de mesure. Enfin, plus l'énergie est importante, plus les effets secondaires de la dégradation des détecteurs apparaissent. Au-dessus de 800 keV, on observe une lente dérive de la position des raies entre deux *annealings*. Cette dérive provient des divers biais introduits par l'ajustement gaussien des raies non-gaussiennes (cf. §4).

Lorsqu'on choisit un jeu de raies de bruit de fond et une fonction analytique f_c , quelle que soit la gamme, on introduit des biais. La méthode de calibration présentée ici est optimisée pour la bande 500 keV→2 MeV où se situent la plupart des raies d'intérêt astrophysique. Elle permet d'atteindre une précision <0.125 keV pour la gamme basse énergie.

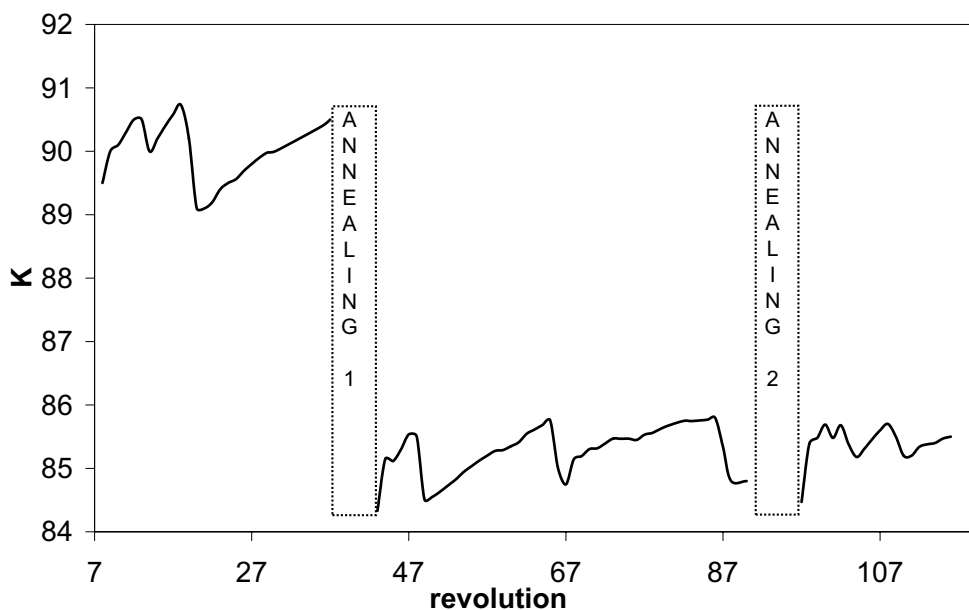


FIG. 3.4: Température du plan de détection en fonction du numéro de la révolution

3.2 Stabilité de la calibration en énergie

La bande interdite d'un matériau quelconque dépend de sa température, ceci s'applique parfaitement au germanium. Ainsi, lorsque un photon dépose son énergie dans un des détecteurs, le nombre de charges collectées au niveau de la chaîne de mesure dépend de la température de fonctionnement des détecteurs. Dans ces conditions, il est clair que la température des détecteurs a une influence sur la calibration en énergie. Le plan de détection de SPI est refroidi par un système cryogénique basé sur des machines "Stirling". Il maintient la température autour de 85 K. La Figure 3.4 représente la température du plan de détection en fonction du temps. Elle varie en moyenne de 0.2 K par révolution, cette augmentation est liée à la diminution d'efficacité des machines Stirling. Ces dernières sont par conséquent reconfigurées régulièrement pour assurer une température suffisamment basse. Des variations brutales sont alors observées (révolution 66 : $\Delta T^\circ \sim 2K$).

En utilisant la base de données décrite dans le §3.1.2, nous avons étudié la position de plusieurs raies de bruit de fond dans les spectres non calibrés. L'objectif de cette étude est de modéliser le déplacement des raies en fonction de paramètres extérieurs. Un modèle est ajusté pour chaque raie étudiée ; il est donc défini pour une énergie E donnée. Le premier modèle testé était un modèle linéaire avec la température du plan de détection :

$$P_E = c_0 + c_1 T^\circ \quad (3.3)$$

avec T° la température du plan de détection et c_0, c_1 les paramètres libres.

Les variations de la taille de la bande interdite du germanium étant en première approximation linéaire avec sa température (dans l'intervalle de T° étudié), ce modèle revient à considérer que les variations de calibration sont uniquement produites par les variations de température. Nous avons tout d'abord appliqué ce modèle à la révolution 42 pendant laquelle s'est déroulée la descente en température suivant le premier annealing ($\Delta T^\circ \sim 30$

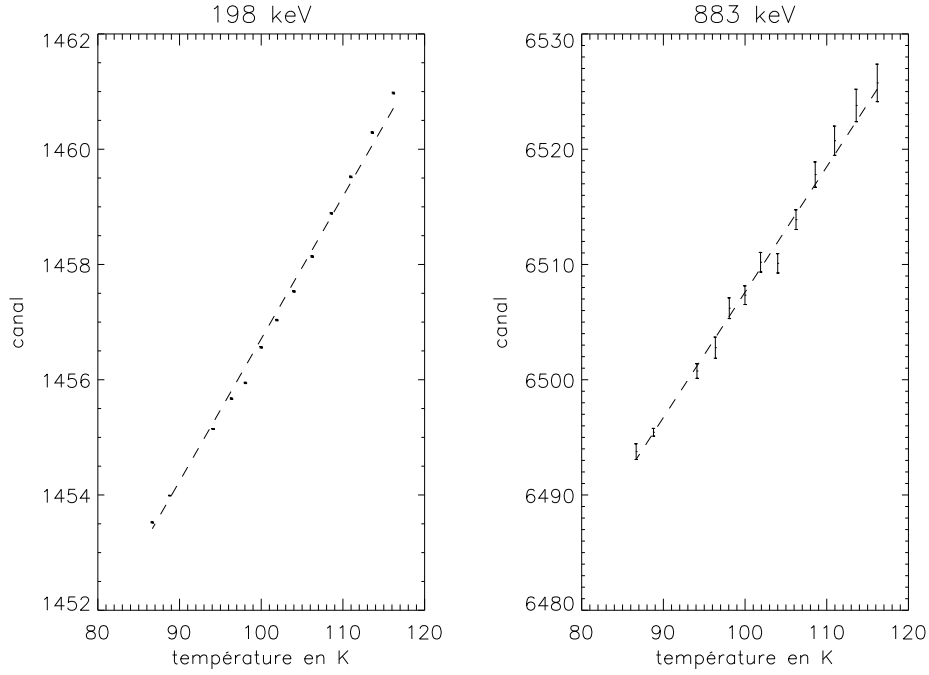


FIG. 3.5: Position des raies à 198 keV et 883 keV en canal en fonction de la température du plan de détection lors de la révolution 42. Le trait en pointillés indique le meilleur ajustement avec une fonction linéaire.

K). Comme on peut le voir sur la Figure 3.5, ce modèle permet de reproduire correctement le déplacement des raies. Nous avons par la suite voulu appliquer ce même modèle sur un jeu de données couvrant une période plus longue (révolution 43→90, soit ~ 140 jours). Cependant, le comportement linéaire de la position des raies n'est plus vérifié sur de longues échelles temporelles ; la Figure 3.6 en est la parfaite illustration. Il est indéniable en voyant la Figure 3.6 qu'aucune fonction de la température seule ne peut décrire nos données. Face à cet échec, un facteur linéaire avec le temps a été introduit :

$$P_E = c_0 + c_1 T^\circ + c_2 t \quad (3.4)$$

avec T° la température du plan de détection, t le temps et c_0, c_1, c_2 les paramètres libres. Les résultats obtenus pour les raies à 198 keV et 883 keV sont visibles sur la Figure 3.7. On constate alors que ce modèle permet une bonne description des variations de calibration à 198 et 883 keV. Il en est de même pour les autres raies étudiées entre 0 et 2000 keV. Pour compléter notre panel de tests, un modèle quadratique avec T° et t a été implémenté :

$$P_E = c_0 + c_1 T^\circ + c_2 T^{\circ 2} + c_3 t + c_4 t^2 \quad (3.5)$$

avec T° la température du plan de détection, t le temps et c_0, c_1, c_2, c_3, c_4 les paramètres libres. Il n'a apporté aucune amélioration significative.

La représentation de coefficients c_1 et c_2 de l'Equation 3.4 en fonction de E indique une parfaite linéarité (cf. Figure 3.8). Les variations de calibration de SPI peuvent donc être modélisées par seulement deux paramètres : $C_{temp} = 1.116 \cdot 10^{-3} \text{ canal K}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ (pour la

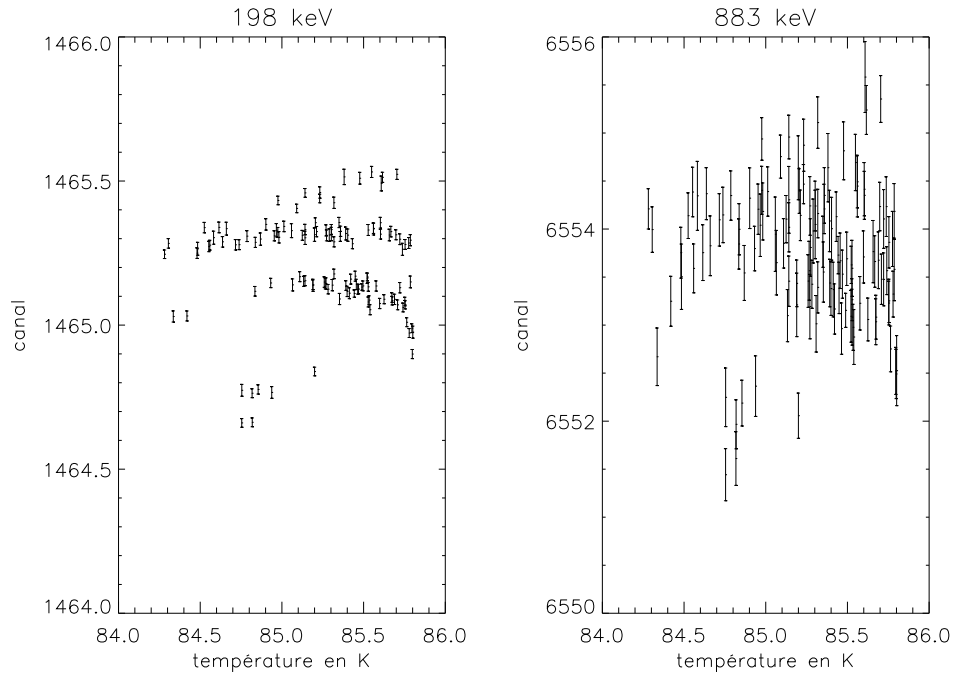


FIG. 3.6: Position des raies à 198 keV et 883 keV en canal en fonction de la température du plan de détection entre la révolution 43 et 90.

gamme basse énergie) et $C_{time} = -2.12 \cdot 10^{-5}$ canal jour⁻¹ keV⁻¹. Ces deux paramètres étant des coefficients de linéarité avec l'énergie, ils prouvent que les variations de calibration observées sont homogènes à des **variations de gain** des chaînes de mesures (variation de la taille en keV du canal instrumental). C_{temp} traduit la variation de bande interdite du Germanium avec la température et C_{time} est relié avec la dégradation des détecteurs (c.f. §4.5). On ne note aucune différence significative entre les valeurs de C_{temp} et C_{time} déduites pour chaque détecteur. Il doit cependant y en avoir mais en quantité négligeable. En effet, la variation de la bande interdite du cristal constituant les détecteurs ainsi que la dégradation de ces derniers dépendent précisément de la constitution de ce cristal. Aucun capteur de température ne s'est révélé être plus approprié lors de cette analyse ; nous utilisons donc une moyenne des 4 températures fournies par les quatre capteurs à notre disposition.

Les Figures 3.9 et 3.10 représentent les variations de calibration en énergie moyennes sur une révolution engendrées respectivement par C_{temp} et C_{time} . On déduit qu'une fréquence de calibration d'"une révolution" permet d'obtenir une précision relative de la calibration < 0.15 keV dans la bande 0-2 MeV.

Sachant que la taille d'un canal est ~ 0.135 keV, on déduit que $C_{temp} = 1.503 \cdot 10^{-4}$ K⁻¹. Cette valeur est proche de celle déduite pendant les tests préliminaires des prototypes des détecteurs de SPI : $1.25 \cdot 10^{-4}$ K⁻¹ entre 90 et 140 K [Kandel, 1998]. Lors des calibrations de SPI, Attié *et al.* [2003] reporte une valeur de $1 \cdot 10^{-4}$ K⁻¹ entre 93 et 140 K. Des valeurs de $4.4 \cdot 10^{-4}$ K⁻¹ et $3 \cdot 10^{-4}$ K⁻¹ @ 85 K ont également été reportées par Brooks [1955] et Thrumond [1975]. Ces différences s'expliquent par les différentes natures des cristaux de

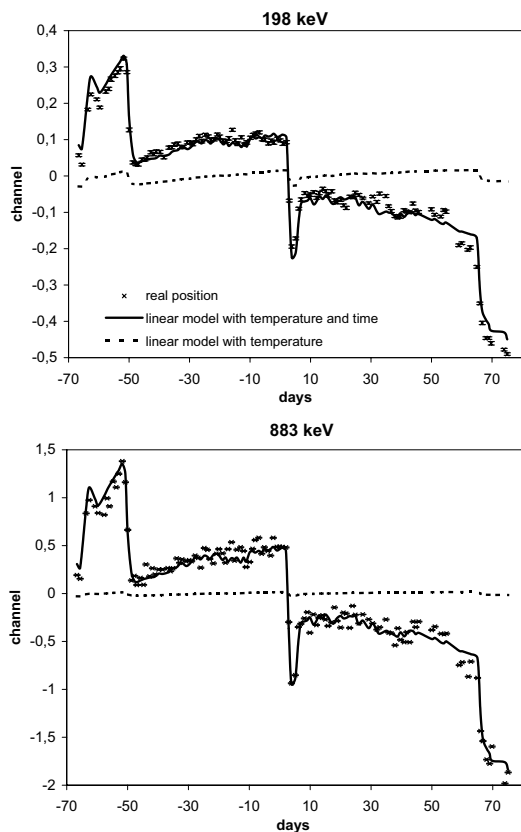


FIG. 3.7: Position des raies à 198 et 883 keV en fonction du temps vs modèle (la valeur moyenne des positions de chaque raie est prise comme origine de l'axe y pour une meilleure lisibilité).

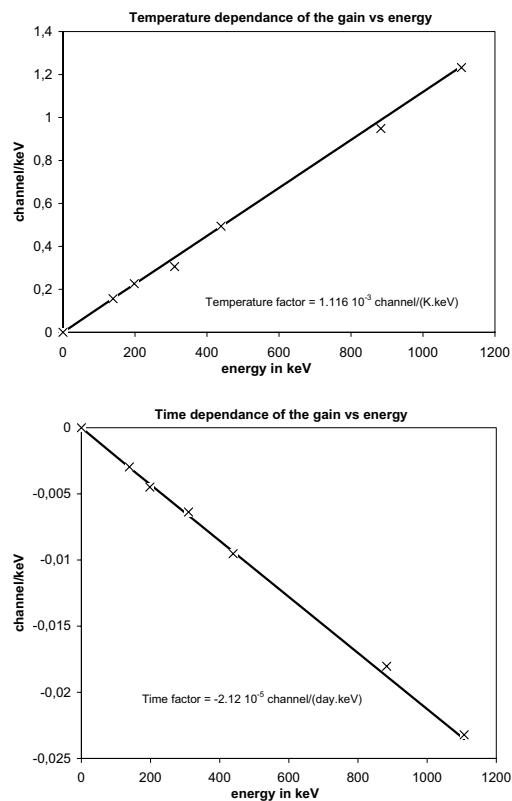


FIG. 3.8: Coefficients c_1 (linéarité avec la T° , graphe supérieur) et c_2 (linéarité avec le temps, graphe inférieur) en fonction de l'énergie.

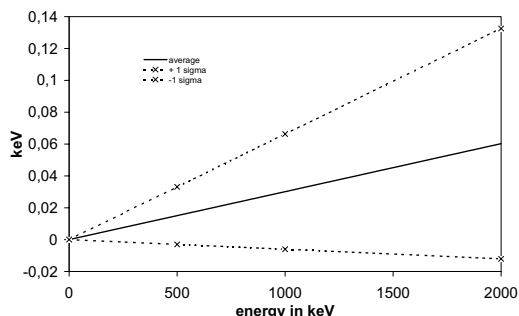


FIG. 3.9: Variation moyenne de la calibration en énergie due au facteur température C_{temp} pendant une révolution.

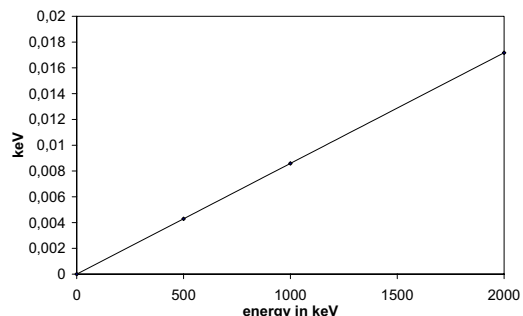


FIG. 3.10: Variation moyenne de la calibration en énergie due au facteur temporel C_{time} pendant une révolution.

Germanium étudiés (dopage, impureté) et par les différentes plages de température testées (la taille de la bande interdite n'est pas totalement linéaire avec la T° sur de grandes plages de T°).

3.3 Tests additionnels sur les données

Nous venons de démontrer que les facteurs prépondérants dans les dérives de calibration en énergie de SPI sont les variations de température du plan de détection et le temps. Nous proposons maintenant différents tests sur les données pour valider ces résultats et quantifier plus précisément l'effet des dérives de calibration sur les données SPI compte-tenu de la période de calibration adoptée ici : une révolution.

3.3.1 La révolution 42 : grandes variations de température

La descente en température suivant le premier *annealing* de SPI s'est terminée durant la révolution 42; elle a occasionné des variations de température du plan de détection $\Delta T^\circ \sim 30^\circ\text{K}$. Nous proposons ici de comparer les spectres issus de cette même révolution mais calibré de manière différente.

Tout d'abord, nous effectuons une calibration "classique" : le spectre est accumulé sur toute la révolution, puis les fonctions de calibrations sont ajustées comme décrit dans le §3.1.3. On considère dans ce cas, à tort, que la calibration en énergie est stable durant cette révolution.

L'autre méthode utilise les résultats du §3.2 pour supprimer les dérives en température de la calibration en énergie. L'objectif est d'associer un jeu de fonctions de calibration à un intervalle de temps où la température peut être considérée stable. La SCW est une résolution temporelle adéquate, sa durée est typiquement cent fois plus courte que celle d'une révolution, la température peut donc être considérée constante dans cet intervalle en première approximation. Les fluctuations statistiques ne permettent pas de déterminer le centroïde des raies de bruit de fond assez précisément en utilisant un spectre accumulé durant une SCW. Nous avons donc recours à une calibration référence fiable (température stable) que l'on corrige en connaissant les variations de température du plan de détection. Le milieu de la révolution 43 est choisi comme origine en température et temps, la fonction de calibration qui lui est associée est donnée dans l'Equation suivante :

$$f_{c43}(c) = \frac{a_{043}}{c} + a_{143} + a_{243}c + a_{343}c^2 \quad (3.6)$$

C'est la calibration référence. On obtient ensuite une fonction de calibration pour chaque SCW de la révolution 42 en utilisant l'Equation 3.7 :

$$f_{c42,scw}(c) = \frac{a_{043}}{c} + a_{143} + [a_{243} - C_{temp}(T_{43}^\circ - T_{42,scw}^\circ) - C_{time}(t_{43} - t_{42,scw})]c + a_{343}c^2 \quad (3.7)$$

En tout, environ 100 fichiers de calibration (1 par SCW) contenant chacun 2 fonctions de calibration (gammes basse et haute énergies) pour les 19 détecteurs ont donc été générés. Les spectres ont été construits en utilisant la *pipeline ISDC* via l'utilisation d'un *index*

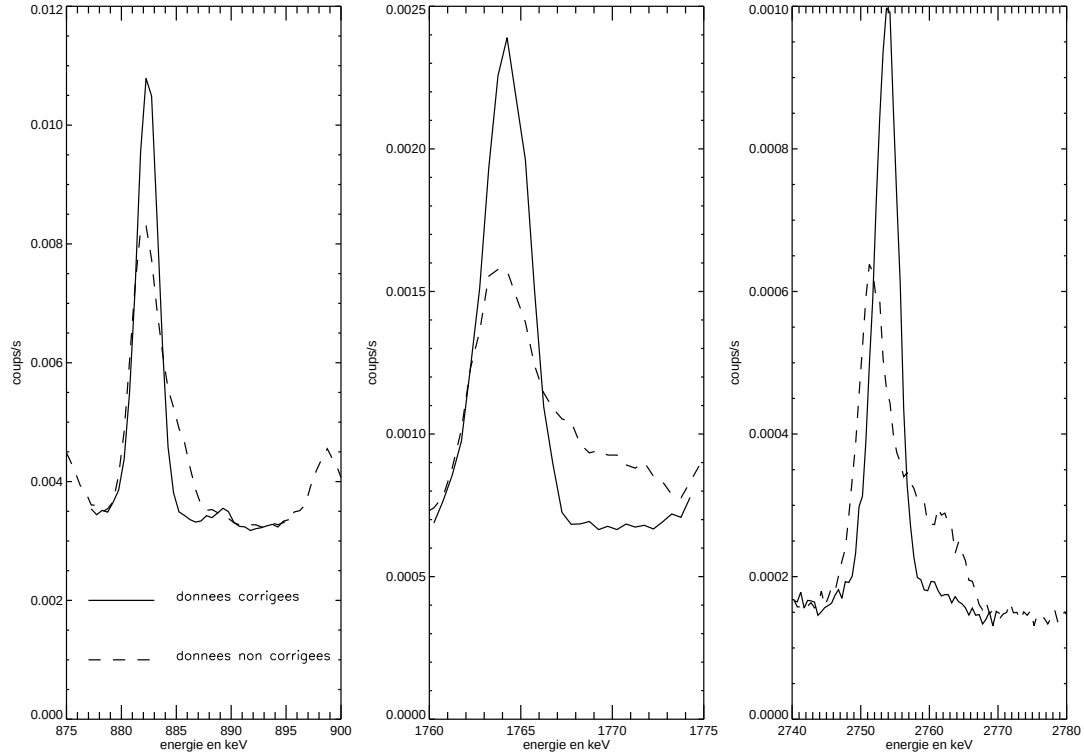


FIG. 3.11: Effet de la correction en température sur la calibration en énergie de la révolution 42.

de calibration. Cette méthode permet d’attribuer un fichier de calibration à une période de temps donnée, ici chaque SCW définit une période.

La Figure 3.11 montre un spectre sommé sur la révolution 42 avant et après correction, on constate une nette amélioration apportée par la correction en température. Malgré tout, la résolution en énergie reste légèrement inférieure par rapport à la révolution 43 où la température est stable comme on peut le voir sur le Tableau 3.2. Ces résultats sont tout de même satisfaisants car les raies à 883, 1764 et 2754 keV se sont “déplacées” respectivement de 4, 8 et 12.5 keV lors de cette révolution. Un échantillonnage temporel plus fin devrait permettre d’améliorer sensiblement ce résultat. En revanche, la variation de la bande interdite du germanium sur de grandes échelles de température est légèrement non linéaire. La détermination d’un modèle plus complexe semble donc nécessaire pour obtenir une calibration en énergie optimale dans ces conditions. Cependant, les données en notre possession (acquises à 99% pour des températures comprises entre 85 et 90 K) rendent cette tâche difficile. Notons que pour de grandes variations de température, la propagation thermique dans le plan de détection peut également jouer un rôle important. Le cas de la révolution 42, traité ici, reste extrême. Les améliorations apportées par une correction en température sont indéniables : malgré un déplacement des pics de 4 à 12 keV, soit $\sim 200\%$ la résolution instrumentale intrinsèque, la résolution obtenue après correction est dégradée de seulement 5 à 15%. Les données issues de ce type de descente en température étant rares, nous nous abstenons par “principe de précaution” de les utiliser lors des analyses scientifiques portant sur les raies γ -nucléaires comme la raie à 511 keV.

énergie en keV	position keV	erreur sur la position keV	FWHM en keV	erreur sur la FWHM en keV
<i>rev 42 sans correction</i>				
882.52	-	-	~ 4	-
1764.36	-	-	~ 6	-
2754.03	-	-	~ 8	-
<i>rev 42 avec correction</i>				
882.52	882.55	0.005	2.43	0.005
1764.36	1764.40	0.01	3.12	0.01
2754.03	2754.26	0.02	4.62	0.01
<i>rev 43</i>				
882.52	882.466	0.005	2.35	0.005
1764.36	1764.30	0.01	2.84	0.01
2754.03	2753.92	0.02	4.01	0.01

TAB. 3.2: Comparaison de la résolution et de la précision de la calibration en énergie pour les révolutions 42 et 43.

3.3.2 La révolution 66 : configuration des machines cryogéniques

On peut voir sur la Figure 3.4 que les variations de température entre deux *annealings* sont lentes, croissantes et ponctuées de descentes plus brutales. Ces variations rapides correspondent à la reconfiguration des machines cryogéniques, elles occasionnent des descentes de $\Delta T \sim 2K$ sur une durée d'environ une demi-révolution. Les données de la révolution 66 ont été corrigées en utilisant la méthodologie décrite dans le §3.3.1. La magnitude des effets corrigés est dans ce cas largement inférieure (déplacement de 0.26, 0.52 et 0.82 keV pour les raies à 883, 1764 et 2754 keV). En ajustant ces raies avant et après correction, on observe une amélioration respective de 0.29, 0.46 et 0.8 % de la résolution en énergie. Cette diminution de la largeur des raies est quasiment insignifiante.

Et pour cause, le fait de contrôler la calibration sur un spectre sommé par révolution ne fait que donner des informations moyennes sur cette même période. On n'est alors pas sensible aux déplacements des raies à l'intérieur de la révolution. Par exemple, la raie de ^{26}Al à 1809 keV s'est déplacée de ~ 0.5 keV lors de la révolution 66. Ce déplacement, une fois convolué avec la résolution instrumentale, est invisible sur un spectre sommé par révolution. La correction en température de ce type de révolution (avec $\Delta T \sim 2K$) n'a pour but que d'avoir une calibration en énergie correcte à tout moment. Ainsi, si on utilise seulement une partie des données contenues dans une révolution, on n'introduit pas d'erreurs systématiques. On peut estimer l'erreur maximum commise si l'on n'effectue pas de correction en prenant la moitié de la dérive de calibration à l'intérieur d'une révolution. On obtient alors des erreurs de 0.15 keV@1 MeV et 0.3 keV@2 MeV. En conséquence,

énergie théorique en keV	spectre sommé sur tous les détecteurs en keV	spectre par détecteur en keV
198.39	~ 0.05	~ 0.05
309.88	< 0.05	< 0.05
438.63	< 0.1	< 0.05
872.32	< 0.05	< 0.2
882.52	< 0.05	< 0.1
1764.36	< 0.1	< 0.3
1779.01	< 0.1	< 0.3
2754.03	~ 0.1	< 0.4

TAB. 3.3: Ecart entre la position théorique et la position réelle des raies dans le cadre d’une calibration déterministe.

l’utilisation des révolutions où surviennent des changements de configuration des machines cryogéniques est à éviter sans correction en température de la calibration en énergie pour $E > 1$ MeV.

3.3.3 Révolution 43 à 85 : test d’une calibration déterministe

Pour compléter notre panel de tests et valider les résultats obtenus dans le §3.2, nous avons terminé cette étude par la génération d’un set de fichiers de calibration entre la révolution 43 et 85 basé sur une seule référence commune arbitraire : la révolution 60. Cette méthode est dite “déterministe” car toutes les révolutions, à l’exception de celle portant le numéro 60, sont calibrées en aveugle à partir de la référence. La méthodologie employée est celle décrite dans le §3.3.1 ; la différence principale réside ici dans la quantité de données traitée. Durant cette période qui débute après le premier *annealing* et se termine avant le second, des variations de température de $\Delta T^\circ \simeq 2$ K ont été observées. Si C_{time} ne jouait pas un rôle prépondérant à l’échelle d’une révolution, ce n’est plus le cas ici. La période étudiée s’étend sur 126 jours, la “dérive temporelle du gain” induit donc des variations la calibration en énergie de l’ordre de 0.37 keV @1 MeV et 1.1 keV @3 MeV. On observe sur la Figure 3.12 et dans le Tableau 3.3 la bonne précision de cette méthode de calibration en énergie à l’échelle du plan de détection (ie. pour un spectre moyen sur le plan de détection). On ne peut malheureusement pas tirer les mêmes conclusions à l’échelle d’un détecteur (cf. Figures 3.13, 3.14). Dans ce cas, les résultats obtenus sont dépendants de la calibration référence. Dans l’exemple donné, on voit très clairement que la position de la raie à 1764 keV du détecteur 5 est sur-estimée et sous-estimée pour le détecteur 16. Ces effets se moyennent et disparaissent lorsque l’on somme les spectres de tous les détecteurs. Dès lors, la méthode de calibration “déterministe” décrite dans ce paragraphe est clairement inefficace. En propageant de manière systématique des erreurs d’origine statistique, elle génère des erreurs de calibration supérieure à la méthode classique (une

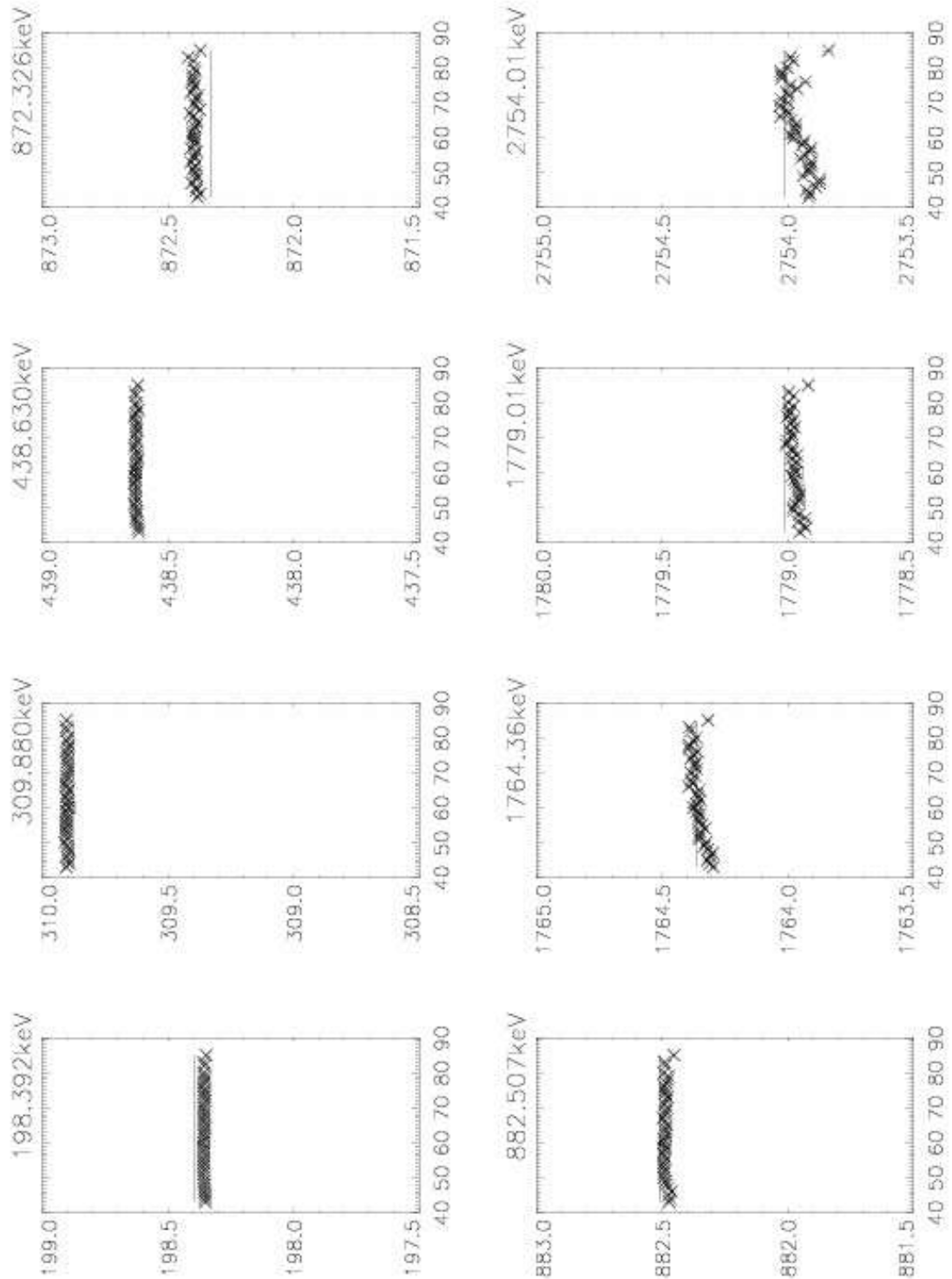


FIG. 3.12: Valeurs moyennes sur le plan de détection des positions des principales raies de bruit de fond dans le cadre d'une calibration déterministe en fonction du numéro de révolution.

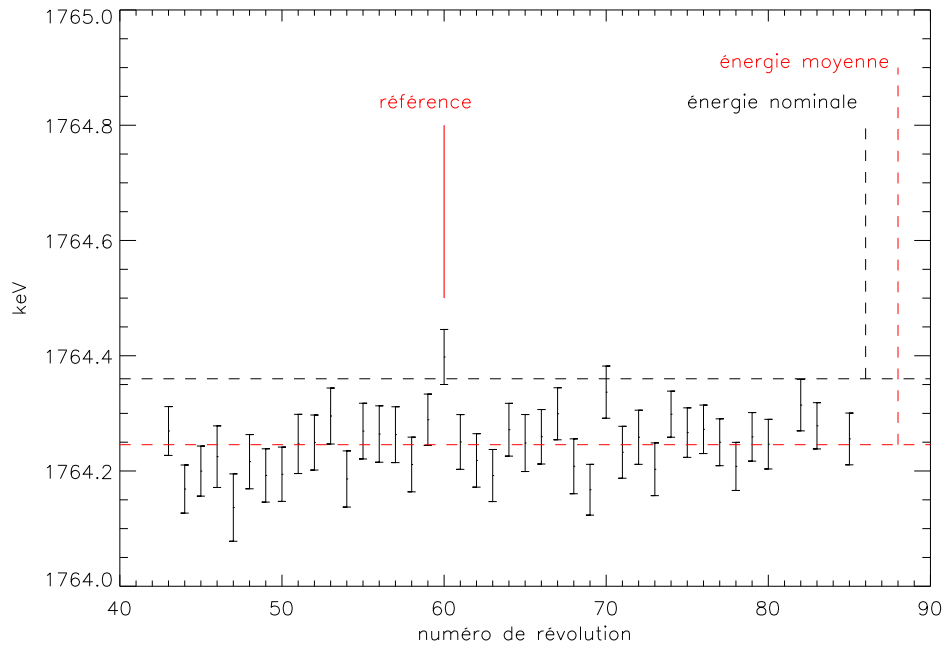


FIG. 3.13: Position de la raie à 1764 keV en fonction du numéro de la révolution pour le détecteur 16 dans le cadre d'une calibration en énergie déterministe.

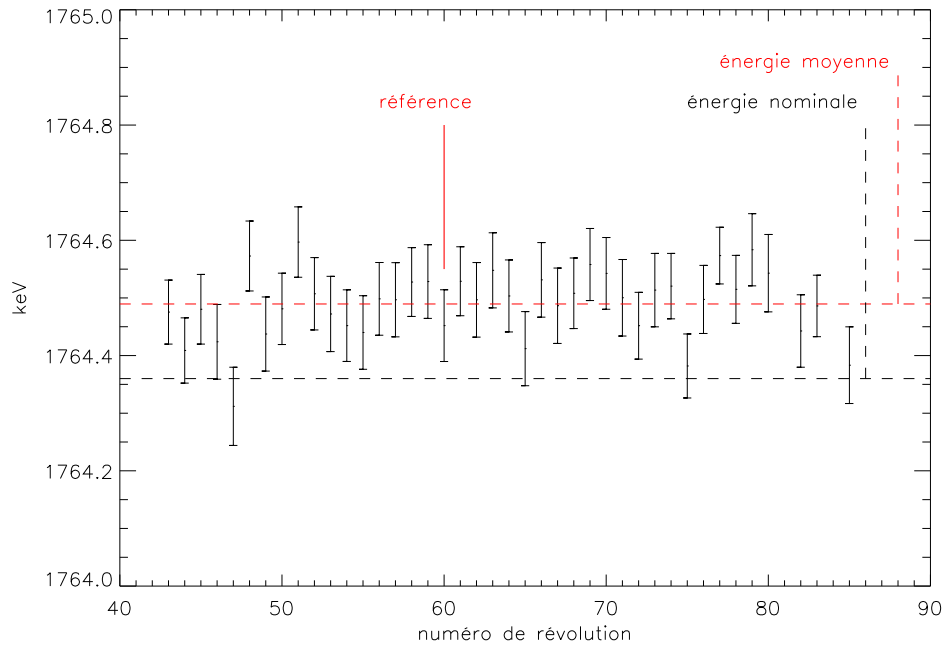


FIG. 3.14: Position de la raie à 1764 keV en fonction du numéro de la révolution pour le détecteur 5 dans le cadre d'une calibration en énergie déterministe.

calibration par révolution).

3.4 La calibration de SPI en résumé

Les fonctions f_{c1} f_{c2} , respectivement décrites par les Equations 3.1 et 3.2, sont utilisées pour calibrer les gammes basse énergie et haute énergie de SPI une fois par révolution. Ces fonctions sont ajustées aux données à l'aide du jeu de raies décrit dans le Tableau 3.1. Les erreurs systématiques, associées à cette méthode, sont <0.125 keV dans la gamme basse.

Les dérives de la calibration en énergie sont entièrement modélisées par deux paramètres : C_{temp} et C_{time} . Connaissant les variations de température du plan de détection, on en déduit que les dérives de calibration sont négligeables à l'intérieur d'une révolution dans la plupart des cas (<0.15 keV).

La correction en température de la calibration est tout de même utile dans deux cas : lors des descentes de température consécutives à un *annealing* et pour les révolutions pendant lesquelles survient une reconfiguration des machines cryogéniques.

L'utilisation d'une calibration déterministe basée sur une révolution référence n'est pas avantageuse car elle propage sur toutes les données les imperfections d'origine statistique de la calibration référence. La solution : ajuster la calibration sur toutes les données simultanément en tenant compte de la dépendance en température et temps du gain (c.f. Equation 3.8, 3.9).

Pour la gamme basse :

$$f_{ctt1}(c, T^\circ, t) = a_0/c + a_1 + (a_2 T^\circ + a_3 t)c + a_4 c^2 \quad (3.8)$$

Pour la gamme haute :

$$f_{ctt2}(c, T^\circ, t) = b_0 + (b_1 T^\circ + b_2 t)c \quad (3.9)$$

On supprimerait ainsi la propagation *systématique* de l'incertitude *statistique* liée à la calibration référence. De plus, on réduirait les erreurs statistiques de manière globale car on utilise l'ensemble des données. Cette méthode n'est à l'heure actuelle pas implémentée car les précisions obtenues (et maîtrisées !) avec une fréquence de calibration de 1/révolution sont suffisantes pour le travail effectué ici.

Chapitre 4

La dégradation du plan de détection de SPI

Le travail présenté dans ce chapitre a fait l'objet d'une publication à paraître dans Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A : Lonjou *et al.* [2005].

4.1 La dégradation des détecteurs HPGe

Plusieurs effets secondaires engendrés par l'environnement spatial perturbent le fonctionnement de SPI. Comme décrit ci après (cf. §5.1), le plus contraignant est le bruit de fond instrumental qui par son instabilité et sa magnitude complexifie l'extraction du signal astrophysique. En deuxième position vient sans conteste la dégradation des détecteurs. Sa conséquence : la déformation de la réponse impulsionnelle en énergie des détecteurs.

La première étude concernant l'effet de l'irradiation des détecteurs germanium par des neutrons rapides (1-16 MeV) est reporté par Kraner *et al.* [1968]. Les auteurs observent des pertes de résolution en énergie pour des doses comprises entre 1 et $2 \cdot 10^{10}$ n.cm⁻² sur des détecteurs planars ; ils identifient la cause principale de cet effet : le "piégeage des trous". Mahoney *et al.* [1981] mesurent l'effet de la dégradation sur les quatre détecteurs germanium de l'expérience de HEAO C-1 à bord du satellite HEAO-3. Après 100 jours en orbite la résolution moyenne de l'instrument passe de 3.1 keV à 8.6 keV. Les auteurs établissent la linéarité de ce phénomène avec l'énergie et la dose reçue et mettent également en avant des comportements singuliers de chacun des détecteurs. La sensibilité des détecteurs à la dégradation dépend essentiellement de leur type. Les trous étant les particules majoritairement piégées, un détecteur coaxial de type n (électrode p⁺ à l'extérieur) sera moins sensible à la dégradation qu'un détecteur de type p (électrode p⁺ à l'intérieur). En effet dans le premier cas, la distance moyenne parcourue par les trous est inférieure. Un facteur 30 de dégradation a même été mesuré par Pehl et al. [1979] entre deux détecteurs de types p et n issus du même barreau de Germanium.

Il existe deux types de zones de piégeage : les *défauts isolés* et les *régions désordonnées*. Ces dernières semblent être prépondérantes car leur section efficace de piégeage est bien plus importante [Draken, 1980]. L'origine primaire de ces défauts sont les protons du rayonnement cosmique, des ceintures de radiations terrestres, de la terre et bien sûr de l'observatoire INTEGRAL lui même. Il s'ensuit alors des réactions secondaires en cascade

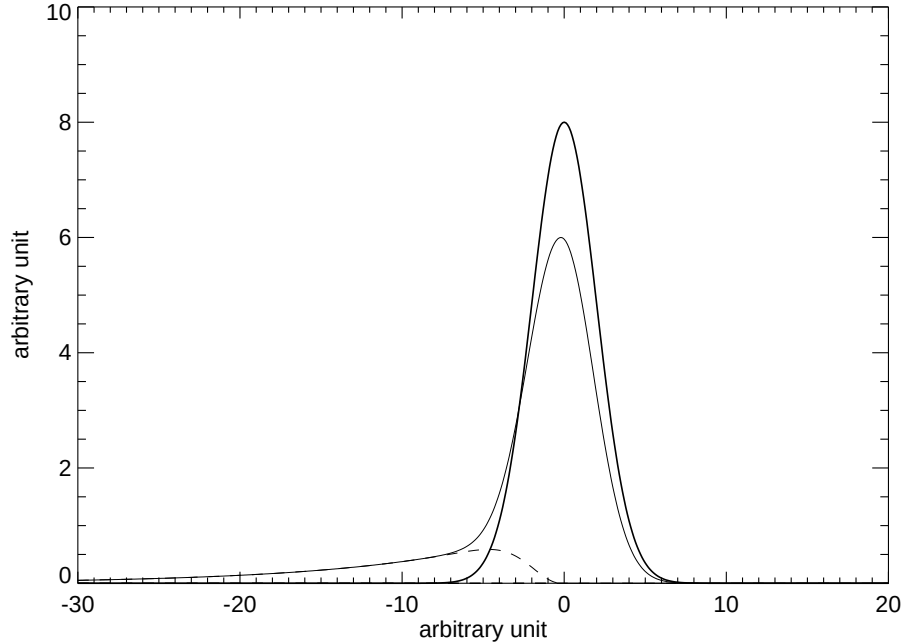


FIG. 4.1: Forme typique d'une raie avant et après dégradation

qui vont produire des neutrons. Ceux-ci vont à leur tour interagir par diffusion élastique ou inélastique avec le Ge, les ions ainsi formés vont interagir de nouveau avec le Ge... De l'énergie déposée dans le cristal lors de ces étapes, dépend le type de défaut créé. Pour une énergie cédée faible (~ 30 eV), seuls des défauts isolés peuvent apparaître. En revanche, pour des énergies plus importantes (~ 20 keV) la taille du défaut peut atteindre $200 \text{ \AA}$, on parle alors de régions désordonnées [Kandel, 1998]. Malgré une température de fonctionnement des détecteurs basse ($85\text{-}90 \text{ K}$), ces régions sont “actives”, elles peuvent s'associer ou même s'annihiler [Draken, 1980].

Pour un photon d'énergie donnée E , une quantité de charge Q est créée dans le détecteur. En fonction de la position de l'interaction dans le détecteur, une fraction de Q va être piégée. Sachant que la position d'interaction varie statistiquement pour un photon d'énergie E , la forme de la raie obtenue pour un détecteur dégradé va être plus large, l'apparition d'une “queue” côté basse énergie correspondant à l'effet de piégeage. La Figure 4.1 illustre ce phénomène. Plus l'énergie du photon incident est élevée, plus la quantité de charges Q secondaires créée est grande et plus la distance moyenne parcourue par les charges créées est importante. Dès lors, les conséquences de la dégradation des détecteurs sont d'autant plus visibles que l'énergie est haute. La forme théorique des raies dépend essentiellement de la géométrie du détecteur, de la tension de polarisation, de la pureté du cristal de Ge et de sa température de fonctionnement. Une étude complète à ce sujet est disponible dans Raudorf et Pehl [1987].

Une procédure dite d'*annealing* permet de régénérer les performances d'un détecteur dégradé. Elle consiste en un réchauffement du détecteur, l'agitation thermique permet de restructurer le cristal, supprimant ainsi les zones de piégeage. Kraner [1980] proposait déjà la possibilité d'effectuer des *annealings in situ* autour de 100°C . 22 ans plus tard SPI

energie en keV	origine	commentaire
198.368	$^{71m}\text{Ge}(\text{IT})^{71}\text{Ge}$	
309.873	$^{67}\text{Ga}(\text{EC})^{67m}\text{Zn}+\text{K}$	
438.619	$^{69m}\text{Zn}(\text{IT})^{69}\text{Zn}$	
882.52	$^{69}\text{Ge}(\text{EC})^{69}\text{Ga}+\text{K}$	
1764.36	$^{205}\text{Bi}(\text{EC})^{205}\text{Pb}$	
1778.961	$^{28}\text{Al}(\beta^-)^{28}\text{Si}$	légèrement mélangée
2754.03	$^{24}\text{Na}(\beta^-)^{24}\text{Mg}$	

TAB. 4.1: Les raies utilisées pour détermination de la dégradation du plan de détection de SPI.

effectue des *annealings* en vol environ tous les six mois.

Une amélioration de la résolution en énergie est également attendue avec l’augmentation du taux de comptage (et surtout du flux de trous qui sature les zones de piégeage) dans les détecteurs [Koenen *et al.*, 1995]; dans le cas présent, ce phénomène doit être négligeable grâce à la relative stabilité ($\sim \pm 10\%$) du bruit de fond de SPI.

Leleux *et al.* [2003] résume les travaux effectués par l’équipe SPI sur la dégradation des détecteurs HPGe avant le lancement d’INTEGRAL.

4.2 Méthode

L’information sur “l’état de dégradation” du plan de détection est contenue dans la forme des raies de bruit de fond (ie. dans la réponse impulsionnelle en énergie des détecteurs). L’effet de la dégradation n’est visible que sur une échelle temporelle longue ($\sim$ mois), l’utilisation de notre base de donnée (cf. §3.1.2) avec une résolution temporelle d’une révolution (~ 3 jours) est donc adéquate. Pour que l’étude de l’évolution temporelle de la forme d’une raie soit pertinente, plusieurs contraintes doivent être satisfaites :

- la raie de bruit de fond étudiée doit avoir un rapport $\frac{S}{N}$ suffisant pour permettre une détermination significative du changement de sa forme.
- la raie doit être “propre” (non “mélangée” avec une autre raie).
- le modèle analytique doit être adapté au faible rapport $\frac{S}{N}$ et les procédures effectuant les ajustements doivent être robustes.

L’identification des raies “propres” a été effectuée grâce à Weidenspointner *et al.* [2003]. Par la suite, une étude systématique des 30 raies les plus intenses a été réalisée. Le Tableau 4.1 propose une sélection des raies combinant un rapport $\frac{S}{N}$ suffisant et permettant un ajustement robuste. Pour initier notre étude, nous avons utilisé la description analytique la plus simple possible : une Gaussienne associée à un continuum décrit par un polynôme de degré 2 et une fonction *step* basée sur la fonction erreur (*erfc*). Dans la suite de ce manuscrit, nous appellerons ce modèle : le Modèle 1 (cf. Equation 4.1, 4.2, 4.3 et Figure 4.2). Ajouter un terme “queue” à la fonction précédente (cf. Équation 4.4 et

Figure 4.3) permet de reproduire en première approximation la forme dissymétrique de la raie engendrée par le piégeage. Cette description a déjà été utilisée pour l'analyse en laboratoire de la dégradation des détecteurs de SPI par Borrel *et al.* [1999], nous l'appellerons le Modèle 2. L'ajout d'un second terme "queue" (cf. Figure 4.4) n'apporte aucune amélioration. En effet, la dégradation est limitée par les procédures d'*annealing* et les fluctuations statistiques sont trop importantes. Finalement, nous avons utilisé la convolution par une exponentielle décroissante (cf. Equation 4.9) pour simuler le piégeage. Cette description, plus intuitive, simule l'effet physique intervenant dans les détecteurs en reproduisant le processus statistique de piégeage. La Figure 4.5 montre la nouvelle forme de raie obtenue ; nous appellerons ce modèle : le Modèle 3.

La méthode Levenberg-Marquardt sous IDL est employée pour minimiser le χ^2 pendant l'ajustement. Un travail particulier portant sur l'initialisation des procédures a été nécessaire, il a joué un rôle clé dans la stabilité des ajustements et donc dans la qualité des résultats obtenus. Les valeurs présentées ici sont des valeurs moyennes sur le plan de détection. Les détecteurs 2 et 17 étant défaillants respectivement depuis le 06/12/2003 et le 18/07/2004, ils ont été exclus de cette analyse.

$$G(E) = g_0 \exp\left(\frac{(E - g_1)^2}{2g_2^2}\right) \quad (4.1)$$

$$C(E) = c_0 + c_1 E + c_2 E^2 \quad (4.2)$$

$$S(E) = s_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{(E - g_1)}{2g_2}\right) \quad (4.3)$$

$$T(E) = t_0 \exp(t_1(E - g_1)) * \left(1 - \exp\left(\frac{t_2(E - g_1)^2}{2g_2^2}\right)\right) \quad (4.4)$$

$$ET(E) = -\exp\left(\frac{-E}{\tau}\right) \quad (4.5)$$

$$\text{Modèle 1} = G(E) + C(E) + S(E) \quad (4.6)$$

$$\text{Modèle 2} = G(E) + C(E) + S(E) + T(E) \quad (4.7)$$

$$\text{Modèle 3} = (G(E) + C(E) + S(E)) \otimes ET(E) \quad (4.8)$$

$$(4.9)$$

4.3 La dégradation en vol

La largeur au dixième de la hauteur (*full width at tenth maximum*, FWTM) déduite du Modèle 2 est le paramètre le plus sensible à la dégradation. Ce paramètre permet de quantifier "l'état de dégradation" du plan de détection plus précisément que la FWHM issue du Modèle 1. En effet, la connaissance du niveau de dégradation des détecteurs est 30% plus précise en utilisant la FWTM. Ce résultat, précédemment obtenu en laboratoire par Borrel *et al.* [1999], n'était pas nécessairement reproductible en vol car plusieurs ordres de grandeur en $\frac{S}{N}$ différencient ces 2 mesures. De plus, contrairement aux essais en laboratoire, le "niveau de dégradation" atteint en vol reste faible. La Figure 4.6 montre l'évolution de la FWTM des raies à 438, 883, 1779 et 2754 keV, la position et le numéro

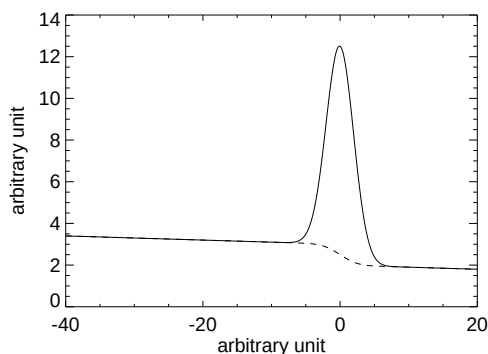


FIG. 4.2: Modèle 1 : G+C+S

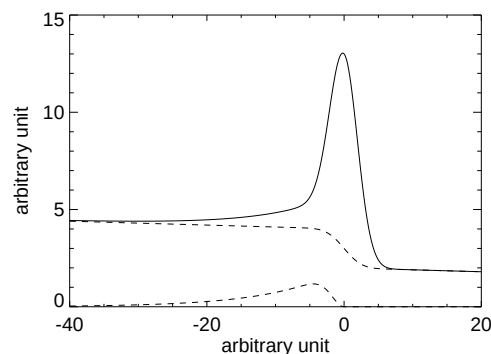


FIG. 4.3: Modèle 2 : G+C+S+T

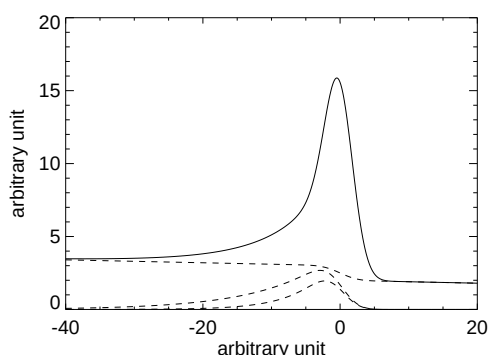
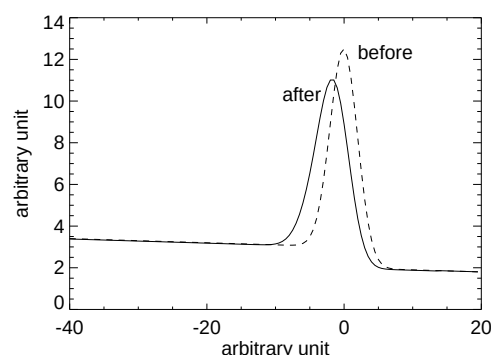
FIG. 4.4: Autre modèle :
G+C+S+T+T'

FIG. 4.5: Modèle 3 : (G+C+S)⊗ET

des *annealings* sont également indiqués. Une diminution de la FWTM est obtenue pour chaque *annealing*, les résultats sont résumés dans le Tableau 4.2.

Le Modèle 3 est également très sensible à la dégradation. Cependant, dans ce modèle, deux paramètres sont influencés par la dégradation : τ et l'écart type de la Gaussienne g_2 (voir l'Équation 4.1). Il en résulte des problèmes de *cross talk* entre ces deux paramètres s'ils sont libres lors de l'ajustement comme l'illustre la Figure 4.8. Pour s'affranchir de ce phénomène, le paramètre g_2 est bloqué à sa valeur minimum obtenue lorsqu'il est non bloqué soit, à 0.850, 0.859, 0.973, et 1.366 pour les raies à 439, 883, 1779 et 2754 keV. La Figure 4.9 permet de vérifier l'efficacité de ce procédé. Ainsi, on s'assure que le phénomène de dégradation est uniquement modélisé par les variations de τ . La Figure 4.7 montre l'évolution du paramètre τ du Modèle 3 en fonction du temps pour les quatre raies étudiées. La variation temporelle de τ , détaillée dans cette figure à plusieurs énergies, est employée pour la modélisation des variations d'efficacité des détecteurs (cf. §4.4), des variations de calibration en énergie des détecteurs (cf. §4.5) et pour la correction des données (uniformisation du niveau de dégradation d'un jeu de données, cf. §4.6).

La Figure 4.10 caractérise la dépendance de τ en fonction de l'énergie. On constate tout d'abord que un " τ résiduel" est toujours présent même lorsque les détecteurs sont à un niveau de dégradation minimum (courbe inférieure). En effet, le piégeage est toujours actif même après un *annealing*. On note aussi une très nette dépendance avec l'énergie (quasi-linéaire), on obtient un τ moyen de 0.8 ± 0.29 keV à 1 MeV (3σ) en ajustant les données avec un polynôme de degré 2. Pour une énergie donnée, le paramètre τ varie avec

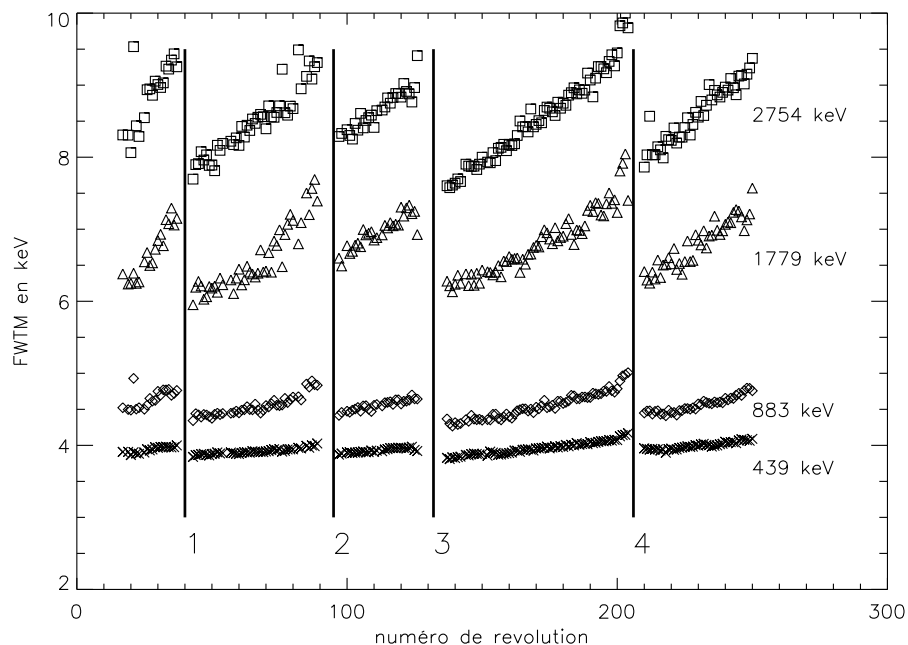


FIG. 4.6: Evolution de la FWTM déterminée en utilisant le Modèle 2 en fonction du numéro de la révolution et de l'énergie. Les lignes verticales matérialisent les *annealings*.

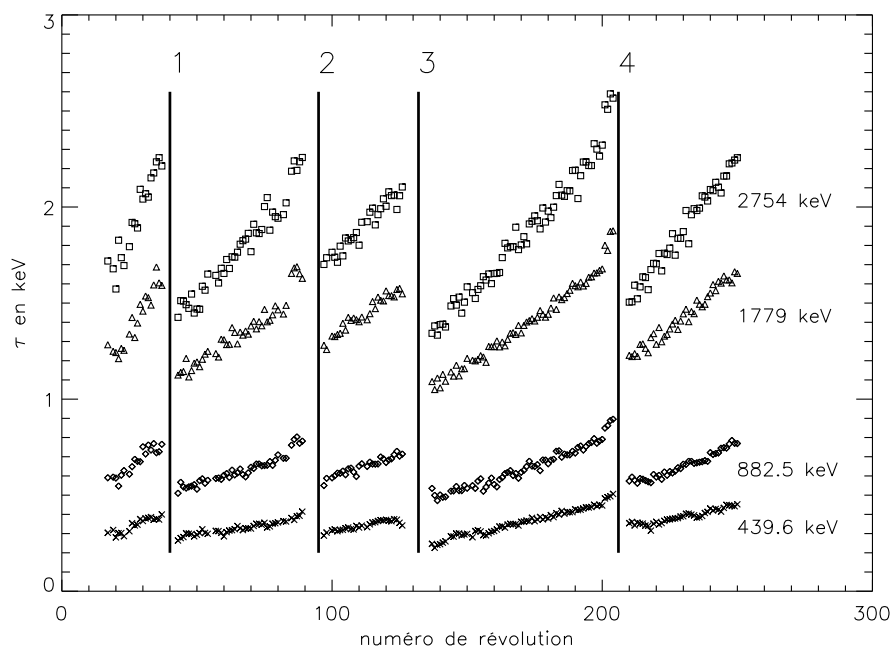


FIG. 4.7: Evolution de τ (cf. Modèle 3) en fonction du numéro de révolution et de l'énergie. Les lignes verticales matérialisent les *annealings*.

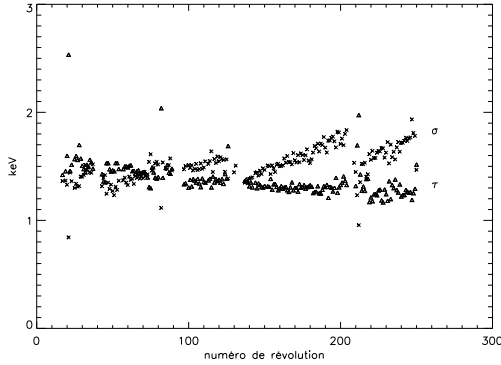


FIG. 4.8: $\tau=f(\text{numéro de révolution})$ avec g_2 libre lors de l'ajustement, pour la raie à 2754 keV.

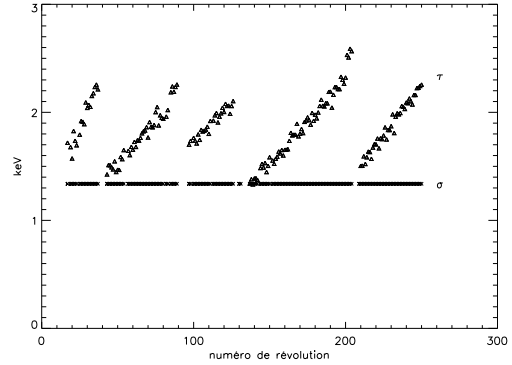


FIG. 4.9: $\tau=f(\text{numéro de révolution})$ avec g_2 fixé à 1.366 keV lors de l'ajustement, pour la raie à 2754 keV.

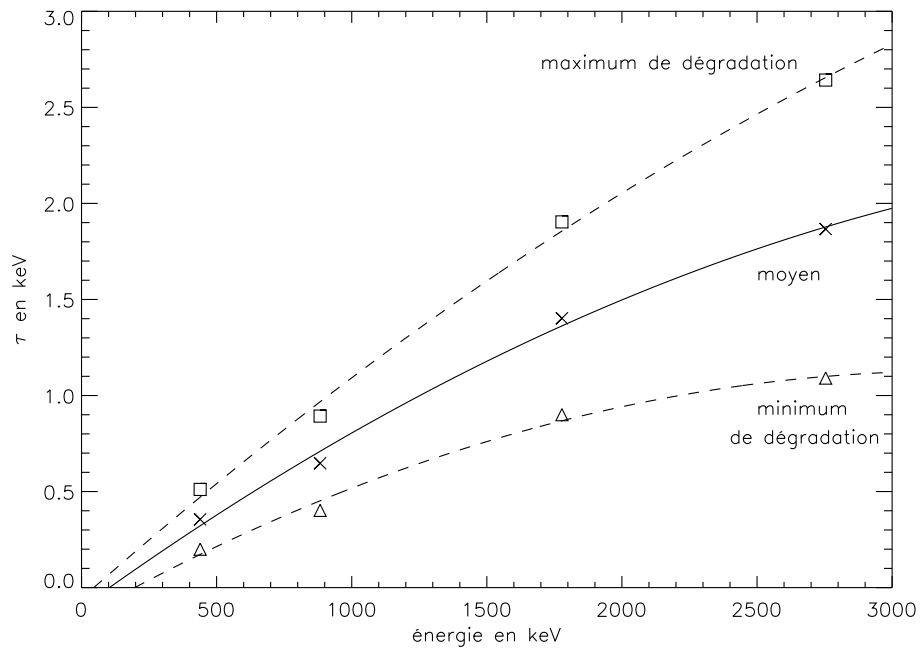


FIG. 4.10: τ moyen en fonction de l'énergie entre la révolution 17 et 250. L'ajustement donne 0.8 ± 0.29 keV @1MeV (3σ). Les courbes en pointillés sont obtenues en ajoutant ou retranchant 3 fois l'écart type aux valeurs moyennes.

Numéro d' <i>annealing</i>	période	révolution	durée chauffage	température en °C	diminution FWTM@2754 keV (en keV)
1	6-16/02/2003	38-42	36 h	105	1.55
2	18-27/07/2003	93-96	36 h	105	1.00
3	12-25/11/2003	132-136	126 h	105	1.70
4	23/06-02/07/2004	207-209	121 h	105	1.72

TAB. 4.2: Les *annealings* de SPI entre son lancement (17/10/2002) et le 02/11/2004.

la dégradation, 0.29 keV représente trois fois l'écart type de cette variation à 1 MeV.

Les Figures 4.11 et 4.12 représentent des exemples d'ajustement en utilisant les Modèles 1 et 3 sur la raie à 2754 keV. La révolution 200 a été choisie car elle correspond à une période où le plan de détection était "très dégradé". On voit que le Modèle 3 est plus adapté à la forme dissymétrique de la raie.

Le second *annealing* n'a pas réhabilité complètement le plan de détection, en revanche, les *annealings* 1 et 3 ont été plus efficaces. Le fait que le premier *annealing* ait été réalisé après une courte période en orbite (ie. les détecteurs ont reçu une dose faible, cf. Tableau 4.2) et que le troisième ait duré plus longtemps explique ces différences. La température du plan de détection joue un rôle important dans le processus de piégeage. On observe des pertes de résolution en énergie plus rapides avant le premier *annealing* où la température du plan de détection était $\sim 90^\circ\text{K}$ (0.051 keV@2754 keV/révolution (FWTM)) par rapport aux périodes suivantes (0.031, 0.032, 0.030 keV@2754keV/révolution (FWTM)) où la température du plan de détection était $\sim 85^\circ\text{K}$. La relation entre température de fonctionnement du plan de détection et dégradation a déjà été mise en évidence par Kandel *et al.* [1999].

En utilisant le Modèle 1, nous avons déterminé la résolution en énergie (FWHM) du plan de détection en fonction de l'énergie et du temps ; la Figure 4.13 illustre ces résultats pour les raies à 439, 883, 1779 et 2754 keV. Il est clair que ce modèle introduit des biais dans la mesure où il n'est pas adapté aux changements de forme des raies avec la dégradation. Cependant, il permet une comparaison avec les expériences menées au sol ou sur d'autres instruments de par sa simplicité (l'expression de la résolution d'un instrument à travers sa FWHM reste un standard). La Figure 4.14, quant à elle, représente la résolution de SPI moyennée entre son lancement et la révolution 250 en fonction de l'énergie. On déduit une valeur de 2.38 ± 0.06 keV à 1 MeV (FWHM). 0.06 keV représente l'écart type des variations de résolution en énergie provoquées par la dégradation. La distribution de la résolution étant en première approximation gaussienne, on conclue que la résolution en énergie à 1 MeV passe typiquement de 2.20 keV à 2.56 keV entre deux *annealings* soit, une augmentation de $\sim 16\%$ en ~ 185 jours. Un calcul similaire conduit à une augmentation de environ 20% à 1.4 MeV.

Ces résultats peuvent être comparés avec ceux de HEAO C-1 [Mahoney *et al.*, 1981]

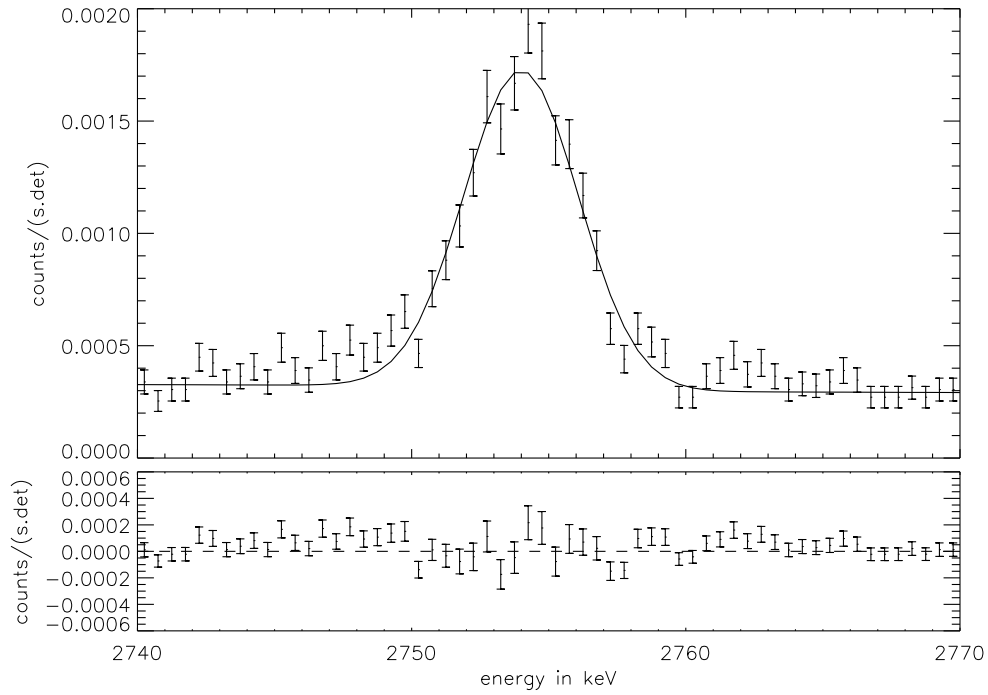


FIG. 4.11: La raie à 2754 keV accumulée par le détecteur 0 durant la révolution 200. Le meilleur ajustement avec le Modèle 1 est indiqué. Un χ^2 de 322 pour 195 degrés de liberté est obtenu.

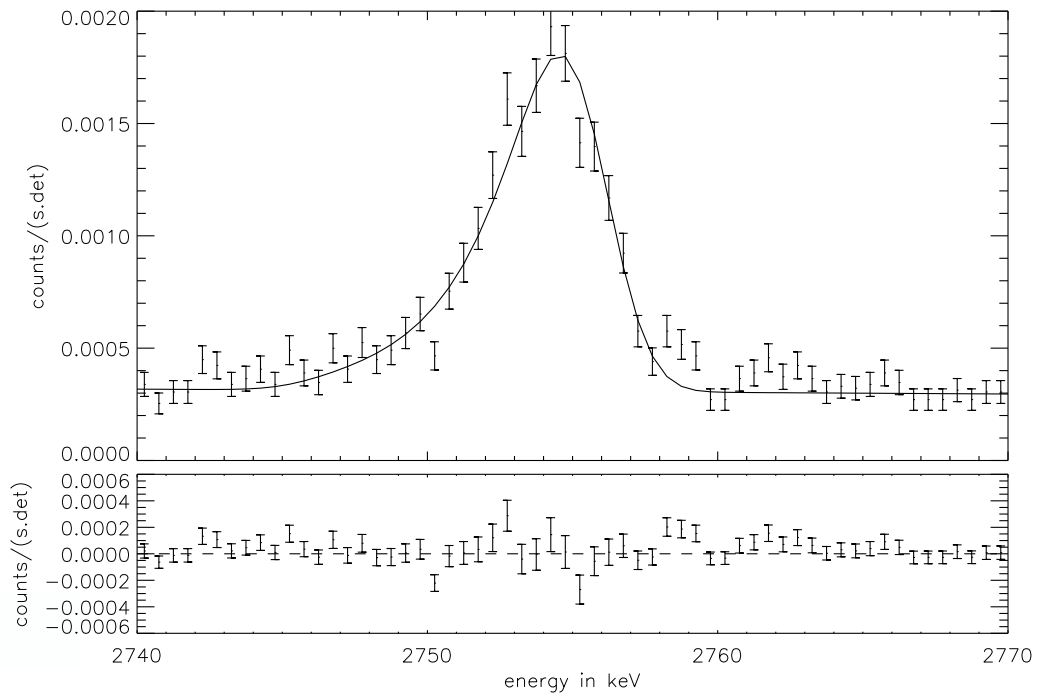


FIG. 4.12: La raie à 2754 keV accumulée par le détecteur 0 durant la révolution 200. Le meilleur ajustement avec le Modèle 3 est indiqué. Un χ^2 de 284 pour 194 degrés de liberté est obtenu.

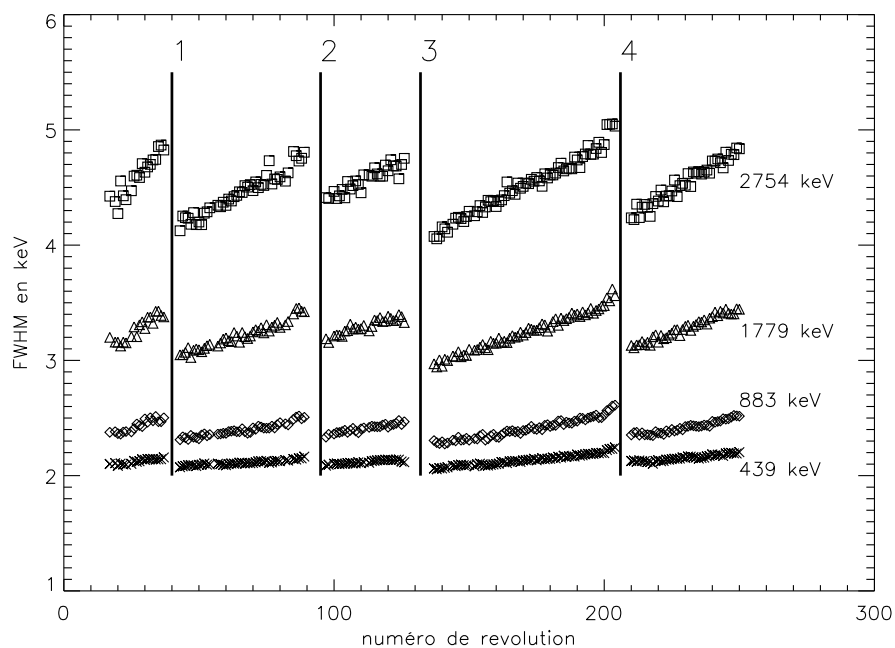


FIG. 4.13: Evolution de la FWHM déterminée en utilisant le Modèle 1 en fonction du numéro de la révolution et de l'énergie. Les lignes verticales matérialisent les *annealings*.

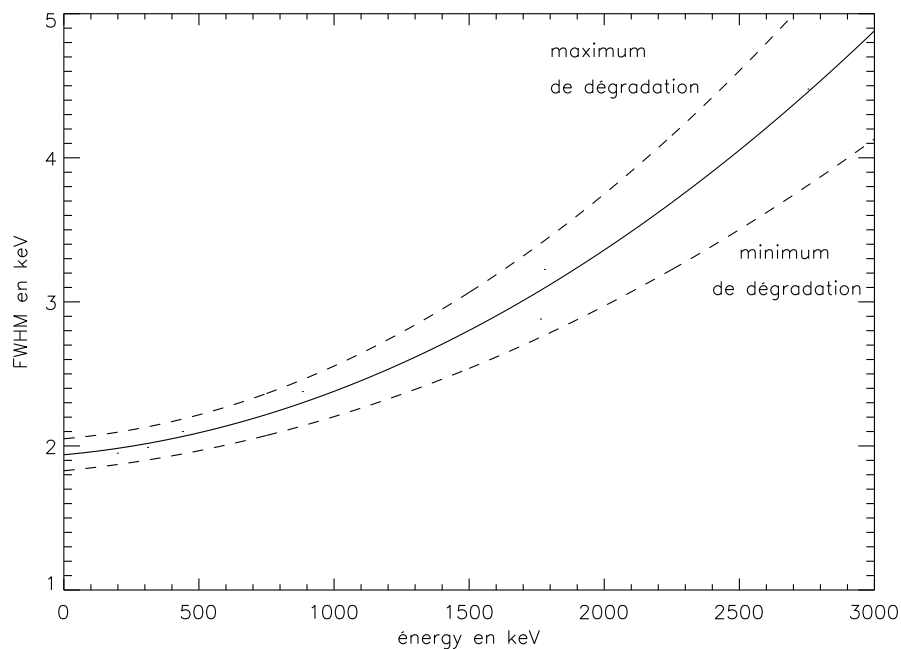


FIG. 4.14: Résolution en énergie moyenne entre l'orbite 17 et 250 (trait continu). La résolution de SPI pour des niveaux de dégradation minimum et maximum est également indiquée par les traits en pointillés .

et TGRS [Kurczynski *et al.*, 1999] qui embarquaient tous deux des détecteurs HPGe (type p pour HEAO C-1). Dans le premier cas, la résolution à 1460 keV de HEAO C-1 a été multipliée par ~ 3 en 120 jours. Le type des détecteurs utilisés (type p) est une cause prédominante à l'origine de cette vitesse de dégradation importante. Pour TGRS, la résolution à 1368 keV (FWHM) a également augmenté d'un facteur supérieur à 3 durant les 4 années de la mission, et ce, malgré une augmentation de la haute tension des détecteurs avec le temps.

L'efficacité de la procédure d'*annealing* en vol est démontrée ici, elle permet d'obtenir une remarquable stabilité de la résolution instrumentale.

4.4 Variation de l'efficacité des détecteurs

4.4.1 Variation d'efficacité au pic de pleine énergie

Beaucoup de raies provenant de la radioactivité naturelle sont présentes dans le bruit de fond instrumental de SPI. Les “familles” ^{238}U et ^{232}Th sont les plus représentées. Les demi-vies de ces isotopes étant très grandes ($\sim 10^9$ années), ils produisent des raies d'intensité constante. Cette propriété intéressante peut être utilisée pour déterminer les variations d'efficacité des détecteurs. Nous distinguons par la suite :

- l'efficacité au pic de pleine énergie : c'est l'efficacité au pic dans une large bande autour de celui-ci (~ 6 fois sa FWHM).
- l'efficacité au pic dans une bande en énergie fine : c'est l'efficacité dans une bande fine centrée sur le pic de pleine énergie. Cette dernière est plus sensible au changement de forme du pic et donc à la dégradation (cf. §4.4.2).

En utilisant Weidenspointner *et al.* [2003], nous avons identifié toutes les raies issues de la radioactivité naturelle présentes dans les spectres de SPI. Une sélection des raies “propres” les plus intenses est proposée dans le Tableau 4.3. Un taux de comptage par révolution pour chaque raie sélectionnée est déduit par un simple comptage des coups situés au dessus d'un continuum linéaire. Un taux de comptage commun est obtenu pour les raies à 241.997 keV et 238.632 keV (car elles sont “mélangées”). La Figure 4.15 représente le taux de comptage des raies à 1460 keV et 2614 keV en fonction du temps entre les *annealings* 1 et 2. Aucune diminution n'est visible. En ajustant, pour chaque raie sélectionnée, une droite entre la révolution 43 et 86, on dérive la diminution relative d'efficacité dans la même période. La Figure 4.16 illustre le résultat. On constate une variation d'efficacité marginale. Une valeur moyenne de $1.34 \pm 0.7\%$ est déduite de la Figure 4.16 (droite en pointillés).

4.4.2 Variation d'efficacité au pic dans une bande en énergie fine

L'efficacité au pic de pleine énergie étant stable, nous avons examiné les variations d'efficacité au pic dans une bande en énergie fine. Notre étude porte sur une bande en énergie de 2 keV centrée sur le pic (pour éviter de trop grandes fluctuations statistiques) ; le taux de comptage dans cette bande reproduit en première approximation les variations du “maximum du pic de pleine énergie”. La précision de l'analyse est améliorée par l'utilisation conjointe de raies de bruit de fond issues de la radioactivité naturelle et de raies de bruit

energie en keV	origine	commentaire
famille ^{238}U		
46.539	$^{210}\text{Pb}(\beta^-)^{210}\text{Bi}$	faible
241.997	$^{214}\text{Pb}(\beta^-)^{214}\text{Bi}$	
258.26	$^{234m}\text{Pa}(\beta^-)^{234}\text{U}$	non identifiée
295.224	$^{214}\text{Pb}(\beta^-)^{214}\text{Bi}$	mélangée
351.932	$^{214}\text{Pb}(\beta^-)^{214}\text{Bi}$	mélangée
766.38	$^{234m}\text{Pa}(\beta^-)^{234}\text{U}$	sélectionnée
785.96	$^{234m}\text{Pa}(\beta^-)^{234}\text{U}$	faible& mélangée
786.27	$^{234m}\text{Pa}(\beta^-)^{234}\text{U}$	faible& mélangée
1001.14	$^{234m}\text{Pa}(\beta^-)^{234}\text{U}$	sélectionnée
1238.11	$^{214}\text{Bi}(\beta^-)^{214}\text{Po}$	faible
1377.66	$^{214}\text{Bi}(\beta^-)^{214}\text{Po}$	mélangée
1407.98	$^{214}\text{Bi}(\beta^-)^{214}\text{Po}$	faible& mélangée
1764.49	$^{214}\text{Bi}(\beta^-)^{214}\text{Po}$	mélangée
famille ^{232}Th		
238.632	$^{212}\text{Pb}(\beta^-)^{212}\text{Bi}$	mélangée
300.087	$^{212}\text{Pb}(\beta^-)^{212}\text{Bi}$	complexe
338.320	$^{228}\text{Ac}(\beta^-)^{228}\text{Th}$	sélectionnée
583.19	$^{208}\text{Tl}(\beta^-)^{208}\text{Po}$	mélangée
727.33	$^{212}\text{Tl}(\beta^-)^{212}\text{Po}$	sélectionnée
860.564	$^{208}\text{Tl}(\beta^-)^{208}\text{Po}$	faible
911.204	$^{228}\text{Ac}(\beta^-)^{228}\text{Th}$	sélectionnée
964.766	$^{228}\text{Ac}(\beta^-)^{228}\text{Th}$	mélangée
968.971	$^{228}\text{Ac}(\beta^-)^{228}\text{Th}$	mélangée
2614.6	$^{208}\text{Tl}(\beta^-)^{208}\text{Po}$	sélectionnée
autre		
1460.81	$^{40}\text{K}(\text{EC})^{40}\text{Ar}$	sélectionnée

TAB. 4.3: Les raies provenant de la radioactivité naturelle. "Mélangée" signifie que le taux de comptage dans cette raie est indéterminable car elle est mélangée avec une autre. "Faible" signifie que le taux de comptage dans cette raie n'est pas assez significatif au regard de notre étude. "Sélectionnée" signifie que la raie est utilisée pour déterminer les variations d'efficacité des détecteurs de SPI.

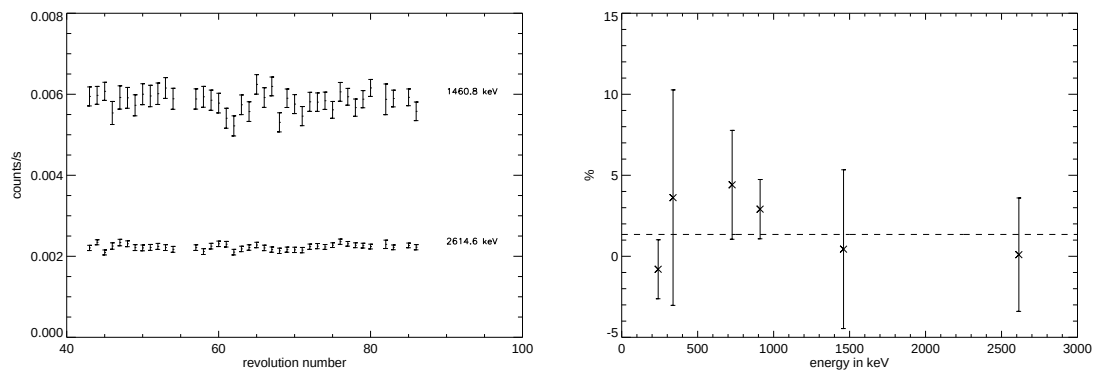


FIG. 4.15: Taux de comptage dans les raies à 1460 et 2614 keV en fonction du pic de pleine énergie (ie. dans une bande en énergie large) entre la révolution 43 et 86. La droite en pointillés représente la valeur moyenne, soit $1.34 \pm 0.7\%$.

de fond “classiques”. Sachant que la variation d’efficacité au pic de pleine énergie est négligeable, toutes les raies peuvent être utilisées dans une bande en énergie fine après une renormalisation par le taux de comptage dans une bande en énergie large. Ainsi, les fluctuations systématiques de l’intensité de ces raies, engendrées par l’environnement spatial, sont supprimées. La validité de cette méthode est confirmée par la cohérence entre les résultats issus des deux “catégories” de raies (raies de bruit de fond classiques et raies de bruit de fond issues de la radioactivité naturelle). La Figure 4.17 représente la variation relative d’efficacité au pic dans une bande en énergie fine entre la révolution 43 et 86. Une diminution de $5.3 \pm 0.5\%$ à 1 MeV est déduite en ajustant un polynôme du second degré aux données. Nous avons, par la suite, tenté de reproduire ces conclusions de manière analytique en utilisant les résultats obtenus avec le Modèle 3. Des profils de raies dégradées et non dégradées ont été simulés en utilisant les τ respectifs des raies à 439, 883, 1779 et 2754 keV pour les révolutions 43 et 86. En comparant les taux de comptage dans une bande en énergie de 2 keV “avant et après dégradation”, on obtient le résultat souhaité (cf. Figure 4.17). Les résultats expérimentaux et les simulations sont cohérents à hautes énergies. A basses énergies des différences pouvant aller jusqu’à un facteur 2 sont constatées. On constate donc que le Modèle 3 reste perfectible à basse énergie. En effet, ce modèle n’est pas adapté lorsque l’effet de la dégradation sur la forme de la raie est faible, à savoir lorsque la dose reçue par le détecteur est minime ou pour les raies à basse énergie (car plus l’énergie est basse, moins le piégeage est actif).

4.5 Effet de la dégradation sur la calibration en énergie

En changeant la forme des raies de bruit de fond, la dégradation des détecteurs influence malheureusement plus que la résolution en énergie de SPI. Elle perturbe également la calibration en énergie où seules des formes de raies gaussiennes sont implémentées.

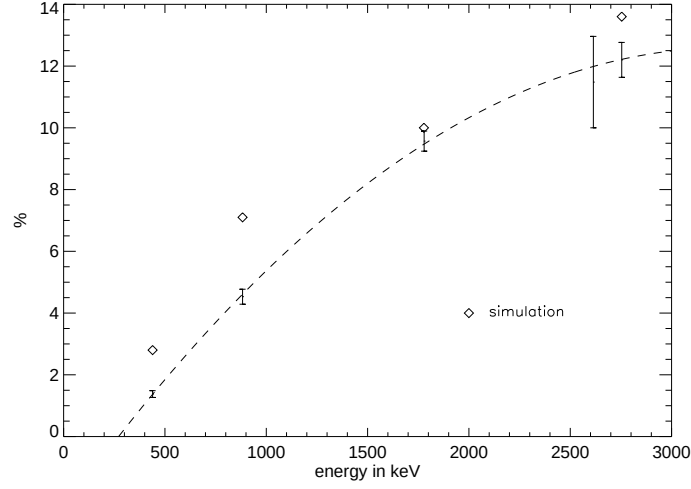


FIG. 4.17: Variation de l'efficacité au pic dans une bande de 2 keV en fonction de l'énergie entre la révolution 43 et 86. Les données simulées sont représentées par des losanges. L'ajustement des points mesurés avec un polynôme de degré 2 donne $5.3 \pm 0.5\%$ à 1 MeV.

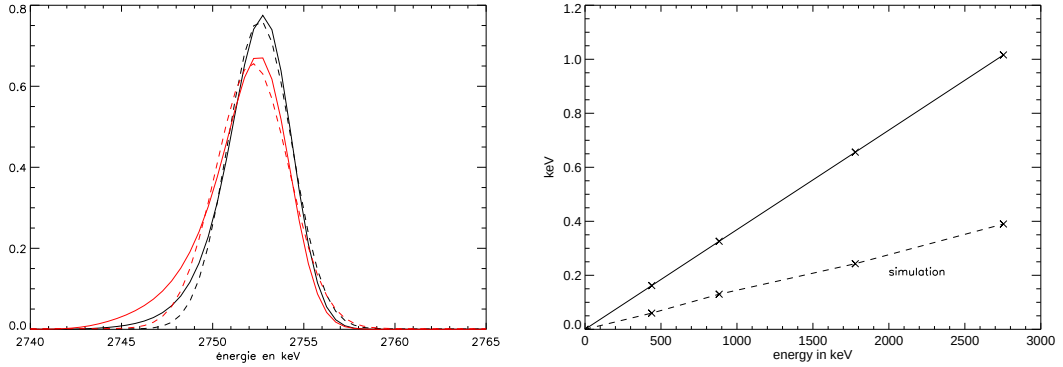


FIG. 4.18: La raie à 2754 keV pendant les révolutions 43 et 86 ajustées par une Gaussienne. FIG. 4.19: Décalage des pics en fonction de l'énergie entre la révolution 43 et 86 : mesures vs simulations.

L'étude préalable de la calibration en énergie (cf. §3) a montré que deux principaux facteurs influencent sa stabilité : la température du plan de détection et le temps. Pour vérifier si le facteur temporel C_{temp} est en relation avec la dégradation, des formes de raies dégradées et non dégradées ont été simulées en utilisant le Modèle 3. En ajustant ces raies avec une Gaussienne, on peut comparer dans chaque cas, "l'énergie ajustée du maximum" à "l'énergie réelle du maximum" (cf. Figure 4.18). Lorsque la raie est non dégradée, une différence quasi-nulle est constatée. Pour une raie dégradée, un écart plus important apparaît. La différence entre les deux "valeurs ajustées du maximum" est représentée en fonction de l'énergie dans la Figure 4.19 (pointillés). Elle traduit la dérive temporelle de la calibration en énergie introduite par l'ajustement gaussien d'une raie non gaussienne. La dérive temporelle déterminée lors de l'étude de la calibration en énergie est également représentée (trait plein). On constate, malgré un comportement similaire des deux séries de données (linéaire avec l'énergie), une incohérence entre valeurs expérimentales et si-

mulées (facteur ~ 3). Ainsi C_{temp} , intervenant dans la dérive de la calibration en énergie de SPI, ne peut pas être uniquement expliqué par un effet secondaire de l'ajustement des raies de bruit de fond. Il est en revanche partiellement ($\sim \frac{1}{3}$) expliqué par ce phénomène. Le piégeage occasionne des pertes lors de la collecte des charges. Pour une énergie donnée, cet effet se traduit par une déformation du pic de pleine énergie. Il est vraisemblable qu'un décalage de la réponse impulsionnelle vers les basses énergies (variation de gain) s'ajoute à ce premier phénomène. Ce second effet expliquerait alors l'origine indéterminée d'une fraction de C_{temp} (les $\sim \frac{2}{3}$ manquants).

4.6 Correction de la dégradation

Un problème récurrent dans l'analyse des données SPI est la non homogénéité de la dégradation des détecteurs dans un même jeu de données. En utilisant conjointement des données dégradées et non dégradées, on introduit des erreurs systématiques d'autant plus importantes que l'on travaille à haute énergie (NDR : dépendance de la dégradation avec l'énergie oblige) ; ce phénomène est donc particulièrement gênant pour l'étude des raies Astrophysiques (principalement à 1809 keV).

Un logiciel "d'harmonisation de la dégradation des détecteurs" est actuellement en cours de développement au CESR. Cette harmonisation est valable pour une énergie donnée (car le phénomène de dégradation est fonction de l'énergie). Il effectue une mise au niveau le plus dégradé d'un groupe d'observation donné. Les valeurs de τ obtenues en utilisant le Modèle 3 permettent cette transformation. La fonction de transfert entre un état de dégradation 1 (correspondant à τ_1) et un état de dégradation 2 (correspondant à τ_2) est donnée par :

$$h(E) = \left(\frac{1/\tau_1^2 - 1/\tau_2^2}{1/\tau_1} \right) e^{-E/\tau_2} + \frac{\tau_1}{\tau_2} \delta(E) \quad (4.10)$$

Les premiers résultats obtenus par ce logiciel pour l'analyse de la raie à 1809 keV sont très satisfaisants. Son utilisation va maintenant être élargie à d'autres énergies.

Chapitre 5

La raie à 511 keV galactique : l'analyse des données SPI

La calibration est une phase essentielle avant l'utilisation d'un instrument. La calibration en énergie de SPI est décrite dans le §3 ; l'étude de la résolution et de ses variations temporelles sous l'effet de l'environnement spatial est rapportée dans le §4. L'étape suivante, avant l'extraction d'un signal, est la caractérisation du bruit de fond instrumental (BDF), un problème récurrent dans l'Astronomie γ . Ses variations statistiques limitent la sensibilité des instruments tandis que ses variations systématiques introduisent des biais dans les analyses. Ce problème est d'autant plus important à 511 keV compte-tenu de l'origine exclusive du bruit de fond à cette énergie. En effet, les variations systématiques du bruit sont supérieures au signal attendu. Il est donc essentiel de modéliser ces variations systématiques pour pouvoir extraire le signal astrophysique. L'étude du BDF de SPI est reproduite dans le §5.1. Nous expliquons ensuite comment nous avons obtenu les caractéristiques morphologiques de l'émission à 511 keV galactique dans le §5.2. Cette phase est intimement liée à l'étude du BDF car elle permet sa validation. Pour terminer le §5.3 traite de l'extraction du spectre d'annihilation.

5.1 Le bruit de fond instrumental à 511 keV

5.1.1 Origine du bruit de fond instrumental

D'une manière générale, le BDF provient essentiellement de l'interaction du rayonnement cosmique avec l'instrument. Lorsqu'un proton cosmique "frappe" INTEGRAL, il crée par collision inélastique des particules secondaires énergétiques de tous types : p, n, π^0 , π^+ , γ ... Il s'ensuit des réactions en cascade créant notamment des isotopes radioactifs. Ces derniers émettent à leur tour, plus ou moins rapidement en fonction de leur demi-vie, des particules β et/ou des photons γ . Lorsque ces particules β déposent leur énergie dans les détecteurs, elles produisent un spectre continu en énergie ; en revanche, lorsqu'il s'agit de photons γ issus d'une même décroissance nucléaire, une raie de bruit de fond est créée. Il est également possible qu'un photon ne soit absorbé que partiellement (création de paires puis échappement, diffusion Compton...), il participe alors au continuum. Lorsque les particules/photons primaires ou secondaires déposent leur énergie immédiatement, on

parle de composante *prompte* (immédiate) du BDF par opposition à la composante retardée (*delayed*) venant des radionucléides.

La principale source de bruit à 511 keV sont les particules β^+ issues d'isotopes radioactifs. Inévitablement, ce positron (β^+) va s'annihiler et donner naissance à deux photons de 511 keV. Nous avons vu au §2.1.2.1 que tout photon ayant une énergie $>$ à 1022 keV pouvait donner naissance à une paire $e^+ e^-$, il s'agit là d'une autre source importante du bruit. De fait, la majorité des photons à 511 keV vus par SPI viennent de SPI lui-même. De plus amples informations sur le BDF de SPI sont disponibles dans Jean *et al.* [2003].

5.1.2 Evolution des modèles de bruit de fond

Avant de parler de BDF, encore faut-il définir ce qu'est le BDF. Le BDF est simplement constitué par les données accumulées sans signal astrophysique (ou données OFF). Cette définition est valable pour une énergie donnée car la distribution spatiale du signal astrophysique est hautement dépendante de l'énergie (cf. §1.1.1). La question qui vient alors est la suivante : d'où vient le signal à 511 keV ? OSSE nous a dévoilé une distribution spatiale de la raie d'annihilation concentrée dans le bulbe et le disque galactique (cf. §1.1.3.1). Ce sera notre hypothèse de base. Cette hypothèse est importante, car définir injustement une zone du ciel comme étant OFF revient, *in fine*, à supprimer le signal dans cette même zone.

L'étude du BDF proprement dite est l'étude du taux de comptage dans la raie à 511 keV pour des données OFF avec une résolution temporelle de l'ordre de la durée d'un pointage d'INTEGRAL. Par exemple, la Figure 5.1 montre le spectre accumulé par le détecteur 0 durant une des SCWs de la révolution 44. On constate tout d'abord les mauvaises conditions statistiques (un spectre sommé sur ~ 100 révolutions est disponible dans l'Annexe B, il permet de visualiser la forme précise du spectre de SPI à cette énergie). En conséquence, pour la détermination du taux de comptage, il est préférable de ne pas ajuster le spectre avec une gaussienne mais plutôt d'effectuer un simple comptage des coups situés au-dessus d'un continuum supposé linéaire. On obtient alors un taux de comptage pour chaque détecteur et chaque SCW (cf. Figure 5.2). INTEGRAL pointant régulièrement vers le centre ou le plan galactique, les trous de données observés dans la Figure 5.2 sont majoritairement dus à la suppression des données contenant du signal astrophysique (ou données ON). Modéliser le BDF, c'est être capable de prédire le taux de comptage dans la raie à 511 keV instrumentale pour des données ON en se basant uniquement sur les données OFF. Dans la suite, nous avons adopté un formalisme dépendant de l'énergie pour la description des modèles. La majorité de cette étude a pourtant été effectuée en utilisant une seule bande en énergie (incluant toute la raie) ; seule la phase d'extraction spectrale (cf. §5.3) nécessite une telle description.

La plupart des modèles développés ici ont recours à des *traceurs d'activités*. Il en existe trois principaux : le Gedsat, l'ACSSAT et le PSAC (cf. §3.1.2 pour des précisions). Tous reproduisent les variations temporelles de "l'activité de l'environnement spatial" (rayons cosmiques, activité solaire...). La Figure 5.3 représente les taux de comptages Gedsat, ACSSAT et PSAC en fonction du temps.

L'étude du BDF à 511 keV s'est affinée au grès du traitement des données. On peut diviser cette évolution en trois étapes détaillées dans le Tableau 5.1.2. Nous détaillons

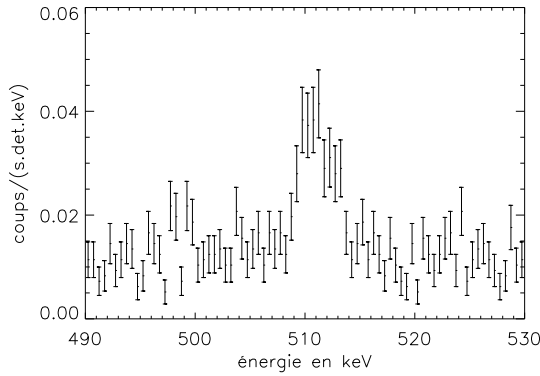


FIG. 5.1: La raie à 511 keV pour le détecteur 0 durant la SCW n° 40 de la révolution 44.

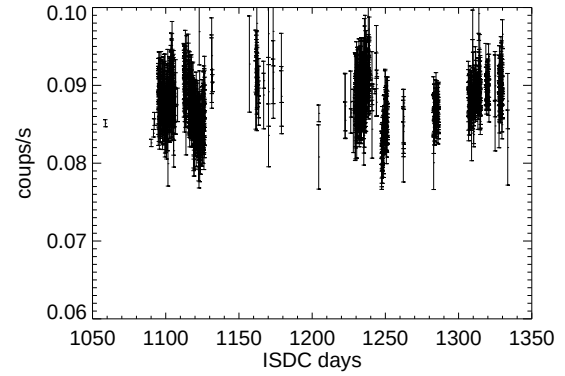


FIG. 5.2: Taux de comptage à 511 keV moyen sur le plan de détection en fonction du temps.

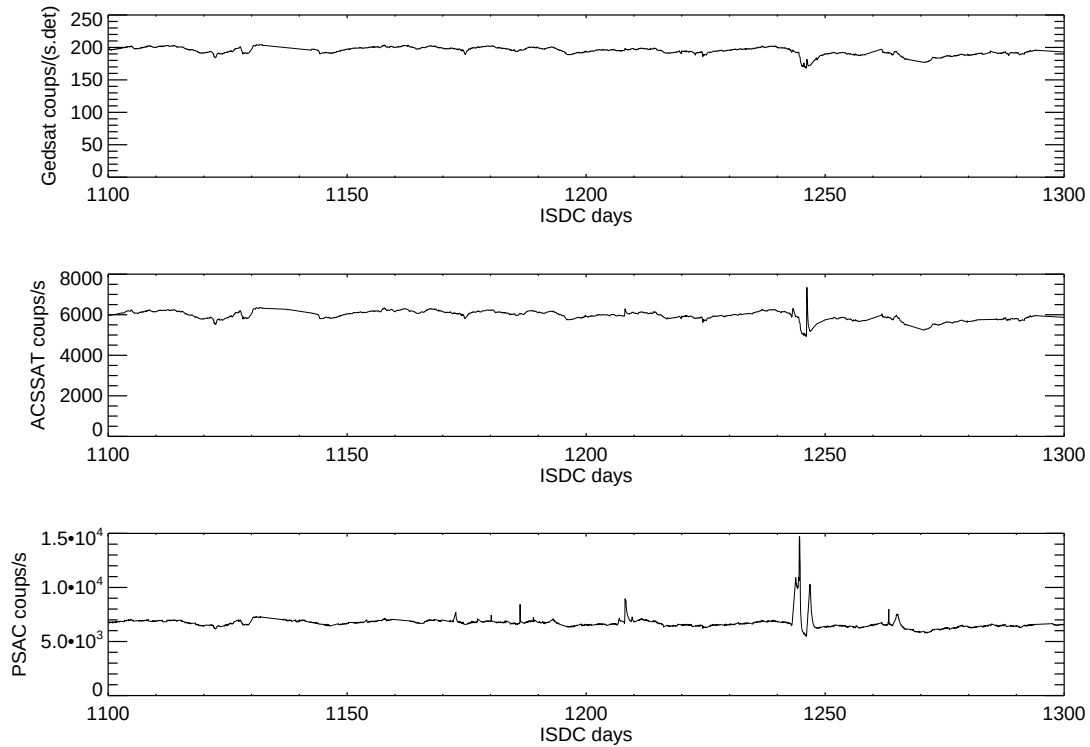


FIG. 5.3: Taux de comptage des principaux traceurs d'activité utilisés pour la modélisation du BDF instrumental à 511 keV, en fonction du temps.

	Période en révolution	Données	Exposition en Ms	Détection en σ	Références
1	47→66	GCDE 1 (temps garanti)	1.7	~12	Jean <i>et al.</i> [2003] ; Knödlseider <i>et al.</i> [2003]
2	47→66 et 97→123	GCDE 1+2 (temps garanti)	3.8	~15	Lonjou <i>et al.</i> [2004b] ; Weidenspointner <i>et al.</i> [2004]
3	19→122	première an- née (données publiques)	15.3	~50	Knödlseider <i>et al.</i> [2005] ; Jean <i>et al.</i> [accepté pour publica- tion]

TAB. 5.1: Les trois périodes d'analyse des données SPI.

ici l'évolution des modèles de BDF au fil de l'analyse des données. Dans chaque cas, une présentation générale est effectuée ; elle est le fruit du travail collectif de l'équipe SPI travaillant sur la raie à 511 keV (Pierre Jean, Jürgen Knödlseider, Georg Weidenspointner et moi même). Nous complétons, dans chaque cas, cette présentation par une description de notre contribution personnelle.

5.1.2.1 Etape 1 : un modèle basé sur Gedsat

Nous développons ici l'étude initiale du BDF qui a permis la première détection de la raie d'annihilation par INTEGRAL [Jean *et al.*, 2003 ; Knödlseider *et al.*, 2003].

Le BDF ayant une origine physique vraiment différente pour la raie et le continuum (cf. §5.1.1), il est naturel de formaliser cette différence dans notre étude. Nous considérons donc que le nombre de coups dans le BDF est la somme de deux composantes :

$$B_{p,d,e} = B_{p,d,e}^{cont} + B_{p,d,e}^{line} \quad (5.1)$$

avec p le pointage considéré, d le détecteur et e l'énergie. La première composante $B_{p,d,e}^{cont}$ décrit les variations du continuum, elle est basée sur des bandes en énergie adjacentes à la raie pour les données ON et OFF (car les variations du continuum sont indépendantes de celles de la raie). $B_{p,d,e}^{line}$ décrit, elle, l'intensité et la forme de raie de BDF. Le concept central de ce modèle est la description des variations temporelles des deux composantes en utilisant le taux de comptage saturant les détecteurs (Gedsat, cf. §3.1.2). Le nombre de coups prédit par ce modèle dans le continuum $B_{p,d,e}^{cont}$ est donc :

$$B_{p,d,e}^{cont} = \Delta_e \frac{S_{p,d}}{\sum_{p'} S_{p',d}} \sum_{p'} \frac{\sum_{e'} N_{p',d,e'}}{\sum_{e'} \Delta_{e'}} \quad (5.2)$$

avec $S_{p,d}$ le taux de comptage Gedsat du détecteur d pour le pointage p (ON et OFF), Δ_e la largeur du *bin* en énergie et $N_{p,d,e}$ le nombre de coups mesurés. Les bandes adjacentes

utilisées pour sommer sur e' sont 485-500 keV et 520-550 keV.

- $\sum_{p'} \frac{\sum_{e'} N_{p',d,e'}}{\sum_{e'} \Delta_{e'}}$ est le nombre de coups total en coups.keV⁻¹ dans les bandes adjacentes.
- $\frac{S_{p,d}}{\sum_{p'} S_{p',d}}$ est un facteur de normalisation pour le pointage considéré utilisant le Gedsat.
- Δ_e est un facteur de normalisation en fonction de la taille de la bande en énergie utilisée.

Le Gedsat bénéficiant de conditions statistiques favorables (~ 200 coups.s⁻¹), cette description du BDF permet de réduire les fluctuations statistiques du continuum.

Le niveau et la forme spectrale de la deuxième composante sont déterminés en utilisant des observations OFF, il est donné par :

$$B_{p,d,e}^{line} = G \Delta_e \frac{S_{p,d}}{\sum_{p'} S_{p',d}^{off}} \sum_{p'} \left(\frac{N_{p',d,e}^{off}}{\Delta_e} - \frac{\sum_{e'} N_{p',d,e'}^{off}}{\sum_{e'} \Delta_{e'}} \right) \quad (5.3)$$

avec G un facteur de normalisation, $S_{p',d}^{off}$ et $N_{p',d,e}^{off}$ le taux de Gedsat et le nombre de coups mesurés dans l'observation OFF. La somme sur e' est effectuée en utilisant les mêmes bandes adjacentes que pour le continuum et la somme sur p' est maintenant effectuée sur les observations OFF.

- $\sum_{p'} \left(\frac{N_{p',d,e}^{off}}{\Delta_e} - \frac{\sum_{e'} N_{p',d,e'}^{off}}{\sum_{e'} \Delta_{e'}} \right)$ est le nombre de coups total en coups.keV⁻¹ après soustraction du continuum (niveau des bandes adjacentes).
- $\frac{S_{p,d}}{\sum_{p'} S_{p',d}^{off}}$ est un facteur de normalisation pour le pointage considéré utilisant le Gedsat.
- Δ_e est un facteur de normalisation en fonction de la taille de la bande en énergie utilisée.

Les incertitudes systématiques de cette approche ont été estimées par l'utilisation de trois observations OFF différentes : une observation de la région du Cygne (820 ks), une observation de la région LMC (718 ks) et une observation du Crabe (450 ks, révolution 43-45).

Nous avons développé un outil de test des modèles de BDF basé sur la construction de profil en longitude du signal astrophysique. L'observation des profils permet de comprendre et comparer l'effet du modèle de BDF sur le signal observé. La Figure 5.4 représente les profils en longitude obtenus par l'utilisation des trois observations OFF à notre disposition. On voit immédiatement que les formes des profils sont identiques ; seul leur niveau moyen est différent. Cela signifie simplement que la normalisation introduite par chaque observation OFF est différente. L'écart entre les profils déduits avec LMC et le Cygne donne une bonne idée des incertitudes systématiques présentes dans cette approche. En regardant plus précisément, on constate que les profils ne sont pas symétriques par rapport au centre galactique. On remarque également un déficit en flux autour de $l = -(20-30)^\circ$. Durant cette observation, INTEGRAL a balayé la Galaxie en partant des longitudes négatives vers les longitudes positives. On peut donc associer à l'information spatiale, une information temporelle. A la vision de la Figure 5.4, on peut donc soupçonner que des variations longs termes du BDF ne soient pas correctement prises en compte

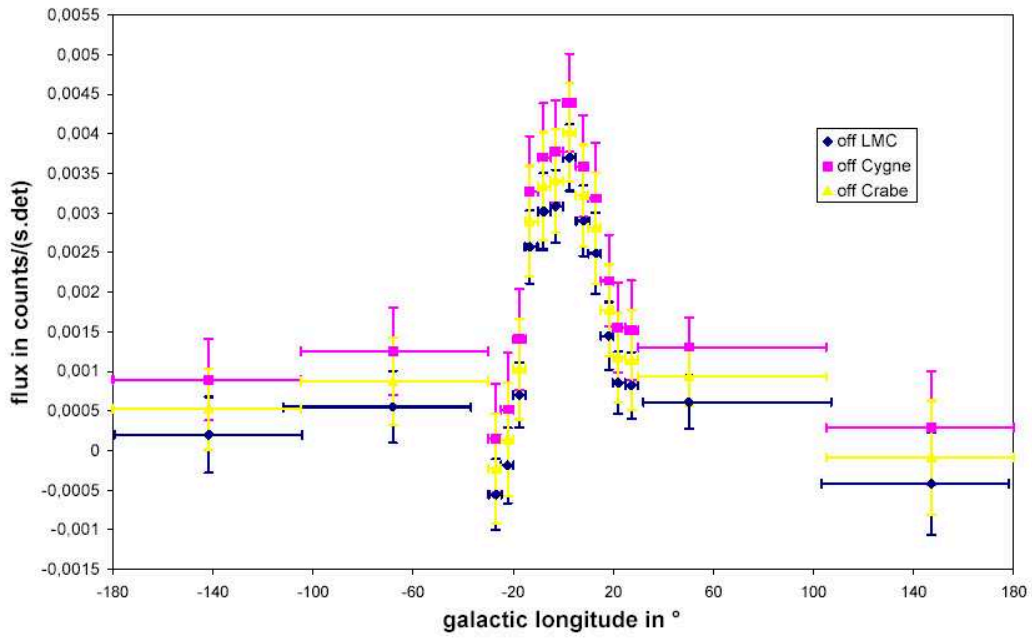


FIG. 5.4: Profil en longitude du flux à 511 keV en fonction de l'observation OFF utilisée pour la modélisation du BDF.

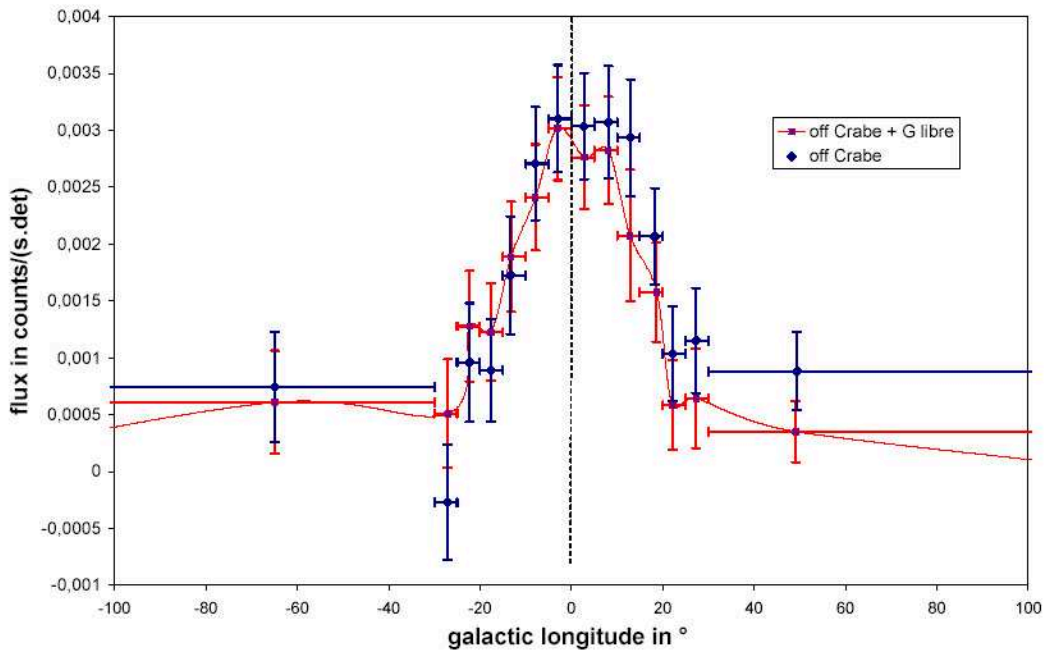


FIG. 5.5: Profil en longitude du flux à 511 keV en utilisant l'observation du Crabe comme OFF. La courbe rouge est déterminée en ajustant la valeur de $G_{p,d,e}$ pour chaque révolution.

par notre modèle. Un moyen simple de vérifier cette hypothèse est l'utilisation du *model fitting* (cf. §5.2.2). En ajustant le paramètre G de l'Equation 5.3 une fois par révolution (ie. ~ 3 jours), on observe une amélioration de la forme du profil dans la Figure 5.5 ; côté longitude positive, on observe une diminution significative du flux ; le nouveau profil est désormais symétrique. Le déficit en flux vers $l=-(20-30)^\circ$ est également résorbé.

En résumé, le modèle de BDF utilisé pour le traitement des données du GCDE 1 est basé sur une observation OFF pour la forme de la raie (dont l'observation du Crabe représente le meilleur compromis), elle est ensuite modulée par le Gedsat. Le paramètre G de l'Equation 5.3 est ajusté pour chaque révolution pour tenir compte de l'évolution long terme du BDF qui n'est pas bien reproduite par le Gedsat seul.

5.1.2.2 Etape 2 : utilisation de templates

Avec l'ajout du GCDE 2, l'ensemble du jeu de données s'étend désormais sur près d'un an (cf. Tableau 5.1.2). L'application du modèle précédent à ce nouveau groupe d'observations donnant des résultats peu satisfaisants, une nouvelle approche s'est alors imposée : l'utilisation de *templates*. Un *template* est simplement une série temporelle de valeurs contenues dans un fichier. Le modèle est ensuite construit par combinaison linéaire de plusieurs *templates* ; chacun d'eux est censé reproduire une composante physique du BDF. Cette notion de *template* a été introduite pour rendre la modélisation plus souple et évolutive. Des *templates* TP_n (n : indice du *template*) ont été créés en série pour reproduire les composantes *prompte* et *retardée*. Pour les composantes *prompte*, des traceurs d'activités tels Gedsat, PSAC ou ACSSAT sont utilisés. Les composantes *retardées* sont générées en supposant que le taux de production des isotopes radioactifs est proportionnel à Gedsat ; dorénavant, nous nommerons ce type de composantes des *build-up*. On obtient donc la forme d'un *template* TP_τ^{bu} décrivant la contribution d'un isotope de demi-vie $\tau \times \ln(2)$ par :

$$TP_\tau^{bu}(t) = \frac{1}{\tau} \int_{t_0}^t S(t') e^{(t'-t)/\tau} dt' \quad (5.4)$$

avec t_0 la date du lancement d'INTEGRAL (et du début de la phase d'activation) et $S(t')$ le taux moyen de Gedsat à l'instant t' . Les variations du BDF sont toujours décrites par deux composantes comme stipulé dans l'Equation 5.1. Cependant, la composante décrivant la raie est maintenant donnée par :

$$B_{p,d,e}^{line} = G_{p,d,e} \times \sum_n a_n TP_n \quad (5.5)$$

avec $G_{p,d,e}$ un facteur de normalisation et TP_n les templates participants au modèle. La valeur des TPs est optimisée pour avoir $G_{p,d,e}=1$ en ajustant les a_n aux données OFF. Cet ajustement est effectué sur une valeur moyenne du BDF sur le plan de détection. Le modèle est ensuite renormalisé pour chaque détecteur en utilisant l'observation OFF. La convergence vers la meilleure combinaison de TPs fut effectuée de manière itérative.

Nous étions en charge de la validation et de la comparaison des différents modèles générés au sein de l'équipe. Pour ce faire, nous avons observé l'influence du paramètre $G_{p,d,e}$ de l'Equation 5.5 sur la morphologie de l'émission à 511 keV galactique déduite des données. Cette étude est basée sur l'utilisation du *model fitting* ; nous invitons le

lecteur à se référer au §5.2.2 où cette approche est largement détaillée. Dans la suite de ce paragraphe, la distribution spatiale de l'émission à 511 keV galactique est supposée gaussienne ; sa FWHM est le seul critère discriminant. A chaque valeur de FWHM est associée une valeur du *reduced maximum likelihood ratio*. La distribution spatiale ayant le RMLR le plus important est la plus vraisemblable. Les écarts de RMLR peuvent être convertis en niveau de confiance en utilisant la statistique χ^2 . Nous ne présentons ici que des résultats canoniques illustrant la méthode employée pour valider ou rejeter un modèle de BDF. Les Figures 5.6 et 5.7 illustrent respectivement les résultats obtenus lors de l'étude d'un modèle de BDF "incorrect" et "satisfaisant". Dans un premier temps, le modèle de BDF est fixé (ie. $G_{p,d,e}$ fixé), on obtient ainsi la courbe bleue. On déduit de cette courbe sur la Figure 5.7 que la distribution spatiale est bien reproduite par une gaussienne ayant une FWHM de 8_{-2}^{+3} avec un niveau de confiance de 2σ . Il est ensuite possible d'ajuster le paramètre $G_{p,d,e}$ de plusieurs manières différentes. Dans les Figures 5.6 et 5.7, plusieurs méthodes d'ajustement de $G_{p,d,e}$ sont représentées :

- ajustement global (courbe rose, ajustement de une valeur de $G_{p,d,e}$)
- ajustement pour chaque révolution (courbe jaune, ajustement de n_{rev} valeurs de $G_{p,d,e}$)
- ajustement pour chaque détecteur (courbe bleu clair, ajustement de 19 valeurs de $G_{p,d,e}$)

En relaxant des contraintes sur le modèle de BDF (ie. en ajustant $G_{p,d,e}$ par *model fitting*), on réduit les biais systématiques. En revanche, plus il y a de paramètres libres, moins le signal sera significatif et moins les biais systématiques seront importants. Ce phénomène est clairement visible sur les Figures 5.6 et 5.7 : le résultat le plus contraignant (ie. courbe la plus "piquée") est obtenu, dans chaque cas, lorsque le modèle de BDF est fixé. Une forme singulière d'une ou plusieurs des courbes obtenues (cf. Figure 5.6) indique qu'une optimisation du modèle de BDF (ie. l'ajustement de $G_{p,d,e}$) conduit à des conclusions contradictoires sur la morphologie de l'émission. On peut donc en conclure immédiatement que le modèle utilisé est totalement incorrect. Dans le cas contraire, si la relaxation de contraintes sur le modèle de BDF n'affecte pas le résultat final, on peut considérer que le modèle de BDF est satisfaisant (cf. Figure 5.7). L'ajustement de $G_{p,d,e}$ ne doit conduire qu'à une diminution de la significativité de résultat, soit un élargissement du profil des courbes.

Nous venons de détailler la méthodologie employée pour la validation d'un modèle de BDF. Son application sur huit générations successives de modèles nous a permis de converger vers une solution satisfaisante. L'automatisation du lancement des procédures de *model fitting* (~ 1000 pour cette analyse), de la lecture et de l'interprétation des fichiers résultats, fut indispensable à la faisabilité de la tâche. Le dernier modèle, ainsi déterminé et validé, est constitué par la combinaison linéaire de 4 *TPs*. Le *TP*₁ chargé de reproduire la partie *prompte* est constitué par le Gedsat. Les *TP*₂₋₄ représentatifs des contributions respectives du ^{18}F ($t_{1/2}=109.7$ min), ^{48}V ($t_{1/2}=15.97$ jours) et ^{22}Na ($t_{1/2}=2.6$ ans) complètent le modèle.

A ce stade, les limites d'une telle approche sont atteintes. Le facteur de normalisation a_4 associé au *TP*₄ est négatif. En clair, notre meilleur modèle contient une contribution négative d'un isotope ; "physiquement parlant", c'est un non-sens. La génération suivante de modèles devra donc s'affranchir de ce problème.

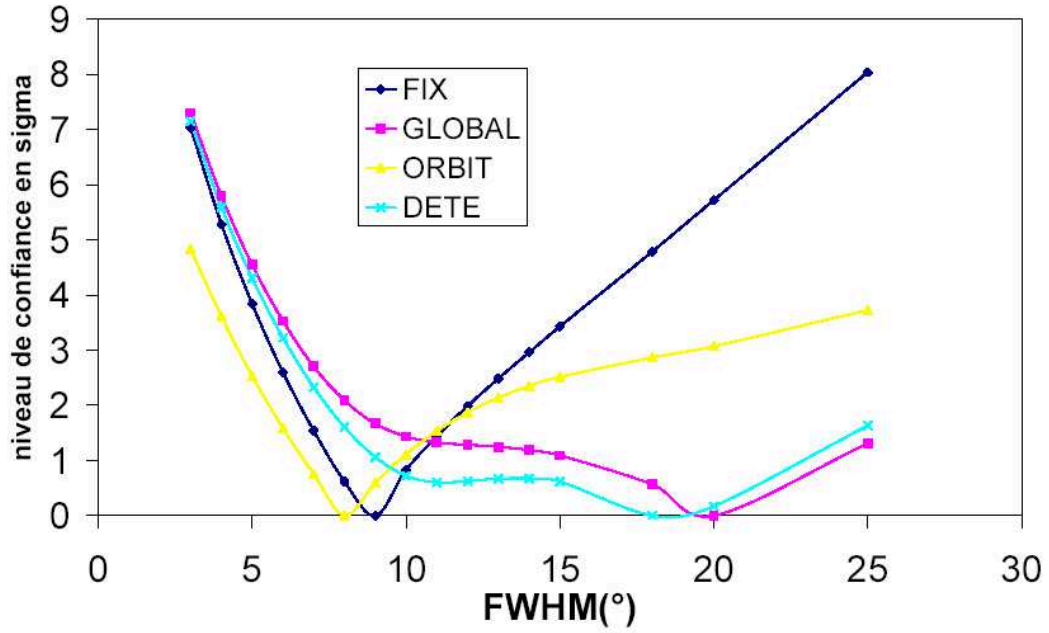


FIG. 5.6: Niveau de confiance obtenu par *model fitting* en fonction de la FWHM de la distribution spatiale (supposée gaussienne) et de la méthode d'ajustement de $G_{p,d,e}$ pour un modèle de BDF "incorrect" (cf. texte).

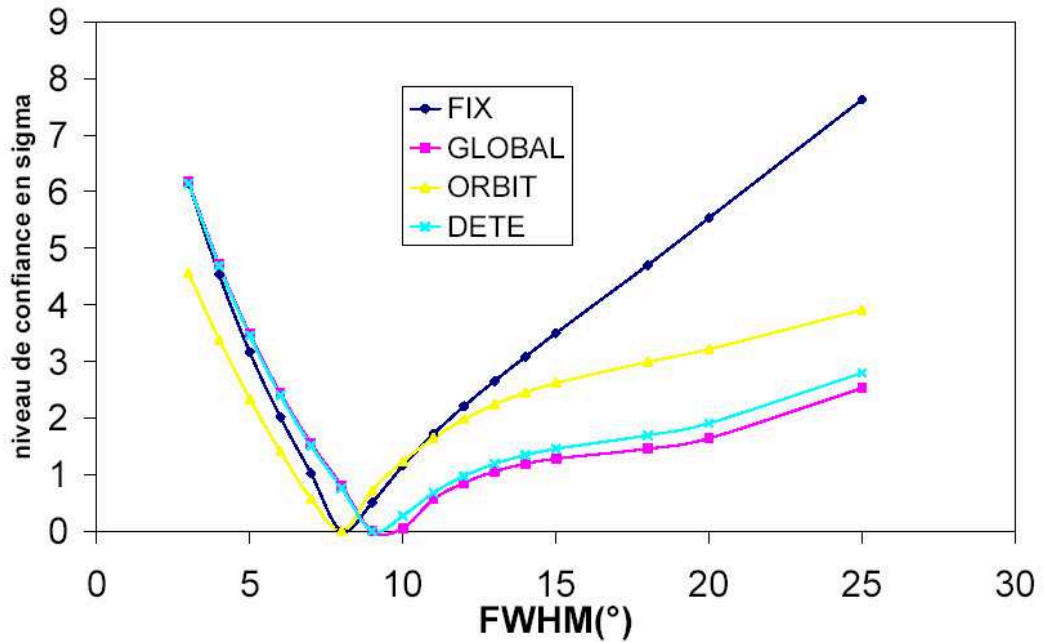


FIG. 5.7: Niveau de confiance obtenu par *model fitting* en fonction de la FWHM de la distribution spatiale (supposée gaussienne) et de la méthode d'ajustement de $G_{p,d,e}$ pour un modèle de BDF "satisfaisant" (cf. texte).

L'analyse des données du GCDE 1 et 2, utilisant le modèle de BDF décrit ici, est détaillée dans Lonjou *et al.* [2004b] ; Weidenspointner *et al.* [2004].

5.1.2.3 Etape 3 : lissage des TPs et simplification du modèle

Nous avons obtenu au paragraphe précédent un modèle satisfaisant ; cependant, en l'interprétant physiquement, on aboutit à une abération. Les mauvaises conditions statistiques dans lesquelles nous travaillons sont responsables de ce constat. Elles ne permettent pas une détermination assez précise de la contribution des différents TPs . Il est possible de réduire les fluctuations statistiques en supposant que les composantes de notre modèle varient lentement avec le temps. On peut alors effectuer un lissage. Ce lissage peut s'appliquer aussi bien sur la composante $B_{p,d,e}^{cont}$ que sur les TPs entrant dans la composition de $B_{p,d,e}^{line}$. Lisser sans introduire d'erreurs systématiques équivaut à considérer que les données varient lentement au regard de la taille de notre fenêtre de lissage. L'optimisation de cette taille, dans chaque cas, est donc une étape cruciale. Elle agit sur le compromis [erreurs statistiques]/[erreurs systématiques].

Nous avons, à ce stade de l'analyse, utilisé tout le potentiel de la base de données détaillée au §3.1.2. Le taux de comptage dans la raie à 511 keV est désormais obtenu par soustraction du niveau moyen dans la bande 523-545 keV au taux de comptage dans la bande 507.5-514.5 keV. L'estimation du niveau du continuum est donc basée sur la partie droite de la raie uniquement. On évite ainsi l'introduction d'erreurs systématiques dues à la présence éventuelle du continuum positronium et du continuum Compton de la raie de BDF.

Toutes les données (*timing*, taux de comptage, traceurs d'activité...) sont sauvegardées sous forme de structure IDL. Ce format permet une grande souplesse d'utilisation. Nous avons ainsi généré six jeux de données OFF différents (pas indépendants !). L'ajustement d'un modèle peut donc être effectué sur ces six jeux différents. L'obtention de paramètres identiques dans chaque cas reflète la robustesse du modèle.

Des TP_{τ}^{bu} reproduisant le *build-up* d'isotopes radioactifs de demi-vie $0.01 \text{ jour} < \tau < 10000 \text{ jours}$ ont été générés en série (31 au total, avec un échantillonnage régulier sur une échelle logarithmique). Un ensemble de procédures d'ajustement, basé sur la méthode Levenberg-Marquardt, a également été implémenté. De nombreuses possibilités sont disponibles allant jusqu'à l'ajustement de fonctions non-linéaires de 4 variables indépendantes. Le tout est complété par un jeu de procédure de lissage : moyenne glissante, lissage polynomial et lissage utilisant des *splines*. Grâce à cet outil généraliste notre action s'est orientée selon plusieurs axes :

- définition du modèle : forme analytique, choix des TPs .
- optimisation : définition des TPs utilisés, taille de la fenêtre de lissage des TPs .
- réduction des systématiques, filtrage des données..

Détermination de la forme analytique. Nous avons commencé cette étape par le test systématique des différents traceurs d'activité. Pour ce faire, ils ont tous été utilisés et même combinés dans le cadre de modèles linéaires avec tous les TP_{τ}^{bu} . Le critère de choix est le χ^2 associé au modèle. Un exemple d'ajustement est fourni par la Figure 5.8 pour un modèle linéaire avec Gedsat et le temps. Les données sont représentées en fonction de

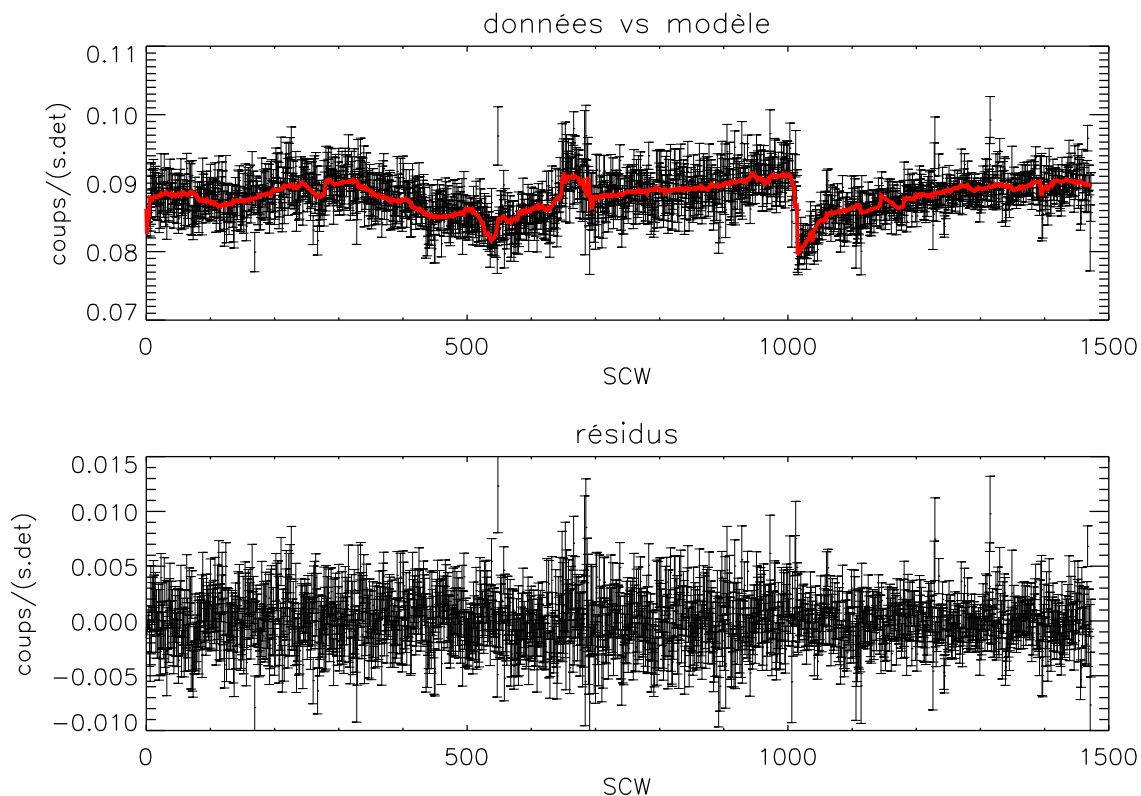


FIG. 5.8: Taux de comptage dans la raie à 511 keV en fonction de la SCW. Le meilleur ajustement, pour un modèle linéaire avec Gedsat et le temps, est tracé en rouge. Le panel inférieur montre les résidus, un χ^2 réduit de 1.15 est obtenu.

la SCW pour une meilleure visibilité. Le Gedsat s'est rapidement imposé comme meilleur traceur d'activité. Dans l'ordre, viennent ensuite l'ACSSAT et le PSAC. Ce dernier est fortement pénalisé par la présence de pics dans son taux de comptage qui ne sont pas visibles à 511 keV (cf. Figure 5.3). Nous avons ensuite cherché quel(s) TP_{τ}^{bu} pouvai(en)t être utilisé(s) pour améliorer notre modèle. Les résultats sont représentés dans la Figure 5.9 dans le cadre d'un modèle linéaire avec Gedsat. Plusieurs conclusions s'imposent :

- pour un modèle linéaire avec Gedsat et un TP_{τ}^{bu} (points bleus), une valeur optimale de τ se situe entre 300 et 400 jours et seule la valeur minimum de τ est contrainte par nos données $\tau \gtrsim 100$ jours.
- un modèle linéaire avec Gedsat et le temps (courbe rose) donne des résultats presque aussi satisfaisants que le modèle précédent. Notons qu'un TP_{τ}^{bu} avec un τ très grand est très similaire à une fonction linéaire avec le temps.
- un modèle quadratique avec Gedsat et le temps (courbe violette) n'apporte pas d'améliorations importantes.

Les tests suivants ont porté sur la complexification des modèles. La combinaison linéaire ou quadratique de plusieurs TP_{τ}^{bu} n'a amené aucune amélioration significative. En conséquence, le modèle adopté pour la raie est un modèle linéaire avec Gedsat et un TP_{τ}^{bu} avec $\tau=352$ jours (noté ci-après $TP_{\tau=352j}$). Cette demi-vie a été choisie d'une part car elle correspond à notre intervalle de confiance et d'autre part car elle est associée au ^{65}Zn .

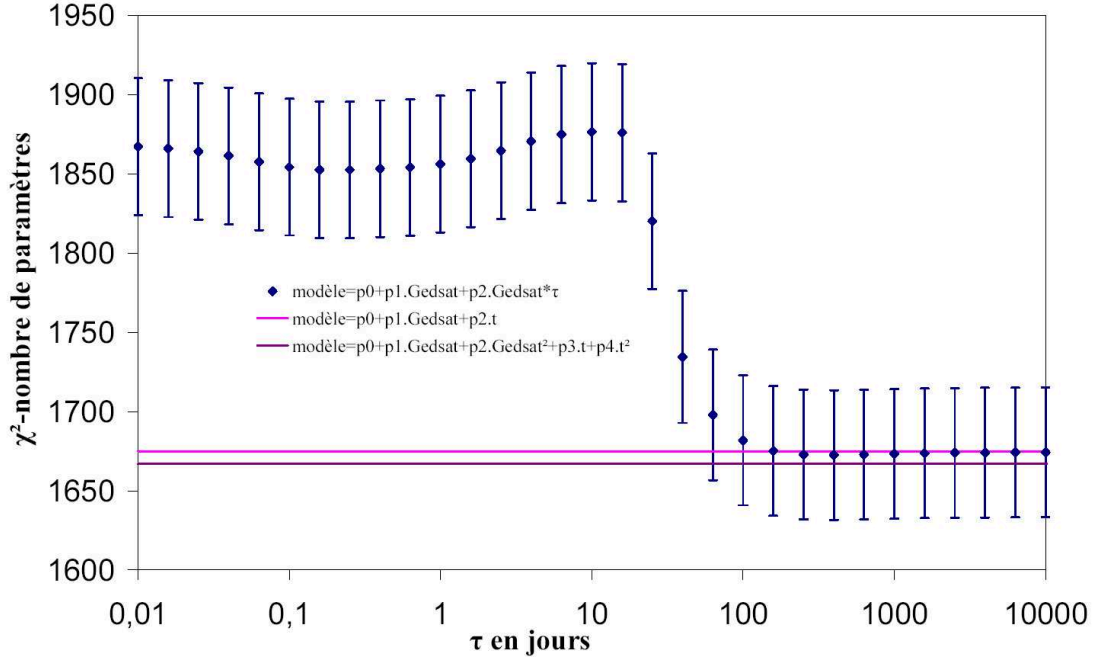


FIG. 5.9: (χ^2 -nombre de paramètres) en fonction de τ et du modèle.

La composante raie de notre modèle est donc désormais donnée par :

$$B_{p,d,e}^{line} = G1_{p,d,e} + G2_{p,d,e} \times S_{p,d} + G3_{p,d,e} \times TP_{\tau=352j} \quad (5.6)$$

avec $G1_{p,d,e}$, $G2_{p,d,e}$ et $G3_{p,d,e}$ des facteurs de normalisation. Le modèle est donc constitué par la somme d'une constante, d'une fonction linéaire avec le Gedsat et d'une fonction linéaire avec $TP_{\tau=352j}$. Nous nous plaçons ici dans le cas le plus général possible en incluant dans notre formalisation une dépendance des facteurs de normalisation avec le pointage (p), le détecteur (d) et l'énergie (e).

Optimisation. La réalisation de tests en série a permis l'optimisation de la taille de la fenêtre de lissage (TFL) sur le continuum et sur Gedsat. On peut voir sur la Figure 5.10 les isocontours du χ^2 obtenus dans le cadre d'un modèle défini par l'Equation 5.6. La méthode de lissage adoptée est ici une simple moyenne glissante. La TFL du continuum est exprimée en nombre de coups dans la bande en énergie considérée (c'est une spécificité du programme effectuant le lissage). Le taux de comptage dans le continuum étant approximativement constant, il y a une relation d'équivalence entre un nombre de coups et un intervalle de temps. L'optimum sur la Figure 5.10 est de 10000 ; dans le cadre de notre analyse cette valeur équivaut à une durée de ~ 20 heures. Pour le Gedsat, les meilleurs résultats sont obtenus sans lissage. Ceci n'est pas surprenant car le Gedsat est destiné à la description de la composante prompt du BDF. Le test de routines de lissage plus évoluées (lissage par *splines* ou polynôme...) n'a apporté aucune amélioration significative.

Nous avons également recherché la présence d'une composante sinusoïdale dans le BDF pouvant reproduire la rotation solaire. L'obtention de résultats peu significatifs nous

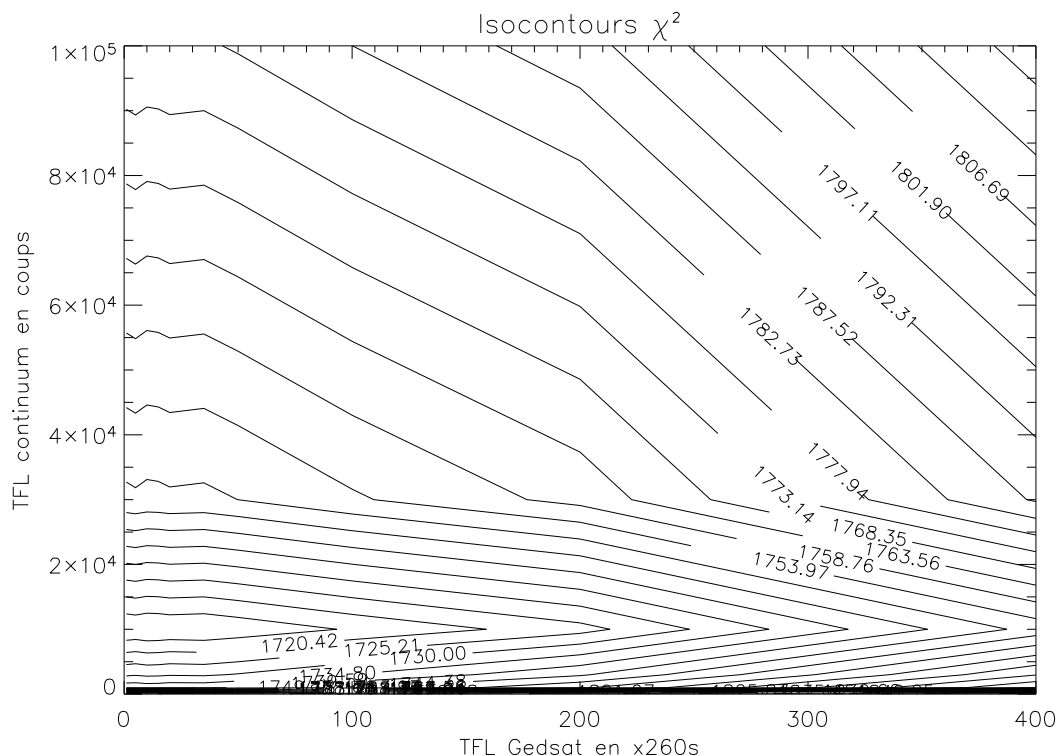


FIG. 5.10: χ^2 du modèle linéaire avec Gedsat et $TP_{\tau=352j}$ en fonction de la TFL du continuum (en coups) et de la TFL du Gedsat (en $\times 260s$).

a conduit à pousser un peu plus notre démarche. La solution est venue des traceurs d'activité. Ils contiennent tous, en réalité, l'information sur la rotation solaire. La Figure 5.11 représente l'autocorrélation du Gedsat en fonction du décalage (*lag* en anglais). On voit clairement la présence de maxima secondaires pour des valeurs du décalage égales à $n \times \sim 600h \simeq 25 \text{ jours}$ (n entier), soit la période de rotation solaire.

Etudes des systématiques. Le *filtrage des données* joue un rôle important dans la réduction des erreurs systématiques. Certains événements, comme le passage dans les ceintures de radiation terrestre par exemple, induisent des variations brutales et non prédictibles du BDF. Nous avons donc inclus, dans la définition de notre base de données, un système de filtrage des données. Il comporte plusieurs paramètres réglables permettant la réjection de SCWs :

- *taux de comptage*. Le taux de comptage total dans les détecteurs HPGe est un très bon indicateur de l'activité de l'environnement spatial. Lorsque ce paramètre est $\gtrsim 50$ coups $s^{-1} \text{ det}^{-1}$, la SCW est rejetée.
- *dead ratio*. Plus les détecteurs comptent, plus le *dead ratio* est bas. Lorsque ce paramètre est $\lesssim 0.85$, la SCW est rejetée.
- *activité solaire*. Les périodes de haute activité solaire, obtenues d'après les données GOES, sont rejetées.
- *taux de comptage des traceurs d'activité*. Les valeurs maximums admises sont respectivement 220 coups s^{-1} pour le Gedsat, 6500 coups s^{-1} pour l'ACSSAT et 8000

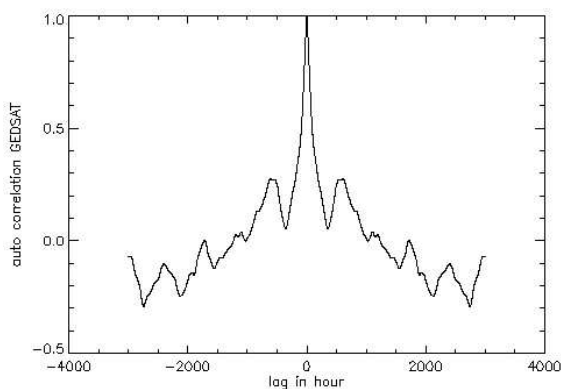


FIG. 5.11: Autocorrélation du Gedsat en fonction du lag .

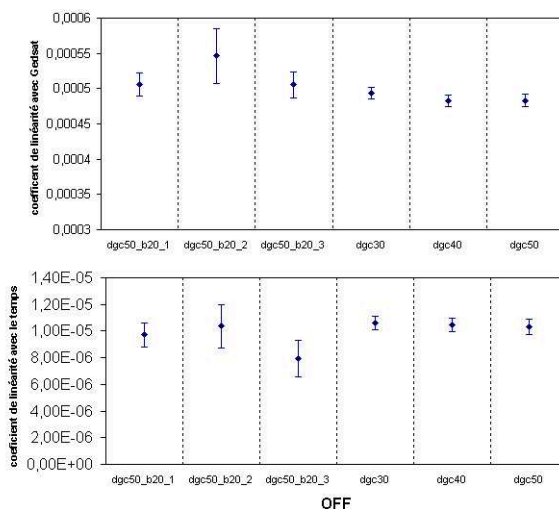


FIG. 5.12: Valeurs des coefficients de linéarité avec Gedsat et $TP_{\tau=352j}$ en fonction du OFF.

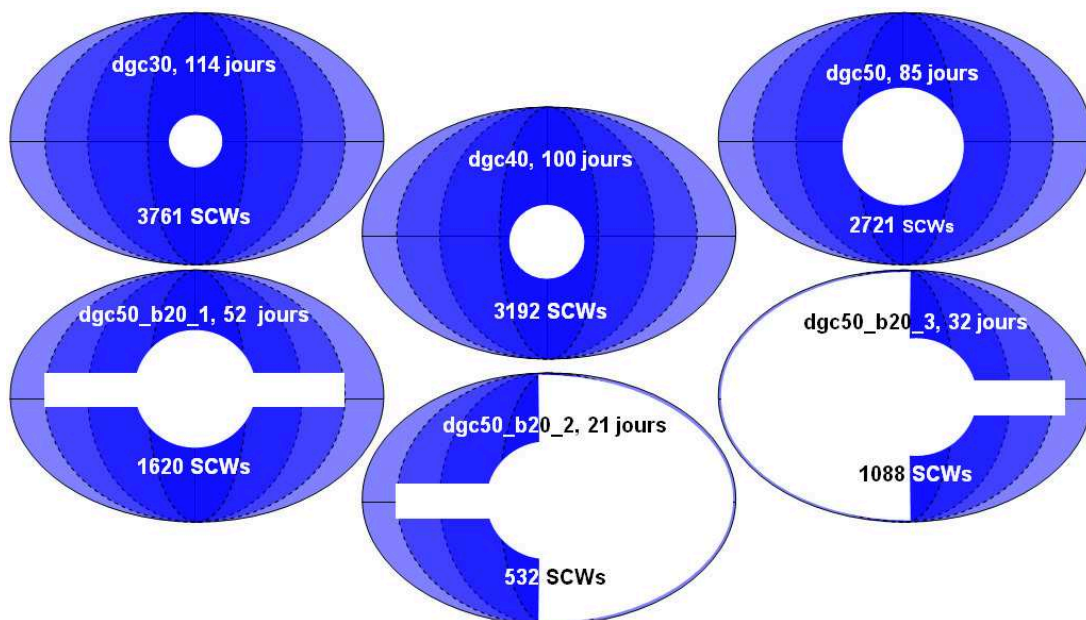


FIG. 5.13: Les différents jeux de données OFF à notre disposition (schématisés dans le plan galactique). Les zones bleues représentent les pointages autorisés pour la constitution du jeu de données. Pour chacun, le nom, la durée totale et le nombre de SCWs sont indiqués.

coups s^{-1} pour le PSAC (valeurs standards qu'il convient d'optimiser en fonction de la période étudiée).

Les résultats du filtrage sont écrits dans un fichier *fits*. Ce fichier peut ensuite être utilisé en entrée de la *pipeline* SPI pour effectuer un filtrage *a priori* des données. Ces dernières sont par la suite vérifiées "manuellement" pour valider le filtrage.

Les différents jeux de données OFF présentés dans la Figure 5.13 sont utilisés pour vérifier la robustesse du modèle. On peut, par exemple, voir sur la Figure 5.12 l'impact du jeu de données OFF sur la détermination des coefficients de linéarité avec Gedsat et $TP_{\tau=352j}$. La stabilité des deux paramètres atteste de la fiabilité du modèle.

L'analyse de la première année de données publiques d'INTEGRAL, utilisant le formalisme décrit ici a été utilisé pour l'analyse morphologique de l'émission à 511 keV galactique par Knödlseider *et al.* [2005].

5.1.3 Conclusions et perspectives

Le modèle de BDF actuel en résumé. Le modèle de BDF actuel est la somme de deux composantes, B^{cont} et B^{line} . B^{cont} est décrite par le taux de comptage dans la bande 523-545 keV lissé avec une moyenne glissante (~ 20 h) pour diminuer les fluctuations statistiques et modulé par le Gedsat pour reproduire les variations courts termes. B^{line} utilise également Gedsat à cet effet, mais les variations sur une longue échelle temporelle sont reproduites par un *build-up* avec $\tau=352$ jours. Malgré des améliorations notables par rapport à la génération de modèles précédente, les systématiques persistent. Donc, lors de l'analyse des données par *model fitting*, le bruit de fond est réajusté pour chaque détecteur lors de l'extraction du spectre d'annihilation. Un facteur de normalisation supplémentaire par révolution est rajouté lors de la détermination de la morphologie de l'émission, il permet d'affiner l'évolution long terme du modèle. Cette approche n'est valable que jusqu'à la révolution 140, date de la défaillance du détecteur 2.

Impact de la mort des détecteurs. Depuis le lancement de SPI, deux de ses dix-neuf détecteurs ont cessé de fonctionner : le détecteur 2 à partir de la révolution 140 et le détecteur 17 à partir de la révolution 215. La défaillance d'un détecteur a des conséquences très importantes sur la topologie du BDF à l'échelle du plan de détection car les événements multiples faisant intervenir le détecteur défaillant ne sont plus pris en compte correctement. Ce point est dramatique au niveau de la raie à 511 keV. En effet, il n'est plus possible de comptabiliser comme tels les événements multiples associés à l'échappement des photons à 511 keV en provenance du détecteur défaillant (décroissance β^+ puis annihilation par exemple). La raie de BDF dans les événements simples, pour les détecteurs environnant le détecteur défaillant, se trouve donc amplifiée. Ce phénomène est très clair sur la Figure 5.14 où on observe une augmentation spectaculaire ($\sim 70\%$) du BDF pour les détecteurs entourant le détecteur 2 (0, 1, 9, 10, 11 et 3) après la révolution 140.

En conséquence, la modélisation du BDF doit désormais être effectuée par périodes où le nombre de détecteurs actifs est stable. A l'heure actuelle, il existe donc trois périodes : révolutions 0→140, révolutions 140→215 et révolutions 215→X.

Notons également un effet de second ordre : la forme de la réponse spectrale pour les

événements simples doit changer pour les détecteurs environnant le détecteur défaillant. La non-détection des photons à 511 keV par le détecteur mort entraîne une augmentation des pics de simple et double échappement. De même, le taux de comptage dans la raie à 511 keV dans les événements multiples, elle, décroît.

Création de nouveaux traceurs d'activité. B^{cont} et B^{line} utilisant une modulation par un traceur d'activité, la création de nouveaux types de traceurs semble être une voie intéressante pour l'amélioration des modèles existants. Nous avons donc généré trois séries de traceurs associés à l'instrument IBIS :

- M3CsI, le taux de comptage des événements ayant une multiplicité supérieure à 3 vus par PICsIT (au moins trois détecteurs impliqués).
- PICsITsat, le taux de comptage des événements saturants PICsIT.
- ISGRICr, le taux de comptage d'ISGRI.

Un des problèmes rencontrés lors de la création des TP^{bu} est l'interpolation du Gedsat lors du passage dans les ceintures de radiations terrestres (car le plan de détection est éteint). L'utilisation des valeurs interpolées introduit des erreurs systématiques. PICsIT étant en permanence actif, M3CsI et PICsITsat pourraient remplacer avantageusement Gedsat dans ce cas précis. Une autre voie à explorer pourrait être l'utilisation de taux de comptage dans certaines raies de BDF. Une nette corrélation existe entre les plus intenses raies du BDF et les différents traceurs d'activités. Bien que limitée par la statistique, l'utilisation directe de leur taux de comptage comme traceur semble donc envisageable.

Meilleures contraintes sur l'évolution long-terme. L'évolution long terme du BDF est actuellement mal contrainte. Cette tendance devrait disparaître avec le traitement des données suivant les révolutions 130-140. On observe sur la Figure 5.14 une claire augmentation de la dérive temporelle du BDF à partir de cette date. Plusieurs causes sont probables : effets secondaires du violent sursaut solaire survenu pendant les révolutions 126-129, défaillance du détecteur 2 ou augmentation lente de l'activité solaire... L'amélioration des conditions statistiques, associée à cette nouvelle tendance, devrait permettre une bien meilleure modélisation de l'évolution temporelle du BDF sur de longues échelles temporelles.

5.2 Analyse morphologique

Deux approches complémentaires sont utilisées pour contraindre la morphologie de la distribution spatiale de l'émission à 511 keV galactique. Le *model fitting* (cf. §5.2.2) permet de tester la vraisemblance d'une carte du ciel au regard des données en notre possession. Cette méthode est donc basée sur des *a priori* dont elle quantifie la véracité. Elle est également utilisée pour la validation des modèles de BDF (cf. §5.1.2.2). Au contraire, une seconde approche permet de simplement déconvoluer les données en utilisant la réponse de l'instrument et un modèle de BDF (cf. §5.2.3). Cette étape n'est donc possible qu'après la validation du BDF.

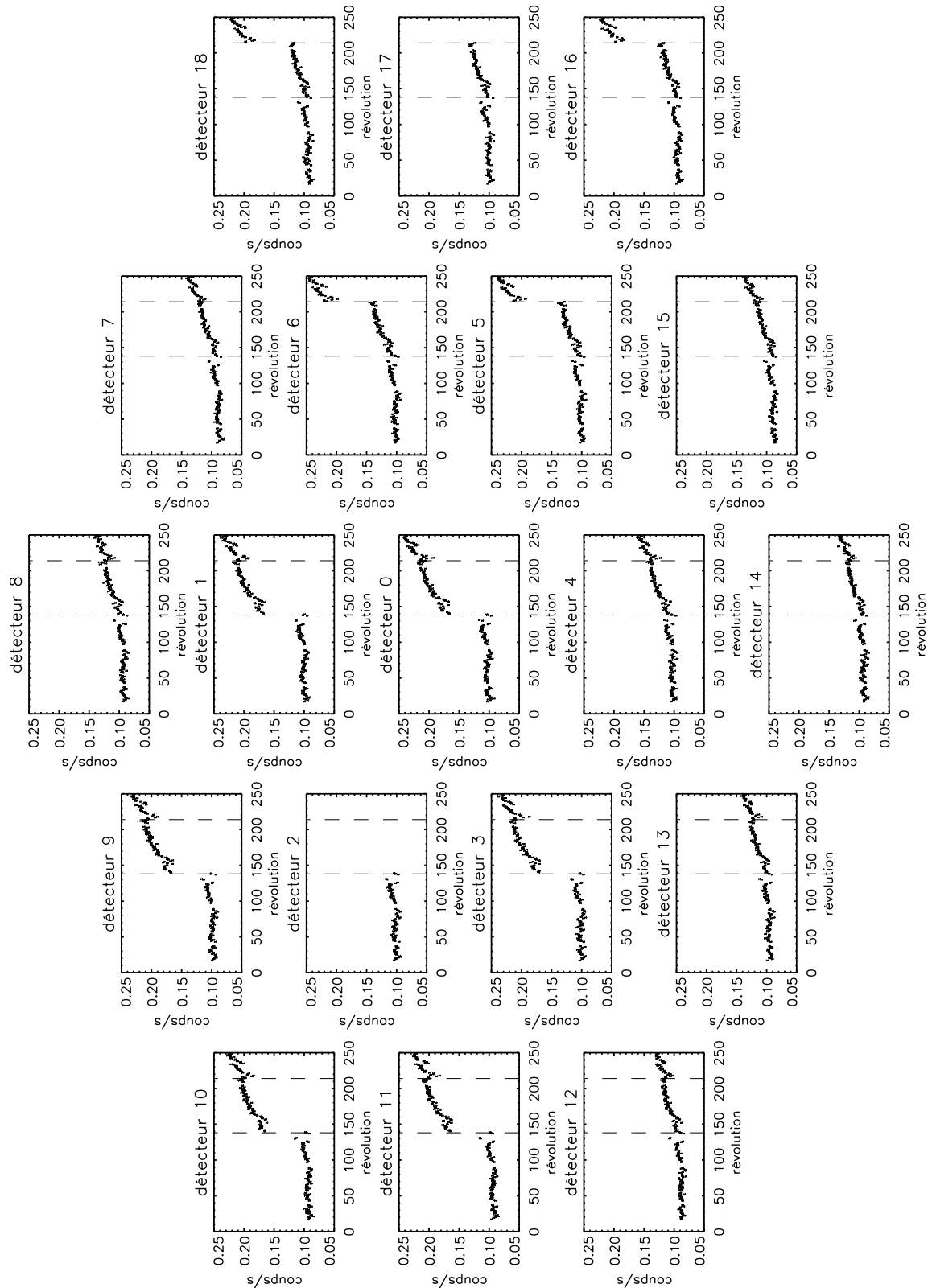


FIG. 5.14: Taux de comptage dans la raie à 511 keV en fonction du numéro de révolution pour les évènements simples. Les lignes verticales en pointillés matérialisent la défaillance des détecteurs 2 et 17 lors des révolutions 140 et 215.

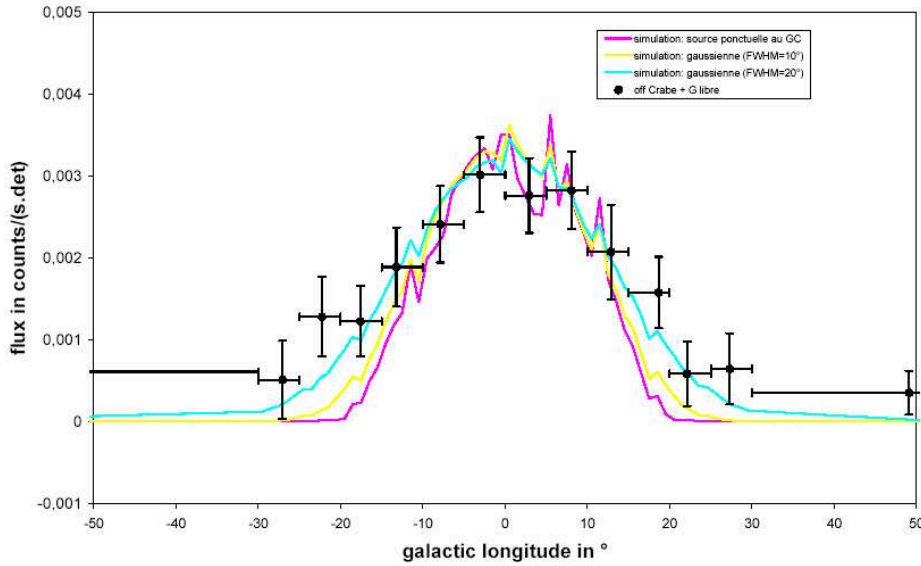


FIG. 5.15: Profil en longitude du flux à 511 keV en utilisant l'observation du Crabe comme OFF comparé aux profils simulés pour une source ponctuelle placée au centre galactique et pour une émission gaussienne symétrique par rapport au centre galactique.

5.2.1 Profil en longitude et latitude

L'outil de création de profils en longitude, créé pour l'étude du BDF, peut également être utilisé à des fins scientifiques pour contraindre la morphologie de l'émission. Cependant, SPI ayant un champ de vue entièrement codé du même ordre de grandeur que la taille de la source ($\sim 16^\circ$ (FWHM)), les profils obtenus ne sont pas contraignants au regard de la morphologie attendue. En effet, la projection selon l'axe longitudinal galactique supprime une grande partie de l'information sur la distribution spatiale du signal. La Figure 5.15 illustre ce phénomène lors du traitement des données du GCDE 1. Les structures fines dans les profils simulés sont un effet de projection sur l'axe longitudinal galactique, elles découlent de la non uniformité de l'exposition dans le repère (l,b). Ce type d'analyse donnerait des résultats contraignants si l'étendue de l'émission dépassait $\sim 30^\circ$ (FWHM).

Une approche similaire a tout de même permis de contraindre l'émission du disque galactique [Teegarden *et al.*, 2005]. Des limites supérieures (niveau de confiance=90%) en flux à 511 keV comprises entre $3.9 \times 10^{-4} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ et $5 \times 10^{-3} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ sont déduites en fonction de la géométrie du disque.

5.2.2 Model fitting

Littéralement "*model fitting*" signifie "*ajustement du modèle*". Cette approche permet de quantifier la vraisemblance d'une distribution spatiale (*model*) à partir d'un jeu de données et de la réponse d'un instrument. Pour un groupe d'observations donné, en convoluant cette distribution spatiale avec la réponse de SPI, on calcule un jeu de données prédit. Ce dernier est bien sûr fonction du flux et de la forme de la distribution spatiale. En ajustant le jeu de donnée prédit au jeu de donnée observé (*fitting*), on obtient un flux optimum.

L'ajustement est effectué en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance ; à chaque distribution spatiale, il est donc possible d'associer une valeur du *maximum log likelihood ratio*. Le logiciel *spi_obs_fit*, développé par Jürgen Knödlseeder au CESR, utilise ce procédé pour le traitement des données SPI [Knödlseeder *et al.*, 2005]. Il permet d'ajuster aux données une ou plusieurs cartes du ciel ; dans chaque cas le flux associé à chaque carte est retourné avec un niveau de confiance (déterminé en utilisant le *maximum likelihood ratio test*). En supposant un bruit Poissonien pour les évènements n_i dans chaque *bin* de l'espace des données, l'algorithme maximise le *log likelihood* :

$$\ln L = \sum_{i=1}^n n_i \ln e_i - e_i - \ln n_i! \quad (5.7)$$

avec $e_i = \sum_k \alpha_k s_i^k + B_i(\beta)$ le nombre de coups prédit dans *bin* i de l'espace des données, $s_i^k = \sum_{j=1}^M f_j^k R_{ij}$ la distribution spatiale f_j^k transposée dans l'espace des données en utilisant la matrice de réponse de l'instrument R_{ij} , $B_i(\beta)$ le modèle de BDF et α_k et β des facteurs de normalisation pour la distribution spatiale et le modèle de BDF ajustés pendant le fit. Le *maximum likelihood ratio* $\text{MLR} = -2(\ln L_0 - \ln L_1)$ est calculé à partir de deux hypothèses : L_0 et L_1 . Pour l'hypothèse L_0 , les α_k sont bloqués à 0 tandis les β peuvent varier (on calcule la vraisemblance de l'absence de signal). Pour L_1 , tous les paramètres α_k et β sont libres. Lorsque l'ajustement de L_1 est de bonne qualité, le MLR suit une distribution χ_p^2 avec p le nombre de α_k fixés dans l'hypothèse L_0 . Pour comparer la vraisemblance de deux distributions spatiales, on utilise le *reduced maximum log likelihood ratio* $\text{RMLR} = \text{MLR} - \text{DOF}$, avec DOF le nombre de paramètres libres lors de l'ajustement. Il n'est pas possible de convertir de manière rigoureuse un ΔRMLR en niveau de confiance. Seule une approche de type bayésienne permettrait de comparer des modèles spatiaux de manière stricte. Cependant, une analyse utilisant des modèles spatiaux similaires à ceux utilisés ici, conduite lors du traitement des données COMPTEL par Knödlseeder [1997], montre que les deux méthodes "bayésienne" et "maximum de vraisemblance" aboutissent à des résultats quasi-similaires. Dès lors, on peut considérer, en première approximation, que le ΔRMLR suit une distribution χ^2 . On peut donc convertir un ΔRMLR en niveau de confiance en prenant simplement sa racine carrée.

Différentes méthodes d'ajustement sont disponibles pour les paramètres β liés au BDF :

- ajustement de 1 paramètre global (option GLOBAL).
- ajustement de 1 paramètre pour chaque détecteur (option DETE). On optimise ainsi la topographie du BDF sur le plan de détection.
- ajustement de 1 paramètre pour chaque intervalle d'étude en énergie (option EBIN) pour l'optimisation de la forme spectrale du BDF.
- ajustement de 1 paramètre pour chaque orbite ou chaque pointage (options ORBIT, POINT). Il s'agit dans ce cas d'appliquer des corrections temporelles plus ou moins fines au BDF.

Le *model fitting* est un outil puissant pour l'analyse des données. Il est utilisé pour valider les modèles de BDF (cf. §5.1.2.2) et éventuellement pour leur apporter des corrections fines (via le(s) paramètre(s) β). Il permet surtout, dans le cadre de notre étude, de caractériser la morphologie de la distribution spatiale de l'émission à 511 keV galactique.

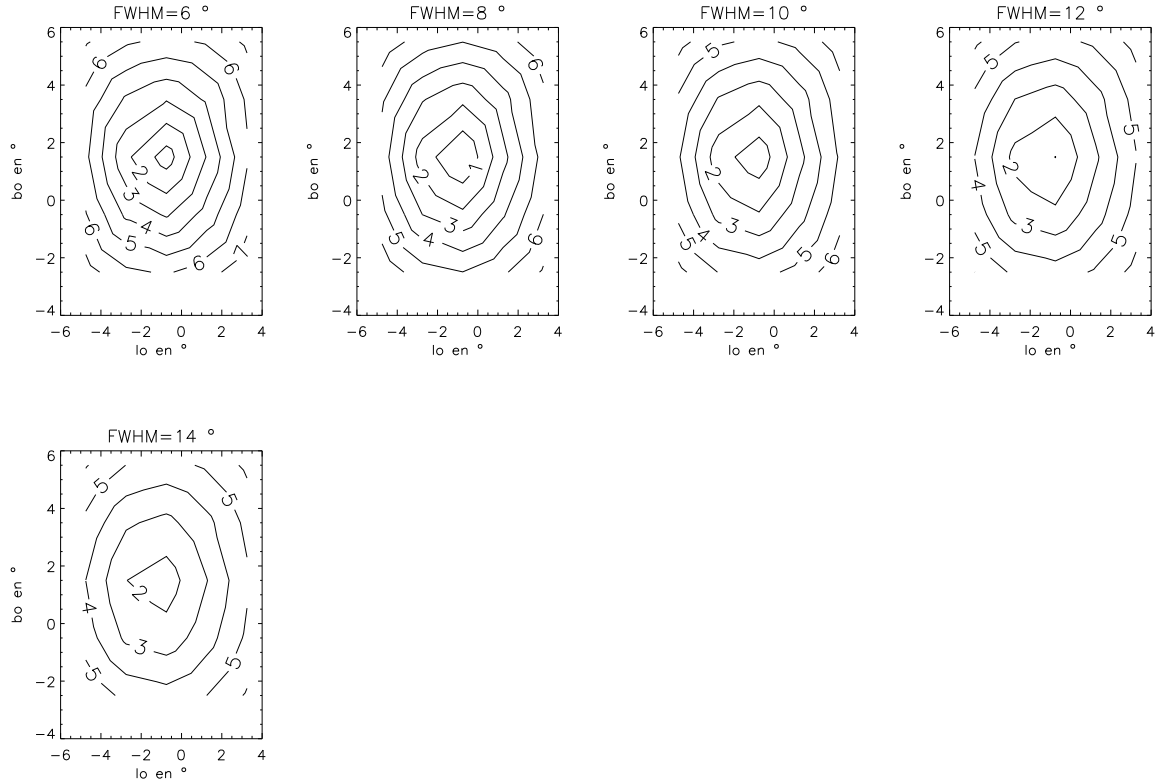


FIG. 5.16: Vraisemblance d'une distribution gaussienne en fonction de sa FWHM et de la position de son centre. Chaque contour indique un niveau de confiance de 1σ .

5.2.2.1 Caractérisation de l'étendue de l'émission à 511 keV galactique

Nous supposons dans ce paragraphe que la distribution spatiale de la raie à 511 keV suit une gaussienne bidimensionnelle dans le repère (l,b). Ce modèle spatial simple permet de quantifier rapidement l'intensité, l'étendue et la disymétrie de l'émission à 511 keV galactique ; il est, en outre, cohérent avec les résultats obtenus au §5.2.2.2.

Nous décrivons ici, dans un premier temps, les méthodes utilisées pour la caractérisation morphologique de la raie d'annihilation, puis, nous résumons l'évolution des résultats obtenus au grès de l'analyse.

Cette étude étant centrée sur l'aspect morphologique, une seule bande en énergie est utilisée : 507.5-514.5 keV. Les flux obtenus sont renormalisés *a posteriori* connaissant la largeur de la raie d'annihilation. L'objectif de cette première analyse morphologique est d'obtenir deux informations principales : la FWHM (Δl et Δb) et le centroïde (l_0 et b_0) de la gaussienne modélisant l'émission à 511 keV galactique. Le protocole utilisé est simple : le test par *model fitting* de "toutes" les FWHMs et "tous" les centroïdes. En comparant les RMLRs obtenus pour chaque modèle spatial, on déduit les caractéristiques du meilleur modèle avec les barres d'erreurs associées. La Figure 5.16 résume les résultats obtenus lors du traitement des données du GCDE 1. Les petites et grandes FWHMs (resp. 2.5° et 18°) sont clairement défavorisées. On déduit de ces figures que, dans l'hypothèse

paramètre\période	1	2	3
l_0	$-1^\circ \pm 1.3^\circ$	$-1^\circ \pm 0.7^\circ$	$-0.6^\circ \pm 0.3^\circ$
b_0	$1.4^\circ \pm 1.3^\circ$	$0.3^\circ \pm 0.7^\circ$	$0.1^\circ \pm 0.3^\circ$
Δl (FWHM)	9^{+7}_{-3}	8^{+3}_{-2}	$8.1^\circ \pm 0.9^\circ$
Δb (FWHM)	9^{+7}_{-3}	8^{+3}_{-2}	$7.2^\circ \pm 0.9^\circ$
flux (10^{-3} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$)	$0.99^{+0.47}_{-0.21}$	$0.96^{+0.21}_{-0.14}$	1.09 ± 0.04

TAB. 5.2: Evolution des caractéristiques morphologiques de l’émission à 511 keV galactique lors de l’analyse de la première année de données SPI. Les périodes sont définies dans le Tableau 5.1.2.

ou l’émission à 511 keV suit une distribution gaussienne, sa FWHM est 9^{+7}_{-3} avec $l_0 = -1^\circ \pm 1.3^\circ$ et $b_0 = 1.4^\circ \pm 1.3^\circ$. Les résultats obtenus pour les deux périodes d’analyse suivantes sont disponibles dans le Tableau 5.2.2.1.

L’exécution de *spi_obs_fit* dure entre 30 min et 2 h sur le serveur à notre disposition. La durée dépend bien sûr de la charge de la machine et du nombre de paramètres libres. Une fois de plus, l’automatisation et la parallélisation de l’exécution des logiciels ont joué un rôle primordial (~ 1300 exécutions ont été nécessaires pour générer la Figure 5.17).

L’impact des erreurs systématiques est estimé en utilisant la même méthodologie. La Figure 5.17 (partie supérieure) montre les résultats obtenus pour une FWHM = 8° avec quatre modèles de BDF différents lors du traitement du GCDE 1. Chaque modèle de BDF est issu d’une combinaison singulière entre une observation OFF et une définition des bandes adjacentes en énergie (cf. §5.1.2.1 pour une description du modèle de BDF utilisé lors du traitement du GCDE 1). La position du maximum de l’émission n’est pas affectée significativement ($< 1\sigma$) par l’utilisation d’un des quatre modèles de BDF. La même conclusion est obtenue lors de l’utilisation de quatre jeux de données ON différents (cf. Figure 5.17, partie inférieure). Les jeux de données sont obtenus en sélectionnant des séries de pointages différentes ; seuls *data set 2* et *data set 4* sont totalement indépendants. La stabilité des résultats obtenus sur le plan morphologique, quel que soit le modèle de BDF ou le jeu de données ON utilisé, a permis la validation de l’analyse du GCDE 1.

L’essence des résultats finaux, tant sur le plan morphologique que spectroscopique, est dérivée du couple [modèle de BDF, jeu de données ON]. L’étude des erreurs systématiques qui lui sont associées, constitue un point clé dans l’obtention des résultats fiables et maîtrisés. En conséquence, des tests similaires à ceux décrits précédemment, ont été effectués tout au long de l’analyse de données.

5.2.2.2 Détermination de la distribution spatiale de l’émission à 511 keV galactique

Après une détermination morphologique “grossière” (cf. §5.2.2.1), nous allons maintenant affiner nos conclusions en utilisant des modèles spatiaux plus complexes et réalistes.

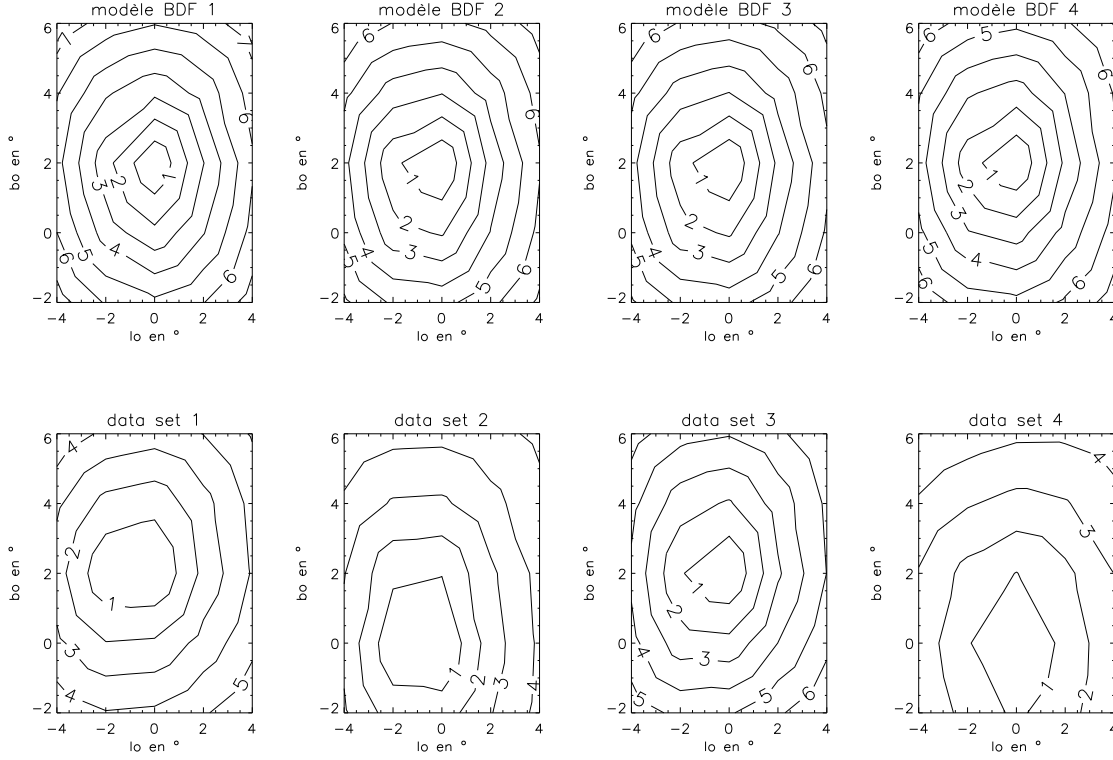


FIG. 5.17: Vraisemblance d'une distribution spatiale gaussienne symétrique de FWHM 8° en fonction de la position de son centre dans le repère (l,b). Les quatre graphiques supérieurs ont été obtenus avec des modèles de BDF différents, les quatre inférieurs avec des jeux de données indépendants (cf. texte pour des précisions). Chaque contour indique un niveau de confiance de 1σ .

On peut les répartir en deux catégories : les modèles “réels” (issus de carte du ciel à d'autres longueurs d'onde) et les modèles purement paramétriques (issus de la modélisation 3D de la distribution spatiale des sources dans notre Galaxie). Seuls les meilleurs modèles paramétriques sont décrits ici, pour une revue plus détaillée, se référer à Knödlseider *et al.* [2005] dont le formalisme est conservé. Les résultats obtenus sont résumés dans la Figure 5.18, la description analytique des modèles est disponible dans l'Annexe C.

Le modèle E3 décrit le bulbe stellaire, avec un RMLR=464.9, il explique aussi bien l'émission observée qu'une distribution spatiale gaussienne (RMLR=462.2). Le modèle G0', décrivant lui aussi le bulbe stellaire, donne un RMLR équivalent de 462.5. Cette valeur est obtenue après ajustement du rayon d'échelle R_0 à 0.52 kpc et la hauteur d'échelle z_0 à 0.45 (cf. Annexe C pour la forme analytique). Le modèle H', constituant une description paramétrique du halo stellaire, aboutit à un RMLR de 468.4. Finalement, un RMLR de 469.0 est obtenu avec un modèle composé de “deux coquilles” concentriques (ou *shell*) avec des rayons [intérieur,extérieur] respectifs de [0 kpc,0.5 kpc] et [0.5 kpc,1.5 kpc]. Avec cette dernière approche, aucun flux n'est détecté pour des distances au centre galactique >1.5 kpc.

Lorsque l'on ajoute un disque galactique à l'un des bulbes/halos précédents, on obtient

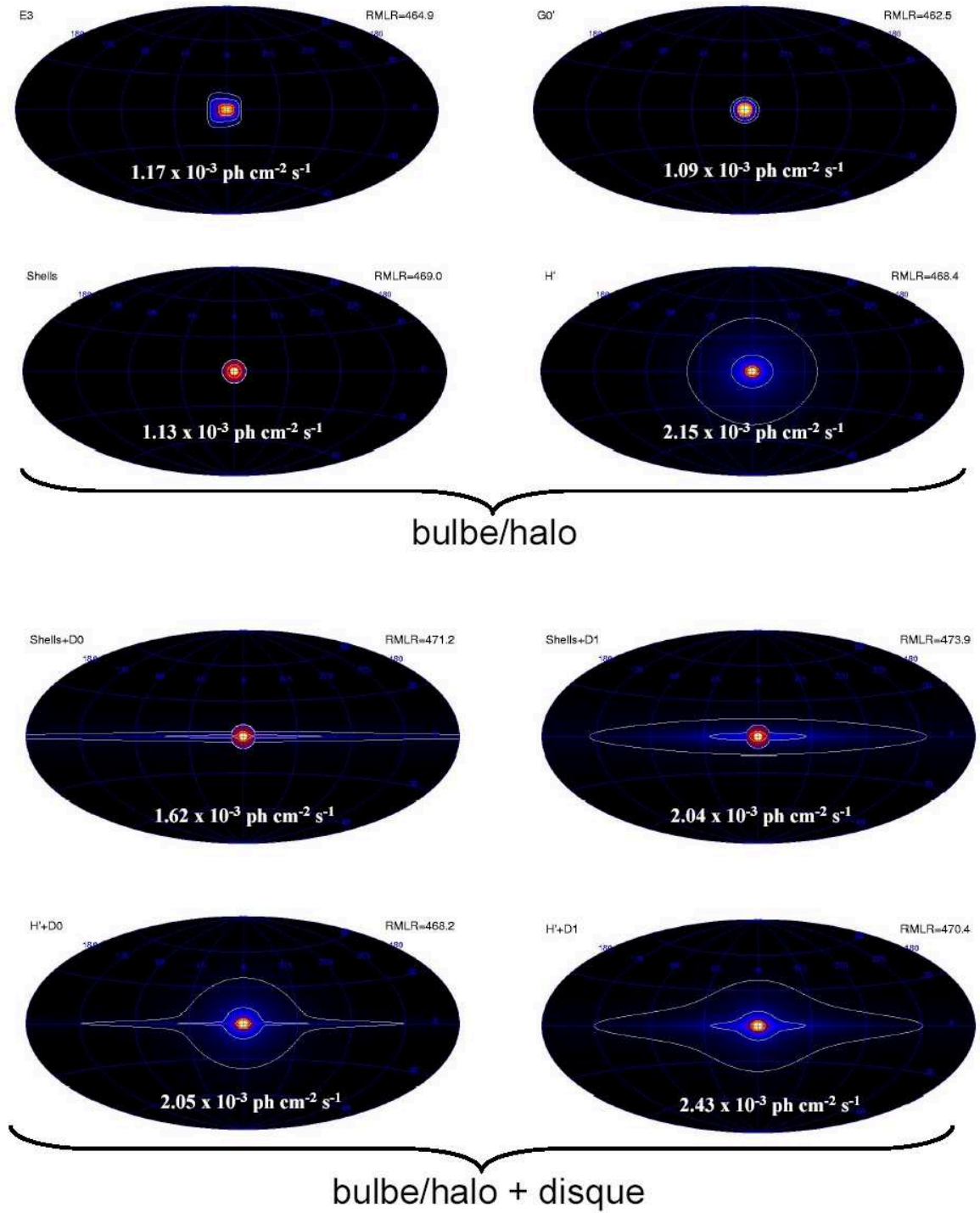


FIG. 5.18: Les meilleurs modèles obtenus par *model fitting*. Deux sous-catégories sont présentées : les modèles contenant une composante bulbe ou/et halo et les modèles contenant une composante bulbe ou/et halo plus une composante disque.

dans tous les cas une amélioration du RMLR. Deux modèles de disque paramétriques ont été testés. D0 est un traceur de la population stellaire jeune et D1 de la population stellaire vieille. Le niveau de confiance associé au disque est dans chaque cas $\sim 3-4\sigma$ (déterminé en divisant le flux dans le disque issu du *model fitting* par son erreur). Malgré une détection certaine, cette significativité n'autorise aucune conclusion précise sur sa morphologie. Un *bulge to disk ratio* (B/D) en flux de 1-3 et un *halo to disk* en flux de 2-4 sont déduits.

Seuls les meilleurs modèles sont présentés ici, tous obtiennent des RMLR compris entre 462 et 474. Pour information, il est courant d'obtenir un RMLR <400 pour un mauvais modèle. Parmi nos meilleurs modèles, un Δ RMLR maximum de 12 est observé. Cela signifie que le meilleur modèle (Shells+D1) est plus représentatif de nos données par rapport au modèle G0' avec un niveau de confiance de 3.5σ . Le disque galactique étant détecté systématiquement à $\sim 3-4\sigma$ lorsqu'on l'ajoute à un bulbe ou un halo, l'absence de disque dans G0' explique le RMLR supérieur de Shells+D1 en comparaison de celui associé à G0'.

En observant tous les modèles ajustés dans la Figure 5.18, on voit que le flux à 511 keV est compris entre 1.1 et $2.4 \cdot 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$. Les incertitudes sur le flux sont une conséquence de la propagation des incertitudes sur la morphologie. Par exemple, nos données sont aussi bien expliquées par un bulbe qu'un halo stellaire. Pourtant, on déduit du halo un flux intégré sur la voute céleste environ deux fois supérieur à celui du bulbe. Nos données ne sont contraignantes que dans la partie centrale de l'émission, le halo étant beaucoup plus étendu (mais mal contraint), il induit un flux intégré plus important.

La contribution des sources ponctuelles à l'émission observée par SPI a également été estimée. La résolution angulaire de SPI étant $\sim 3^\circ$, il lui est difficile de différencier plusieurs sources ponctuelles d'une émission intrinsèquement diffuse. Le logiciel SPIROS, spécialisé dans l'imagerie et l'extraction spectrale des sources ponctuelles, a permis de déduire les positions des sources ponctuelles privilégiées par nos données. En testant ces positions par *model fitting*, il apparaît qu'une combinaison d'au moins huit sources ponctuelles est nécessaire pour obtenir un RMLR satisfaisant. Pour compléter cette approche, le flux en provenance d'une série de sources potentielles de positrons a été recherché. Elle contient des trous noirs, des microquasars, des binaires X de grande et petite masse, des restes de supernovae, des blazars, des quasars, des régions de formation stellaire (Cygne, Vela, LMC)... Des limites supérieures allant jusqu'à $\sim 1 \cdot 10^{-4}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ (3σ) sont déduites [Knödlseeder *et al.*, 2005]. Une analyse similaire, incluant seulement les données du GCDE 1 et 2, a été conduite avec l'instrument IBIS (cf. Annexe A). Elle aboutit à des limites supérieures de $\sim 2.3 \cdot 10^{-4}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ (2σ).

5.2.3 Déconvolution des images

La déconvolution des images est l'autre moyen de contraindre la morphologie de l'émission à 511 keV galactique. Elle est effectuée en utilisant l'algorithme Richardson-Lucy (RL, Richardson [1972]; Lucy [1974]). Cet algorithme, largement utilisé en astronomie γ , a fait ses preuves lors du traitement des données CGRO. Il a notamment permis l'établissement des cartes du ciel à 1809 keV [Knödlseeder *et al.*, 1999b] et à 511 keV [Milne *et al.*, 2002a].

Le logiciel *spi_obs_mrem*, développé au CESR par Jurgen Knödlseeder, utilise une version accélérée de l'algorithme [Kaufman, 1987] qui reconstruit l'intensité dans la carte

du ciel de manière itérative. Le modèle de BDF décrit au §5.1.2.3, optimisé par *model fitting* en utilisant l’option ORBIT-DETE, est utilisé en entrée de *spi_obs_mrem*. Le bruit dans l’image est réduit à une valeur acceptable en effectuant un lissage avec une moyenne glissante de $5^\circ \times 5^\circ$.

La Figure 5.19 représente l’image obtenue en fonction de l’itération. Les images obtenues lors des premières itérations sont simplement le reflet de l’exposition lors de l’analyse de la période 3. A partir de l’itération 10, une structure globale commence à ressortir. Ensuite, au grès des itérations, de plus en plus de structures fines apparaissent. La significativité totale du signal est $\sim 25\sigma$ lors de l’analyse morphologique ; elle découle de l’utilisation de l’option ORBIT-DETE. Pour comparaison, $\sim 50\sigma$ sont obtenus pour l’analyse spectrale utilisant seulement l’option DETE (car il y a moins de paramètres libres lors de l’ajustement). Il est donc clair que toutes les structures visibles pour l’itération 100 ne sont pas significatives, on parle d’*over fitting* (sur-ajustement ou ajustement du bruit). La question qui se pose alors est le choix de l’itération. Le *log likelihood ratio* associé à chaque image est représenté dans la Figure 5.20. La bande horizontale bleue correspond aux meilleures valeurs issues du *model fitting*. Il est naturel de penser que l’obtention d’un MLR supérieur lors de l’utilisation de MREM relève de la “sur-interprétation des données”. En conséquence, l’itération 17 semble être la plus représentative de nos données. En ajustant des gaussiennes bi-dimensionnelles aux images, on obtient des contraintes sur l’étendue et la localisation de l’émission (cf. Figures 5.22 et 5.23). Le position du maximum de l’émission (l_0 et b_0) est légèrement décalée, on obtient des valeurs totalement compatibles avec celles issues du *model fitting* : $l_0 = -0.25$ et $b_0 = 0$. Il en est de même pour Δl et Δb , des valeurs comprises entre 7 et 8° sont déterminées. Pour finir, le flux total contenu dans la carte est de $1.4 \cdot 10^{-3} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Au delà des nombres, les caractéristiques morphologiques déduites ici sont identiques à celles obtenues par *model fitting*. L’émission est sans conteste dominée par le bulbe, avec une étendue spatiale identique. Le disque galactique n’apparaît pas sur l’image choisie. On peut seulement remarquer qu’à partir de l’itération 25 on commence à le discerner. Il ne faut cependant pas faire de conclusions prématurées, le disque étant une des régions de la Galaxie les plus exposées, elle est aussi la plus sujette aux effets de sur-ajustement. La significativité du disque obtenue par *model fitting* étant de $\sim 4\sigma$, le résultat actuel est tout à fait consistant.

5.3 Analyse spectrale

Après avoir analysé la morphologie de la raie d’annihilation galactique, nous allons maintenant en extraire le spectre en énergie. Nous détaillons ici les résultats obtenus dans le cadre du traitement du GCDE 1 et du GCDE 2 (période 2, Lonjou *et al.* [2004b]). L’extraction du spectre issu de la première année de données publiques (période 3) est en cours, nous en présenterons seulement les résultats préliminaires en fin de paragraphe.

L’extraction spectrale est basée sur le *model fitting*, non plus dans une seule bande en énergie, mais dans une série de bandes fines autour de 511 keV. Le flux obtenu dans chaque bande en fonction de l’énergie constitue alors le spectre. L’approche pour la modélisation du BDF reste celle décrite dans le §5.1.2.3, cependant la dépendance en énergie (l’indice e

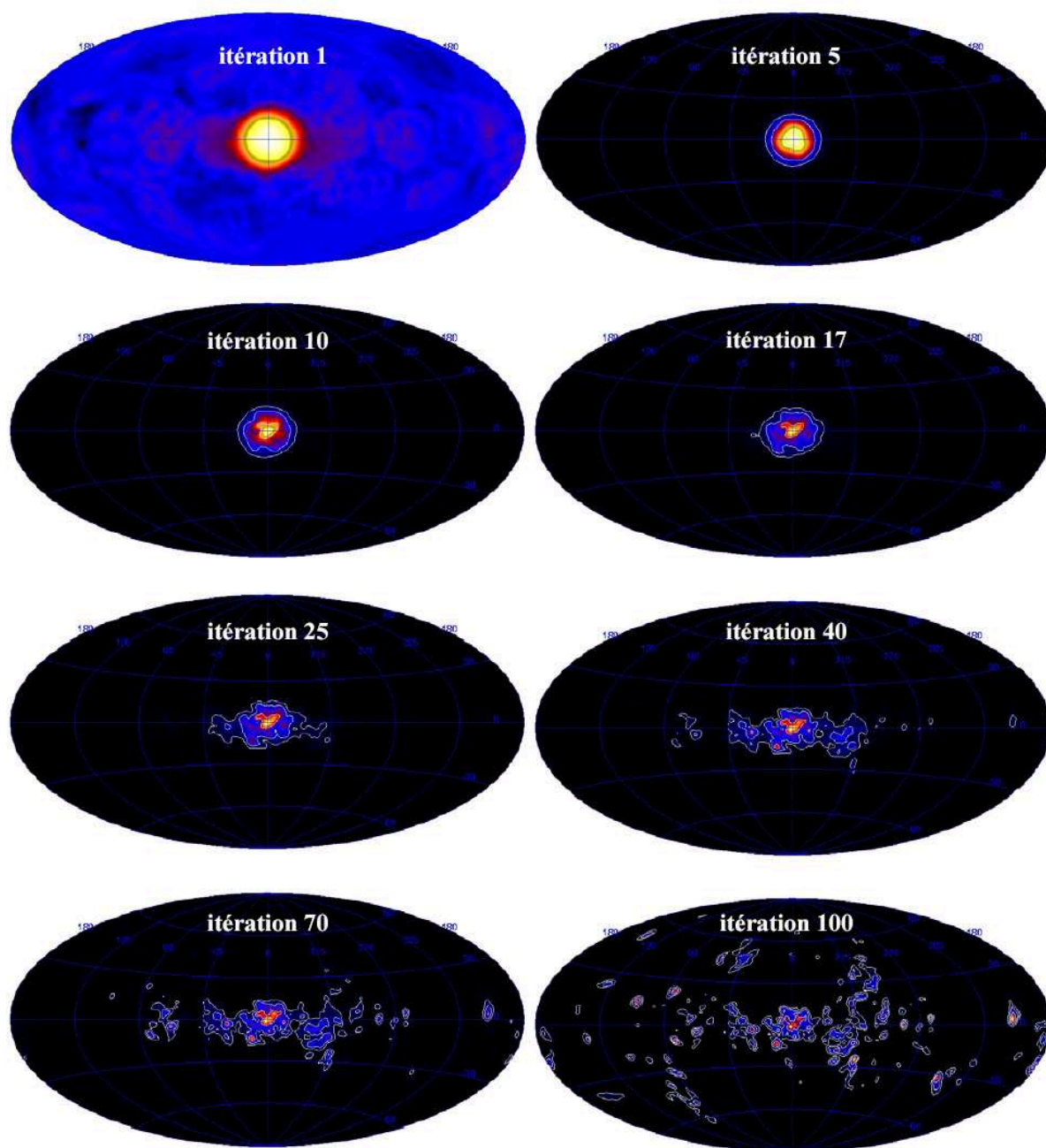


FIG. 5.19: Images obtenues par RL en fonction de l'itération.

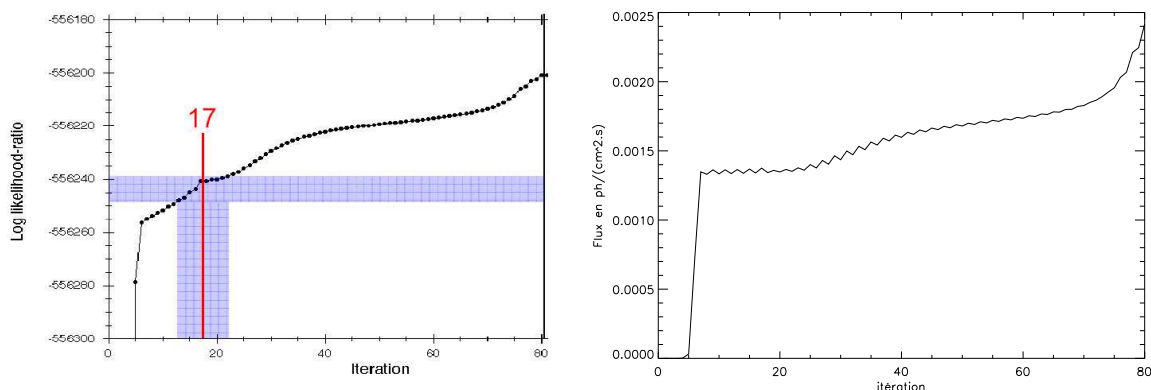


FIG. 5.20: *Log likelihood ratio* associé aux FIG. 5.21: Flux calculé à partir des images obtenues par RL en fonction de l'itération.

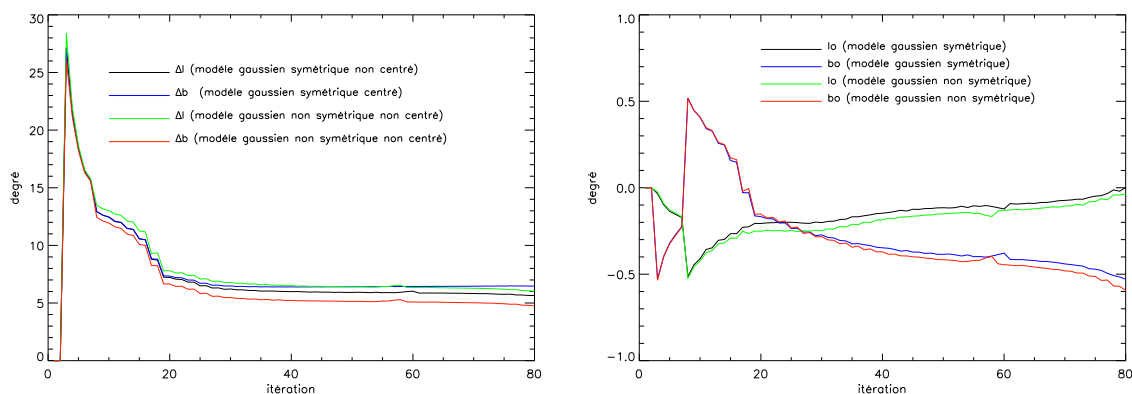


FIG. 5.22: Δl et Δb ajustés sur les images FIG. 5.23: l_0 et b_0 ajustés sur les images obtenues par RL en fonction de l'itération.

de chaque composante du modèle) est désormais indispensable.

Faire une hypothèse sur la distribution spatiale est indispensable à la réalisation de *model fitting* ; or, des incertitudes demeurent concernant celle de la raie à 511 keV. Une étape cruciale est donc la propagation de l'incertitude sur la distribution spatiale sur le spectre d'annihilation. Pour ce faire, nous considérons par la suite que la distribution spatiale est une Gaussienne symétrique centrée au centre galactique, seul l'impact de sa FWHM sur le spectre sera étudié. Cette hypothèse revient en fait à modéliser les incertitudes sur la distribution spatiale par la seule variation de la FWHM de la Gaussienne. Elle est justifiée par des tests préalables ayant montré que, pour tous nos meilleurs modèles, aucun changement significatif sur la forme de la raie n'est observé.

L'extraction spectrale s'effectue entre 498 et 524 keV par tranche de 1 keV, ce *binning* représente un bon compromis entre la résolution de l'instrument et les conditions statistiques. Elle a été effectuée pour des distributions spatiales ayant une $4^\circ < \text{FWHM} < 26^\circ$. La Figure 5.24 représente le spectre obtenu pour une $\text{FWHM} = 8^\circ$. Tous les spectres obtenus ont été ajustés avec une gaussienne et différentes formes pour le continuum. La Figure 5.25 résume les résultats obtenus. On constate tout d'abord que le seul paramètre présentant une forte dépendance avec la taille de la distribution spatiale, est le flux. Ce phénomène

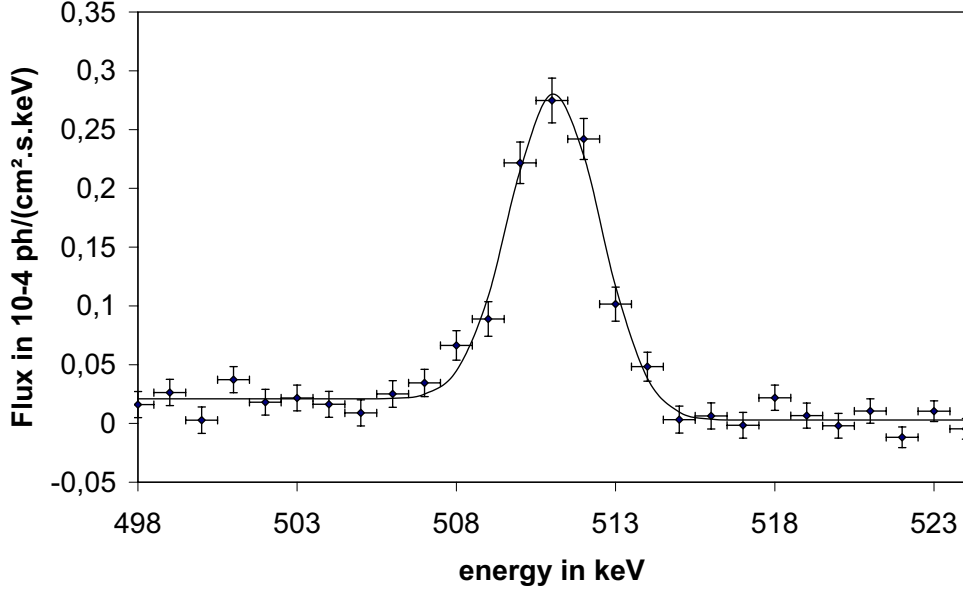


FIG. 5.24: La raie d'annihilation obtenue lors du traitement du GCDE1+GCDE2 en supposant une distribution spatiale gaussienne avec une FWHM de 8° .

n'est pas surprenant : le flux à 511 keV dans la Galaxie est estimé seulement dans une partie de celle-ci (liée à l'exposition) ; s'ensuit une extrapolation pour l'obtention du flux intégré dans toute la Galaxie. Ce faisant, on obtient donc nécessairement un flux intégré fortement dépendant de notre hypothèse sur la distribution spatiale (plus elle est étendue, plus le flux extrapolé est important). Les caractéristiques de la raie d'annihilation sont obtenues pour le spectre associé à notre meilleur modèle spatial (ici une Gaussienne avec une $\text{FWHM}=8^\circ$). Les incertitudes sont déterminées en combinant les incertitudes statistiques et les incertitudes sur la distribution spatiale ($\text{FWHM}=8^{+3}_{-2}^\circ$ avec un niveau de confiance à 2σ pour cette analyse [Weidenspointner *et al.*, 2004]). La largeur de la raie astrophysique est obtenue après soustraction quadratique de la résolution instrumentale. La raie de BDF à 511 keV étant élargie, la résolution intrinsèque à cette énergie doit être interpolée. Nous avons pour ce faire utilisé deux méthodes. La première consiste simplement en l'extraction spectrale des raies de BDF avoisinantes (438.5 keV et 584.5 keV) par *model fitting* ; on réalise ainsi un spectre de BDF moyen pour l'observation considérée. Une résolution instrumentale est déduite de chaque raie à 438.5 keV et 584.5 keV. Finalement, la résolution à 511 keV est déterminée par interpolation (la fonction non linéaire de la Figure 4.14 est utilisée). La deuxième méthode est l'exploitation des résultats du §4. Pour chaque révolution, une résolution à 511 keV est interpolée à partir de la largeurs des raies fines environnantes. En effectuant la moyenne des valeurs obtenues pour les révolutions entrant dans la composition notre groupe d'observations on obtient une seconde valeur. Les deux méthodes convergent vers une résolution intrinsèque à 511 keV de 2.10 ± 0.02 keV. On obtient finalement un flux de $0.96^{+0.21}_{-0.14}$ ph cm⁻² s⁻¹, une énergie $511.02^{+0.08}_{-0.09}$ keV et une largeur de $2.67^{+0.3}_{-0.33}$ keV.

Les résultats que nous venons de présenter sont issus du traitement du GCDE 1+GCDE 2. Le traitement de la première année de données publiques est en cours, deux

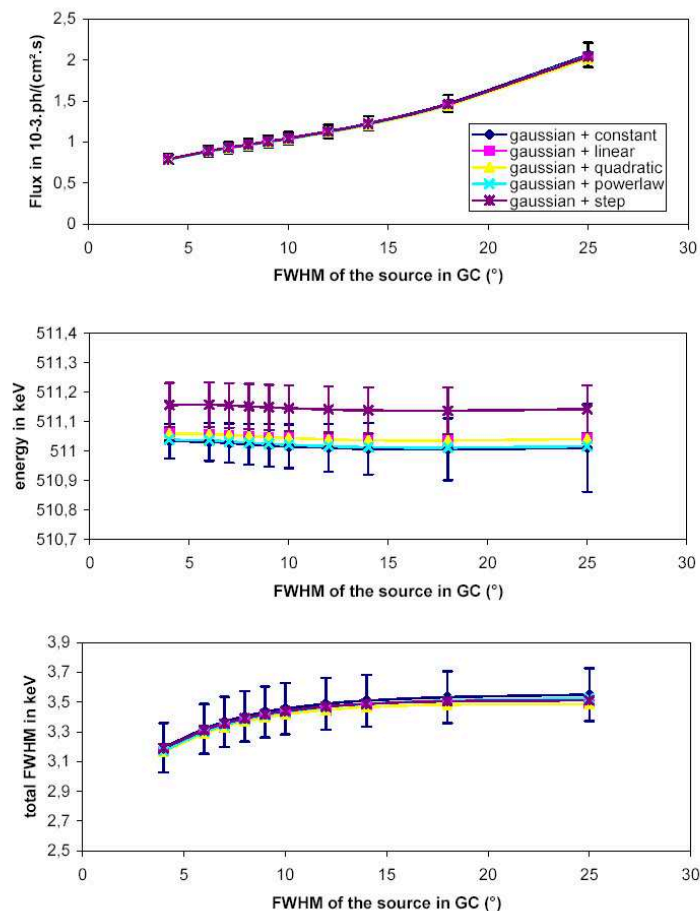


FIG. 5.25: Les caractéristiques de la raie à 511 keV en fonction de la FWHM de la source au centre galactique (résultats obtenus lors du traitement des données du GCDE 1 + 2).

publications auxquelles je collabore sont en préparation : Jean *et al.* [accepté pour publication] sur la raie d'annihilation et Weidenspointner *et al.* [soumis] sur le continuum du positronium. L'amélioration des conditions statistiques, associée à la troisième génération de modèles de BDF, permet désormais d'obtenir un spectre de meilleure qualité présenté dans la Figure 5.26. Ce spectre révèle la présence de deux raies d'annihilation ayant des largeurs différentes. Ce résultat met en évidence que l'annihilation des positrons s'effectue dans au moins deux phases différentes du milieu interstellaire. Le continuum du positronium est également détecté sans ambiguïté. Pour de plus amples informations sur l'interprétation physique des résultats de SPI, nous invitons le lecteur à se référer au §6.1 qui traite du processus d'annihilation des positrons dans le milieu interstellaire.

Il n'est, à l'heure actuelle, pas possible d'extraire un spectre du disque galactique, ou deux spectres différents pour deux régions du bulbe. L'émission observée étant diffuse, SPI se comporte comme un collimateur. Il n'est donc pas possible d'utiliser pleinement ses capacités d'imagerie : une partie des photons issus de composantes spatiales comme le disque et le bulbe sont donc mélangés et indissociables dans l'espace des données. En conséquence, lorsque l'on tâche d'extraire plusieurs spectres, on s'expose à des problèmes

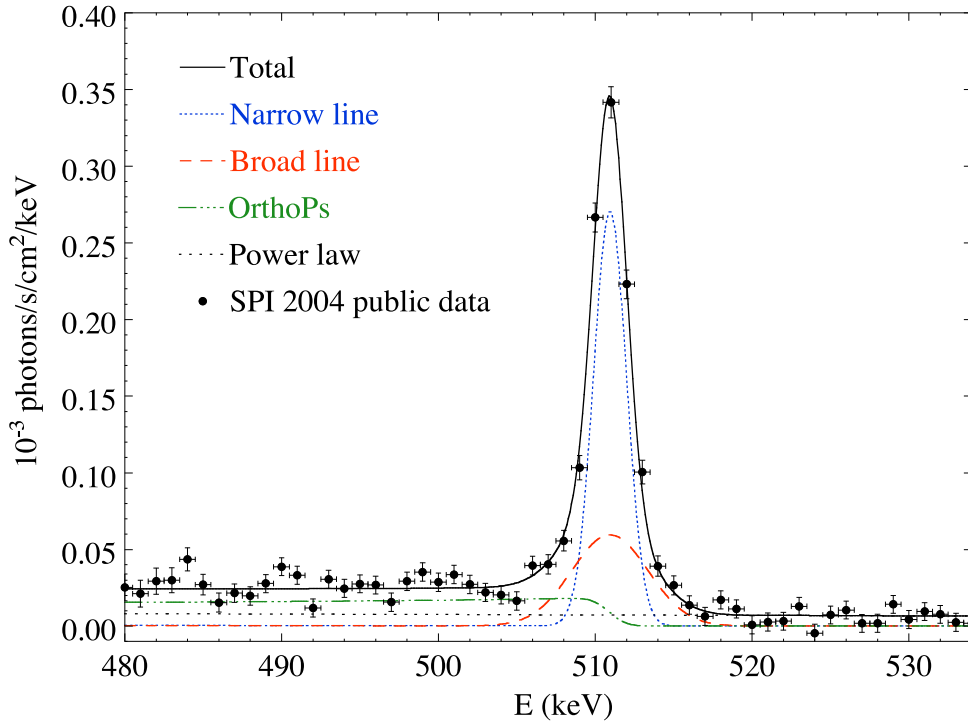


FIG. 5.26: La raie à 511 keV galactique issue du traitement de la première année de données publiques d'INTEGRAL.

de *cross-talk* (vases communicants) lors de l'ajustement des paramètres du BDF par *model fitting* ; il en résulte des résultats aberrants.

Tous les résultats concernant la raie d'annihilation obtenus par SPI depuis le lancement d'INTEGRAL sont disponibles dans le Tableau 5.3. De manière à avoir des résultats comparables, seuls les résultats obtenus par ajustement gaussien du spectre sont présentés. La précision sur l'énergie de la raie est désormais du même ordre de grandeur que celle de la calibration en énergie, on atteint donc une limite de l'instrument avec ce paramètre.

5.4 Conclusion

L'analyse de la première année de données publiques d'INTEGRAL/SPI a permis de déterminer, avec une précision sans précédent, les caractéristiques de la raie d'annihilation en provenance du centre galactique. Les Figures 5.27, 5.28 et 5.29 comparent le flux, l'énergie et la largeur de la raie à 511 keV vus par SPI à ceux déduits par les principaux instruments γ embarquant des détecteurs germanium. Pour présenter des résultats comparables, le flux obtenu par Churazov *et al.* [2005] n'est pas inclu car il ne tient pas compte des incertitudes sur la distribution spatiale.

Tous les résultats énoncés ici ont été déterminés en utilisant tout ou partie de la première année de données publiques d'INTEGRAL. Actuellement, environ 150% de données supplémentaires ont été accumulées. Des progrès importants sont donc attendus sur tous les fronts.

La carte du ciel à 511 keV déterminée par SPI est représentée dans la Figure 5.30. De

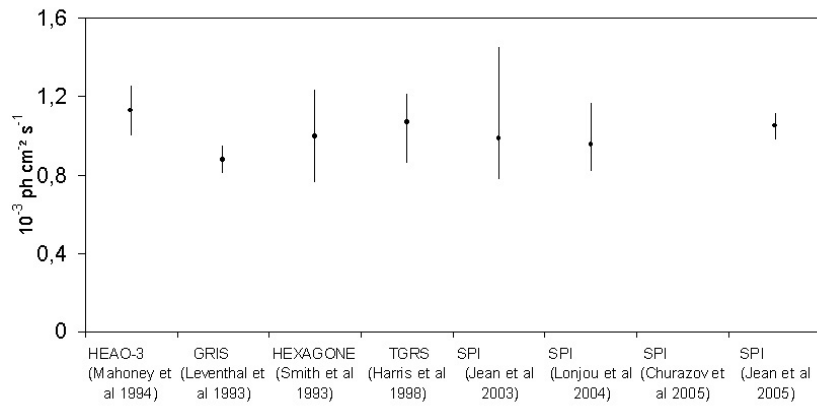


FIG. 5.27: Le flux à 511 keV galactique vu par des instruments utilisant des détecteurs germanium haute résolution.

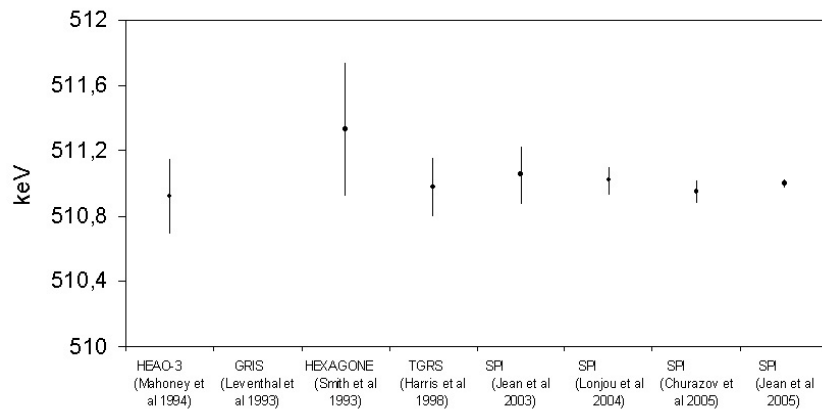


FIG. 5.28: L'énergie de la raie à 511 keV galactique vue par des instruments utilisant des détecteurs germanium haute résolution.

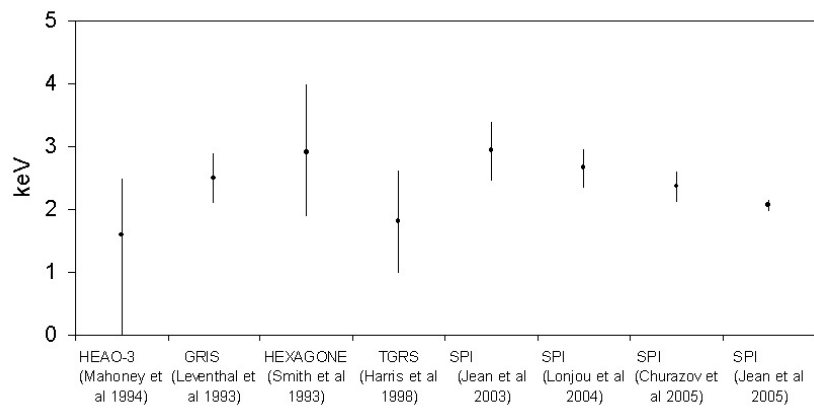


FIG. 5.29: La largeur de la raie à 511 keV galactique vue par des instruments utilisant des détecteurs germanium haute résolution.

référence	énergie keV	largeur FWHM en keV	flux en $10^{-3} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
[Jean <i>et al.</i> , 2003]	$511.06^{+0.17}_{-0.19}$	$2.95^{+0.45}_{-0.51}$	$0.99^{+0.47}_{-0.21}$
[Lonjou <i>et al.</i> , 2004b]	$511.02^{+0.08}_{-0.09}$	$2.67^{+0.3}_{-0.33}$	$0.96^{+0.21}_{-0.14}$
[Churazov <i>et al.</i> , 2005]	$510.95^{+0.075}_{-0.075}$	$2.37^{+0.25}_{-0.25}$	-
[Jean <i>et al.</i> , accepté pour publication]	$511.0^{+0.03}_{-0.03}$	$2.07^{+0.1}_{-0.1}$	$1.05^{+0.07}_{-0.07}$

TAB. 5.3: Les caractéristiques de la raie à 511 keV vues par SPI

plus en plus de structures fines vont désormais apparaître dans les images, notamment dans le disque qui est à l'heure actuelle mal contraint. La recherche de sources ponctuelles sera un objectif majeur, il est directement lié à la question fondamentale associée à la raie à 511 keV : **quelle est l'origine des positrons dans la galaxie ?**.

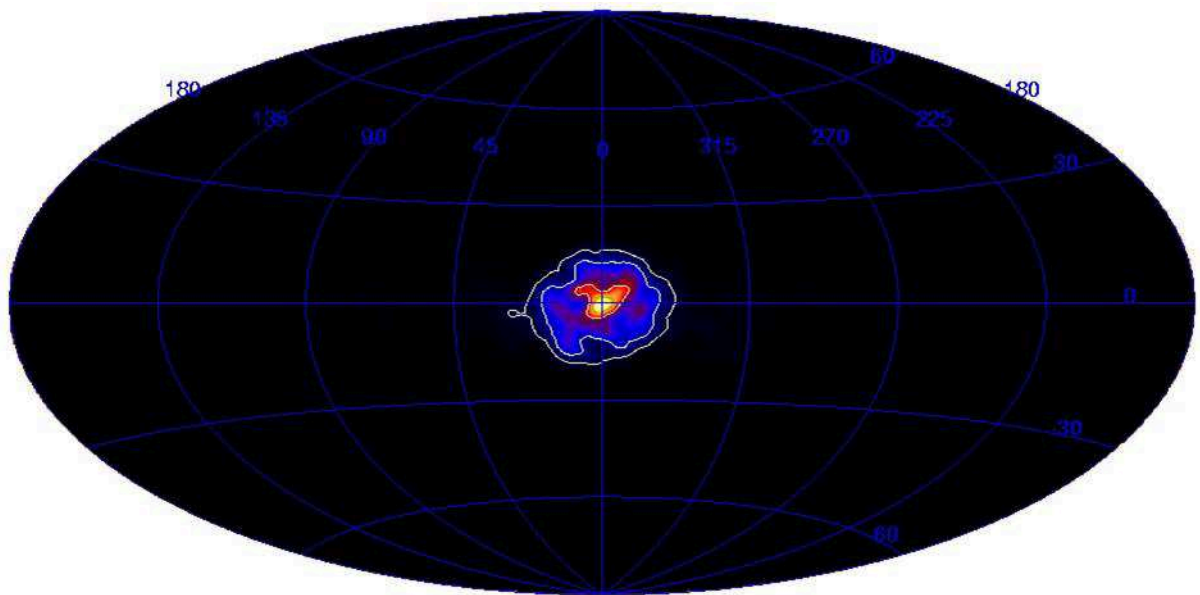


FIG. 5.30: La carte du ciel à 511 keV vue par SPI.

Chapitre 6

Discussion : l'origine des positrons dans notre galaxie

Lorsqu'un positron est injecté dans le milieu interstellaire, il possède une énergie cinétique trop importante pour s'annihiler directement. Nous décrivons ici les différents processus de pertes d'énergie (cf. §6.1.1 et §6.1.2) aboutissant à l'annihilation d'un positron (cf. §6.1.3). Ces considérations nous permettront par la suite de poser des hypothèses de travail (cf. §6.2) essentielles au départ de la discussion (cf. §6.3).

6.1 Pertes d'énergie et processus d'annihilation des positrons dans le milieu interstellaire

Le Tableau 6.2 résume les différents canaux de production de positrons dans notre Galaxie. L'énergie typique des positrons lors de leur injection dans le milieu interstellaire est comprise entre 10^6 et 10^{13} eV. Les processus d'annihilation surviennent seulement lorsque les positrons ont une énergie inférieure à ~ 100 eV ; plusieurs processus physiques permettent alors aux positrons de perdre de l'énergie.

6.1.1 Pertes d'énergie de positrons

Nous développons ici les processus de pertes d'énergie dominant jusqu'à une énergie minimum de ~ 1 MeV. Plusieurs processus physiques permettent aux positrons de perdre de l'énergie : le rayonnement synchrotron, l'ionisation et l'excitation d'atomes ou de molécules, le rayonnement de freinage Bremsstrahlung, l'effet Compton inverse ou les interactions avec le plasma. La contribution de ces différents processus dépend essentiellement de deux facteurs : l'énergie du positron et le milieu dans lequel il se trouve.

La Figure 6.1 synthétise les différents taux de perte d'énergie par unité de temps pour chacune des possibilités en fonction de l'énergie du positron pour un milieu ayant les caractéristiques suivantes : $T=8000$ K, densité d'électrons libres $n_e=0.25 \text{ cm}^{-3}$, densité d'hydrogène atomique $n_H=0.25 \text{ cm}^{-3}$ et une composition du milieu [H(90%),He(10%)]. On voit, par exemple, que les interactions Synchrotron et inverse Compton sont prépondérantes pour des énergies comprises entre ~ 10 GeV et ~ 1 TeV. Dans la bande 300 MeV-3

GeV, c'est l'interaction Bremsstrahlung atomique qui domine tandis que pour les basses énergies les interactions avec les ondes plasmas sont les plus importantes dans la bande 100 keV-300 MeV. Pour des phases du MIS non ionisées (Guessoum *et al.* [2005] : milieu moléculaire, milieu froid, milieu tiède et neutre), les interactions plasma et Bremsstrahlung ioniques disparaissent. Au contraire, dans un milieu totalement ionisé (Guessoum *et al.* [2005] : milieu tiède et ionisé, milieu chaud), les contributions de l'ionisation et du bremsstrahlung atomique n'ont plus lieu.

6.1.2 Ralentissement et thermalisation

Pour les pertes d'énergie du positron entre 1 MeV et son annihilation, on distingue le ralentissement (*Slowing down*) dans l'intervalle 1 MeV $\rightarrow$ 10 eV et la thermalisation dans la bande 10 eV $\rightarrow$ kT (avec T la température du milieu).

Entre 1 MeV et 100 eV, les pertes d'énergie sont dominées par les processus d'ionisation (pour un milieu non ionisé!) et les excitations d'ondes plasma (pour un milieu ionisé!).

Dès que les positrons atteignent une énergie de ~ 100 eV, le processus dit de *formation de positronium en vol* (car le positron n'est pas encore thermalisé) commence à apparaître.

Il se produit lorsqu'un positron interagit avec H, He ou H₂ par *échange de charge*. Ce processus étant endothermique, il ne peut donc avoir lieu que si l'énergie cinétique du positron dépasse l'énergie seuil d'échange de charge par formation de positronium (entre 6.8 eV pour l'échange de charge avec H et 24.6 eV pour l'échange de charges avec He). La Figure 6.2 reporte la section efficace d'échange de charge avec H. L'annihilation des positrons lors de la phase de ralentissement est certes possible, mais peu probable (faible section efficace) et indétectable car la raie produite dans ce cas est très élargie.

En-dessous de l'énergie seuil d'échange de charge et d'excitation (~ 10 eV $\rightarrow$ kT, avec T la température du milieu), les pertes d'énergie ont lieu par interaction coulombienne élastique, les processus de combinaisons radiatives (formation de positronium avec les e^- libres) et d'annihilation apparaissent.

Le Tableau 6.1 résume les différents canaux aboutissant à l'annihilation des positrons dans le MIS de manière directe ou par formation d'un P_s. Les sections efficaces d'interaction avec H et les e^- libres sont indiquées dans la Figure 6.2.

6.1.3 Le processus d'annihilation

Il y a deux issues à la "rencontre d'un positron et d'un électron" : *l'annihilation directe* et la formation d'un *atome de positronium* ou *positronium*. Par définition, le positronium (Ps) est un état lié instable entre un positron et un électron. Il existe deux configurations de Ps : l'orthopositronium (ortho-Ps) et le parapositronium (para-Ps). Trois fois sur quatre e^+ et e^- ont des spins parallèles, on parle d'ortho-Ps, sa durée de vie est de 140 ns. Une fois sur quatre e^+ et e^- ont des spins anti-parallèles, on parle alors de para-Ps, sa durée de vie est de 0.125 ns. Le para-Ps décroît en 2 photons autour de 511 keV ; les différences de moments entre les particules liées introduisent les petits écarts énergétiques observés. L'ortho-Ps décroît, lui, en 3 photons dont la somme des énergies vaut 1022 keV. La distribution en énergie des photons provenant de la décroissance de l'ortho-Ps a été calculée par Ore et Powell [1949]. La Figure 6.3 montre le spectre en énergie résultant. La

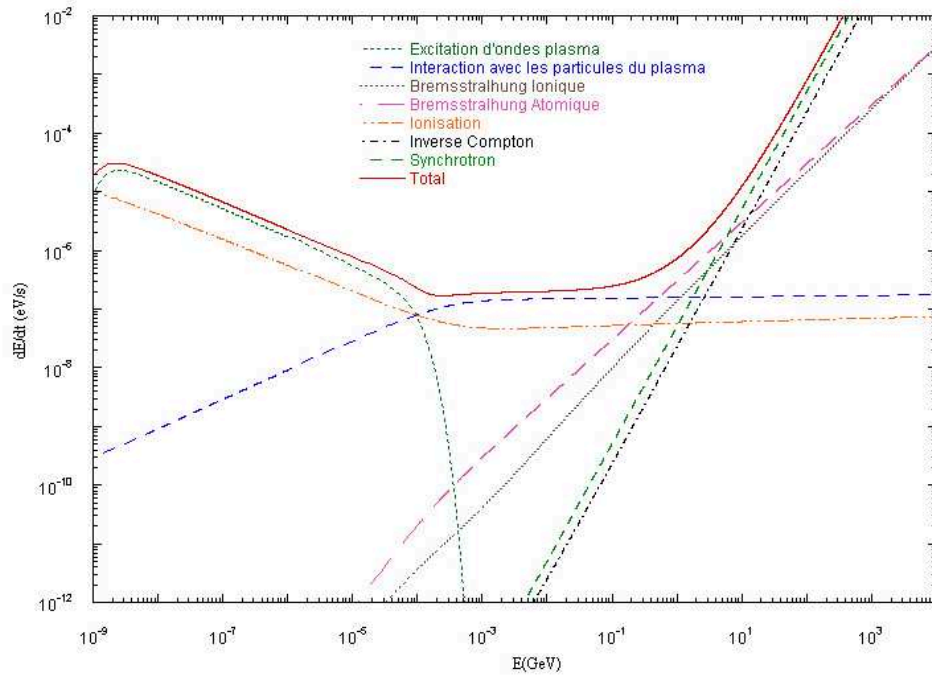


FIG. 6.1: Taux de perte d'énergie des positrons par unité de temps, d'après Gillard [en préparation].

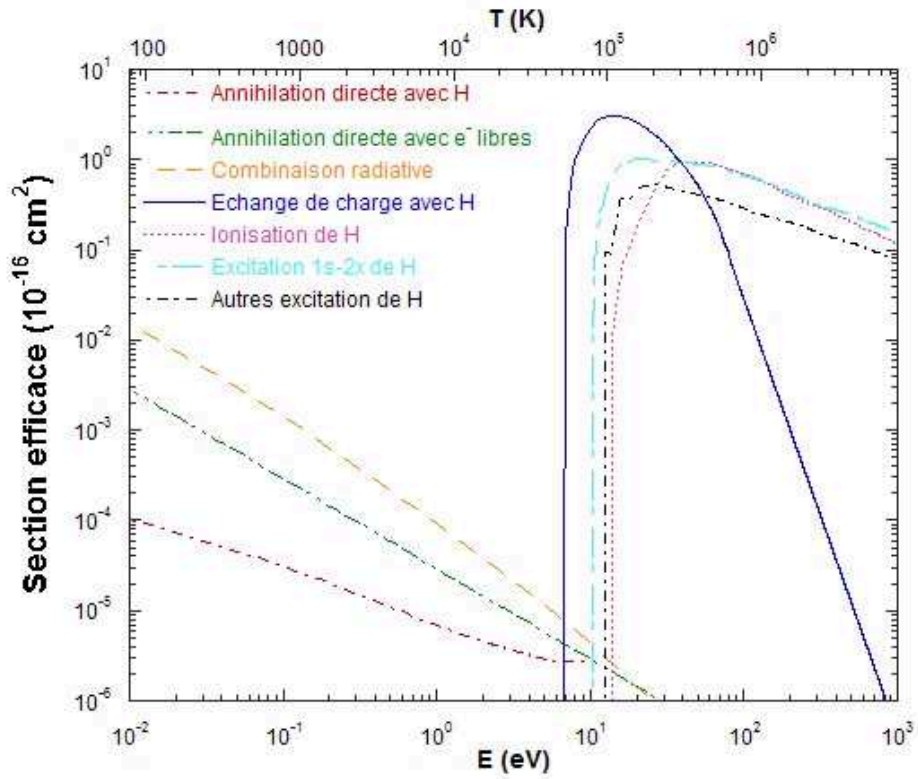


FIG. 6.2: Les sections efficaces d'interaction des positrons avec H et les électrons libres, d'après Guessoum *et al.* [2005].

Annihilation directe avec les électrons liés	$e^+ + H \rightarrow H^+ + 2\gamma$
	$e^+ + H_2 \rightarrow H_2^+ + 2\gamma$
	$e^+ + H_e \rightarrow H_e^+ + 2\gamma$
Annihilation directe avec des électrons libres	$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$
Capture sur les grains	$e^+ + e_{gr}^- \rightarrow P_s \rightarrow 2\gamma \text{ ou } 3\gamma$
Capture radiative	$e^+ + e^- \rightarrow P_s \rightarrow 2\gamma \text{ ou } 3\gamma$
Echange de charge	$e^+ + H \rightarrow H^+ + P_s \rightarrow 2\gamma \text{ ou } 3\gamma$
	$e^+ + H_2 \rightarrow H_2^+ + P_s \rightarrow 2\gamma \text{ ou } 3\gamma$
	$e^+ + H_e \rightarrow H_e^+ + P_s \rightarrow 2\gamma \text{ ou } 3\gamma$

TAB. 6.1: Les principaux canaux d'annihilation des positrons dans le MIS.

fraction de positronium (f_p) est le pourcentage de positrons qui s'annihile via la formation d'un Ps. Elle est donnée par la relation :

$$f_p = \frac{2}{1.5 + 2.25 \frac{\phi_{511}}{\phi_{3\gamma}}} \quad (6.1)$$

avec ϕ_{511} ($=\phi_{3\gamma}$) le flux ($\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) dans la raie à 511 keV. Dans le cas où la distribution spatiale de la raie à 511 keV et du Ps sont identiques, on a :

$$f_p = \frac{2}{1.5 + 2.25 \frac{L_{511}}{L_{3\gamma}}} \quad (6.2)$$

où L_{511} et $L_{3\gamma}$ représentent les luminosités (exprimées en ph s^{-1}) de la raie d'annihilation et du continuum positronium. On déduit de l'Equation 6.2 la relation entre L_{e^+} et L_{511} donnée par :

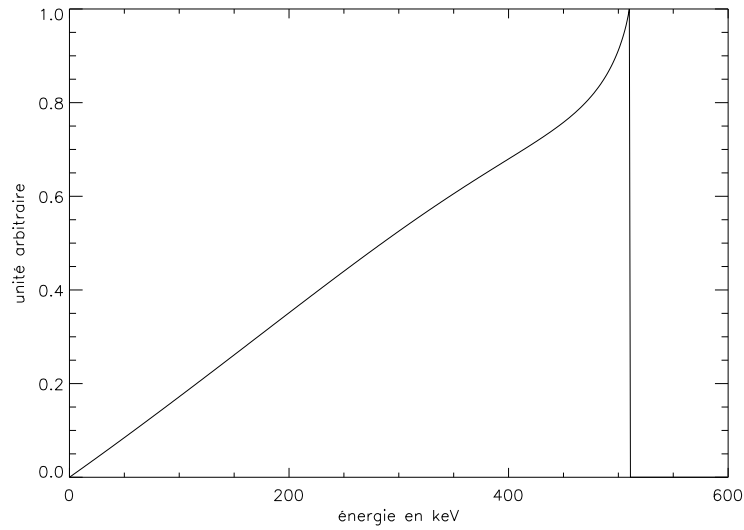
$$L_{511} = L_{2\gamma} = L_{e^+} \left(2 - \frac{3}{2} f_p \right) \text{ et } L_{3\gamma} = \frac{9}{4} L_{e^+} f_p \quad (6.3)$$

Kinzer *et al.* [2001] ont établi $f_p = 0.93 \pm 0.04$ lors de l'analyse des données OSSE. On a donc dans ces conditions :

$$L_{e^+} = L_{511} (1.67 \pm 0.16) \text{ et } L_{e^+} = L_{3\gamma} (0.48 \pm 0.02) \quad (6.4)$$

La fraction des positrons qui s'annihilent via la formation d'un *Positronium* (ie. f_p) dépend de la température, de la densité, de la composition et de la poussière présente dans le milieu considéré [Guessoum *et al.*, 1991]. L'observation des émissions 2γ et 3γ est donc un moyen performant pour sonder le milieu interstellaire (MIS).

Nous résumons ici les connaissances concernant l'annihilation des positrons et la formation de Ps dans le MIS. Nous invitons le lecteur à se référer à Guessoum *et al.* [1991, 2005] pour une revue complète sur cette thématique. Les premières investigations concernant l'interaction e^+e^- ont été effectuées par Crannell *et al.* [1976] alors qu'il s'intéressait


FIG. 6.3: Distribution en énergie de l'émission 3γ

à la raie à 511 keV émise lors des éruptions solaires. Un peu plus tôt, plusieurs chercheurs avaient déjà fait remarquer l'importance du Ps dans des *conditions Astrophysiques* [Steigman, 1968]. Les premiers calculs concernant l'annihilation des positrons dans le MIS ont été effectués par Bussard *et al.* [1979]. En obtenant la forme théorique des spectres pour différents milieux d'annihilation et en comparant leurs résultats aux premières observations de Leventhal *et al.* [1978], les auteurs ont déduit qu'une grande partie des positrons devrait s'annihiler dans un milieu ayant une température $< 10^5$ K avec une fraction d'ionisation > 0.05 . Guessoum *et al.* [1991] offre une mise à jour de ce premier travail en utilisant notamment des données observationnelles plus récentes et un traitement plus précis du rôle joué par les poussières. Celles-ci sont importantes notamment dans les phases chaudes/tièdes/ionisées du MIS. Des formes de raies d'annihilation non gaussiennes ont alors pour la première fois été introduites. Guessoum *et al.* [1997]; Dermer et Murphy [2001] ont par la suite amélioré les modèles en introduisant, par exemple, les molécules d'hydrogène (H_2) et/ou les atomes d'hélium (He) et en utilisant de nouveaux taux de réaction. Une dernière mise à jour de ces travaux, prenant en compte les nouvelles sections efficaces d'interaction de e^+ avec l'H, H_2 et He est disponible dans Guessoum *et al.* [2005]. Une modélisation plus précise de l'annihilation dans les grains est également introduite. Les auteurs reportent la forme spectrale de la raie d'annihilation en fonction de la phase du MIS (cf. Figure 6.4). Au total, cinq milieux sont étudiés : le milieu moléculaire ($T \approx 10$ K), le milieu froid ($T \approx 80$ K), le milieu tiède ($T \approx 8000$ K), le milieu tiède et ionisé ($T \approx 8000$ K) et le milieu chaud ($T \approx 10^6$ K). Ces raies sont obtenues en additionnant, par simulation Monte-Carlo, les différentes composantes (supposées gaussiennes) du milieu considéré; en conséquence, le résultat obtenu est non gaussien. On note tout d'abord les différences indiscutables entre les formes spectrales associées à chaque phase. La raie la plus large est obtenue pour un milieu chaud (FWHM=11 keV), tandis que la plus fine (FWHM) est issue de la phase tiède et ionisée. Nous remarquons également l'importance particulière que jouent les grains dans la phase "chaude". Dans les phases "tièdes et ionisées" et "chau-

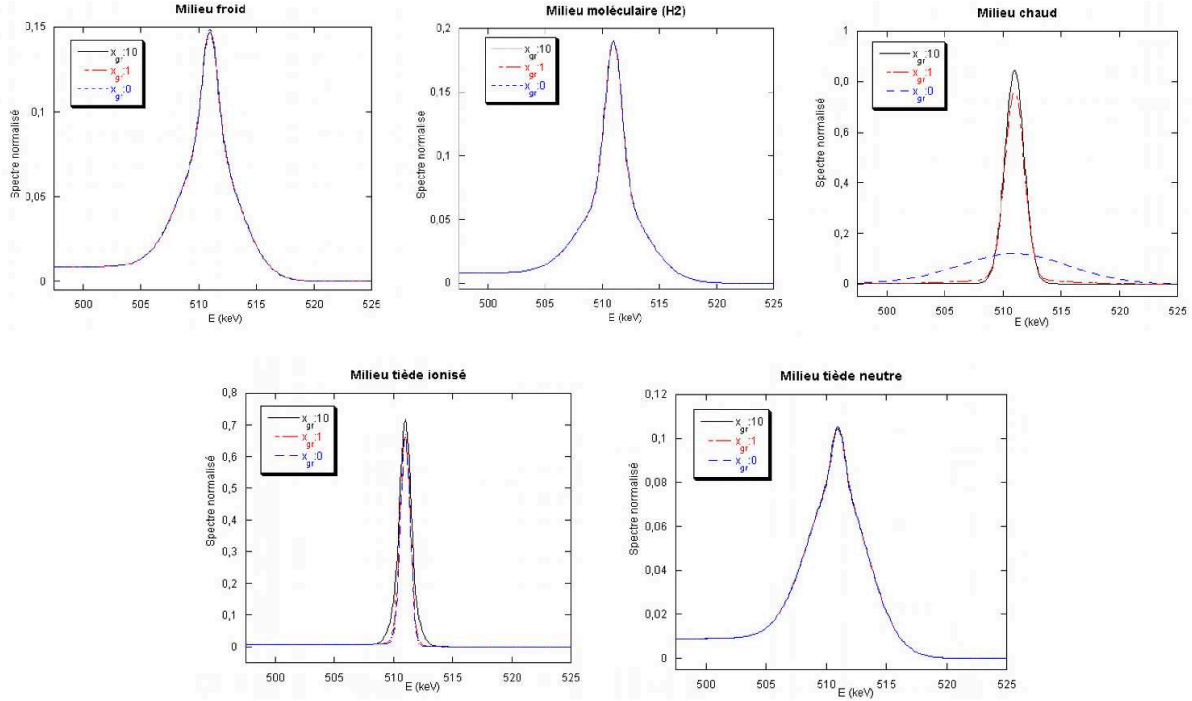


FIG. 6.4: La raie d'annihilation en fonction des caractéristiques du MIS, d'après Guessoum *et al.* [2005]. x_{gr} représente la fraction de grain (cf. texte pour les caractéristiques de chaque phase du MIS).

des" le continuum positronium n'apparaît pas car son niveau est très faible.

En ajustant au spectre d'annihilation la contribution de chacune des phases, il est possible de contraindre les caractéristiques du MIS. Cette approche a été employée par Guessoum *et al.* [2004] sur le spectre obtenu par Lonjou *et al.* [2004a] lors du traitement de la première année de *Galactic Center Deep Exposure* (GCDE1+2). Cette première analyse attribuait un rôle important à l'annihilation sur les grains. Cependant, la nouvelle détermination de la forme spectrale des raies d'annihilation donnée par Guessoum *et al.* [2005] change sensiblement ce résultat. En particulier, la forme de la raie issue de l'annihilation sur les grains y est différente. Une mise à jour du travail de Guessoum *et al.* [2004], appliquée au dernier spectre mesuré par SPI, est en cours et va être publiée très prochainement [Jean *et al.*, accepté pour publication]. Il apparaît que la majorité des positrons s'annihilent dans un milieu tiède (neutre et ionisé) ; des conclusions voisines sont obtenues par Churazov *et al.* [2005]. La Figure 6.5 résume les différentes étapes de la vie des positrons développées dans ce sous-chapitre.

6.2 L'apport des données SPI : hypothèses de travail

La diversité et la complexité du processus d'annihilation des positrons associées aux contraintes observationnelles en notre possession, nous obligent à faire quelques hypothèses simples avant d'initier notre discussion. Nous allons choisir des hypothèses vraisemblables, au regard de nos résultats expérimentaux et des connaissances théoriques, de manière à

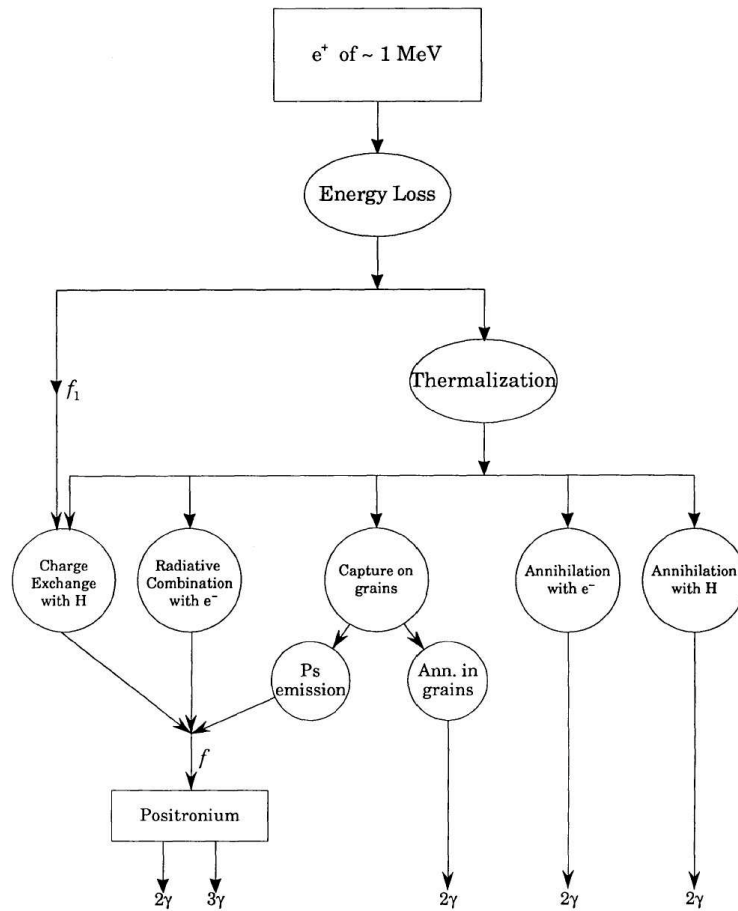


FIG. 6.5: Vue schématique de l'annihilation des positrons dans le MIS, d'après Guessoum *et al.* [1991]

contraindre la contribution des différents progéniteurs de positrons au taux de production observé : $\sim 10^{43} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$. Si l'étude de la contribution d'un progéniteur de positron est effectuée, par force, hors du cadre fixé par nos hypothèses (le plus souvent en terme de propagation des positrons), nous le signalerons lors de la discussion. Deux observables sont fournies par l'analyse des données SPI : une carte du ciel à 511 keV (cf. §5.2) et un spectre de la raie d'annihilation (cf. §5.3). L'information la plus contraignante sur l'origine des positrons galactiques est, sans aucun doute, la distribution spatiale de l'émission à 511 keV. Cette dernière est fortement concentrée dans le bulbe de la Galaxie. Pour pouvoir utiliser ce résultat, il faut s'assurer que la propagation des positrons est cohérente en regard de la taille du bulbe galactique.

Le transport des positrons est un problème récurrent dans l'interprétation de la morphologie de la raie à 511 keV. Un positron issu d'une décroissance β^- a une énergie typique de 1 MeV. Parizot *et al.* [2005] reportent alors qu'il peut parcourir une distance de $\sim 550 \text{ pc}$ dans le bulbe galactique ($B=10 \mu\text{G}$, $n_0=10^{-2} \text{ cm}^{-3}$). Cette distance est légèrement inférieure à l'étendue de l'émission observée par SPI (8° (FWHM) $\simeq 1000 \text{ pc}$ (FWHM)). Jean *et al.* [accepté pour publication] estiment que les positrons de 1 MeV produit dans le

bulbe galactique doivent majoritairement s'annihiler dans les phases tièdes du bulbe. La distance parcourue par un positron de cette énergie dépend de la phase dans laquelle il est produit ; une distance typique est d'environ ~ 100 pc. On voit au travers de ces deux exemples que le libre parcours moyen des positrons de basse énergie est difficile à calculer précisément. Il dépend de facteurs mal connus : l'énergie du positron, le(s) régime(s) de diffusion, les caractéristiques du MIS (B, n_0)... Sachant que la durée de vie d'un positron de 1 MeV étant de l'ordre de 10^5 ans, nous remarquons qu'il n'est pas affecté par la dynamique galactique.

L'énergie des positrons cosmiques est, elle, beaucoup plus importante. Pour une énergie de 100 MeV, le libre parcours moyen d'un positron est d'environ 5500 Mpc dans un MIS ayant une densité électronique de $n_e = 1 \text{ cm}^{-3}$ [Paul, 2004]. Dans ces conditions, nous ne pourrions pas identifier des sources de positrons si énergétiques en utilisant la carte du ciel à 511 keV. La distance séparant la production du positron et son annihilation est supérieure de plusieurs ordres de grandeur à la taille de notre Galaxie.

Nous concluons que, pour des positrons ayant une énergie typique de 1 MeV, la propagation ne semble pas jouer un rôle primordial au regard de la morphologie observée (et des incertitudes associées!). Nous considérons alors par la suite le déplacement des positrons négligeable à cette énergie. En outre, le fait que l'émission observée soit semblable au bulbe stellaire crédite le fait que la propagation des positrons ne joue pas un rôle crucial à cet endroit. Nous émettons ensuite les réserves de rigueur quant à la distance parcourue par un positron pour une énergie supérieure (~ 100 MeV ou plus).

Une autre façon de traduire l'information contenue dans la carte du ciel à 511 keV est la détermination du rapport bulbe/disque (*bulge to disk ratio*, B/D). Cette grandeur peut s'exprimer de deux façons différentes : en flux ou en luminosité. L'analyse des données SPI nous donne un B/D en flux de 1 à 3 et un B/D en luminosité de 3 à 9. Cette dernière quantité semble la plus pertinente car elle seule tient compte de la géométrie tridimensionnelle de notre Galaxie. Nous tâcherons donc de l'utiliser en priorité. Un B/D compris entre 3 et 9 amène d'autres conclusions. Il signifie que la population de sources que nous recherchons est fortement concentrée dans le bulbe. D'un point de vue général, seules la population des étoiles vieilles se rapprochent d'une telle caractéristique ; les étoiles jeunes sont, elles, concentrées dans le disque galactique. Notons pour terminer que ce B/D est très différent du B/D en masse qui est compris entre 0.3 et 1.0 dans notre Galaxie [Robin *et al.*, 2003]. Il n'y a donc pas une relation simple entre "masse stellaire" et production de positrons. Knödlseider *et al.* [2005] reporte également un flux limite de $\sim 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour les sources ponctuelles dans le voisinage du centre galactique. La Figure 6.6 montre l'implication de ce résultat sur la luminosité limite des sources ponctuelles en fonction de leurs distances dans la direction du centre galactique (en négligeant la propagation des e^+). Si une hypothétique source était placée à 2 kpc, alors sa luminosité devrait être inférieure à $\sim 5 \cdot 10^{40} \text{ ph s}^{-1}$. La symétrie de l'émission par rapport au centre galactique porte à croire que l'émission provient effectivement du centre galactique. Nous conserverons donc la valeur canonique de $1.4 \cdot 10^{42} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ pour la limite supérieure en provenance des sources ponctuelles, correspondant à une source placée au centre galactique.

En résumé, nos "hypothèses de travail" sont donc :

- la distribution spatiale des sources de positrons ayant une énergie de ~ 1 MeV est identique à la distribution spatiale de la raie d'annihilation

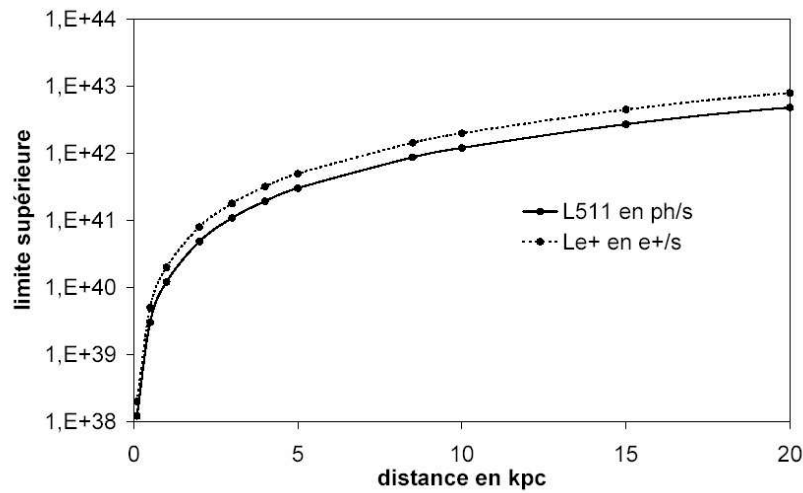


FIG. 6.6: Limite supérieure sur la luminosité des sources ponctuelles dans la direction du centre galactique (trait continu en ph s^{-1} , pointillés en $\text{e}^+ \text{s}^{-1}$)

- l’émission est stationnaire (équilibre entre la production de positrons et leur annihilation)
- la distribution spatiale est divisée en 2 composantes : le bulbe ($\text{FWHM} \sim 8^\circ$) et le disque
- taux de production de positron dans le bulbe $\sim (1.5 \pm 0.1) \times 10^{43} \text{ e}^+ \text{s}^{-1}$
- taux de production de positron dans le disque $\sim (0.3 \pm 0.2) \times 10^{43} \text{ e}^+ \text{s}^{-1}$
- le B/D est compris entre 3 et 9
- la limite supérieure en provenance des sources ponctuelles est $1.4 \times 10^{42} \text{ e}^+ \text{s}^{-1}$ (valeur donnée au centre galactique)

6.3 Les sources potentielles de positrons

L’Univers, dans sa grande diversité, permet à de nombreux processus physiques aboutissant à la création d’un positron d’exister. Le Tableau 6.2 présente les principaux progéniteurs potentiels de positrons identifiés à ce jour. La contribution respective de ces derniers est confrontée ici aux résultats obtenus par SPI dans le cadre de nos hypothèses de travail. La majorité des candidats “sources de positrons” étant concentrés dans la disque galactique, notre hypothèse sur le B/D sera des plus contraignantes.

6.3.1 Les Supernovae

Les supernovae (SNe) participent à la nucléosynthèse d’éléments lourds dans l’Univers. Elles produisent également des éléments radioactifs créant des positrons par décroissance β^+ . Les sursauts- γ , qui sont intimement liés aux SNe, sont abordés dans le §6.3.1.3. Le Tableau 6.3 contient les principaux radioisotopes créés par les SNe pouvant produire des positrons. La fraction d’échappement des positrons, noté η_i avec i le canal tel que défini dans le Tableau 6.3, représente le pourcentage des positrons qui peuvent s’échapper de

	Processus	Energie moyenne	Facteur de Lorentz	Origine
1	$N^* \rightarrow N + e^+$	~ 1 MeV	~ 3	Novae, Supernovae, Wolf-Rayet branche asymptotique rouge
2	$p + p \rightarrow \pi^+ \rightarrow e^+$	$10 \rightarrow 100$ MeV	$20 \rightarrow 200$	CR(π^+), sursaut stellaire disque d'accrétion, jets
3	$N + N' \rightarrow N^* \rightarrow N + e^+$	~ 1 MeV	~ 3	CR(ions), sursaut stellaire disque d'accrétion
4	$e + B \rightarrow \gamma + B \rightarrow e^+ e^-$	$\sim 5 \cdot 10^{11}$ eV	$\sim 10^6$	Pulsar, étoile à neutron
5	$\gamma\gamma \rightarrow e^+ e^-$	$\sim 1 \rightarrow 10$ MeV	$\sim 3 \rightarrow 20$	trou noir, microquasar, AGN, sursaut γ
6	$X + X \rightarrow e^+ + e^-$	$1 \rightarrow 100$ MeV	$3 \rightarrow 200$	matière noire légère
7	$p + \gamma \rightarrow p + \pi^+ \rightarrow$ $\mu^+ \rightarrow e^+ + \mu$	$\sim 10^9 \rightarrow 10^{13}$ eV	$\sim 10^3 \rightarrow 10^7$	disques d'accrétion, jets (sursaut γ , AGN)

TAB. 6.2: Les principaux canaux de production de positrons dans l'Univers.

	Processus	demi-vie	rapport de branchement
1	$^{57}\text{Ni}(\beta^+, \gamma)^{57}\text{Co}$ puis $^{57}\text{Co}(\beta^+, \gamma)^{56}\text{Fe}$	36 h & 271 j	40% & 100%
2	$^{56}\text{Ni}(\gamma)^{56}\text{Co}$ puis $^{56}\text{Co}(\beta^+, \gamma)^{56}\text{Fe}$	6.1 j & 78.8 j	100% & 18%
3	$^{44}\text{Ti}(\gamma)^{44}\text{Sc}$ puis $^{44}\text{Sc}(\beta^+, \gamma)^{44}\text{Ca}$	62 & 3.93 ans	100% & 95 %
4	$^{26}\text{Al}(\beta^+, \gamma)^{26}\text{Mg}$	7.2×10^5 ans	82%

TAB. 6.3: Les canaux de production de positrons dans les supernovae du type I et II.

l'éjecta de la SN et donc se propager dans le MIS, puis s'annihiler. η est fonction du radioisotope considéré et du type de SN car l'opacité de l'éjecta pour les positrons dépend du temps qui s'est écoulé depuis l'explosion de la SN, et du type de SN. Par exemple, les β^+ produits par la décroissance du ^{57}Ni ne peuvent pas s'échapper dans le MIS car la demi-vie de cette réaction nucléaire est très faible et l'enveloppe de la SN est très opaque dans les premiers temps suivant l'explosion. La fraction d'échappement pour le canal 1 est donc : $\eta_1=0$. Le taux de positron injecté dans le MIS dépend pour les trois autres canaux des fractions d'échappement η_2 , η_3 et η_4 ; ces paramètres dépendent fortement du type de SN et restent malheureusement à ce jour mal connus.

6.3.1.1 Les supernovae du type Ia

Les supernovae du type Ia sont produites par une explosion thermonucléaire d'une naine blanche de $\sim 1 M_\odot$ provoquée par l'accrétion de matière en provenance d'une étoile compagne [Hoyle et Fowler, 1960]. L'énergie dégagée est suffisante pour pulvériser

l'étoile. La matière est éjectée à $\sim 10000 \text{ km s}^{-1}$, $\sim 0.1\text{-}1 \text{ M}\odot$ de ^{56}Ni est synthétisée. D'ailleurs, Burger *et al.* [1970]; Colgate [1970] avaient déjà identifié les SNs comme des sources de positrons.

Chan et Lingenfelter [1993] ont montré que le taux de production de positrons issu de la décroissance du ^{56}Fe produit dans les SN Ia est : $N_{\text{SN Ia}}^{56} \sim 1.4 \times 10^{43} \eta_{-2} M_{56} N_{\text{Ia}/c} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ avec M_{56} le nombre de ^{56}Fe produit par SN en $\text{M}\odot$ et $N_{\text{Ia}/c}$ le nombre moyen de SN Ia par siècle dans notre Galaxie. Woosley et Weaver [1992] ont calculé $0.6 < M_{56} < 0.9$. La contribution de ce type de progéniteur dépend donc crucialement de η_2 ; Chan et Lingenfelter [1993] suggèrent $\sim 5\%$. Cette valeur dépend essentiellement de la force et la géométrie du champ magnétique. Tammann *et al.* [1994]; Cappellaro *et al.* [1997]; Mannucci *et al.* [2005] prévoient des taux de SN Ia compris entre 0.3 et 1.1 siècle $^{-1}$. On déduit donc une luminosité en positrons en provenance des SN Ia comprise entre 1.26 et 4.62 $10^{41} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$. Ces valeurs représentent une contribution minoritaire à la luminosité observée par SPI. En revanche, l'étude des courbes de lumière de SN Ia menée par Milne *et al.* [1999] a montré que $\sim 8 \times 10^{52}$ positrons peuvent s'échapper lors de ce type d'événements avec une fraction d'échappement $\eta_2 \sim 0.03$. Dans ces conditions, un taux de SN Ia de 0.6 par siècle suffirait à expliquer la luminosité observée par SPI. Pourtant, Sollerman *et al.* [2004] reportent que la courbe de lumière de la supernova 2000cx est compatible avec une fraction d'échappement des positrons nulle. Les auteurs suggèrent que l'absence de correction bolométrique dans l'analyse de Milne *et al.* [1999] soit à l'origine de cette incohérence. Il est également possible que SN 2000cx appartienne à une sous-classe atypique des SN de type Ia. On voit ici à quel point la modélisation de l'explosion d'une SN est complexe, diverse et finalement mal maîtrisée.

La contribution de la décroissance du ^{44}Ti est, elle, vraiment minoritaire. Seuls $\sim 2 \times 10^{-5} \text{ M}\odot$ sont produits, conduisant à $\sim 5 \times 10^{50}$ positrons en supposant une fraction d'échappement de 100% (soit seulement 1% de la contribution estimée du ^{56}Co).

Le flux attendu à 511 keV en provenance des restes de SN Ia en supposant $f_p = 0.93$ et un quantité de positrons produits de $\sim 8 \times 10^{52}$ est donné par :

$$F_{511} = 1.3 \cdot 10^{-4} \left(\frac{1 \text{ kpc}}{D} \right)^2 \left(\frac{10^5}{\tau} \right) \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (6.5)$$

avec D la distance du reste de supernova en kpc et τ la durée de vie moyenne d'un positron [Knödseder *et al.*, 2005]. τ dépend fortement du milieu considéré (cf. §6.1); Guessoum *et al.* [1991] reporte des valeurs comprises entre 10^3 et 10^7 ans. En prenant $\tau = 10^5$ ans, on déduit un flux de $1.3 \cdot 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en provenance de la Lupus Loop située à $D \simeq 1 \text{ kpc}$. Cette valeur est très proche de la limite supérieure donnée dans Knödseder *et al.* [2005]. Les observations futures de cet objet par INTEGRAL devraient permettre de mieux contraindre l'émission en provenance des SN Ia. Dans ce cadre, les données IBIS seront peut-être plus contraignantes, compte-tenu de la faible étendue spatiale de la source.

6.3.1.2 Les étoiles massives (SN Ib, Ic et II)

Les autres grandes classes de SN sont associées aux étoiles massives. Lorsque la vie d'une étoile de forte masse ($\geq 8 \text{ M}\odot$) se termine par l'effondrement de son noyau en étoile

à neutron et l'éjection de son enveloppe, on parle de SN du type II. Si l'étoile a perdu son enveloppe d'H au cours de son évolution (accrétion par un compagnon, vent stellaire), elle est classée SN Ib. Si l'He a également disparu, on parle de Sn Ic (cf. §6.3.1.3). L'estimation de la contribution des étoiles massives s'avère être très complexe car chaque événement semblent libérer des quantités différentes de ^{44}Ti et d' ^{26}Al [Milne *et al.*, 2002a]. Le facteur majeur conduisant à la singularité de chaque événement est le découplage entre l'évolution du coeur et de l'enveloppe de l'étoile. Il est cependant possible d'utiliser des contraintes observationnelles dans le cas de l' ^{26}Al . Le lien entre cet isotope et les étoiles massives est clairement identifié [Knödlseider *et al.*, 1999a]. Ayant une demi-vie très longue, les positrons ainsi produits s'échappent dans le MIS. La distribution spatiale de la raie à 1809 keV est donc un traceur de la production de positrons par le canal 4 (cf. Tableau 6.3) et le flux associé de $F_{1809} = 9 \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ équivaut à un flux à 511 keV de $F_{511} = 5 \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (en supposant $f_p = 0.93$). Cette valeur est du même ordre de grandeur que le flux dans le disque obtenu par [Knödlseider *et al.*, 2005]. Après estimation des incertitudes liées à la géométrie du disque, on conclut que 60 à 100 % de l'émission du disque est attribuée aux décroissances β^+ issues de l' ^{26}Al .

Le taux de production de positrons issus de la décroissance du ^{56}Co (canal 2 du Tableau 6.3) en provenance des SN II est donné par $N_{SNII}^{56} \sim 1 \times 10^{42} \eta_2 \frac{M_{56}}{0.08} N_{II/c} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ [Chan et Lingenfelter, 1993]. La fraction d'échappement η_2 est très mal connue, mais compte tenu de l'épaisseur de l'enveloppe, elle doit être très faible, probablement $< 1\%$ [Dermer et Murphy, 2001]. En conséquence, ce canal doit contribuer minoritairement à la production des positrons galactiques.

Chan et Lingenfelter [1993] ont également estimé que la contribution du canal $^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$ pourrait atteindre $\sim 10^{43} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ en provenance des SNe type Ia, Ib et II. Ce chiffre dépend des grandes incertitudes sur la masse de ^{44}Ti lors des explosions de SNe type Ib et II.

6.3.1.3 Les sursauts γ

Les sursauts γ sont les événements les plus violents qui se produisent dans l'Univers. Même si la nature du *moteur des sursauts* γ n'est à ce jour pas connue avec précision, l'énergie typique qu'il dégage semble être $E \sim 10^{51-54} \text{ ergs}$. La densité très importante de rayonnement permet alors la création de positrons par interaction $\gamma\gamma$ ou $p\gamma$ (cf. Tableau 6.2, ligne 5 et 7). Furlanetto et Loeb [2002] proposent donc qu'une raie d'annihilation soit observable en direction des restes de sursauts γ . Les flux attendus sont bien évidemment fonction de la distance du sursaut mais également de la densité du MIS environnant le sursaut. Il est donc possible qu'un reste de sursaut soit détectable dans notre Galaxie par INTEGRAL. Dans ce cadre, Parizot *et al.* [2005] précise que la distribution spatiale observée pourrait être une conséquence des sursauts de formations stellaires au centre galactique. Lors de ces événements, le milieu étant plus chaud et moins dense que dans le disque galactique, il permettrait aux positrons de remplir le bulbe avant de s'annihiler. Les SN Ic sont également une hypothèse intéressante pour expliquer le flux à 511 keV observé par SPI [Cassé *et al.*, 2004]. Ces événements sont associés à l'explosion bipolaire d'une étoile de type Wolf-Rayet. De grandes quantités de ^{56}Ni sont éjectées. La décroissance du ^{56}Co qui s'ensuit génère des positrons ayant une énergie typique de $\sim 1 \text{ MeV}$. Ils peuvent s'échapper dans le MIS car l'éjecta est rapidement "mince" dans les direc-

tions polaires. Un exemple de ce type d'événements est la SN2003dh ; elle est associée à GRB030329, 2×10^{54} positrons devraient s'échapper lors de ces explosions (25 fois + que pour une SN Ia). Un taux de 0.02 SN Ic par siècle suffirait à expliquer le flux observé par SPI, la contrainte étant que la majorité des SN Ic se situent dans le bulbe galactique. Les SN Ic étant associées aux étoiles Wolf-Rayet, elles doivent être distribuées dans le plan galactique. La question qui se pose alors est : pourquoi observe-t-on un flux en provenance du bulbe galactique ? S'il semble clair que ce type d'événements peut produire de grandes quantités de positrons, il demeure un problème quant à leur distribution spatiale.

Comme nous venons de le voir, il existe de larges incertitudes sur la production des positrons dans les SNe, et ce, quel que soit le canal de production ou le type de SNe. En revanche, nous venons de montrer que les SNe contribuent de manière évidente à la production de positrons dans notre Galaxie. Une autre incertitude réside dans la distribution spatiale et la fréquence de ces objets. Leur B/D reste à ce jour mal connu. Les SNe Ib, Ic et II sont issues majoritairement des étoiles massives. Elles devraient donc être concentrées dans le disque galactique (cf. Figure 6.7) ; or, nous observons un flux provenant majoritairement du bulbe. Dès lors, il faut trouver d'autres explications pour la production de positrons dans le bulbe. Milne *et al.* [2002a] ayant conduit une analyse similaire propose :

- la nucléosynthèse par des étoiles massives récemment formées au centre galactique
- la production de positrons par un objet compact central
- la nucléosynthèse dans les novae

6.3.2 Les Novae

Les novae sont constituées d'un système binaire associant une naine blanche à une étoile jeune et froide dont l'enveloppe remplit le lobe de Roche. La matière est transférée vers l'objet compact à travers un disque d'accrétion. L'augmentation de pression à la surface de la naine blanche qui s'ensuit peut déclencher des fusions nucléaires de plus ou moins grande intensité. Il existe majoritairement deux sous-classes de novae : O-Ne et C-O. On parle de nova O-Ne lorsque la naine blanche est composée de O-Ne et de nova C-O lorsqu'elle est composée de C-O. Ce phénomène est accompagné d'une augmentation de luminosité importante ($\times 10^1 \rightarrow \times 10^7$) lui valant le terme de *nova* (étymologiquement *nouvelle* étoile en latin). Lors de ces événements, de nouveaux éléments sont créés ; certains produisent des positrons par décroissance β^+ (cf. Tableau 6.4). Les deux premiers canaux (décroissance du ^{13}N et ^{18}F) ayant des demi-vies courtes, les positrons produits vont s'annihiler dans l'enveloppe dense de l'éjecta [Hernanz *et al.*, 1999]. Une émission à 2γ et 3γ transitoire ainsi que de photons à 511 keV "comptonisés" est donc attendue ; elle n'a actuellement jamais été observée [Hernanz *et al.*, 2002]. En revanche, les positrons produits par les deux derniers canaux (décroissance ^{22}Na et ^{26}Al) doivent être mélangés et éjectés avec l'enveloppe. Deux paramètres essentiels, et malheureusement mal connus, entrent alors en jeu : la fraction d'échappement pour chaque canal (^{22}Na et ^{26}Al) et la fréquence des novae dans notre Galaxie.

La production des différents isotopes et l'échappement des positrons sont complexes à modéliser, les résultats obtenus par des sources différentes restent cependant cohérents en

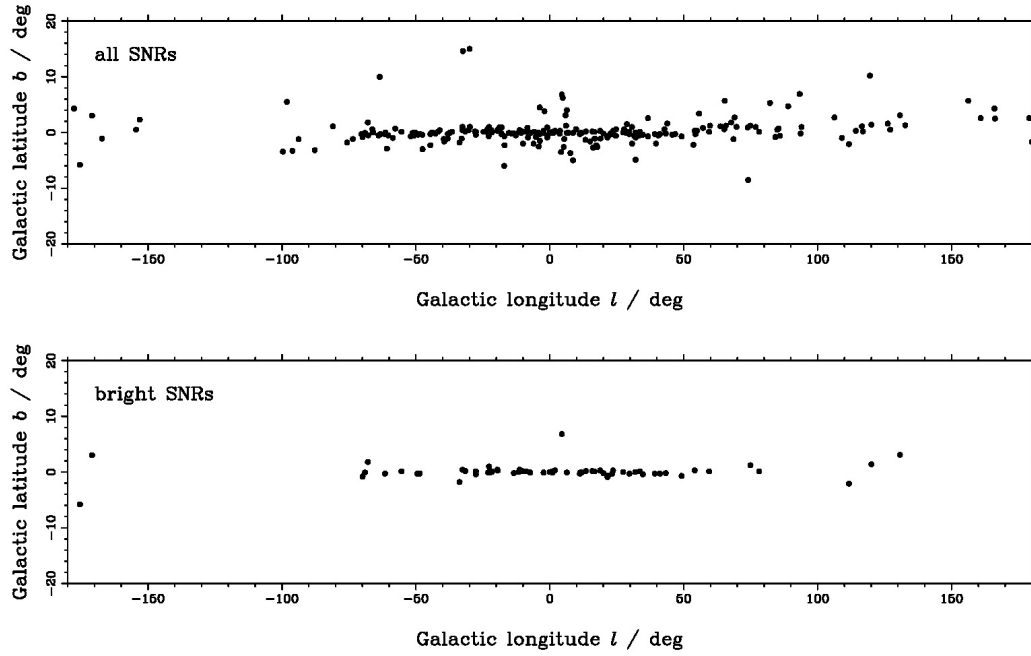


FIG. 6.7: Distribution spatiale des SNR galactiques, la figure du bas représente seulement ceux qui ont une luminosité de surface à 1 GHz supérieure à $10^{-20} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ d'après Green [2004].

Processus	demi-vie	rapport de branchement
$^{13}\text{N}(\beta^+)^{13}\text{C}$	598 s	100%
$^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}$	109.8 min	96.9%
$^{22}\text{Na}(\beta^+)^{22}\text{Ne}$	2.6 ans	90.4%
$^{26}\text{Al}(\beta^+, \gamma)^{26}\text{Mg}$	7.2×10^5 ans	82%

TAB. 6.4: Les canaux de production de positrons dans les novae.

terme d'ordre de grandeur. Ainsi, pour les novae O-Ne, Hernanz *et al.* [1999] reportent :

$$\begin{aligned} - N_{novaeO-Ne}^{22} &= 5 \times 10^{39} - 2.4 \times 10^{40} N_{O-Ne/an} e^+ s^{-1} \\ - N_{novaeO-Ne}^{26} &= 7 \times 10^{38} - 4 \times 10^{40} N_{O-Ne/an} e^+ s^{-1} \end{aligned}$$

alors que Starrfield *et al.* [1997] donne :

$$\begin{aligned} - N_{novaeO-Ne}^{22} &= 8 \times 10^{38} - 5 \times 10^{40} N_{O-Ne/an} e^+ s^{-1} \\ - N_{novaeO-Ne}^{26} &= 6 \times 10^{39} - 2 \times 10^{41} N_{O-Ne/an} e^+ s^{-1} \end{aligned}$$

avec $N_{novaeO-Ne}^{22}$ le taux de positrons issus de la décroissance du ^{22}Na produit par les novae O-Ne, $N_{novaeO-Ne}^{26}$ le taux de positrons issus de la décroissance du ^{26}Al produit par les novae O-Ne et $N_{O-Ne/an}$ la fréquence annuelle des novae O-Ne. La distribution spatiale et la fréquence de ces événements est difficile à estimer dans notre Galaxie car l'extinction dans la direction du centre galactique est importante. Aussi, l'étude des novae dans des galaxies voisines semble être la meilleure solution pour remédier au problème. Shafter *et al.* [2000] ; Shafter et Irby [2001] reportent lors de l'étude de M51, M87, M101 et M31 des fréquences de novae de $18 \pm 7 \text{ an}^{-1}$, $91 \pm 34 \text{ an}^{-1}$, $12 \pm 4 \text{ an}^{-1}$ et $37_{-8}^{+12} \text{ an}^{-1}$ respectivement. Sachant que 10 à 30% des novae sont des O-Ne [Livio et Truran, 1994], elles participent typiquement à hauteur de $\sim \frac{1}{1000} \rightarrow \frac{1}{100}$ au taux de production de positrons observé. La contribution de l' ^{26}Al est, quant à elle, discutée dans le §6.3.1 en utilisant les contraintes observationnelles de la raie à 1809 keV.

Les novae C-O semblent contribuer de manière moins importante, Starrfield *et al.* [1997] reportent :

$$\begin{aligned} - N_{novaeC-O}^{22} &= 6 \times 10^{36} - 6 \times 10^{37} N_{C-O/an} e^+ s^{-1} \\ - N_{novaeC-O}^{26} &= 7 \times 10^{36} - 8 \times 10^{37} N_{C-O/an} e^+ s^{-1}. \end{aligned}$$

En conséquence, on obtient dans les cas les plus optimistes un taux de production de positrons dix mille fois plus petit que celui observé.

Concernant la distribution spatiale, Shafter et Irby [2001] reportent un B/D compris entre 1.2 et 6.1 pour la galaxie M31, un intervalle cohérent avec les observations.

Nous venons de démontrer qu'il est invraisemblable que les novae apportent une grande contribution au taux de production de positrons observé. De larges incertitudes demeurent cependant sur le plan de la modélisation et peuvent amener à reconsidérer cette conclusion. Des contraintes observationnelles futures pourront contribuer au développement des modèles ; citons par exemple : un *all sky survey* entre 20 et 511 keV pour l'étude de l'émission *prompt* ou à 478 et 1275 keV pour l'estimation de la masse de ^{22}Na éjectée [Hernanz et José, 2004 ; Jean *et al.*, 2004b].

6.3.3 Les objets compacts

Les *pulsars* sont depuis longtemps identifiés comme des sources potentielles de positrons [Sturrock, 1971], leur important champ magnétique favorise la création de paires $e^+ e^-$. Le taux de production de positrons en provenance de ces objets est $\sim 10^{38-40} e^+ s^{-1}$ [Harding et Ramaty, 1987]. Une incertitude majeure réside cependant dans le transport de ces positrons. S'ils s'échappent avec leur facteur de Lorentz initial ($\sim 10^6$), ils n'ont pas le temps de thermaliser durant une période de l'ordre de grandeur de l'âge de notre Galaxie [Dermer et Murphy, 2001].

Massaro *et al.* [1991] ; Olive *et al.* [1993] reportent la détection d'une raie à 0.44 MeV dans le spectre du pulsar du crabe attribuée à une raie d'annihilation décalée vers le rouge (cf.

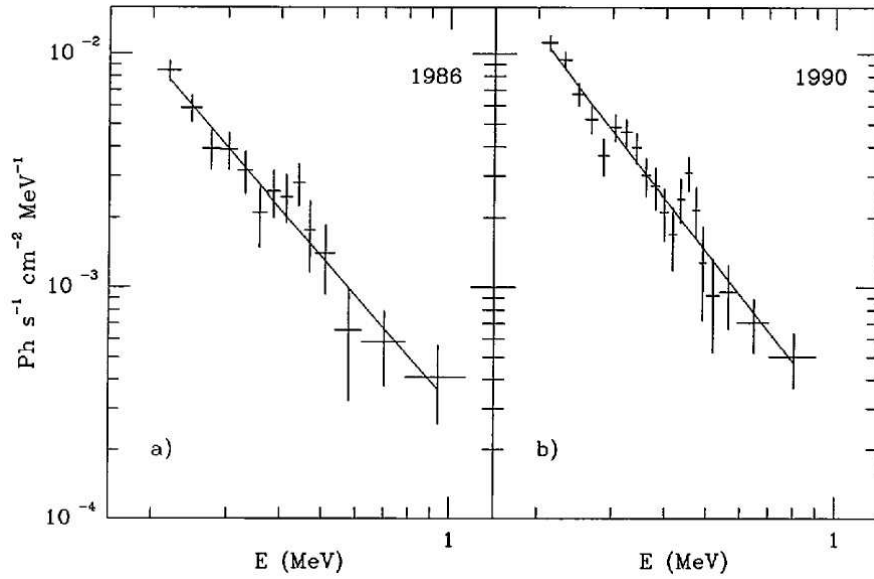


FIG. 6.8: Le spectre du pulsar du crabe à deux périodes différentes, d'après Massaro *et al.* [1991]. On voit clairement sur le spectre de droite une raie située ~ 440 keV.

Figure 6.8). Un taux d'annihilation de $10^{40} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$ est déduit. Cette raie a été interprétée par Zhu et Ruderman [1997] comme la signature du processus d'annihilation dans la magnétosphère du pulsar. Le pulsar du Crabe est un des objets les plus observés dans le domaine γ , faisant même office de chandelle standard. La raie à 511 keV n'a plus été observée depuis le début des années 1990, mais l'émission attendue de ce type d'objet étant très variable, il est impossible de tirer des conclusions définitives sur ce point. La distribution spatiale des pulsars n'est pas concentrée dans le bulbe galactique (cf. Figure 6.9). Est-il alors possible que certains mécanismes de propagation transportent des positrons énergétiques du disque vers le centre galactique ?

Les *binaires X* peuvent produire des positrons de deux manières différentes : par production de paires $\text{e}^+ \text{e}^-$ dans un plasma chaud ou par décroissance β^+ d'isotopes produits dans leur disque d'accrétion. Il convient cependant de séparer ces objets en deux sous-classes différentes : les binaires X de faible masse (LMXB, *Low Mass X-ray Binaries*) et les binaires X de grande masse (HMXB, *High Mass X-ray Binaries*). Les binaires X sont formées d'un objet compact central (étoile à neutrons, trou noir) et d'un compagnon. Lorsque le compagnon est massif, on parle de HMXB, dans le cas contraire de LMXB. La distinction entre ces deux types d'objets n'est pas uniquement formelle, leurs distribution spatiale ainsi que les conditions physiques qu'ils engendrent sont réellement différentes.

Les LMXBs sont une population intéressante dans le cadre de notre étude car leur distribution spatiale est fortement concentrée dans le bulbe galactique (Grimm *et al.* [2002], Figure 6.10). De plus, il suffirait que 1% de leur luminosité X globale ($\sim 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$) soit convertie en positrons de 1 MeV pour expliquer l'émission du bulbe [Prantzos, 2004a]. Ce constat est accompagné de 2 bémols : le mécanisme de conversion entre luminosité X et positrons est à ce jour mal maîtrisé (à cause des incertitudes sur la géométrie du système, sur les énergies typiques des particules impliquées...) et les sources qui participent majo-

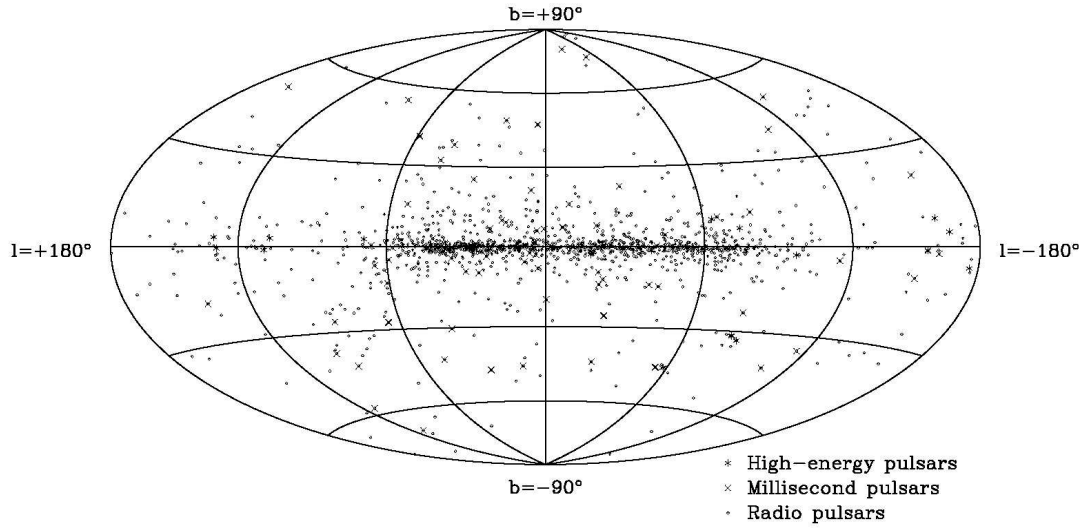


FIG. 6.9: La distribution spatiale des Pulsars, d'après Manchester *et al.* [2005].

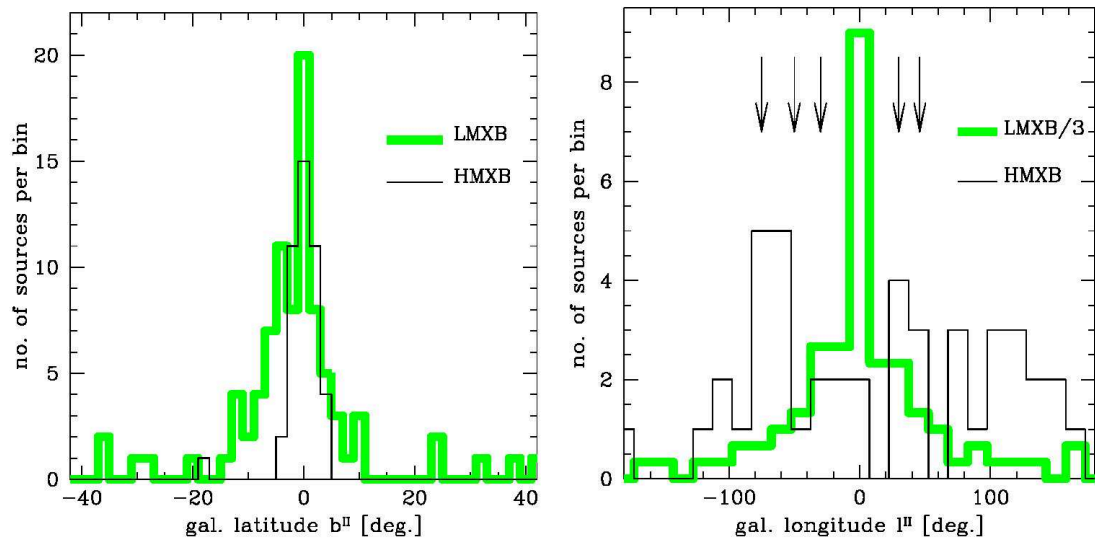


FIG. 6.10: La distribution spatiale des binaires X, d'après Grimm *et al.* [2002]. Sur le graphique de droite, les flèches indiquent la position des points tangents avec les bras spiraux de notre Galaxie.

ritairement à cette même luminosité X sont réparties dans le plan galactique. La distribution spatiale des HMXB est, elle, totalement différente car concentrée dans le plan galactique [Grimm *et al.*, 2002]. De plus, leur luminosité est plus faible. Ce type de source ne peut *a priori* pas contribuer à la production de positrons dans le bulbe. La recherche d'une signature à 511 keV fait partie des objectifs principaux d'observations avec INTEGRAL de plusieurs LMXB (Sco-X1, Cen X et A0620-00). Ces observations devraient permettre de mieux estimer la contribution de cette classe d'objet dans la production des positrons galactiques.

Les *candidats trous noirs* [Dermer et Liang, 1988] et les *microquasars* [Li et Liang, 1996] sont également des sources variables potentielles de positrons. Chaque source peut injecter $\sim 10^{41}$ - 10^{42} e^+ s^{-1} dans le milieu interstellaire. Deux sources ont déjà présenté des émissions autour de 480 keV (1E1740.7-2942 et Novae Muscae, cf. 1.1.3.1) attribuées à une raie d'annihilation décalée vers le rouge. Cependant, pendant toute la durée de la mission GRO, aucune autre signature de ce type n'a été détectée.

Les objets compacts restent incontestablement des candidats "sources de positrons". En revanche, les incertitudes concernant le transport des positrons qu'ils produisent et l'incohérence entre l'émission à 511 keV vue par SPI et la distribution spatiale de cette classe d'objet ne nous permettent pas de conclure plus précisément. En s'appuyant sur les contraintes observationnelles de OSSE, Milne *et al.* [2002a] reportent qu'un objet compact placé au centre galactique participe au maximum à hauteur de 6% au taux de production de positrons observé.

6.3.4 Les Rayons Cosmiques

Les rayons cosmiques (RC) produisent des positrons par les mêmes interactions qui sont à l'origine du π^0 (cf. Tableau 6.2, ligne 2). Le π^0 décroît très rapidement en 2 photons γ d'énergie typique ~ 70 MeV ; les cartes du ciel à cette énergie donnent donc un bon traceur de la production de positrons par ce canal [Dermer et Murphy, 2001]. La carte du ciel EGRET pour des énergies > 100 MeV est représentée par la Figure 6.11. On voit clairement que l'émission est concentrée dans le disque galactique, elle trace les régions denses associées à la phase moléculaire. Les sections efficaces de production de π^0 et π^+ ($\sigma_{\pi^+} \simeq 2\sigma_{\pi^0}$) étant sensiblement équivalentes, la luminosité donnée par COS-B de $\sim 2.5 \times 10^{42} > 100$ MeV ph s^{-1} peut être convertie en une limite supérieure de production de positrons. Chaque π^0 décroît en 2 photons ; on obtient donc une limite supérieure de $\sim 2.5 \times 10^{42}$ e^+ s^{-1} . Nous rappelons que le libre parcours moyen des positrons à ces énergies (typiquement 30 MeV) n'est pas connu.

Les flux importants de RC à basse énergie pourraient aussi contribuer à la production de positrons à travers la décroissance β^+ d'isotopes radioactifs. Cependant, les limites supérieures données par COMPTEL pour les désexcitations nucléaires semblent indiquer que les RC ne contribuent pas ou peu à la production de positrons dans la voie lactée [Dermer et Murphy, 2001].

En conclusion, le scénario développé dans ce paragraphe n'est pas favorisé par nos données. Il est seulement possible que les rayons cosmiques contribuent à l'émission du disque, à moins que la diffusion des positrons joue un rôle prépondérant.

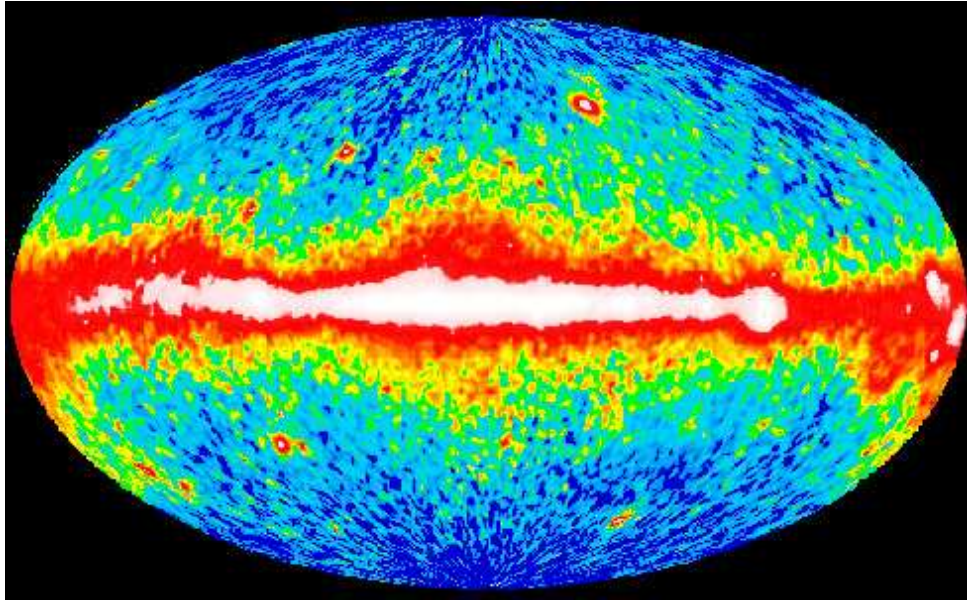


FIG. 6.11: La carte du ciel EGRET au dessus de 100 MeV

6.3.5 La Matière Noire Légère

La matière noire reste une des plus grandes énigmes de l'Astrophysique contemporaine, récemment Boehm *et al.* [2004] ont suggéré qu'une forme légère de matière noire ($1\text{MeV} \rightarrow 100\text{ MeV}$) puisse être à l'origine de positrons produits au centre de notre Galaxie. Ce type de matière noire peut s'annihiler (cf. Tableau 6.2, ligne 6) pour produire des paires $e^+ e^-$ avec des énergies semblables ($1\text{MeV} \rightarrow 100\text{ MeV}$).

Actuellement, la distribution spatiale d'une telle matière noire dans notre Galaxie est (très) mal connue; elle semble cependant jouer un rôle mineur sur le plan dynamique au centre galactique car la masse stellaire est à cet endroit très importante. En conséquence, les résultats observationnels fournis par SPI sont peu contraignants au regard de ce scénario. Des contraintes sur le profil de la distribution de la matière noire sont tout de même obtenues ($0.4 < \gamma < 0.8$ dans l'Equation 3 de Boehm *et al.* [2004]), ce résultat devrait par ailleurs se préciser en utilisant la carte du ciel à 511 keV obtenue ici.

Un autre moyen est alors l'observation de l'émission à 511 keV d'autres galaxies. Hooper *et al.* [2004] proposent par exemple la galaxie naine Sagittaire. Elle contient une grande quantité de matière noire et devrait donc émettre $1 \rightarrow 7 \cdot 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les contraintes observationnelles à notre disposition donnent des limites supérieures à 3σ de $3.8 \cdot 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [Cordier *et al.*, 2004] et $1.7 \cdot 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [Knödlseeder *et al.*, 2005], excluant tout type de halo de matière noire pour cette galaxie.

Les résultats en notre possession ne nous permettent pas de confirmer ou d'infirmer ce scénario. D'une part, l'observation d'autres galaxies n'est pas compatible avec nos données alors que l'émission potentielle de positrons par la matière noire galactique l'est. Une fois de plus, l'énergie des particules créées pouvant être importante, la propagation de positrons est peut-être le coeur de cette contradiction.

Chapitre 7

Conclusion

Environ $10^{43} \text{ e}^+ \text{ s}^{-1}$: mais comment est produite cette quantité astronomique de positrons au centre de notre Galaxie ? Près de 30 ans après la découverte de la raie à 511 keV, cette question qui taraude Astronomes et Astrophysiciens, reste sans réponse univoque. L'observatoire INTEGRAL, avec à son bord le spectromètre SPI, a été lancé pour essayer de comprendre l'origine des positrons galactiques.

Avant d'utiliser SPI, une phase de calibration-ou plutôt de compréhension-de l'instrument était nécessaire. Il a fallu comprendre ce qui le perturbait, le destabilisait, le limitait ou au contraire ce qui le corrigeait ou le perfectionnait. Ce constat d'évidences est vrai plus que partout ailleurs dans l'Astronomie γ , un domaine où un fort bruit variable prédomine.

Deux facteurs linéaires, avec le temps et la température du plan de détection, suffisent à modéliser la dérive de la fonction de calibration en énergie. Ce comportement, d'une extrême simplicité, permet de tirer tout le potentiel de l'instrument dont le but ultime est justement la discrimination énergétique. La dégradation des détecteurs sous l'effet de l'environnement spatial modifie leurs réponses impulsionnelles en énergie. L'étude de la forme des raies de bruit de fond, en utilisant des formes analytiques adaptées aux mauvaises conditions statistiques, permet de quantifier et corriger l'effet de la dégradation des détecteurs. La procédure d'*annealing*, consistant en un réchauffement des détecteurs, permet de retrouver des performances optimales après une période d'irradiation. Une durée de chauffage de ~ 120 h à 105°C réhabilite quasi-totalement le plan de détection. Une période de six mois entre *annealing*, rythmant la vie de l'instrument, est suffisante pour maintenir la résolution en énergie à un niveau réversible.

A 511 keV, le bruit est capricieux, parfois même imprévisible. Avec un rapport signal à bruit de $\sim 1\text{-}2\%$ et des variations systématiques du bruit de fond largement supérieures, l'extraction d'un signal relève de l'entêtement. La modélisation du bruit à 511 keV est une étape indispensable. Le développement de trois générations de modèles de bruit de fond successifs a donné naissance à un modèle fiable basé essentiellement sur la combinaison d'un traceur d'activité et d'une évolution temporelle long terme reproduite par un *build-up*. Pensée de manière évolutive, la méthode actuelle subira les transformations nécessaires à sa pérenisation avec l'ajout de nouvelles données.

SPI nous a alors permis d'établir une carte du ciel à 511 keV dominée par l'émission du bulbe/halo galactique. Toutes les méthodes d'imagerie à notre disposition convergent

vers une taille de l'émission centrale de $\sim 8^\circ$ (FWHM). Le disque galactique est également détecté sans ambiguïté, on en déduit un rapport bulbe/disque $3 < B/D < 9$ en luminosité. Le flux galactique total est compris entre 1.09 et $2.43 \cdot 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ en incluant les incertitudes sur la morphologie de l'émission. Les qualités spectrométriques de SPI ont révélé le spectre de la raie à 511 keV avec une précision jamais égalée. L'énergie de la raie est établie à $511.0^{+0.03}_{-0.03}$ keV avec une largeur de $2.07^{+0.1}_{-0.1}$ keV (FWHM). Les premières interprétations de ce spectre donnent déjà des informations cruciales sur le milieu où s'opère l'annihilation des positrons. Actuellement, la phase tiède est privilégiée; cette affirmation ne cessera de s'affiner avec l'accumulation de données supplémentaires. On peut même espérer avant la fin de la mission INTEGRAL obtenir un spectre pour chaque composante spatiale : le disque galactique et le bulbe stellaire.

Les implications astrophysiques de ces résultats sont complexes. Cependant, malgré les incertitudes qui règnent sur les différents mécanismes de production de positrons, il est clair que plusieurs d'entre eux jouent un rôle non négligeable dans notre Galaxie. Certains objets, tels les supernovae, apportent de toute évidence une contribution importante. Pour d'autres, la matière noire ou les novae par exemple, l'accumulation d'incertitudes tant sur le plan observationnel que de la modélisation, ne permet pas de tirer des conclusions précises. Les interrogations qui planent sur la production des positrons étant de taille, les réponses ne peuvent venir que d'une approche globale :

- . Sur le plan **théorique**, la plupart des sources avérées de positrons sont concentrées dans le disque galactique. Sachant que nous observons une majorité du flux en provenance du bulbe/halo, il est clair que la propagation et la diffusion des positrons doivent être étudiées plus en détails. La recherche de mécanismes de propagation des positrons du disque vers le centre de la galaxie est, dans ce cadre, un enjeu majeur. Cette étape passe par une meilleure compréhension des caractéristiques du MIS (température, densité, champs magnétique...), mais aussi de la physique elle-même. L'amélioration des modèles de production et propagation des positrons est indispensable. Les incertitudes ($\times 10$ -100 pour la plupart des modèles) ne permettent actuellement pas une identification univoque des progéniteurs de positrons. Des progrès sont en cours à tous les niveaux, leurs confrontations permanentes avec les observations stimuleront les avancées.
- . Au niveau **observationnel**, INTEGRAL est actuellement la mission la plus apte à répondre à nos interrogations. D'une manière générale, en conséquence directe de l'accumulation incessante de données, tous les résultats exposés ici vont être revus et améliorés. Guessoum *et al.* [2005] reporte que les incertitudes régnant autour de l'origine des positrons dans notre Galaxie sont en grande partie attribuées à la méconnaissance de la distribution spatiale de l'émission à 511 keV. SPI a permis d'atteindre un niveau de connaissance jamais égalé de notre "vision du ciel à 511 keV", et ce, en seulement une année. Dans un futur proche, l'observation par INTEGRAL de restes de supernovae, de binaires X pourrait donner de précieuses indications. L'instrument IBIS, l'imageur d'INTEGRAL, n'exprime actuellement pas tout son potentiel à 511 keV. L'effort mené dans cette thèse pour l'exploitation de ISGRI (un des deux plans de détection d'IBIS avec PICsIT) à cette longueur d'onde

doit être prolongé. De plus, le traitement des données PICsIT doit être poursuivi. Ce plan de détection est optimisé à 511 keV. Malgré un fonctionnement complexe, il est à l'heure actuelle, l'instrument le plus prometteur d'INTEGRAL au regard de l'émission des sources ponctuelles à cette énergie. L'étude du continuum positronium avec SPI est en cours. Cette analyse nécessite un temps plus long car l'étude du bruit de fond s'étend sur une bande en énergie beaucoup plus importante.

Pour tous les candidats "sources de positrons", des stratégies d'observation spécifiques peuvent renforcer les connaissances à notre disposition. Dans le cas des novae, la majorité de l'information est contenue dans les premiers temps suivants l'explosion. Cette dernière étant imprévisible, une stratégie type *all-sky survey* est préférable. Concernant les supernovae, les isotopes créés ayant des demi-vies plus longues, des observations ciblées sont attendues. On voit alors que seule la combinaison de plusieurs instruments, voire même de plusieurs missions, peut satisfaire toutes nos attentes. Parmi les sources ponctuelles, les LMXBs doivent retenir notre attention. Elles constituent la seule population de sources ayant des caractéristiques morphologiques proches de celles de la raie à 511 keV. Concernant les candidats "sources de positrons" diffuses, la plus stimulante est sans aucun doute la matière noire légère. Enfin, la recherche d'une variabilité dans le flux à 511 keV, clamée puis désavouée dans les années 1980, constitue également un enjeu notable. L'énorme quantité de données accumulées actuellement par INTEGRAL constitue un avantage majeur sur ce point.

- Sur le plan **instrumental**, la priorité est de répondre au cahier des charges que nous venons de dresser. Pour des stratégies type *all-sky survey*, la nouvelle génération de télescopes Compton en cours de développement (MEGA, ACT...) devrait permettre des avancées en terme de sensibilité, tout en conservant un champ de vue important. Concernant l'observation des sources ponctuelles à des énergies >400 keV, le recours à d'autres alternatives semble indispensable. La focalisation semble alors être le seul concept alliant une réelle avancée et faisabilité. Le projet MAX est actuellement le plus abouti dans ce sens. Avec une sensibilité de $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ et une résolution angulaire de ~ 1 arcmin, il permet une "double révolution". Grâce à cette dernière, ces deux caractéristiques essentielles qui font actuellement défaut aux télescopes γ , pourrait être prodigieusement améliorées. Avec cet instrument, notre connaissance de l'émission des sources ponctuelles à 511 keV progressera de presque deux ordres de grandeur. Ce progrès instrumental conduirait à des retombées scientifiques considérables.

Un pas décisif vient d'être franchi avec INTEGRAL/SPI dans l'observation de la raie d'annihilation galactique. Il marque le début d'une marche déterminée vers la compréhension d'un des grands mystères de l'Univers. Son aboutissement passera par une synergie entre toutes les branches de l'Astrophysique : instrumentale, observationnelle et théorique. Déterminer l'origine de l'anti-matière galactique est un formidable pari ; il apparaît totalement réaliste aujourd'hui.

Bibliographie

- F. ALBERNHE, J. F. LEBORGNE, G. VEDRENNE, D. BOCLET, P. DUROUCHOUX ET J. M. DA COSTA.
Detection of the positron annihilation gamma ray line from the Galactic Center region.
Astronomy & Astrophysics, vol. 94 p. 214, 1981.
- C. ANDERSON.
Physical Review, vol. 41 p. 405, 1932.
- J. ARNOLD.
J. Geophys. Res., vol. 67 p. 4878, 1962.
- D. ATTIE, M. CHERNYAKOVA, P. KRETSCHMAR, I. KREYKENBHOM, S. SCHANNE, P. SIZUN, R. STAUBERT ET A. VON KIENLIN.
Cyclotron lines in INTEGRAL/SPI spectra of Vela X-1.
In *COSPAR, Plenary Meeting*, page 2862, 2005.
- D. ATTIE, B. CORDIER, M. GROS, P. LAURENT, S. SCHANNE, G. TAUZIN, P. VON BALLMOOS, L. BOUCHET, P. JEAN, J. KNÖDLSER, P. MANDROU, P. PAUL, J.-P. ROQUES, G. SKINNER, G. VEDRENNE, R. GEORGII, A. VON KIENLIN, G. LICHTI, V. SCHÖNFELDER, A. STRONG, C. WUNDERER, C. SHRADER, S. STURNER, B. TEEGARDEN, G. WEIDENSPONTNER, J. KIENER, M.-G. PORQUET, V. TATISCHEFF, S. CRESPI, S. JOLY, Y. ANDRÉ, F. SANCHEZ ET P. LELEUX.
INTEGRAL/SPI ground calibration.
Astronomy & Astrophysics, vol. 411 p. 71, 2003.
- C. BOEHM, D. HOOPER, J. SILK, M. CASSE ET J. PAUL.
MeV Dark Matter : Has It Been Detected ?
Physical Review Letters, vol. 92 p. 101301, 2004.
- S. E. BOGGS, P. JEAN, R. P. LIN, D. M. SMITH, P. VON BALLMOOS, N. W. MADDEN, P. N. LUKE, M. AMMAN, M. T. BURKS, E. L. HULL, W. CRAIG ET K. ZIOCK.
The Nuclear Compton Telescope : A Balloon-borne Soft γ -ray Spectrometer Polarimeter and Imager.
In S. Ritz, N. Gehrels ET C. R. Shrader, editors, *AIP Conf. Proc. 587 : Gamma 2001*, page 877, 2001.
-

- V. BORREL, B. KANDEL, F. ALBERNHE, P. FRABEL, B. CORDIER, G. TAUZIN, S. CRESPI, R. COSZACH, J. DENIS ET P. LELEUX.
Fast neutron-induced damage in integral n-type hpge detectors.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. A, vol. 430 p. 348, 1999.
- L. BOUCHET, P. MANDROU, J. P. ROQUES, G. VEDRENNE, B. CORDIER, A. GOLDWURM, F. LEBRUN, J. PAUL, R. SUNYAEV, E. CHURAZOV, M. GILFANOV, M. PAVLINSKY, S. GREBENEV, G. BABALYAN, I. DEKHAVANOV ET N. KHAVENSON.
Sigma discovery of variable e^{+} - e^{-} annihilation radiation from the near Galactic center variable compact source 1E 1740.7 - 2942.
Astrophysical Journal, vol. 383 p. 45, 1991.
- H. BROOKS.
Advances in Electronics and Electron Physics 7, page 85, 1955.
- J. J. BURGER, S. A. STEPHENS ET B. N. SWANENBURG.
Origin of Low Energy Cosmic Ray Positrons at Energies < 2 MeV.
Astrophys. Space. Sci., vol. 8 p. 20, 1970.
- R. W. BUSSARD, R. RAMATY ET R. J. DRACHMAN.
The annihilation of galactic positrons.
Astrophysical Journal, vol. 228 p. 928, 1979.
- E. CAPPELLARO, M. TURATTO, D. Y. TSVETKOV, O. S. BARTUNOV, C. POLLAS, R. EVANS ET M. HAMUY.
The rate of supernovae from the combined sample of five searches.
Astronomy & Astrophysics, vol. 322 p. 431, 1997.
- M. CASSÉ, B. CORDIER, J. PAUL ET S. SCHANNE.
Hypervolcanoes/Gamma-Ray Bursts in the Galactic Center as Possible Sources of Galactic Positrons.
Astrophysical Journal, vol. 602 p. 17, 2004.
- K. CHAN ET R. E. LINGENFELTER.
Positrons from supernovae.
Astrophysical Journal, vol. 405 p. 614–636, 1993.
- E. L. CHUPP, D. J. FORREST, P. R. HIGBIE, A. N. SURI, C. TSAI ET P. P. DUNPHY.
Solar gamma.
Nature, vol. 241 p. 333, 1973.
- E. CHURAZOV, R. SUNYAEV, S. SAZONOV, M. REVNIVTSEV ET D. VARSHALOVICH.
Positron annihilation spectrum from the Galactic Centre region observed by SPI/INTEGRAL.
MNRAS, vol. 357 p. 1377, 2005.
- S. A. COLGATE.
Positrons and Low Energy Cosmic Rays from Supernovae.
Astrophys. Space. Sci., vol. 8 p. 457, 1970.
-

- B. CORDIER, D. ATTIE, M. CASSE, J. PAUL, S. SCHANNE, P. SIZUN, P. JEAN, J.-P. ROQUES ET G. VEDRENNE.
Search for a light dark matter annihilation signal in the Sagittarius Dwarf Galaxy.
Proc. of 5th INTEGRAL Workshop (Munich), vol. SP-552, 2004.
- B. CORDIER, J. PAUL, D. BARRET, G. K. SKINNER, J. ATTEIA ET G. R. RICKER.
ECLAIRs : a microsatellite for the multiwavelength study of the gamma-ray burst prompt emission.
In J. E. Truemper ET H. D. Tananbaum, editors, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 4851, page 1188, 2003.
- E. COSTA, F. FRONTERA, F. HEISE, M. FEROCI, J. IN 'T ZAND, F. FIORE, M. N. CINTI, D. DAL FIUME, L. NICASTRO, M. ORLANDINI, E. PALAZZI, M. RAPISARDA, G. ZAVATTINI, R. JAGER, A. PARMAR, A. OWENS, S. MOLENDI, G. CUSUMANO, M. C. MACCARONE, S. GIARRUSSO, A. COLETTA, L. A. ANTONELLI, P. GIOMMI, J. M. MULLER, L. PIRO ET R. C. BUTLER.
Discovery of an x-ray afterglow associated with the gamma-ray burst of 28 february 1997.
Nature, vol. 387 p. 783–785, 1997.
- T. J.-L. COURVOISIER, R. WALTER, V. BECKMANN, A. J. DEAN, P. DUBATH, R. HUDEC, P. KRETSCHMAR, S. MEREGHETTI, T. MONTMERLE, N. MOWLAVI, S. PALTANI, A. PREITE MARTINEZ, N. PRODUIT, R. STAUBERT, A. W. STRONG, J.-P. SWINGS, N. J. WESTERGAARD, N. WHITE, C. WINKLER ET A. A. ZDZIARSKI.
The INTEGRAL Science Data Centre (ISDC).
Astronomy & Astrophysics, vol. 411 p. L53, 2003.
- C. J. CRANNELL, G. JOYCE, R. RAMATY ET C. WERNTZ.
Formation of the 0.511 MeV line in solar flares.
Astrophysical Journal, vol. 210 p. 582, 1976.
- C. D. DERMER ET E. P. LIANG.
Gamma-Rays from Cygnus X-1 : Modeling and Nonthermal Pair Production.
In *AIP Conf. Proc. 170 : Nuclear Spectroscopy of Astrophysical Sources*, page 326, 1988.
- C. D. DERMER ET R. J. MURPHY.
Annihilation radiation in the Galaxy.
In *Proc. of 4th INTEGRAL Workshop (Alicante)*, page 115, 2001.
- R. DIEHL, J. KNÖDLSIEDER, G. G. LICHTI, K. KRETSCHMER, S. SCHANNE, V. SCHÖNFELDER, A. W. STRONG, A. VON KIENLIN, G. WEIDENSPONTNER, C. WINKLER ET C. WUNDERER.
SPI measurements of Galactic ²⁶Al.
Astronomy & Astrophysics, vol. 411 p. L451, 2003.
-

- R. DIEHL, N. PRANTZOS ET P. VON BALLMOOS.
Astrophysical constraints from gamma-ray spectroscopy.
ArXiv Astrophysics e-prints, 2005.
- R. DIEHL, U. WESSOLOWSKI, U. OBERLACK, H. BLOEMEN, R. GEORGII, A. IYUDIN, J. KNÖDLSIEDER, G. LICHTI, W. HERMSEN, D. MORRIS, J. RYAN, V. SCHÖNFELDER, A. STRONG, P. VON BALLMOOS ET C. WINKLER.
 ^{26}Al and the COMPTEL ^{60}Fe Data.
In C. D. Dermer, M. S. Strickman ET J. D. Kurfess, editors, *AIP Conf. Proc. 410 : Proceedings of the Fourth Compton Symposium*, page 1109, 1997.
- L. DRAGEN.
Nuclear Instruments and Methods, vol. 378 p. 511, 1980.
- P. DUBATH, J. KNÖDLSIEDER, G. K. SKINNER, P. CONNELL, I. KREYKENBOHM, A. STRONG, P. SIZUN, D. ATTIE, S. SCHANNE, B. CORDIER, L. BOUCHET ET A. VON KIENLIN.
The INTEGRAL spectrometer SPI : performance of point-source data analysis.
MNRAS, vol. 357 p. 420, 2005.
- E. E. FENIMORE ET T. M. CANNON.
Uniformly redundant arrays - Digital reconstruction methods.
Appl. Opt., vol. 20 p. 1858, 1981.
- S. R. FURLANETTO ET A. LOEB.
Identifying Gamma-Ray Burst Remnants through Positron Annihilation Radiation.
Astrophysical Journal, vol. 569 p. 91, 2002.
- N. GEHRELS.
Instrumental background in gamma-ray spectrometers and techniques for its reduction.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. A, vol. 239 p. 324, 1985.
- N. GEHRELS.
Instrumental background in gamma-ray spectrometers flown in low Earth orbit.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. A, vol. 313 p. 513, 1992.
- W. GILLARD.
Modélisation de l'émission d'annihilation des positrons dans notre galaxie.
Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, en préparation.
- A. GOLDWURM, J. BALLEST, B. CORDIER, J. PAUL, L. BOUCHET, J. P. ROQUES, D. BARRET, P. MANDROU, R. SUNYAEV, E. CHURAZOV, M. GILFANOV, A. DYACHKOV, N. KHAVENSON, V. KOVTUNENKO, R. KREMNEV ET K. SUKHANOV.
Sigma/GRANAT soft gamma-ray observations of the X-ray nova in Musca - Discovery of positron annihilation emission line.
Astrophysical Journal, vol. 389 p. L79, 1992.
-

D. A. GREEN.

Galactic supernova remnants : an updated catalogue and some statistics.

Bulletin of the Astronomical Society of India, vol. 32 p. 335, 2004.

H.-J. GRIMM, M. GILFANOV ET R. SUNYAEV.

Log(N)-Log(S) and luminosity function of X-ray binaries from RXTE/ASM data.

Astronomy & Astrophysics, vol. 391 p. 923, 2002.

J. E. GRINDLAY, W. W. CRAIG, N. A. GEHRELS, F. A. HARRISON ET J. HONG.

EXIST : mission design concept and technology program.

In J. E. Truemper ET H. D. Tananbaum, editors, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 4851, page 331, 2003.

N. GUESSOUM, P. JEAN ET W. GILLARD.

The lives and deaths of positrons in the interstellar medium.

ArXiv Astrophysics e-prints, 2005.

N. GUESSOUM, P. JEAN, J. KNÖDLSER, V. LONJOU, P. VON BALLMOOS ET G. WEIDENSPONTNER.

Modeling the early annihilation radiation spectrum from INTEGRAL/SPI.

Proc. of 5th INTEGRAL Workshop (Munich), page 57, 2004.

N. GUESSOUM, R. RAMATY ET R. E. LINGENFELTER.

Positron annihilation in the interstellar medium.

Astrophysical Journal, vol. 378 p. 170, 1991.

N. GUESSOUM, J. G. SKIBO ET R. RAMATY.

Positron Annihilation Processes Update.

In *ESA SP-382 : The Transparent Universe*, page 113, 1997.

H. HALLOIN, P. VON BALLMOOS, J. EVRARD, G. K. SKINNER, N. V. ABROSIMOV, P. BASTIE, G. DI COCCO, M. GEORGE, B. HAMELIN, P. JEAN, J. KNÖDLSER, P. LAPORTE, C. BADENES, P. LAURENT ET R. K. SMITHER.

Performance of CLAIRE, the first balloon-borne γ -ray telescope.

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. A, vol. 504 p. 120–125, 2003.

H. HALLOIN, P. VON BALLMOOS, J. EVRARD, G. K. SKINNER, M. HERNANZ, N. V. ABROSIMOV, P. BASTIE, B. HAMELIN, V. LONJOU, J. M. ALVAREZ, A. LAURENS, P. JEAN, J. KNOEDLSER ET R. K. SMITHER.

CLAIRE gamma-ray lens : flight and long distance test results.

In O. Citterio ET S. L. O'Dell, editors, *Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 5168, page 471, 2004.

A. HARDING ET R. RAMATY.

The pulsar contribution to galactic cosmic ray positrons.

In *20th Cosmic-Ray Conf.*, volume 2, page 92, 1987.

- B. A. HARMON, M. H. FINGER, B. RUBIN, R. MALLOZZI, W. S. PACIESAS, R. B. WILSON, G. J. FISHMAN, M. BROCK ET C. A. MEEGAN.
Occultation ananlysis of BATSE data - operationnal aspects.
In C. R. Shrader, N. Gehrels ET B. Dennis, editors, *The Compton Observatory Science Workshop*, page 69, 1992.
- M. J. HARRIS, J. KNÖDLSIEDER, P. JEAN, E. CISANA, R. DIEHL, G. G. LICHTI, J.-P. ROQUES, S. SCHANNE ET G. WEIDENSPONTNER.
Detection of γ -ray lines from interstellar Fe-60 by the high resolution spectrometer SPI.
Astronomy & Astrophysics, vol. 433 p. L49, 2005.
- M. J. HARRIS, L. M.D. ET S. G.H.
Astrophysical Journal, vol. 375 p. 216, 1991.
- M. J. HARRIS, B. J. TEEGARDEN, T. L. CLINE, N. GEHRELS, D. M. PALMER, R. RAMATY ET H. SEIFERT.
Transient Gamma-Ray Spectrometer Measurements of the Positron Annihilation Spectrum from the Galactic Center.
Astrophysical Journal, vol. 501 p. L55, 1998.
- R. C. HAYMES, G. D. WALRAVEN, C. A. MEEGAN, R. D. HALL, F. T. DJUTH ET D. H. SHELTON.
Detection of nuclear gamma rays from the galactic center region.
Astrophysical Journal, vol. 201 p. 593, 1975.
- M. HERNANZ, J. GÓMEZ-GOMAR ET J. JOSÉ.
The prompt gamma-ray emission of novae.
New Astronomy Review, vol. 46 p. 559, 2002.
- M. HERNANZ ET J. JOSÉ.
 γ -rays from classical novae : expectations from present and future missions.
New Astronomy Review, vol. 48 p. 35, 2004.
- M. HERNANZ, J. JOSÉ, A. COC, J. GÓMEZ-GOMAR ET J. ISERN.
Gamma-Ray Emission from Novae Related to Positron Annihilation : Constraints on its Observability Posed by New Experimental Nuclear Data.
Astrophysical Journal, vol. 526 p. L97, 1999.
- D. HOOPER, F. FERRER, C. BOEHM, J. SILK, J. PAUL, N. WYN EVANS ET C. M.
Possible Evidence for MeV Dark Matter In Dwarf Spheroidals.
Physical Review Letters, vol. 93 p. 161302, 2004.
- F. HOYLE ET W. FOWLER.
Astrophysical Journal, vol. 132 p. 565, 1960.
- A. F. IYUDIN ET AL.
Astrophys. Lett. Commun., vol. 38 p. 383, 1998.
-

- A. F. IYUDIN, R. DIEHL, H. BLOEMEN, W. HERMSEN, G. G. LICHTI, D. MORRIS, J. RYAN, V. SCHOENFELDER, H. STEINLE, M. VARENDORFF, C. DE VRIES ET C. WINKLER.
COMPTEL observations of Ti-44 gamma-ray line emission from CAS A.
Astronomy & Astrophysics, vol. 284 p. L1, 1994.
- A. F. IYUDIN, V. SCHONFELDER, K. BENNETT, H. BLOEMEN, R. DIEHL, W. HERMSEN, G. G. LICHTI, R. D. VAN DER MEULEN, J. RYAN ET C. WINKLER.
Emission from ^{44}Ti associated with a previously unknown Galactic supernova.
Nature, vol. 396 p. 142, 1998.
- F. A. IYUDIN, K. BENNETT, H. BLOEMEN, R. DIEHL, W. HERMSEN, J. KNÖDLSEDER, G. G. LICHTI, J. RYAN, V. SCHÖNFELDER, W. A. STRONG ET C. WINKLER.
COMPTEL Constraints on Nova-Produced ^{22}Na .
Astrophysical Letters Communications, vol. 38 p. 371, 1999.
- A. S. JACOBSON, J. C. LING, W. A. MAHONEY ET J. B. WILLETT.
Observational evidence for extraterrestrial gamma-ray line sources.
In *Gamma Ray Spectroscopy in Astrophysics*, page 228, 1978.
- P. JEAN, J. KNÖDLSEDER, W. GILLARD, N. GUESSOUM, K. FERRIÈRE, A. MARCOWITH, V. LONJOU ET J. ROQUES.
Spectral analysis of the galactic $e^+ e^-$ annihilation emission.
Astronomy & Astrophysics, *accepté pour publication*.
- P. JEAN, J. E. NAYA ET P. VON BALLMOOS.
Performance of an INTEGRAL Spectrometer Model.
In *ESA SP-382 : The Transparent Universe*, page 635, 1997.
- P. JEAN, G. VEDRENNE, J. P. ROQUES, V. SCHÖNFELDER, B. J. TEEGARDEN, A. VON KIENLIN, J. KNÖDLSEDER, C. WUNDERER, G. K. SKINNER, G. WEIDENSPONTNER, D. ATTÍE, S. BOGGS, P. CARAVEO, B. CORDIER, R. DIEHL, M. GROS, P. LELEUX, G. G. LICHTI, E. KALEMCI, J. KIENER, V. LONJOU, P. MANDROU, P. PAUL, S. SCHANNE ET P. VON BALLMOOS.
SPI instrumental background characteristics.
Astronomy & Astrophysics, vol. 411 p. L107, 2003.
- P. JEAN, P. VON BALLMOOS, K. J., M. HERNANZ, E. CISANA, M. VALSESIA, A. VON KIELIN, P. LELEUX, A. STRONG, C. WINKLER ET W. C.
Search for a galactic 1275 keV line emission with SPI/INTEGRAL.
Proc. of 5th INTEGRAL Workshop (Munich), vol. ESA SP-552 p. 119, 2004a.
- P. JEAN, P. VON BALLMOOS, K. J., V. LONJOU, G. WEIDENSPONTNER, G. SKINNER, M. ALLAIN, E. CISANA, M. VALSESIA, N. GUESSOUM, R. DIEHL, A. STRONG, M. CASSE, G. VEDRENNE, V. SCHÖNFELDER ET C. WINKLER.
Status of the 511 keV line from the Galactic Center.
Proc. of 5th INTEGRAL Workshop (Munich), vol. ESA SP-552 p. 51, 2004b.
-

- W. N. JOHNSON, F. R. HARNDEN ET R. C. HAYMES.
The Spectrum of Low-Energy Gamma Radiation from the Galactic-Center Region.
Astrophysical Journal, vol. 172 p. L1, 1972.
- W. N. JOHNSON, R. L. KINZER, J. D. KURFESS, M. S. STRICKMAN, W. R. PURCELL,
D. A. GRABELSKY, M. P. ULMER, D. A. HILLIS, G. V. JUNG ET R. A. CAMERON.
The Oriented Scintillation Spectrometer Experiment - Instrument description.
Astrophysical Journal, vol. 86 p. 693, 1993.
- G. KANBACH, R. ANDRITSCHKE, P. F. BLOSER, F. SCHOPPER, V. SCHOENFELDER
ET A. ZOGLAUER.
*Concept study for the next generation medium-energy gamma-ray astronomy mission :
MEGA.*
In J. E. Truemper ET H. D. Tananbaum, editors, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes
and Instruments for Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 4851, page 1209,
2003.
- B. KANDEL.
*Etude du plan de détection du spectromètre SPI sur INTEGRAL : analyse expérimentale
et modélisation des détecteurs HPGe.*
Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, 1998.
- B. KANDEL, V. BORREL, F. ALBERNHE, P. FRABEL, B. CORDIER, G. TAUZIN,
S. CRESPI, R. COSZACH, J. DENIS ET P. LELEUX.
*Influence of temperature on the behaviour of integral n-type detectors irradiated with
fast neutrons.*
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. A, vol. 430 p. 363, 1999.
- L. KAUFMAN.
IEEE Trans. Med. Img., vol. 6 p. 37, 1987.
- R. L. KINZER, P. A. MILNE, J. D. KURFESS, M. S. STRICKMAN, W. N. JOHNSON
ET W. R. PURCELL.
Positron Annihilation Radiation from the Inner Galaxy.
Astrophysical Journal, vol. 559 p. 282, 2001.
- R. W. KLEBESADEL, I. B. STRONG ET R. A. OLSON.
Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin.
Astrophysical Journal, vol. 182 p. L85, 1973.
- J. KNÖDLSER, K. BENNETT, H. BLOEMEN, R. DIEHL, W. HERMSEN, U. OBER-
LACK, J. RYAN, V. SCHÖNFELDER ET P. VON BALLMOOS.
A multiwavelength comparison of COMPTEL 1.8 MeV ^{26}Al line data.
Astronomy & Astrophysics, vol. 344 p. 68, 1999a.
- J. KNÖDLSER, D. DIXON, K. BENNETT, H. BLOEMEN, R. DIEHL, W. HERMSEN,
U. OBERLACK, J. RYAN, V. SCHÖNFELDER ET P. VON BALLMOOS.
Image reconstruction of COMPTEL 1.8 MeV (^{26}Al) line data.
Astronomy & Astrophysics, vol. 345 p. 813, 1999b.
-

- J. KNÖDLSIEDER, P. JEAN, V. LONJOU, G. WEIDENSPONTNER, N. GUESSOUM, W. GILLARD, G. SKINNER, P. VON BALLMOOS, G. VEDRENNE, J. . ROQUES, S. SCHANNE, B. TEEGARDEN, V. SCHÖNFELDER ET C. WINKLER.
The all-sky distribution of 511 keV electron-positron annihilation emission.
Astronomy & Astrophysics, vol. accepté pour publication, 2005.
- J. KNÖDLSIEDER, V. LONJOU, P. JEAN, M. ALLAIN, P. MANDROU, J. . ROQUES, G. K. SKINNER, G. VEDRENNE, P. VON BALLMOOS, G. WEIDENSPONTNER, P. CARAVEO, B. CORDIER, V. SCHONFELDER ET B. J. TEEGARDEN.
Early SPI/INTEGRAL constraints on the morphology of the 511 keV line emission in the 4th galactic quadrant.
Astronomy & Astrophysics, 2003.
- J. KNÖDLSIEDER.
The origin of ^{26}Al in the Galaxy.
Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1997.
- F. KNOLL.
Radiation detection and measurement, chapter 12.
John Wiley and Sons (New York), 2002.
- M. KOENEN, J. BRÜCKNER, M. KÖRFER, I. TAYLOR ET H. WÄNKE.
Radiation Damage in Large-Volume n-and p-Type High-Purity Germanium Detectors Irradiated by 1.5 GeV Protons.
IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 42 p. 653, 1995.
- H. W. KRANER.
Fast neutron damage in germanium detector.
IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 27 p. 218, 1980.
- H. W. KRANER, C. CHASMAN ET K. JONES.
Nuclear Instruments and Methods, vol. 62 p. 173, 1968.
- W. KRAUSHAAR, G. W. CLARK, G. GARMIRE, H. HELMKEN, P. HIGBIE ET M. AGO-GINO.
Explorer XI Experiment on Cosmic Gamma Rays.
Astrophysical Journal, vol. 141 p. 845, 1965.
- W. L. KRAUSHAAR, G. W. CLARK, G. P. GARMIRE, R. BORKEN, P. HIGBIE, V. LEONG ET T. THORSOS.
High-Energy Cosmic Gamma-Ray Observations from the OSO-3 Satellite.
Astrophysical Journal, vol. 177 p. 341, 1972.
- P. KURCZYNSKI, R. H. PEHL, E. L. HULL, D. PALMER, M. J. HARRIS, H. SEIFERT, B. J. TEEGARDEN, N. GEHRELS, T. L. CLINE, R. RAMATY, D. SHEPPARD, N. W. MADDEN, P. N. LUKE, C. P. CORK, D. A. LANDIS, D. F. MALONE ET K. HURLEY.
Long-term radiation damage to a spaceborne germanium spectrometer.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 431 p. 141, 1999.
-

- J. D. KURFESS, W. N. JOHNSON, R. L. KINZER, R. A. KROEGER, M. S. STRICKMAN, J. E. GROVE, M. D. LEISING, D. D. CLAYTON, D. A. GRABELSKY, W. R. PURCELL, M. P. ULMER, R. A. CAMERON ET G. V. JUNG.
Oriented Scintillation Spectrometer Experiment observations of Co-57 in SN 1987A.
Astrophysical Journal, vol. 399 p. L137, 1992.
- C. LABANTI, G. DI COCCO, G. FERRO, F. GIANOTTI, A. MAURI, E. ROSSI, J. B. STEPHEN, A. TRACI ET M. TRIFOGLIO.
The Ibis-Picst detector onboard Integral.
Astronomy & Astrophysics, vol. 411 p. 149, 2003.
- P. LAPORTE.
Etude de la Diffraction en Géométrie de Laue : Application à l'Astrophysique Nucléaire.
Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 2000.
- F. LEBRUN, J. P. LERAY, P. LAVOCAT, J. CRÉTOLLE, M. ARQUÈS, C. BLONDEL, C. BONNIN, A. BOUÈRE, C. CARA, T. CHALEIL, F. DALY, F. DESAGES, H. DZITKO, B. HOREAU, P. LAURENT, O. LIMOUSIN, F. MATHY, V. MAUGUEN, F. MEIGNIER, F. MOLINIÉ, E. POINDRON, M. ROUGER, A. SAUVAGEON ET T. TOURRETTE.
ISGRI : The INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager.
Astronomy & Astrophysics, vol. 411 p. 141, 2003.
- P. LELEUX, F. ALBERNHE, V. BORREL, B. CORDIER, R. COSZACH, S. CRESPI, J. DENIS, P. DUHAMEL, P. FRABEL, W. GALSTER, J.-S. GRAULICH, P. JEAN, B. KANDEL, J. MEULDERS, G. TAUZIN, J. VANHORENBEECK, G. VEDRENNE ET P. VON BALLMOOS.
Neutron-induced nuclear reactions and degradation in germanium detectors.
Astronomy & Astrophysics, vol. 411 p. L85, 2003.
- M. LEVENTHAL.
Recent balloon observation of the Galactic center 511 keV annihilation line.
Advances in Space Research, vol. 11 p. 157, 1991.
- M. LEVENTHAL, C. J. MACCALLUM ET P. D. STANG.
Detection of 511 keV positron annihilation radiation from the galactic center direction.
Astrophysical Journal, vol. 225 p. L11, 1978.
- H. LI ET E. LIANG.
Astrophysical Journal, vol. 458 p. 514, 1996.
- M. D. LIEBER, D. J. GALLAGHER, W. C. CASH ET A. F. SHIPLEY.
System performance evaluation of the MAXIM concept with integrated modeling.
In J. E. Truemper ET H. D. Tananbaum, editors, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 4851, page 557, 2003.
- R. P. LIN, G. J. HURFORD, N. W. MADDEN, B. R. DENNIS, C. J. CRANNELL, G. D. HOLMAN, R. RAMATY, T. T. VON ROSENGE, A. ZEHNDER, H. F. VAN BEEK,
-

- P. L. BORNMAN, R. C. CANFIELD, A. G. EMSLIE, H. S. HUDSON, A. BENZ, J. C. BROWN, S. ENOME, T. KOSUGI, N. VILMER, D. M. SMITH, J. MCTIERNAN, I. HAWKINS, S. SLASSI-SENNOU, A. CSILLAGHY, G. FISHER, C. JOHNS-KRULL, R. SCHWARTZ, L. E. ORWIG, D. ZARRO, E. SCHMAHL, M. ASCHWANDEN, P. HARVEY, D. CURTIS, D. PANKOW, D. CLARK, R. F. BOYLE, R. HENNECK, A. MICHEDLISHVILI, K. THOMSEN, J. PREBLE ET F. SNOW.
High-Energy Solar Spectroscopic Imager (HESSI) Small Explorer mission for the next (2000) solar maximum.
In *Proc. SPIE Vol. 3442, Missions to the Sun II*, Clarence M. Korendyke ; Ed., page 2, 1998.
- J. C. LING, W. A. MAHONEY, J. B. WILLETT ET A. S. JACOBSON.
A possible line feature at 73 keV from the Crab Nebula.
Astrophysical Journal, vol. 231 p. 896, 1979.
- M. LIVIO ET J. W. TRURAN.
On the interpretation and implications of nova abundances : an abundance of riches or an overabundance of enrichments.
Astrophysical Journal, vol. 425 p. 797–801, 1994.
- J. LLACER.
Nuclear Instruments and Methods, vol. 98 p. 259, 1972.
- V. LONJOU, J. KNÖDLSER, J. P. ROQUES, G. K. SKINNER, P. VON BALLMOOS, P. JEAN, P. PAUL, G. WEIDENSPONTNER, C. WUNDERER ET S. SCHANNE.
SPI energy calibration.
Proc. of 5th INTEGRAL Workshop (Munich), vol. SP-552 p. 129, 2004a.
- V. LONJOU, J. P. ROQUES, P. VON BALLMOOS, P. JEAN, J. KNÖDLSER, G. K. SKINNER, A. THEVENIN ET G. WEIDENSPONTNER.
Characterization of the in-flight degradation of the integral/spi detectors.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. A, 2005.
- V. LONJOU, G. WEIDENSPONTNER, J. KNÖDLSER, P. JEAN, M. ALLAIN, P. VON BALLMOOS, M. J. HARRIS, J. P. ROQUES, G. K. SKINNER, B. J. TEEGARDEN, N. GEHRELS, N. GUESSOUM, C. CHAPUIS, P. DUROUCHOUX, E. CISANA ET M. VALSESIA.
SPI observations of positron annihilation radiation from the 4th galactic quadrant : Spectroscopy.
Proc. of 5th INTEGRAL Workshop (Munich), vol. SP-552 p. 999, 2004b.
- L. B. LUCY.
An iterative technique for the rectification of observed distributions.
AJ, vol. 79 p. 745, 1974.
- N. LUND, C. BUDTZ-JØRGENSEN, N. J. WESTERGAARD, S. BRANDT, I. L. RASMUSSEN, A. HORNSTRUP, C. A. OXBORROW, J. CHENEVEZ, P. A. JENSEN, S. LAURSEN, K. H. ANDERSEN, P. B. MOGENSEN, I. RASMUSSEN, K. OMØ, S. M. PE-
-

- DERSEN, J. POLNY, H. ANDERSSON, T. ANDERSSON, V. KÄMÄRÄINEN, O. VILHU, J. HUOVELIN, S. MAISALA, M. MORAWSKI, G. JUCHNIKOWSKI, E. COSTA, M. FEROCI, A. RUBINI, M. RAPISARDA, E. MORELLI, V. CARASSITI, F. FRONTERA, C. PELLICIARI, G. LOFFREDO, S. MARTÍNEZ NÚÑEZ, V. REGLERO, T. VELASCO, S. LARSSON, R. SVENSSON, A. A. ZDZIARSKI, A. CASTRO-TIRADO, P. ATTINA, M. GORIA, G. GIULIANELLI, F. CORDERO, M. REZAZAD, M. SCHMIDT, R. CARLI, C. GOMEZ, P. L. JENSEN, G. SARRI, A. TIEMON, A. ORR, R. MUCH, P. KRETSCHMAR ET H. W. SCHNOPPER.
JEM-X : The X-ray monitor aboard INTEGRAL.
Astronomy & Astrophysics, vol. 411 p. 231, 2003.
- W. A. MAHONEY, J. C. LING ET A. S. JACOBSON.
Radiation damage of the HEAO C-1 germanium detectors.
Nuclear Instruments and Methods, vol. 185 p. 449, 1981.
- W. A. MAHONEY, J. C. LING ET W. A. WHEATON.
High-resolution spectrum of the Galactic center.
Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser., vol. 97 p. 159, 1993.
- W. A. MAHONEY, J. C. LING, W. A. WHEATON ET A. S. JACOBSON.
HEAO 3 discovery of Al-26 in the interstellar medium.
Astrophysical Journal, vol. 286 p. 578, 1984.
- I. MALET, J. P. ROQUES, L. BOUCHET, G. VEDRENNE, J. PAUL, B. CORDIER, J. BALLEST, F. LEBRUN, R. SUNYAEV, E. CHURAZOV, M. GILFANOV, N. KHAVENSON, A. DYACHKOV, N. KULESHOVA, A. SHEIKHET ET I. TZERENIN.
Sigma observations of the galactic center at 511 keV.
Astrophysical Journal, vol. 444 p. 222, 1995.
- R. N. MANCHESTER, G. B. HOBBS, A. TEOH ET M. HOBBS.
The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue.
AJ, vol. 129 p. 1993, 2005.
- F. MANNUCCI, M. DELLA VALLE, N. PANAGIA, E. CAPPELLARO, G. CRESCI, R. MAIOLINO, A. PETROSIAN ET M. TURATTO.
The supernova rate per unit mass.
Astronomy & Astrophysics, vol. 433 p. 807, 2005.
- J. M. MAS-HESSE, A. GIMÉNEZ, J. L. CULHANE, C. JAMAR, B. MCBREEN, J. TORRA, R. HUDEC, J. FABREGAT, E. MEURS, J. P. SWINGS, M. A. ALCACERA, A. BALADO, R. BEIZTEGUI, T. BELENGUER, L. BRADLEY, M. D. CABALLERO, P. CABO, J. M. DEFISE, E. DÍAZ, A. DOMINGO, F. FIGUERAS, I. FIGUEROA, L. HANLON, F. HROCH, V. HUDCOVA, T. GARCÍA, B. JORDAN, C. JORDI, P. KRETSCHMAR, C. LAVIADA, M. MARCH, E. MARTÍN, E. MAZY, M. MENÉNDEZ, J. M. MI, E. DE MIGUEL, T. MUÑOZ, K. NOLAN, R. OLMEDO, J. Y. PLESSERIA,
-

- J. POLCAR, M. REINA, E. RENOTTE, P. ROCHUS, A. SÁNCHEZ, J. C. SAN MARTÍN, A. SMITH, J. SOLDAN, P. THOMAS, V. TIMÓN ET D. WALTON.
OMC : An Optical Monitoring Camera for INTEGRAL. Instrument description and performance.
Astronomy & Astrophysics, vol. 411 p. 261, 2003.
- E. MASSARO, G. MATT, M. SALVATI, E. COSTA, P. MANDROU, M. NIEL, J. F. OLIVE, T. MINEO, B. SACCO, L. SCARSI, G. GERARDI, B. AGRINIER, E. BARROUCH, R. COMTE, B. PARLIER ET J. L. MASNOU.
Detection of a feature at 0.44 MeV in the Crab pulsar spectrum with FIGARO II - A redshifted positron annihilation line ?
Astrophysical Journal, vol. 376 p. L11, 1991.
- S. M. MATZ, G. H. SHARE, M. D. LEISING, E. L. CHUPP ET W. T. VESTRAND.
Gamma-ray line emission from SN1987A.
Nature, vol. 331 p. 416, 1988.
- E. P. MAZETS, S. V. GOLENETSKII, R. L. APTEKAR, I. A. GURIAN ET V. N. ILINSKII.
Cyclotron and annihilation lines in gamma-ray burst.
Nature, vol. 290 p. 378, 1981.
- M. MCCONNELL, S. FLETCHER, K. BENNETT, H. BLOEMEN, R. DIEHL, W. HERMSEN, J. RYAN, V. SCHÖNFELDER, A. STRONG ET R. VAN DIJK.
COMPTEL All-Sky Imaging at 2.2 MeV.
In C. D. Dermer, M. S. Strickman ET J. D. Kurfess, editors, *AIP Conf. Proc. 410 : Proceedings of the Fourth Compton Symposium*, page 1099, 1997.
- S. MEREGHETTI, D. GOTZ, J. BORKOWSKI, M. BECK, A. VON KIENLIN ET N. LUND.
The integral burst alert system : Results and future perspectives.
Proc. of 5th INTEGRAL Workshop (Munich), vol. SP-552 p. 599, 2004.
- A. METZGER.
Nature, vol. 204 p. 766, 1964.
- T. MIHARA, K. MAKISHIMA ET F. NAGASE.
Cyclotron Lines and Continuum Spectra of X-ray Binary Pulsars with GINGA.
Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 27 p. 1434, 1995.
- P. A. MILNE, J. D. KURFESS, R. L. KINZER ET M. D. LEISING.
Supernovae and positron annihilation radiation.
New Astronomy Review, vol. 46 p. 553, 2002a.
- P. A. MILNE, J. D. KURFESS, M. S. STRICKMAN ET M. D. LEISING.
Comparative studies of line and continuum positronium radiation.
AIP conference proceedings, vol. 587 p. 11, 2001.
-

- P. A. MILNE, J. D. KURFESS, M. S. STRICKMAN ET M. D. LEISING.
Galactic Positron Annihilation Radiation.
Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 34 p. 676, 2002b.
- P. A. MILNE, L.-S. THE ET M. D. LEISING.
Positron Escape from Type IA Supernovae.
Astrophysical Journal, vol. 124 p. 503, 1999.
- D. J. MORRIS, K. BENNETT, H. BLOEMEN, W. HERMSEN, G. G. LICHTI, M. L. MCCONNELL, J. M. RYAN ET V. SCHÖNFELDER.
Evidence for ^{56}Co Line Emission from the Type Ia Supernova 1991 T Using COMPTEL.
In *Seventeenth Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology*, page 397, 1995.
- R. J. MURPHY, G. H. SHARE, J. R. LETAW ET D. J. FORREST.
Nuclear line spectroscopy of the 1981 April 27 solar flare.
Astrophysical Journal, vol. 358 p. 298, 1990.
- J. E. NAYA, S. D. BARTHELMY, L. M. BARTLETT, N. GEHRELS, M. LEVENTHAL, A. PARSONS, B. J. TEEGARDEN ET J. TUELLER.
Detection of high-velocity ^{26}Al towards the Galactic Centre.
Nature, vol. 384 p. 44, 1996.
- J. E. NAYA, P. JEAN, J. BOCKHOLT, P. VON BALLMOOS, G. VEDRENNE ET J. MATTESON.
The neutron spectrum inside the shielding of balloon-borne Ge spectrometers.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. A, vol. 368 p. 832, 1996.
- J.-F. OLIVE, B. AGRINIER, E. BAROUCH, R. COMTE, E. COSTA, G. C. CUSUMANO, G. GERARDI, D. LEMOINE, P. MANDROU, J. L. MASNOU, E. MASSARO, G. MATT, T. MINEO, M. NIEL, B. PARLIER, B. SACCO, M. SALVATI ET L. SCARSI.
Phase distribution of the 0.44 MeV feature in the Crab pulsar spectrum.
Astronomy & Astrophysics, vol. 97 p. 321, January 1993.
- J.-F. OLIVE.
Observation de l'Emission Gamma Emise par Trois Pulsars : le Crabe, Vela et A0535+26.
Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1992.
- A. ORE ET J. L. POWELL.
Physics Reports, vol. 75 p. 1963, 1949.
- A. OWENS.
Nuclear Instruments and Methods, vol. 238 p. 473, 1985.
- E. PARIZOT, M. CASSÉ, R. LEHOUCQ ET J. PAUL.
GRBs and the 511 keV emission of the Galactic bulge.
Astronomy & Astrophysics, vol. 432 p. 889, 2005.
-

J. PAUL.

Positrons in the Universe.

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. B, vol. 221 p. 215, 2004.

J. PAUL, J. BALLEST, M. CANTIN, B. CORDIER, A. GOLDWURM, A. LAMBERT, P. MANDROU, J. P. CHABAUD, M. EHANNO ET J. LANDE.

Sigma - The hard X-ray and soft gamma-ray telescope on board the GRANAT space observatory.

Advances in Space Research, vol. 11 p. 289, 1991.

P. PAUL.

Etalonnage, mesure et analyse des performances du spectromètre SPI/INTEGRAL.

Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 2002.

R. PEHL ET AL.

IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 1 p. 321, 1979.

G. J. PERLOW ET C. W. KISSINGER.

A search for primary cosmic gamma-radiation.

Physical Review, vol. 81 p. 552, 1951a.

G. PERLOW ET C. KISSINGER.

Physical Review, vol. 84 p. 572, 1951b.

L. PETERSON ET J. WINCKLER.

Physical Review Letters, vol. 1 p. 205, 1959.

S. PICAUD ET A. C. ROBIN.

3D outer bulge structure from near infrared star counts.

Astronomy & Astrophysics, vol. 428 p. 891, December 2004.

S. PLÜSCHKE, R. H. DIEHL, V. SCHÖNFELDER, G. WEIDENSPONTNER, H. BLOEMEN, W. HERMSEN, M. MCCONNEL, J. RYAN, K. BENNETT, U. OBERLACK ET J. KNÖDLSER.

COMPTEL 1.8 MeV All Sky Survey : The Cygnus Region.

In M. L. McConnel ET J. M. Ryan, editors, *AIP Conf. Proc. 510 : Proceedings of the Fifth Compton Symposium*, page 35, 2000.

N. PRANTZOS.

Astrophysical γ -ray lines : a probe of stellar nucleosynthesis and star formation.

Proc. of 5th INTEGRAL Workshop (Munich), vol. ESA SP-552 p. 15, 2004a.

N. PRANTZOS.

Radioactive ^{26}Al and ^{60}Fe in the Milky Way : Implications of the RHESSI detection of ^{60}Fe .

Astronomy & Astrophysics, vol. 420 p. 1033, 2004b.

N. PRANTZOS ET R. DIEHL.

Radioactive ^{26}Al in the galaxy : observations versus theory.

Physics Reports, vol. 267 p. 1, 1996.

W. R. PURCELL, L.-X. CHENG, D. D. DIXON, R. L. KINZER, J. D. KURFESS,
M. LEVENTHAL, M. A. SAUNDERS, J. G. SKIBO, D. M. SMITH ET J. TUELLER.

OSSE Mapping of Galactic 511 keV Positron Annihilation Line Emission.

Astrophysical Journal, vol. 491 p. 725, 1997.

R. RAMATY, M. LEVENTHAL, K. W. CHAN ET R. E. LINGENFELTER.

On the origin of variable 511 keV line emission from the Galactic center region.

Astrophysical Journal, vol. 392 p. L63, 1992.

T. H. RAUDORF ET R. H. PEHL.

Effect of charge carrier trapping on germanium coaxial detector line shapes.

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sect. A, vol. 255 p. 538, 1987.

W. H. RICHARDSON.

Bayesian-based iterative method of image restoration.

Optical Society of America Journal A, vol. 62 p. 55, 1972.

A. C. ROBIN, C. REYLÉ, S. DERRIÈRE ET S. PICAUD.

A synthetic view on structure and evolution of the Milky Way.

Astronomy & Astrophysics, vol. 409 p. 523, 2003.

J. P. ROQUES, S. SCHANNE, A. VON KIENLIN, J. KNÖDLSIEDER, R. BRIET, L. BOUCHET, P. PAUL, S. BOGGS, P. CARAVEO, M. CASSÉ, B. CORDIER, R. DIEHL, P. DUROUCHOUX, P. JEAN, P. LELEUX, G. LICHTI, P. MANDROU, J. MATTE-SON, F. SANCHEZ, V. SCHÖNFELDER, G. SKINNER, A. STRONG, B. TEEGARDEN, G. VEDRENNE, P. VON BALLMOOS ET C. WUNDERER.

SPI/INTEGRAL in-flight performance.

Astronomy & Astrophysics, vol. 411 p. 91, 2003.

J. ROTH, J. H. PRIMBSCH ET R. P. LIN.

IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. NS-31 p. 367, 1984.

A. SANTANGELO, A. SEGRETO, S. GIARRUSSO, D. DAL FIUME, M. ORLANDINI, A. N. PARMAR, T. OOSTERBROEK, T. BULIK, T. MIHARA, S. CAMPANA, G. L. ISRAEL ET L. STELLA.

A BEPPOSAX Study of the Pulsating Transient X0115+63 : The First X-Ray Spectrum with Four Cyclotron Harmonic Features.

Astrophysical Journal, vol. 523 p. L85, 1999.

V. SCHÖNFELDER.

The Universe in Gamma Rays.

Springer, 2001.

- V. SCHÖNFELDER, H. AARTS, K. BENNETT, H. DE BOER, J. CLEAR, W. COLLMAR, A. CONNORS, A. DEERENBERG, R. DIEHL, A. VON DORDRECHT, J. W. DEN HERDER, W. HERMSEN, M. KIPPEN, L. KUIPER, G. LICHTI, J. LOCKWOOD, J. MACRI, M. MCCONNELL, D. MORRIS, R. MUCH, J. RYAN, G. SIMPSON, M. SNELLING, G. STACY, H. STEINLE, A. STRONG, B. N. SWANENBURG, B. TAYLOR, C. DE VRIES ET C. WINKLER.
Instrument description and performance of the Imaging Gamma-Ray Telescope COMPTEL aboard the Compton Gamma-Ray Observatory.
Astrophysical Journal Suppl. Ser., vol. 86 p. 657, 1993.
- A. W. SHAFTER, R. CIARDULLO ET C. J. PRITCHET.
Novae in External Galaxies : M51, M87, and M101.
Astrophysical Journal, vol. 530 p. 193, 2000.
- A. W. SHAFTER ET B. K. IRBY.
On the Spatial Distribution, Stellar Population, and Rate of Novae in M31.
Astrophysical Journal, vol. 563 p. 749, 2001.
- G. H. SHARE, R. L. KINZER, J. D. KURFESS, D. J. FORREST, E. L. CHUPP ET E. RIEGER.
Detection of galactic Al-26 gamma radiation by the SMM spectrometer.
Astrophysical Journal, vol. 292 p. L61, 1985.
- G. H. SHARE, R. L. KINZER, J. D. KURFESS, D. C. MESSINA, W. R. PURCELL, E. L. CHUPP, D. J. FORREST ET C. REPPIN.
SMM detection of diffuse Galactic 511 keV annihilation radiation.
Astrophysical Journal, vol. 326 p. 717, 1988.
- G. H. SHARE, M. D. LEISING, D. C. MESSINA ET W. R. PURCELL.
Limits on a variable source of 511 keV annihilation radiation near the Galactic center.
Astrophysical Journal, vol. 358 p. L45, 1990.
- G. K. SKINNER, T. J. PONMAN, A. P. HAMMERSLEY ET C. J. EYLES.
Techniques for the analysis of data from coded-mask X-ray telescopes.
Astrophys. Space. Sci., vol. 136 p. 337, 1987.
- G. K. SKINNER, P. VON BALLMOOS, H. HALLOIN, N. A. GEHRELS ET J. F. KRIZMANIC.
Diffraction-limited gamma-ray imaging with Fresnel lenses.
In H. D. T. Joachim E. Truemper, editor, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 4851, page 1366, 2003.
- D. M. SMITH.
Gamma-ray line observation with rhessi.
Proc. of 5th INTEGRAL Workshop (Munich), vol. SP-552 p. 45, 2004.
-

- J. SOLLERMAN, J. LINDAHL, C. KOZMA, P. CHALLIS, A. V. FILIPPENKO, C. FRANSSON, P. M. GARNAVICH, B. LEIBUNDGUT, W. LI, P. LUNDQVIST, P. MILNE, J. SPYROMILIO ET R. P. KIRSHNER.
The late-time light curve of the type Ia supernova 2000cx.
Astronomy & Astrophysics, vol. 428 p. 555, 2004.
- S. STARRFIELD, J. W. TRURAN, M. C. WIESCHER ET W. M. SPARKS.
New Studies of Nuclear Decay gamma rays From Novae.
In *AIP Conf. Proc. 410 : Proceedings of the Fourth Compton Symposium*, page 1130, 1997.
- G. STEIGMAN.
Thèse de Doctorat, New York University, 1968.
- P. A. STURROCK.
A Model of Pulsars.
Astrophysical Journal, vol. 164 p. 529, 1971.
- R. SUNYAEV, E. CHURAZOV, M. GILFANOV, M. PAVLINSKY, S. GREBENEV, G. BABALYAN, I. DEKHAVANOV, N. KHAVENSON, L. BOUCHET, P. MANDROU, J. P. ROQUES, G. VEDRENNE, B. CORDIER, A. GOLDWURM, F. LEBRUN ET J. PAUL.
Three spectral states of 1E 1740.7 - 2942 - From standard Cygnus X-1 type spectrum to the evidence of electron-positron annihilation feature.
Astrophysical Journal, vol. 383 p. L49, 1991.
- G. A. TAMMANN, W. LOEFFLER ET A. SCHROEDER.
The Galactic supernova rate.
Astrophysical Journal, vol. 92 p. 487, 1994.
- B. J. TEEGARDEN, K. WATANABE, P. JEAN, J. KNÖDLSER, V. LONJOU, J. P. ROQUES, G. K. SKINNER, P. VON BALLMOOS, G. WEIDENSPONTNER, A. BAZZANO, Y. M. BUTT, A. DECOURCHELLE, A. C. FABIAN, A. GOLDWURM, M. GÜDEL, D. C. HANNIKAINEN, D. H. HARTMANN, A. HORNSTRUP, W. H. G. LEWIN, K. MAKISHIMA, A. MALZAC, J. MILLER, A. N. PARMAR, S. P. REYNOLDS, R. E. ROTHCHILD, V. SCHÖNFELDER, J. A. TOMSICK ET J. VINK.
INTEGRAL SPI Limits on Electron-Positron Annihilation Radiation from the Galactic Plane.
Astrophysical Journal, vol. 621 p. 296, 2005.
- C. D. THRUMOND.
The standard thermodynamic functions for the formation of electrons and holes in ge, si, gaas and gap.
Jnl. Electrochem. Soc., vol. 122 p. 1133, 1975.
- J. TRUEMPER, W. PIETSCH, C. REPPIN, W. VOGES, R. STAUBERT ET E. KENDZIORRA.
Evidence for strong cyclotron line emission in the hard X-ray spectrum of Hercules X-1.
Astrophysical Journal, vol. 219 p. L105, 1978.
-

- J. TRUEMPER, B. SACCO, W. PIETSCH, C. REPPIN, E. KENDZIORRA ET R. STAUBERT.
Evidence for strong cyclotron emission in the hard X-ray spectrum of HER X-1.
Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft Hamburg, vol. 42 p. 120, 1977.
- P. UBERTINI, F. LEBRUN, G. DI COCCO, A. BAZZANO, A. J. BIRD, K. BROENSTAD, A. GOLDWURM, G. LA ROSA, C. LABANTI, P. LAURENT, I. F. MIRABEL, E. M. QUADRINI, B. RAMSEY, V. REGLERO, L. SABAU, B. SACCO, R. STAUBERT, L. VIGROUX, M. C. WEISSKOPF ET A. A. ZDZIARSKI.
IBIS : The imager on-board INTEGRAL.
Astronomy & Astrophysics, vol. 411 p. L131, 2003.
- G. VEDRENNE, J.-P. ROQUES, V. SCHÖNFELDER, P. MANDROU, G. G. LICHTI, A. VON KIENLIN, B. CORDIER, S. SCHANNE, J. KNÖDLSIEDER, G. SKINNER, P. JEAN, F. SANCHEZ, P. CARAVEO, B. TEEGARDEN, P. VON BALLMOOS, L. BOUCHET, P. PAUL, J. MATTESON, S. BOGGS, C. WUNDERER, P. LELEUX, G. WEIDENSPONTNER, P. DUROUCHOUX, R. DIEHL, A. STRONG, M. CASSÉ, M. A. CLAIR ET Y. ANDRÉ.
SPI : The spectrometer aboard integral.
Astronomy & Astrophysics, vol. 411 p. L63, 2003.
- P. VILLARD.
Sur le réflexion et la réfraction des rayons cathodiques et des rayons déviables du radium.
Astronomy & Astrophysics, vol. 130 p. 1010, 1900.
- J. VINK, J. M. LAMING, J. S. KAASTRA, J. A. M. BLEEKER, H. BLOEMEN ET U. OBERLACK.
Detection of the 67.9 and 78.4 keV Lines Associated with the Radioactive Decay of $Ti-44$ in Cassiopeia A.
Astrophysical Journal, vol. 560 p. L79, 2001.
- P. VON BALLMOOS, R. DIEHL ET V. SCHOENFELDER.
Map of the Galactic center region in the 1.8 MeV $Al-26$ gamma-ray line.
Astrophysical Journal, vol. 318 p. 654, 1987.
- P. VON BALLMOOS, N. GUESSOUM, P. JEAN ET J. KNÖDLSIEDER.
Models for the positive latitude $e^- e^+$ annihilation feature.
Astronomy & Astrophysics, vol. 397 p. 635, 2003.
- P. VON BALLMOOS, S. KAHN ET R. SUNYAEV.
30th Saas Fee Advanced Course on High-Energy Spectroscopic Astrophysics, chapter Instruments for Nuclear Astrophysics.
Springer, 2005.
- P. VON BALLMOOS, H. HALLOIN, G. SKINNER, B. SMITHER, J. PAUL, N. ABROSIMOV, J. ALVAREZ, P. ASTIER, P. BASTIE, D. BARRET, A. BAZZANO, A. BOUTONET,
-

P. BROUSSE, B. CORDIER, T. COURVOISIER, G. DI COCCO, A. GIULIANI, B. HAMMELIN, M. HERNANZ, P. JEAN, J. ISERN, J. KNÖDLESEDER, P. LAURENT, F. LEBRUN, A. MARCOWITH, V. MARTINOT, M. NATALUCCI, J.-F. OLIVE, R. PAIN, R. SADAT, H. SAINCT, P. UBERTINI ET G. VEDRENNE.

MAX - a gamma-ray lens for nuclear astrophysics.

In O. Citterio ET S. L. O'Dell, editors, *Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy. Proceedings of the SPIE.*, volume 5168, 2004.

A. VON KIENLIN, N. AREND ET G. G. LICHTI.

A GRB Detection System Using the BGO-Shield of the INTEGRAL-Spectrometer SPI.

In *Gamma-ray Bursts in the Afterglow Era*, page 427, 2001.

G. WEIDENSPONTNER, J. KIENER, M. GROS, P. JEAN, B. J. TEEGARDEN, C. WUNDERER, R. C. REEDY, D. ATTÍE, R. DIEHL, C. FERGUSON, M. J. HARRIS, J. KNÖDLESEDER, P. LELEUX, V. LONJOU, J.-P. ROQUES, V. SCHÖNFELDER, C. SHRADER, S. STURNER, V. TATISCHEF ET G. VEDRENNE.

First identification and modelling of spi background lines.

Astronomy & Astrophysics, vol. 411 p. L113, 2003.

G. WEIDENSPONTNER, V. LONJOU, J. KNÖDLESEDER, P. JEAN, M. ALLAIN, P. VON BALLMOOS, M. J. HARRIS, G. K. SKINNER, G. VEDRENNE, B. J. TEEGARDEN, N. GEHRELS, N. GUESSOUM, V. SCHOENFELDER, C. CHAPUIS, P. DUROUCHOUX, E. CISANA ET M. VALSESIA.

SPI observations of positron annihilation radiation from the 4th galactic quadrant : sky distribution.

Proc. of 5th INTEGRAL Workshop (Munich), 2004.

G. WEIDENSPONTNER, C. R. SHRADER, J. KNÖDLESEDER, P. JEAN, V. LONJOU, N. GUESSOUM, R. DIEHL, W. GILLARD, M. J. HARRIS, G. K. SKINNER, P. VON BALLMOOS, G. VEDRENNE, J. P. ROQUES, S. SCHANNE, P. SIZUN, B. J. TEEGARDEN, V. SCHÖNFELDER ET C. WINKLER.

First view of the all-sky distribution of positronium annihilation continuum emission with SPI/INTEGRAL.

Astronomy & Astrophysics, *soumis*.

C. WINKLER, T. J.-L. COURVOISIER, G. DI COCCO, N. GEHRELS, A. GIMÉNEZ, S. GREBENEV, W. HERMSEN, J. M. MAS-HESSE, F. LEBRUN, N. LUND, G. G. C. PALUMBO, J. PAUL, J.-P. ROQUES, H. SCHNOPPER, V. SCHÖNFELDER, R. SUNYAEV, B. TEEGARDEN, P. UBERTINI, G. VEDRENNE ET A. J. DEAN.

The INTEGRAL mission.

Astronomy & Astrophysics, vol. 411 p. L1, 2003.

S. E. WOOSLEY ET T. A. WEAVER.

In Supernovae.

ed J. Audouze et al. (New York : Elsevier), page 235, 1992.

T. ZHU ET M. RUDERMAN.

Pulsed E plus or minus Annihilation gamma -Ray Line from a Crab-like Pulsar.
Astrophysical Journal, vol. 478 p. 701, 1997.

ANNEXES

Annexe A

Analyse des données IBIS

Un séjour de 4 mois au sein de l'Istituto di Astrofisica e Fisica Cosmica (Roma) a été financé par une bourse ATUPS de l'Université Paul Sabatier et une bourse bilatérale France-Italie du ministère des affaires étrangères Italien. Il s'est déroulé de septembre à décembre 2004 sous la direction du *Principal Investigator* de l'instrument IBIS : Pietro Ubertini.

Le travail s'est organisé selon deux axes principaux : une *light bucket analysis* et une *analyse standard*.

Light bucket analysis signifie littéralement : analyse en seau de lumière. Cette technique revient en fait simplement à supprimer l'information spatiale fournie par le plan de détection et le masque codé ; on utilise alors IBIS comme un simple collimateur. Ce type d'analyse simple constitue une approche "bas niveau" de l'instrument, elle a permis d'estimer par exemple quelles sont les variations de bruit de fond instrumental à 511 keV et de mettre en évidence une défaillance dans la calibration en énergie de IBIS/ISGRI. Cette technique permet, en outre, de rendre IBIS sensible à l'émission diffuse, son masque codé agissant comme un filtre passe-haut dans le domaine des fréquences spatiales.

L'*analyse standard*, quant à elle, est simplement l'utilisation des logiciels fournis par l'ISDC. Ils permettent la construction d'images et de spectres. Aucune source ponctuelle n'a été détectée lors de cette analyse, en outre, des limites supérieures contraignantes ont été obtenues.

Ce travail a fait l'objet de la présentation d'un poster lors de la conférence intitulée *COSPAR Colloquium : SPECTRA and TIMING OF COMPACT X-RAY BINARIES*. La publication associée à ce poster devrait être publiée dans les proceedings de la conférence. Une version préliminaire est disponible ci-après.

Annihilation radiation from our galaxy : status of the IBIS analysis

Lonjou V.^{a,b} De Cesare G.^b Ubertini P.^b Bazzano A.^b
Von Ballmoos P.^a

^a*Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements (CESR), 9 avenue du Colonel Roche
31028 Toulouse, France*

^b*Istituto di Astrofisica Spaziale e Fisica cosmica (IASF), INAF, via del Fosso
Cavaliere 100, 00133 Roma, Italy*

Abstract

Two parallel and complementary activities are actually performed with the imager IBIS on board the INTEGRAL satellite to search for the 511 keV line emission from the Galactic Center (GC) region. In particular, a systematic study of all “core program” and public data is performed to detect the 511 keV diffuse emission from the Galactic Center (GC) Region, already detected by the SPI spectrometer, using a “light bucket analysis”. At the same time the IBIS standard pipeline is used to derive stringent 511 keV upper limits (of the order of $\sim 2.3 \times 10^{-4}$ ph cm⁻² s⁻¹ for a 1.5 Ms observation) from all the point sources in the GC region. The first approach permits to optimize the tuning and the calibration of the instrument while the second uses the IBIS imaging capabilities. The status of the two methods is reported.

Key words: 511 keV, annihilation, Galactic Center, positron, INTEGRAL, IBIS

1 Introduction

The 511 keV line from the Galactic Center (GC) has been observed since the early seventies by a large number of balloon and satellite borne experiments. The first detection was reported in 1972 (Johnson et al., 1972) but at an energy of 426 ± 26 keV, making the identification of the electron/positron annihilation line uncertain. In 1977, it was observed with a high energy-resolution Germanium spectrometer establishing the line at 511 keV with a width of only a few keV (Albernhe et al., 1981; Leventhal et al., 1978). During the eighties variability in the measured flux was reported after a series of measurements

by balloon-borne germanium detectors. The fluctuating results were interpreted as the signature of a compact source of annihilation radiation at the GC (Leventhal , 1991). Yet during the early nineties this interpretation came into question, since neither eight years of SMM data (Share et al. , 1990) nor the revised data of the HEAO-3 Ge detectors (Mahoney et al. , 1994) showed evidence for variability in the 511 keV flux. Later, during the nineties, CGRO's Oriented Scintillation Spectrometer Experiment (OSSE) measured steady fluxes from the galactic bulge and disk component. The separation was achieved using data from the OSSE, SMM and TGRS experiments (Purcell et al., 1997; Milne et al., 2001). A possible additional component at positive latitude was attributed to an annihilation "fountain" in the GC (Dermer & Skibo , 1997). Yet, the morphology and intensity of this component is poorly determined (Milne et al., 2001). Recently, SPI also provided its first results (Jean et al., 2003; Knödlseider et al., 2003; Jean et al., 2004), giving constraints both on spatial distribution and spectroscopy. The emission appears centered on GC with an extension of about 8° and a total flux of $9.6^{+2.1}_{-1.4} 10^{-4}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$. Since the discovery of the galactic annihilation line, the origin of galactic positron is still unknown, the solution of this enigma is linked to the spatial distribution of the emission which allows identifying the progenitors (Dermer & Murphy , 2000). We report here the measurement of the Galactic 511 keV gamma ray line emission after one year of INTEGRAL observations with the IBIS/ISGRI telescope (Ubertini et al. , 2003; Lebrun et al. , 2003).

2 Data preparation

2.1 Data filtering system

An important background makes gamma ray telescopes sensitive to space environment (cosmic ray, solar activity...) as well as its own tuning (anti coincidence threshold, energy calibration...). To reduce systematic errors in the analysis, we have created a tunable data filtering system. A data base containing ISGRI summed spectra, all the timing and pointing information (live time, dead time, beginning and ending of observations...), some housekeeping parameters relevant for the calibration study (temperature, CdTe high voltage, CRT) and for background study (Veto counting rate of SPI and IBIS, SPI Germanium saturating event, event of PICsIT with an energy ≥ 10 MeV) has been created. It covers the period revolution 43→129 (exposure time about 10 Ms) with a time resolution of one pointing. One can see a schematic view of the data filtering system in figure 1. About 7 tunable parameters are available, this is a powerful tool for cleaning the data and generating data sets for specific uses like background modeling, calibration or finally scientific studies.

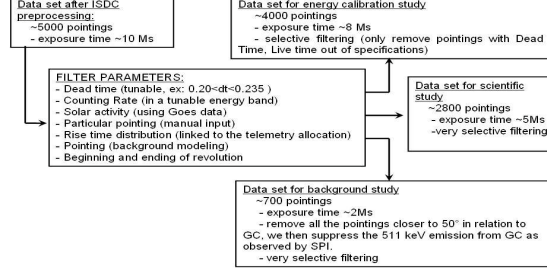


Fig. 1. Schematic view of the data filtering system

For each pointing the 511 keV line has been fitted. The derived 511 keV line energy is used for the study of the energy calibration (c.f. section 2.2) while the counting rate is employed for background study (c.f. section 3).

2.2 IBIS/ISGRI energy calibration

A study of the 511 keV background line has revealed that the energy calibration at 511 keV is perfectible in the OSA 4.0 release. A detailed study of the 511 keV line position has revealed that at least 3 effects could be responsible for the energy calibration drift:

- Temperature effect: the band gap of the CdTe is a function of its temperature
- Rise Time correction effect: it's an imperfection of the Rise time correction in OSA 4.0
- Switch ON effect: it's due to switch ON of the CdTe detectors after the radiation belt passage, this effect is well reproduced by an exponential build-up with a half life ~ 0.65 day.

Each effect is modelled by 2nd order polynomial or exponential build-up, thus combining the 3 effects we obtain the function $C(T, \text{time}, CRT)$ (cf. equation 1) which is a function of the temperature of the detection plane T , the time and the corrected rise time CRT in the CdTe detectors. The 12 free parameters ($P0 \rightarrow P11$) of $C(T, \text{time}, CRT)$ have been fitted on the data themselves to determine the correction that should be applied to the data.

$$\begin{aligned}
 C(CRT, \text{time}, T) = & P0 + P1 * T + P2 * CRT + P3 * CRT^2 \\
 & + P4 * T * CRT + P5 * \text{time} + P6 * \text{time}^2 \\
 & + P7 * \text{time} * CRT + (P8 + P9 * CRT + P10 * CRT^2) \\
 & * (1 - \exp(-t/P11))
 \end{aligned} \tag{1}$$

- $C(CRT, \text{time}, T)$: keV

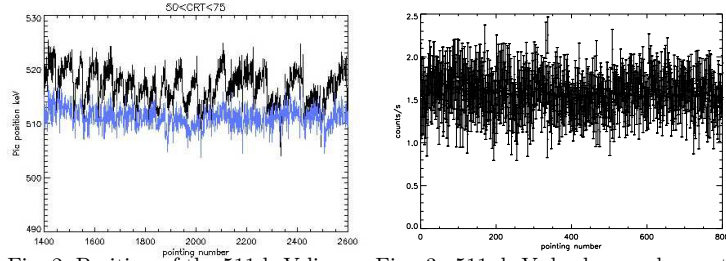


Fig. 2. Position of the 511 keV line as Fig. 3. 511 keV background count-rate as a function of pointing vs curve represents the data before correction while the blue one represents the data after correction.

- T : the temperature in $^{\circ}\text{K}$
- CRT : the corrected rise time, it's linked to the interaction deepness in CdTe detector.
- $time$: ISDC days
- t : the time since the switch ON of the CdTe detectors in ISDC days
- $P11$: half life of the exponential build-up=0.6 day. Possible improvement can be achieved by including a dependance of the half-life of the 1 orbit effect with CRT.
- $P0, P1, P2, P3, P4, P5, P6, P7, P8, P9, P10, P11$: are free parameters

This correction allows a substantial improvement (Figure 2) of the energy calibration at 511 keV for all the CRT, however there's still some systematic effects for a $CRT \geq 100$. Consequently, only the $10 \leq CRT \leq 100$ are used in the scientific analysis. Fortunately, this CRT interval allows to get the best sensitivity of ISGRI at 511 keV.

3 IBIS/ISGRI “light bucket” analysis

We are implementing a so called “light bucket analysis” to detect the 511 keV line from GC with ISGRI. Using a single summed spectrum over the entire detection plane, we derived a normalized counting rate (counts s^{-1}) in the 511 keV line. The background study is made on all the pointings which have a distance in relation to GC $\geq 50^{\circ}$. It allows to suppress the celestial emission of the annihilation line as observed by SPI. Systematics variations in the background are modelled using a multi-components model (eq 2). Several activity tracers have been tested : veto counting rate of SPI and IBIS, the SPI detectors saturating events counting rate, ISGRI counting rate...

$$511_{model} = A_0 + A_1 * Tracor_1 + A_2 * Tracor_2 + A_3 * (1 - \exp(\frac{-t}{950.7})) \quad (2)$$

- 511_{model} in counts/s overall the IBIS/ISGRI detection plane
- A_1 linear factor with activity tracer 1 : $Tracor_1$
- A_2 linear factor with activity tracer 2 : $Tracor_2$
- A_3 contribution of the ^{22}Na calibration source (β^+ emitter)

Actually our best model leads to a reduced χ^2 of $\frac{692}{681}$ which should be compared to the value for a constant model of $\frac{751}{683}$. The best model is obtained using the counting rate of the SPI Germanium saturating events and the ISGRI counting rate in the of the 200-400 keV band as activity tracers. This work is actually in progress and there remains room for improvement, there are still systematic background variations which are not well described by our model. Using more constraints while we filter the data and complexifying our model should improve this result. The detection of the 511 keV extended emission from GC with ISGRI should be possible ($>4 \sigma$) if we manage to understand and modelise properly the background.

4 IBIS/ISGRI standard analysis

We used the standard analysis pipeline provided by the Integral Data Center and the first year of the Galactic Center Deep Exposure observations of the INTEGRAL core program to make this analysis. A maximum exposure time of 1.5 Ms in the Galactic Center is obtained. The data accumulated here are independant from the ones used in §3 as the implementation of the results obtained in §2 in the standard pipeline is an on-going process. To reduce the systematic noise present in the mosaic, we derived an image of the celestial annihilation line by subtracting the mean value of the maps obtained in the energy bands 435-485 keV and 535-585 keV (adjacent to the 511 keV window) to the map obtained in the range 485-535 keV. Despite a large exposure time, there is no evidence for points sources at 511 keV. Therefore, we derived upper limits for 2 categories of point sources: on the one hand for the 6 sources that have been detected by IBIS/ISBRI in the 120-250 keV energy range (see figure 4) and on the other hand for possible source candidates of different types in the GC region (see figure 5). These results are summarized in table 4. Upper limits of between $2.4 \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ and $3.5 \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ are obtained for different types of object including neutron stars, black hole candidates, supernovae remnant, low and high mass X ray binaries and globular cluster.

5 Conclusion

The status of the IBIS/ISGRI search for the 511 keV line from GC is reported. Significant improvements in the ISGRI energy calibration and in the data preparation have been made and lead to a decrease of the systematic error in the analysis. The “light bucket analysis” is in progress and could lead to a detection of the extended emission in the future, we are actually studying the temporal variation of the background at 511 keV. Using the first year

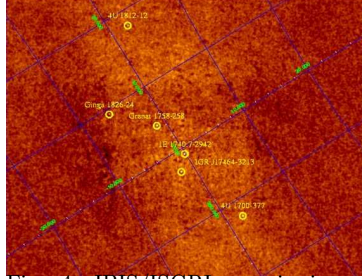


Fig. 4. IBIS/ISGRI mosaic image in the energy band 120-250 keV. 6 energy band 485-535 keV plotted with sources are detected and identified, a superimposed sample of possible for each an upper limit flux at 511 positron sources, for each an upper keV is reported in the upper part of limit flux at 511keV is reported in the table 4 bottom part of table 4



Source	galactic longitude l in °	galactic latitude b in °	2 σ upper limits 10 ⁻⁴ ph cm ⁻² s ⁻¹	Source type
Ginga 1826-24	9.27	-6.08	2.58	NS LMXB
4U 1812-12	18.05	2.38	2.40	NS LMXB
Granat 1758-528	4.50	-1.36	2.36	BHC LMXB
1E1740.7-2942	359.15	-0.12	2.35	BHC LMXB
IGRJ17464-3213	357.12	-1.60	2.38	BHC LMXB
4U 1700-377	347.75	2.17	2.36	NS or HMXB
Cen X-4	332.24	23.89	10.72	LMXB
GX 349+2	349.10	2.75	2.38	LMXB
Sco X-1	359.09	23.78	8.41	LMXB
Kepler	4.52	6.82	2.58	Supernovae remnant
Lupus loop	329.80	16.0	6.08	Supernovae remnant
NGC 6397	338.16	-11.96	3.51	Globular cluster
M 4	350.97	15.97	3.40	Globular cluster

Table 1

On top of the table, one can see the 511 keV flux upper limits for the 6 sources that have been detected by IBIS/ISGRI in the range 150-250 keV (c.f. figure 4). On the bottom part of the table, the 511 keV upper limits for a sample of possible positron sources (c.f. figure 5).

of GCDE data (1.5 Ms exposure in GC), a 511 keV upper limit flux in GC (1E1740.7-2942) of $\sim 2.35 \times 10^{-4}$ ph cm⁻² s⁻¹ is deduced taking into account the systematic noise in the mosaic.

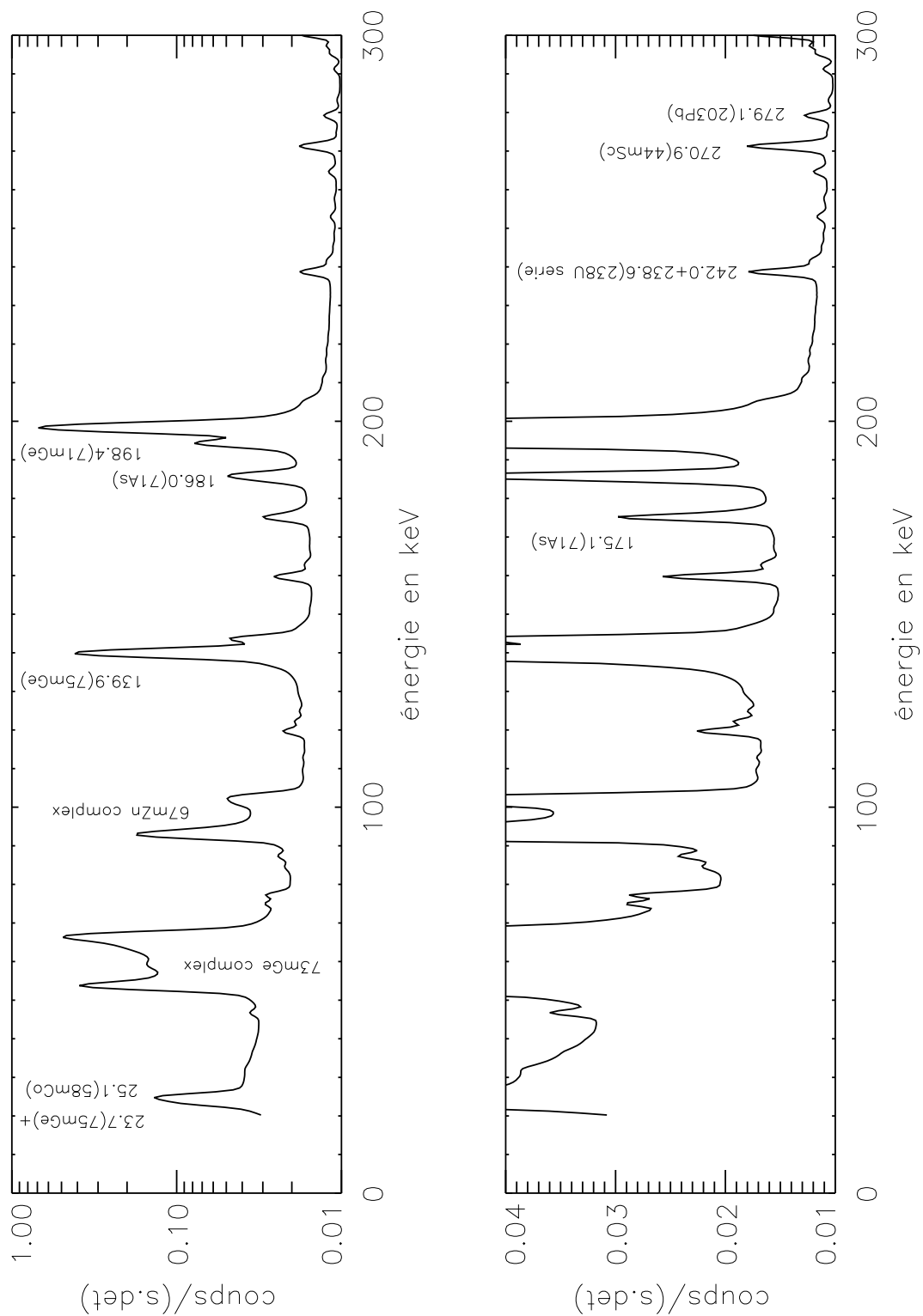
References

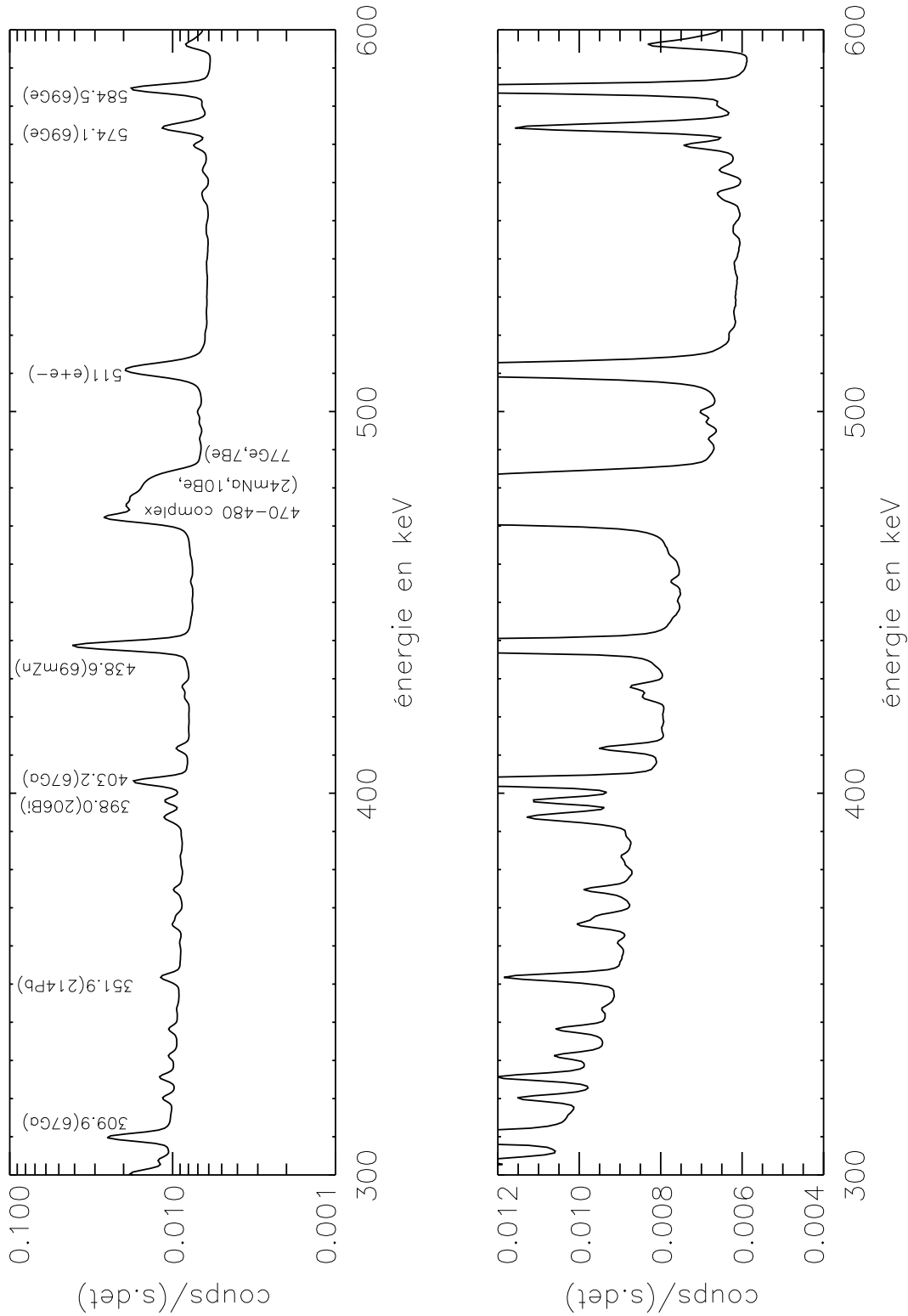
- Albernhe, F., et al. 1981, A&A, 94, 214
Dermer, C.D., &Skibo, J.G, et al. 1997, ApJ, 487, L57
Dermer, C.D., &Murphy, R.J., 2000, Proceedings of the 4th INTEGRAL Workshop, ESA SP-459, 115
Johnson, W.N., et al. 1972, ApJ, 172, L1
Jean, P., et al. 2003, A&A 407, L55
Jean, P., et al. 2004, ESA SP-552, L51
Knödlseeder, J., et al. 2003, A&A, 411, L457
Lebrun, F., 2003, A&A, 411, L141
Leventhal, M., 1978, ApJ, 225, L11
Leventhal, M. 1991, Adv. Space Res., 11, 8, 157
Mahoney, W.A., et al. 1994, ApJS, 92, 387
Milne, P.A., et al. 2001, in Proc. of Gamma 2001 (AIP 587), 11
Purcell, W.R., et al. 1997, ApJ, 491, 725
Share, G.H., et al. 1990, ApJ, 358, L45
Ubertini, P., et al. 2003, A&A, 411, L131

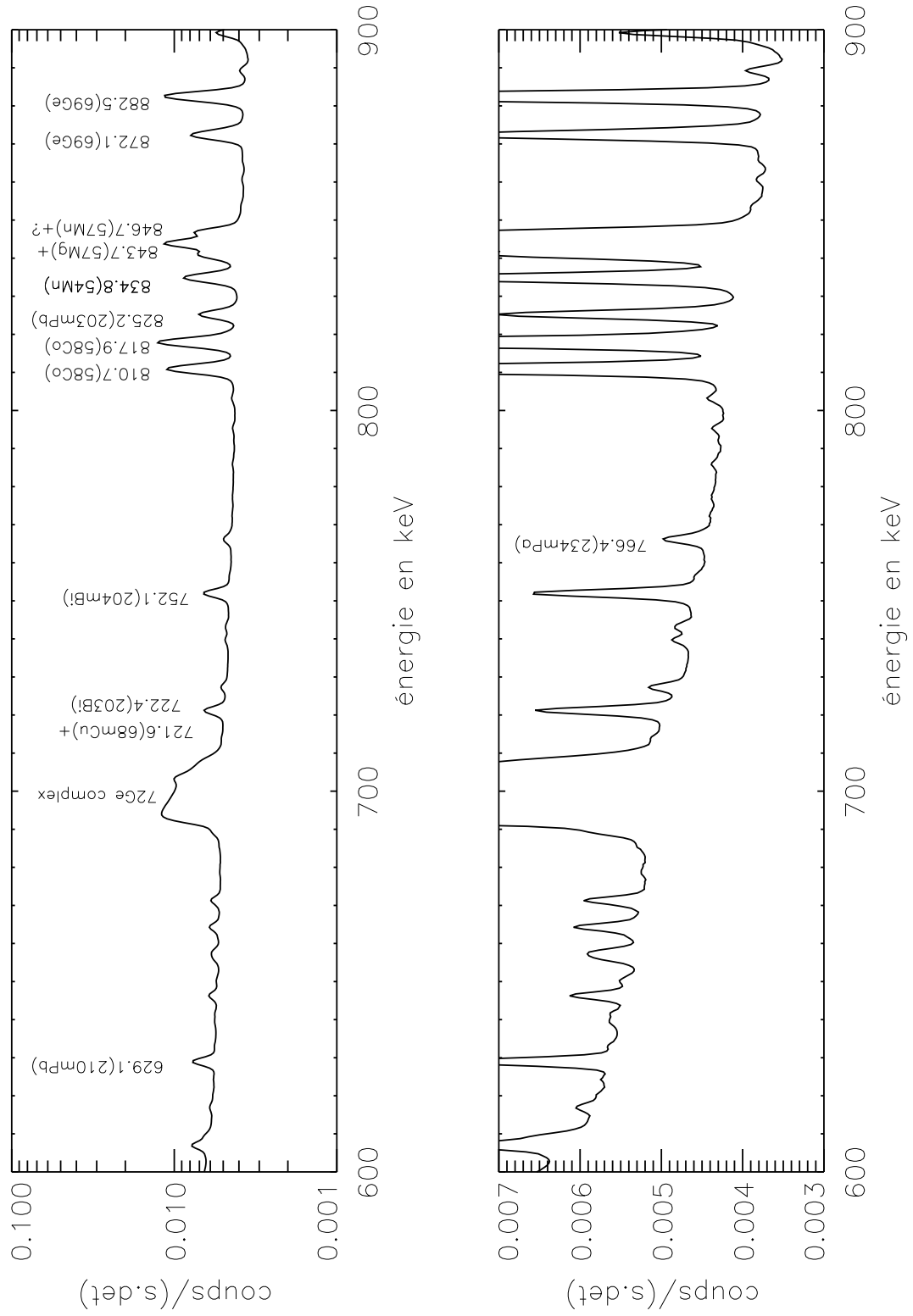
Annexe B

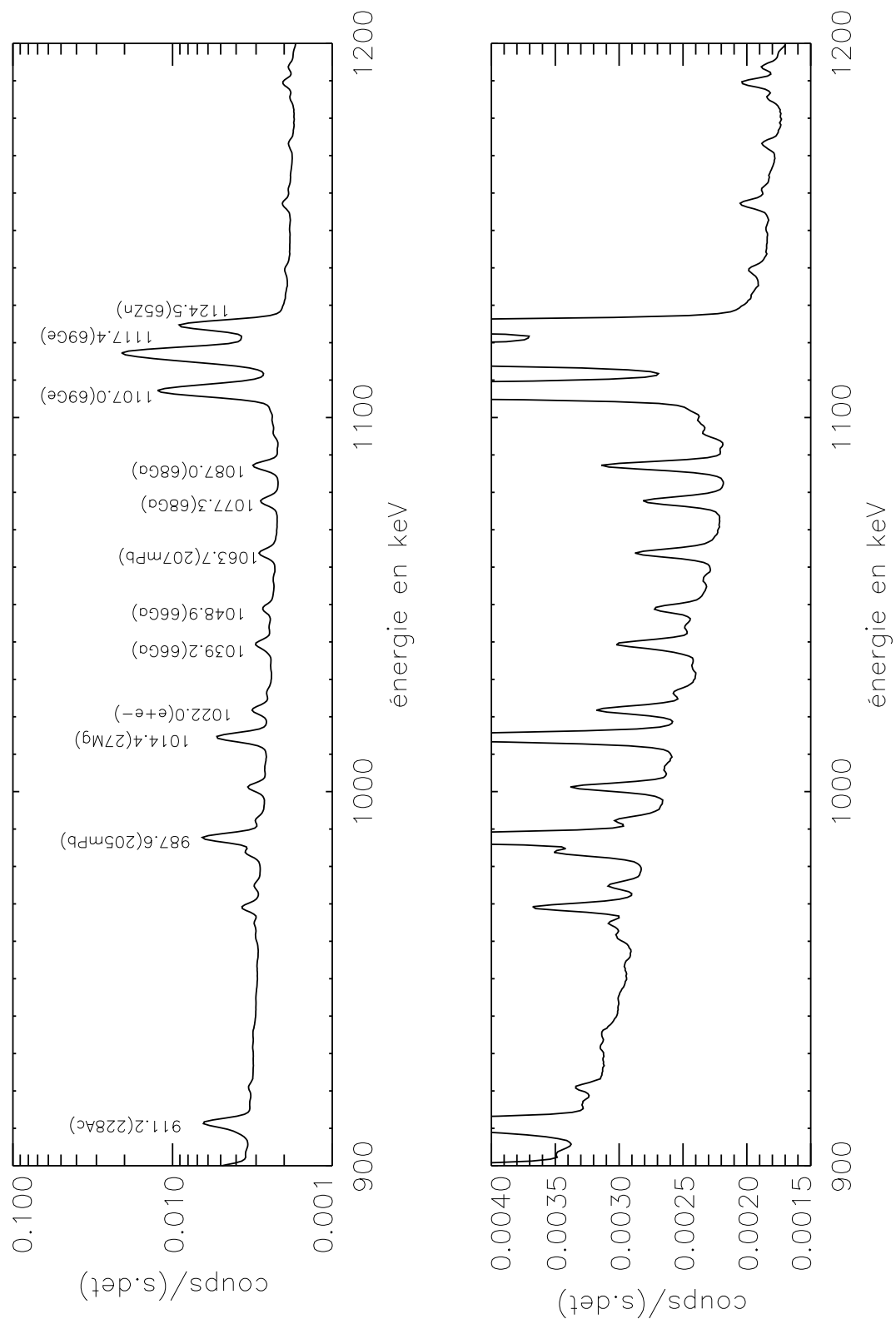
Spectre sommé de SPI entre la révolution 20 et 131

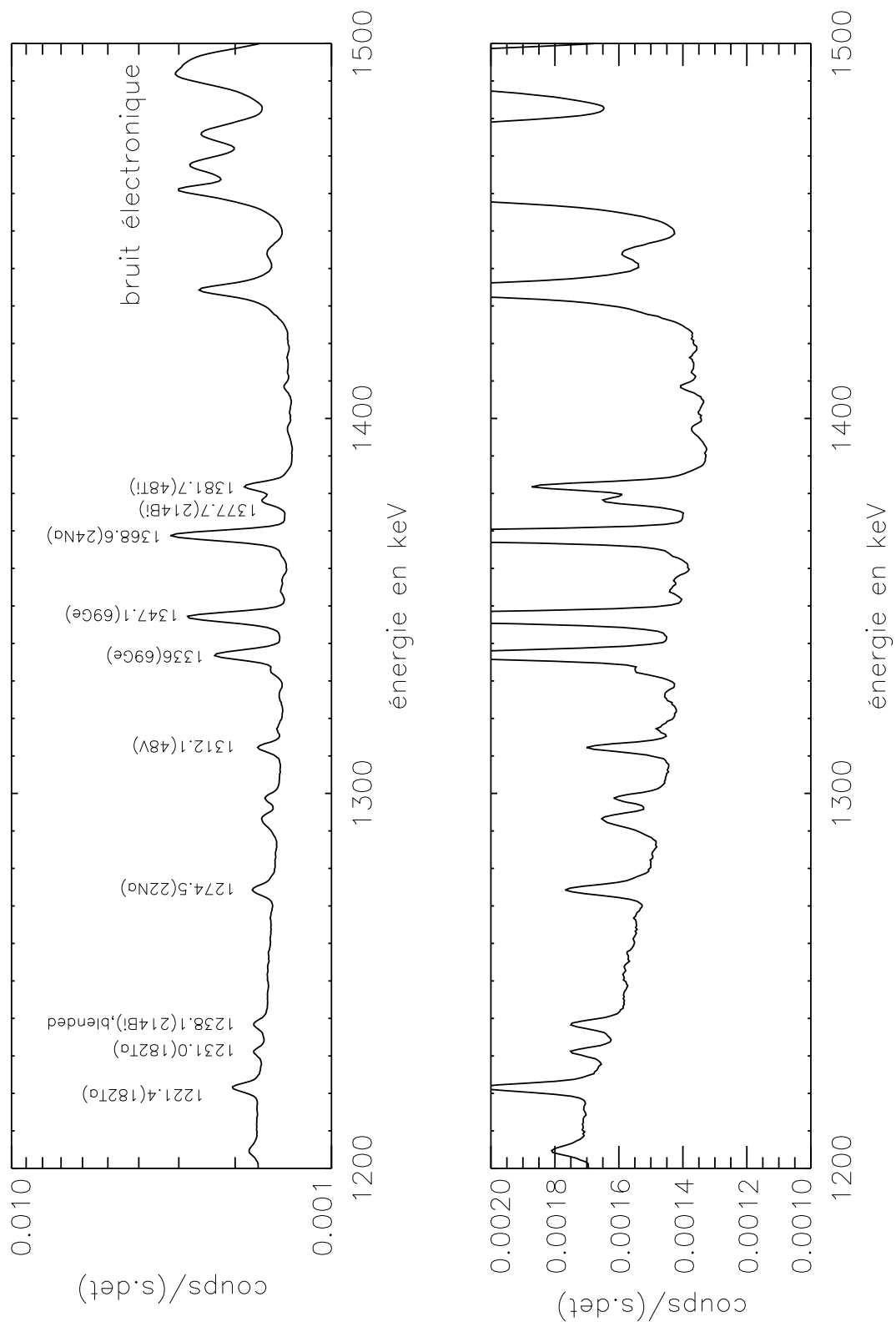
Le spectre présenté ici est un spectre sommé des événements simples sur le plan de détection de SPI entre la révolution 20 et 131. Un filtrage basique rejetant les SCWs corrompues (début et fin de révolution, haute activité solaire...) a été appliqué au préalable. Le temps d'exposition total obtenu est de 15242500 secondes, soit environ 175 jours (*livetime*). Les principales raies de BDF ont été identifiées en utilisant Weidenspointner *et al.* [2003]. Ce spectre réunissant des conditions statistiques excellentes a notamment été utilisé lors de l'étude du BDF instrumental de SPI. Il permet une estimation de la contribution des raies parasites et la définition de bandes en énergie judicieuses pour la détermination des différents modèles de BDF (raie à 511 keV, continuum positronium...). La multitude de raies observée traduit d'une part les qualités spectroscopiques de SPI, mais révèle aussi la complexité de la structure du BDF instrumental. Le spectre est divisée selon huit bandes en énergie. Dans chaque cas deux graphiques sont fournis. Le premier, utilisant une échelle logarithmique pour l'axe des ordonnées, présente la structure globale du spectre. Un zoom sur le continuum est effectué pour le second graphique. Il permet de mieux apprécier la contribution des raies parasites.

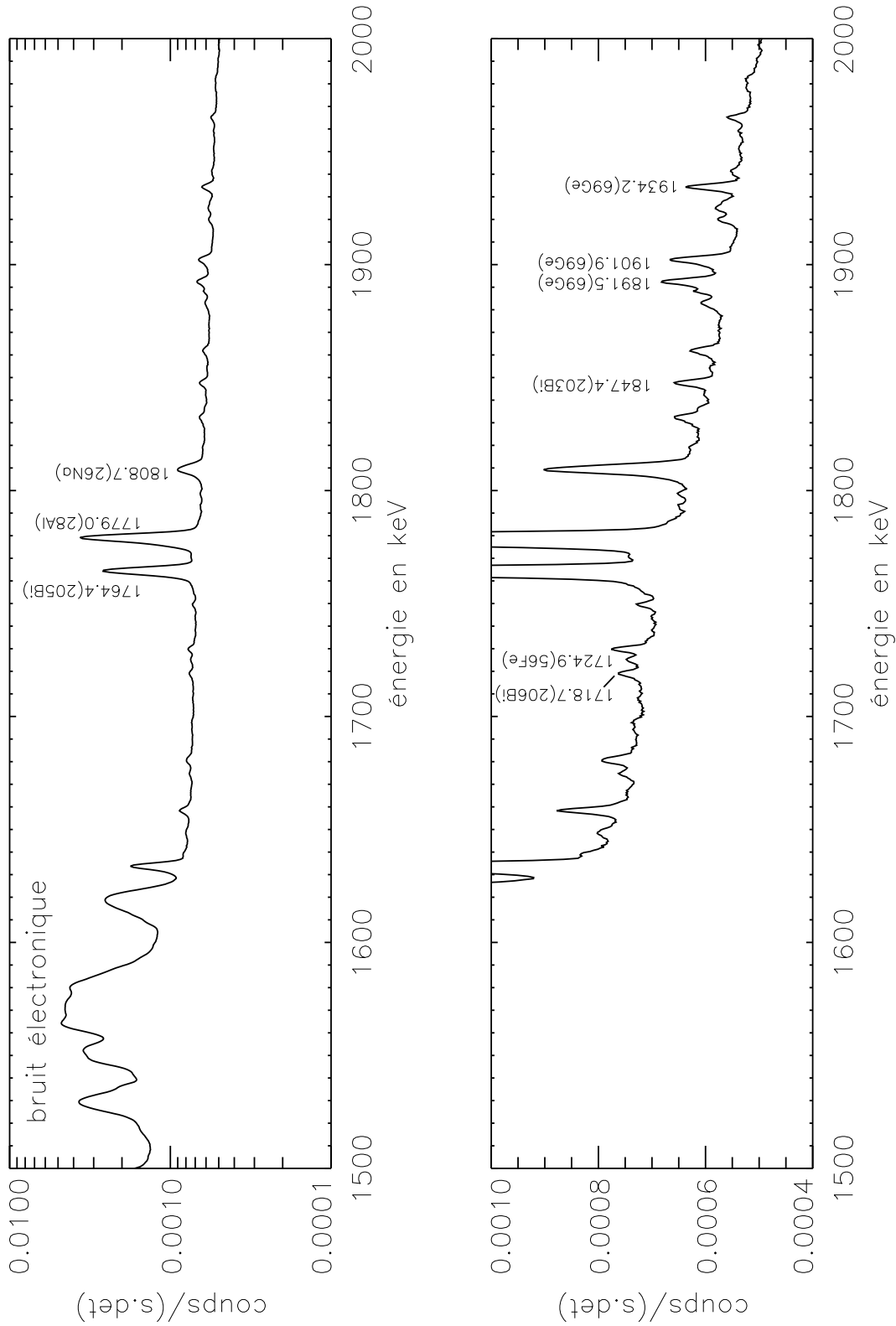


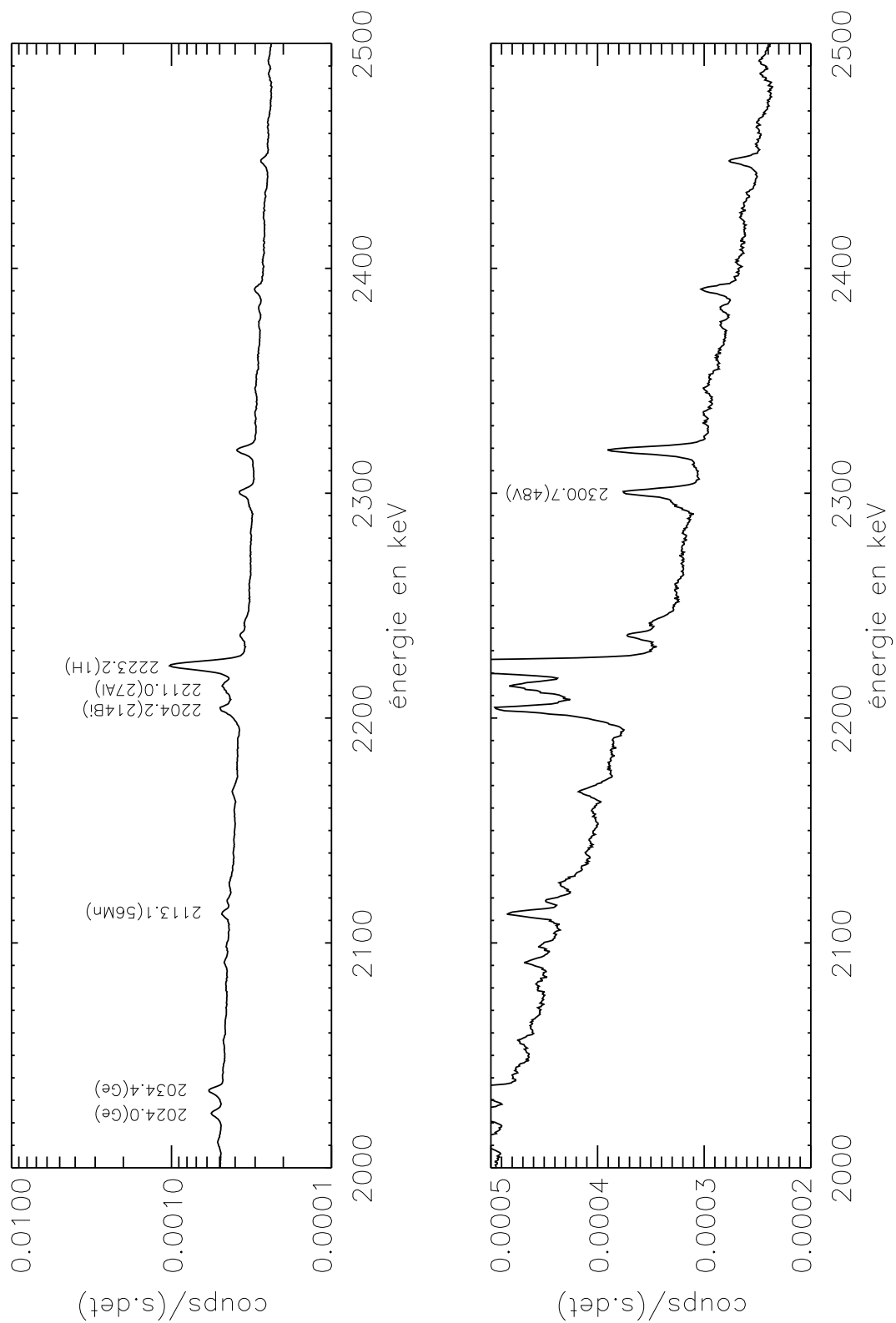


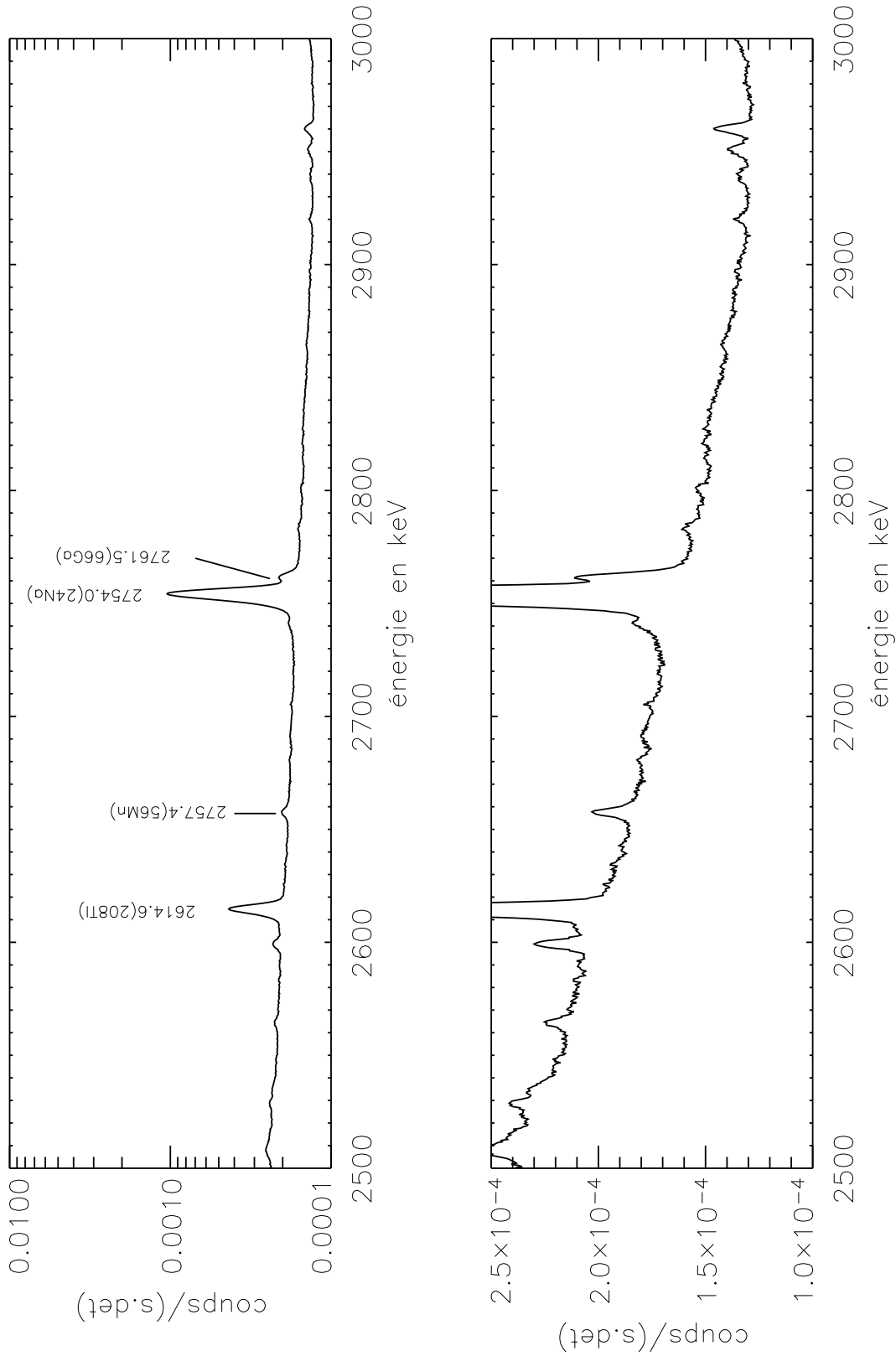












Annexe C

Les modèles de distributions spatiales galactiques

Nous résumons ici les modèles de distributions spatiales galactiques utilisés lors de la détermination de la morphologie de l'émission à 511 keV galactique par *model fitting*. Dans le cas d'un modèle paramétrique, le flux $f(l, b)$ à 511 keV dans la direction (l,b) est déterminé en intégrant la distribution de densité galactique $\rho(x, y, z)$ le long de la ligne de visée s :

$$f(l, b) = \frac{1}{4\pi} \int \rho(x, y, z) ds \quad (\text{C.1})$$

La luminosité galactique en photon totale est ensuite calculée en intégrant $\rho(x, y, z)$ sur le volume de la galaxie :

$$L_{511} = \int \rho(x, y, z) s^2 ds d\Omega \quad (\text{C.2})$$

- **Modèle E3** : il s'agit d'un modèle de bulbe stellaire ajusté aux données DENIS [Picaud et Robin, 2004]. Le bulbe est modélisé tridimensionnellement dans un repère cartésien galactique de centre GC. Le soleil est placée à $y = -R_\odot = -8.5$ kpc.

$$\rho_{E3} = \rho_0 \times f_{max}(R_{XY}) \times K_0(R_s) \quad (\text{C.3})$$

avec la fonction *cutoff* :

$$f_{max}(R_{XY}) = \begin{cases} 1.0 & \text{si } R_{XY} \leq R_{max} \\ \exp\left(-0.5\left(\frac{R_{XY}-R_{max}}{a_{max}}\right)^2\right) & \text{si } R_{XY} > R_{max} \end{cases}$$

et $R_{XY} = \sqrt{x^2 + y^2}$ la distance à GC dans le plan (x,y)

Le rayon effectif de la barre est donnée par :

$$R_s = \left(\left[\left(\frac{|x'|}{a_x} \right)^{C_\perp} + \left(\frac{|y'|}{a_y} \right)^{C_\perp} \right]^{\frac{C_\parallel}{C_\perp}} + \left(\frac{|z'|}{a_z} \right)^{C_\parallel} \right)^{\frac{1}{C_\parallel}} \quad (\text{C.4})$$

avec a_x , a_y et a_z les longueurs d'échelles, $C_\perp$ et $C_\parallel$ les paramètres de forme.

- **Modèle D0** : modèle paramétrique traceur de la population des étoiles jeunes (âge < 0.15 Gyr) présentes dans le disque galactique [Robin *et al.*, 2003] :

$$\rho(x, y, z) = \rho_0 \left(\exp\left(-\frac{a}{R_0}\right)^2 - \exp\left(-\frac{a}{R_1}\right)^2 \right) \quad (\text{C.5})$$

avec

$$a^2 = x^2 + y^2 + z^2 / \epsilon^2 \quad (\text{C.6})$$

et $\epsilon=0.014$, $R_0=5$ kpc, $R_1=3$ kpc, hauteur d'échelle $z_0=70$ pc.

- **Modèle D1** : modèle paramétrique traceur de la population des étoiles vieilles (7-10 Gyr) présentes dans le disque galactique [Robin *et al.*, 2003] :

$$\rho(x, y, z) = \rho_0 \left(\exp\left(-0.25 + \left(\frac{a}{R_0}\right)^2\right)^{0.5} - \exp\left(-0.25 + \left(\frac{a}{R_1}\right)^2\right)^{0.5} \right) \quad (\text{C.7})$$

avec $\epsilon=0.0791$, $R_0=2.53$ kpc, $R_1=1.32$ kpc, hauteur d'échelle $z_0=200$ pc.

- **Modèle H'** : modèle paramétrique pour le halo stellaire [Robin *et al.*, 2003] :

$$\rho(R, z) = \rho_0 \left(\frac{a}{R_\odot} \right)^{-n} \quad (\text{C.8})$$

avec a définie dans l'Equation C.6, $a \geq a_c$, n la pente du profil le profil de densité.

Annexe D

Acronymes

L'utilisation d'acronymes facilite la communication. Encore faut-il savoir qu'est ce qui veut dire quoi...

acronyme	définition
ACS	<i>Anti Coïncidence System</i>
ACSSAT	<i>Anti Coïncidence System SATurating events counting rate</i>
AFEE	<i>Analog Front End Electronics</i>
B/D	<i>Bulge to Disk ratio</i>
BDF	Bruit De Fond
DFEE	<i>Digital Front End Electronic</i>
DPE	<i>Data Processing Electronics</i>
FWHM	<i>Full Width at Half Maximum</i>
GC	<i>Galactic Center</i> , centre galactique
Gedrate	taux de comptage des détecteurs dans les SE
Gedsat	<i>Germanium saturating events</i>
HPGe	<i>High Purity Germanium detector</i>
IBIS	<i>Imager on-board the INTEGRAL Satellite</i>
INTEGRAL	<i>INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory</i>
IR	Infra Rouge
ISDC	<i>INTEGRAL Science Data Center</i>
JEM'X	<i>Joint European X-Ray Monitor</i>
$M_{\odot}$	une masse solaire= $1,9891 \cdot 10^{30}$ kg
ME	<i>Multiple Events</i>
OMC	<i>Optical Monitoring Camera</i>
PA1	<i>PreAmplifier 1</i>
PA2	<i>PreAmplifier 2</i>
PM	Photo-Multiplicateurs
PSAC	<i>Plastic SCintillAtor (Counting rate)</i>
PSD	<i>Pulse Shape Discrimination</i>
RL	l'algorithme Richardson-Lucy
SE	<i>Single Events</i>
SCW	<i>SCience Window</i> , pointage
SN(e)	SuperNova(e)
SPI	<i>SPectrometer of INTEGRAL</i>
TFL	Taille de la Fenêtre de Lissage

AUTHOR : Vincent LONJOU
TITLE : The Galactic 511 keV line : analysis
: and interpretation of INTEGRAL observations

Abstract :

Ever since the discovery of the 511 keV annihilation line emission from the Galactic center region in the late seventies, the origin of Galactic positrons has been the topic of a lively scientific debate. It is also one of the prime scientific objectives of the imaging spectrometer SPI on board ESA's INTEGRAL observatory. In this thesis first a description of the most important SPI sub-system is given - the detector plane. Procedures for detector energy calibration and detector degradation analysis are developed. The determination of instrumental background models, a crucial aspect of data analysis, is elaborated. These background models are then applied to deriving sky maps and spectra of unprecedented quality of the Galactic positron annihilation radiation. Finally, the implications of these observations for the production of positrons by various Galactic populations are discussed.

Keywords :

Nuclear astrophysics, Instrumentation, Gamma-rays, INTEGRAL, Data analysis, 511 keV, Annihilation, Positron

AUTEUR : Vincent LONJOU
TITRE : L'annihilation des positrons galactiques : analyse
: et interprétation des données INTEGRAL
DIRECTEUR DE THÈSE : Peter von Ballmoos
DATE DE SOUTENANCE : 28 Septembre 2005
LIEU DE SOUTENANCE : Université TOULOUSE III - Paul Sabatier

Résumé :

L'origine des positrons galactiques reste un des sujets les plus controversés de l'Astrophysique des hautes énergies depuis la découverte de la raie d'annihilation électron-positron en provenance du centre galactique à la fin des années 1970. L'étude de la raie d'annihilation à 511 keV est actuellement un des objectifs majeurs de SPI : le spectromètre d'INTEGRAL. Cette thèse s'ouvre sur l'étude de la partie centrale de SPI : son plan de détection. La procédure de calibration en énergie ainsi que l'étude de la dégradation des détecteurs sont reportées. Par la suite, une étude approfondie du bruit de fond instrumental permet d'utiliser SPI dans les meilleures conditions. Le traitement des données aboutit alors à des cartes du ciel et des spectres avec une précision inégalée. Pour finir, les contributions des diverses sources potentielles de positrons galactiques sont confrontées aux résultats obtenus.

Mots-clés :

Astrophysique nucléaire, Instrumentation, Rayonnement gamma, INTEGRAL, Traitement de données, 511 keV, Annihilation, Positron

Discipline : Astrophysique

Laboratoire d'accueil :

Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements
9, avenue du Colonel Roche - BP 4346 - 31028 Toulouse Cedex 4