

Université Paris 7 Denis Diderot

Mémoire

présenté
pour obtenir le diplôme
d'habilitation à diriger des recherches

par

Stéphane Schanne

CEA Saclay, DSM / IRFU / Service d'Astrophysique

Astronomie de raies gamma
avec le spectromètre SPI du satellite INTEGRAL,
de la conception instrumentale et microélectronique
à la nucléosynthèse et l'antimatière galactiques

soumis aux rapporteurs le 25 août 2009,
soutenu le 18 février 2010,
devant le jury composé de Mme et MM.

Pierre	Binétruy	Président
Tomasz	Bulik	Rapporteur
Pierre	Jean	Examineur
Margarita	Hernanz	Rapporteur
Etienne	Parizot	Rapporteur
Jacques	Paul	Examineur

Table des matières

I	Dossier	vii
0	Déroulement de carrière	ix
0.1	Parcours professionnel	ix
0.2	Curriculum vitae	xv
0.3	Responsabilités scientifiques, techniques et administratives	xviii
0.4	Liste des travaux, développements et recherches	xix
0.5	Activités d'encadrement	xxi
0.6	Communications et conférences internationales	xxiii
0.7	Publications	xxv
0.7.1	Publications principales	xxvi
II	Mémoire	1
1	Introduction à l'astronomie gamma spatiale	5
1.1	Origine de la lumière gamma	5
1.2	Les moyens d'observation	9
	Plan de l'exposé	15
2	L'observatoire <i>INTEGRAL</i> et son spectromètre SPI	17
2.1	Contexte et objectifs scientifiques	18
2.2	Les instruments X et gamma d' <i>INTEGRAL</i>	20
2.3	Le spectromètre SPI	22
2.3.1	Le masque codé	24
2.3.2	Le plan de détection au germanium	25
2.3.3	Systèmes de réduction du bruit de fond	31

3	L'électronique numérique frontale DFEE de SPI	35
3.1	Acquisition des données de SPI	35
3.2	Le DFEE de SPI	37
3.3	L'ASIC numérique du DFEE de SPI	41
3.3.1	Processus de traitement dans l'ASIC	41
3.3.2	Conceptions de l'ASIC	47
3.3.3	Validation et fabrication de l'ASIC	53
4	Des phases d'intégration aux premières observations avec SPI	57
4.1	Bref historique	57
4.2	Tests d'intégration de SPI	59
4.3	Étalonnage de SPI au sol	64
4.3.1	Étalonnage de SPI à Bruyères le Châtel	65
4.3.2	Étalonnage d'INTEGRAL à Noordwijk	77
4.4	Validation des performances de SPI en vol	78
4.4.1	Phase de réglage en vol post-lancement à Darmstadt	78
4.4.2	Vérification de l'étalonnage de SPI en vol	83
4.5	Droits d'accès aux données	85
4.6	La source Vela X-1	88
4.6.1	Les astres compacts	88
4.6.2	Le système Vela X-1	90
5	La nucléosynthèse galactique observée avec SPI	97
5.1	Observations de la nucléosynthèse galactique	97
5.1.1	L'aluminium-26, traceur de la nucléosynthèse galactique	100
5.1.2	Le fer-60, traceur de nucléosynthèse	105
5.2	La nucléosynthèse dans la région des Voiles	107
5.2.1	L'aluminium-26 dans la région des Voiles vu par SPI	110
5.3	Analyse de données par logiciels de Saclay	111
5.3.1	Logiciel d'analyse ASPI développé à Saclay	112
5.3.2	Jeu de données analysé	117
5.3.3	Analyse des données 511 keV avec ASPI	118
5.3.3.1	Analyse par méthode ON-OFF	118
5.3.3.2	Analyse par ajustement de modèle d'émission	125
5.3.4	Analyse des données à 1809 keV avec ASPI	129

6	L'émission galactique à 511 keV et son interprétation	141
6.1	L'émission à 511 keV au sein de la Galaxie	142
6.1.1	Formation et annihilation des positrons	142
6.1.2	Observations de la raie astrophysique à 511 keV	144
6.2	Sources astrophysiques de positrons galactiques	150
6.2.1	Injection de positrons dans le bulbe galactique	150
6.2.2	Les candidats astrophysiques	152
6.3	Supernovæ Ia comme sources de positrons	158
6.3.1	Production de positrons par les supernovæ de type Ia	158
6.3.2	Taux de SN Ia dans la région centrale galactique	162
6.3.3	Insuffisance des SN Ia comme source des positrons du bulbe	167
6.4	Hypernovæ comme sources de positrons	168
6.4.1	Le sursaut gamma GRB030329/hypernova SN2003dh	168
6.4.2	Production de positrons par les hypernovæ	170
6.4.3	Région du noyau galactique et propagation de positrons	172
6.5	Sources astroparticules de positrons galactiques	176
6.6	Masse des particules de matière noire légère	181
6.6.1	Rayonnement produit par injection de e^+ et e^-	181
6.6.2	Limites sur l'énergie d'injection	184
	Bilan	189
7	Perspectives - ECLAIRs et les sursauts gamma	191
7.1	Les sursauts gamma	193
7.2	La mission SVOM	200
7.2.1	Le télescope ECLAIRs	203
7.2.2	L'unité de traitement scientifique à bord d'ECLAIRs	207
	Perspective professionnelle	217
8	Conclusions	219
8.1	Synthèse	220
8.2	Le mot de la fin	228
	Remerciements	229
III	Annexes	I
	Acronymes et conventions	III

Table des figures	XI
Liste des tableaux	XIV
Bibliographie	XVI

Première partie

Dossier

Chapitre 0

Déroulement de carrière

Cet écrit présente mon dossier pour l'obtention du diplôme d'habilitation à diriger des recherches à l'Université Paris 7 Denis Diderot. Il se décline en une première partie (ce chapitre) détaillant mon déroulement de carrière, suivie du mémoire d'habilitation proprement dit (à partir de la page 5).

Tout d'abord je voudrais détailler mon parcours professionnel (section 0.1), qui me semble relativement atypique, au sein de trois services de l'IRFU¹ du CEA Saclay, qui m'ont beaucoup enrichi personnellement et professionnellement.

Ensuite je présente mon curriculum vitae (section 0.2), qui résume mes études, mon expérience professionnelle et mes domaines de compétence, et je dresse la liste de mes responsabilités scientifiques, techniques et administratives, notamment dans les projets de physique et d'astronomie gamma auxquels j'ai participé (section 0.3).

Je poursuis par un résumé chronologique des mes travaux et activités de recherche (section 0.4), je résume mes activités d'encadrement tant au niveau scientifique qu'au niveau des projets auxquels j'ai participé (section 0.5), et je dresse la liste de mes activités de communication et les participations à des conférences internationales (section 0.6).

Enfin je présente des statistiques sur l'ensemble de mes publications (en section 0.7), dont la liste complète est reportée en Annexe (page XVI), par ordre chronologique inverse, où j'ai relevé par (*) ou (**) les publications qui ont une importance par rapport au sujet traité dans ce manuscrit. Je détaille aussi mes principales publications qui servent de base à la discussion dans la partie du mémoire proprement dit.

L'annexe comporte également une liste d'acronymes et de sigles à laquelle j'invite le lecteur à se référer (page III).

0.1 Parcours professionnel

Après mes études d'ingénieur à l'Ecole Supérieure d'Electricité (SUPÉLEC) et ma spécialisation en physique des hautes énergies au DEA Champs-Particules-Matière² (Université

1. Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers (anciennement DAPNIA : Département d'Astrophysique, de Physique des Particules, de Physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée)

2. Maintenant Mastère 2 Recherche NPAC : physique Nucléaire, physique des Particules, Astrophysique et Cosmologie

0.1. PARCOURS PROFESSIONNEL

Paris 7 et Paris 11), j'ai effectué ma thèse [99] sous la direction de Pascal Debu au sein du Service de Physique des Particules de l'IRFU dans le cadre de l'expérience NA48 du CERN [17], dont le but était l'étude de la violation directe de la symétrie CP (inversion combinée de charge et de parité) dans les désintégrations de mésons K neutres. Lors de ces trois années de formation par la recherche, de 1994 à 1997, j'ai pu à la fois participer à une analyse de données en physique des particules, en l'occurrence effectuer la mesure du rapport d'embranchement de la désintégration rare du kaon neutre de durée de vie longue en paire de muons accompagné d'un gamma ($K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$ [100], mon analyse ayant donné lieu au premier article scientifique publié par l'expérience NA48), mais également mettre à profit mes compétences de physicien instrumentaliste, acquises notamment lors de ma formation d'ingénieur à SUPÉLEC, pour le développement, la réalisation et la mise en service du système de déclenchement chargé de NA48 (dont le CEA avait la responsabilité, [97, 95]), et dont le but était de sélectionner parmi tous les événements enregistrés par les grandes chambres à dérive du spectromètre magnétique de NA48 (développées également par le CEA, [102]), ceux qui sont constitués de paires de pions dont la masse invariante reconstruite est compatible avec celle d'un kaon (sélection des événements $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$). Après combinaison avec les événements enregistrés dans le calorimètre à krypton liquide ($K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, sélectionnés par le système de déclenchement neutre), la violation directe de la symétrie CP a été finalement mesurée avec une excellente précision par NA48 [90], établissant pour la première fois de façon claire que la violation de la symétrie CP n'est pas seulement due au processus d'interférence quantique entre le méson K^0 et son antiparticule \bar{K}^0 (violation indirecte de CP, dont la découverte en 1964, à laquelle a participé René Turlay, futur chef du DAPNIA et proche collègue, valait le prix Nobel à James Cronin et Val Fitch en 1980), mais que CP est également violé au niveau du processus même de la désintégration du méson K.

A la suite de ma thèse sur NA48 en 1997 on m'a proposé un poste de *fellowship* au CERN m'offrant la possibilité de continuer une carrière en physique des particules, au sein de ce prestigieux laboratoire (le *fellowship* était proposé à 2 étudiants par an pour la France, contractuellement limité à une durée de 2 ans). C'est peu avant de faire mes valises pour Genève que le CEA Saclay m'a proposé un poste fixe que j'ai accepté, au sein du Service d'Electronique et d'Informatique³, comme ingénieur en traitement temps-réel⁴, moyennant l'assurance de pouvoir retourner ultérieurement vers un service de physique de mon choix⁵.

Le travail proposé lors de mon embauche au SEI consistait à mettre à profit ma formation d'ingénieur en électronique numérique dans le cadre du projet du Spectromètre SPI du satellite *INTEGRAL*, pour le développement de son électronique numérique frontale, nommée DFEE (Digital Front-End Electronics⁶). L'une des motivations pour moi était de réaliser un équipement au sein du modèle de vol d'*INTEGRAL*, mission déjà approuvée à ce stade de mon entrée dans le projet⁷. Le circuit d'électronique numérique (ASIC du DFEE), réalisé entre 1998 et 2000 conjointement avec Michel Mur (avec qui j'ai déjà

3. SEI, qui a ultérieurement fusionné avec le SED pour former le SEDI : Service d'Electronique, des Détecteurs et de l'Informatique, au sein de l'IRFU

4. au sein du Laboratoire TRAPS : Traitement temps-réels et Processeurs Spécialisés.

5. Note signée par les chefs du DAPNIA et du SEDI.

6. voir la liste d'acronymes et de sigles en fin de manuscrit

7. à noter que le système de déclenchement d'ATLAS au LHC du CERN, dans lequel j'aurais également pu m'impliquer, était encore en phase de développement de modèles concurrentiels; les solutions de certaines équipes n'ont finalement pas été retenues, ce qui était très démotivant pour elles.

0.1. PARCOURS PROFESSIONNEL

beaucoup apprécié travailler sur NA48), constitue le cœur du DFEE puisqu'il effectue les tâches de traitement temps-réel et de classification de tous les photons enregistrés par les détecteurs de SPI. Développé dans le langage de description hardware VHDL, l'ASIC du DFEE de SPI a été jusque là le plus gros circuit d'électronique numérique (en nombre de portes logiques) jamais réalisé au SEI.

Conjointement avec le développement du circuit intégré vont bien sûr les tests du système, à la fois les bancs de test du circuit même, allant des simulations sur ordinateur utilisées pendant le développement VHDL, jusqu'à la fourniture de jeux de tests à l'usine de fonderie du circuit (MHS TEMIC ATMEL, Nantes et Saint Quentin en Yvelines), mais aussi plus largement la conception des systèmes de tests utilisés une fois l'ASIC réceptionné (en 1999) et intégré au sein du DFEE, voire plus tard une fois le DFEE intégré sur SPI (à partir de 2000). Après le développement et le test de l'ASIC du DFEE, mon travail s'est donc naturellement porté sur la participation active aux phases d'intégration du système. Il fallait d'abord intégrer le DFEE lui-même à Saclay, en passant par la validation du concept sur le modèle d'ingénierie (DFEE-EM) jusqu'à la qualification du modèle de vol (DFEE-FM) en passant par les validations des fonctions après tests en vibration et en enceinte thermique à vide (DFEE-QM). Ensuite à partir de 2000 les différents modèles du DFEE ont également été intégrés à l'ensemble des composantes de SPI et testés au CNES à Toulouse, et puisque toutes les données de SPI sont centralisées et traitées par le DFEE, nous étions également très impliqués dans ces tests, conduits notamment grâce à l'ajout en sortie du DFEE d'un module de captage non intrusif des données vers nos ordinateurs (que nous appelions le module d'espionnage ou *spy*) en parallèle de leur envoi vers l'ordinateur de bord du satellite, le DPE. Ce module, ensemble avec les moyens d'analyse de données développés par notre équipe, a permis de conduire efficacement tous les tests des systèmes présents en amont du DFEE, tout en permettant le contrôle et la configuration de SPI par l'ordinateur de bord DPE.

J'ai pu accéder à une position bien intégrée au sein de la collaboration internationale de SPI, allant bien au delà de la conception du sous-système DFEE de SPI, grâce à la confiance permanente et au soutien que m'a accordé mon collègue et ami Bertrand Cordier du Service d'Astrophysique (SAp) du CEA, responsable scientifique du DFEE et des étalonnages de SPI au sol, et membre du groupe des Co-Investigateurs de SPI. Ensemble avec nos collègues français du CNES et du CESR (en charge de la réalisation de la caméra de SPI) et allemands du MPE (en charge du bouclier d'anti-coïncidence) nous avons créé fin 1999 un groupe de travail dédié à l'organisation des tests et des opérations de SPI, le SPITOG, dont j'étais le président (*chairman*). Dans de nombreuses réunions de travail et sessions de test (que j'ai documentées sur une page internet), notre groupe a œuvré ensemble pour l'intégration, la validation et l'étalonnage des multiples composantes du système SPI, d'abord au CNES à Toulouse (chez Intespace), ensuite au CEA de Bruyères le Châtel où a eu lieu en avril 2001 la phase d'étalonnage du modèle de vol de SPI, employant des sources radioactives de haute intensité et un accélérateur Van de Graaff, puis lors de l'intégration de SPI sur la plateforme satellite à Turin, et enfin lors des phases d'étalonnage de tout le satellite *INTEGRAL* une fois complètement intégré au centre ESTEC de l'ESA à Noordwijk début 2002. Durant cette période j'ai également co-encadré avec Bertrand Cordier la thèse de David Attié, conduite sur l'étalonnage de SPI avec les données de Bruyères le Châtel et sur l'analyse des premières données obtenues après le lancement.

C'est aussi en 2000 que j'ai accédé au statut de Co-Investigateur (Co-I) scientifique sur

0.1. PARCOURS PROFESSIONNEL

SPI, pour mon implication dans le développement de l'instrument. Aussi pour le groupe SPI du CEA Saclay, l'obtention de ce statut était important, car le retour scientifique garanti par le consortium *INTEGRAL* se mesure en nombre de Co-I. En effet, le satellite *INTEGRAL* est conçu comme un observatoire, dont une partie du temps d'observation est soumis à appel d'offre international, mais dont le reste du temps, le *temps garanti*, est réservé aux scientifiques Co-I des consortiums instrumentaux. En renforçant l'équipe scientifique des Co-I du CEA Saclay (comportant également Bertrand Cordier, Michel Cassé et Philippe Durouchoux), son retour scientifique sur investissement s'en retrouve augmenté. Lors de discussions sur le partage des données du *temps garanti* avant le lancement, j'ai pu obtenir une participation dans l'analyse de l'émission de rayons gamma originaires de noyaux radioactifs d'aluminium-26 disséminés dans la Galaxie, notamment la région des Voiles où une explosion de supernova est supposée d'avoir produit ces noyaux, et plus tard dans l'analyse de l'émission de photons à 511 keV, originaires de l'annihilation de positrons et d'électrons dans les régions centrales de la Galaxie.

En 2002, fort de mon implication dans l'analyse des données de SPI, j'ai finalement été muté au Service d'Astrophysique (SAp) au sein de l'IRFU, faisant de cela le troisième service de l'IRFU que j'apprends à connaître.

Après le lancement réussi d'*INTEGRAL* en octobre 2002 j'ai par la suite naturellement participé aux phases de réglage et à la validation en vol de l'instrument SPI, qui se sont déroulées durant quelques mois au MOC d'*INTEGRAL* au centre ESOC de l'ESA situé à Darmstadt.

Avec l'arrivée des premières données de SPI, en 2003 il est apparu que le bruit de fond instrumental était sous-évalué d'un facteur deux par rapport aux prédictions avant le lancement, et qu'il présentait beaucoup de raies d'activation issues des matériaux du détecteur soumis au rayonnement cosmique ionisant. Le signal astrophysique sous-jacent au bruit de fond étant de l'ordre du pour-cent, la modélisation de l'évolution temporelle du bruit de fond dans les bandes spectrales où est attendu le signal astrophysique s'avère donc cruciale pour pouvoir mesurer ce signal. L'essentiel du travail scientifique de l'ensemble du groupe de Co-I de SPI s'est alors centré sur la modélisation de ce bruit de fond et le perfectionnement des outils d'analyse scientifique.

Pour l'étude de sources ponctuelles avec SPI des outils informatiques étaient préparés et intégrés aux outils standard distribués par le centre de données d'*INTEGRAL*, l'ISDC à Versoix, et ont été utilisés avec succès pour l'étude de sources ponctuelles, telles Vela X-1, que je détaillerais dans ce manuscrit [24], analysées avec l'aide de ma stagiaire Lucie Gérard.

Cependant pour l'étude de source d'émission diffuse, les outils d'analyse de l'ISDC n'étaient pas appropriés, et aucun outil n'était d'ailleurs prêt pour cela avant le lancement, notamment à cause de la non-connaissance au préalable du bruit de fond instrumental. A Saclay, d'abord dans l'optique d'étudier le bruit de fond, j'ai débuté le développement d'une base de logicielle d'analyse des données de SPI indépendante de celle proposée par l'ISDC, nommée ASPI, écrite en C++ et utilisant les outils ROOT du CERN. En parallèle, à Toulouse, sous l'impulsion de Jürgen Knödlseher, une autre suite logicielle a été développée, qui capitalisait sur les méthodes qu'il avait développées durant sa thèse, effectuée sur le détecteur COMPTEL à bord du satellite *CGRO* (Compton Gamma-Ray Observatory) de la NASA.

Avec l'aide successive de nos post-docs, David Maurin et Clarisse Hammadache, et de notre thésard Patrick Sizun, notre logiciel ASPI a pris de l'ampleur au cours du temps.

0.1. PARCOURS PROFESSIONNEL

Nous y avons intégré des méthodes de traitement du bruit de fond innovantes, telles l'analyse en composantes principales et des méthodes à base de réseaux neuronaux avec l'aide de François Tola du DIMRI au CEA Saclay, qui vont être présentées dans ce manuscrit.

A l'aide de la suite logicielle ASPI, j'ai pu dans un premier temps rechercher de l'émission de photons gamma à 1.8 MeV en provenance d'aluminium-26 de la région des Voiles, en utilisant des observations de cette région provenant du *temps garanti* (durée 1 Ms) sur *INTEGRAL* qui nous ont été attribuées grâce à ma position de Co-I sur SPI, mais également sur les observations qui m'ont été allouées (3 Ms) par le comité de sélection des observations du *temps ouvert* d'*INTEGRAL* que j'ai obtenues suite à ma proposition acceptée à l'appel d'offre AO-3 [106]; je détaillerai dans ce manuscrit les analyses afférentes [25]. Dans un deuxième temps, j'ai pu étendre l'analyse à l'ensemble de l'émission d'aluminium-26 dans la Galaxie, données qui étaient réservées au groupe de Roland Diehl du MPE à Garching, mais sur lesquelles j'étais également positionné comme Co-I de SPI; l'ensemble des travaux de SPI sur l'aluminium-26 galactique a donné lieu à une série de publications, dont la première publication de SPI dans la revue Nature [35], que je co-signe. Avec Clarisse Hammadache nous avons également cherché de l'émission gamma en provenance de noyaux de carbone-12 et d'oxygène-16 et une signature de la capture de neutrons à 2.2 MeV, données qui revenaient également au groupe de Co-I de Saclay.

Au cours de sa thèse sur l'émission galactique à 511 keV, signature de l'annihilation d'antimatière dans les régions centrales de la Galaxie, Patrick Sizun a beaucoup contribué au logiciel ASPI, grâce auquel il a pu effectuer une analyse indépendante du groupe de Toulouse, initialement propriétaire de ces données mais sur lesquelles Bertrand Cordier était également positionné comme Co-I. De nombreux travaux sur l'émission à 511 keV ont été publiés par les membres de SPI dans diverses revues, dont récemment une deuxième publication pour SPI dans la revue Nature [12], que je co-signe également. Selon la règle édictée par l'ESA quant à la politique de distribution des données, un an après les observations, les données deviennent publiques. Au cours du temps, surtout pour la thèse plus tardive de Patrick Sizun, nous avons pu bâtir une base de données de plus en plus importante de données que nous étions autorisés d'analyser. Cependant cette politique de rétention d'informations, qui a peut-être sa justification dans le cas de sources ponctuelles pour l'étude desquelles les observations pointant vers la source considérée suffisent à son analyse, s'est avérée particulièrement contreproductive au début de la mission dans le cas de SPI pour l'étude de sources diffuses émettant à des raies spectrales bien déterminées, pour lesquelles nous n'étions pas autorisés à utiliser toutes les données acquises dans le but d'affiner nos études du bruit de fond et d'améliorer nos outils d'analyse. Ce n'est qu'avec le temps, et l'arrivée de plus en plus de données publiques, que l'impact de cette politique diminue, mais entre-temps, malheureusement diminue aussi le nombre d'étudiants motivés pour tenter de faire ressortir un signal noyé dans un bruit de fond de plus en plus difficile à modéliser (l'erreur statistique diminuant, il faut travailler à réduire les erreurs systématiques). Ceci dit, nous avons eu la chance d'avoir dans notre groupe SPI à Saclay de très bons étudiants, et il est assez rare et mérite d'être souligné que tous ont trouvé un poste permanent : nos deux thésards (D. Attié et P. Sizun) sont embauchés à l'IRFU et nos deux post-docs (D. Maurin et C. Hamadache) ont obtenu respectivement un poste au CNRS et de maître de conférence.

Dans le cadre des observations de l'annihilation d'antimatière dans les régions centrales de la Galaxie par SPI, qui a confirmé un très fort taux d'injection de positrons et une région d'annihilation essentiellement limitée à la région du bulbe galactique, s'est ouvert

0.1. PARCOURS PROFESSIONNEL

un volet d'interprétation du phénomène observé, qui tente de répondre à la question des sources possibles qui sont susceptibles de produire en nombre suffisant les positrons dont on observe l'annihilation. Ensemble avec Michel Cassé et Jacques Paul, j'ai donc investigué les sources possibles de positrons, allant de sources astrophysiques de haute énergie en passant par les explosions de supernovæ [26] ou éventuellement d'hypernovæ [55, 38], jusqu'à l'éventualité de production de positrons par l'annihilation d'un nouveau type de particules de matière noire, telle qu'elle est envisagée par Pierre Fayet [56], et pour laquelle, ensemble avec notre thésard Patrick Sizun, nous avons obtenu une contrainte d'énergie d'injection des positrons et donc de masse de la particule hypothétique de matière noire, qui doit être légère [28]. Je discuterai par la suite du manuscrit ces résultats.

Finalement, comme par le passé déjà, l'avenir et la raison d'être du Service d'Astrophysique de l'IRFU, passe par sa capacité de proposer, de faire accepter, de pouvoir réaliser et exploiter scientifiquement de nouvelles expériences (notamment de nouveaux satellites). C'est pourquoi en parallèle de mon activité sur l'exploitation des données de SPI, j'ai saisi courant 2005 l'opportunité qui se présentait à moi en tant que Co-I pour m'impliquer dans le cadre du futur télescope ECLAIRS pour l'observation de sursauts gamma, proposé par le CEA et le CESR, afin de prendre la relève après l'horizon 2013 (c'est-à-dire après l'arrêt prévisible des satellites qui les observent actuellement que sont *INTEGRAL* et *Swift*), pour étudier ces sources éphémères mais d'importance (entre autres) cosmologique. Notons que ces sources sont souvent la signature d'explosions des toutes premières étoiles très massives qui ont peuplé l'Univers après le *Big-bang*.

D'abord proposé comme un détecteur de sursauts gamma à bord d'un micro-satellite du CNES de type Myriade [40, 27] et après avoir mené une⁸ *phase A* avec le CNES en 2005, qui a conclu à la faisabilité du concept, le projet ECLAIRS est poursuivi depuis dans le cadre de la mission *SVOM* (Space based multi-wavelength Variable Objects Monitor) dans le contexte d'un accord franco-chinois [10, 8].

Afin de pouvoir localiser sur la voûte céleste en temps-réel l'événement sursaut gamma, dont la durée d'émission en rayons gamma est de l'ordre de la minute, et parfois même de l'ordre de la dizaine de millisecondes seulement, et comme le satellite ne peut envoyer toutes ses données en temps-réel au sol, mais que les observateurs au sol souhaitent être alertés aussi rapidement que possible pour pouvoir pointer leurs télescopes dans la direction présumée de la source afin de capter la rémanence du sursaut dont l'éclat diminue exponentiellement avec le temps, un système de déclenchement temps-réel embarqué sur le satellite doit scruter en permanence dans les données la signature de l'apparition d'une telle source dans le ciel, et le cas échéant transférer par un lien temps-réel (mais à bas débit) l'alerte au sol. C'est en substance le rôle de cette Unité de Traitement Scientifique embarquée à bord d'ECLAIRS (UTS) [14], dont je suis le responsable scientifique au CEA Saclay, avec une équipe composée de Hervé Le Provost (du SEDI, avec qui j'ai déjà apprécié travailler sur NA48) comme coordinateur technique du projet, Pierre Kestener (qui est d'ailleurs mon successeur au poste que j'occupais auparavant au SEDI) comme ingénieur logiciel embarqué, Christophe Flouzat comme ingénieur système et responsable banc de test, Modeste Donati (nous avons déjà bien travaillé ensemble sur le logiciel du micro-contrôleur embarqué dans le DFEE de SPI) pour la partie système d'exploitation embarqué, et côté SAp, Aleksandra Gros pour la partie validation des concepts d'imagerie, et Diego Götz pour la partie simulateur des données à injecter à l'UTS. Depuis 2005 le projet ECLAIRS, dont je suis également l'architecte du flot de données et le

8. Prière de se référer aux abréviations et sigles en fin de manuscrit.

0.2. CURRICULUM VITAE

responsable du traitement de données bord, me prend une part croissante de mon temps, jusqu'à m'occuper quasiment à temps plein ces deux dernières années, avec le développement d'une simulation complète en C++ du logiciel embarqué dans l'UTS telle que je l'ai proposée pour répondre aux exigences de déclenchement de sursauts gamma, ainsi que l'encadrement de plusieurs stagiaires successifs qui ont travaillé sur l'UTS d'ECLAIRS à Saclay, à savoir Orlane Barrière, Benjamin L'Huillier, Matthieu Courtois, ainsi qu'un projet d'étude mené conjointement avec des élèves et professeurs de SUPÉLEC, et tout récemment le début du co-encadrement de Jing-Fang Hao, étudiante en thèse au CEA Saclay et à l'IHEP de Pékin, co-financée par l'ambassade de France à Pékin. J'exposerai mes travaux menés sur ECLAIRS dans les perspectives en fin de manuscrit.

0.2 Curriculum vitae

IDENTITE

<i>Nom, Prénom</i>	Schanne, Stéphane
<i>Adresse</i>	CEA Saclay, DSM / IRFU / Service d'Astrophysique / LISIS Orme des Merisiers, Bât. 709, 91191 Gif sur Yvette Cedex, France
<i>Téléphone</i>	(+33) 1 69 08 15 47
<i>Fax</i>	(+33) 1 69 08 65 77
<i>E-mail</i>	schanne @ cea.fr
<i>Profession</i>	Chercheur Ingénieur
<i>Institution</i>	Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA) Direction des Sciences de la Matière (DSM) Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers (IRFU) Service d'Astrophysique (SAp) Laboratoire Interface Science - Instruments Spatiaux (LISIS), et Laboratoire des Phénomènes Cosmiques à Haute Energie (LPCHE)

LANGUES

<i>Français et Allemand</i>	langues maternelles ; éducation biculturelle.
<i>Anglais</i>	lu, écrit et parlé très couramment, langue de travail.
<i>Polonais</i>	bonne compréhension, assez-bon parler.
<i>Russe</i>	notions (deux années d'études).

ÉTUDES

- 5/1989** Baccalauréat Franco-Allemand, section C, mention très bien, après scolarité au Lycée Franco-Allemand de Saarbrücken, Sarre.
- 8/1991** Reçu au concours d'entrée à l'École Supérieure d'Électricité (SUPÉLEC), après classes préparatoires aux grandes écoles (Math-Sup puis Math-Spé M') au Lycée Kléber de Strasbourg.
- 7/1994** Diplôme d'ingénieur SUPÉLEC, après études à SUPÉLEC (cursus à Metz et Gif sur Yvette).

0.2. CURRICULUM VITAE

7/1994 Diplôme de DEA de l'Université Paris 7, après études au DEA Champs Particules Matière à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (en parallèle à la troisième année de SUPÉLEC).

10/1997 Diplôme de Docteur en Sciences de l'Université Paris 7, mention très honorable avec félicitations du jury, après thèse en Physique des Particules au Service de Physique des Particules (SPP) du CEA Saclay, sur "L'étude de la désintégration rare du méson K_L^0 en $\mu^+\mu^-\gamma$ auprès du détecteur NA48 au CERN".

PRIX

7/1988 Premier prix au Rallye Mathématiques d'Alsace, organisé par l'Université Louis Pasteur de Strasbourg : trois semaines à Long-Island University, Southampton (État de New-York), organisées par NCEE (National Center for Excellence in Education).

9/1992 Prix spécial du concours de programmation NEP 92 de Apple France pour l'élaboration d'un simulateur graphique du microprocesseur Motorola 6809.

EXPÉRIENCE PROFESSIONNELLE

STAGES

7/1989 Stage au bureau de conception de l'entreprise Müller, Bischmisheim, spécialisée dans la construction de machines pour les mines de Sarre.

8/1992 Étudiant d'Été au Laboratoire de Physique des Particules DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron), Hambourg. "Étude du traitement des données du détecteur ZEUS implanté sur l'anneau électrons-protons HERA". Participation aux cours pour étudiants d'été.

7/1993 Étudiant d'Été au Laboratoire Européen de Physique des Particules CERN, Genève. "Mesures de linéarité du module d'acquisition des données du calorimètre à krypton liquide de l'expérience NA48". Participation aux cours pour étudiants d'été.

9/1993 Stage de pré-DEA au Service d'Instrumentation Générale (SIG) du CEA Saclay. "Élaboration d'une chaîne d'acquisition automatique pour mesurer le temps de vie des muons".

5/1994 Stage de fin de DEA au sein du groupe NA48 au SPP du CEA Saclay. "Mesure de l'efficacité des prototypes de chambres à dérive de NA48 pour la détermination d'un mélange de gaz adéquat à leur opération".

CONTRATS À DURÉE DÉTERMINÉE

10/1994 - 10/1997 Contrat de Formation par la Recherche (CFR) du CEA Saclay en vue de la préparation d'un doctorat en physique des particules au SPP (CEA Saclay), au sein de la collaboration internationale NA48.

Travail au sein du groupe des ingénieurs du Service d'Electronique de l'Informatique (SEI) du CEA Saclay pour le développement du système de déclenchement chargé de NA48. Elaboration d'un simulateur pour la validation du système. Ecriture du programme temps-réel pour la ferme de processeurs (TMS-320/C40) en charge de reconstruire en ligne la masse invariante des événements afin de décider en moins de 100 μs s'ils faut les sauvegarder.

0.2. CURRICULUM VITAE

11/1997 - 3/1998 CDD au Service d'Astrophysique (SAP) du CEA Saclay, financement : contrat INSU.

POSTES PROPOSÉS MAIS NON ACCEPTÉS

1997 Suite à ma thèse dans NA48 le CERN m'a proposé un *fellowship* scientifique (post-doc) au sein de l'organisation, dans une expérience de physique des particules de mon choix.

1998 Suite à une candidature un poste d'ingénieur en développement de systèmes d'armes à base de micro-processeurs TMS-320/C40 m'a été proposé chez Thompson.

POSTES OCCUPÉS

3/1998 Embauche au CEA Saclay.

3/1998 - 3/2002 Ingénieur au SEI du CEA Saclay. Développement d'électronique numérique temps-réel, développement de logiciels temps-réel associés. Sujet : "Conception et Réalisation d'un ASIC numérique pour le système d'électronique numérique frontale (DFEE) du Spectromètre SPI embarqué à bord du satellite *INTEGRAL*". Validation du DFEE, intégration du DFEE sur SPI, campagnes de validation et d'étalonnage de SPI.

4/2002 à ce jour Physicien au SAP du CEA Saclay, après mutation interne. Analyse des données de détecteurs spatiaux, interprétation scientifique et astrophysique, conception de nouveaux détecteurs, conception et simulation de systèmes embarqués temps-réel pour le spatial.

DOMAINES DE COMPÉTENCES

- Conception, développement et validation de systèmes de détection pour la physique des particules et l'astronomie des rayons gamma. Développement d'électronique en VHDL.
- Conception, développement et validation de systèmes de traitements de données en temps réel (online) et en temps différé (offline). Développement logiciel en C++, C, Java, Fortran.
- Méthodes d'analyse de données de physique des particules et d'astronomie des rayons gamma. Sélection d'événements, traitements statistiques, imagerie à masques codés.
- Simulations de transferts de rayonnements dans les systèmes de détection, simulations Monte-Carlo.
- Recherche en physique des particules : désintégrations rares de mésons K^0 , violation de CP dans le système des mésons K^0 .
- Recherche en astrophysique : observation des raies d'émission issues de la désintégration de noyaux ^{26}Al , ^{60}Fe et de l'annihilation de $e^+ e^-$, interprétation des phénomènes astrophysiques sous-jacents.

0.3 Responsabilités scientifiques, techniques et administratives

- 1994-1997** Responsable du logiciel temps-réel distribué du système de déclenchement chargé de NA48 ; conception, validation, mise en service du système.
- 1998-2000** Responsable du développement de l'ASIC de l'électronique numérique frontale du Spectromètre SPI d'*INTEGRAL* (code VHDL, placement, structures de test "scan", vérification des arbres d'horloge après routage).
- 12/1999-2003** Président du groupe SPITOG (*SPI Test and Operations Group*), le groupe responsable de la conduite des tests et opérations du Spectromètre SPI en phase d'intégration et de validation au sol au CNES à Toulouse, d'étalonnage au sol au CEA de Bruyères le Châtel et à l'ESTEC à Noordwijk, et lors de la mise à poste après lancement à l'ESOC à Darmstadt. Ce groupe est composé d'une douzaine de personnes du CNES, du CESR, du MPE et du CEA Saclay.
- 6/2000 à ce jour** Statut de Co-Investigateur scientifique (Co-I) du Spectromètre SPI (bénéfice en terme de droits de données pour le groupe SPI de Saclay).
- 6/2000** Responsable Scientifique au niveau de l'ESA (*Rsci*) pour l'analyse des données d'observations par *INTEGRAL* de la région des Voiles dans les raies d'aluminium-26, de fer-60 et à 511 keV, dans le cadre du *temps garanti*.
- 7/2003 à ce jour** Responsable du logiciel ASPI dédié à l'analyse des données de SPI à Saclay, développé et utilisé par le groupe SPI de Saclay (en particulier Patrick Sizun, David Maurin, Clarisse Hammadache et moi-même).
- 3/2004 à ce jour** Statut de Co-Investigateur scientifique (Co-I) du projet microsatellite ECLAIRS, reconverti en projet satellite *SVOM* en 2006.
- 10/2004** Investigateur Principal (PI) de l'observation de la région des Voiles par *INTEGRAL*, dans le cadre de ma réponse acceptée à l'appel d'offre à observations AO-3.
- 11/2004-11/2008** Membre élu au Conseil d'Unité du Service d'Astrophysique du CEA Saclay.
- 5/2005 à ce jour** Responsable Scientifique du projet UTS (*Unité de Traitement Scientifique*) à bord d'ECLAIRS, système embarqué dont le rôle est la détection en temps réel des sursauts gamma sur la voûte céleste en utilisant les données de la caméra X et Gamma d'ECLAIRS.
- 5/2005 à ce jour** Responsable du logiciel temps-réel de l'UTS (proposition du concept, rédaction de la spécification du besoin scientifique, proposition d'un modèle de masque pour ECLAIRS, conception du premier modèle du logiciel de l'UTS, validation du logiciel par simulations).
- 2006 à ce jour** Architecte du flot de données à bord d'ECLAIRS au sein du Groupe Système d'ECLAIRS, participation à la définition du flot de données au sein de la charge utile de *SVOM*.

0.4 Liste des travaux, développements et recherches

- 1983-1994** Hobby extra-scolaire : ordinateurs et électronique en autodidacte, écriture de logiciels sur Commodore-64 (en Basic et Assembleur, bases de données, traceur de fonctions/dérivée/intégrale pour le cours de mathématiques, simulations/visualisations pour le cours de physique - interférence et relativité, pilotage de montages électroniques par ordinateur), sur Amiga-2000 (en Basic, C et Modula-2, traceur de fonctions 3D, logiciel de modélisation de corps 3D complexes avec animations), sur Apple-Mac (en Pascal, visualisation du fonctionnement du processeur Motorola 6809, *Prix spécial concours Apple France*, animation dans l'ensemble de Mandelbrot/Julia), sur PC (applets Java pour la physique).
- 1992-1994** Quatre stages orientés recherche en physique des particules (à DESY sur la préparation de l'analyse des données de collisions e-p sur l'expérience HERA/ZEUS, au CERN sur la mesure de la linéarité d'un pré-amplificateur pour l'expérience SPS/NA48, au CEA sur la mesure de la durée de vie du muon, et au CEA-CERN sur l'optimisation du mélange gazeux des chambres à dérive de l'expérience SPS/NA48).
- 1993-1994** DEA Champs Particules Matière à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay et Université Paris 7 Jussieu (option physique des particules et cosmologie, sous la direction de Pierre Binétruy).
- 1994-1997** Contrat de Formation par le Recherche au SPP du CEA Saclay (thèse) sous la direction de Pascal Debu, en collaboration avec Shebli Anvar, Michel De Beer, Hervé Le Provost, Edoardo Mazzucato, Michel Mur, René Turlay et Bertrand Vallage (CEA) :
- Simulation de cartes d'électronique numérique à base de FPGA Xilinx pour l'expérience NA48 (en C++). Logiciel utilisé dans le banc de test pour la validation fonctionnelle du jeu de 12 cartes fabriquées au SEI du CEA Saclay.
 - Recherche et développement de l'algorithme du système de déclenchement en-ligne des chambres à dérive de NA48 (reconstruction des traces, combinatoire, calcul du vertex de désintégration du méson K, calcul de la masse invariante de l'événement, sélection du domaine de masse d'un méson K). Implémentation de l'algorithme sur une ferme de 40 processeurs TMS-320/C40, optimisation temporelle pour une réponse à un événement en moins de 100 μ s.
 - Etude des désintégrations rares de mésons K en $\mu\mu\gamma$ et en $\mu\mu ee$, en utilisant les premières données après mise en service de NA48. Participation à la définition du déclenchement pour ces événements, à la prise des données. Définition des coupures de sélection des événements. Mise à jour de la simulation Monte-Carlo de l'expérience à ces processus physiques, et utilisation pour déterminer l'acceptance du détecteur. Détermination des mesures de rapport d'embranchement de ces désintégrations rares. Première publication scientifique de NA48.
- 1998-2000** Travail d'ingénieur en recherche et développement au SEI du CEA Saclay, en collaboration avec Modeste Donati, Jean-Louis Fallou, Thomas Larqué, Michel Mur, Eric Zonca (CEA) :
- Etude et développement du traitement à effectuer par l'ASIC de l'électronique numérique frontale du Spectromètre SPI. Ecriture du code VHDL de l'ASIC, simulation du VHDL, synthèse, placement, introduction des structures de test ("scan") et génération des vecteurs de test, participation au routage chez le fondeur Temic/MHS.

0.4. LISTE DES TRAVAUX, DÉVELOPPEMENTS ET RECHERCHES

- Ecriture d’un logiciel de génération de séquences de tests fonctionnels de l’ASIC. Participation au codage du banc de test des ASICs, à la validation du système de test des ASICs à l’aide d’une version préliminaire des ASICs à base de FPGA. Participation aux tests des différents ASICs fabriqués.
- Ecriture d’une partie du logiciel du micro-contrôleur du DFEE.
- Participation aux tests fonctionnels du DFEE intégré.

2000-2003 Travail de physicien instrumentaliste, pour les phases successives d’opération de SPI. Création du SPITOG (groupe de test et d’opération de SPI) dont je suis le *chairman*. Phases de travail en collaboration avec David Attié, Bertrand Cordier, Maurice Gros, Michel Mur (CEA), Yves André, Marie-Anne Clair (CNES), Elsa André, Jean-Pierre Roques (CESR), Giselher Lichti, Andreas von Kienlin (MPE) :

- au CNES à Toulouse, intégration du DFEE sur SPI pour différents modèles successifs (EM, QM, FM), tests de SPI intégré à Toulouse, tests de SPI en cuve à vide thermique avec emploi de sources radioactives pour génération de photons. Validation des procédures de réglage des paramètres du DFEE.
- création d’un logiciel de décodage de la télémétrie (DTM) en sortie de l’ordinateur de bord de SPI, afin d’analyser le comportement de SPI et du DFEE en particulier.
- au CEA à Bruyères le Châtel, étalonnage au sol de SPI avec emploi de sources radioactives intenses (en collaboration avec le DIMRI) et de l’accélérateur Van de Graaf. Analyse des données d’étalonnage de SPI afin d’en déterminer la réponse (efficacité, homogénéité).
- à Alenia à Turin, intégration de SPI à *INTEGRAL*
- à l’ESTEC à Noordwijk, étalonnage d’*INTEGRAL* au sol, et test final dans l’enceinte à vide/simulateur solaire.
- à l’ESOC à Darmstadt, étalonnage en vol de SPI pendant quelques mois après le lancement. Responsable du réglage des paramètres du DFEE pour le vol, plusieurs vérifications du réglage des paramètres en cours de mission.
- proposition d’intervention dans le logiciel de l’ordinateur de bord de SPI (sous responsabilité ESA), motivée par des tests et simulations logicielles, afin de réduire le débit de télémétrie qui avait atteint des niveaux critiques suite à l’augmentation du bruit de fond au cours du cycle solaire.

2003-2007 Travail de physicien analyste de données astrophysiques. Travail en collaboration avec Bertrand Cordier, Clarisse Hammadache, David Maurin, Patrick Sizun, François Tola (CEA), le groupe des Co-I de SPI et le groupe SPI de l’ISDC :

- En tant que *manager* ISDC pour SPI, je participe (sur une courte période, avec Pierre Dubath de l’ISDC) à la définition des formats de données ISDC pour SPI.
- A Saclay, création d’une suite de logiciels d’analyse des données de SPI pour le groupe de Saclay (ASPI), par manque de logiciel officiel d’analyse des raies astrophysiques. Lecture des données événements sous le format de l’ISDC, conversion sous un format spectral basé sur ROOT, sélection des données valides, modélisation du bruit de fond et extraction des résidus par rapport au bruit de fond.
- Etude et modélisation du bruit de fond de SPI en vue d’extraire des signatures de raies d’origine astrophysiques dans les spectres acquis par SPI.
- Etude des données du temps d’observation d’*INTEGRAL* garanti (en retour à l’investissement dans la conception de l’instrument, données du plan galactique), et étude des observations de 3 millions de secondes sur la région des Voiles, qui m’ont été attribuées suite à ma proposition d’observation (AO-3).

0.5. ACTIVITÉS D'ENCADREMENT

2003-2007 Recherches en astrophysique (détaillées dans la partie mémoire) :

- Etude du système binaire Vela X-1 dans la région des Voiles avec SPI et IBIS (en collaboration avec David Attié, Lucie Gérard, Diego Götz).
- Recherche de signature d'émission de photons γ de 1809 keV en provenance de noyaux radioactifs d'aluminium-26 présents dans la Galaxie.
- Recherche d'aluminium-26 dans la région des Voiles, qui contient des vestiges de supernovæ, susceptibles d'avoir synthétisé et éjecté ce type de noyaux radioactifs.
- Recherche et étude de la signature d'annihilation d'antimatière (positrons) dans les régions centrales de la Galaxie (en collaboration avec Patrick Sizun).
- Interprétation astrophysique de la présence de positrons dans les régions centrales de la Galaxie, en recherchant les sources possibles – supernovæ de type Ia, hypernovæ, annihilation de matière noire légère, sources binaires X avec compagnon de faible masse (en collaboration avec Michel Cassé, Pierre Fayet, Jacques Paul et Patrick Sizun). Confrontation de nos idées avec les Co-I de SPI, notamment Jürgen Knödlseher et Georg Weidenspointner (CESR), et dans des conférences.

2006-nos jours Travail de physicien instrumentaliste et d'ingénieur R&D de système de traitement de données temps-réel :

- Participation à la définition de la Caméra X et Gamma à bord du microsatellite ECLAIRS puis *SVOM* (avec Bertrand Cordier, Jacques Paul, et l'équipe système CEA, CESR, CNES).
- Proposition de la forme et de motifs de masques codés pour ECLAIRS, aléatoires mais auto-porteurs, avec de bonnes propriétés d'imagerie.
- Logiciel d'imagerie d'ECLAIRS (avec Aleksandra Gros et Pierre Kestener).
- Recherche, proposition, développement et implémentation des algorithmes pour l'UTS d'ECLAIRS (avec Orlane Barrière, Benjamin L'Huillier, Matthieu Courtois). Ecriture du modèle logiciel de l'UTS (C++).
- Développement de moyens de test de l'algorithme de l'UTS : simulation du bruit de fond et du passage de la terre dans le champ de vue, simulation de l'apparition de sursauts gamma (avec Diego Götz).
- Détermination du nombre de sursauts gamma attendus par ECLAIRS (avec Frédéric Daigne, Patrick Sizun) et optimisation des paramètres de l'UTS.

0.5 Activités d'encadrement

ENCADREMENT DE THÈSES ET DE POST-DOCS

9/2001 - 1/2005 Contribution à l'encadrement de la thèse de David Attié, dirigée par Bertrand Cordier, sur l'étalonnage du Spectromètre SPI pour *INTEGRAL* et l'analyse des premières observations de la source Vela X-1 obtenues après le lancement. David Attié a été entre-temps embauché à l'IRFU au CEA Saclay.

4/2003 - 4/2006 Suivi de l'encadrement, en collaboration avec Bertrand Cordier, du stage post-doctoral (contrat INSU) de David Maurin, sur la modélisation du bruit de fond de SPI en vue de l'analyse de la raie astrophysique issue de noyaux ^{26}Al . David Maurin a été embauché au CNRS.

9/2003 - 4/2007 Suivi de l'encadrement, en collaboration avec Bertrand Cordier, de la thèse de Patrick Sizun, dirigée par Philippe Durouchoux puis Michel Cassé, sur

0.5. ACTIVITÉS D'ENCADREMENT

l'étude de l'annihilation électron-positon dans la région du centre galactique avec le spectromètre *INTEGRAL/SPI*. Patrick Sizun a été embauché à l'IRFU au CEA Saclay en décembre 2006.

4/2006 - 9/2007 Suivi de l'encadrement, en collaboration avec Bertrand Cordier, du stage post-doctoral (contrat INSU) de Clarisse Hammadache, sur l'étude des raies d'émission à haute énergie issues de la désintégration de noyaux ^{12}C ou ^{16}O . Clarisse Hammadache a été embauchée comme maître de conférence au CSNSM.

9/2008-mi 2009 Responsable CEA de la thèse de Jing-Fang Hao, menée en alternance entre le CEA Saclay et l'IHEP de Pékin, co-financée par l'ambassade de France à Pékin et l'Université de Tsinghua de Pékin. Son sujet porte sur la simulation du détecteur GRM embarqué à bord du futur satellite *SVOM* et l'analyse des données du satellite *Swift*, dédiées tous deux à l'observation de sursauts gamma. Suite à son retour en Chine début 2009 et pour des raisons personnelles, Jing-Fang Hao a entre temps malheureusement abandonné son projet de thèse.

1/2009 à ce jour Suivi de l'encadrement, en collaboration avec Bertrand Cordier, du stage post-doctoral (contrat INSU) de Diego Götz, sur la validation du concept du système de détection de sursauts gamma du télescope ECLAIRS embarqué à bord du futur satellite *SVOM*.

10/2009 à ce jour Suivi de l'encadrement, en collaboration avec Bertrand Cordier et Diego Götz, du stage post-doctoral (contrat CNES) de Zeljka Bosnjak, sur l'étude spectrale des sursauts gamma observés par SPI.

ENCADREMENT DE STAGES UNIVERSITAIRES ET GRANDES ÉCOLES

6/1999 - 6/2000 Contribution à l'encadrement du stage de scientifique du contingent de Thomas Larqué, sur le système de test du DFEE de SPI. Thomas Larqué travaille maintenant dans le spatial à Toulouse.

6/2005 - 8/2005 Direction du stage d'Orlane Barrière, en 4ème année d'études d'ingénieur à l'ESTACA, sur l'étude des méthodes de détection de sursauts gamma par le futur microsatellite ECLAIRS. Orlane Barrière travaille actuellement en Angleterre.

5/2006 - 8/2006 Direction du stage de Lucie Gérard, en mastère 1 recherche à l'Université Paris 7 Denis Diderot, sur l'analyse des observations du pulsar Vela X-1 par SPI à bord du satellite *INTEGRAL*, contribuant à une publication au Workshop INTEGRAL de Moscou et à un poster au COSPAR à Pékin. Lucie Gérard est actuellement en thèse d'astrophysique.

4/2007 - 8/2007 Direction du stage de Benjamin L'Huillier, stage de fin d'études d'école d'ingénieur SUPÉLEC et mastère 2 recherche en mathématiques appliquées à l'Université de Metz, sur l'étude de la détection de sursauts gamma par le télescope ECLAIRS en utilisant des méthodes d'ondelettes. Suite au stage, Benjamin L'Huillier aurait aimé poursuivre en thèse au CEA, mais sa candidature CFR n'a pas été retenue par le CEA. Il s'est inscrit en mastère 2 recherche en astrophysique, et poursuit actuellement une thèse en astrophysique.

4/2008 - 8/2008 Direction du stage de Matthieu Courtois, stage de fin d'études d'école d'ingénieur SUPÉLEC et mastère 2 recherche en mathématiques appliquées à l'Université de Metz, sur la recherche de sursauts gamma par l'analyse de l'augmentation du taux de comptage de la caméra X et gamma à bord d'ECLAIRS. Nous avons

0.6. COMMUNICATIONS ET CONFÉRENCES INTERNATIONALES

proposé à Matthieu Courtois un contrat CFR du CEA afin de poursuivre avec nous en thèse, mais il a préféré de continuer par des études de mathématiques financières à l'école de commerce HEC.

ENCADREMENT DE CONTRATS

- 6/1998-2/1999** Encadrement de Florence Joset-Geisler, prestataire de la société Misil, pour l'introduction des structures de test automatique ("scan") de l'ASIC numérique du DFEE de SPI.
- 10/2004 - 4/2005** Contribution à l'encadrement, en collaboration avec Bertrand Cordier, du contrat de François Tola du DIMRI/SIAR du CEA Saclay, pour la réalisation d'une étude rémunérée sur les méthodes de modélisation du bruit de fond du Spectromètre SPI à bord du satellite *INTEGRAL* basées sur des réseaux neuronaux.
- 11/2007 - 4/2008** Direction du contrat d'étude industrielle (CEA) réalisé avec Michel Barret, SUPÉLEC, option Signaux Images et Formes (SIF) à Metz, pour la modélisation à base de filtres de Kalman de la variation temporelle du bruit de fond attendu pour le télescope ECLAIRS à bord de *SVOM*. Cette étude représente le travail de deux professeurs et deux étudiants sur une demie journée par semaine pendant 5 mois.

0.6 Communications et conférences internationales

CONFÉRENCES INTERNATIONALES

- 3/1996** Participation à la Conférence de Moriond sur la physique électro-faible, Les Arcs. Séminaire de compte rendu de conférence donné au SPP du CEA Saclay.
- 3/1997** Orateur à la Conférence de Moriond sur la physique électro-faible, Les Arcs, avec publication.
- 6/1999** Participation à IEEE Real Time Conference, Santa-Fe, USA.
- 9/2000** Participation à la 4ème Conférence INTEGRAL, Alicante, Espagne.
- 11/2001** Orateur (*Featured Talk* de 35 min) à IEEE Nuclear Science Symposium (NSS), San Diego, USA, session Astrophysics and Space Instrumentation : *The Space-Borne INTEGRAL-SPI Gamma Ray Telescope : Test and Calibration Campaigns*. Poster *The digital front-end electronics of INTEGRAL/SPI*, avec publications.
- 3/2002** 2 Posters à la Conférence de Moriond Astrophysique, Les Arcs, avec publication. *Overview of the Spectrometer aboard the INTEGRAL satellite* et *The Digital Front End Electronics of SPI*
- 8/2002** Orateur à la SPIE Conference on Astronomical Telescopes and Instrumentation, Waikoloa, Hawaii, USA, *Calibration of the Spectrometer aboard the INTEGRAL Satellite*, avec publication.
- 2/2004** Orateur à la 5ème Conférence INTEGRAL 5, München, Allemagne, *Hypernovae as possible sources of Galactic positrons*, avec publication.
- 7/2004** Orateur à la Conférence du 35ème COSPAR (Committee on Space Research), Paris, avec publication.

0.6. COMMUNICATIONS ET CONFÉRENCES INTERNATIONALES

- 10/2004 Orateur à la Conférence IEEE Nuclear Science Symposium, Rome, Italie, avec publication.
- 6/2005 Poster à la Conférence NDIP 2005 (New Developments In Photodetection), Beaune, avec publication.
- 9/2005 Orateur Invité pour un *review talk* sur SPI (50 min) à la Conférence NPDC19, European Physical Society, Pavia, Italie, avec publication.
- 7/2006 3 Posters à la 6ème Conférence INTEGRAL à Moscou, Russie, avec publications.
- 7/2006 Poster à la Conférence du 36ème COSPAR à Pékin, Chine.
- 7/2006 Orateur à la Conférence du 36ème COSPAR à Pékin, Chine, en remplacement de G. Ricker du MIT, Boston, USA.
- 7/2007 Poster à ICRC 2007 (International Cosmic Ray Conference), Mérida, Mexique, avec publication.
- 11/2007 Poster à la Gamma-Ray Burst Conference 2007, Santa Fe, USA, avec publication.
- 6/2008 Participant à la Conférence NDIP 2008 (New Developments In Photodetection), Aix Les Bains.
- 6/2008 Orateur à la Nanjing Gamma-Ray Burst Conference 2008, Nanjing, Chine, avec publication.
- 9/2008 Poster à la 7ème Conférence INTEGRAL à Copenhague, Danemark.
- 10/2009 Poster à la Conférence *The Extreme sky, Sampling the Universe above 10 keV*, Otranto, Italie.
- 9/2010 Posters à la 8ème Conférence INTEGRAL à Dublin, Irlande.

WORKSHOPS (ATELIERS), ÉCOLES, ET FORMATIONS

- 8/1994 Participation aux rencontres Germano-Polonaises à Cracovie, Pologne, organisées par la Deutsche Studienstiftung. Présentation d'une "introduction à la mécanique quantique".
- 9/1994 Participation à l'École pré-doctorale de Physique des Particules, Les Houches.
- 10/1995 Orateur au *Workshop on Kaon physics with the NA48 detector*, Rheinfels, Allemagne.
- 12/1995 Orateur aux Journées Jeunes Chercheurs, Mont Saint Odile.
- 5/1996 Participation au Workshop sur la Physique des K, Orasy.
- 9/1999 Formation Cadence Design, Saint Quentin. Conception de circuits intégrés basse consommation.
- 4/2000 Participation au *Saas-Fe course on high energy astrophysics*, Les Diablerets, Suisse.
- 11/2000 Participation au Workshop *Cosmic Evolution*, Paris.
- 2/2001 Formation Radioprotection et Habilitation électrique CEA, Saclay.
- 5/2001 Présentation au Workshop *Astronomy with Radioactivities*, Ringberg/München, avec publication.
- 5/2003 Participation École *Black Holes in the Universe*, Cargèse, Corse, France.

0.7. PUBLICATIONS

- 9/2003 Participation École DSM (formation des jeunes embauchés), Giens, France.
4/2004 Participant à l'École d'Astrophysique Nucléaire, CESR, Toulouse.
9/2004 Participant à *ESA cosmic visions*, Unesco, Paris.
1/2005 Orateur au Workshop INTEGRAL, ESTEC Noordwijk, Pays-Bas.
6/2005 Participant au Workshop APC sur le centre galactique, Paris.
12/2005 Membre Organisateur des Journées Jeunes Chercheurs 2005, Aussois.
10/2006 Orateur (présentation de *SVOM*), Workshop Astro-PF sur les sursauts gamma à Varsovie, Pologne.
11/2006 Formation Travailler et Négocier avec des Chinois, Saclay.
5/2010 Participant à l'École *Exploring the Dawn of the Universe with Gamma-Ray Bursts*, Cargèse, Corse, France.

SÉMINAIRES

- 8/3/2001 Séminaire au DAPNIA/SEI, *SPI prêt pour le lancement ?*.
5/4/2001 Séminaire au DAPNIA/SEI, *Le traitement numérique en ligne de SPI*.
2/6/2004 Séminaire au Forum du DAPNIA/SAp, *Dernières nouvelles du cosmos*.
13/9/2004 Séminaire au DAPNIA/SPP, *Astronomie gamma à l'époque d'INTEGRAL*.
13/6/2008 Séminaire au Forum du DAPNIA/SAp : revue de 45 min, *Lumière aux courtes longueurs d'ondes : Astrophysique X et gamma au SAp*.

RÉUNIONS DE COLLABORATIONS

Orateur à de très multiples réunions de collaboration NA48, réunions de Co-I scientifiques de SPI, réunions de Co-I scientifiques d'ECLAIRS, et réunions de collaboration *SVOM*.

RÉFÉRÉ

A plusieurs reprises pour les *Transactions on Nuclear Science* de l'IEEE.

0.7 Publications

- Nombre total de publications scientifiques : 99
- 38 articles publiés dans des revues à comité de lecture
- 44 articles publiés dans des comptes-rendus de conférences à comité de lecture
- 12 articles publiés dans des comptes-rendus de conférences sans comités de lecture
- 2 circulaires à l'Union Astronomique Internationale (*ATEL*)
- 2 articles de vulgarisation
- 1 thèse de doctorat

0.7. PUBLICATIONS

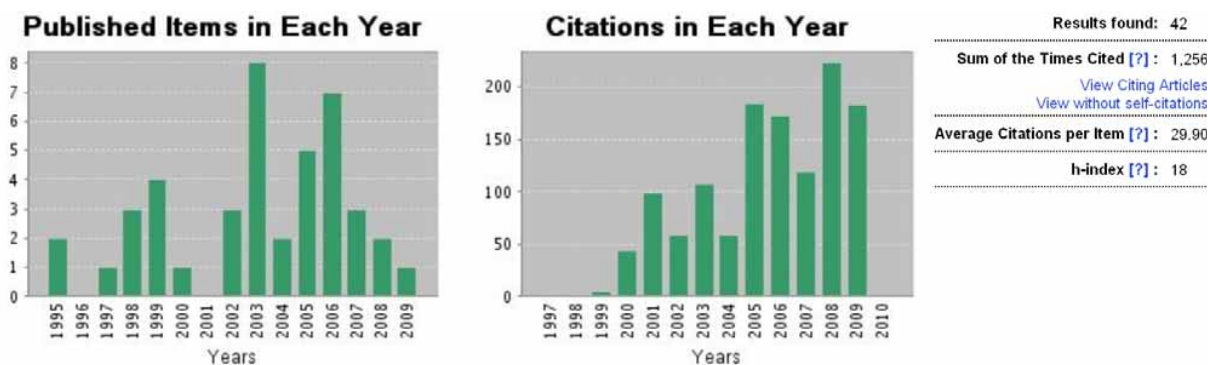


FIGURE 1 – Statistiques sur mes *articles* publiés, selon ISI Web Of Science [303].

En novembre 2009, le site ADS [302] (*search physics & astrophysics, authors "schanne,s"*) de l'Université de Harvard fait apparaître 88 publications à mon nom (dont 37 si on sélectionne *All refereed articles* et 51 pour *All non-refereed publications*). Le site ISI Web Of Science [303] trouve 63 *publications* à mon nom, dont 42 *articles*, pour lesquels il génère le rapport de citation de la Fig. 1, et m'attribue un *h-index*⁹ de 18.

La liste complète de mes publications est reportée en Annexe (page XVI) dans la section bibliographie, sachant que les publications dont je suis co-auteur ont des numéros de référence allant de [3] à [103], les autres articles cités étant référencés au delà.

0.7.1 Publications principales

Je voudrais présenter ici mes "publications principales", une liste de publications des 10 dernières années que je juge importantes dans le contexte de mon propos, et qui alimenteront la partie mémoire proprement dite (à partir de la page 5). Cette liste est organisée en fonction du chapitre auquel la publication se réfère.

La version électronique en format *pdf* de ce mémoire permet d'accéder à un article complet dont le titre est encadré : cliquez sur le titre encadré avec le bouton droit de la souris, puis sélectionnez "ouvrir dans une nouvelle fenêtre" (pour cela il faut que le dossier "articles" fourni soit situé au même niveau que ce fichier *pdf*).

Chapitre 2, page 17

- 2003** *SPI : The spectrometer aboard INTEGRAL*, A&A, 411, L63 (2003) , Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schönfelder, V., Mandrou, P., Lichti, G. G., von Kienlin, A., Cordier, B., Schanne, S., Knödlseeder, J., Skinner, G., Jean, P., Sanchez, F., Caraveo, P., Teegarden, B., von Ballmoos, P., Bouchet, L., Paul, P., Matteson, J., Boggs, S., Wunderer, C., Leleux, P., Weidenspointner, G., Durouchoux, P., Diehl, R., Strong, A., Cassé, M., Clair, M. A., & André, Y. [72]
- 2006** *Observing with a space-borne gamma-ray telescope : selected results from INTEGRAL*, Journal of Physics CS, 41, 46 (2006) , Schanne, S., for the INTEGRAL collaboration [30]

9. Le *h-index*, défini comme le nombre *h* de papiers cités $\geq h$ fois, a été proposé [172] pour caractériser la productivité de publication d'un scientifique.

0.7. PUBLICATIONS

Chapitre 3, page 35

- 1998** *The digital ASIC for the Digital Front End Electronics of the SPI astrophysics gamma-ray experiment*, IEEE Transactions on Nuclear Science, 45, 1836 (1998) , Lafond, E., Mur, M., & Schanne, S. [96]
- 2002** *The digital front-end electronics for the space-borne INTEGRAL-SPI experiment : ASIC design, design for test strategies and self-test facilities*, IEEE Transactions on Nuclear Science, 49, 2492 (2002), Mur, M., Cordier, B., Donati, M., Duc, R., Fallon, J. L., Larqué, T., Louis, F., Schanne, S., & Zonca, E. [81]

Chapitre 4, page 57

- 2002** *The space-borne INTEGRAL-SPI gamma ray telescope : test and calibration campaigns*, IEEE Transactions on Nuclear Science, 49, 1226 (2002) , Schanne, S., Cordier, B., Gros, M., Mur, M., Crespín, S., Joly, S., Knödlseeder, J., Mandrou, P., Paul, P., Roques, J.-P., Vedrenne, G., Andre, Y., Clair, M.-A., Clauss, P., Georgii, R., Lichti, G., von Kienlin, A., & Dubath, P. [82]
- 2003** *Calibration of the spectrometer aboard the INTEGRAL satellite*, Proc. of SPIE, 4851, 1132 (2003), Schanne, S., Cordier, B., Gros, M., Attie, D., von Ballmoos, P., Bouchet, L., Carli, R., Connell, P., Diehl, R., Jean, P., Kiener, J., von Kienlin, A., Knoedlseeder, J., Laurent, P., Lichti, G. G., Mandrou, P., Paul, J., Paul, P., Roques, J.-P., Sanchez, F., Schoenfelder, V., Shrader, C., Skinner, G. K., Strong, A. W., Sturmer, S. J., Tatischeff, V., Teegarden, B. J., Vedrenne, G., Weidenspointner, G., & Wunderer, C. [75]
- 2003** *INTEGRAL/SPI ground calibration*, A&A, 411, L71 (2003), Attié, D., Cordier, B., Gros, M., Laurent, P., Schanne, S., Tauzin, G., von Ballmoos, P., Bouchet, L., Jean, P., Knödlseeder, J., Mandrou, P., Paul, P., Roques, J.-P., Skinner, G., Vedrenne, G., Georgii, R., von Kienlin, A., Lichti, G., Schönfelder, V., Strong, A., Wunderer, C., Shrader, C., Sturmer, S., Teegarden, B., Weidenspointner, G., Kiener, J., Porquet, M.-G., Tatischeff, V., Crespín, S., Joly, S., André, Y., Sanchez, F., & Leleux, P. [71]
- 2003** *SPI/INTEGRAL in-flight performance*, A&A, 411, L91 (2003), Roques, J. P., Schanne, S., von Kienlin, A., Knödlseeder, J., Briet, R., Bouchet, L., Paul, P., Boggs, S., Caraveo, P., Cassé, M., Cordier, B., Diehl, R., Durouchoux, P., Jean, P., Leleux, P., Lichti, G., Mandrou, P., Matteson, J., Sanchez, F., Schönfelder, V., Skinner, G., Strong, A., Teegarden, B., Vedrenne, G., von Ballmoos, P., & Wunderer, C. [69]
- 2006** *INTEGRAL Observations of the Vela Region Focusing on Vela X-1*, 6th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 622 (2006), Schanne, S., Götz, D., Gerard, L., Sizun, P., Falanga, M., Hamadache, C., Cordier, B., & von Kienlin, A. [24]

Chapitre 5, page 97

- 2006** *Radioactive ^{26}Al from massive stars in the Galaxy*, Nature, 439, 45 (2006), Diehl, R., Halloin, H., Kretschmer, K., Lichti, G. G., Schönfelder, V., Strong, A. W., von Kienlin, A., Wang, W., Jean, P., Knödlseeder, J., Roques, J.-P., Weidenspointner, G., Schanne, S., Hartmann, D. H., Winkler, C., & Wunderer, C. [35]
- 2006** *^{26}Al in the inner Galaxy. Large-scale spectral characteristics derived with SPI/INTEGRAL*, A&A, 449, 1025 (2006), Diehl, R., Halloin, H., Kretschmer, K., Strong, A. W., Wang, W., Jean, P., Lichti, G. G., Knödlseeder, J., Roques, J.-P., Schanne, S., Schönfelder, V., von Kienlin, A., Weidenspointner, G., Winkler, C., & Wunderer, C. [34]
- 2007** *SPI observations of the diffuse ^{60}Fe emission in the Galaxy*, A&A, 469, 1005 (2007), Wang, W., Harris, M. J., Diehl, R., Halloin, H., Cordier, B., Strong, A. W., Kretschmer, K., Knödlseeder, J., Jean, P., Lichti, G. G., Roques, J. P., Schanne, S., von Kienlin, A., Weidenspointner, G., & Wunderer, C. [16]
- 2006** *Evidence for 1809 keV Gamma-Ray Emission from ^{26}Al Decays in the Vela Region with INTEGRAL/SPI*, 6th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 622 (2006), Schanne, S., Sizun, P., Maurin, D., Cordier, B., von Kienlin, A., & Hamadache, C. [25]

0.7. PUBLICATIONS

Chapitre 6, page 141

- 2005** *The all-sky distribution of 511 keV electron-positron annihilation emission*, A&A, 441, 513 (2005), Knödlseeder, J., Jean, P., Lonjou, V., Weidenspointner, G., Guessoum, N., Gillard, W., Skinner, G., von Ballmoos, P., Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schanne, S., Teegarden, B., Schönfelder, V., & Winkler, C. [41]
- 2006** *The sky distribution of positronium annihilation continuum emission measured with SPI/INTEGRAL*, A&A, 450, 1013 (2006), Weidenspointner, G., Shrader, C. R., Knödlseeder, J., Jean, P., Lonjou, V., Guessoum, N., Diehl, R., Gillard, W., Harris, M. J., Skinner, G. K., von Ballmoos, P., Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schanne, S., Sizun, P., Teegarden, B. J., Schönfelder, V., & Winkler, C. [33]
- 2006** *Spectral analysis of the Galactic positron annihilation emission*, 6th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 622 (2006), Jean, P., Weidenspointner, G., Knödlseeder, J., Skinner, G., von Ballmoos, P., Roques, J.-P., Vedrenne, G., Diehl, R., Strong, A., Cordier, B., Schanne, S., Teegarden, B., & Winkler, C. [18]
- 2008** *An asymmetric distribution of positrons in the Galactic disk revealed by γ -rays*, Nature, 451, 159 (2008) Weidenspointner, G., Skinner, G., Jean, P., Knödlseeder, J., von Ballmoos, P., Bignami, G., Diehl, R., Strong, A. W., Cordier, B., Schanne, S., & Winkler, C. [12]
- 2006** *Type Ia Supernova Rate in the Galactic Center Region*, 6th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 622 (2006), Schanne, S., Cassé, M., Sizun, P., Cordier, B., & Paul, J. [26]
- 2004** *Hypervolae/Gamma-Ray Bursts in the Galactic Center as Possible Sources of Galactic Positrons*, ApJL, 602, L17 (2004), Cassé, M., Cordier, B., Paul, J., & Schanne, S. [62]
- 2004** *Hypervolae as Possible Sources of Galactic Positrons*, 5th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 552, 73 (2004), Schanne, S., Cassé, M., Cordier, B., & Paul, J., [55]
- 2006** *Hypervolae and light dark matter as possible Galactic positron sources*, Advances in Space Research, 38, 1443 (2006), Schanne, S., Cassé, M., Paul, J., & Cordier, B. [38]
- 2004** *INTEGRAL and Light Dark Matter*, 5th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 552, 65 (2004), Cassé, M., Fayet, P., Schanne, S., Cordier, B., & Paul, J. [56]
- 2006** *Continuum γ -ray emission from light dark matter positrons and electrons*, Phys. Rev. D, 74, 063514 (2006) , Sizun, P., Cassé, M., & Schanne, S. [28]
- 2007** *Constraints on the injection energy of positrons in the Galactic centre region*, 6th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 622 (2006), Sizun, P., Cassé, M., Schanne, S., & Cordier, B. [23]

Chapitre 7, page 191

- 2005** *The ECLAIRs Micro-Satellite for Multi-Wavelength Studies of Gamma-Ray Burst Prompt Emission*, IEEE Transactions on Nuclear Science, 52, 2778 (2005), Schanne, S., Atteia, J.-L., Barret, D., Basa, S., Boer, M., Cordier, B., Daigne, F., Ealet, A., Goldoni, P., Klotz, A., Limousin, O., Mandrou, P., Mochkovitch, R., Paltani, S., Paul, J., Petitjean, P., Pons, R., & Skinner, G. [40]
- 2006** *The ECLAIRs micro-satellite mission for gamma-ray burst multi-wavelength observations*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 567, 327 (2006), Schanne, S., Atteia, J.-L., Barret, D., Basa, S., Boer, M., Cassé, F., Cordier, B., Daigne, F., Klotz, A., Limousin, O., Manchanda, R., Mandrou, P., Mereghetti, S., Mochkovitch, R., Paltani, S., Paul, J., Petitjean, P., Pons, R., Ricker, G., & Skinner, G.. [27]
- 2008** *The trigger function of the space borne gamma-ray burst telescope ECLAIRs*, Proc of 30th ICRC, 3-12 July 2007, Merida, Mexico (2007), Schanne, S., Cordier, B., Götz, D., Gros, A., Kestener, P., Le Provost, H., L'Huillier, B. & Mur, M. [14]
- 2008** *The ECLAIRs telescope onboard the SVOM mission for gamma-ray burst studies*, American Institute of Physics Conference Series, 1000, 581 (2008), Schanne, S., for the ECLAIRs collaboration [10]
- 2009** *Monte-Carlo simulations of the background of the coded-mask camera for X- and Gamma-rays on-board the Chinese-French GRB mission SVOM*, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A Vol. 603, Issue 3, 365-371 (2009), Godet, O., Sizun, P., Barret, D., Mandrou, P., Cordier, B., Schanne, S. & Remoué, N. [5]

Deuxième partie

Mémoire

à mes enfants Martin et Simon,
à ma femme Magdalena,
à ma mère Anne-Marie,
et à la mémoire de mon père Günter

Chapitre 1

Introduction à l'astronomie gamma spatiale

Après avoir introduit les rayons gamma qui nous parviennent du cosmos et les astres dont sont originaires ces quanta de lumière, je présenterai rapidement les observatoires des rayons gamma tournés vers l'Univers – souvent des satellites artificiels terrestres – qui ont été ou qui sont actuellement à la disposition des astronomes, avant de présenter le plan des chapitres à venir de mon exposé¹.

1.1 Origine de la lumière gamma

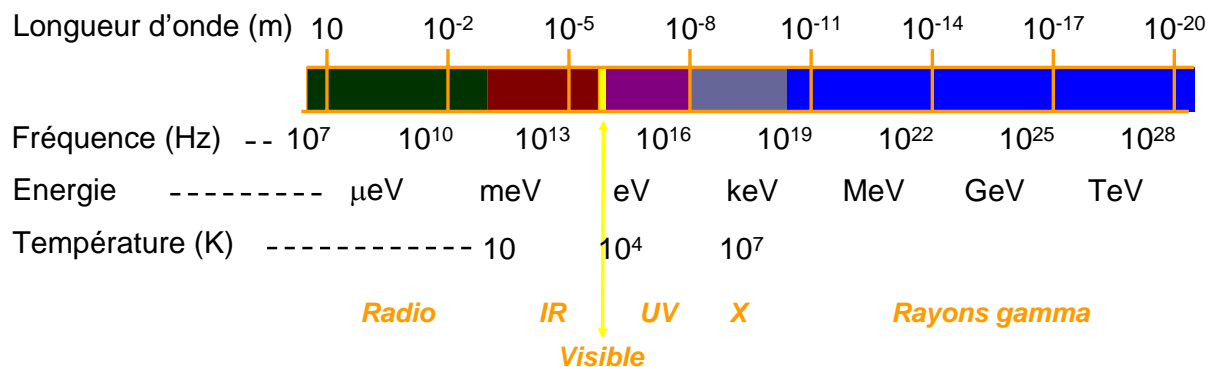


FIGURE 1.1 – Représentation schématique du spectre électromagnétique, faisant apparaître le vaste domaine des rayons gamma qui en occupe environ la moitié des décades accessibles à l'observation astronomique.

Rayons gamma Parmi les photons observables du spectre électromagnétique (Fig. 1.1), les rayons gamma occupent la bande spectrale de plus haute énergie (de $\simeq 20$ keV à $\simeq 100$ TeV, soit neuf décades et demi), sachant que les rayons X couvrent environ deux décades

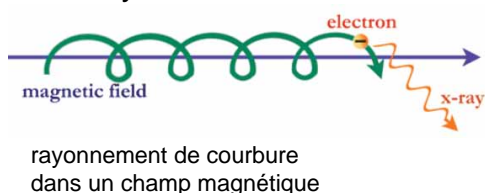
1. Prière de se référer aux conventions d'écriture et de typographie en fin de manuscrit, Tab. 8.2.

1.1. ORIGINE DE LA LUMIÈRE GAMMA

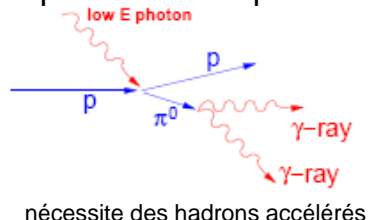
et demi (de $\simeq 0.1$ keV à $\simeq 20$ keV), et que la lumière visible est émise dans une étroite bande aux environs de $\simeq 0.5$ eV (eV = électronvolt).

La majeure partie des lumières produites dans l'Univers est d'origine thermique. Des corps célestes en équilibre thermodynamique local, et donc doté d'une température T , rayonnent des photons thermiques d'une énergie E de l'ordre de kT (avec $k=(1 \text{ eV})/(11604 \text{ K})$ la constante de Boltzmann). Citons ici les photons du corps noir du fond cosmologique, émis 380 000 ans après le *Big-bang* lorsque le plasma primordial formé de nucléons et d'électrons est devenu neutre suite à la formation des atomes, et dont la température a été entre-temps abaissée à 2.7 K par l'expansion de l'espace. Citons aussi à la centaine de Kelvin l'émission thermique des poussières du milieu interstellaire, à 5 800 K l'émission de la lumière du jour par la photosphère du Soleil, à des dizaines de millions de Kelvin l'émission thermique des ondes de choc dans les restes de supernovæ, où à la centaine de millions de Kelvin l'émission thermique provenant de matière arrachée à son étoile compagnon puis violemment chauffée dans un disque d'accrétion avant d'être aspirée par le trou noir au centre d'un système binaire.

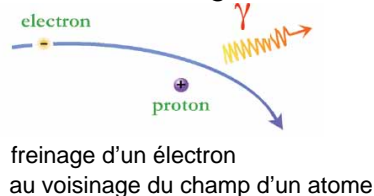
● Effet Synchrotron



● Photo-production de pions



● Bremsstrahlung



● Effet Compton inverse

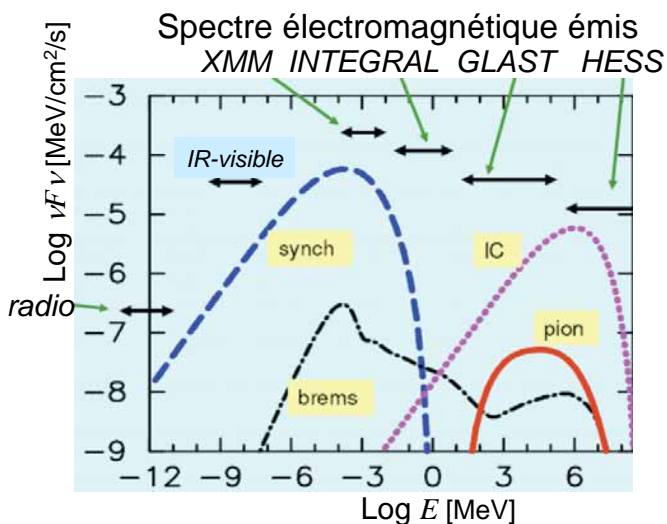
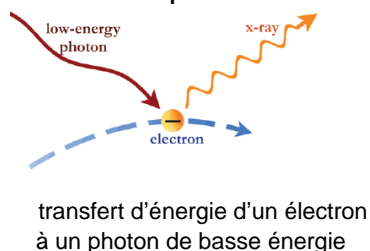


FIGURE 1.2 – Principaux processus non-thermiques et spectre multi-longueur d'onde typique émis par une source astrophysique émettant à haute énergie, permettant son étude avec des moyens d'observation couvrant tout le spectre électromagnétique, des télescopes radio aux télescopes gamma.

Emissions non-thermiques Au delà d'une vingtaine de keV, les astres n'émettent essentiellement plus de rayonnement thermique, la raison schématique étant la suivante :

1.1. ORIGINE DE LA LUMIÈRE GAMMA

un astre, c'est-à-dire de la matière de masse M confinée gravitationnellement dans un rayon R supposée émettre un spectre de corps noir à une température T , ne peut émettre une puissance lumineuse $L = 4\pi R^2 \sigma T^4$ supérieure à celle fixée par la luminosité limite d'Eddington $L_{Edd} = 10^{38} (M/M_\odot)$ erg/s, sous peine d'exploser sous sa propre radiation. D'un autre côté, l'astre ne peut avoir un rayon R inférieur au rayon de Schwarzschild $R_{Sch} = 2MG/c^2$, sinon c'est un trou noir dont aucune lumière ne peut s'échapper. Par conséquent la limite supérieure au rayon de l'astre dépend fortement de la température : $R < 475(T/10^7 \text{ K})^{-4}$ km. Même un trou noir super-massif de quelques millions de masses solaires accrétant de la matière sera incapable de produire un rayonnement thermique.

C'est à l'endroit du spectre électromagnétique où les processus d'émission de rayonnements thermiques s'estompent, que se situe la frontière communément admise entre rayons X et rayons gamma, définie de manière assez floue vers la vingtaine de kiloélectronvolts (keV). Au delà domine l'émission de photons par les processus non-thermiques (Fig. 1.2), c'est-à-dire les interactions à haute énergie entre la matière et le rayonnement, mettant en jeu des particules chargées, qui sont principalement : *l'effet synchrotron* : le rayonnement de courbure d'un électron dans un champ magnétique, *l'effet de Bremsstrahlung* : le rayonnement de freinage d'un électron au voisinage d'un atome, et *l'effet Compton* : un photon de basse énergie qui gagne de l'énergie de la part d'un électron. Dans une moindre mesure car nécessitant des hadrons accélérés on peut aussi citer : *la photo-production de pions neutres* qui se désintègrent en paires de photons gamma. D'une importance pour la suite de l'exposé, il faut également mentionner ici les rayons gamma produits par désintégrations de noyaux radioactifs, produits par des sites de nucléosynthèse galactiques, ainsi que l'annihilation de particules, comme par exemple des positrons issus de désintégrations β^+ avec des électrons du milieu interstellaire.

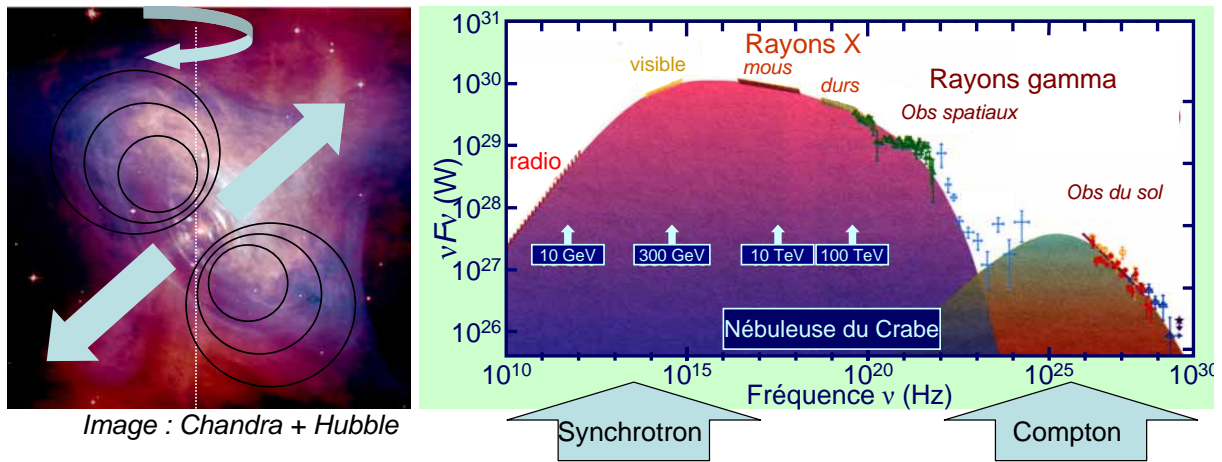


FIGURE 1.3 – La source étalon de l'astronomie des rayons gamma, la nébuleuse du Crabe et le pulsar qu'elle abrite, comme exemple d'accélérateur de particules cosmiques.

Ces processus non-thermiques mettent en jeu des particules chargées qui interagissent à haute énergie, et par conséquent nécessitent la présence d'accélérateurs de particules cosmiques. Nombre de ces accélérateurs cosmiques sont capables de porter des particules chargées à des énergies bien plus importantes que ne saura le faire le plus puissant des accélérateurs sur Terre (le LHC, actuellement en cours de démarrage au CERN accélérera deux faisceaux de protons de 7 TeV l'un contre l'autre). L'exemple type d'un tel accélérateur cosmique est le pulsar au sein de la nébuleuse du Crabe (Fig. 1.3), formé suite

1.1. ORIGINE DE LA LUMIÈRE GAMMA

à l'explosion de supernova SN1054. Il s'agit d'une étoile à neutrons, résidu compact de l'étoile qui a explosé, fortement magnétisée en rotation rapide (période 33 ms), ce qui engendre un champ électrique de l'ordre de 10^{14} V, capable d'injecter dans le milieu interstellaire des électrons accélérés jusqu'à 100 TeV. L'interaction de ces électrons avec le champ magnétique de la nébuleuse du Crabe crée le spectre synchrotron caractéristique de la nébuleuse du Crabe, observé en radio, dans le visible, en rayons X et en gamma. Parmi cette population d'électrons accélérés, certains peuvent également interagir avec un photon de la lumière synchrotron produite cette même population d'électrons, pour porter des photons à des énergies encore plus élevées et créer la composante de l'émission Compton inverse caractéristique du spectre de la nébuleuse du Crabe, observée par des télescopes gamma.

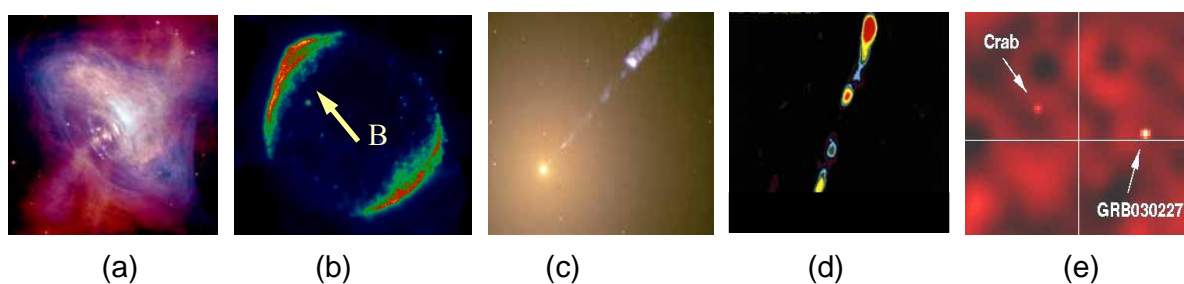


FIGURE 1.4 – Exemples de sources cosmiques de particules à haute énergie : (a) image *Chandra/Hubble* du pulsar du Crabe, (b) image *XMM-Newton* du vestige de supernova SN1006, (c) image *Hubble* de Messier 87, un noyau actif de galaxie, (d) image radio du microquasar 1E 1740.7-2942, (e) image *INTEGRAL/SPI* de la nébuleuse du Crabe avec un sursaut gamma dans le champ de vue.

Parmi les principaux phénomènes cosmiques à l'origine de l'accélération de particules à haute énergie (Fig. 1.4) on dénombre (a) l'électromagnétisme extrême dans les pulsars et les nébuleuses synchrotron, (b) les chocs et l'accélération de particules dans les restes de supernovæ, les principales sources des rayons cosmiques, (c) les disques d'accrétion et les jets de matière de trous noirs super-massifs (noyaux actifs de galaxies), (d) ou d'étoiles à neutrons et de trous noirs de masse stellaire, (e) les chocs relativistes lors de sursauts gamma, sources gamma transitoires, (f) la désintégration d'éléments radioactifs répandus dans la Galaxie.

Objets de l'astronomie gamma Le domaine d'étude de l'astronomie gamma couvre donc des objets célestes impliquant des températures très élevées, des champs électromagnétiques et gravitationnels extrêmes, des systèmes souvent sous l'emprise fatale de la gravitation, avec parfois des écoulements et jets relativistes : éruptions solaires ou stellaires (dont les novæ), l'émission produite par des jets et des disques d'accrétion autour d'objets compacts (étoiles à neutrons, trous noirs de masse stellaire ou super-massifs, systèmes binaires), les explosions d'étoiles en fin d'évolution (supernovæ) accompagnées de chocs sur le milieu interstellaire au cours desquels des particules sont accélérées (rayons cosmiques), les chocs relativistes dans les sursauts gamma, ou les raies nucléaires issues de la désintégration d'éléments radioactifs produits par la nucléosynthèse qui se déroule encore présentement dans l'Univers.

1.2 Les moyens d'observation

Contrainte atmosphérique Avant d'avoir découvert et par la suite d'avoir pu étudier les phénomènes cosmiques qui se manifestent par l'émission de rayons gamma, les scientifiques ont dû attendre de pouvoir s'affranchir de l'écran opaque constitué par l'atmosphère terrestre dans ce domaine des hautes énergies du spectre électromagnétique (Fig. 1.5) ; rappelons que dans le domaine des rayons gamma au delà de 20 keV l'intensité du rayonnement est déjà réduite de moitié à une altitude de 20 km environ.

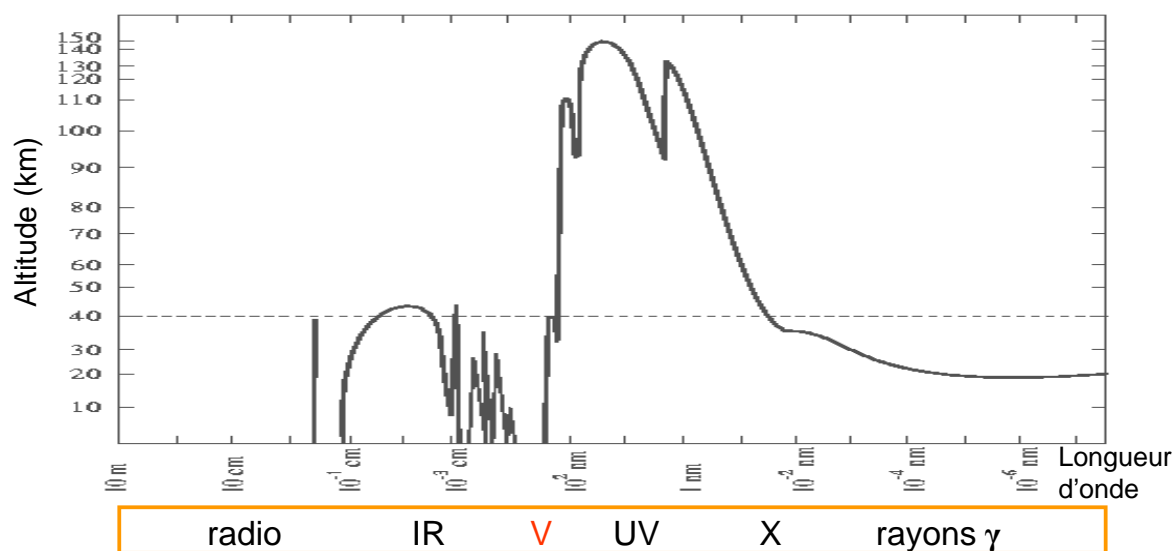


FIGURE 1.5 – Absorption du spectre électromagnétique, altitude pour laquelle 50% des photons incidents sont absorbés.

Une science jeune C'est donc seulement dans les années 1960 que s'est développée l'astronomie gamma, avec tout d'abord des vols ballons dans la haute atmosphère, puis ensuite grâce à la mise en orbite de satellites (voir table 1.1 pour un aperçu rapide des principales missions spatiales). Précisons qu'à de très hautes énergies, les particules engendrent des gerbes dans l'atmosphère, qui peut de ce fait être utilisée comme un calorimètre avec la détection des produits de la cascade (dans des expériences de type *Auger*) ou l'observation de la lumière Tcherenkov produite par la particule incidente se déplaçant à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu atmosphérique (observatoires de type *HESS*). Dans la suite on restreindra notre propos à l'astronomie gamma dans la gamme de quelques keV à quelques MeV, pour laquelle l'emploi de satellites (tels *INTEGRAL*) est indispensable.

Méthodes d'imagerie En plus de la contrainte atmosphérique, commune à d'autres domaines de longueurs d'onde, l'astronomie gamma souffre d'un problème supplémentaire qui lui est spécifique, dû au fait que les rayons gamma sont très difficiles à dévier. En effet, dans les optiques traditionnelles, les rayons de lumière d'une source située à très grande distance arrivant en faisceaux parallèles, sont déviés par un jeu de lentilles et de miroirs de sorte à les focaliser en un point du plan focal où est placé un détecteur. Cette méthode

1.2. LES MOYENS D'OBSERVATION

date	mission	énergie	principaux résultats; <i>principaux détecteurs</i>
1961	<i>Explorer-11</i>	50-500 MeV	Première détection de rayons γ depuis l'espace
1967	<i>ERS-18</i>	0.04-60 MeV	Première détection d'éruptions solaires en γ
1967	<i>VELA</i>	3-750 keV	Première détection de sursauts γ , publiée en 1973; <i>scintillateurs CsI</i>
1968	<i>OSO-3</i>	0.1-400 MeV	Première détection de γ galactiques (>100 MeV); <i>scintillateur NaI+CsI</i>
1971	<i>Apollo-15</i>	0.6-20 MeV	Indication de bruit de fond diffus cosmique au MeV
1972	<i>SAS-2</i>	30-200 MeV	Premières images γ du ciel, Geminga
1975	<i>COS-B</i>	0.03-5 GeV	Premier catalogue de 24 sources γ ; <i>chambre à étincelles</i>
1979	<i>HEAO-3</i>	0.05-10 MeV	Découverte de la Galaxie radioactive (^{26}Al); <i>détecteurs Ge dans l'espace</i>
1981	<i>SMM</i>	0.4-10 MeV	Etude d'éruptions solaires; ^{56}Co dans SN 1987A
1989	<i>GRANAT</i> <i>SIGMA</i>	0.03-1.3 MeV	Premières images haute résolution (13'); microquasars; <i>1er instrument γ à masque codé</i>
1991	<i>CGRO</i> BATSE OSSE COMPTEL EGRET	0.02-1 MeV 0.05-10 MeV 0.8-30 MeV 0.03-10 GeV	Avancées majeures en astronomie gamma avec 4 instruments : Sursauts gamma isotropes sur le ciel, sursauts courts (<2 s) ou longs; <i>détecteur NaI</i> Raie à 511 keV galactique; <i>détecteur NaI collimaté</i> Carte de ^{26}Al galactique; <i>détecteur à effet Compton (scintillateur liquide + NaI)</i> γ de haute énergie de noyaux actifs de galaxies; <i>détecteur à effet de paires (chambre à étincelle)</i>
1995	<i>RXTE*</i>	2-200 keV	Sources variables en X/ γ
1997	<i>BeppoSAX</i>	0.1-300 keV	Origine cosmologique des sursauts γ grâce à la localisation précise de leur rémanence
2000	<i>HETE-2</i>	0.5-400 keV	Sursauts γ courts dans régions sans formation d'étoiles
2002	<i>RHESSI*</i>	3 keV - 17 MeV	Spectro-imagerie du Soleil; <i>détecteurs Ge refroidis</i>
2002	<i>INTEGRAL*</i> IBIS/ISGRI SPI	15-300 keV 0.02-10 MeV	<i>Premier grand observatoire γ de l'ESA</i> >400 sources γ ; <i>première caméra CdTe spatiale</i> nucleosynthèse, 511 keV; <i>caméra Ge refroidie</i>
2004	<i>Swift*</i>	15-120 keV	suivi rapide de sursauts γ ; <i>caméra CdZnTe</i>
2007	<i>AGILE*</i>		<i>GLAST en miniature</i>
2008	<i>GLAST*</i>	0.03-300 GeV	Cartographie haute énergie du ciel (rebaptisé <i>Fermi</i>)
2014	<i>SVOM</i>	4 keV-4 MeV	Etude multi-longueur d'onde des sursauts γ (projet)

TABLE 1.1 – Principales missions spatiales d'astronomie dans le domaine des rayons gamma avec les résultats marquants (en partie de [271] et [298]). En tout on dénombre une centaine de satellites X/ γ lancés ou en cours d'étude, dont il est impossible de dresser ici la liste. Les missions marquées de * sont en activité; dans la bandes des rayons X sont aussi actuellement en activité : *Chandra*, *Suzaku* et *XMM-Newton*. Dans la suite du manuscrit on adoptera cette typographie pour les *Missions* et pour les INSTRUMENTS.

1.2. LES MOYENS D'OBSERVATION

permet à la fois d'obtenir une image des sources (séparation des sources, pouvoir de localisation) et de concentrer le flux d'une source en un point et ainsi d'augmenter la sensibilité de l'instrument (amplification du rapport signal à bruit).

La méthode d'imagerie par focalisation est encore praticable dans le domaine des rayons X, jusqu'à des énergies d'environ 10 keV, grâce à l'utilisation de miroirs à incidence rasante dans des observatoires de type *XMM-Newton* ou *Chandra* (des projets futurs² tentent de pousser la limite de ce procédé jusqu'à 80 keV).

Cependant dans le domaine des rayons gamma proprement dit, la méthode de focalisation s'avère pour l'instant encore impraticable³. Par conséquent il est très difficile pour les télescopes gamma d'approcher les performances des télescopes X en termes de performance d'imagerie (résolution angulaire, pouvoir de localisation des sources) et en termes de sensibilité. Ces difficultés sont encore renforcées par le fait que les flux des sources astrophysiques (dont les spectres suivent souvent des lois de puissance en $E^{-\alpha}$) sont bien plus faibles dans le domaine gamma qu'à plus basse énergie.

Pour atteindre des capacités d'imagerie en astronomie gamma afin d'obtenir une indication sur la position des sources dans le ciel, des méthodes de collimation simples étaient tout d'abord utilisées. Même l'instrument OSSE à bord du satellite Compton Gamma-Ray Observatory (*CGRO* [299] de la NASA), opérationnel de 1991 à 2000, utilisait encore la méthode de collimation des rayons gamma (de 50 keV à 10 MeV) en entrée d'un système de détecteur phoswich employant une première couche de scintillateur en Iodure de Sodium (NaI) pour les basses énergies et une seconde en Iodure de Césium (CsI) pour les énergies plus élevées. En utilisant quatre modules de détection, OSSE pouvait observer une sources avec l'un des modules et mesurer le bruit de fond à soustraire avec un autre module, orienté légèrement à côté de la source dans une région sans sources (méthode dite "ON-OFF").

Une technique plus astucieuse, la mise en application de l'effet Compton pour la réalisation d'un télescope était utilisée par l'instrument germano-américain COMPTEL à bord de *CGRO*, pour des photons gamma de 800 keV à 30 MeV, où domine l'effet Compton, par lequel un photon incident d'énergie E extrait un premier électron dont l'énergie E_1 est mesurée dans un premier étage de détection à scintillateur liquide, suivi de la ré-émission d'un photon, qui génère un second photo-électron d'énergie E_2 mesuré dans un second étage de détection à NaI, de sorte à pouvoir reconstruire l'énergie du photon incident $E = E_1 + E_2$, ainsi que l'angle d'incidence ϕ du photon incident par rapport à la droite qui relie les deux électrons détectés, sachant que $\cos \phi = 1 - m_e c^2 (1/E_2 - 1/E)$. La mesure de l'angle de diffusion ϕ de chaque photon gamma qui interagit dans le détecteur par effet Compton définit donc un cercle dans le ciel sur lequel se situe la source gamma ; celle-ci est localisée par superposition de plusieurs de ces cercles.

2. Des missions spatiales telles *Simbol-X* ou *NuStar* sont actuellement proposées pour relever ce défi : focaliser les rayons gamma. *Simbol-X* propose l'emploi de miroirs à incidence rasante de type XMM améliorés (diamètre D) ; afin de pouvoir focaliser des rayons gamma jusqu'à $E_{max} = 80$ keV la distance focale F doit être portée à 20 m ($E_{max} \propto F/D$) ; pour cela *Simbol-X* utilise la technique étudiée au CNES du vol en formation d'un satellite miroir et d'un satellite portant le plan détecteur ; l'IRFU du CEA Saclay a étudié le détecteur hautement pixélisé de *Simbol-X*.

3. Des projets très innovants sont actuellement à l'étude pour étendre la focalisation dans le domaine des rayons gamma du MeV. Certains, comme le démonstrateur en vol ballon CLAIRE [287], ont réalisé une lentille de Laue, constituée de multiples cristaux judicieusement orientés, afin d'obtenir la focalisation par le principe de la diffraction de Bragg dans ces réseaux cristallins. D'autres [275] proposent l'utilisation de lentilles de Fresnel pour moduler de la phase des rayons gamma incidents et obtenir la focalisation.

1.2. LES MOYENS D'OBSERVATION

Des progrès significatifs en termes de capacité d'imagerie ont été réalisés par la mise en œuvre des ouvertures à masque codé et leur application dans des missions spatiales. Le principe du télescope à masque codé (Fig. 1.6) consiste à placer un masque, dont le motif est formé d'éléments opaques qui arrêtent les rayons gamma et d'éléments transparents qui laissent passer les rayons gamma, devant un détecteur pixélisé, sensible à la position d'impact et à l'énergie des photons qui ont pu l'atteindre idéalement uniquement en passant par les éléments transparents du masque. Le masque est formé de telle sorte qu'il y ait une bijection entre chaque direction possible d'une source du ciel et le motif formé sur le plan détecteur par la projection de la portion du masque alignée avec le plan détecteur dans la direction de la source considérée.

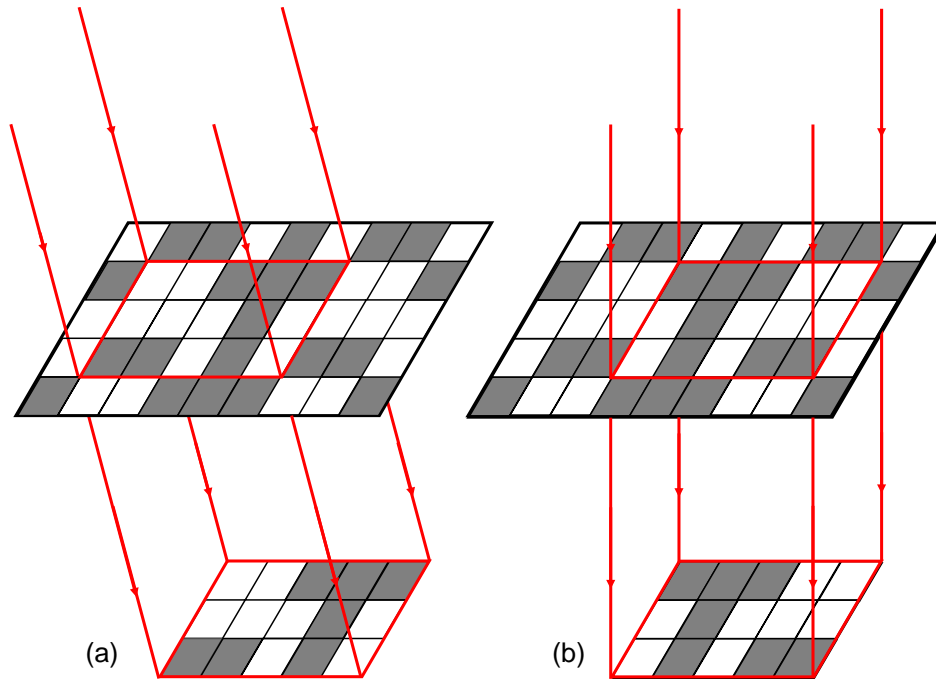


FIGURE 1.6 – La caméra à masque codé généralise (à plusieurs trous) le concept de la caméra à (un seul) trou du début de la photographie. Elle est formée d'un masque formé d'éléments opaques et transparents aux rayons gamma – en gris et en blanc – monté au dessus d'un détecteur sensible à la position d'impact des photons. Selon son orientation (a) ou (b) par rapport au dispositif, une source située à l'infini projette une portion différente du masque sur le plan détecteur, dans l'exemple le motif "T" ou "T-". La méthode mathématique de déconvolution permet de retrouver, à partir de l'image enregistrée par le détecteur, la direction d'une ou plusieurs sources simultanément présentes dans le champ de vue. L'emploi du masque codé donne par conséquent des capacités d'imagerie au plan détecteur, mais sans apporter en même temps le bénéfice d'une augmentation de sensibilité, comme cela aurait été le cas en employant la focalisation.

Une méthode mathématique, appelée déconvolution, permet de retrouver l'image du ciel $S_{k,l}$ (nombre de coups en provenance de la direction (k,l) du ciel) à partir de l'image enregistrée sur le plan détecteur $D_{i,j}$ (nombre de coups enregistrés par le pixel (i,j) du détecteur), en utilisant le motif des pixels du masque ($M_{m,n}^T=1$ pour les pixels transparents, 0 ailleurs; $M_{m,n}^O=1$ pour les pixels opaques, 0 ailleurs), dont le principe de calcul est le

1.2. LES MOYENS D'OBSERVATION

suivant :

$$S_{k,l} = \frac{\sum_{i,j} D_{i,j} M_{k+i,l+j}^T}{\sum_{i,j} M_{k+i,l+j}^T} - \frac{\sum_{i,j} D_{i,j} M_{k+i,l+j}^O}{\sum_{i,j} M_{k+i,l+j}^O} \quad (1.1)$$

Pour une direction du ciel (k, l) donnée, on comptabilise tous les coups enregistrés par le plan détecteur qui sont vus à travers les pixels transparents du masque (pondérés par le nombre de pixels transparents du masque vus dans cette direction), auxquels on soustrait tous les coups enregistrés par le plan détecteur qui sont vus à travers les pixels opaques du masque (également pondérés) ; par la présence de ce second terme, cette méthode comporte une soustraction automatique du bruit de fond engendré par les photons originaires de toutes les autres directions du ciel que celle considérée, (k, l) , qui se distribue idéalement autant sous les pixels opaques que transparents.

Le télescope français SIGMA [300] (pour Système d'Imagerie Gamma à Masque Aléatoire) à bord du satellite russe *GRANAT* a été la première application spatiale du principe du masque codé utilisé pour l'astronomie des rayons gamma de 35 keV à 1.3 MeV. SIGMA a été opérationnel de 1989 à 1998, et a permis notamment la découverte du premier microquasar dans notre Galaxie, 1E 1740.7-2942 [236], qui est l'analogie de taille stellaire des noyaux actifs de galaxies, puisqu'il est formé d'un trou noir de masse stellaire aspirant de la matière d'une étoile compagnon avec formation d'un disque d'accrétion autour du trou noir et d'un écoulement relativiste de matière sous forme de jets qui émettent par effet synchrotron, dans de grands lobes observables en ondes radio. Ensemble avec le CESR de Toulouse, le SAp du CEA Saclay a été fortement impliqué dans la conception et l'exploitation de SIGMA, précurseur d'*INTEGRAL*.

Des avancées technologiques, telles l'apparition de semi-conducteurs de nouvelle génération⁴, ont finalement permis au domaine de l'astronomie des rayons gamma de prendre son essor, autorisant l'étude des manifestations astrophysiques les plus violentes et les plus énergétiques, en somme l'étude de l'Univers violent.

4. tels les détecteurs au germanium, dotés d'une excellente résolution spectrale, employés notamment dans SPI, ou les détecteurs au tellure de cadmium (CdTe), de très petite taille pouvant être employés pour la réalisation de détecteurs d'une très bonne granularité, et dont la première application spatiale est le détecteur ISGRI du télescope IBIS sur *INTEGRAL*, développé au SAp du CEA Saclay. Cette même technique – emploi d'un masque codé et d'un détecteur au CdTe – a ensuite été reprise par *Swift* pour l'étude des sursauts gamma. Nous proposons de reprendre et d'améliorer encore cette technique pour la réalisation du détecteur ECLAIRS sur *SVOM*.

Plan de l'exposé

La communauté scientifique bénéficie depuis octobre 2002 de l'observatoire *INTEGRAL*, une mission X- γ de l'Agence spatiale européenne (ESA). Un des instruments principaux de ce satellite, le télescope à masque codé SPI, présente une résolution spectrale jusque là inégalée de $\simeq 2$ keV pour des photons de 1 MeV, qui le rend particulièrement apte à étudier les raies gamma, notamment la raie à 1.8 MeV émise par de l'aluminium-26 radioactif, retraçant les régions actives de la nucléosynthèse dans la Galaxie, et la raie à 511 keV traçant l'annihilation d'antimatière dans la Galaxie (annihilation de positrons avec des électrons du milieu interstellaire). La cartographie et l'étude spectrale de cette raie, observée dans la région du centre galactique depuis 1971, constituent un des objectifs scientifiques majeurs du spectromètre SPI. En effet, nombre d'aspects de cette émission restent à déterminer, tels la nature de sa source, intrinsèquement diffuse ou non, ou l'importance relative des contributions du centre et du plan galactiques. L'étude de cette raie devrait permettre de révéler des caractéristiques de la source de positrons sous-jacente aussi bien que du milieu dans lequel ces positrons s'annihilent.

Avant de présenter SPI et de discuter les résultats scientifiques que nous en avons recueillis, je voudrais d'abord rappeler qu'un travail conséquent qui s'étend sur près d'une décennie est nécessaire avant de pouvoir disposer d'un tel instrument d'observation. Au fil des découvertes scientifiques réalisées, il faut toujours garder en mémoire l'effort de tout ceux, techniciens et ingénieurs, qui les ont rendues possible, et auxquels je voudrais ici rendre hommage. Pour ma part, j'ai eu la chance d'avoir pu participer à l'aventure de SPI dès la conception de l'instrument ; arrivé en 1997 dans le projet, le périmètre de SPI était bien défini, les sous-systèmes à réaliser étaient délimités, mais ils existaient uniquement sur du papier ; tout le travail de conception détaillée et de réalisation restait encore à faire. Par la suite, après la phase de réalisation, de validation et de lancement réussi de SPI, il m'était encore donné de pouvoir pleinement participer à ses découvertes scientifiques. C'est cette aventure que je voudrais retracer dans mon exposé.

- Le deuxième chapitre de mon exposé introduit brièvement la mission *INTEGRAL*, ses instruments et en particulier le spectromètre, sur lequel est basé mon travail. Il vise à être concis et à introduire les principaux concepts utiles à la suite de l'exposé.
- Le troisième chapitre détaillera l'électronique numérique de SPI, dont la fonction est la sélection et le classement des photons enregistrés par les détecteurs de SPI. J'ai participé à la conception de cette électronique, avec la réalisation d'un ASIC numérique au cœur du traitement des données embarquées.
- Le quatrième chapitre traite des phases de test, de réglage et d'étalonnage du spectromètre, avant et après lancement, auxquelles j'ai contribué, et qui constituent une étape décisive et nécessaire au succès scientifique de la mission. Il présente également des observations de sources ponctuelles que j'ai menées à Saclay sur les données de

SPI, notamment celle de Vela X-1, un pulsar accrétant de la matière depuis son étoile compagnon.

- Le cinquième chapitre est dédié aux études de la nucléosynthèse actuellement encore active dans la Voie lactée, avec notamment les observations de l'émission d'aluminium-26 et de fer-60 galactiques avec SPI. Je présenterai également nos recherches d'aluminium-26 dans la région des Voiles, qui pourrait se révéler comme vitrine de la nucléosynthèse galactique. Ces études de raies nécessitent l'emploi de méthodes d'analyses et de logiciels dédiés, non disponibles dans les outils standards de SPI, et je présenterai ceux que nous avons développés à Saclay.
- Dans le sixième chapitre, je présente nos observations avec SPI de l'émission à 511 keV galactique, due à des annihilations de positrons dans les régions centrales de la Galaxie. Puis j'ouvre le volet interprétation astrophysique, que j'ai également eu la chance d'avoir pu mener, en posant la question des sources susceptibles de produire ces positrons. Je montre que les supernovæ de type Ia, jusque là les plus évoquées, ne produisent pas assez de positrons, et j'avance la possibilité de production de positrons par des hypernovæ. Ensuite je discute les contraintes sur l'énergie d'injection des positrons, qui imposent une contrainte sur la masse d'éventuelles nouvelles particules de matière noire, dont l'annihilation pourrait également être source de positrons.
- Le dernier chapitre avant les conclusions présente une perspective d'avenir qui s'offre à notre groupe d'astrophysique des hautes énergies, à savoir la réalisation et l'exploitation d'un futur satellite pour traquer les objets célestes les plus intenses jamais observés depuis le *Big-bang*, que sont les sursauts gamma, de brèves bouffées de photons gamma issus d'explosions libérant des énergies colossales, le plus souvent situés à des distances cosmologiques.

Chapitre 2

L'observatoire *INTEGRAL* et son spectromètre SPI

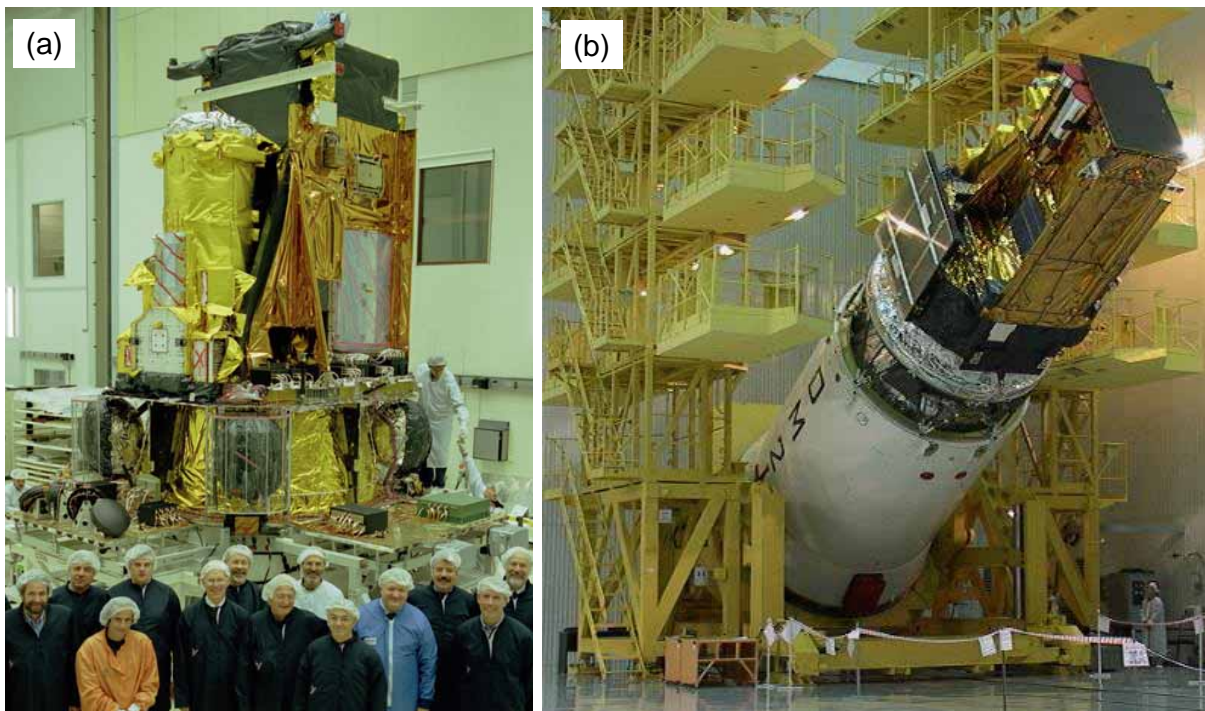


FIGURE 2.1 – Photos du modèle de vol d'*INTEGRAL*. (a) *INTEGRAL* en phase d'étalement à l'ESTEC à Noordwijk, Pays Bas. (b) *INTEGRAL* en phase d'assemblage avec le quatrième étage du lanceur Proton au cosmodrome de Baïkonour, Kazakhstan.

Le satellite *INTEGRAL*¹ [291] est une mission de l'Agence spatiale européenne (ESA), dédiée à la spectroscopie et à l'imagerie fine des astres émettant dans le domaine γ entre 15 keV et 10 MeV, avec une observation simultanée dans les domaines X et visible. Ce chapitre présente les objectifs et les divers instruments de la mission *INTEGRAL* ainsi que leurs performances.

1. abréviation de "INternational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory", laboratoire international d'astrophysique des rayons gamma, voir aussi la liste des abréviations en annexe

2.1 Contexte et objectifs scientifiques

Historique La mission spatiale *INTEGRAL* (voir Fig. 2.1), qui peut être considérée comme le successeur de l'observatoire *CGRO* de la NASA et du télescope français *SIGMA* à bord du satellite russe *GRANAT*, compte à ce jour déjà une histoire qui s'étend sur deux décennies. Le concept d'*INTEGRAL* a été proposé par un consortium scientifique à l'ESA en 1989 et l'étude de faisabilité du projet (Phase A) a débuté en 1991, avant qu'*INTEGRAL* n'ait été sélectionné en juin 1993 pour constituer la nouvelle mission scientifique de taille moyenne (catégorie dite "M2") du programme *Horizon 2000* de l'ESA. Les appels d'offres pour la réalisation de la mission ont été émis aux industriels en 1994. En 1995 le CNES a été sélectionné pour la maîtrise d'œuvre du spectromètre SPI à bord d'*INTEGRAL*, et le CEA pour la maîtrise d'œuvre et la réalisation de plan de détection ISGRI de l'imageur IBIS ainsi que la responsabilité d'un sous-système de SPI, son électronique numérique frontale, dont nous parlerons par la suite. La phase de construction proprement dite et de validation s'est déroulée sur 7 ans, de 1995 à 2002, avec les phases de test du satellite intégré à partir de 2001. C'est le 17 octobre 2002 que nous avons enfin pu voir le satellite *INTEGRAL* s'élever dans un nuage de fumées, depuis le cosmodrome russe de Baïkonour situé dans les steppes du Kazakhstan, propulsé par un lanceur de type Proton fourni par l'Agence Spatiale Russe (RKA), en route vers son orbite terrestre. La mission est actuellement en orbite depuis 7 autres années, alors qu'elle avait été prévue initialement pour 5 ans d'opérations ; elle a effectué près de 800 révolutions autour de la Terre, et fonctionne toujours parfaitement ; elle est approuvée jusque fin 2010 avec une possibilité d'être financée jusqu'en 2012.

Objectifs Les objectifs scientifiques de la mission *INTEGRAL* peuvent se répartir en quatre domaines :

- l'étude de la nucléosynthèse active dans la Galaxie, à travers la détection, la cartographie et la spectroscopie des sources ponctuelles ou étendues émettant des raies γ issues de la désintégration d'isotopes radioactifs à durée de vie courte, moyenne et longue comme le cobalt-56, le titane-44, le sodium-22, l'aluminium-26 ou le fer-60, ou encore la raie à 511 keV d'annihilation électron-positron ;
- l'étude des sources compactes, comme les pulsars, les étoiles à neutrons ou les trous noirs stellaires appartenant à des systèmes binaires ainsi que les trous noirs super-massifs dans les noyaux actifs de galaxies ;
- l'étude de la structure en rayons gamma de notre Galaxie, en particulier celle de régions clés comme le centre galactique, mais aussi du plan galactique à l'aide d'un balayage régulier afin d'identifier des sources gamma jusque là inconnues, ou de détecter l'apparition de nouvelles sources gamma transitoires ; la détection et la localisation rapide des sursauts γ .
- l'étude détaillée d'une supernova proche, si une telle explosion d'étoile, assez proche pour être observable (<9 Mpc), avait lieu au cours de la durée de vie de la mission.

Instruments Les paramètres clés d'*INTEGRAL* nécessaires afin d'atteindre ces objectifs sont une excellente résolution en énergie (pour les études de raies gamma) et une excellente performance en imagerie (pour l'étude de sources compactes). Comme un seul instrument ne peut être optimal pour ces deux paramètres, la charge utile d'*INTEGRAL* (voir Fig. 2.2) est constituée de deux télescopes γ principaux, IBIS [203] et SPI [72]. Tous

2.1. CONTEXTE ET OBJECTIFS SCIENTIFIQUES

deux sont des spectro-imageurs mais le premier a été optimisé pour l'imagerie (avec une résolution angulaire meilleure que 12 arcminutes) et le second pour la spectroscopie (avec une résolution en énergie meilleure que 2% pour des photons de 1 MeV). Ces instruments sont accompagnés de deux moniteurs, JEM-X [215] pour étendre la gamme dans le domaine des rayons X et l'OMC [225] pour des observations simultanées dans le domaine visible.

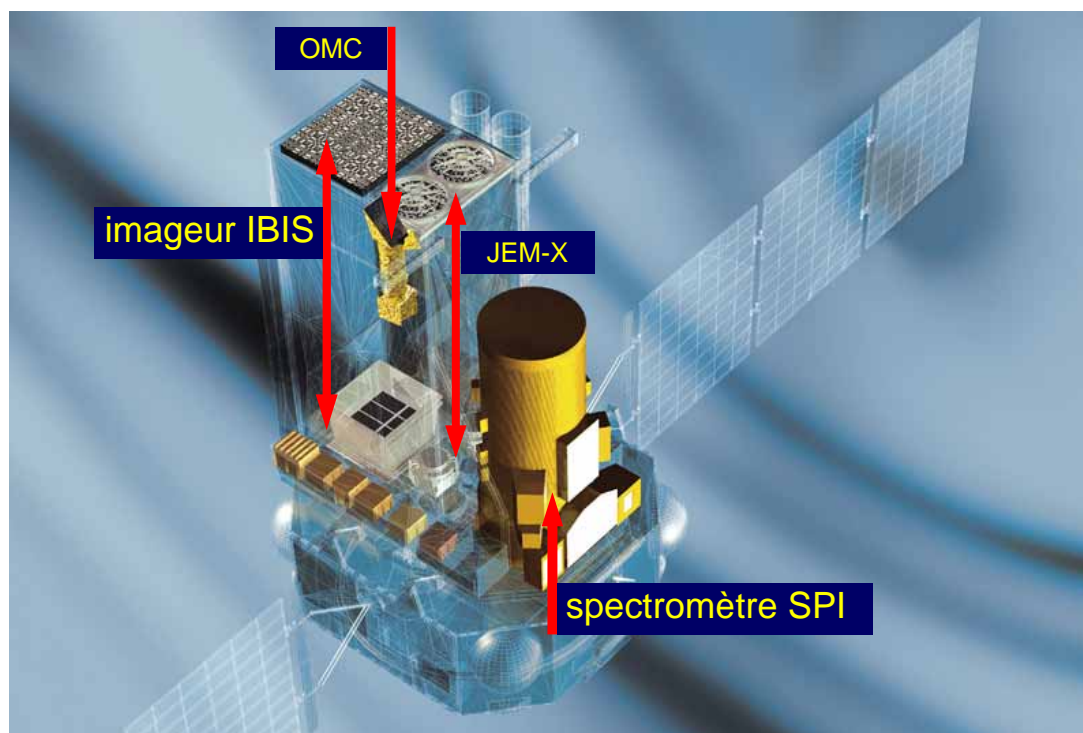


FIGURE 2.2 – Vue semi-transparente du satellite *INTEGRAL*.

Orbite Le satellite a été placé sur une orbite terrestre fortement excentrique maximisant le temps passé loin des ceintures de particules circum-terrestres. Il orbite autour de la Terre en 72 heures, avec un périhélie initial situé à 9 000 km d'altitude et un apogée à 154 000 km. Cette orbite obtenue grâce à l'emploi du lanceur Proton est excellente, car elle maximise le temps d'observation utile, c'est-à-dire le temps que le satellite passe en dehors des ceintures de radiation, zones où sont piégées des particules chargées par le champ magnétique terrestre, et dans lesquelles aucune observation n'est possible à cause du fort bruit de fond induit par ces particules. Les observations scientifiques sont interrompues lors de l'entrée dans les ceintures de radiation, vers 60 000 km d'altitude, et reprennent en sortie de ceintures de radiation, vers 40 000 km. Par ailleurs, le moniteur de particules présent à bord permet un filtrage *a posteriori* des données polluées par le bruit local induit lors des passages par les ceintures de radiation.

Programme d'observation *INTEGRAL* est géré par l'ESA comme un observatoire. Les observations sont pré-programmées à l'avance par l'ISOC de l'ESA, sauf pour des cibles (ToO) nécessitant une décision d'observation rapide comme les sources transitoires. Le programme d'observation comprend du temps "ouvert" (*open time*), représentant 70%

2.2. LES INSTRUMENTS X ET GAMMA D'*INTEGRAL*

du temps en début de mission, distribué suite aux propositions des scientifiques par un comité d'allocation du temps (TAC) et une fraction, décroissante d'année en année, de temps "garanti" (*core programme*) réservé aux instituts impliqués dans la conception et la mise en œuvre de la mission. Ce temps garanti a été réparti entre une observation systématique du centre de la Voie lactée (*Galactic Center Deep Exposure* ou GCDE), un balayage du plan galactique (*Galactic Plane Survey* ou GPS) et des observations pointées, notamment de sources transitoires (ToO). Depuis le 4ème appel d'offres, le temps ouvert inclut des "programmes clefs" dédiés aux objectifs requérant un temps d'observation important. Un quart du temps d'observation d'*INTEGRAL* est réservé aux scientifiques russes, du fait que le lanceur Proton ait été fourni par la Russie.

2.2 Les instruments X et gamma d'*INTEGRAL*

La Table 2.1 présente les propriétés des instruments X et gamma à bord d'*INTEGRAL*, détaillés dans cette section.

Instrument	IBIS	SPI	JEM-X
Domaine d'énergie	14 keV - 10 MeV	20 keV - 8 MeV	4 - 35 keV
Résolution spectrale	8 keV à 100 keV 100 keV à 1 MeV	2.3 keV à 1.3 MeV	1 keV à 6 keV
Champ de vue			
-totalemment codé	9°× 9°	diamètre 16°	4.6°
-partiellement codé	29°× 29°	diamètre 35°	13.2°
Résolution angulaire	12 arcmin	2.7 degrés	3 arcmin

TABLE 2.1 – Propriétés des trois instruments X- γ d'*INTEGRAL*

Le spectromètre SPI Le spectromètre d'*INTEGRAL*, qui sera présenté à la section 2.3, comporte une caméra formée de 19 détecteurs au germanium refroidi, lui conférant son excellente résolution en énergie de 2 keV pour des photons de 1 MeV.

L'imageur IBIS L'imageur d'*INTEGRAL* comporte deux plans de détection d'environ 3000 cm² de surface distants de 10 cm :

- au plan supérieur, la caméra ISGRI est constituée de 16384 (128 par 128) pixels semi-conducteurs en tellurure de cadmium (CdTe) ;
- au plan inférieur, la caméra PICSIT est formée d'une mosaïque de 4096 (64 par 64) scintillateurs en iodure de césium (CsI).

Les deux couches sont divisées en huit modules rectangulaires. Les événements survenant dans chacune des deux caméras peuvent être traités indépendamment, mais on peut aussi étudier leur simultanéité pour réduire le bruit de fond et reconstruire la direction incidente des photons : c'est le fonctionnement en mode Compton.

Le masque codé, en tungstène, est séparé de 3.1 mètres des plans de détection. Masque et détecteurs sont joints par un blindage passif en plomb tandis que les côtés et la base des détecteurs – qui fonctionnent à température ambiante, contrairement à ceux de SPI –

2.2. LES INSTRUMENTS X ET GAMMA D'INTEGRAL

sont entourés par un blindage anti-coïncidences actif en BGO. Le motif du masque adopte un codage de type MURA (*Modified Uniformly Redundant Array*) de 53 par 53 éléments, répété quatre fois [258], optimal pour l'imagerie dans le champ totalement codé, mais présentant dans le champ partiellement codé des pics secondaires ("fantômes") que l'on peut éliminer par traitement numérique.

La caméra ISGRI (Fig. 2.3) a été conçue et développée sous maîtrise d'œuvre du Service d'Astrophysique de l'IRFU du CEA Saclay. Elle est la première caméra au monde basée sur des détecteurs au CdTe, et de surcroît la première application spatiale de ce type. D'une surface active de 2600 cm², ISGRI est organisé en 8 modules de 128 "polycells" formés de 4×4 pixels de CdTe et d'un ASIC de lecture associé. Grâce à leur nombre protonique Z élevé ($_{48}\text{Cd}$ et $_{52}\text{Te}$), les détecteurs CdTe engendrent des paires électrons-trous avec une grande efficacité lorsqu'ils sont touchés par un photon gamma d'une énergie d'une dizaine à quelques centaines de keV. De plus de par leur grande résistivité ($10^9 \Omega\text{cm}$), ces détecteurs fonctionnent à température ambiante et ne nécessitent donc pas de système de refroidissement cryogénique, contrairement aux détecteurs au germanium. Cependant avec une résolution en énergie de 8 keV pour des photons de 100 keV, les détecteurs d'ISGRI sont encore loin des résolutions des détecteurs au germanium².

ISGRI opère dans une bande d'énergie qui couvre 15 à environ 500 keV, avec une résolution de 8 keV à 100 keV. Son champ de vue est de $19^\circ \times 19^\circ$ dans le ciel. Sa résolution angulaire est de 12 minutes d'arc, alors que sa précision de localisation est typiquement de l'ordre de la minute d'arc, et même meilleure que 20 secondes d'arc pour des sources fortes. La caméra fonctionne très bien, avec un nombre faible de pixels hors d'usage car bruyants (~ 400 sur 16386).

Le moniteur JEM-X Le moniteur JEM-X permet d'effectuer des observations dans le domaine X simultanées avec celles des deux instruments γ et apporte ainsi le complément d'information indispensable à une bonne connaissance des conditions physiques régnant dans la source étudiée. Il est constitué de deux unités identiques, JEM-X 1 et JEM-X 2. Chacune comprend un détecteur à micropistes fonctionnant avec du Xénon à haute pression. Le ciel est observé à travers un masque codé en Tungstène distant de 3,40 mètres. Seul un quart des cellules sont transparentes, ce qui permet de mieux séparer les sources dans les champs de vue denses et limite les besoins en télémétrie.

Le moniteur de radiations Le satellite possède aussi un moniteur de radiations, l'IREM (*INTEGRAL Radiation Environment Monitor*, [167]). Il présente un intérêt pour l'analyse des données de SPI dans la mesure où il joue un rôle important dans la modélisation du bruit de fond instrumental.

2. Des avancées significatives ont été obtenues entre temps, grâce à la fabrication de détecteurs CdTe à très bas courant de fuite, couplés à des électroniques de lecture à très bas bruit, développées à l'IRFU dans le cadre d'ECLAIRS et de *Symbol-X*. Avec une résolution de seulement 0.8 keV pour des photons de 60 keV, ces systèmes atteignent maintenant – sans cryogénie – les résolutions des détecteurs au germanium, dans la bande des gamma mous (<100 keV).

2.3. LE SPECTROMÈTRE SPI

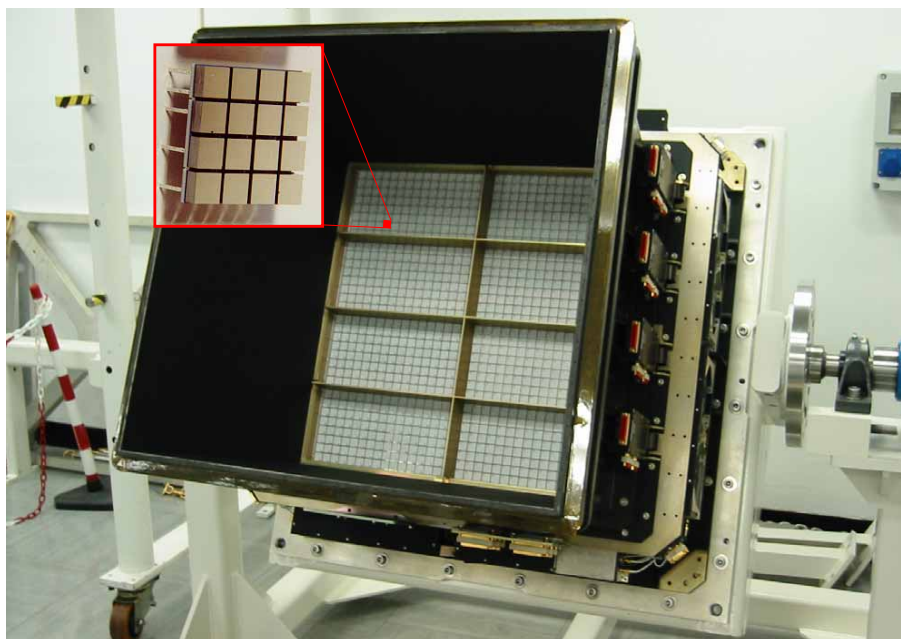


FIGURE 2.3 – Photo de la caméra ISGRI d'*INTEGRAL*, sur laquelle on voit apparaître les 8 modules de 128 polycells formés de 16 pixels de CdTe chacun.

2.3 Le spectromètre SPI

Imaginé dans le but d'atteindre une excellente résolution en énergie tout en ayant une bonne capacité de localisation de sources et un important champ de vue, le spectromètre SPI d'*INTEGRAL* a été réalisé dans le cadre d'une large collaboration internationale. L'étude système (architecture mécanique, thermique et électrique) a été conduite par le CNES, qui a ensuite suivi le développement des modules, effectué l'intégration et les tests des modèles. Côté français, le CESR à Toulouse et l'IRFU (dont le Service d'Astrophysique) du CEA à Saclay ont également été fortement impliqués. Le spectromètre SPI est présenté en détail dans l'article de Vedrenne et al [72], que je cosigne.

Les éléments principaux du télescope SPI sont (Fig. 2.4) :

- un **plan de détection**, matrice hexagonale couvrant une surface utile de 508 cm^2 , composée de 19 détecteurs semi-conducteurs en germanium d'un poids de 1 kg chacun de forme cylindrique à base hexagonale (6 cm de côté plat à plat, 7 cm de hauteur) percés d'un trou d'une profondeur de 4 cm constituant l'anode d'une diode polarisée en inverse à laquelle est appliquée une différence de potentiel de 4 kV. Ce plan de détection est placé à l'intérieur d'un cryostat en béryllium, un matériau à très faible activation, et maintenu à une température de 85 K en utilisant un système de réfrigération actif (*cryo-coolers*) couplé à un radiateur orienté dans la direction anti-solaire ;
- un **masque codé** composé de 127 éléments hexagonaux (également de 6 cm de côté plat à plat, 64 éléments transparents, 63 éléments opaques en tungstène d'une épaisseur de 3 cm, d'une opacité de 99.5% à 500 keV et de 94.2% à 1.3 MeV), monté à 171 cm du plan de détection ; De la distance masque-détecteur et de la taille des éléments du masque découle directement la résolution angulaire de SPI qui vaut 2.7° . Le champ de vue totalement codé, pour lequel tout le plan de détecteur reçoit l'ombre du masque, couvre un cône d'angle d'ouverture total de 16° dans le ciel. Le champ de vue partiellement

2.3. LE SPECTROMÈTRE SPI

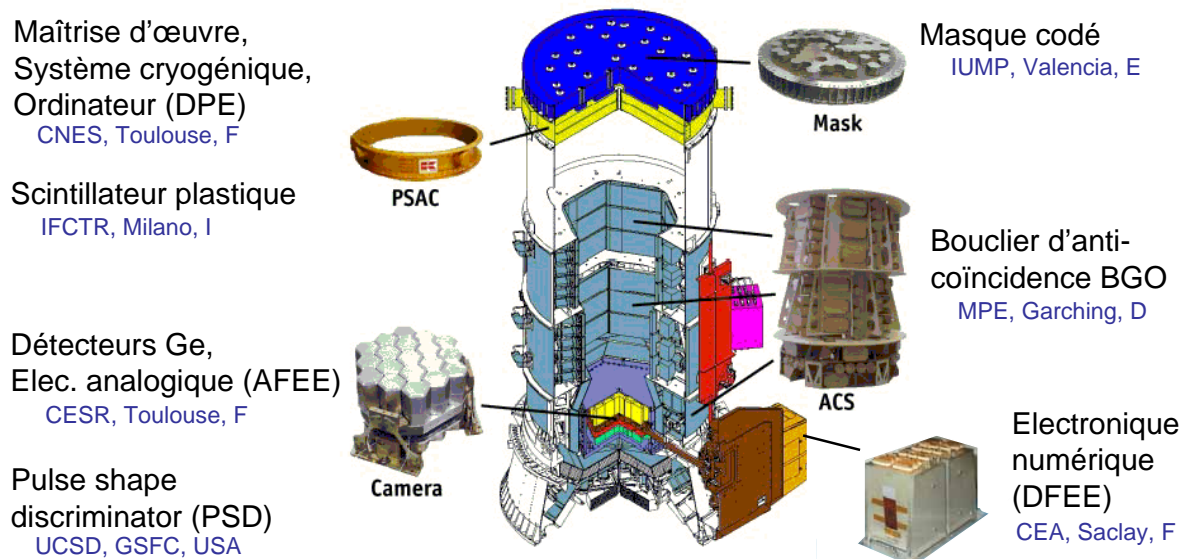


FIGURE 2.4 – Schéma du Spectromètre d'INTEGRAL, faisant apparaître les sous-systèmes et les instituts qui en ont la responsabilité.

- codé, pour lequel seul une partie du plan de détection est illuminée par le masque et par conséquent la sensibilité est réduite, s'étend sur un angle d'ouverture de 35° .
- un **bouclier d'anti-coïncidence**, l'ACS, qui permet de diminuer le bruit de fond instrumental créé par les interactions des rayons cosmiques, et notamment des particules solaires, dans les détecteurs en germanium et les matériaux de l'ensemble du satellite. Ce bouclier est un détecteur actif formé de 91 cristaux de BGO (*bismuth germanate oxyde*), qui sont des scintillateurs observés par des photo-multiplicateurs, placés sur le côté et la base d'un cylindre qui enveloppe le plan de détection au germanium et qui laisse le champ de vue ouvert du côté du masque codé. La fonction d'anti-coïncidence active réduit le nombre d'événements enregistrés par les détecteurs au germanium qui ne proviennent pas du ciel ; en effet lorsqu'une activité est enregistrée dans l'ACS simultanément avec des événements germaniums, ceux-ci sont rejetés par le système d'électronique embarqué.
 - un **scintillateur plastique** de 5 mm d'épaisseur, le PSAC, placé en-dessous du masque se trouve également relié au système d'anti-coïncidence, visant à réduire le bruit lié aux interactions des particules avec le masque lui-même.

Outre ses moyens de détection, SPI comporte également plusieurs modules d'électronique : l'électronique analogique frontale (AFEE) qui est en charge d'acquérir et de numériser les signaux analogiques des détecteurs au germanium, le discriminateur de forme d'impulsion (PSD) en charge de la réduction du bruit de fond par analyse de la forme des signaux analogiques, les modules d'électronique frontale de l'ACS (FEE), l'électronique numérique frontale (DFEE) en charge de l'assemblage des signaux pour la construction d'événements complets et l'exécution de la fonction d'anti-coïncidence, et l'ordinateur de bord (DPE) pour la génération de la télémesure.

Le télescope SPI se présente sous forme d'un cylindre d'une hauteur de 240 cm et d'une largeur de 110 cm, pour un poids de 1300 kg principalement dû au bouclier ACS ; sa consommation est de 373 W, et sa télémesure a un débit de 20 kbit/s.

2.3. LE SPECTROMÈTRE SPI

2.3.1 Le masque codé

Aux hautes énergies correspondant au domaine γ , les miroirs massivement utilisés dans les autres domaines de longueurs d'onde pour focaliser le rayonnement ne peuvent quasiment plus être employés, les longueurs d'onde devenant inférieures à la distance inter-atomique. Une technique de substitution est donc nécessaire pour atteindre une bonne résolution angulaire; les trois instruments d'*INTEGRAL* observant dans le domaine X ou γ ont donc été dotés d'un masque codé, c'est-à-dire que le plan détecteur observe le ciel à travers une surface présentant une fonction de transparence spatialement variable. Connaissant le motif du masque et l'orientation du télescope, il est possible de savoir pour chaque détecteur quelles directions étaient masquées par l'ouverture codée et finalement, bien que la pseudo-image sur le plan détecteur puisse ne contenir qu'un nombre limité de pixels, il est possible en les combinant de reconstituer la direction incidente des photons ayant occasionné une interaction dans les détecteurs.

Trois des quatre instruments d'*INTEGRAL* sont équipés d'un masque codé : l'imageur IBIS, le spectromètre SPI et le moniteur X JEM-X. Ces trois masques codés ont été conçus sous la direction du GACE³. Le masque codé de SPI (Fig. 2.5 [263]) est constitué de 127 éléments hexagonaux, dont 63 sont opaques et 64 transparents. Son rôle principal est d'intercepter les rayons gamma afin de projeter une ombre codée sur le plan de détection situé. Les éléments opaques du masque sont constitués d'un alliage en tungstène et sont agencés selon un motif hexagonal uniformément redondant d'ordre 127. Ce motif présente une symétrie par rotation d'angle 120° et une anti-symétrie par rotation d'angle 60° .

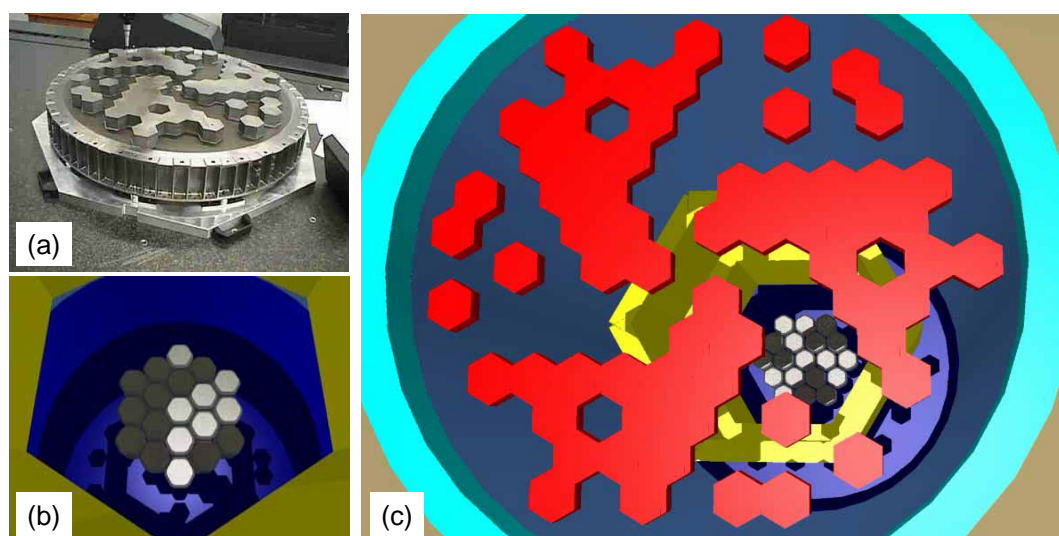


FIGURE 2.5 – (a) Photo du modèle de vol du masque codé du Spectromètre d'*INTEGRAL*, (b) et (c) illustration de l'illumination du plan détecteur par une source placée devant le masque.

Le motif du masque est optimisé de façon à ce que l'image codée obtenue par projection du ciel à travers le masque puisse être déconvoluée avec aussi peu d'ambiguïté que possible. Cela étant, du fait du bruit de fond et des multiples sources présentes dans le champ de vue, la déconvolution reste délicate et on cherche à la rendre plus aisée en observant

3. Groupe d'Astronomie et de Science Spatiale de l'université de Valence, Espagne.

2.3. LE SPECTROMÈTRE SPI

sous des angles variés l'objet auquel on s'intéresse : c'est ce qu'on appelle le *dithering*, qui consiste à repointer l'axe du télescope toutes les 30 minutes tout en assurant un très grand recouvrement du champ de vue d'un pointage à l'autre, de façon à augmenter le nombre d'équations du problème – le nombre de détections – sans que le nombre d'inconnues – de pixels dans le ciel – n'augmente dans la même proportion. Par ailleurs, éléments du masque et détecteurs germanium étant de même taille, le plan de détection ne reçoit qu'une fraction de la projection d'une source à travers le masque : au plus $\frac{19}{127}$, le rapport des nombres de détecteurs et d'éléments du masque, si bien que la reconstruction du ciel serait impossible sans le *dithering*.

L'utilisation du masque codé permet la soustraction du bruit de fond en modulant à un instant donné le signal de la source différemment selon le détecteur considéré. Le *dithering*, qui introduit une modulation temporelle par dépointage régulier du télescope, permet une réduction supplémentaire du bruit de fond. L'emploi du masque codé profite pleinement à l'imagerie de sources ponctuelles, avec un contraste important entre les détecteurs pour lesquels la source se situe derrière un élément opaque du masque et ceux derrière un élément transparent. Par contre pour l'étude de sources diffuses dans le ciel (telle l'émission de la Galaxie à 1.8 MeV dans la raie d'aluminium-26) le codage du masque est réduit, le contraste est délavé. C'est ainsi que pour ces études, SPI doit recourir aux méthodes des générations d'instruments précédents (qui opéraient en mode collimateur), à savoir baser l'analyse sur la modulation temporelle différente qui existe entre le signal (de par les différents pointés effectués) et le bruit de fond. L'étude temporelle et spatiale sur le plan détecteur des variations du bruit de fond devient alors un enjeu majeur de ces analyses (comme nous allons le voir en section 5.3).

2.3.2 Le plan de détection au germanium

Principe de détection Le plan de détection de SPI (Fig. 2.6) est constitué de 19 détecteurs semi-conducteurs hexagonaux en cristaux de germanium ultra-purs (de type N), refroidis à très basse température (~ 85 K). Chaque détecteur représente une diode polarisée en inverse sous une tension de l'ordre de 4 kV afin d'étendre la zone de déplétion de la jonction NP et obtenir un important volume actif de détection. Au repos, le détecteur n'est parcouru que par un très faible courant de fuite. Il devient actif lorsqu'un photon γ incident interagit avec sa matière. Cette interaction peut avoir lieu selon les trois processus suivants⁴ (voir Fig. 2.7) : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires.

4. Principales interactions photons-matière au delà de 10 keV :

- lors de l'*absorption photo-électrique* (dominant en deçà de ~ 300 keV), le photon est absorbé et cède la totalité de son énergie à un électron d'un atome du détecteur, qui se propage en ionisant d'autres atomes, qui se désexcitent ensuite par recombinaisons. Des photons secondaires peuvent s'échapper si le milieu détecteur est mince mais, généralement, l'énergie déposée dans le milieu correspond à l'énergie du photon initial ;
- lors d'une *diffusion Compton* (dominant au delà de ~ 300 keV), le photon incident, diffusé par un électron, ne lui cède qu'une fraction de son énergie. Il continue à se propager et interagit avec un autre électron, dans le même détecteur ou dans un détecteur différent, selon le même processus ou par absorption photoélectrique ;
- la *création de paires* concerne les photons de plus de 1.22 MeV, qui produisent une paire électron-positron par interaction avec le champ électromagnétique d'un noyau atomique. Ces deux particules se propagent à leur tour en cédant de l'énergie au milieu, le positron s'annihilant finalement avec un électron. Des photons secondaires de basse énergie interagissent à leur tour avec le milieu selon l'un des deux autres processus.

2.3. LE SPECTROMÈTRE SPI

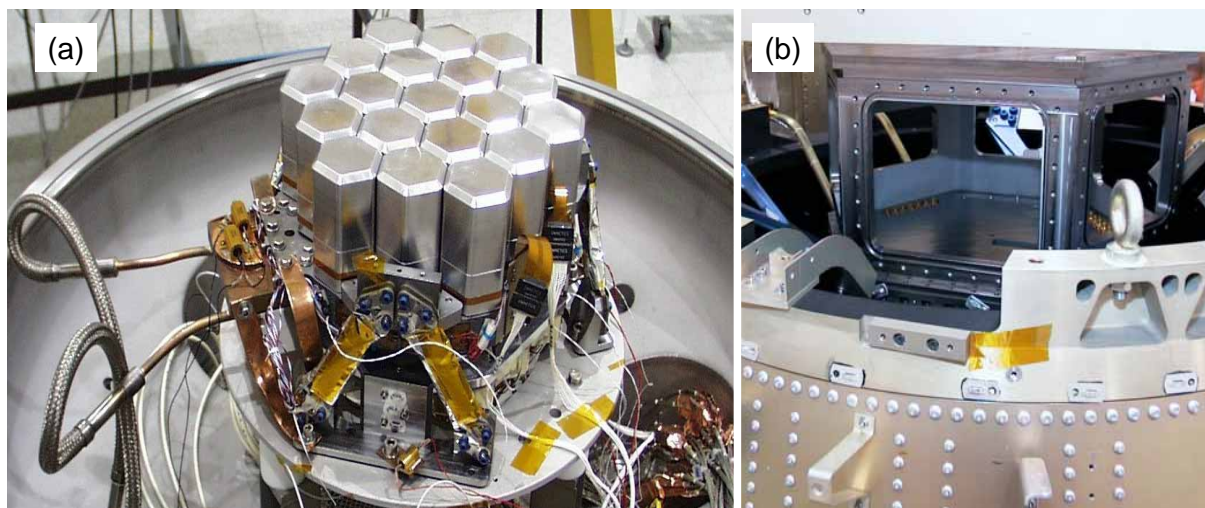


FIGURE 2.6 – (a) Photo du modèle de vol du plan de détection du spectromètre d'*INTEGRAL*, faisant apparaître les 19 détecteurs au germanium, dans une enceinte servant aux tests du système. (b) Photo du cryostat contenant le plan de détection, fabriqué en béryllium, pour sa bonne transparence aux photons gamma et son absence d'activation ; il est refroidi passivement à 210 K par un doigt qui évacue la chaleur en la conduisant sur un radiateur.

L'interaction du photon gamma avec la matière par ces processus se traduit par la création de porteurs de charges : électrons chargés négativement arrachés à la bande de valence du germanium (ou produits par création de paire) mais aussi trous chargés positivement laissés dans la bande de valence. L'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou dans le Ge est de 3 eV, si bien qu'un photon incident de 1 MeV, s'il est intégralement absorbé, entraîne la libération d'environ $3 \cdot 10^5$ porteurs de charge de chaque type. Sous la haute tension appliquée, les électrons et les trous vont être rapidement collectés par l'anode et la cathode respectivement. Le mouvement de ces porteurs de charges induit un courant dans le circuit électronique connecté à l'anode du détecteur. Après amplification et mise en forme de cette impulsion par l'électronique analogique (AFEE), l'amplitude de ce signal est convertie en valeur numérique codée sur 14 bits, sur deux gammes d'énergie de l'instrument : la gamme basse de 0 à 2 MeV, et la gamme haute de 2 à 8 MeV. Chaque gamme est donc divisée en 16384 canaux d'une largeur d'environ 0.12 keV pour la gamme basse et 0.37 keV pour la gamme haute.

Avantage du germanium L'utilisation du germanium permet d'obtenir une excellente résolution spectrale. Celle-ci est liée au nombre N de porteurs de charge libérés lors de l'interaction du photon incident (comme mentionné précédemment). Sous l'hypothèse d'une linéarité de la chaîne de mesure (en pratique c'est le cas), N est proportionnel à l'énergie E du photon incident : $E = kN$. S'agissant d'un processus poissonnien⁵, la variance du nombre de porteurs libérés est également de N . Sa distribution est pratiquement gaussienne (car $N > 20$) d'écart type $\sigma_N = \sqrt{N}$, soit de largeur

5. La prise en compte du facteur de Fano correctif permettrait de tenir compte du fait que la libération de charges n'est pas strictement poissonnien.

2.3. LE SPECTROMÈTRE SPI

à mi hauteur $FWHM_N = 2.36\sqrt{N}$. La largeur de la distribution en énergie est donc $FWHM_E = 2.36k\sqrt{N}$. La résolution en énergie $R_E = E/FWHM_E = \sqrt{N}/2.36$ ne dépend donc a priori que du nombre de porteurs libérés N . Du fait du faible gap du germanium, de 0.7 eV seulement, ce nombre N est important, et le germanium permet donc des performances spectroscopiques excellentes, typiquement avec une résolution $R_E \simeq 500$ pour $E = 1$ MeV. Dans la réalité, les fluctuations du bruit électronique lié aux courants de fuites dominant, notamment à basse énergie, si bien que la résolution spectrale devient une fonction linéaire avec l'énergie (cf. thèse de Philippe Paul, 2002 [247]).

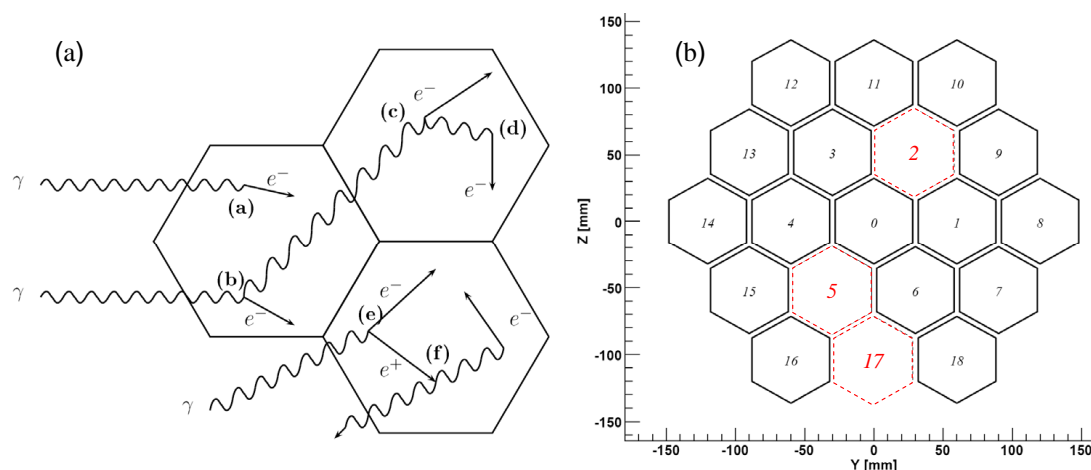


FIGURE 2.7 – (I) Processus d'interaction au sein d'un détecteur en germanium : (a) absorption photo-électrique ; (b) diffusion Compton avec échappement du photon diffusé puis nouvelle diffusion Compton (c) dans un autre détecteur, suivie (d) d'une absorption photo-électrique ; (e) création de paire puis (f) annihilation du positron avec échappement de l'un des deux photons de 511 keV. (II) Numérotation des détecteurs de SPI et disposition par rapport aux axes du satellite. En sept ans d'opérations pour l'instant les détecteurs 2, 17 et 5 sont successivement tombés en panne, ce qui entraîne une petite perte de sensibilité.

Événements simples et multiples Le plan de détection de SPI comporte seulement 19 détecteurs physiques. On appelle événement simple (SE) l'enregistrement d'un photon dans l'un de ces détecteurs (voir Fig. 2.8) ; il est caractérisé par la date à laquelle il survient, l'identification du détecteur, et son canal d'énergie. Mais certains photons déposent, directement ou indirectement, de l'énergie dans plusieurs détecteurs : on parle alors d'événement multiple (ME) lorsque des dépôts sont enregistrés dans plusieurs détecteurs voisins durant une même fenêtre temporelle, dite de coïncidence. Selon que l'on effectue des études d'imagerie ou de spectroscopie, que l'on s'intéresse aux basses ou aux hautes énergies, il est plus ou moins intéressant de prendre en compte les événements doubles ou triples. On peut donc définir des détecteurs virtuels ou pseudo-détecteurs pour désigner l'association de plusieurs détecteurs au germanium. En s'arrêtant à une multiplicité de 3, le spectromètre possède donc 85 pseudo-détecteurs.

Détecteurs défectueux À ce jour, trois des dix-neufs détecteurs du spectromètre ont présenté des défaillances et ont été désactivés. Il s'agit respectivement des détecteurs

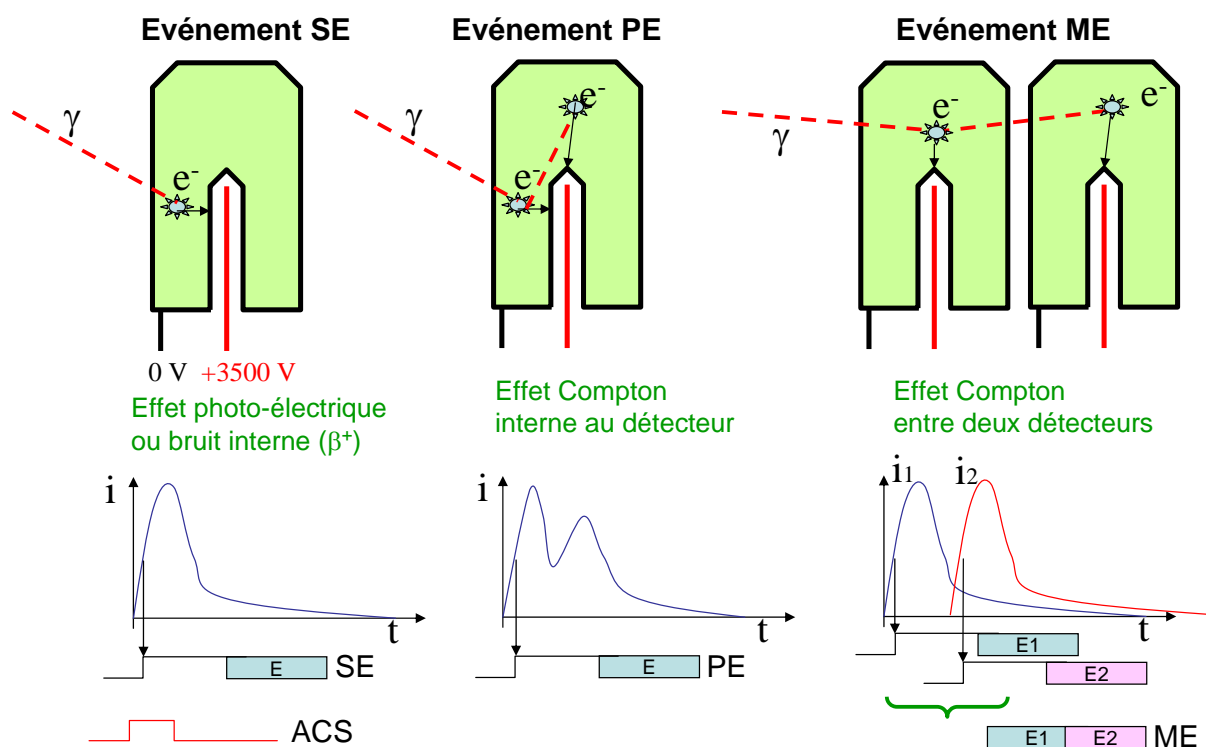


FIGURE 2.8 – Type d'événements enregistrés par les détecteurs de SPI. Les événements SE (*Single Event*) signent l'interaction d'un photon par effet photo-électrique dans le détecteur ou la désintégration d'un noyau radioactif dans le détecteur ; ils se traduisent par une impulsion électrique simple après mise en forme des signaux dans l'électronique analogique (AFEE) ; celle-ci détermine le moment de l'interaction et génère un signal synchrone (le *Time Tag*), elle intègre le signal analogique et convertit le résultat en une valeur numérique, qui est l'estimation de l'énergie déposée ; ces deux informations sont transmises à l'électronique numérique (DFEE). Les événements PE (*PSD Event*) signent l'interaction d'un photon dans un même cristal de germanium par effet Compton (dominant à plus de 300 keV) ; l'électronique d'analyse des impulsions (PSD) détermine si elle reconnaît une structure en double-pic dans la forme de l'impulsion analogique, et le cas échéant émet son verdict au DFEE, qui assemble ces informations avec celles des AFEE pour construire l'événement PE. Les événements ME (*Multiple Event*) signent des interactions Compton de photons dans des détecteurs voisins ou sont le résultat d'associations fortuites ; ils sont construits par le DFEE en associant entre eux tous les événements émis par les AFEE dans une même fenêtre d'association temporelle. Lorsque l'un des ces événements présente simultanément un signal issu de l'ACS, dans l'exemple c'est le cas pour l'événement SE, le DFEE exécute la fonction d'anti-coïncidence en rejetant l'événement dans son intégralité.

2.3. LE SPECTROMÈTRE SPI

numéro 2 (en décembre 2003), 17 (en juillet 2004) et 5 (en février 2009) – les détecteurs sont numérotés concentriquement de 0 à 18 (Fig. 2.7b). Ces défaillances entraînent une perte d’aire efficace, mais aussi une augmentation du bruit de fond dans les détecteurs adjacents aux détecteurs défaillants, dans la mesure où la réponse de l’instrument est modifiée, avec notamment une redistribution des événements doubles impliquant un détecteur défaillant en événements simples. Le taux de comptage d’un (pseudo-)détecteur quelconque présente un décrochage à ces moments. Il est donc important de les prendre en compte lors du traitement d’observations.

Refroidissement et recuits L’excellente résolution spectrale de SPI est due à ses détecteurs en germanium ultra-pur fonctionnant à une température comprise entre 85 et 90 K. Ces conditions permettent de minimiser les dommages causés par le rayonnement cosmique. Elles sont assurées par un système cryogénique actif d’une part et par une très bonne isolation thermique d’autre part. Le plan de détection est notamment enclos dans cryostat en béryllium maintenu à une température de 210 K intermédiaire entre celle des détecteurs et la température ambiante de 300 K.

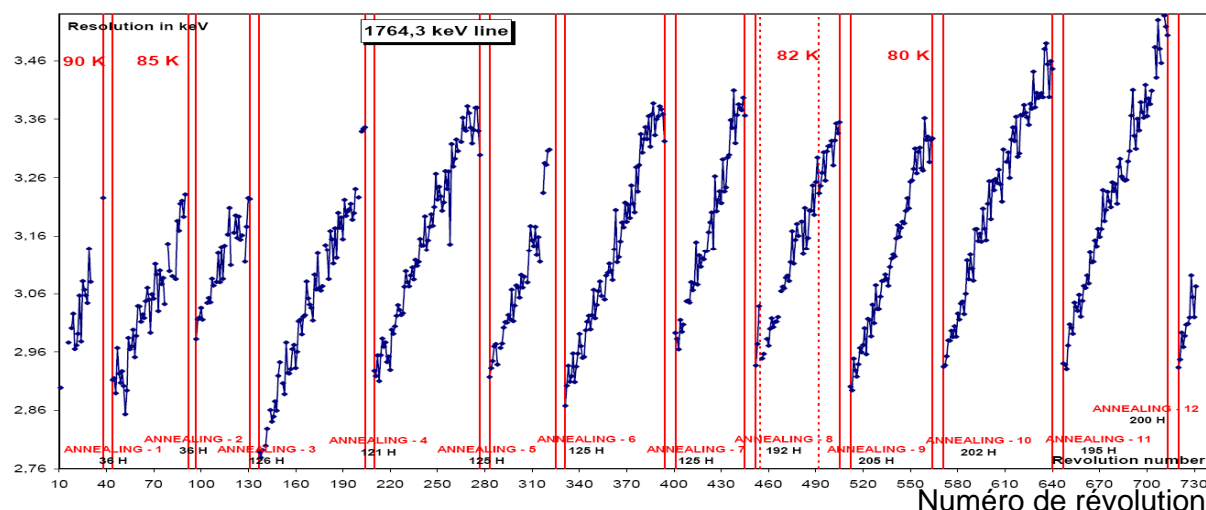


FIGURE 2.9 – La résolution en énergie des détecteurs au germanium se dégrade avec le temps (ici évolution de la largeur à mi-hauteur de la raie de bruit de fond à 1779 keV durant les 150 premières révolutions du satellite), car le rayonnement cosmique déplace les atomes du réseau cristallin de germanium, créant des pièges pour les porteurs de charge qui sont sensés générer le signal. La solution est le recuit des cristaux en portant leur température de $-188\text{ }^{\circ}\text{C}$ à $+105\text{ }^{\circ}\text{C}$ pendant environ deux jours, afin de réarranger les réseaux cristallins par la vibration thermique de leurs atomes. Depuis le lancement jusqu’à l’été 2009, au total 13 campagnes de recuit ont été conduites avec succès [266]; nous avons publié les résultats des 3 premières dans Roques, Schanne et al, 2003 [69].

Au cours du temps, les effets des radiations sur les détecteurs limitent sensiblement leur résolution en énergie (Fig. 2.9). Par l’action du flux de particules du rayonnement cosmique, des défauts apparaissent dans la structure cristalline du germanium, ce qui modifie localement les niveaux d’énergie et crée des sites de piégeage aux porteurs de charge, et donc une diminution de leur nombre collecté. La réponse s’en trouve modifiée, de gaussienne dans le cas idéal, elle devient déformée avec des ”queues” vers les basses énergies.

2.3. LE SPECTROMÈTRE SPI

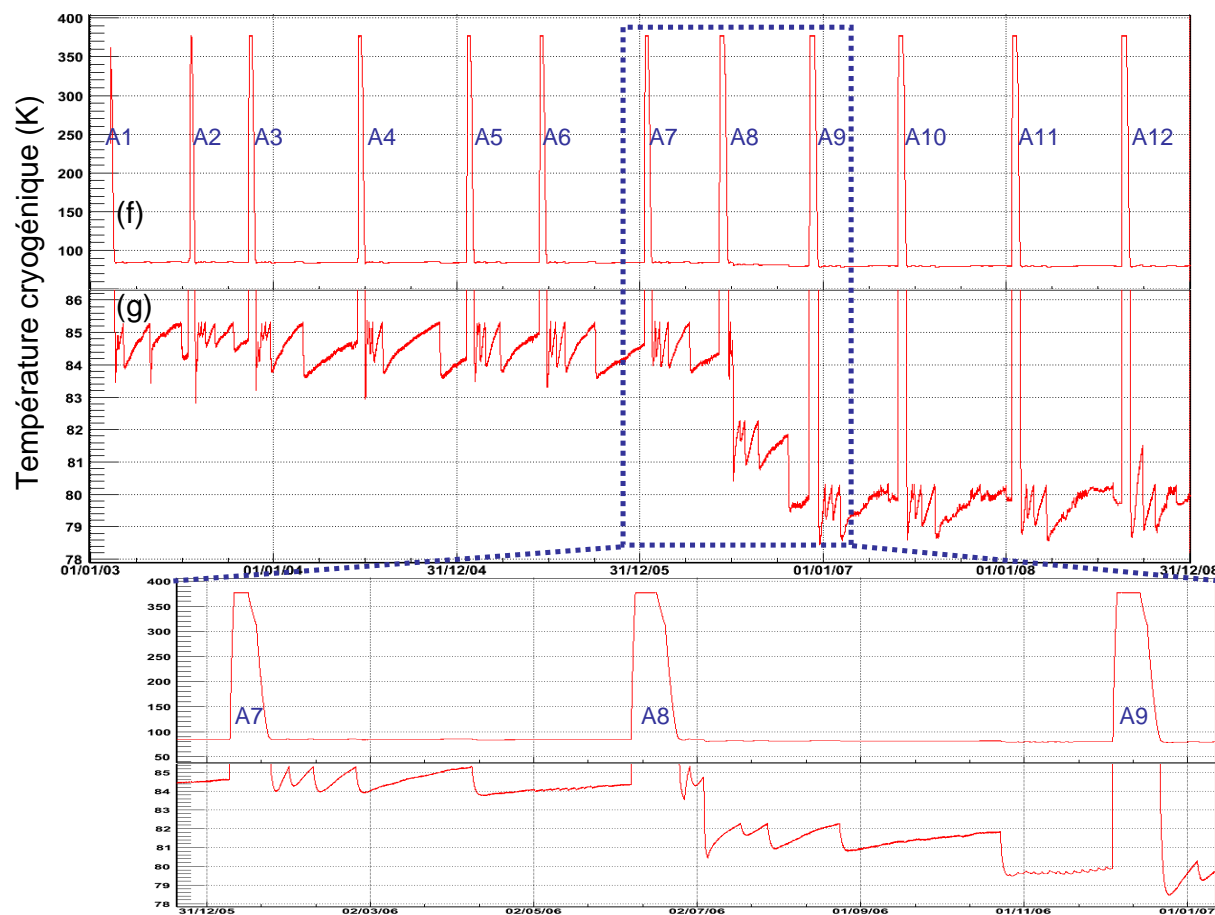


FIGURE 2.10 – Evolution de la température du cryostat des détecteurs au germanium de SPI, entre début 2003 et fin 2008 (obtenues avec notre logiciel ASPI). En (f) on voit apparaître 12 phases de recuits (*annealing* A1-A12), durant lesquelles la température des détecteurs fut portée à +105 °C, afin de rétablir la résolution spectrale (voir Fig. 2.9). Un zoom en (g) montre la dérive (lente) des températures, maintenues dans leur gabarit par l'action (rapide) des machines cryogéniques (entre 83.5 K et 85.5 K avant mi 2005, puis entre 78.5 K et 80.5 K).

2.3. LE SPECTROMÈTRE SPI

Dans le germanium (de type N) les électrons migrent vers l'anode centrale, et les trous vers la surface extérieure du détecteur. Les trous sont susceptibles d'être le plus piégés. Puisqu'un photon dépose essentiellement son énergie à la surface du détecteur, les trous ne migrent que sur une courte distance, et leur piégeage est donc réduit. Pour un photon plus énergétique, l'interaction est plus profonde dans le détecteur, l'effet de dégradation de la résolution est donc plus marqué à haute énergie.

Une technique dite de recuit (en anglais *annealing*) a été prévue afin de restaurer périodiquement (environ toutes les 60 révolutions) les performances des détecteurs en les portant durant plusieurs jours à très haute température, typiquement 377 K, afin de faire disparaître les défauts accumulés dans le réseau cristallin par l'agitation thermique. Cette technique a été mise en œuvre avec succès à 13 reprises entre avril 2003 et avril 2009. La Fig. 2.10 montre pour l'évolution de la température du cryostat de SPI sur les 6 premières années de mission.

2.3.3 Systèmes de réduction du bruit de fond

Bouclier anti-coïncidence et scintillateur plastique Afin de réduire le niveau du bruit de fond lié aux interactions des rayons cosmiques avec les détecteurs et les matériaux environnants, le spectromètre a été équipé d'un bouclier en cristaux d'oxydo-germanate de Bismuth ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ou BGO), l'ACS. L'épaisseur du bouclier a été optimisée de manière à stopper au maximum les photons (même de quelques MeV) incidents hors champ de vue, sans que le bouclier ne crée à son tour un flux trop important de particules secondaires. L'ACS constitue un système actif d'anti-coïncidence, permettant de signaler la détection de particules incidentes hors champ de vue (au delà d'un seuil de ~ 70 keV). Chacun des 91 cristaux de BGO du bouclier étant observé par deux photo-multiplieurs, un événement enregistré dans un des détecteurs au germanium peut se voir apposer un veto si le bouclier a également enregistré un signal durant une même fenêtre de coïncidence temporelle.

Mais *INTEGRAL*/ACS peut également être considéré comme un instrument à part entière du satellite grâce à son rôle dans l'étude des sursauts γ . Sa faible précision de localisation est compensée par un grand champ de vue. L'analyse au sol en quasi-temps réel des données du détecteur ISGRI et de l'ACS, via le système d'alerte IBAS [232], permet à *INTEGRAL* de participer au réseau mondial de distribution des coordonnées des sursauts gamma (GRB), le GCN.

Un deuxième système de réduction du bruit de fond a été installé sous le masque : un scintillateur plastique, le PSAC. Principalement sensible aux particules chargées, il intercepte à la fois celles qui proviennent du champ de vue et celles créées par les interactions dans le masque codé.

Discriminateur de profil d'impulsion Le spectromètre a également été doté d'un système électronique de discrimination entre les profils d'impulsion des événements correspondant à des particules β^- et ceux correspondant à de vrais photons (voir Fig. 2.8) : la PSD (*Pulse Shape Discriminator*). En effet, l'interaction des rayons cosmiques primaires ou secondaires avec le spectromètre conduit à des désintégrations β^- et les simulations montrent que les électrons énergétiques résultants mènent à des événements localisés dans

2.3. LE SPECTROMÈTRE SPI

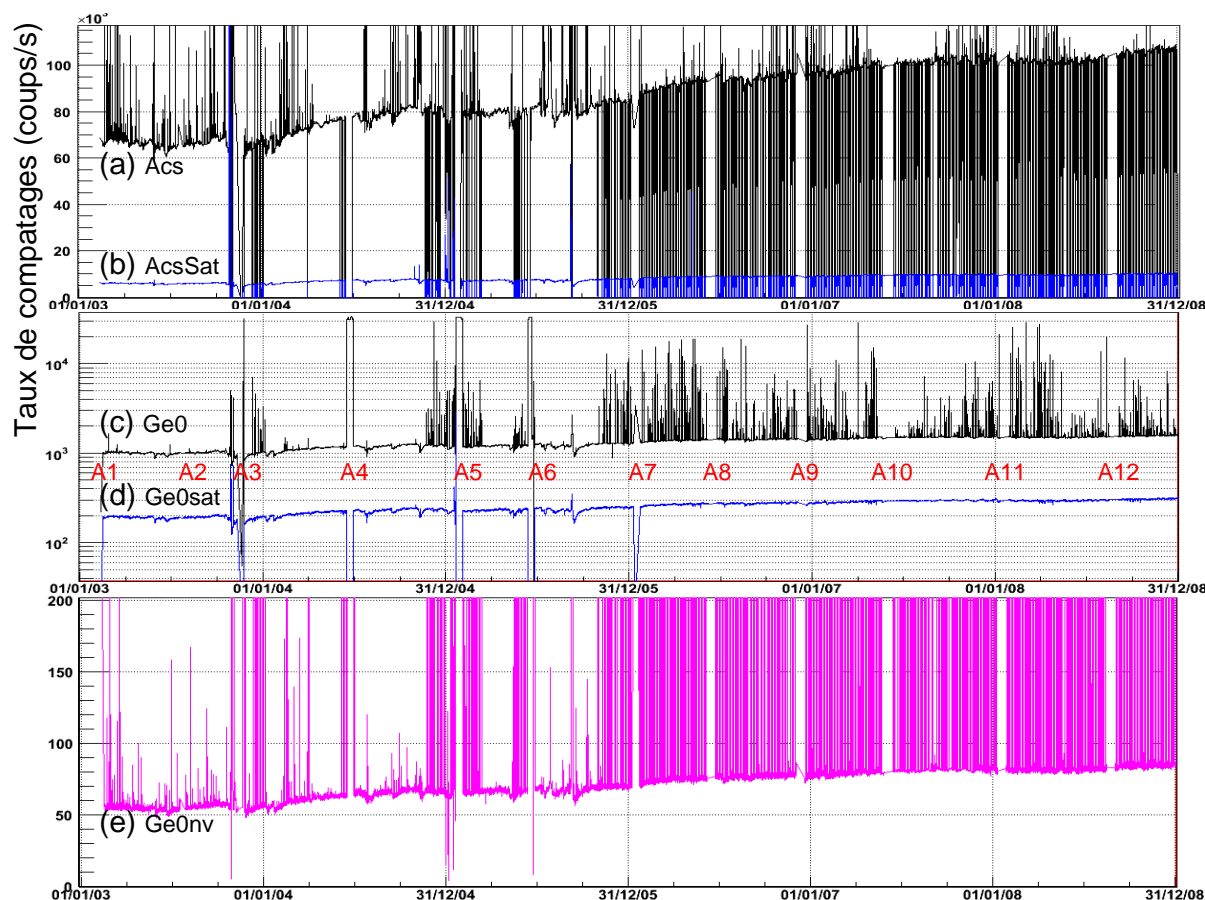


FIGURE 2.11 – Evolution de différents taux de comptages en fonction du temps, enregistrés à bord de SPI de 2003 à 2008 (obtenues avec notre logiciel ASPI, qui sera présenté en section 5.3). En (a) le taux de comptage du signal veto de l'ACS (dépôt d'énergie entre ~ 75 keV et ~ 10 MeV), et en (b) celui des événements saturant l'ACS (dépôt supérieur à ~ 10 MeV). On observe une tendance croissante générale du bruit de fond en cours de mission ; celui-ci est dû à l'augmentation du flux de particules en provenance de l'extérieur du système solaire, dû à l'affaiblissement du vent solaire, causé par la diminution de l'activité solaire (le minimum du cycle solaire a été atteint en 2008 et l'activité solaire n'a toujours pas repris depuis). De plus le bruit de fond augmente fortement lors des passages par les ceintures de radiation terrestres à chaque orbite (tous les 3 jours) et lors des périodes d'éruptions solaires ; en général les données de ces périodes sont exclues des études. A partir de mi-2005, afin de préserver les photomultiplicateurs de l'ACS, ceux-ci sont éteints en approche des ceintures de radiation (taux de comptage tombant à 0). En (c) taux de comptage d'un détecteur au germanium et en (e) avec la fonction veto de l'ACS appliquée (anti-coïncidence active). En (d) taux de comptage des événements saturant le détecteur germanium (dépôt > 8 MeV). Ces différents taux de comptages sont employés comme traceurs du bruit de fond sous-jacent aux mesures.

2.3. LE SPECTROMÈTRE SPI

les détecteurs germanium, présentant un profil caractéristique, différent du profil multisites généré par les photons. De grands espoirs étaient donc fondés sur la PSD pour rejeter une fraction du bruit de fond en analysant le profil des événements. Les performances effectives de ce dispositif se sont révélées décevantes ; cette fonction n'est pas utilisée dans le traitement des données.

La Fig. 2.11 montre pour l'évolution des taux de comptages des détecteurs de SPI (Germanium et ACS) durant les 6 premières années de mission.

Mes publications principales relatives à ce chapitre

- 2003** *SPI : The spectrometer aboard INTEGRAL*, A&A, 411, L63 (2003) , Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schönfelder, V., Mandrou, P., Lichti, G. G., von Kienlin, A., Cordier, B., Schanne, S., Knödlseher, J., Skinner, G., Jean, P., Sanchez, F., Caraveo, P., Teegarden, B., von Ballmoos, P., Bouchet, L., Paul, P., Matteson, J., Boggs, S., Wunderer, C., Leleux, P., Weidenspointner, G., Durouchoux, P., Diehl, R., Strong, A., Cassé, M., Clair, M. A., & André, Y. [72]
- 2006** *Observing with a space-borne gamma-ray telescope : selected results from INTEGRAL*, Journal of Physics CS, 41, 46 (2006) , Schanne, S., for the INTEGRAL collaboration [30]

Chapitre 3

L'électronique numérique frontale DFEE de SPI

Ce chapitre présente dans un premier temps le système d'acquisition des données de SPI, avant de détailler le système d'électronique numérique frontale (DFEE), et de décrire en particulier l'aventure de son ASIC numérique, que Michel Mur et moi-même avons réalisé au SEI du CEA Saclay, avec l'apport initial d'Eric Lafond, et sous la responsabilité scientifique de Bertrand Cordier.

3.1 Acquisition des données de SPI

Cheminement des données Les données générées par les détecteurs de SPI sont traitées par un ensemble de systèmes électroniques embarqués à bord de l'instrument avant d'être transmises au sol par télémétrie via une antenne bord en contact permanent avec le sol. Les données sont reçues par l'une des trois grandes stations d'écoute de satellites mises à la disposition d'*INTEGRAL*. De là elles sont redistribuées au MOC (centre d'opération de la mission) situé à l'ESOC à Darmstadt en Allemagne, où est mise en œuvre une surveillance temps-réel du bon fonctionnement du satellite. Les données sont ensuite transmises à l'ISDC (centre des données scientifiques d'*INTEGRAL*), situé en Suisse à Versoix près de Genève, où elles sont pré-traitées et mises à la disposition de la communauté des observateurs, en incluant la gestion des droits d'accès en fonction du type d'observations (temps garanti ou temps ouvert) et type de données (données scientifiques ou données technologiques). C'est également l'ISDC qui propose aux observateurs les logiciels d'analyse des données, en particulier des logiciels d'analyse scientifique et les bases de données associées. Ces logiciels sont assemblés à l'ISDC en s'appuyant sur la fourniture de parties logicielles développées par les membres des groupes instrumentaux, les mieux à même de connaître leur instrument.

Dans cette section nous allons présenter les traitements embarqués dans SPI avant de présenter le système d'électronique numérique frontale (DFEE) que nous avons réalisé.

Flot de données de SPI Le flot des données issues des détecteurs de SPI est présenté sur la Fig. 3.1. Les données des détecteurs au germanium sont acquises par les systèmes d'électronique analogique frontaux (AFEE), analysées par le discriminateur de formes

3.1. ACQUISITION DES DONNÉES DE SPI

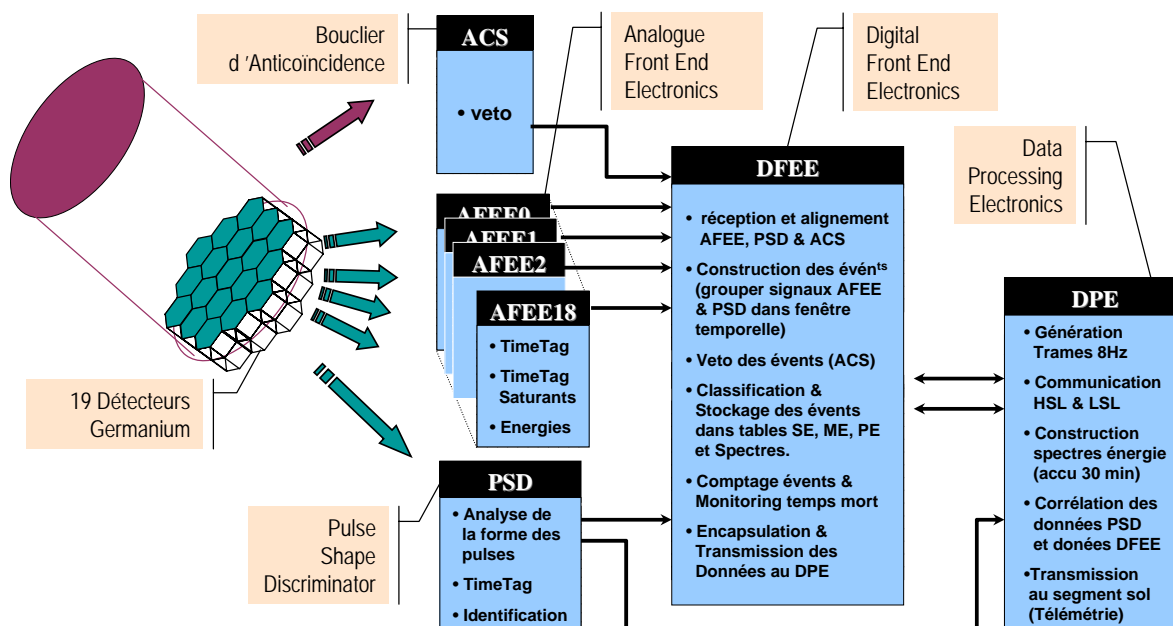


FIGURE 3.1 – Schéma du système d'acquisition des données à bord de SPI.

d'impulsions (*Pulse Shape Discriminator*, PSD, discrimination de la forme des impulsions) et celles de l'ACS sont acquises par ses systèmes d'électronique frontaux associés (FEE). Toutes ces données sont assemblées en événements par le système d'électronique numérique frontal (DFEE), puis transmises à l'ordinateur de bord (Digital Processing Equipment, DPE) pour envoi au sol.

Chacun des 19 détecteurs au germanium de SPI génère de façon indépendante des informations en fonction de l'activité qu'il enregistre et opère de la façon suivante :

- Lorsque de l'énergie est déposée par exemple par l'impact d'un photon dans un détecteur au germanium, qui forme une diode polarisée en inverse sous 4 kV, il y a création de porteurs de charges (électrons-trous), qui se déplacent dans le champ électrique interne de cette diode, en induisant un courant sur son anode. Ce courant est amplifié et mis en forme par le système électronique analogique frontal (AFEE).
- Lorsque l'AFEE enregistre un dépassement de seuil bas, il génère un signal, appelé *Time Tag*, synchrone de l'impact enregistré, qui reste actif pendant $40 \mu\text{s}$ ce qui introduit ce même temps mort dans la voie de détection, et qui est émis vers le système électronique numérique frontal (DFEE). L'AFEE intègre ensuite le signal analogique et lui associe une valeur numérique, qui est une fonction (affine) de l'énergie déposée, et l'envoie intégralement au DFEE sous format numérique avant la fin des $40 \mu\text{s}$ de durée du signal *Time Tag*.
- Dans le cas où l'AFEE avait enregistré le dépassement d'un seuil réglé à une valeur très élevée correspondant à plus de 8 MeV de dépôt d'énergie, il envoie un autre signal synchrone, appelé *Time Tag Saturant* qui introduit un temps mort de $100 \mu\text{s}$ et n'envoie pas de valeur d'énergie. La plupart du temps ce cas correspond à un événement de bruit de fond, en général le passage d'un rayon cosmique. Il est cependant intéressant de compter ce nombre de saturants, pour tracer la variabilité du bruit de fond.

En parallèle avec le traitement de numérisation de l'AFEE, la PSD (*Pulse Shape Discriminator*) analyse les signaux issus de l'étage analogique des AFEE. Dotée de son propre

3.2. LE DFEE DE SPI

niveau de déclenchement, pour chaque événement considéré, elle décide si elle le traite.

- Si oui, elle en informe le DFEE en émettant un signal synchrone avec l'événement appelé *Time Tag PSD* et elle assigne à l'événement une valeur numérique (un numéro), appelé *Identifieur PSD*, qu'elle envoie au DFEE de la même manière que l'AFEE lui envoie l'énergie. Ensuite la PSD numérise le signal analogique à l'aide d'un Flash-ADC, effectue l'analyse de la forme de l'impulsion à l'aide de DSP en utilisant des bibliothèques pré-calculées, et envoie son résultat directement à l'ordinateur de bord DPE en y adjoignant le même *Identifieur PSD* que celui déjà envoyé au DFEE, ce qui permettra de relier au sol les événements PE (construits par le DFEE) avec leur résultat du traitement PSD.
- Si non, l'événement n'a pas de *Time Tag PSD* associé, ce qui permet au DFEE de le classer.

Pour la fonction de véto, les 91 détecteurs BGO du bouclier d'anti-coïncidence ainsi que le PSAC, lus par 191 photo-multiplicateurs et autant de canaux d'électronique, sont combinés en OU logique dans l'ACS, c'est-à-dire qu'il suffit que l'un d'entre eux enregistre une activité pour qu'un signal de véto soit émis, ainsi :

- Lorsque l'ACS enregistre un dépôt d'énergie au dessus d'un certain seuil réglable (en général 175 keV), il émet vers le DFEE un signal synchrone avec l'événement, le signal de véto, d'une durée inférieure à 2 μ s.
- Lorsque l'ACS enregistre un dépôt très important d'énergie, au dessus d'un seuil appelé *ACS Saturant*, il émet vers le DFEE un signal synchrone avec l'événement, le signal de véto, d'une durée supérieure à 2 μ s.

Le DFEE est en charge de l'acquisition temps-réel, de l'assemblage, de la datation et du stockage temporaire des divers événements produits par les détecteurs de SPI. Il reçoit en temps-réel, analyse et compte les signaux logiques créés en parallèle par tous les sous-systèmes frontaux de SPI (AFEE, PSD et ACS) ; il applique notamment la fonction de véto en utilisant le signal ACS. Les événements physiques correspondants sont classés et formatés dans plusieurs blocs de données numériques, qui sont livrées à des intervalles réguliers à l'ordinateur de bord DPE.

3.2 Le DFEE de SPI

L'électronique numérique frontale de SPI ainsi que son ASIC sont décrits en détail dans deux documents de travail internes à la collaboration SPI (*The DFEE user manual* et *L'ASIC DFEEA51C*) auxquels j'ai contribué [88, 86].

Entrées/Sorties Le DFEE gère les informations suivantes qui lui sont entrées :

- Le temps d'occurrence, les mesures d'énergie, la condition de saturation des événements des détecteurs au germanium.
- Le temps d'occurrence et la condition de saturation des événements de l'ACS
- Le temps d'occurrence et l'identification du sous-ensemble d'événements des Germaniums marqués comme traités par la PSD.

Le DFEE génère les informations suivantes au DPE, pour inclusion dans les paquets de données de télémétrie à envoyer au sol :

- La liste des événements simples, non saturants, et sans véto en provenance de l'ACS, en incluant la date d'occurrence et l'énergie associée.

3.2. LE DFEE DE SPI

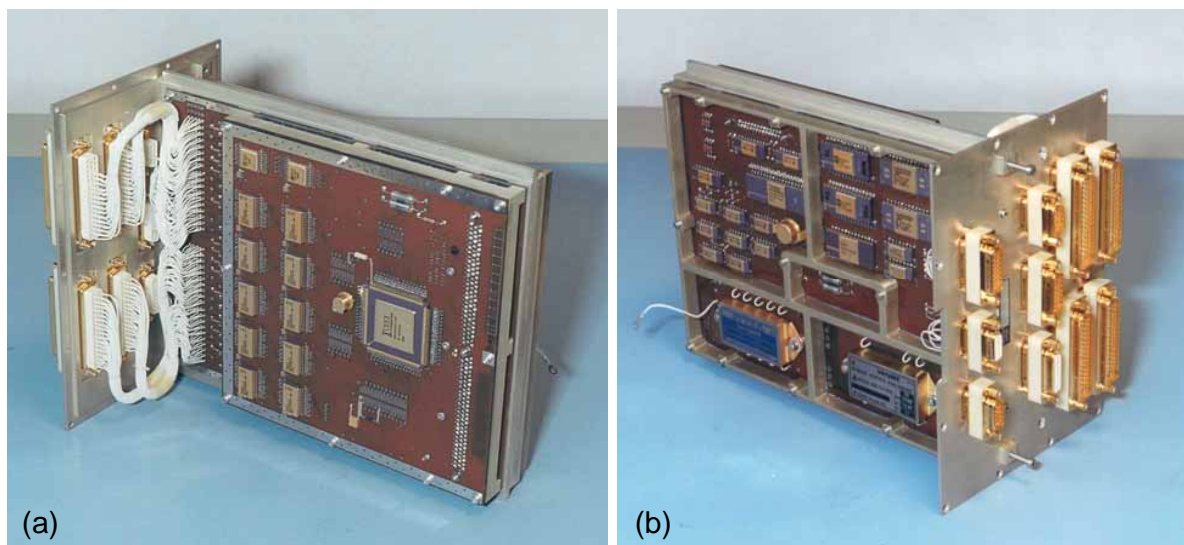


FIGURE 3.2 – Photos des cartes électroniques d'un module du DFEE de SPI. (a) vue avant, montrant les dispositifs de réception des données (les câbles blancs arrivant sur la carte interface), puis ceux de traitement dans l'ASIC (le grand circuit intégré visible), et ceux de stockage dans des mémoires RAM. (b) vue arrière, montrant la carte superviseur avec le micro-contrôleur (grand circuit dans le quadrant supérieur-gauche défini par les raidisseurs) qui gère le dialogue de sortie avec le DPE. Sont également visibles : la mémoire RAM et PROM, et les convertisseurs DC/DC (en bas) pour l'alimentation.

- La liste des événements simples traités par la PSD, sans véto.
- La liste des événements multiples, sans véto, pour lesquels plusieurs détecteurs au germanium ont observé une activité durant une fenêtre d'analyse temporelle prédéfinie.
- Des listes d'énergies, ordonnées séparément pour chaque détecteur germanium, dédiées à la construction de spectres par le DPE à bord du satellite, comprimés puis envoyés par télémesure.
- Un bloc de données comportant des statistiques, des comptages d'activité en entrée, des mesures de temps mort et des valeurs liées à l'activité du système DFEE lui-même.

Fonctions du DFEE Les fonctions principales du DFEE sont :

- la réception des signaux synchrones *Time Tag* des AFEE, de la PSD et de l'ACS, et leur alignement en temps afin de compenser les délais de propagation qui peuvent exister entre les différentes chaînes de traitement des signaux synchrones.
- le comptage des événements *Time Tag*, *Time Tag Saturant* et ACS, et le calcul du temps mort pour chaque détecteur germanium.
- la construction des différents types d'événements SE, PE et ME (voir Fig. 2.8) ; c'est-à-dire des événements pour lesquels un Germanium est touché tout seul sans *Time Tag PSD* associé (événement SE), ou avec *Time Tag PSD* associé (événement PE), ou bien encore les événements pour lesquels plusieurs détecteurs au germanium sont touchés pendant la durée d'une fenêtre d'association (événements ME). Pour construire ces événements, il faut associer à chaque *Time Tag* la valeur correspondante de l'énergie ou de l'identifiant PSD.
- la fonction de véto, c'est-à-dire le rejet de l'événement construit s'il y a eu en même

3.2. LE DFEE DE SPI

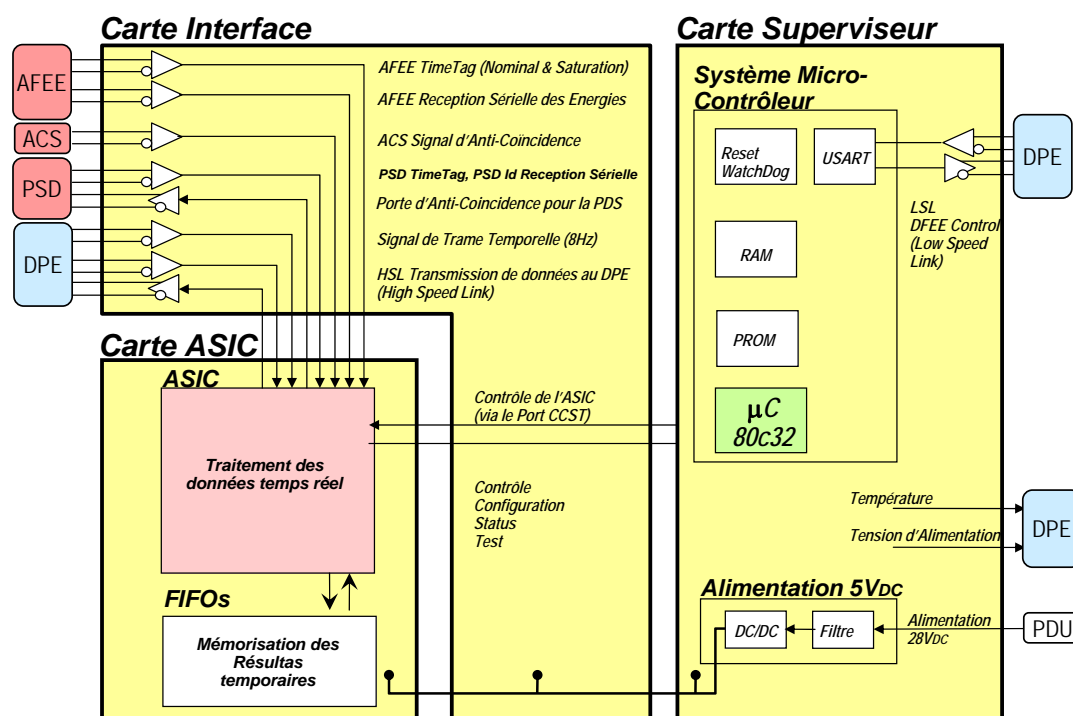


FIGURE 3.3 – Schéma décrivant les trois cartes électroniques du DFEE de SPI, la carte d'interface, la carte ASIC, et la carte superviseur.

temps la présence d'un signal véto de l'ACS. Lorsque le système ACS émet un signal de véto, une fenêtre temporelle de véto interne est ouverte, avec des caractéristiques temporelles (délai, durée) bien définies (en particulier la durée des signaux de véto saturants, supérieurs à $2 \mu\text{s}$ est étendue d'une valeur préprogrammée afin de bien couvrir la plage temporelle pendant laquelle l'ACS est en temps mort). Des événements Germanium qui ont lieu pendant que la fenêtre de véto interne est ouverte ne sont pas rangés dans les tables de mémorisation internes, mais sont rejetés.

- la construction d'un signal de véto synchrone dédié à la PDS, avec les caractéristiques temporelles requis par cette dernière pour rejeter les mêmes événements que le DFEE.
- la temporisation des événements en interne pour attendre l'arrivée des valeurs d'énergies à associer.
- la classification des événements complets de type SE, PE et ME dans des tables de mémorisation dédiées.
- la construction de listes de valeurs d'énergies pour chaque Germanium, utilisées par le DPE pour construire à bord des spectres intégrés d'un certain type d'événements ; par exemple on peut demander les spectres de tous les événements, ou bien encore ceux des événements rejetés par ailleurs (non inclus dans les tables des SE, PE et ME).
- l'encapsulation et la transmission des données au DPE, via un lien haut débit (*High Speed Link*, HSL), et la gestion du dialogue de configuration et de génération de données de surveillance (*housekeeping*, HK) avec le DPE, via un lien bas débit (*Low Speed Link*, LSL).

Datation La synchronisation globale du système est obtenue par un signal d'horloge émanant du DPE (fréquence 8 Hz). Les instants auxquels des paquets de données scien-

3.2. LE DFEE DE SPI

tifiques et de données de surveillance sont livrées au DPE sont dérivés de cette horloge. La datation fine est obtenue par le signal d'horloge local de 20 MHz, également utilisé pour synchroniser les signaux d'entrée, cadencer toutes les activités internes au DFEE, et définir tous les ajustements et mesures effectués en interne.

Les dialogues avec le DPE sont séquencés de la manière suivante :

- Le DFEE utilise le signal d'horloge du DPE de 8 Hz pour définir des intervalles successifs de 125 ms, appelés *Time Frames* (TF, trames temporelles). L'opération se déroule via un pipeline à deux étapes, cadencé par les frontières des *Time Frames*. Durant l'étape 1, les informations d'entrée sont analysées en temps réel, traitées, et mémorisées. Durant l'étape 2, les résultats mémorisés à l'étape 1 sont envoyés au DPE sur un lien de données haut débit dédié (HSL).
- Les données de statistiques et de comptages sont transmises au DPE à des intervalles de 1 s, à l'aide du lien bas débit (LSL), également utilisé pour initialiser, configurer et superviser le DFEE.

Architecture du DFEE Les opérations de traitement du signal sont effectuées par le DFEE à l'aide d'un unique ASIC numérique (ASIC = circuit intégré spécifique à l'application). Lorsqu'il est configuré et mis en mode opérationnel, ce circuit se synchronise à la référence temporelle 8 Hz, déroule son analyse cyclique cadencée en trames temporelles et crée les données de sortie dans des mémoires externes. Les valeurs de surveillance (comptage des signaux, mesures de temps mort, informations de status et d'erreur) sont stockées dans des registres dédiés internes à l'ASIC. Avec un retard d'une trame temporelle (125 ms), le circuit produit en sortie sur le lien HSL vers le DPE les données d'événements accumulés durant la trame temporelle précédente.

Un système programmable à base du micro-contrôleur 8051 supervise l'ASIC du DFEE. Ce système communique avec l'ordinateur de bord DPE via le lien LSL bidirectionnel. Le logiciel du DPE exécute la séquence standard de contrôle-commande de SPI, à laquelle s'ajoutent des instructions spécifiques au DFEE. Lorsqu'il est configuré et démarré en mode opérationnel, le logiciel du micro-contrôleur déroule cycliquement une boucle infinie, respectant un cycle de 1 s. A chaque passage de boucle, le micro-contrôleur extrait les informations des registres de l'ASIC, les analyse et prépare les paquets de données (*housekeeping*) correspondants, qui sont livrés au DPE, à sa demande, la seconde d'après.

Hardware Le modèle de vol du DFEE de SPI est formé de deux modules, un module utilisé nominalelement et un module redondant a priori éteint. En cas de défaillance du module nominal, le module redondant peut être activé depuis le sol; cette redondance froide permet une fiabilité accrue.

Chaque module du DFEE est composé de trois cartes électroniques, visibles en Fig. 3.2 et schématisées en Fig. 3.3 par leurs fonctions et liens électriques :

- Carte Interface* La carte Interface convertit les signaux logiques externes au protocole différentiel RS422 en signaux internes unipolaires, et réciproquement.
- Carte ASIC* La carte ASIC comporte l'ASIC, qui réalise toutes les tâches de traitement numérique rapide, et les circuits mémoires FIFO où sont rangés les blocs de données scientifiques en attente de transmission au DPE.

3.3. L'ASIC NUMÉRIQUE DU DFEE DE SPI

-*Carte Superviseur* La carte Superviseur reçoit le micro-contrôleur et ses périphériques. Le micro-contrôleur, qui réalise en logiciel les fonctions de contrôle-commande, est interposé entre le lien *Low Speed Link* (LSL) du DPE et le port série (CCST) de l'ASIC. Il assure l'initialisation, la configuration, l'auto-test, le contrôle-commande, et l'extraction des statistiques et des états. La carte Superviseur reçoit aussi le circuit d'alimentation et produit les sorties analogiques donnant la valeur courante de la température et de la tension d'alimentation appliquée.

Le DFEE a été réalisé au CEA Saclay entre 1995 et 2000, et son modèle de vol a été livré en juin 2000 au CNES, qui nous a félicité d'avoir été les premiers à livrer un modèle de vol d'un sous-système de SPI. Les phases de test et de validation du DFEE avant et après intégration sur SPI, puis les phases de réglage sur *INTEGRAL* au sol et en vol seront discutées, après avoir présenté le cœur du DFEE, son ASIC.

3.3 L'ASIC numérique du DFEE de SPI

Fonctions de l'ASIC L'ASIC a pour fonction centrale d'observer les événements provenant des AFEE et de discriminer ceux qui sont anti-coïncidés par l'ACS. Un tri secondaire appliqué aux événements non anti-coïncidés permet de distinguer les événements isolés (*Single Events*, SE) des événements multi-détecteurs (*Multiple Events*, ME), et, s'il y a lieu, d'adjoindre l'information PSD aux événements isolés (*PSD Events*, PE). La Fig 3.4 présente le mode de génération de ces événements.

Les tables de sortie correspondantes (SE, ME, PE) sont préparées et regroupées en paquets correspondants à des intervalles de 125 ms (*Time Frames*). Le temps relatif au début du *Time Frame* est apposé sur chacun des éléments des tables SE, ME et PE. Des tables d'énergie, destinées à remplir des spectres d'activité par canal sont produites simultanément (*Spectra* SP0...18). Elles établissent pour chaque canal une liste ordonnée en temps croissant des énergies reçues. Le mode de sélection des événements participants est choisi à la configuration parmi plusieurs variantes (énergie de tous les événements, ou de ceux rejetés par le véto). Pour chaque *Time Frame*, les données des tables SE, ME, PE et SP sont fournies au port *High Speed Link* (HSL), sur la demande du DPE. Les différents types de signaux sont systématiquement comptés. Le temps mort propre à chaque voie AFEE est mesuré en continu. Les comptages d'événements, les mesures de temps mort et les indicateurs de surveillance et d'état du système sont transmis régulièrement au micro-contrôleur par l'intermédiaire du port CCST.

L'ensemble de ces fonctions est pris en charge par un certain nombre de processus concurrentiels qui effectuent en parallèle des traitements spécifiques (schématisés en Fig. 3.5). Ces processus fonctionnent tous de manière synchrone, directement ou indirectement, avec une unique horloge locale de 20 MHz qui cadence l'ASIC. Ils sont décrits ci-dessous dans l'ordre de leur enchaînement.

3.3.1 Processus de traitement dans l'ASIC

Partie Frontale de synchronisation et d'alignement Les signaux *Time Tag* et le signal de référence temporel du *Time Frame* (8 Hz) sont d'abord synchronisés par l'horloge locale de 20 MHz. Chacun de ces signaux est ensuite filtré pour effacer des glissements

3.3. L'ASIC NUMÉRIQUE DU DFEE DE SPI

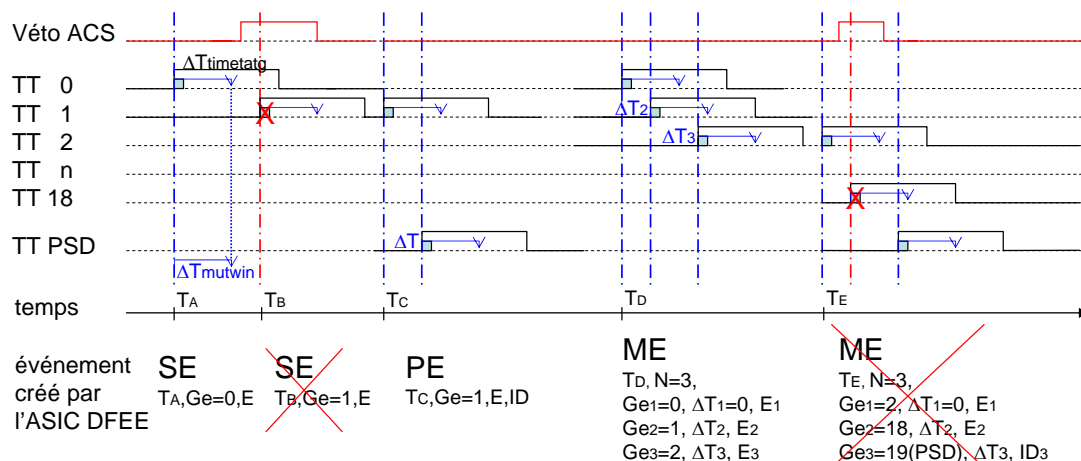


FIGURE 3.4 – Génération des événements SE, PE et ME par l'ASIC du DFEE. Événement (A) : L'activité sur le signal *Time Tag* de la voie Germanium 0 engendre l'ouverture d'une fenêtre d'association en événements multiples (durée $\Delta T_{multwin}$ inférieure au temps mort de la voie $\Delta T_{TimeTag}$), aucune autre activité n'est détectée sur une autre voie pendant cette fenêtre, un événement SE est créé (information temps T_A avec résolution de 100 μs , le numéro de la voie $Ge = 0$ et l'énergie acquise). (B) : Le signal veto de l'ACS est actif au moment où un Germanium active un *Time Tag*, l'événement (ici SE sur voie 1), est rejeté. (C) : Deux *Time Tag*, l'un sur une voie Germanium et l'autre sur la voie PSD, sont actifs durant une fenêtre d'association ($\Delta T < \Delta T_{multwin}$), un événement PE est créé (avec son temps T_C , le numéro de la voie $Ge = 1$, l'énergie et l'identifieur PSD acquis ; dans un mode spécial, prévu pour le réglage en temps, l'identifieur est remplacé par la mesure ΔT). (D) : Événement multiple (démarré sur l'activité de la voie 0, ouvrant la fenêtre d'association, suivi d'une activité sur la voie 1 durant cette fenêtre, réouverte à ce moment, suivi d'une activité sur la voie 2, la rouvrant une troisième fois, durant laquelle il n'y a pas d'activité, ce qui termine l'événement (événement triple, avec énergies, et décalages en temps ΔT_2 entre le premier et le deuxième, et ΔT_3 entre le deuxième et le troisième, résolution 50 à 100 ns). (E) : L'événement multiple, impliquant une activité PSD (voie $Ge = 19$), est ici rejeté par la présence du veto au moment de l'activation du *Time Tag* sur la voie 18. Des événements *Pure PSD* (PP), sans activité Ge associée, peuvent également être conservés (format ME avec multiplicité 1), néanmoins la configuration par défaut prévoit leur rejet.

3.3. L'ASIC NUMÉRIQUE DU DFEE DE SPI

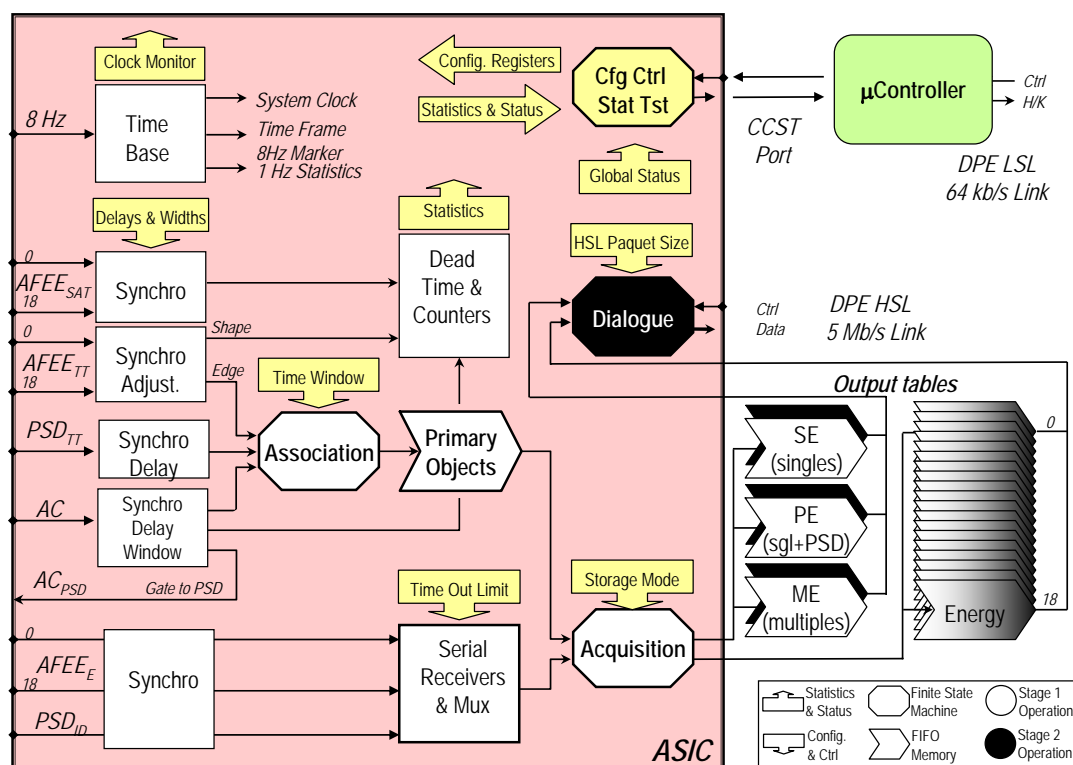


FIGURE 3.5 – Schéma fonctionnel interne de l'ASIC numérique du DFEE de SPI, comportant la **partie frontale** pour la réception et l'alignement en temps des signaux synchrones, l'**association** des différentes voies en **objets primaires**, rangés dans une FIFO interne, la partie **réception** en temps différé des énergies qui sont utilisées par l'**acquisition** pour construire les événements complets, rangés dans les **tables** externes SE, ME, PE et spectres, envoyées au DPE via le **dialogue** HSL. Le dialogue LSL avec le micro-contrôleur et l'acquisition des **comptages** sont gérés par la machine de **configuration, contrôle, status et tests** (CCST).

3.3. L'ASIC NUMÉRIQUE DU DFEE DE SPI

de synchronisation (*glitches*). Ensuite les délais différentiels entre signaux sont compensés par des lignes à retard numériques programmables, puis ces signaux sont présentés à l'entrée de la machine d'Association. Le signal de véto de l'ACS est utilisé pour produire la fenêtre d'anti-coïncidence interne utilisée pour rejeter les événements. Un signal véto court indique un véto standard de la part de l'ACS et un signal long indique une saturation de l'ACS. Dans les deux cas la longueur de la fenêtre d'anti-coïncidence interne est réglée différemment, programmée par configuration. La fenêtre d'anti-coïncidence produite est également envoyée à la PSD, pourvue de son propre délai, afin d'appliquer le même véto dans la PSD que dans le DFEE.

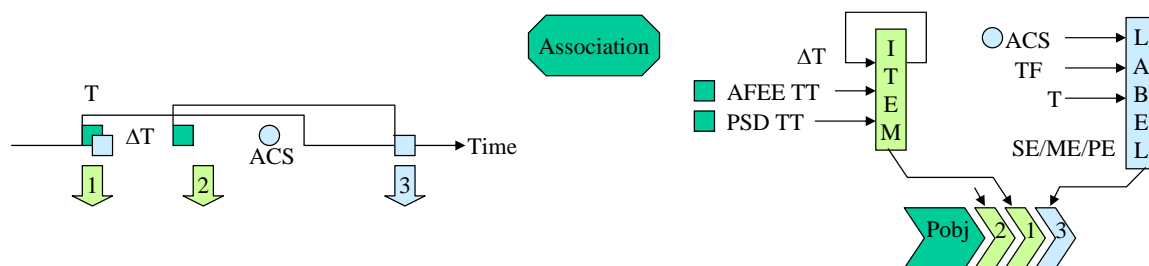


FIGURE 3.6 – Fonctionnement de la machine d'Association en Objets Primaires dans l'ASIC du DFEE. Un nouvel Objet Primaire est créé à la réception d'un premier événement sur une voie d'entrée *Time Tag* AFEE ou PSD. A ce moment un "label" est instancié qui est un accumulateur d'informations durant la construction de l'Objet et qui comporte la date T de l'événement dans le *Time Frame* et le type actuel de l'événement (SE pour le premier); un premier "item" est créé, avec le numéro de la voie AFEE ou PSD activée et le délai par rapport à l'"item" précédent (0 pour le premier); une fenêtre temporelle d'association d'une durée pré-programmée est ouverte. Si pendant cette fenêtre d'association ouverte un second événement a lieu sur une voie, alors le "label" est mis à jour (en passant au type d'événement ME ou PE); un nouvel "item" est généré et stocké derrière le premier dans la FIFO des Objets Primaires; la fenêtre temporelle d'association est relancée de nouveau à partir de ce moment. Si pendant la fenêtre d'association ouverte le signal véto de l'ACS devient actif, alors ceci est marqué dans le "label" pour utilisation ultérieure. Si pendant la fenêtre d'association ouverte la frontière du *Time Frame* est dépassée, ceci est marqué dans le "label". Lorsque durant toute une fenêtre d'association ouverte aucun événement ne se produit sur une voie d'entrée *Time Tag*, alors l'Objet Primaire est fermé et le "label" résultant est écrit à son emplacement réservé dans la FIFO devant les "items" insérés.

Machine d'Association La machine d'état d'Association observe les signaux alignés par l'étage d'entrée et les agrège dynamiquement dans la FIFO des Objets Primaires, en utilisant une fenêtre temporelle d'association de durée prédéfinie (typiquement 350 ns). Un Objet Primaire est une séquence d'un ou de plusieurs événements Germanium ou PSD ("items"), ordonnés en temps, séparés entre eux d'au plus une durée de fenêtre d'association.

La machine d'association ouvre un Objet Primaire lors de l'activité d'un AFEE ou de la PSD, et le ferme lorsqu'aucune activité n'est enregistrée durant toute une fenêtre d'association. Lors de l'ouverture, l'Objet Primaire est daté en utilisant la valeur d'un compteur

3.3. L'ASIC NUMÉRIQUE DU DFEE DE SPI

réinitialisé à chaque *Time Frame*. Pour chaque événement Germanium ou PSD, la voie active et le délai depuis le précédent événement sont stockés. Au moment de fermeture, assez d'informations ont été accumulées pour identifier le type de l'Objet (SE, PE ou ME avec son nombre de multiplicité) et de savoir si un véto ou un changement de *Time Frame* ont eu lieu depuis l'ouverture de l'Objet, et pour préparer le "label" correspondant utilisé par le consommateur en sortie de la FIFO des Objets Primaires. Des frontières de *Time Frame* isolées génèrent un type spécial d'Objet Primaire utilisé pour cadencer le système en aval puis disparaissent. Le principe de fonctionnement de l'Association est schématisé sur la Fig. 3.6).

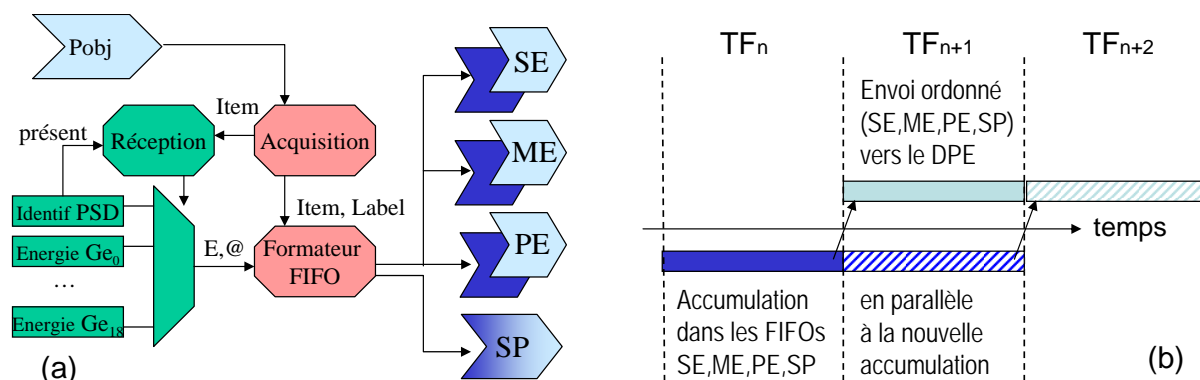


FIGURE 3.7 – (a) Fonctionnement de l'acquisition des énergies dans l'ASIC du DFEE; l'acquisition démarre par la lecture du "label" de l'Objet Primaire et son écriture dans la FIFOs de sortie correspondant à son type (SE, ME ou PE); ensuite chaque "item" de l'Objet attend la réception de sa valeur d'énergie (ou de l'identif PDS), avant d'être écrit dans la FIFO correspondante; à la réception d'une frontière *Time Frame* dans un Objet, les FIFOs de sortie basculent après avoir traité l'Objet. (b) Basculement des FIFOs de sortie; pendant que l'une des FIFOs de sortie (opérée en mode double-tampon) est remplie par l'acquisition (bleu sombre), son double (bleu clair), qui comporte les données accumulées sur la *Time Frame* précédent, est sérialisé vers le DPE.

La FIFO des Objets Primaires Les Objets Primaires produits par la machine temps-réelle d'Association sont placés dans une file d'attente ordonnée par leur temps d'arrivée (FIFO : premier entré, premier sorti). Les Objets en tête de file d'attente sont lus par l'étape de traitement suivante, l'Acquisition. La FIFO est utilisée pour temporiser et dérandomiser le traitement afin d'attendre l'arrivée des valeurs d'énergie ou d'identifieurs PSD. Le "label" est produit lors de la fermeture de l'Objet, lorsque tous ses "items" sont déjà stockés, par conséquent la FIFO des Objets Primaires nécessite deux pointeurs d'insertion et la logique associée pour préserver l'ordre – "label" d'abord – vue de la sortie, car la machine d'Acquisition en sortie de la FIFO requiert d'abord le "label" d'un Objet avant de pouvoir lire ses "items".

Machine d'Acquisition La machine d'état d'Acquisition collecte les énergies et l'identifieur PSD, crée les tables de sortie et gère les frontières de *Time Frames* en sortie. En attente d'événement, l'Acquisition scrute en permanence la sortie de la FIFO des Objets Primaires. Lors de l'apparition d'un "label", elle démarre une séquence d'actions dépendant de son type et de ses propriétés, qui se termine lorsque tous ses "items" ont été traités.

3.3. L'ASIC NUMÉRIQUE DU DFEE DE SPI

L'Acquisition attend l'arrivée de la valeur d'énergie ou de l'identifieur PSD requis pour chaque événement d'un Objet (dans la limite d'une durée de *time-out* préprogrammée auquel cas une valeur nulle d'énergie ou d'identifieur est attribuée), reformate l'Objet et l'enregistre dans la bonne table de sortie. Le fonctionnement de l'acquisition est schématisé sur la Fig. 3.7.

Basculement de Time Frame et Dialogue HSL Les Objets acceptés (SE, ME ou PE) sont stockés dans des tables, réalisées par des FIFO externes à l'ASIC, gérées en mode double-mémoire tampon. A tout moment l'un des tampons accepte des objets construits durant le *Time Frame* courant, pendant que l'autre déverse vers le DPE son contenu accumulé lors du *Time Frame* précédent (dialogue sur le lien high-speed link HSL, voir Fig. 3.8). Lorsqu'un Objet Primaire avec marque de *Time Frame* isolée apparaît, l'Acquisition bascule les mémoires tampons, de sorte à ce que celle qui vient de se remplir se déverse vers le DPE, et l'ancienne est remise à zéro pour de nouvelles accumulations. Lorsque la marque *Time Frame* n'est pas seule dans un Objet, l'objet est d'abord traité complètement, avant de procéder au basculement des mémoires tampons, afin de gérer proprement les Objets sans les couper.

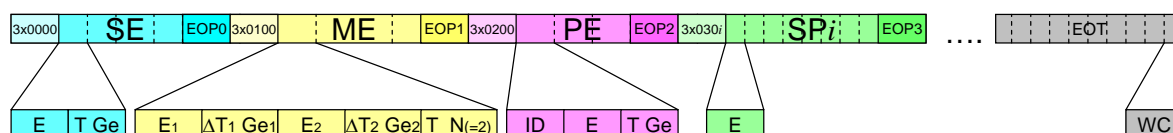


FIGURE 3.8 – Dialogue HSL d'envoi des données par l'ASIC du DFEE au DPE. Le dialogue se fait par liaison série (le DPE demande l'envoi des données du dernier *Time Frame* par un signal "enveloppe" et démarre l'extraction par une horloge à 5 MHz, à laquelle l'ASIC répond bit à bit). La séquence des données est organisée par mots de 16 bit. Elle démarre par le paquet de données SE (en-tête 0000 en hexadécimal répétée 3 fois, liste des événements SE avec leur énergie E , temps T par rapport au début du *Time Frame* en unité de $102.4 \mu s$, et le numéro de voie Ge , terminée par *end of packet 0* (EOP0) comportant le nombre d'événements, la parité et l'information si tout le paquet est complet, informations répétées aussi 3 fois pour fiabilité). Vient ensuite le paquet de données ME (en-tête 0100×3 , liste des événements ME comportant aussi les temps fins entre voies ΔT en unité de 50 à 100 ns et la multiplicité N , EOP1). Les données PE sont ensuite transmises (en-tête 0200×3 , liste des PE comportant aussi les identifiieurs PSD, EOP3). Les listes de photons accumulés pour construction de spectres (SP1 .. SP18, comportant en-tête $030i \times 3$, liste des énergies E , EOP3) sont enfin transférées dans la limite de la place disponible, avec continuation sur le transfert HSL suivant. Le dialogue se termine par EOT (*end of transfer*, le nombre de mots utiles du transfert), répété à remplir le paquet transféré, de taille fixe.

Génération de statistiques et de status L'ASIC du DFEE collectionne un certain nombre d'informations statistiques et de status, accumulées en mode double-tampon, et mis à la disposition du micro-contrôleur aux frontières de *Time Frames*, qui les traite et les transmet au DPE sur la base d'intervalles d'une seconde.

3.3. L'ASIC NUMÉRIQUE DU DFEE DE SPI

Les compteurs suivants sont fournis par l'ASIC du DFEE puis intégrés sur la base d'une seconde, ces valeurs s'avèrent d'une importance capitale pour l'analyse scientifique, notamment l'étude du bruit de fond de l'instrument et le suivi de ses variations temporelles :

- Le nombre de *Time Tags* et le nombre de *Time Tags Saturants* reçus de chacun des 19 AFEE.
- Le nombre de *Time Tags* reçus et déclarés sans véto après alignement temporel interne (de chacun des 19 AFEE)
- Le nombre de *Time Tags PSD* reçus.
- Le nombre de fenêtres de véto créées avec une durée courte (véto normal).
- Le nombre de fenêtres de véto créées avec une durée longue (véto avec ACS en saturation).
- Le nombre de fenêtres de véto distinctes créées.
- Le nombre d'événements PE reclassés en SE suite à la réception d'un identifieur PSD signalant ce cas spécial d'abandon précoce de traitement de la part de la PSD.

De plus, pour chaque détecteur au germanium, le DFEE calcule le temps mort effectif pour chaque seconde, obtenu en comptant la durée pendant laquelle le *Time Tag* OU le *Time Tag Saturant* OU la fenêtre d'anti-coïncidence ont été actives.

Les états des diverses machines d'état sont également collectés et transmis dans les données de *housekeeping*. La valeur d'un compteur actionné par l'horloge locale est échantillonnée à chaque frontière de *Time Frame*, afin de mesurer une éventuelle dérive à long terme de l'horloge locale.

Machine CCST Le bloc CCST de l'ASIC constitue le moyen de *Contrôle*, de *Configuration*, d'acquisition des *Status* et de *Test* des structures internes à l'ASIC. Il est constitué de 32 registres à décalage sériels, sous forme de longues chaînes de bits qui parcourent tous les sous-blocs de l'ASIC, et d'une machine d'état, pilotée par le micro-contrôleur via le port CCST¹ de l'ASIC. En positionnant l'adresse d'une chaîne, on accède aux valeurs acquises, en même temps qu'on écrit de nouvelles valeurs. En particulier ceci permet l'écriture et la vérification de la configuration interne de l'ASIC, la lecture des status ASIC toutes les 125 ms, la lecture des valeurs des comptages de l'ASIC toutes les secondes. Un mode test, utilisé pour l'autotest en vol, permet d'opérer l'ASIC en mode pas à pas (bypass de l'horloge système de 20 MHz) et de tester l'injection et la relecture de données dans la FIFO interne des Objets Primaires, l'incrémentatation des compteurs, l'injection de données dans la partie Frontale afin de simuler des séquences de signaux d'entrée.

3.3.2 Conceptions de l'ASIC

Technologie de l'ASIC La conception d'un ASIC numérique au SEI du CEA Saclay pour le traitement temps-réel du DFEE a été décidée en 1996 et l'ASIC est sorti des usines du fondeur en 1999. A l'époque la solution ASIC constituait la seule solution pour faire face à la fois (i) à la demande d'un circuit avec un grand nombre de portes logiques, dû aux exigences de traiter un grand nombre de fonctions complexes, et (ii) aux contraintes imposées par l'environnement spatial, et donc la demande d'une masse

1. Port CCST (analogue au JTAG) : formé de l'entrée *Din* et la sortie *Dout* de la chaîne sélectionnée, de l'entrée *MS* de sélection de mode de la machine d'état CCST, de l'entrée d'horloge pas à pas *Clk*, et de l'entrée *Reset* de la machine d'état.

3.3. L'ASIC NUMÉRIQUE DU DFEE DE SPI

et consommation réduite et l'exigence d'une excellente tenue aux radiations. En effet de fortes radiations étaient attendues sur l'orbite très excentrique qui faisait passer le satellite dans un fort flux de rayons cosmiques ionisants, en dehors du bouclier constitué par le champ magnétique terrestre, et de surcroît avec des passages fréquents dans les ceintures du champ magnétique où sont piégées des particules chargées. La dose cumulée attendue sur la durée de vie de la mission (5 ans) étant de 20 krad, les circuits électroniques devaient être qualifiés pour une tenue à un tel niveau de radiation.

Radiations	Tolérance à une dose cumulée de 50 krad (20 krad attendus sur 5 ans) Insensible aux SEL
Qualification	Insensible aux SEU jusqu'à 30 MeV (1 SEU attendu par an)
Technologie	Applications spatiales, ESA9000-C (températures -55 °C à +125°C) CMOS à pas de gravure de 600 nm, avec portes pré-diffusées 200 000 portes logiques équivalentes (existe jusqu'à 700 000 portes) taille du micro-circuit de silicium : 1 cm ²
Electrique	boîtier MQFP256, 256 connecteurs d'entrée/sortie (I/O) Fréquence d'utilisation : 20 MHz. 250 ps délai par porte Tension 5V (3.3V existe) Basse consommation (< 1μA pour I/O, <1.6 nA pour une cellule)
Design	Circuits de réduction de bruit et perturbation (CEM) Librairie cible et modèles VITAL livrés par MHS

TABLE 3.1 – Propriétés de la technologie MG1-RT de l'ASIC du DFEE

L'ASIC choisi pour le DFEE de SPI est réalisé dans une technologie qualifiée spatiale (par l'ESA), spécialement tolérante aux radiations avec une tenue à une dose intégrée jusqu'à 50 krad. Il s'agit de la technologie MHS MG1-RT, du fondeur de micro-circuits MHS, devenu Temic, puis Atmel, dont les caractéristiques sont résumées dans la Table 3.1 L'usine de fonderie est basée à Nantes, avec un support disponible à Saint Quentin en Yvelines.

La technologie MHS MG1-RT de l'ASIC repose sur des circuits pré-diffusés (mer de portes) CMOS 0.6 μm, de 140000 à 265000 portes logiques équivalentes, tolérants aux radiations. La matrice choisie – MG1 200K – conduit à un remplissage supérieur à 80% (environ 153000 portes utilisées) après routage et mise en conformité des règles de dessin. Elle est disponible dans le boîtier MQFP256 souhaité pour sa facilité de report sur circuit imprimé. Elle a permis d'intégrer la FIFO des Objets Primaires et les compteurs de statistiques. Le système résultant aboutit à un circuit unique très compact, avec tous les avantages induits au niveau système (faible puissance, encombrement, nombre de circuits et surface de cartes électroniques). La logique synchrone est complètement contenue dans le circuit (aucun circuit externe n'utilise l'horloge système), et la performance réelle est liée aux limites de fonctionnement interne du circuit, que l'on peut établir par simulation. L'examen des performances du circuit, établi par analyse statique des chemins après routage, montre que l'on peut fonctionner à la fréquence de travail 20 MHz avec une bonne marge de sécurité (jusqu'à 32 MHz).

3.3. L'ASIC NUMÉRIQUE DU DFEE DE SPI

Design de l'ASIC La base du design de l'ASIC numérique est constituée d'une description fonctionnelle dans le langage VHDL², qui permet à la fois la simulation du design pas à pas – c'est-à-dire la visualisation de l'état de chaque signal interne au design à chaque coup de l'horloge système qui cadence le déroulement de tous les processus parallèles du design – et la synthèse du design – c'est-à-dire la traduction du design par un outil automatique, appelé synthétiseur, en une description équivalente (c'est-à-dire basée sur les mêmes signaux et remplissant les mêmes fonctions), formée de cellules logiques telles que disponibles au sein de l'ASIC (en se reportant à une bibliothèque de cellules disponibles dans la technologie considérée, incluant bien sûr des portes logiques, bascules, signaux électriques, mais aussi des blocs mémoire plus complexes), qui sera ensuite utilisée à la fabrication de l'ASIC.

Pour pouvoir être synthétisé, le design VHDL repose sur l'utilisation de descriptions d'architecture comportementale de ses composants au niveau RTL (*Register Transfer Level*). Le modèle des entités de base du design sont ainsi écrits en VHDL RTL et la structure hiérarchique du circuit est construite par assemblage de ces entités.

La validation du design est obtenue par simulation de la description VHDL au niveau des sous-blocs, des blocs, et enfin du circuit complet. Pour cela l'environnement externe de l'ASIC (détecteurs frontaux, FIFOs de stockage externe, micro-contrôleur) est représenté par des modèles comportementaux en VHDL non synthétisables, mais permettant l'utilisation de fichiers d'entrée et de sortie de résultats.

Test du design de l'ASIC La Fig. 3.9 présente le banc de test en VHDL de l'ASIC du DFEE. Une session complète d'injection de données peut être jouée sur ce banc de test. A l'issue de la session, les fichiers de résultats sont exploités et peuvent être comparés au système réel qui serait stimulé dans les mêmes conditions. Ce banc de test est fondé sur un contrat de résultat : La nature exacte des objets à soumettre (type d'événement, position dans le temps) est spécifiée dans le module *Scheduler*, d'une manière déterministe, tels qu'on souhaite les voir traités par l'unité d'Association. Les fichiers de prédiction s'en déduisent. La valeur des fichiers SE, ME, et PE peut être prédite pour chaque *Time Frame* de la session. La valeur des fichiers SP ne peut pas être prédite pour chaque *Time Frame*, mais peut être contrôlée sur l'ensemble de la session. Ce banc de test peut être appliqué à la description VHDL RTL du design d'entrée, mais également par la suite aux descriptions de plus en plus proches de ce que sera le circuit final. Il est notamment utilisé pour la génération des Vecteurs de Test qui sont utilisés par le fondeur du circuit lors des tests d'acceptance finaux pour sélectionner les circuits fabriqués valides.

Test de fabrication de l'ASIC Afin de pouvoir tester l'ASIC lors de sa fabrication, des structures de tests sont prévues et insérées dans l'ASIC dès la phase de design (voir

2. VHDL (VLSI (Very Large Scale Integration) Hardware Description Language), langage particulièrement bien adapté à la description de systèmes électroniques numériques. Il s'agit d'un langage de programmation massivement parallèle, qui offre en plus des structures classiques de programmation ("if - then - else", opérations arithmétiques classiques etc), le concept de processus (bloc d'instructions exécutées séquentiellement), de parallélisme (plusieurs processus qui s'exécutent simultanément), et de communication par signaux (qui changent d'état sous conditions). Le "programme" VHDL est exécuté par un simulateur (nous utilisons Leapfrog de Cadence) qui exécute pas à pas, en respectant la causalité à l'aide d'un échancier, le changement d'état de tous les signaux. Outre de possibles entrées sorties par fichiers, la simulation offre un chronogramme qui trace en fonction du temps la valeur prise par chaque signal du design.

3.3. L'ASIC NUMÉRIQUE DU DFEE DE SPI

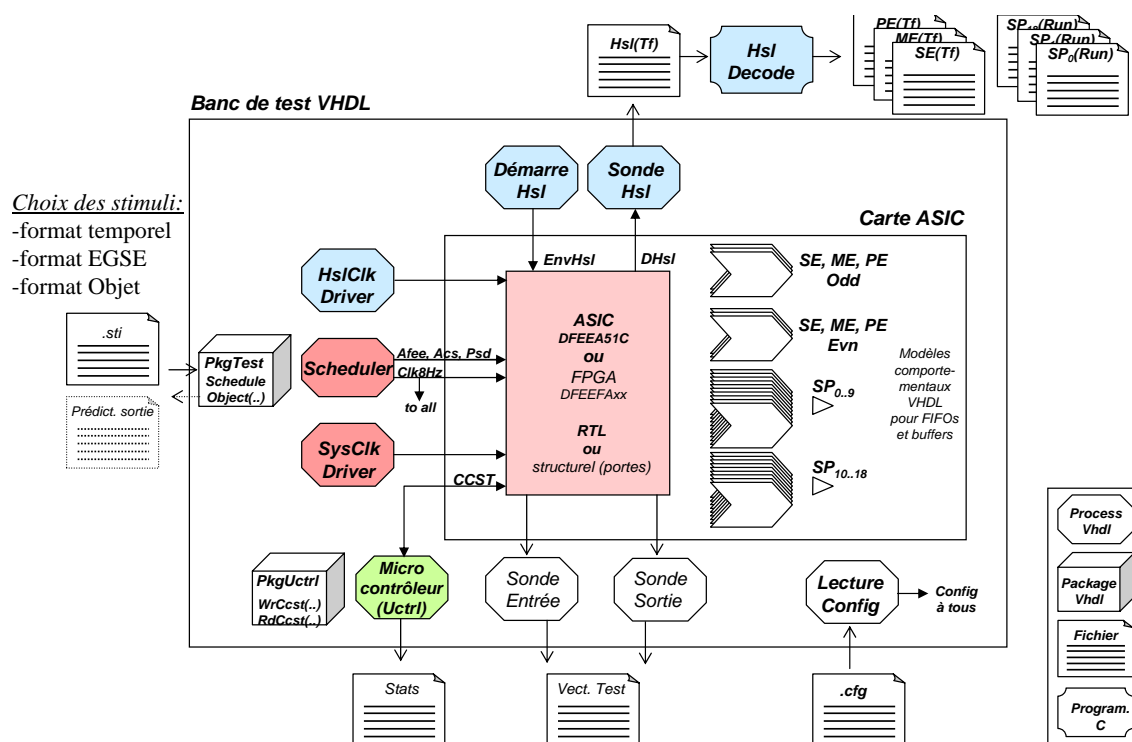


FIGURE 3.9 – Schéma du banc de test de l'ASIC du DFEE. Ce banc de test, écrit en VHDL, comporte en son sein soit la description VHDL RTL du design de l'ASIC, soit sa version synthétisée, entourée de la simulation des modules représentant l'environnement de l'ASIC, notamment des modèles comportementaux des FIFOs SE, ME, PE et Spectres, externes à l'ASIC. Le *Scheduler* permet de lire des fichiers ".sti" d'événements au même format que ceux qui sont utilisés sur l'EGSE du DFEE (format que j'ai conçu, permettant de décrire l'activation de voies à des moments précis avec leurs valeurs d'énergie, afin de construire manuellement toutes sortes d'événements SE, ME et PE). L'EGSE du DFEE est le banc de test matériel du système DFEE intégré, qui emploie le générateur de signaux d'entrée conçu aux SIG et le module de pilotage et d'acquisition du SEI (prenant en entrée les fichiers ".sti"), utilisé pour les tests du DFEE intégré. Dans ce banc de test VHDL, *HslProbe* permet d'acquérir le flot de données HSL sortant dans des fichiers ".hsl", pour lesquels j'ai écrit un décodeur (DHSL, afin de les rendre intelligibles, ce décodeur étant aussi intensément utilisé sur le banc de test EGSE du DFEE et sur le module *Spy* d'espionnage du HSL utilisé lors des campagnes de réglage de l'instrument au sol). La partie *Uctrl* (micro-contrôleur) génère les données LSL dans des fichiers ".lsl" (pour lesquels j'ai également réalisé le décodeur). Les *InputProbe* et *OutputProbe* sont branchés sur les signaux d'entrée et de sortie (les *pins*) de l'ASIC, et permettent la génération des vecteurs de test fonctionnels pour sa fabrication.). Des fichiers de tests standards (d'entrée ".sti" et de sortie ".hsl" et ".lsl" associés) ont également été créés, et utilisés lors des tests fonctionnels du DFEE en enceinte à vide et en vibration.

3.3. L'ASIC NUMÉRIQUE DU DFEE DE SPI

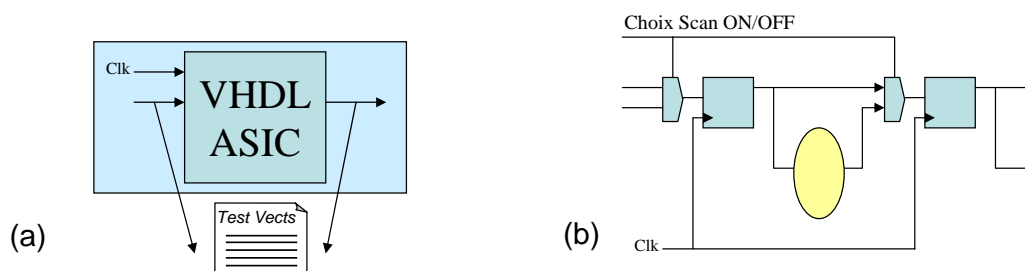


FIGURE 3.10 – Dès la conception de l'ASIC on a prévu des structures de test (a) fonctionnels et (b) par *scan* automatique.

Fig. 3.10). Pour tester le bon fonctionnement des circuits à différentes étapes de la fabrication, nous mettons à la disposition du fondeur deux mécanismes de test du circuit. Une partie de ces tests est même encore accessible en vol depuis le micro-contrôleur pour des séquences d'auto-test régulières.

Un jeu de vecteurs de test fonctionnels est généré à l'aide du banc de test fonctionnel de l'ASIC (en VHDL). Pour cela est simulée une séquence standard d'événements, aussi complète que possible, dans laquelle sont sauvegardées dans un fichier, pour chaque cycle d'horloge système, les entrées présentées à l'ASIC et les sorties attendues. Une machine de test chez le fondeur injecte ces mêmes entrées, applique le coup d'horloge, puis compare les sorties de l'ASIC fabriqué (avant mise en boîtier) avec la sortie attendue.

Le circuit doit être testé dans sa structure à plus de 95% (l'objectif étant de 100%) chez le fondeur. Pour atteindre une telle couverture, les tests fonctionnels ci-dessus ne suffisent pas. Afin d'augmenter le taux de couverture, des structures de test sont insérées dès la phase de conception pour permettre le test fonctionnel par bloc (éléments d'isolation de blocs), le test individuel en boucle des structures mémoire (bloc FIFO enfoui), et le test systématique par scrutation (*scan path*)³, grâce auquel nous avons pu garantir une couverture de test de 97% de la surface du circuit (mécanisme introduit avec l'aide de Florence Joset, prestataire de service de la société Misil).

Flot de conception de l'ASIC Le flot de conception de l'ASIC du DFEE, avant livraison du design complet au fondeur pour le démarrage de la fabrication, nécessite de multiples étapes qui sont présentées en Fig. 3.11.

Après la description en VHDL RTL du design de l'ASIC, et son test intensif par simulation avec le banc de test VHDL (en utilisant le simulateur VHDL Leapfrog de la société Cadence), la description est traitée en plusieurs étapes à l'aide de l'outil *COMPASS Design Automation* (de la société Avanti). D'abord la description VHDL RTL est synthétisée

3. Le test par *scan* repose sur le remplacement de toutes les bascules obtenues après synthèse par des bascules avec multiplexeur en entrée (voir (b) de la Fig. 3.10), afin de tester exhaustivement toute la logique combinatoire entre bascules. Pour ce test, l'entrée *scan* est positionnée sur ON, ce qui lie toutes les bascules en une longue chaîne (registre à décalage) et permet de pousser une valeur connue dans chaque bascule, qui se propage dans la logique combinatoire entre bascules. Ensuite l'entrée *scan* est positionnée sur OFF, un coup d'horloge est appliqué pour acquérir dans toutes les bascules les résultats de traitement des logiques combinatoires entre bascules. L'entrée est de nouveau positionnée sur ON, et on lit le vecteur résultat en sortie de chaîne en même temps qu'on injecte un nouveau vecteur de test en entrée.

3.3. L'ASIC NUMÉRIQUE DU DFEE DE SPI

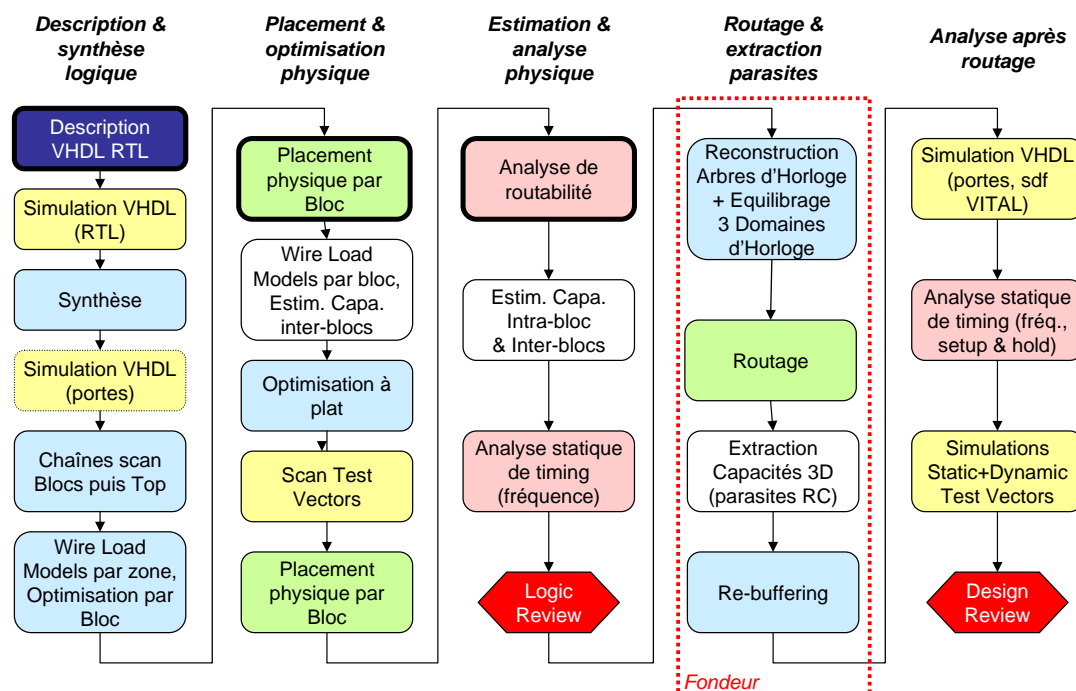


FIGURE 3.11 – Flot de conception de l'ASIC du DFEE, avant livraison du design complet au fondeur pour le démarrage de la fabrication des circuits.

vers la bibliothèque de cellules disponibles dans l'ASIC fournie par le fondeur et les structures de test *scan* sont insérées. Une première estimation de performance (notamment la fréquence d'horloge possible) est obtenue après pré-placement puis placement détaillé des cellules sur le *Floorplan*⁴ (voir Fig. 3.12). Ensuite l'analyse de *Routabilité* établit que le circuit, dont 80% des cellules logiques sont utilisées, ne présente pas de surdensité locale de cellules qui empêcherait d'implanter physiquement par la suite les liaisons électriques prévues entre cellules. Elle donne aussi une première estimation de la capacité parasite pour chacune de ces liaisons, utilisée ensuite par l'analyse statique de *Timing*, qui détermine pour toutes les paires de bascules le temps de propagation à travers la logique combinatoire entre ces bascules. Moyennant l'hypothèse que les arbres d'horloges sont parfaitement équilibrés, la fréquence maximale de fonctionnement est estimée à 45 MHz (pire cas du processus de fabrication, température +125°C, alimentation 4.5V).

Nous avons réalisé l'étape finale chez le fondeur MHS, à Saint Quentin en Yvelines, dont le logiciel propriétaire *HyperExtract* a permis la construction et l'équilibrage des trois *Arbres d'horloges* du circuit⁵, puis le *Routage* final du circuit, c'est-à-dire la définition exacte des

4. *Floorplan* : plan d'occupation du sol de l'ASIC, détaillant l'emplacement des cellules, mais pas encore le passage exact des métallisations des signaux entre cellules, qui seront déterminés au moment du *Routage*. Néanmoins à cette étape une première estimation des capacités des signaux est disponible dans les *Wire Load Models*.

5. Outre l'horloge système de 5-40 MHz (20 MHz utilisé) qui pilote au total 6164 bascules du circuit, il y a aussi le domaine de l'horloge extérieure du CCST qui implique 2429 bascules, et un petit domaine de 81 bascules lié à l'horloge extérieure de 5 MHz du dialogue HSL pilotée par le DPE. Après construction de l'arbre d'horloge système, il apparaît un délai moyen de 8.7 ns (± 0.8 ns max) entre l'entrée d'horloge et son arrivée sur les bascules, alors que l'horloge CCST présente un délai moyen de 6.4 ns (± 0.7 ns max). Nous insérons par conséquent un composant de délai (2.3 ns) en tête de l'arbre d'horloge CCST afin de synchroniser les deux domaines de bascules et éviter les "courses" entre leurs horloges. Le domaine

3.3. L'ASIC NUMÉRIQUE DU DFEE DE SPI

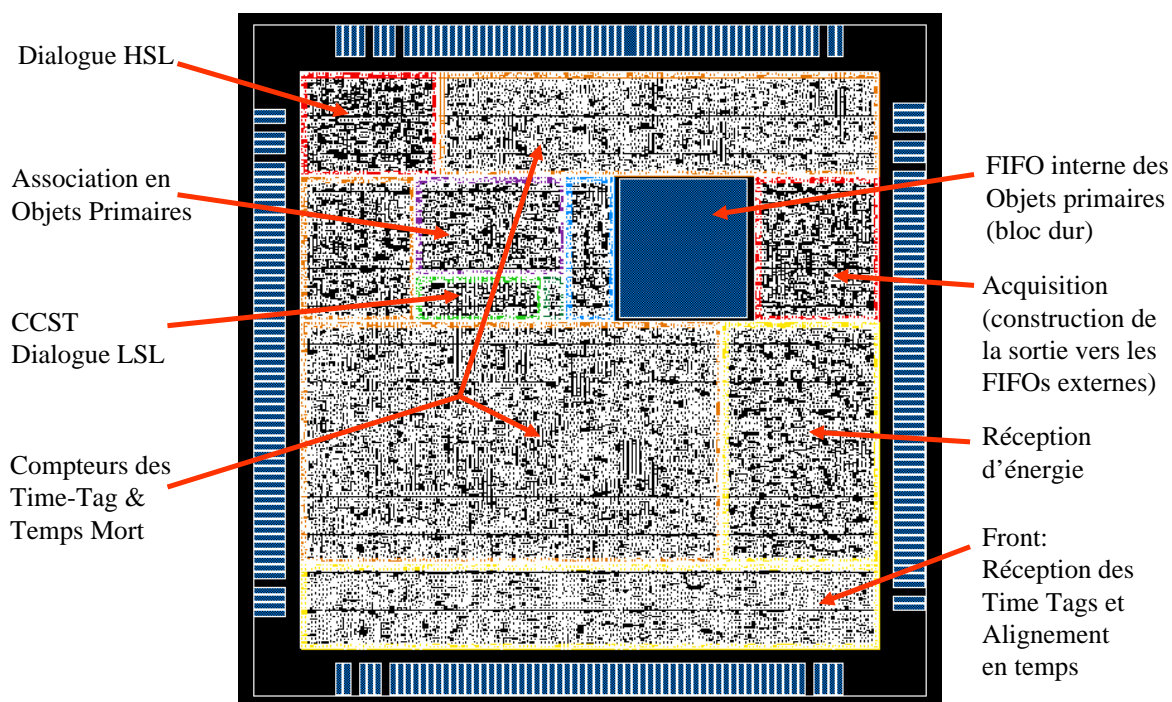


FIGURE 3.12 – Placement des cellules sur le *Floorplan* de l'ASIC du DFEE. La taille et position des zones du circuit qui contiennent les cellules logiques des différents blocs fonctionnels sont optimisées à la main.

métallisations des signaux physiques entre les cellules du circuit, qui permet le calcul 3D des capacités de ces signaux. Celles-ci sont reportées dans le modèle VHDL synthétisé (sous forme de délais de propagations physiques pour chaque signal, rétro-annotation par fichier SDF, *Standard Delay File*), ce qui permet, ensemble avec le modèle comportemental précis des cellules de la bibliothèque du fondeur (délais de propagations intra-cellules, modèle VITAL), d'obtenir une analyse de performance complète après routage, établie par le logiciel *Synopsys Design Compiler*, ainsi que l'analyse des violations des règles de timing (en particulier, des violations de temps de maintien sur les bascules) et les corrections potentielles.

Le résultat est un design complet, que nous soumettons à notre banc de test fonctionnel en VHDL, pour vérification finale du circuit avant fabrication et pour génération des vecteurs de test.

3.3.3 Validation et fabrication de l'ASIC

Validation sur banc de test EGSE La version finale du design de l'ASIC, une fois validée par simulation en VHDL, est également validée sur l'équipement de test EGSE que nous avons développé, au SEI et SED du CEA Saclay, pour conduire les tests de l'ASIC et du DFEE dans son ensemble, avant sa livraison.

A ce stade, à défaut d'ASIC avant d'en avoir démarré la fabrication, celui-ci est remplacé par un EM (modèle d'ingénierie) conçu à base de FPGA (un Flex 10k130 de la société

HSL est insensible à ce problème par l'utilisation d'une barrière de transfert sur front inverse d'horloge.

3.3. L'ASIC NUMÉRIQUE DU DFEE DE SPI

Altera⁶). Cet EM FPGA comporte toute la logique de l'ASIC, restreinte à 5 voies d'entrée (et non 19) par manque de place. Il a été particulièrement utile pour vérifier le design en fonctionnement réel avant le démarrage de la fabrication des ASICs.

Le banc d'essai EGSE permet d'appliquer des motifs de test injectés par un générateur de stimuli (conçu par le SED du CEA Saclay) couplé à un système d'acquisition à base de cartes à processeurs Sharc installées dans un ordinateur PC Windows (utilisant le logiciel *Labview* et notre code en C++).

D'autres tests sont également conduits au CNES avec l'EM du DFEE à base de FPGA, pendant les phases d'intégration de l'EM de SPI à Toulouse, notamment avec l'emploi de sources radioactives pour injecter des photons dans les EM des détecteurs au germanium.

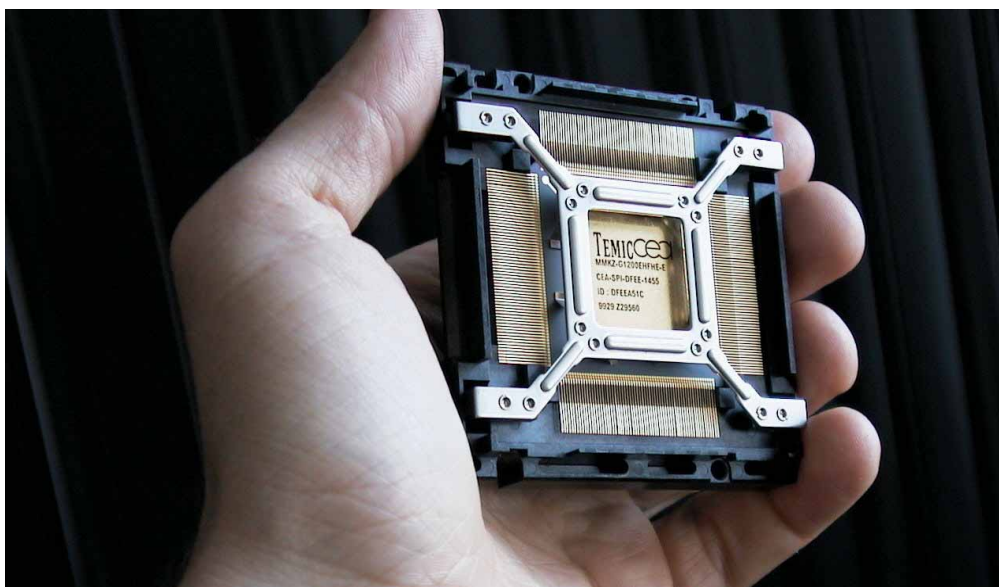


FIGURE 3.13 – Photographie d'un ASIC du DFEE, en retour de fabrication depuis la fonderie de MHS/Temic/Atmel à Nantes.

Fabrication des ASICs L'historique de la fabrication des ASICs pour le DFEE de SPI se résume ainsi :

- La *Logic review* est signée avec le fondeur MHS en mars 1999. La validation du design complet est conduite en 1999 au CEA et au CNES.
- La *Design review* est signée avec MHS en juin 1999, ce qui termine le flot de conception et démarre la production des ASIC chez le fondeur.
- En août 1999 (après 6 semaines) un lot de cinq ASIC-E est livré. Ces ASIC ont passé les tests fonctionnels et de *scan* chez le fondeur. Ces ASIC viennent remplacer le modèle FPGA sur le banc de test à Saclay, où ils sont intensément testés. Ils servent aussi à la réalisation du modèle de qualification du DFEE (QM), pour lequel des tests en température (-25°C, +25°C et +50°C) sont conduits en cuve à Saclay, puis en tests EMC, tests de vibration, et tests en cuve thermique à vide chez Intespace à Toulouse.

6. FPGA Altera Flex 10k130, 130 000 portes équivalentes, 3.3 V, 599 broches sur un *Pin Grid Array*, adapté au brochage de l'ASIC par une carte d'adaptation. Le design VHDL complet de l'ASIC, réduit à 5 voies d'entrée par manque de place, est synthétisé avec FpgaExpress de VeriBest, le placement et routage est effectué avec Max+2. Ce FPGA fonctionne à 25 MHz.

3.3. L'ASIC NUMÉRIQUE DU DFEE DE SPI

- En novembre 1999 (après 20 semaines) le lot final de vingt ASIC-F est livré (voir Fig. 3.13). Ces circuits ont passé les tests d'acceptance de lot exécuté par le fondeur selon la norme de qualification de l'ESA : certains d'entre eux ont passé des tests destructifs sur le *bonding* et les broches, certains ont passé des tests de *burn-in* de 2000 h à 125 °C suivi de tests à trois températures de fonctionnement (tests en courant, avec les vecteurs de test fonctionnels et de *scan*, et tests dynamiques). Parmi ces vingt ASIC-F, cinq (qui n'ont pas été maltraités) sont certifiés modèles de vol selon la norme ESA 9000-C, dont deux seront montés sur le modèle de vol du DFEE (un pour le module nominal, l'autre pour le module redondant).
- En avril 2000, le modèle de vol DFEE-FM a été livré au CNES. Alors que la ligne de fabrication des ASICs avait longtemps été dans le collimateur du responsable du planning DFEE du CNES, le modèle de vol du DFEE a finalement été le premier modèle de vol d'un sous-système de SPI à avoir été livré, notamment grâce au fait que le design de l'ASIC a été le bon du premier coup, c'est-à-dire qu'aucune production d'un second lot d'ASICs n'a été nécessaire.



FIGURE 3.14 – Photo (incomplète) de l'équipe DFEE du CEA Saclay. De gauche à droite, en haut : S. Schanne, B. Cordier, T. Larqué, G. Thion, L. Dumaye, F. Louis, E. Zonca, M. Mur ; en bas : G. Tausin, R. Duc, M. Donati, M. Seyranian, V. Mauguin, F. Loubère, T. Tourrette.

Pour conclure cette aventure, je remercie l'équipe du DFEE du CEA Saclay, dont la plupart des membres sont présents sur la photo Fig. 3.14. Je tiens à signaler que le DFEE fonctionne parfaitement en vol depuis maintenant sept ans, sans encombres et en particulier sans jamais avoir eu à basculer sur le module redondant.

3.3. L'ASIC NUMÉRIQUE DU DFEE DE SPI

Mes publications principales relatives à ce chapitre

- 1998** *The digital ASIC for the Digital Front End Electronics of the SPI astrophysics gamma-ray experiment*, IEEE Transactions on Nuclear Science, 45, 1836 (1998) , Lafond, E., Mur, M., & Schanne, S. [96]
- 2002** *The digital front-end electronics for the space-borne INTEGRAL-SPI experiment : ASIC design, design for test strategies and self-test facilities*, IEEE Transactions on Nuclear Science, 49, 2492 (2002), Mur, M., Cordier, B., Donati, M., Duc, R., Fallon, J. L., Larqué, T., Louis, F., Schanne, S., & Zonca, E. [81]

Chapitre 4

Des phases d'intégration aux premières observations avec SPI

Dans le chapitre précédent j'ai détaillé ma contribution à l'un des sous-systèmes du Spectromètre d'*INTEGRAL*, à savoir son électronique numérique DFEE. Mais une fois tous les sous-systèmes de l'instrument réunis, et avant de pouvoir utiliser celui-ci pour conduire des observations scientifiques, il y a encore bien du chemin à faire, dont je voudrais tout d'abord retracer l'historique, avant de détailler les phases les plus importantes auxquelles j'ai eu la chance de participer.

En particulier je relaterai les principaux tests effectués lors de l'intégration de SPI (Schanne et al, 2002 [82], 2003 [75]), notamment en s'appuyant sur les capacités du DFEE. Ensuite, je détaillerai les phases d'étalonnage de SPI au sol, en particulier au CEA de Bruyères le Châtel (Attié et al, 2003 [71]), et la phase de mise à poste après lancement et de réglage en vol (Roques et al, 2003 [69]).

Je terminerai ce chapitre avec les observations de sources ponctuelles avec SPI que nous avons menées dans notre groupe à Saclay, à savoir l'observation de l'émission de la nébuleuse du Crabe (Sizun et al, 2004 [47]), et l'étude d'un objet compact important de la région des Voiles, le système binaire Vela X-1, pour lequel nous avons obtenu des résultats intéressants, avec en particulier la première mise en évidence de la raie cyclotron à ~ 27 keV (Schanne et al, [24]).

4.1 Bref historique

Entre 1999 et 2001 tous les sous-systèmes sont d'abord assemblés et le système SPI intégré doit passer toute une série de tests fonctionnels dans des environnements variés (tests en environnement ambiant, tests thermiques en cuve à vide, tests de susceptibilité électromagnétique, tests en vibration). Des procédures de réglage de tous les paramètres du système sont définies et validées sur les modèles d'ingénierie (EM) précédant le modèle de vol (FM), puis appliquées au réglage du système final. Ces tests, pour lesquels nous avons développé les moyens matériels et logiciels nécessaires, ont été définis et conduits sous la maîtrise d'œuvre du CNES, dans le cadre du groupe de travail SPITOG (groupe de Test et d'Opération de SPI) que nous avons créé en décembre 1999 et qui réunissait

4.1. BREF HISTORIQUE

une dizaine de personnes¹ du CNES, CESR, CEA et MPE, et dont j'étais le *Chairman*. Le SPITOG a par la suite fonctionné jusqu'à la mise à disposition du télescope SPI à la communauté d'observateurs.



FIGURE 4.1 – Photo (incomplète) du SPITOG lors de la phase d'intégration de SPI en salle blanche au CNES en 2001. Premier rang, de droite à gauche : C. Larigauderie, M. Civitani, P. Koutsikidès, M.-A. Clair, Y. André, P. Clauss, E. Llorden, S. Schanne. Second rang : P. Dubath, V. Beckmann, C. Sainte-Marie, J.-Y. Le Brisoual, B. Cordier, R. Georgii, P. Paul, F. Figuet.

La Fig. 4.1 présente une photo de l'équipe SPITOG prise lors des tests de SPI en salle blanche à Toulouse en 2001.

En avril 2001 a lieu la phase d'étalonnage scientifique du détecteur SPI au sol. Cette campagne, qui s'est déroulée au CEA à Bruyères le Châtel, sous la responsabilité scientifique de Bertrand Cordier, est particulièrement complète pour un instrument de ce type.

En mai 2001 SPI est ensuite intégré sur le satellite *INTEGRAL* chez Alenia à Turin, Italie, puis le satellite est conduit au centre ESTEC de l'ESA à Noordwijk, Pays Bas, où a lieu en janvier/février 2002 la phase d'étalonnage scientifique d'*INTEGRAL* dans son

1. M. Clair (CNES, chef de projet SPI), Y. André (CNES, ingénieur système SPI, responsable DPE et cryogénie), P. Mandrou (CESR, coordinateur étalonnages SPI), S. Schanne (CEA, *Chairman* SPITOG), J.P. Roques, P. Paul (CESR, caméra au germanium), B. Cordier (CEA, DFEE), R. Georgii, A. von Kienlin, G. Lichti (MPE, ACS/PSAC), J. Knödlseder (CESR, PSD), P. Dubath (ISDC)

4.2. TESTS D'INTÉGRATION DE SPI

ensemble (c'est en particulier la phase d'étalonnage principale pour son télescope IBIS, et une phase de vérification pour SPI). Le test en vide thermique d'*INTEGRAL* dans la grande chambre à vide de l'ESTEC, appelée simulateur solaire, a lieu en avril 2002, suivi du test de validation final du système en juin 2002.

En août 2002 le satellite *INTEGRAL* est transporté au cosmodrome russe de Baïkonour, Kazakhstan, à bord d'un avion gros porteur Antonov. Le 2 octobre 2002 il est installé sur le quatrième étage du lanceur Proton, qui est assemblé avec le reste du lanceur le 10 octobre 2002. Cet ensemble de 57 m de long est déplacé sur rails à l'horizontale vers le pas de tir le 12 octobre 2002, puis érigé en position verticale au pas de tir le 15 octobre 2002, rempli de carburant ce qui lui confère une masse totale de 700 tonnes. Le décollage a lieu le 17 octobre 2002 à la seconde prévue depuis des mois à l'avance². Après le lancement réussi, le satellite est mis sous tension, et notamment le DFEE est activé et exécute son programme d'auto-test en absence de données d'entrée – puisque les détecteurs restent éteints pendant encore deux semaines, afin d'assurer leur bon dégazage – résultat : les données *housekeeping* du DFEE nous communiquent³ : auto-test OK!

Durant les deux mois qui suivent le lancement, d'octobre à fin décembre 2002 se déroule la phase de mise à poste, de réglage et de validation des performances de l'instrument en vol⁴, durant laquelle un certain nombre des procédures que nous avons élaborées lors des réglages au sol sont appliquées en vol afin d'obtenir un instrument parfaitement opérationnel.

Depuis, alors que la performance technique est continuellement surveillée au MOC au centre ESOC de l'ESA à Darmstadt, Allemagne, et que la performance scientifique est suivie par les opérateurs à l'ISDC à Versoix, Suisse, nous intervenons encore sporadiquement pour des phases de réglage et de vérification, notamment lors des recuits des détecteurs au germanium.

4.2 Tests d'intégration de SPI

Les campagnes de test et d'intégration du modèle de vol de SPI (voir Fig. 4.2) ont été conduites sous la maîtrise d'œuvre du CNES à Toulouse, parfaitement coordonnées par Yves André, l'ingénieur système de SPI du CNES, entre octobre 2000 et février 2001.

Auparavant nous avons mis en place la définition de ces tests dans le cadre du groupe de travail SPITOG à partir de 1999, en les validant tout d'abord sur le modèle d'ingénierie (EM) de SPI (voir Fig. 4.3).

Le but n'étant pas ici de détailler tous les tests exhaustifs effectués, je me restreindrai au test d'alignement temporel des voies de détection impliquant directement le DFEE, et au test final en enceinte à vide.

2. Il nous a été donné de visiter Baïkonour et d'assister au lancement d'*INTEGRAL* du beau milieu des steppes situées au nord de cette ville, malgré une indéniable mauvaise volonté de la part du chef de projet d'*INTEGRAL* de l'ESA qui ne nous a pas autorisé de suivre le lancement depuis le pas de tir.

3. Nous avons suivi en direct depuis la ville de Kyzyl Orda (Horde Rouge) au Kazakhstan l'arrivée de cette première télémessure du DFEE, grâce à une liaison par téléphone satellitaire Iridium avec Modeste Donati, notre représentante DFEE, présente au centre de contrôle de l'ESA à Darmstadt.

4. Appelée aussi *Payload In-Fligh Commissioning Phase*

4.2. TESTS D'INTÉGRATION DE SPI



FIGURE 4.2 – Photos du test d'intégration du modèle de vol de SPI au CNES à Toulouse en l'an 2000. (a) le modèle de vol de SPI sur son marbre en salle blanche avec B. Cordier et S. Schanne, (b) le modèle de vol du DFEE intégré sur SPI, on aperçoit branché sur le module nominal la sortie *spy* (gros câble gris) dont le rôle est d'espionner le dialogue HSL et LSL du DFEE avec le DPE de SPI, (c) station de pilotage de l'EGSE du DFEE et station d'analyse des données acquises par la sortie *spy*.

Tests d'alignement en temps de voies d'entrée du DFEE Le défi de l'intégration du DFEE sur le modèle de vol de SPI consiste à concevoir et valider les procédures et effectuer les tests permettant de régler les nombreux paramètres de configurations (que nous les concepteurs avions rendus) disponibles aux utilisateurs du DFEE (nous mêmes également dans un premier temps).

Parmi tous les paramètres de configuration de l'ASIC du DFEE (Fig. 4.4), les principaux paramètres physiques à régler sont les délais entre les nombreuses voies d'entrée (Germanium normaux et saturants, ACS et PSD), la durée et le délai de la fenêtre de véto créée en interne pour la fonction anti-coïncidence à partir du signal de l'ACS, et la durée de la fenêtre d'association en événements multiples (ME).

Un pré-alignement des voies d'entrée du DFEE en provenance des AFEE est réalisé (en octobre 2000), en l'absence des détecteurs au germanium, en utilisant un générateur d'impulsions connecté sur les entrées des AFEE et sur l'entrée de la voie *Time Tag PSD* du DFEE comme référence de temps. Dans le DFEE les délais (*DelayTT*) des voies *Time Tag AFEE* sont programmés avec un décalage successif de 150 ns entre voies. A l'aide des évé-

4.2. TESTS D'INTÉGRATION DE SPI

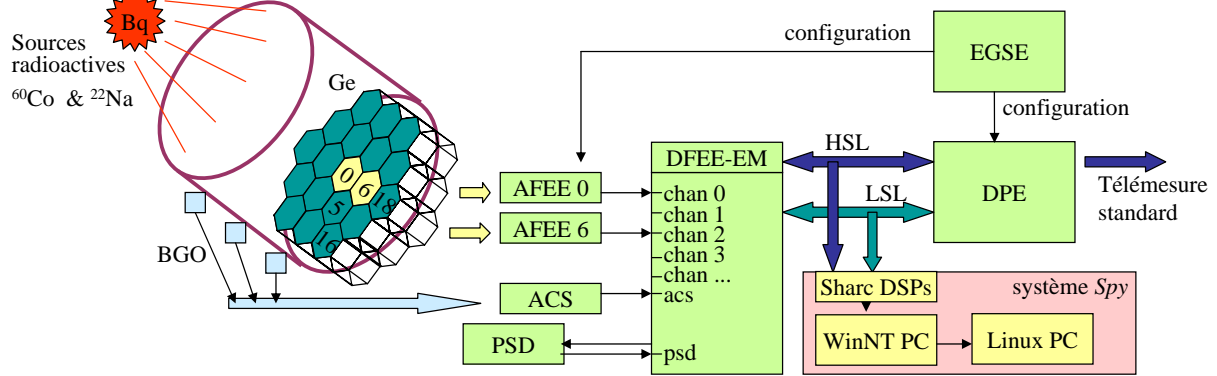


FIGURE 4.3 – Système de test de l'EM de SPI. Des sources radioactives sont utilisées pour générer des événements sur deux voies de détecteurs au germanium, ainsi que trois cristaux de BGO. Des diffusions Compton d'un détecteur vers l'autre (source de ^{60}Co) permettent d'obtenir des coïncidences temporelles précises qui permettent de régler les délais entre les canaux d'entrée. La source ^{22}Na est un émetteur β^+ , qui crée deux photons de 511 keV orientés dos à dos ; cette source, alignée entre deux détecteurs (par exemple un BGO et un Germanium), permet aussi de générer des coïncidences temporelles précises. Le système d'espionnage (*spy*) permet d'intercepter les données dès la sortie du DFEE, dans un format bien plus accessible à nos tests que la télémessure sortant du DPE.

nements multiples (ME débutant par un *Time Tag PSD* suivi de tous les *Time Tag AFEE* dans l'ordre), construits par le DFEE, les décalages vrais entre voies sont mesurés à 50 ns près (précision ΔT du DFEE). Pour le réglage des délais des *Time Tag Saturants AFEE* (*DelayTTsat*) cette même méthode est utilisée, en tirant profit de la fonction de routage interne au DFEE de ces signaux sur les voie *Time Tag* normales (*RouteSATtoAFEE*), prévue spécialement à cet effet dès la conception de l'ASIC du DFEE.

En présence de détecteurs, une méthode similaire avait été envisagée en utilisant une source radioactive avec signal d'étiquetage, fabriquée à partir d'une source de ^{22}Na , produisant deux photons γ de 511 keV, dont l'un est envoyé sur SPI, et l'autre est détecté par un petit scintillateur de NaI collé au dos de la source, couplé à un PM pour la production d'un signal de *Time Tag* simultané à l'émission de photons. Cette méthode a été abandonnée, pour cause de fluctuation trop importante constatée dans l'émission de ce *Time Tag*.

La méthode utilisée (qui a l'avantage d'être également praticable sur l'instrument en vol), consiste à tirer profit des événements Compton qui apparaissent naturellement parmi les événements ME doubles impliquant toute combinaison de deux détecteurs voisins, en présence de source radioactive (ou des rayons cosmiques en vol). Pour ce test au sol on sélectionne les ME doubles dont les composants d'énergie E_1 et E_2 se reconstruisent à l'énergie du pic photoélectrique E de la source (soit $E = E_1 + E_2$, pour le test en vol on considère simplement tous les ME). La moyenne de la distribution des délais $t_2 - t_1$ (voir Fig. 4.6b), mesurés par le DFEE à au moins 100 ns près⁵, permet de définir à une constante près les valeurs des paramètres de configuration (*DelayTT*) à appliquer sur les voies d'entrée 1 et 2 pour assurer leur alignement relatif en temps. La largeur maximale

5. Pour des raisons techniques, on obtient une précision temporelle atteignant 50 ns pour certains cas de ME, 100 ns pour les autres cas de ME.

4.2. TESTS D'INTÉGRATION DE SPI

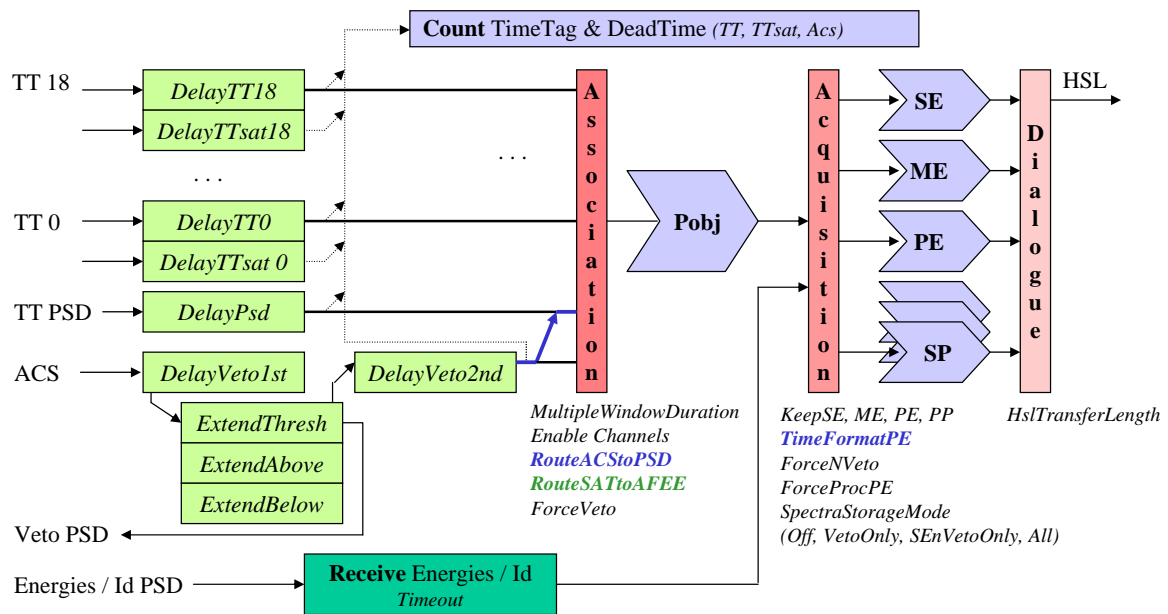


FIGURE 4.4 – Paramètres de configuration du DFEE de SPI. Dès la conception de l'ASIC du DFEE, des moyens de test ont été prévus dans l'ASIC afin de pouvoir régler les paramètres d'alignement temporels (*Delay*, retard). Ainsi en activant *RouteACStoPSD* il est possible d'aiguiller en interne de l'ASIC la voie ACS à la place de la voie *Time Tag PSD*, ce qui permet de créer un 'faux' événement PE; en activant de plus le *TimeFormatPE* l'identifieur PSD de cet événement PE est remplacé par le délai mesuré dans l'ASIC entre les deux voies; cette astuce permet d'utiliser l'ASIC pour la mesure des délais à appliquer entre la voie ACS et les Germaniums. De même *RouteSATtoAFEE* permet d'aiguiller en interne les *Time Tag Saturants* à la place des *Time Tag standards*, pour en créer des événements ME qui permettent la détermination des *DelayTTsat*.

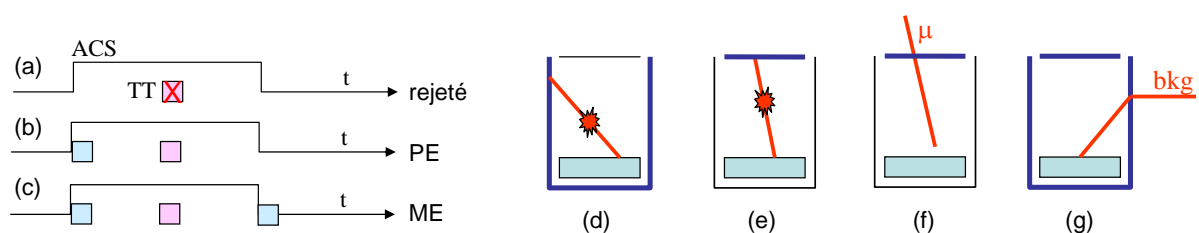


FIGURE 4.5 – Modes de test d'alignement en temps prévus dans le DFEE. (a) Fonctionnement normal : l'ACS supprime un événement (*Time Tag*) d'un Germanium qui a lieu lors d'un signal veto actif. (b) Mode de test (*RouteACStoPSD*) : le premier front du signal veto génère en interne un *Time Tag PSD*, conduisant à un événement PE, avec mesure du délai (si *TimeFormatPE* activé). (c) : mode de test avec création de *Time Tag PSD* sur les deux fronts du signal veto, conduisant à un événement ME triple (séquence TT PSD, TT AFEE, TT PSD) avec mesure des délais permettant la détermination du réglage précis de la porte de veto par rapport aux signaux des Germaniums. (d,e,f,g) : configurations de sources ^{22}Na , de muons cosmiques, ou de bruit de fond ambiant utilisées lors de ces tests.

4.2. TESTS D'INTÉGRATION DE SPI

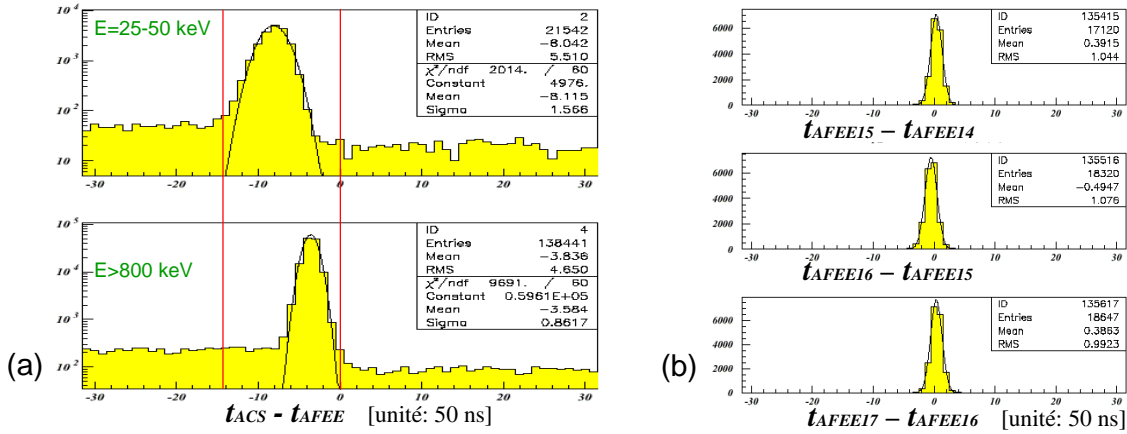


FIGURE 4.6 – Exemple de résultat des tests d’alignement en temps des entrées du DFEE.

des délais $|t_i - t_j|$ pour tout couple de détecteur (i, j) permet de définir la largeur de la fenêtre d’association des multiples (réglée pour ces tests à sa valeur maximale, soit 31×50 ns, afin d’avoir une large distribution). Son réglage optimal est déterminé par mesure à $7 \times 50 \text{ ns} = 350 \text{ ns}$.

Le réglage de la durée de la porte de veto interne (créée à partir du signal de l’ACS) et son alignement en temps par rapport aux signaux des Germaniums emploie des moyens de test spécifiquement prévus à cet effet dans l’ASIC du DFEE depuis sa conception. Ainsi le DFEE peut être configuré afin de remplacer le fonctionnement nominal du signal ACS (voir Fig. 4.5a), par un mode où le front d’activation du signal de veto génère un *Time Tag PSD* en interne à la place de la fonction de veto (Fig. 4.5b). A partir d’événements Compton entre les BGO et les Germaniums, ce mode permet la création d’événements PE, avec la mesure du délai $t_{ACS} - t_{AFEE}$ entre l’activation du veto et les événements Germanium.

Le résultat est présenté Fig. 4.6a. Les valeurs sont toutes négatives (en dehors des corrélations fortuites), et donc la porte veto s’ouvre correctement avant les événements Germanium (afin de les rejeter en mode nominal). Sa durée, ici réglée au maximum pour le test, doit être choisie pour couvrir toute la plage indiquée entre les traits verticaux sur cette figure, aussi bien les événements de basse que ceux de plus haute énergie. Cette méthode de réglage a été employée avec des sources de ^{22}Na pour régler l’alignement des signaux du BGO (d), ou du PSAC (e), et en (f) des coïncidences de cosmiques entre le PSAC et les événements saturant les Germaniums (en routant les voies saturantes sur les voies normales). Les événements Compton du bruit ambiant (g) ont permis de vérifier le réglage global (Fig. 4.6), méthode aussi appliquée en vol.

J’ai présenté officiellement les résultats des campagnes d’alignement en temps des signaux de l’instrument au *SPI delivery review board* de juin 2001, la revue formelle du CNES donnant le feu vert à la livraison de l’instrument à l’ESA.

Tests de SPI en enceinte à vide Le modèle de vol de SPI a été testé dans l’enceinte à vide SIMDIA chez Intespace à Toulouse, durant le mois de mars 2001, en utilisant un jeu de sources radioactives placées dans un montage mécanique rotatif automatique inséré

4.3. ÉTALONNAGE DE SPI AU SOL

dans l'enceinte, permettant de sélectionner à distance la source à utiliser. La Fig. 4.7a présente la très bonne résolution en énergie obtenue dans des conditions de fonctionnement représentatives en température par les détecteurs au Germnium, ainsi que leur bonne linéarité en fonction de l'énergie. En Fig. 4.7b on montre également la variation de la résolution en énergie en fonction de la température de fonctionnement des détecteurs, confirmant que le meilleur point de fonctionnement est à la température la plus basse de 90 K, voire 85 K qui sera appliquée en vol.

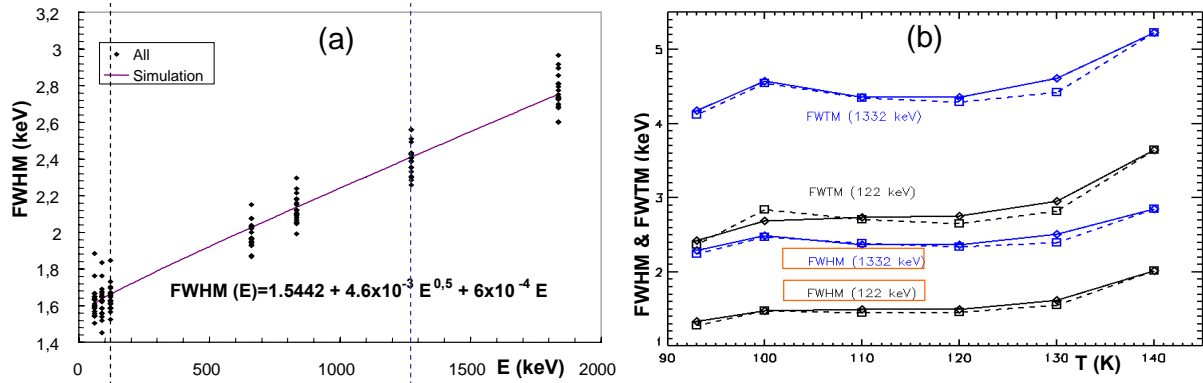


FIGURE 4.7 – Etalonnage en énergie de SPI en enceinte à vide à Toulouse. (a) Mesure des largeurs à mi-hauteur des photo-pics enregistrés par SPI pour un jeu de sources radioactives utilisées lors des tests en enceinte à vide. (b) Mesure des largeurs à mi- et tiers-hauteur pour différents réglages de température de fonctionnement des détecteurs.

4.3 Étalonage de SPI au sol

Des phases de mesures et d'étalonnages au sol très complètes ont été menées pour l'instrument SPI, plus complètes que pour les autres instruments d'*INTEGRAL*, principalement grâce au fait que la réalisation du modèle de vol de SPI n'avait pas accumulé trop de retard.

Nécessité d'étalonnage La réponse d'un télescope gamma comme SPI, c'est-à-dire la fonction qui lie le flux de photons cosmiques aux taux de comptage observés par les détecteurs, est complexe du fait des interactions variées que les photons peuvent subir dans les matériaux du détecteur. Elle doit donc être déterminée de façon précise avant de pouvoir déduire les propriétés de sources célestes à partir des données enregistrées par l'instrument. La méthode utilisée dans la collaboration SPI est la simulation numérique par Monte-Carlo, la mise au point de la simulation à partir de prises de données employant des sources d'étalonnages au sol dont les conditions d'intensité et de position sont connues (campagne d'étalonnage de SPI à Bruyères le Châtel), et la validation de l'étalonnage sur des sources célestes d'intensité supposée connue (la nébuleuse du Crabe).

Simulation Monte Carlo de SPI La simulation Monte Carlo de la réponse de SPI a été réalisée par le groupe SPI du GSFC de la NASA (Sturmer et al, 2003 [78, 70]), en se basant sur un modèle de masse détaillé de SPI et d'*INTEGRAL* (géométrie et type

4.3. ÉTALONNAGE DE SPI AU SOL

de matériaux utilisés). La simulation des interactions de particules (dont des photons) dans ces matériaux a été effectuée en employant GEANT-3, développé à l'origine pour les expériences de physique des particules au CERN. La réponse ainsi simulée permet de calculer à partir d'un spectre incident d'un élément (x, y) du ciel (nombre photons incidents du ciel $Nc(x, y, E)$ dans des canaux d'énergie E), le nombre de coups détectés $Nd(d, E_1, E_2)$ par un détecteur d de SPI dans une bande d'énergie $[E_1, E_2]$:

$$Nd(d, E_1, E_2) = \sum_E \left(\sum_{k=1..3} ARF_{d,k}(x, y, E) RMF_k(E, E_1, E_2) \right) Nc(x, y, E) \quad (4.1)$$

où l'indice $k = 1$ à 3 correspond aux trois composantes d'événements ayant subi une interaction (1) photo-électrique dans le détecteur d , (2) Compton dans le détecteur d d'abord, et (3) Compton dans les matériaux passifs d'abord avant de toucher le détecteur d . Pour chacune de ces trois composantes k , la réponse est décomposée en aire efficace totale ($ARF_{d,k}(x, y, E)$) du détecteur d pour une source mono-énergétique E placée en (x, y) du ciel⁶, et une fonction de redistribution spectrale suite aux interactions ($RMF_k(E, E_1, E_2)$) d'un photon d'énergie incidente E vers la bande $[E_1, E_2]$. Cette factorisation en ARF et RMF a été choisie afin de réduire la combinatoire de la simulation. Les observations astrophysiques conduisent à inverser cette matrice de réponse, afin de déduire les flux du ciel (en $\text{ph}/\text{cm}^2/\text{s}$) du nombre de coups détectés (coups/s) auxquels a été au préalable soustrait le bruit de fond.

4.3.1 Étalonnage de SPI à Bruyères le Châtel

Je présente ici les étalonnages de SPI conduits à Bruyères le Châtel en 2001 (Schanne et al, 2002 [82, 83], et 2003 [75]). J'ai contribué à cette campagne de mesures, autant dans sa phase de préparation, que durant les prises de données opérées sous couvert du SPITOG. En particulier j'ai été le *run manager* de la campagne, entre autre en charge du *log-book* des mesures effectuées, et de la documentation sur le site internet dédié (que j'ai maintenu tout au long de la campagne et de son analyse⁷). Ensuite j'ai participé à l'analyse, à l'aide de mon logiciel de décodage (DTM) qui a permis d'extraire de la télémesure les photons enregistrés par le DFEE de SPI pour les regrouper en spectres. L'analyse exhaustive des données a fait l'objet de la thèse que David Attié a effectué entre 2001 et 2005 au SAp [120] (et présentée à la SF2A [79]), thèse que j'ai co-encadrée, et qui a donné lieu à l'article de référence sur l'étalonnage de SPI (Attié et al, 2003 [71]).

Les mesures conduites ont permis d'étalonner la simulation Monte Carlo de SPI, développée par nos collègues du *Goddard Space Flight Center* de la NASA (Sturmer et al, 2003 [70, 78], dont je suis également co-auteur). Le rôle de cette simulation est de déterminer la réponse spectrale complète de SPI pour des sources ponctuelles : pour une source mono-énergétique positionnée dans l'espace par rapport à l'instrument, la réponse se décompose en une matrice d'amplitudes (atténuation globale en fonction de la position de la source par rapport aux détecteurs) et une matrice de redistribution spectrale des photons (qui reproduit les spectres observés par les détecteurs en tenant compte des processus d'interaction, à savoir photoélectrique, Compton, fluorescence, ou création de paires). D'autres

6. ARF (*Ancillary Response File*) et RMF (*Redistribution Matrix File*, supposé indépendant du détecteur et de la position incidente du ciel) sont des fichiers utilisables dans XSPEC, logiciel de reconstruction spectrale développé par la NASA.

7. <http://spitog.multimania.com>

4.3. ÉTALONNAGE DE SPI AU SOL

publications (en co-auteur) ont traité à cette phase d'étalonnage (Kiener et al, 2003 [73] pour les études de physique nucléaire avec l'accélérateur de Bruyères, et Wunderer et al, 2003 [74] pour l'imagerie).

Objectifs Les buts de la campagne d'étalonnage du modèle de vol de SPI, conduite au site du CEA de Bruyères le Châtel en avril 2001, sont :

1. mesurer l'efficacité des 19 détecteurs au germanium de SPI en couvrant autant que possible tout le domaine d'énergie de 20 keV à 8 MeV,
2. mesurer l'homogénéité du plan de détection (pour cela une série de mesures a été conduite avec le masque de SPI retiré),
3. mesurer les performances en imagerie (avec le masque monté en place), notamment la résolution angulaire, le pouvoir de localisation d'une source et la capacité à séparer deux sources,
4. de mesurer la transparence du système de blindage et d'anti-coïncidence ACS sous différents angles,
5. confronter ces points de mesure avec les simulations Monte-Carlo complètes de l'instrument, et affiner ces modèles, qui servent à générer la réponse angulaire et énergétique complète de l'instrument, nécessaires pour l'analyse des données en vol.

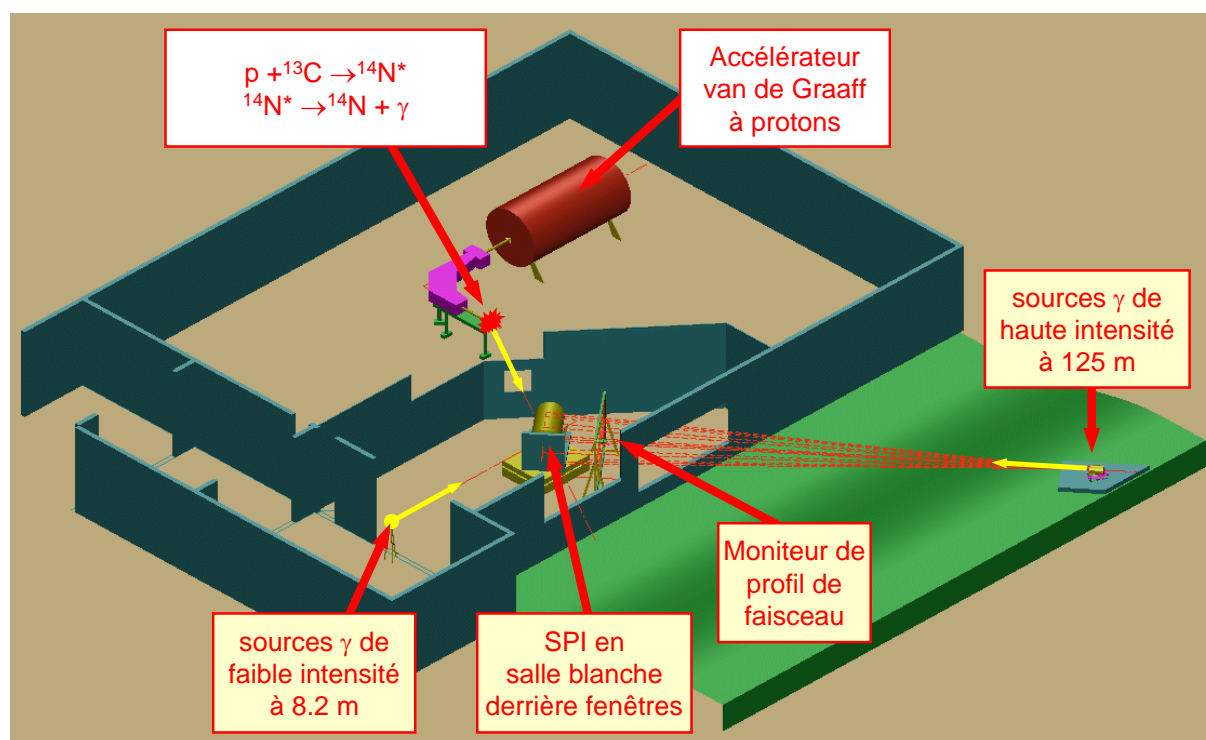


FIGURE 4.8 – Schéma de l'organisation du site d'étalonnage de SPI à Bruyères le Châtel.

Le schéma de l'organisation du site d'étalonnage de SPI est présenté Fig. 4.8.

Les mesures d'efficacité sont réalisées pour des énergies de moins de 2 MeV en utilisant une douzaine de sources radioactives placées à 8 m du détecteur, et pour les hautes énergies en

4.3. ÉTALONNAGE DE SPI AU SOL

tirant profit de l'accélérateur van de Graaff à protons pré-existant sur le site de Bruyères le Châtel, afin de produire des photons γ par interactions de protons sur des cibles.

Les mesures de performance d'imagerie sont réalisées par l'emploi de sources à haute intensité placées à l'extérieur de la salle blanche qui abrite le détecteur. Ces sources sont montées à longue distance (125 m), afin de garantir un faisceau de photons quasi-parallèle qui respecte la projectivité entre le masque et les détecteurs, simulant ainsi une source γ placée à l'infini.

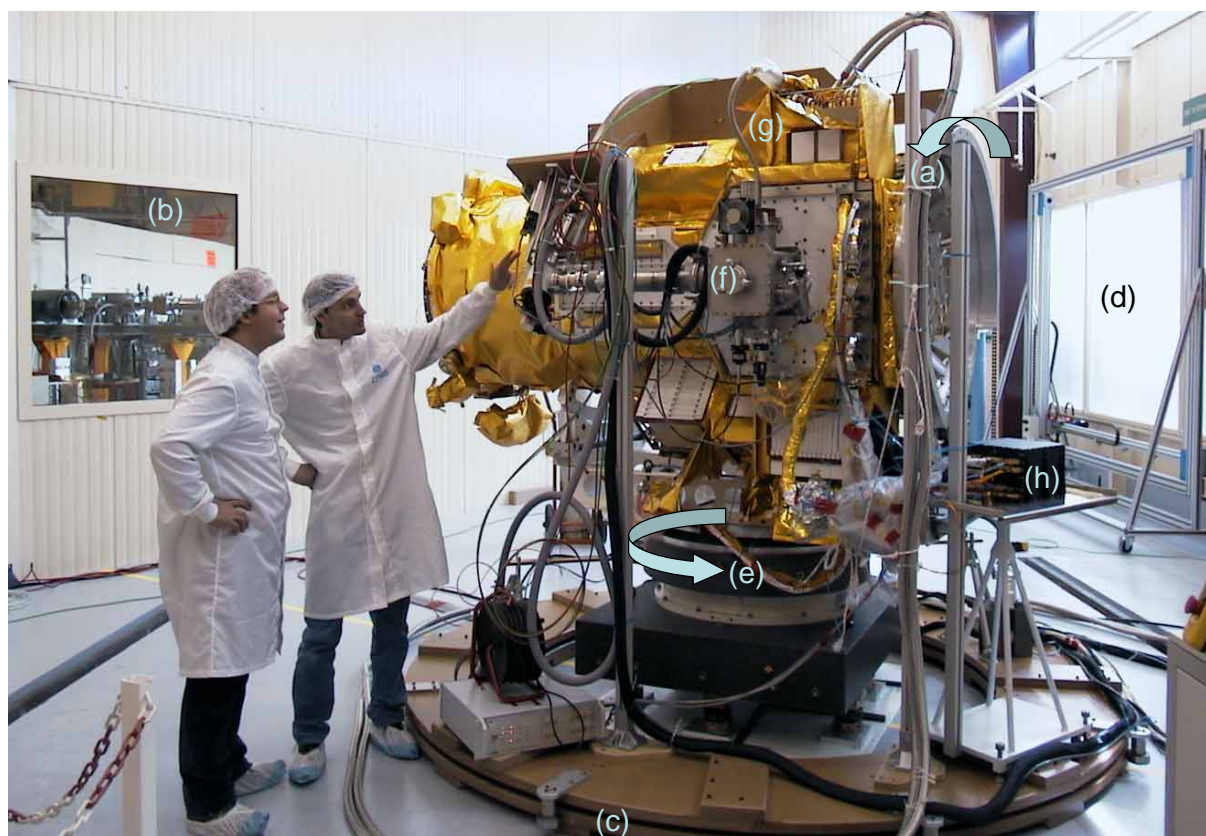


FIGURE 4.9 – Photo de SPI installé en salle blanche à Bruyères le Châtel sur son équipement de support mécanique sol (MGSE) permettant une rotation autour de deux axes du détecteur (indiqués par les flèches). Une rotation de 360° est possible autour de l'axe vertical (a) afin de positionner finement l'axe optique de SPI par rapport à (b) la source accélérateur située derrière la fenêtre de gauche, (c) la source basse intensité située à l'endroit de la prise de vue, (d) la source haute intensité située derrière la fenêtre de droite, dont l'alignement et le profil du faisceau sont vérifiés par le portique motorisé sur lequel est monté un détecteur NaI. L'axe horizontal (e) permet de positionner l'instrument en deux positions autour de son axe optique et de vérifier l'opacité du blindage pour ces positions. Le système cryogénique avec pompe à vide (f) crée les conditions qui permettent de faire fonctionner les détecteurs au germanium. Les données sont traitées par le boîtier DFEE (g), monté sur SPI, puis acquises par le DPE, posé sur le plateau (h) pour ce test.

Historique Le site de la DAM du CEA à Bruyères le Châtel a été choisi pour plusieurs raisons, dont la disponibilité de l'accélérateur van de Graaff à protons permettant de

4.3. ÉTALONNAGE DE SPI AU SOL

générer des γ de haute énergie par interactions nucléaires des protons avec des cibles fixes, la possibilité d'utiliser en toute sécurité sur ce site des sources radioactives de haute activité.

La campagne d'étalonnage a été planifiée entre 1997 et 1999 et nécessitait l'adaptation du site de l'accélérateur van de Graaff afin de pouvoir recevoir l'instrument spatial. La construction de la salle blanche et de ses annexes pouvant accueillir SPI a démarré en novembre 1999, des tests en faisceau avec l'accélérateur ont eu lieu en 1999 et 2000 afin de mettre au point les cibles pour générer les photons γ , les sources radioactives de haute intensité ont été choisies et produites en 1999 et 2000 avec le support de l'équipe de D. Chambellan du DIMRI au CEA Saclay.

La phase d'étalonnage proprement dite a démarré en mars 2001 avec l'installation de l'équipement mécanique de support sol par le CNES. Le modèle de vol de SPI est arrivé le 28 mars 2001, puis installé par les équipes du CNES sur l'équipement mécanique de support sol (voir Fig. 4.9) pour les mesures organisées par le SPITOG⁸. SPI est reparti le 5 mai 2001 pour être monté sur *INTEGRAL* à Turin.

La campagne de mesures s'est déroulée entre le 9 avril et le 29 avril 2001, soit 21 jours complets de mesures dont 108 heures d'accélérateur. Pour des raisons de sécurité les prises de données avec les sources à haute intensité ont été menées la nuit lorsque moins de personnes sont présentes sur le centre. La campagne s'est déroulée 24 h par jour, avec 3 équipes par jour, et nécessitait la venue de 50 personnes de 8 laboratoires différents⁹. 413 prises de données ont été effectuées, représentant 6 GB de données.

Mesures avec sources basse intensité à 8 m, sans masque monté Les mesures d'efficacité et d'homogénéité du plan détecteur dans le domaine d'énergies en dessous de 2 MeV sont effectuées en utilisant 11 sources radioactives (voir Table 4.1) afin de produire des raies gamma entre 60 keV (source ²⁴¹Am) et 1836 keV (source ⁸⁸Y). Pour cela, dans une séquence de prises de mesures, ces sources sont placées l'une après l'autre dans un porte-sources situé à la distance de 8.53 m du plan détecteur de SPI. Pour une partie de ces prises de mesures l'axe optique de SPI pointait (presque) sur les sources, pour une autre partie il pointait à côté sous un angle de 8°. Afin d'illuminer uniformément tous les détecteurs le masque en tungstène a été retiré.

La Fig. 4.10 présente dans le cas d'une source de ¹³⁷Cs à 8 m les comptages enregistrés par le système d'acquisition, et analysés à l'aide de mes programmes d'analyse¹⁰ : nombres de coups comptés par le DFEE (a) pour chaque détecteur (nombre de *Time Tag* non saturants), (b) pour chaque détecteur sans signal de véto produit simultanément par l'ACS (*Time Tag* sans véto), (c) intégrés sur la raie à 661 keV (en utilisant les événements SE et PE). En (a) les détecteurs internes comptent plus, car ils reçoivent les diffusions Compton supplémentaires de photons de la couronne extérieure. En (b) l'anti-coïncidence activée a pour action de supprimer les photons avec diffusion Compton vues sur la couronne extérieure et simultanément dans l'ACS. En ne considérant que le pic photo-électrique en (c) le plan de détection est bien homogène (à 3% près), à l'exception du Germanium

8. j'avais mis en place une page web contenant les principaux documents de travail à usage interne, mais aussi des pages de vulgarisation sur cette campagne sur <http://spitog.multimania.com>

9. CNES Toulouse, CEA Saclay, CEA Bruyères le Châtel, CESR Toulouse, MPE Garching, GSFC Greenbelt, Université de Louvain, CSNSM Orsay

10. Programme de sélection et de visualisation, et mon programme "DTM" pour décoder à partir de la télémesure en sortie du DPE, les paquets de données fabriquées par le DFEE.

4.3. ÉTALONNAGE DE SPI AU SOL

Source	Demi-vie (j)	Activité (MBq)	Energie (keV)	Branchement (%)
^{241}Am	158153	3.511	20.8; 26.3; 59.5;	4.7; 2.4; 35.9
^{133}Ba	3862	8.182	30.8; 35.1; 356.0; 383.8	98.6; 23.2; 62.0; 8.9
^{137}Cs	11019	6.967	661.7	85.2
^{22}Na	950.8	6.936	1274.5	99.9
^{60}Co	1925	7.170	1173.2; 1332.5	99.9
^{57}Co	271	7.821	122.0	85.7
^{85}Sr	64.7	12.807	514.0	99.3
^{54}Mn	312	7,032	834.9	99.9
^{65}Zn	244	8.108	1115.6	50.7
^{88}Y	107	7.592	898.0; 1836.1	99.9; 99.4
^{139}Ce	137.6	$4,98 \times 10^{-4}$	165.9	79.9

TABLE 4.1 – Liste des sources radioactives à basse intensité [logbook], utilisées en avril 2001 lors des étalonnages à courte distance (8 m) de SPI à Bruyères le Châtel. L'activité est en date du 01/04/2001 pour les 6 premières et du 15/04/2001 pour les 5 dernières.

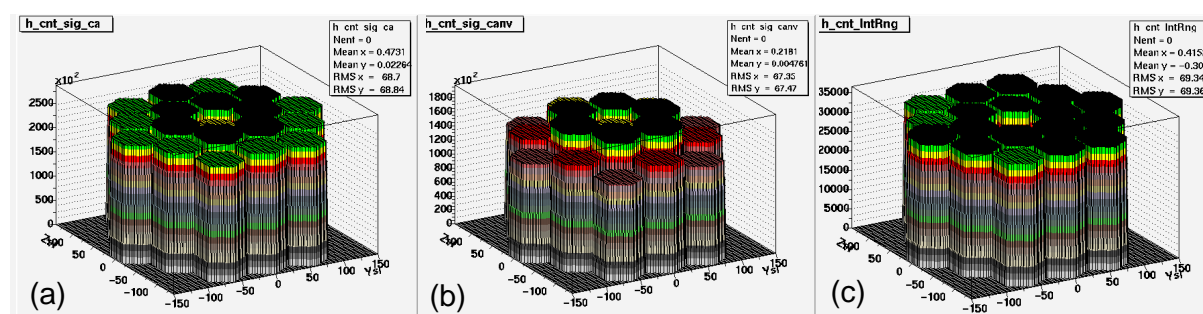


FIGURE 4.10 – Comptages enregistrés par SPI avec masque démonté, pour une source de ^{137}Cs placée à 8 m à Bruyères Le Châtel [75]. Pour chacun des 19 détecteurs : (a) comptages d'entrée du DFEE, (b) comptages après fonction véto ACS, (c) comptages dans la raie à 661 keV.

4.3. ÉTALONNAGE DE SPI AU SOL

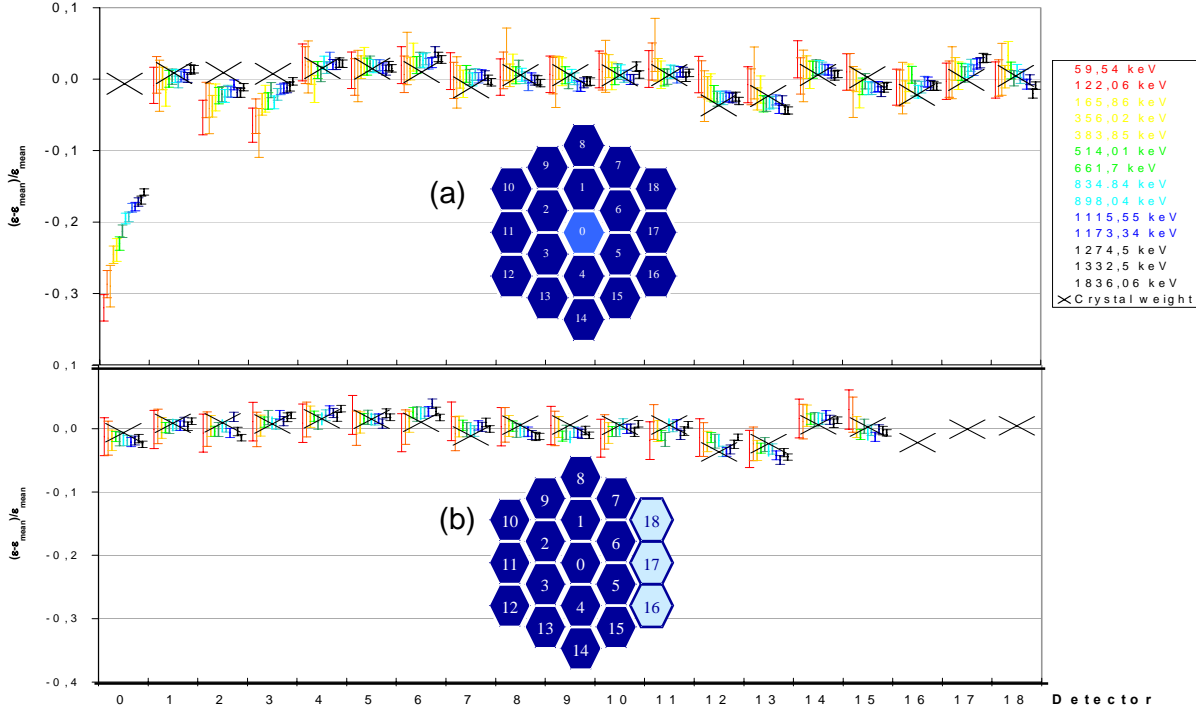


FIGURE 4.11 – Homogénéité du plan de détection de SPI (déviations par rapport à l’efficacité moyenne) pour des sources placées dans l’axe optique (a), ou avec SPI tourné de 8° hors axe (b).

central, situé derrière une rondelle mécanique d’alignement du PSAC avec le plan du détecteur, qui joue un rôle d’absorbeur (perte de 22% d’efficacité à 661 keV). L’influence de cette rondelle, pourtant répertoriée sur les plans de SPI, n’est apparue aussi clairement que lors de cette campagne d’étalonnage et a dû être rajoutée au modèle de simulation Monte-Carlo [78], à défaut de pouvoir à ce stade retirer cette rondelle du modèle de vol du PSAC.

La détermination de l’homogénéité du plan détecteur à l’aide de cette série de mesures est l’un des résultats importants de la thèse de David Attié, que j’ai co-encadrée [120, 71]. Elle est présentée sur la Fig. 4.11, où l’efficacité $\epsilon(E)$ à une énergie E donnée a été calculée en prenant en compte le nombre de coups N enregistrés sur la surface géométrique S d’un détecteur pendant la durée T corrigée du temps mort T_d , pour la raie du photo-pic à l’énergie E :

$$\epsilon(E) = \frac{N(E)}{(T - T_d) \cdot S \cdot I} \quad (4.2)$$

avec I l’intensité de la source à la position du détecteur situé à une distance D , moyennant la transmission de l’air $Tr_a(E, D) = \exp(-D \cdot \mu(E) / \rho)$, la valeur de son activité $A(t)$ au moment de la mesure, et le rapport d’embranchement $Br(E)$ de la raie considérée :

$$I = \frac{1}{4\pi D^2} A(t) \cdot Br(E) \cdot Tr_a(E, D) \quad (4.3)$$

L’inhomogénéité apparente du détecteur central 0 en (a) est due au fait que, dans cette configuration avec la source dans l’axe optique, celui-ci est obscurci par la rondelle d’ali-

4.3. ÉTALONNAGE DE SPI AU SOL

nement. Il a été vérifié a posteriori que l'alignement avec l'axe optique n'était pas exactement de 0° , ce qui explique que les détecteurs 2 et 3 montrent aussi de l'absorption à basse énergie. Sous une rotation de SPI de 8° , qui projette la rondelle centrale hors du plan détecteur, en (b), ces inhomogénéités apparentes disparaissent. Aussi, comme attendu l'inhomogénéité des détecteurs suit bien celle du poids des détecteurs [75].

Les effets de la rondelle centrale et des inhomogénéités des poids des détecteurs sont introduits comme correctifs à la simulation Monte-Carlo préparée par nos collègues du GSFC de la NASA[70].

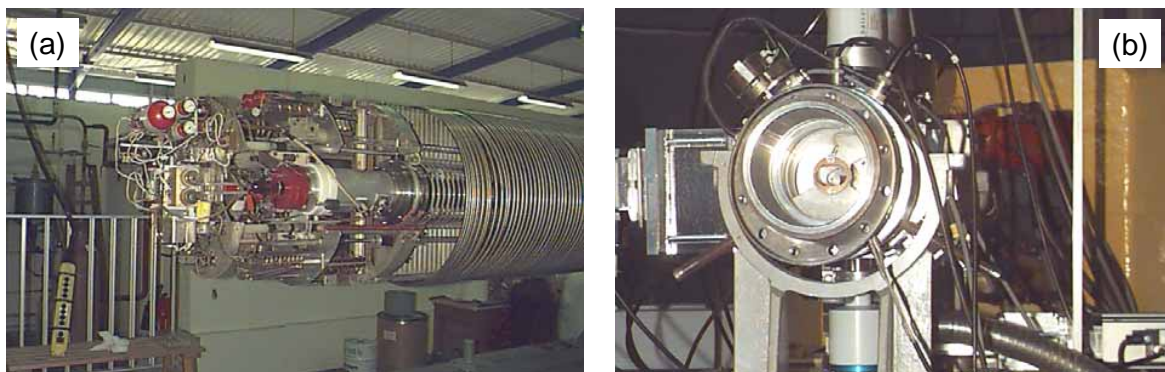


FIGURE 4.12 – (a) Accélérateur Van de Graaff de 4 MV utilisé (énergie des protons $E_p < 4$ MeV, intensité $I_p < 250 \mu\text{A}$) (b) Cible de ^{13}C utilisée pour les étalonnages de SPI en accélérateur. Le détecteur SPI est situé à 8 m sous un angle de $+45^\circ$ par rapport au faisceau incident de protons sur la cible, un détecteur au germanium de référence est situé à -45° .

Mesures en accélérateur Les mesures d'efficacité et d'homogénéité du plan détecteur dans le domaine d'énergies au dessous de 2 MeV sont effectuées en utilisant l'accélérateur van de Graaff de 4 MV à Bruyères le Châtel, afin de produire un faisceau de protons de haute intensité qui frappe sur une cible de ^{13}C refroidie à l'eau (voir Fig. 4.12). Une réaction nucléaire dans cette cible produit un état excité de ^{14}N , qui se désexcite en produisant des photons à une gamme d'énergie bien déterminée. Cette réaction présente deux résonances principales aux énergies $E_p = 550$ keV et 1742 keV avec des caractéristiques différentes, publiées [73].

Durant une première période de 36 heures, des protons d'une énergie de 1742 keV (intensité de faisceau $100 \mu\text{A}$) étaient utilisés pour produire des photons jusqu'à 9127 keV (voir Fig. 4.13), en une gamme de raies fines utilisée pour étalonner l'énergie (relation entre l'énergie en keV et le canal ADC jusqu'à 8 MeV). Durant une deuxième période de 36 heures, l'énergie des protons était réglée à 565 keV (courant $250 \mu\text{A}$), et une autre gamme de photons jusqu'à 8062 keV était générée, avec des raies plus larges, inadaptées à un étalonnage précis en énergie, mais plus intenses, utilisées pour l'étalonnage de l'efficacité SPI à haute énergie (voir Table 4.2 pour la liste des raies). Pour ces mesures, SPI était placé derrière une fenêtre en plastique, séparant la salle blanche du hall accélérateur, situé à 8 m de la cible, à un angle de 45° du faisceau de protons. Le masque de SPI était retiré et l'axe optique formait un angle de 0° avec la cible (et de 8° durant une troisième période de 36 heures).

4.3. ÉTALONNAGE DE SPI AU SOL

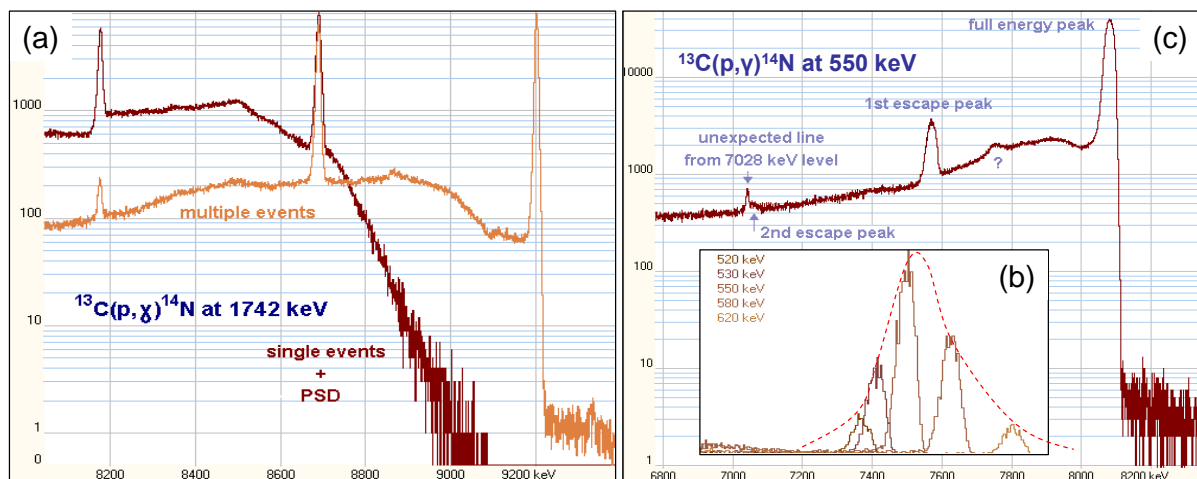


FIGURE 4.13 – Spectre de photons à haute énergie produit par la réaction nucléaire $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$. (a) La résonance à $E_p = 1742$ keV dans une cible épaisse de ^{13}C ($100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) produit un niveau excité de ^{14}N à 9172 keV, qui génère beaucoup de raies fines utilisées pour l'étalonnage de la gamme haute énergie de SPI; cependant cette réaction est très anisotrope, si bien que les intensités des raies sont difficiles à établir, et qu'elle n'est pas utilisable pour l'étalonnage de l'efficacité de SPI à haute énergie. La raie de plus haute énergie se situe à $E_\gamma = 9198$ keV, elle provient de photons de 9169 keV décalés vers le bleu par effet Doppler dû au mouvement de recul du noyau ^{14}N en direction du détecteur lorsque ces photons sont émis. Elle est de trop haute énergie pour être vue en SE, mais visible en ME (par sommation des énergies). Le pic de premier échappement – dû au photon qui crée une paire e^+e^- suivi de l'annihilation du positron en deux photons de 511 keV dont l'un s'échappe du détecteur Ge mais non rejeté par l'ACS qui est désactivé à cet effet – se situe à 8687 keV dans la gamme de certains des 19 détecteurs Ge. Le pic de second échappement à 8176 keV est situé dans la gamme de tous les détecteurs, et utilisé pour l'étalonnage en énergie des SE. (b) La résonance à $E_p = 550$ keV sur une cible mince de ^{13}C ($40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) a été balayée en variant l'énergie des protons de l'accélérateur de 520 à 620 keV; il s'agit d'une résonance très large (largeur $\Gamma \sim 23$ keV); le réglage optimal est situé à 565 keV pour compenser la perte d'énergie des protons dans la cible avant interaction. (c) Sur la cible épaisse de ^{13}C (pour augmenter la probabilité d'interaction) on obtient des raies γ intenses, de rapports de branchement connus. Comme cette résonance est pratiquement isotrope, elle est utilisée pour l'étalonnage en efficacité des détecteurs. La raie de plus haute énergie est située à 8063 keV. Comme la résonance elle-même, ces raies sont très larges, et donc non utilisées pour l'étalonnage en énergie.

4.3. ÉTALONNAGE DE SPI AU SOL

Energie	I_0	I_R
1637.9	100	100
2316	139 ± 4.3	149 ± 4.6
3383.8	23.7 ± 0.8	27.0 ± 0.9
4123	102 ± 3.2	119 ± 3.7
4922.8	16.3 ± 0.6	19.1 ± 0.7
5700.1	12.8 ± 0.5	15.1 ± 0.6
8076	627 ± 20	752 ± 24

TABLE 4.2 – Liste des raies les plus importantes de la résonance à $E_p = 550$ keV pour la réaction nucléaire $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ utilisée pour l'étalonnage de l'efficacité à haute énergie [73]. I_0 est l'intensité relative émise par la cible de ^{13}C épaisse (de $100\mu\text{g}/\text{cm}^2$) sous un angle de 45° . I_R est l'intensité relative à la position de SPI après prise en compte des absorptions (eau de refroidissement de la cible, 8 m d'air, fenêtre), normalisées à la raie à 1637.9 keV [71]

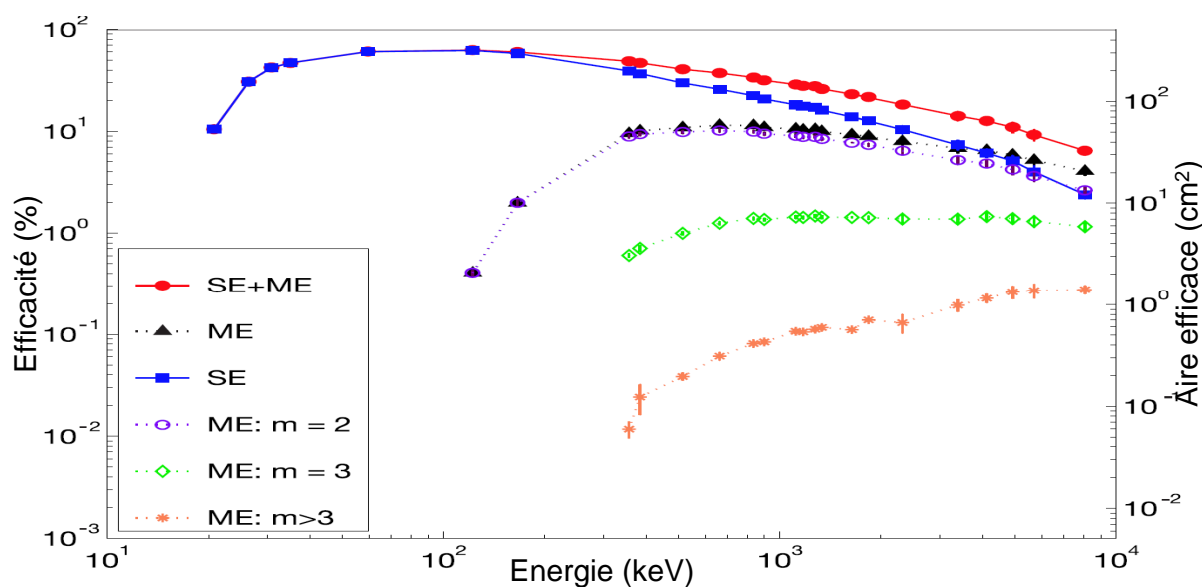


FIGURE 4.14 – Efficacité de SPI avec le masque retiré, mesurée dans la raie des photo-pics, sur toute la gamme d'énergie, pour les événements simples (SE+PE) et les événements multiples (ME) de multiplicité 2, 3 ou plus.

4.3. ÉTALONNAGE DE SPI AU SOL

Combiné avec les mesures en dessous de 2 MeV obtenues avec les sources radioactives placées à 8 m, ces mesures en accélérateur au delà de 2 MeV permettent de calibrer l'efficacité de SPI dans le photo-pic sur toute sa gamme d'énergie, de 20 keV à 8 MeV (voir Fig. 4.14), pour des événements simples et multiples (d'après [71], second résultat important de la thèse de David Attié). Les intensités des raies obtenues en accélérateur n'étant connues qu'en valeurs relatives, ces données accélérateur sont normalisées par rapport à la raie à 1836 keV de l'ytterbium-88 permettant de faire la jonction entre les deux jeux de mesures.

Une comparaison [71] de l'aire efficace (efficacité \times aire géométrique) de SPI avec celle déterminée par simulation Monte-Carlo [70] à base de GEANT-3 montre une surestimation de l'aire efficace à basse énergie de la part de la simulation, qui a été corrigée à l'aide des points de mesure notamment les raies du baryum-133.

Un résultat majeur est la mesure de l'aire efficace totale de SPI (SE+PE+ME), estimée à 125 cm² à 100 keV, avec un maximum de 136 cm² à 125 keV, et 65 cm² à 1 MeV.



FIGURE 4.15 – Photos de l'opération de la source de ²⁴Na à haute intensité, le 18 avril 2001. Cette source a été produite au CEA Saclay dans un réacteur nucléaire le jour même et transportée à Bruyères le Châtel pour utilisation immédiate, sa demie-vie étant de 15 h. Avec une activité de 80 mCi, et produisant deux raies à 1370 et à 2753 keV, cette source nécessitait un conteneur avec blindage en plomb de 550 kg. Elle a été placée à 125 m du détecteur SPI, situé dans le bâtiment derrière la fenêtre illuminée. Son alignement a été vérifié grâce au moniteur de profil de faisceau (détecteur NaI) monté sur un portique.

Mesures avec sources haute intensité à 125 m et avec masque monté Les mesures de performance d'imagerie étaient effectuées avec le masque de SPI en place, en utilisant des sources de haute activité placées à 125 m du détecteur, en dehors du bâtiment abritant la salle blanche confinée par une fenêtre en plastique. A cette distance le faisceau est quasiment parallèle (divergence de ± 4 minutes d'arc) et la source apparaît ponctuelle pour SPI (taille angulaire 1 minute d'arc). Le profil du faisceau de 4 m de diamètre au niveau du détecteur était contrôlé à l'aide d'un scanneur muni d'un détecteur au NaI. Pour avoir un taux de comptage acceptable au niveau du détecteur, un jeu de sources radioactives à haute intensité, jusqu'à 3 Ci, était utilisée (voir Table 4.3).

La source de ²⁴Na était particulière, puisqu'à cause de sa courte durée de vie de 15 heures, elle devait être fabriquée peu de temps avant les mesures, dans un réacteur du CEA

4.3. ÉTALONNAGE DE SPI AU SOL

Source	Activité	Raies γ	Conteneur
^{241}Am	3 Ci	60 keV	20 kg
^{137}Cs	0.5 Ci	661 keV	20 kg
^{60}Co	0.25 Ci	1172 et 1332 keV	140 kg
^{24}Na	0.08 Ci	1370 et 2753 keV	550 kg

TABLE 4.3 – Liste des sources radioactives à haute intensité, utilisées en avril 2001 lors des étalonnages à longue distance (125 m) de SPI à Bruyères le Châtel.

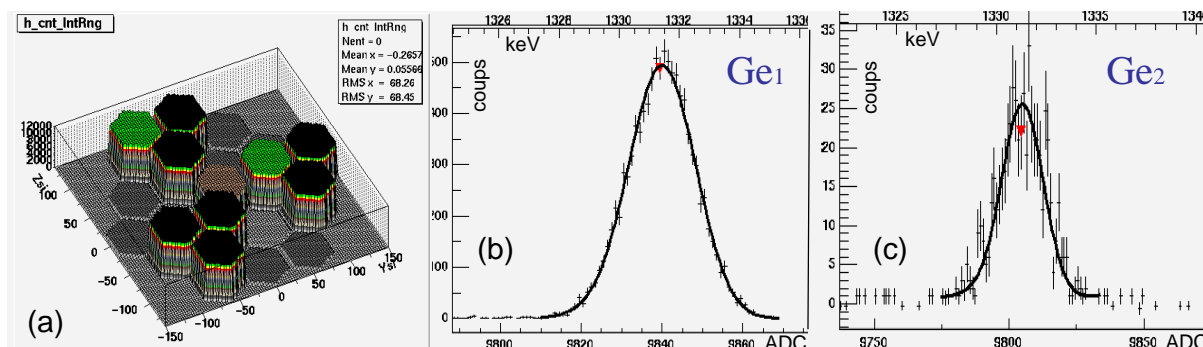


FIGURE 4.16 – Prise de données avec la source à haute intensité de ^{60}Co placée à 125 m avec masque monté [75]. (a) distribution du nombre de coups enregistré par détecteur dans la raie à 1332 keV. (b,c) ajustement de cette raie pour le détecteur 1 (illuminé) et 2 (placé derrière un élément opaque du masque). La largeur à mi-hauteur de cette raie est de 2.7 keV, soit une résolution de deux pour mille. Ici les pré-amplificateurs sont à chaud, lors des tests thermiques représentatifs en enceinte à vide cette résolution était de 2.3 keV.

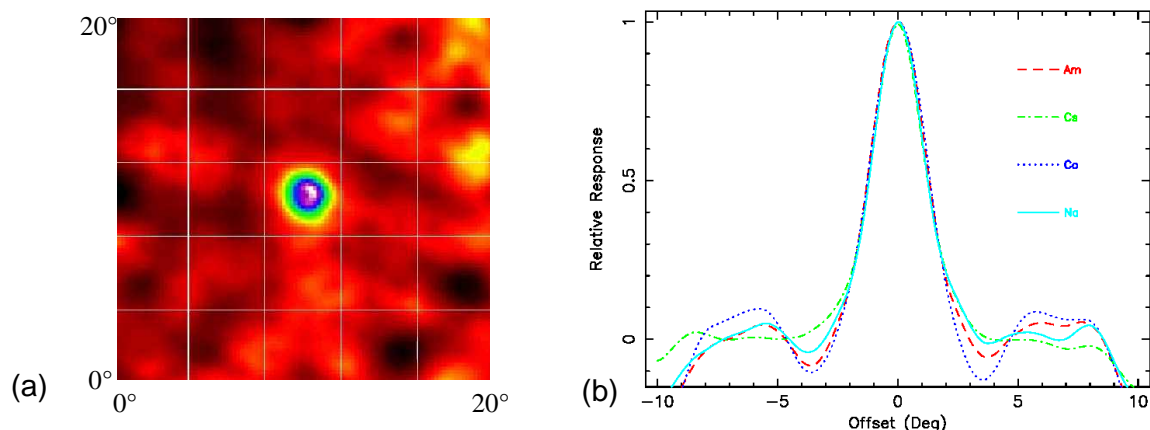


FIGURE 4.17 – Image SPIROS dans la raie à 2.7 MeV de la source à haute intensité de ^{24}Na (a) [75] obtenue à partir de 19 pointages différents. Il s’agit fort probablement de l’image à plus haute énergie jamais obtenue à l’aide d’un instrument à masque codé. La fonction d’étalement du point (PSF = *Point Spread Function*), décrivant la réponse du système d’imagerie à une source ponctuelle, a une largeur à mi-hauteur de 2.6°, ce qui représente la résolution angulaire mesurée de l’instrument [71].

4.3. ÉTALONNAGE DE SPI AU SOL

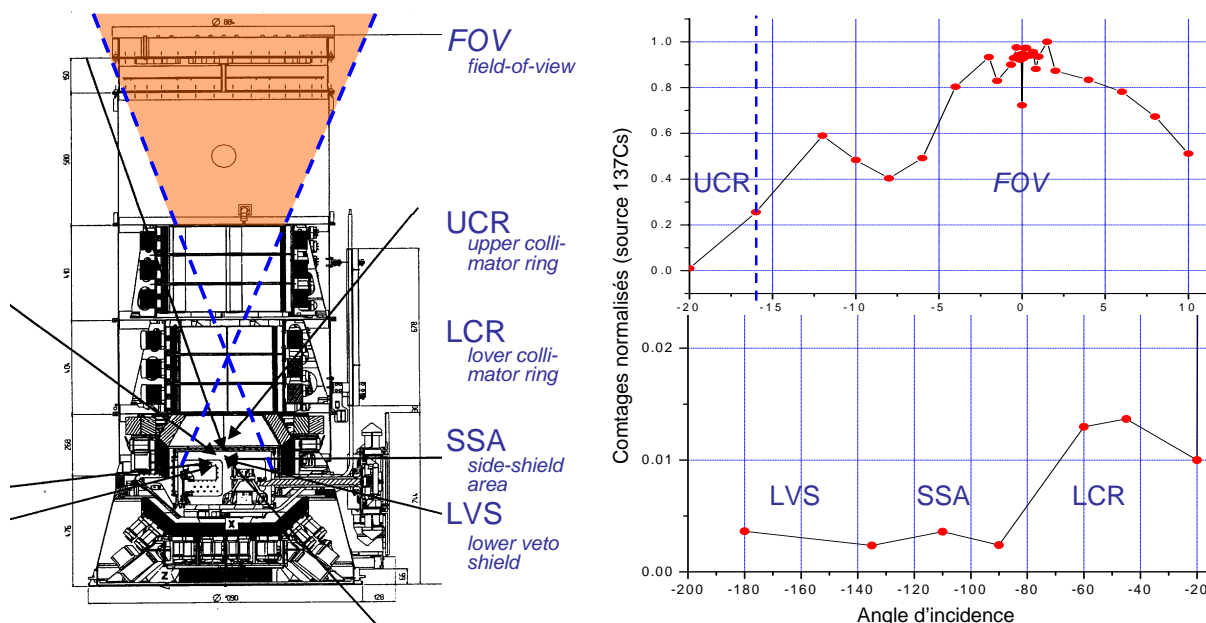


FIGURE 4.18 – Transparence du masque (zone dans le champ de vue, FOV) et du blindage (en dehors) à la raie à 661 keV du ^{137}Cs [71]. Les flèches sur la coupe de SPI à gauche représentent la direction des sources basse intensité à 8 m utilisées pour ce test.

Saclay, et rapidement transportée à Bruyères le Châtel (voir Fig. 4.15). Chaque source était confinée dans un conteneur massif en plomb, doté d'un collimateur, mis en œuvre par une équipe de spécialistes en radioprotection du DIMRI, CEA Saclay. La Fig. 4.16 montre l'exemple du motif du masque projeté par la raie à 1332 keV de la source à haute intensité de ^{60}Co , lorsqu'elle est placée dans l'axe. La Fig. 4.17 montre l'image de la source de ^{24}Na , obtenue en combinant 19 pointages, soit les images projetées de la source vue sous 19 orientations différentes du détecteur, simulant le *dithering* du satellite dans le ciel. Le logiciel de reconstruction des sources ponctuelles SPIROS développé dans le consortium SPI est utilisé pour cette reconstruction d'image. La résolution angulaire de 2.7° est confirmée. Dans des conditions de rapport signal à bruit très favorables, la capacité de localisation pour une source a été déterminée à mieux que 10 minutes d'arc, et la capacité de séparation de deux sources à mieux que 1° à 1 MeV [74].

Mesures avec sources basse intensité à 8 m, avec masque monté Avec le masque de SPI monté, les mesures avec sources haute intensité, conduites de nuit, s'alternaient avec des mesures avec sources basse intensité placées à 8 m, conduites de jour, afin d'illuminer le détecteur sous différents angles hors axes pour tester la bonne opacité du blindage ACS (Fig. 4.18), formé de 91 blocs de scintillateurs en BGO, d'une épaisseur équivalente de 5 cm dans toutes les directions, assez épaisses de sorte à réduire la transparence aux photons γ , mais assez minces pour ne pas créer trop de raies d'activation neutroniques lorsque bombardé par les rayons cosmiques ; le bruit induit résultant est déterminé en vol (section 4.4).

4.3. ÉTALONNAGE DE SPI AU SOL

4.3.2 Étalonnage d'INTEGRAL à Noordwijk

Après intégration complète du satellite *INTEGRAL*, une phase d'étalonnage finale de tous les instruments a été conduite dans la grande salle blanche de l'ESA à l'ESTEC (à Noordwijk, Pays-Bas) entre janvier et février 2002.

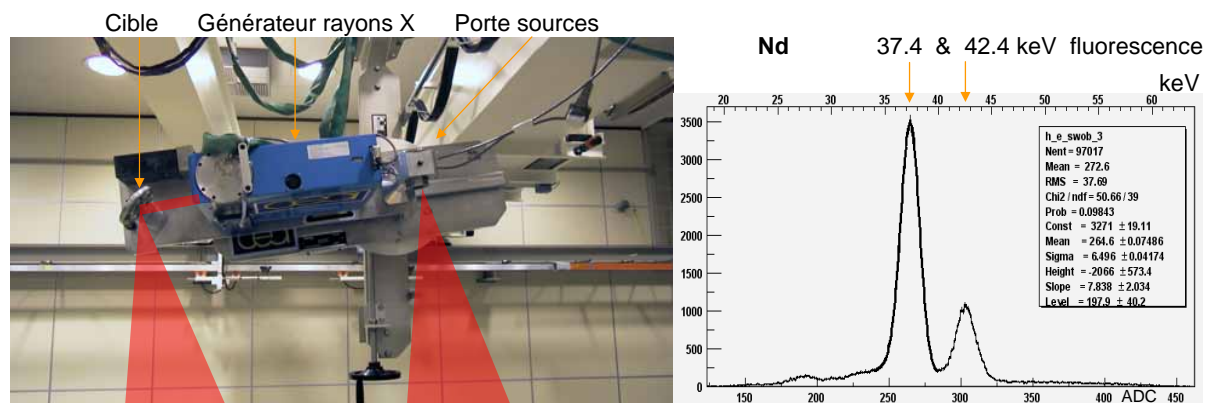


FIGURE 4.19 – (a) Dispositif utilisé pour les étalonnages d'*INTEGRAL* à Noordwijk, comportant un porteur de source radioactive et un générateur X irradiant des cibles de molybdène (raie à 17 keV), ou d'argent (23 keV) ou de néodyme (37 et 42 keV). (b) Exemple de spectre enregistré par un détecteur de SPI pour la cible Néodyme.

Comme le satellite était érigé à la verticale, il s'agissait de placer des sources à une hauteur de plus de 8 m au dessus des télescopes. A cet effet, a été développé au Sap du CEA Saclay un dispositif mécanique accroché sur un pont roulant de la salle blanche (voir Fig. 4.19). Ce dispositif, conçu par Philippe Laurent, comportait un porte-source destiné à recevoir des sources radioactives, similaire à celui utilisé pour les étalonnages à 8 m de SPI à Bruyères. L'échange des sources a été effectué par les personnes habilitées à l'aide d'un monte charge utilisé pour les atteindre. Le dispositif comportait également un générateur de rayons X qui, par irradiation d'une cible, permet d'exciter ses raies de fluorescence et ainsi créer des rayons gamma de basse énergie. Ainsi l'utilisation d'une cible en argent permet d'obtenir une raie de 22.3 keV (1.7 keV FWHM vue par SPI avec détecteurs à chaud), et une cible en néodyme produit des raies à 37.4 et 42.4 keV (2.1 keV FWHM).

Pour les instruments d'*INTEGRAL* autres que SPI cette phase de mesures représentait la phase principale d'étalonnage avant lancement ; ainsi IBIS a pu caractériser la transparence de son blindage à haute énergie, et a vu apparaître entre autre la projection du masque de SPI sur son plan détecteur (avec une source de ^{24}Na). On peut considérer l'ensemble comme un télescope désaxé, dénommé SPIBIS.

Néanmoins pour SPI, cette phase – à laquelle j'ai contribué pour la prise de données et l'analyse de la télémessure – ne venait que compléter les mesures à 8 m effectuées à Bruyères le Châtel, et étendues à basse énergie grâce au générateur X.

4.4 Validation des performances de SPI en vol

4.4.1 Phase de réglage en vol post-lancement à Darmstadt

J'ai contribué aux opérations de réglage en vol de SPI après le lancement. Celles-ci ont été conduites au MOC (*Mission Operation Center*), situé au centre ESOC de l'ESA à Darmstadt (Allemagne), dès le lancement d'*INTEGRAL* en octobre 2002, jusqu'à la fin de l'année. Les observations scientifiques ont ensuite débuté en janvier 2003. Des phases de vérification de l'étalonnage par l'observation de la nébuleuse du Crabe ont été conduites dès avril 2003 (première visibilité de cette source après le lancement). Par la suite, lors de phases de recuit des détecteurs au germanium, plusieurs phases de vérification des réglages ont été entreprises au MOC, auxquelles j'ai également participé. Les résultats de la phase de réglage en vol ont été publiés dans Roques, Schanne et al, 2003 [69].

Mise sous tension Après le lancement d'*INTEGRAL*, le 17 octobre 2002 à 4h41 TU depuis le Cosmodrome de Baïkonour, le DPE de SPI est activé avec succès à 20h00 TU, puis à 21h53 TU le DFEE livre en mode *stand-by* le message *Auto-Test OK* avec des températures du boîtier évoluant normalement.

Suite à une période de dégazage de 10 jours, l'ACS de SPI est activé le 26 octobre 2002. Pour cela, à 6h20 TU le DFEE est d'abord mis en configuration nominale avec succès; plusieurs modules de l'ACS sont configurés et activés; tout l'ACS est actif à 7h35 TU. Une phase de réglage des seuils de l'ACS en vol est entreprise par la suite.

Le 27 octobre 2002 à 8h34 TU, l'ACS de SPI détecte son premier sursaut gamma, révélé par le taux de comptage global de l'ACS transmis au sol et échantillonné toutes les 50 ms. L'augmentation du taux de comptage durant une fraction de minute coïncide en temps avec la date du sursaut GRB021027 détecté par d'autres instruments¹¹. Depuis l'ACS de SPI s'avère être le détecteur de sursauts gamma le plus sensible (avec ses 512 kg de BGO il est même plus sensible que GBM sur *Fermi*), cependant il n'est capable ni de les localiser¹², ni d'en déterminer un spectre¹³. Le 31 octobre 2002 à 16h52 TU nous observons au MOC en direct à l'écran le deuxième sursaut gamma détecté par l'ACS de SPI, d'une durée de ~ 50 s.

Réglages des détecteurs au germanium Avec des détecteurs au germanium non scellés (et donc en contact avec l'air avant lancement), une phase de dégazage de 10 jours est entreprise, durant laquelle les détecteurs sont maintenus à 38°C, suivis d'une température portée à 81°C pendant 1 jour. Ensuite, après refroidissement passif, les cryomachines sont activées, abaissant la température pour atteindre 90 K le 5 novembre 2002. Le 4 novembre les détecteurs de SPI (à 117 K) sont progressivement activés, en portant leur haute tension d'abord à 2000 V, puis progressivement à 4000 V, sauf pour le détecteur 15 (maintenu à 2000 V) qui montre un fort courant de fuite, signe d'une contamination

11. localisé par triangulation par les instruments du réseau interplanétaire (IPN, *Interplanetary Network*) Ulysses, Konus et Mars-Odyssey, et diffusé par le réseau GCN (*Gamma-ray burst Coordinates Network*).

12. mais peut servir d'indicateur temporel pour une triangulation IPN.

13. puisque le consortium SPI – qui s'en mord encore les doigts – n'avait pas assez de moyens financiers pour se payer une électronique de lecture capable d'extraire plusieurs bandes spectrales des 91 détecteurs au BGO.

4.4. VALIDATION DES PERFORMANCES DE SPI EN VOL

résiduelle. La Fig. 4.20 montre la résolution instrumentale obtenue à 90 K pour différentes raies instrumentales de bruit de fond. J'ai conduit plusieurs campagnes d'alignement en temps des voies de détection en entrée du DFEE en vol, sur le modèle de celles conduites au sol (section 4.2).

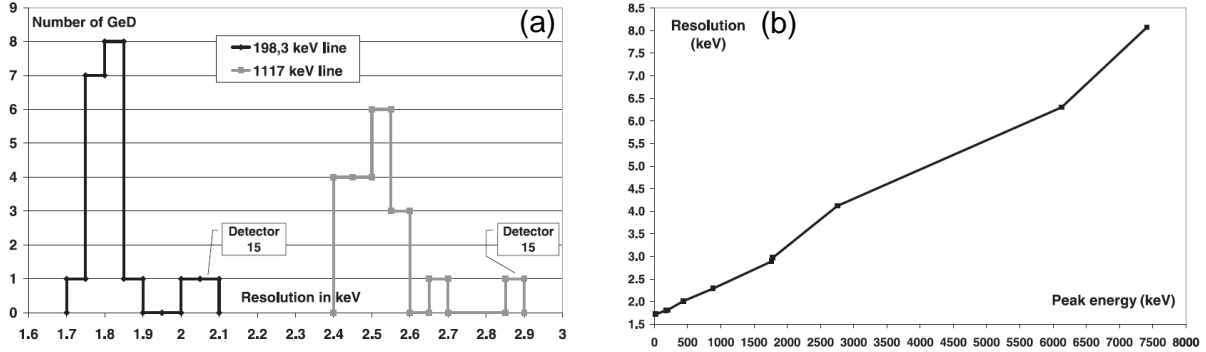


FIGURE 4.20 – Résolution en énergie (FWHM) des détecteurs de SPI en vol (d’après Roques, Schanne et al, 2003 [69]). (a) distributions des largeurs mesurées pour les 19 détecteurs au germanium pour 2 raies instrumentales (198 keV et 1117 keV). (b) résolution moyenne (sans le détecteur 15) mesurée pour différentes raies instrumentales.

Taux de comptages et optimisations En vol¹⁴, un détecteur typique de SPI enregistre environ 950 coups/s non saturants, correspondant à un signal *Time Tag* (d’une durée de 27 μ s, envoyé par l’AFEE au DFEE, suivi de la valeur ADC de l’énergie). De plus environ 190 coups/s d’événements saturants (dépôt d’énergie supérieur à 8 MeV) sont produits (d’une durée de 100 μ s).

Les particules qui interagissent dans les scintillateurs BGO de l’ACS, et qui déposent plus de 75 keV, produisent un signal ACS, envoyé au DFEE, qui génère un signal de véto d’un taux de 66000/s. Le DFEE applique la fonction véto et réduit ainsi de \sim 950 à \sim 50 coups/s le nombre de détections non-saturantes par détecteur au germanium. En particulier les détecteurs externes (n° 7 à 18) montrent un taux de comptage réduit (\sim 43 coups/s) comparé aux détecteurs internes (n° 0 à 6, \sim 53 coups/s), car pour les détecteurs externes les photons ayant subi une interaction Compton ont plus de chance de s’échapper en touchant le bouclier en BGO et donc d’activer le signal véto. Ces événements qui subsistent après application du véto sont utilisés pour la construction des événements SE, ME et PE. Ainsi chaque *Time Frame* de 125 ms, 53 SE, 20 PE et 12 ME sont produits en vol (en réglant la gamme de déclenchement PSD entre 300-2000 keV). Les 66 000 véto/s s’obtiennent des signaux ACS non-saturants (65 300/s d’une durée de 750 ns chacun) et saturants (5 800/s d’une durée de 5.55 μ s chacun, après ajout par le DFEE d’une extension, programmée à 2.95 μ s en vol, appliquée au signal émanant de l’ACS de 2.6 μ s de durée). Ce signal véto génère 8% de temps mort dans le système. Combiné au temps-mort des événements non-saturants et saturants des détecteurs au germanium, le temps mort global par détecteur est porté à 12%. Il est mesuré par le DFEE en comptant la fraction du temps où le signal véto OU le *Time Tag* non-saturant OU le *Time Tag* saturant est actif.

¹⁴. mesures conduites en temps-réel au MOC à Darmstadt avec mes outils d’analyse et de décodage de la télémesure DTM.

4.4. VALIDATION DES PERFORMANCES DE SPI EN VOL

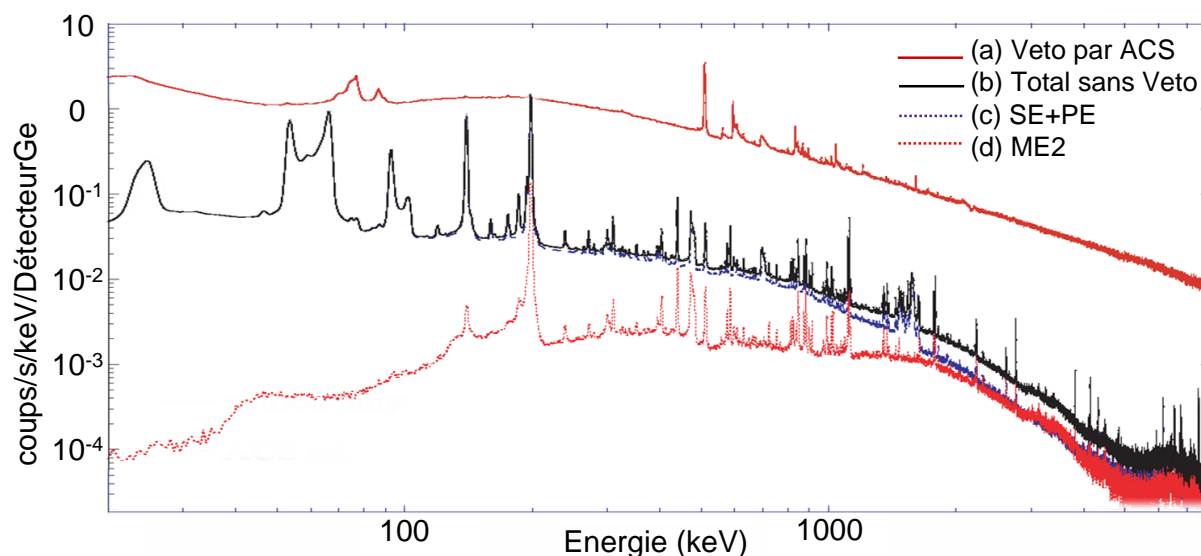


FIGURE 4.21 – Spectre de bruit de fond enregistré par SPI. (a) événements rejetés par l’ACS (signal veto en coïncidence avec détection dans un Germanium). (b) événements dans un Germanium, non rejetés par l’ACS, parmi ceux-ci : (c) événements simples (SE+PE) et (d) événements multiples (d’ordre 2).

Le taux de comptage du PSAC (incorporé au signal émis par l’ACS) est mesuré à 6400 coups/s, en accord avec le flux de protons attendu à travers sa surface de ~ 2 protons/s/cm². Cependant un test avec PSAC activé puis désactivé montre que ce détecteur n’apporte qu’une réduction très modeste du bruit de fond, en particulier 5% à 511 keV.

En réduisant le taux de comptage de ~ 950 à ~ 50 par seconde et par détecteur, la fonction d’anti-coïncidence de l’ACS atteint un facteur de réduction du bruit de fond de 20. Durant la phase de réglage en vol des tentatives infructueuses ont été entreprises afin d’obtenir un facteur de rejet encore meilleur (en essayant d’augmenter la durée des signaux veto de l’ACS), mais la diminution du taux de comptage obtenue n’a été que proportionnelle à l’augmentation du temps mort. Une analyse spectrale montre qu’une importante fraction des événements de bruit de fond résiduels provient de l’activation des détecteurs au germanium eux-mêmes ; ils ne peuvent donc être rejetés par l’ACS. La Fig. 4.21 compare le spectre des événements rejetés par l’ACS, à celui des événements enregistrés (simples et multiples, sans signal veto ACS en coïncidence).

Bruit de fond en vol A partir du spectre cumulé enregistré en vol, correspondant à du bruit de fond (Fig. 4.22), l’on déduit la sensibilité de l’instrument à des raies fines (Fig. 4.23a) et, par intégration, à une source à spectre continu (Fig. 4.23b). Par rapport à l’estimation pré-lancement, celle-ci est sensiblement réduite là où le spectre présente des raies de bruit de fond, très difficiles à modéliser avant lancement.

L’identification de ces raies a fait l’objet d’un travail important dans la collaboration, s’appuyant sur un code de simulation Monte-Carlo de physique nucléaire combiné au modèle de masse de SPI (publications Jean et al, 2003 [68], Weidenspointner et al, 2003 [289]). SPI comporte en effet une caméra de 18 kg de germanium, entourée d’un bouclier de 512 kg de BGO, placés à bord d’un satellite d’une masse de ~ 4 tonnes. De cette masse de

4.4. VALIDATION DES PERFORMANCES DE SPI EN VOL

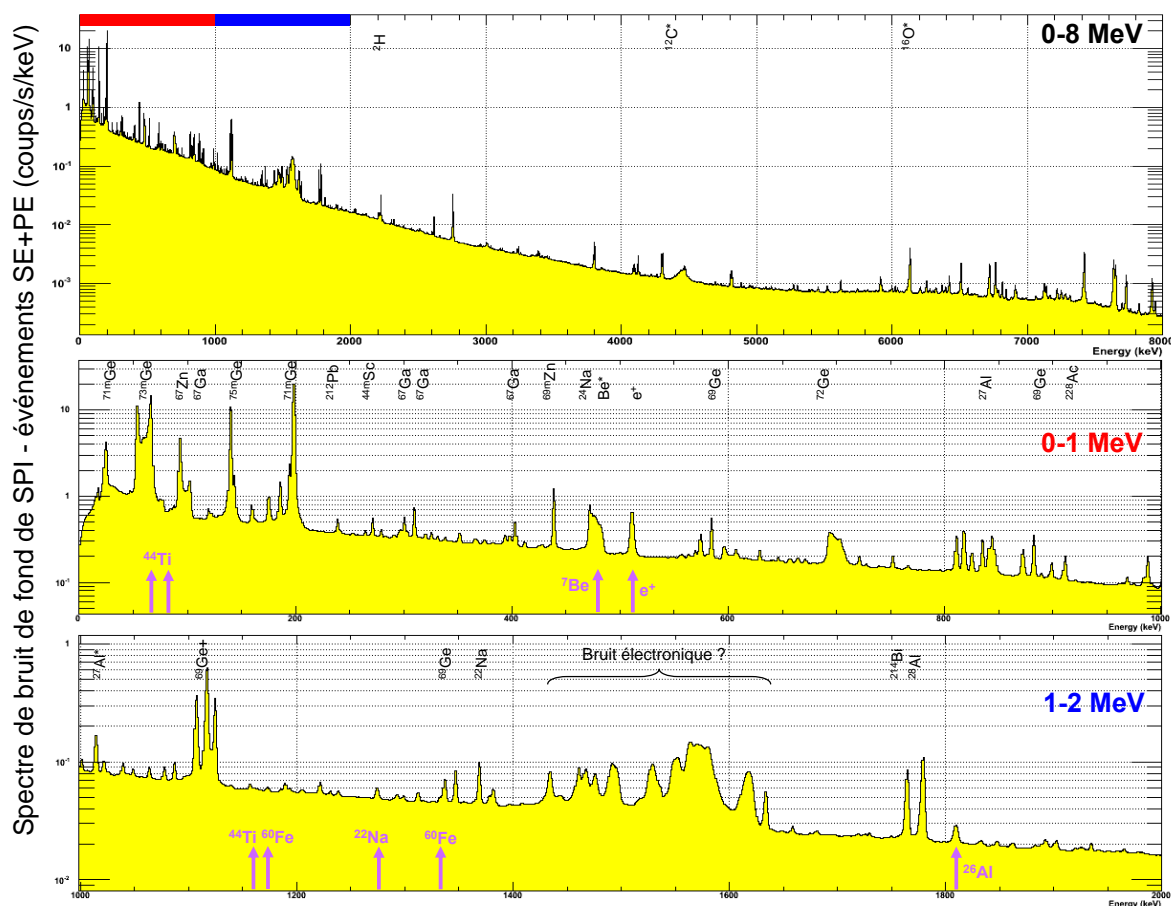


FIGURE 4.22 – Le spectre de bruit de fond de SPI (événements SE+PE) montre la présence d'un grand nombre de raies instrumentales. Celles-ci sont dues aux collisions inélastiques de rayons cosmiques avec des noyaux du détecteur (Ge ou autres, $p \rightarrow n, p$), suivies de la création d'isotopes radioactifs avec émission de photons γ (raies et continu Compton) prompts ou retardés et de désintégrations β (spectre continu), ou des processus de haute énergie ($e, p \rightarrow \pi$) créant un bruit de fond continu. Sont également indiquées les énergies des raies astrophysiques recherchées (en provenance de ²⁶Al, ⁶⁰Fe, ⁴⁴Ti, ²²Na, ⁷Be, et e^+), toutes situées à l'emplacement de raies instrumentales bien plus intenses, et variables dans le temps, faisant apparaître le problème de la modélisation du bruit de fond sous-jacent qui se pose à nous.

4.4. VALIDATION DES PERFORMANCES DE SPI EN VOL

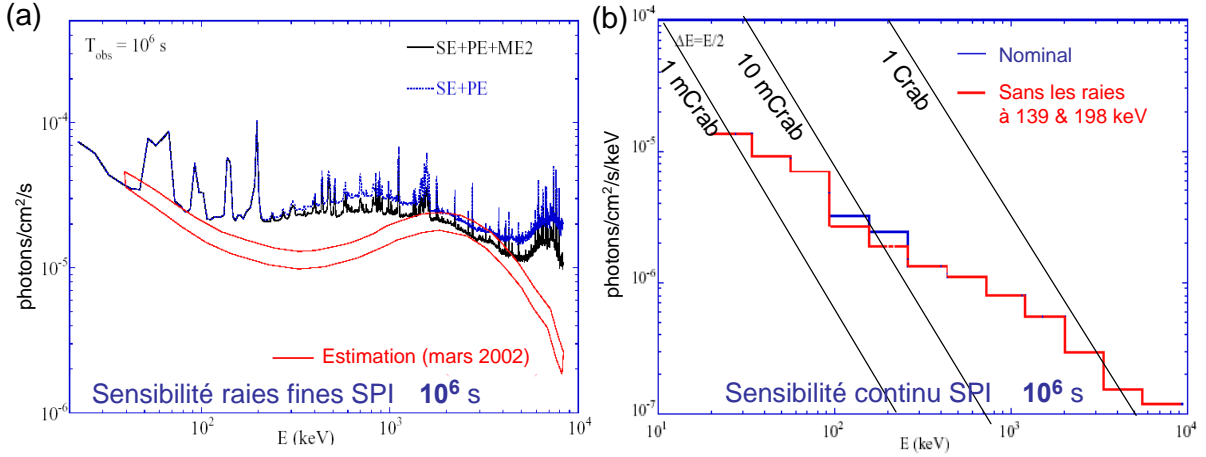


FIGURE 4.23 – Sensibilité de SPI déterminée en vol [69]. (a) Sensibilité à 3σ en raies fines avec 1 Ms d'exposition (5×10^{-5} ph/cm²/s à 511 keV, 2.5×10^{-5} ph/cm²/s à 1.8 MeV). (b) Sensibilité au spectre continu d'une source dans l'axe optique (sans prise en compte d'erreurs systématiques d'imagerie ni de soustraction de bruit de fond).

matériaux résulte un bruit de fond riche en raies et structures spectrales. La contribution principale à ce bruit (à la fois aux raies et au continu) sont les désintégrations de noyaux radioactifs, particulièrement ceux produits dans les cristaux au germanium eux-mêmes (comme ^{73m}Ge), mais aussi les matériaux avoisinants (comme ^{67m}Zn) et le bouclier en BGO (certes sans le BGO il y aurait eu moins de ces raies de bruit de fond, cependant le niveau général du bruit de fond serait bien plus élevé).

Alors que le bruit de fond peut être compris comme la réponse de l'instrument aux particules qui peuplent l'environnement du satellite, les détails des processus impliqués sont souvent complexes. La source dominante est celle des protons primaires du rayonnement cosmique, qui créent des particules secondaires de haute énergie (p, n, π^0, π^+ etc) dans des collisions inélastiques avec des noyaux de l'instrument (souvent des spallations). Par interactions nucléaires avec ces matériaux, les protons et neutrons secondaires créent des isotopes radioactifs et des isomères, qui se désintègrent en relâchant de photons ou des particules. Les particules, déposées dans les détecteurs au germanium, engendrent un bruit de fond à spectre continu. Les photons produisent des raies s'ils sont absorbés par les détecteurs, ou un spectre continu par interaction Compton.

Certaines des raies observées sont variables dans le temps (la modélisation de cette variabilité sera discutée en section 5.3). Des raies issues de désintégrations promptes ou d'isotopes à courte durée de vie suivent la variabilité du rayonnement cosmique ambiant qui est entre autres modulé par l'orbite du satellite et son passage dans les ceintures de radiation. Pour des raies issues d'isotopes à durée de vie longue la variabilité résulte d'une combinaison de l'activation et de la désintégration. L'intensité des raies dépend aussi du détecteur au germanium considéré : pour certaines raies les détecteurs internes présentent moins de bruit car ils sont abrités par les détecteurs avoisinants. Pour d'autres au contraire ils présentent plus de bruit : dans le cas de désintégrations promptes la fonction de veto de l'ACS favorise la réduction des comptages de la couronne extérieure. Aussi les particules énergétiques d'éruptions solaires produisent des raies (par diffusion de protons inélastique sur des matériaux du satellite), dont la variabilité suit celle du flux de protons solaires. Des exemples sont le ²⁸Al, le ¹²C avec des raies jusqu'à 4.4 MeV ou le ¹⁶O à

6.1 MeV, dont les intensités augmentent fortement en cas d'éruption solaire, événements assez fréquents durant les années d'observation et qui polluent les prises de données.

4.4.2 Vérification de l'étalonnage de SPI en vol

La nébuleuse du Crabe et le pulsar qu'elle renferme constituent une source de référence pour les télescopes γ , du fait de son apparente stabilité et sa forte luminosité : c'est une des sources les plus brillantes du ciel dans la bande de 20 keV au MeV, avec un spectre continu proche d'une loi de puissance (dans cette bande), originaire de l'interaction par effet synchrotron avec le champ magnétique de la nébuleuse d'une population d'électrons accélérés à très haute énergie par le pulsar (revoir la Fig. 1.3 pour l'émission multi-longueur d'onde de cette source).

Ainsi, après le lancement et le réglage en vol de l'instrument SPI, la vérification de son étalonnage en vol a été réalisée en observant la source du Crabe qu'elle a été observable, soit au printemps 2003 (révolutions 43, 44 et 45).

L'étude des données d'observations de la nébuleuse Crabe a été entreprise par David Attié (dans sa thèse, janvier 2005 [120]) et Patrick Sizun, en utilisant le logiciel SPIROS d'analyse de sources ponctuelles. Elle a fait objet d'une publication (Sizun et al, 2004 [47]).

Accès aux données et logiciel SPIROS d'analyse de sources ponctuelles Des logiciels d'analyse des données ont été développés par les consortiums instrumentaux pour chaque instrument d'*INTEGRAL*, puis assemblés dans une suite logicielle (OSA pour *Offline Science Analysis*) par l'ISDC (*INTEGRAL Science Data Centre*, Versoix, Suisse), qui distribue ces logiciels et les données d'*INTEGRAL* aux observateurs en fonction de leurs droits d'accès aux données. Les données de cette source étant publiques, nous avons pu les utiliser pour valider l'étalonnage de SPI.

Le programme SPIROS [274] peut être utilisé pour l'étude de sources ponctuelles (comme celle du Crabe) avec SPI, en particulier la recherche de nouvelles sources ou l'analyse de sources à une position fixée auparavant, la détermination de leur spectre et courbe de lumière. L'algorithme est basé sur une méthode itérative de soustraction de sources (*Iterative Removal Of Sources*) : lorsqu'une source est détectée au delà d'un certain seuil en rapport signal à bruit fixé, elle vient s'ajouter à la liste des sources dont le flux et la position (si on ne la fixe pas) sont ajustés en même temps que les paramètres d'un modèle de bruit de fond choisi ; une carte des résidus est ensuite calculée dans laquelle va être recherchée la source suivante.

Correction de la réponse instrumentale Les campagnes d'étalonnage au sol avant lancement (section 4.3.1) ont permis la détermination absolue de l'aire efficace des détecteurs de SPI au pic photo-électrique (Attié et al, 2003[71]) à différentes énergies. Leur comparaison aux simulations Monte-Carlo a conduit à une première version de la réponse instrumentale de SPI (voir Fig. 4.24, pointillés).

Une analyse initiale de données de l'étalonnage au sol n'a pris en compte que des raies au delà de 60 keV qui s'appuyaient sur une bonne statistique. Après lancement l'analyse du spectre de la nébuleuse du Crabe, obtenue avec cette première version de la réponse, montrait une sous-estimation du flux de cette source en dessous de 60 keV comparé à des

4.4. VALIDATION DES PERFORMANCES DE SPI EN VOL

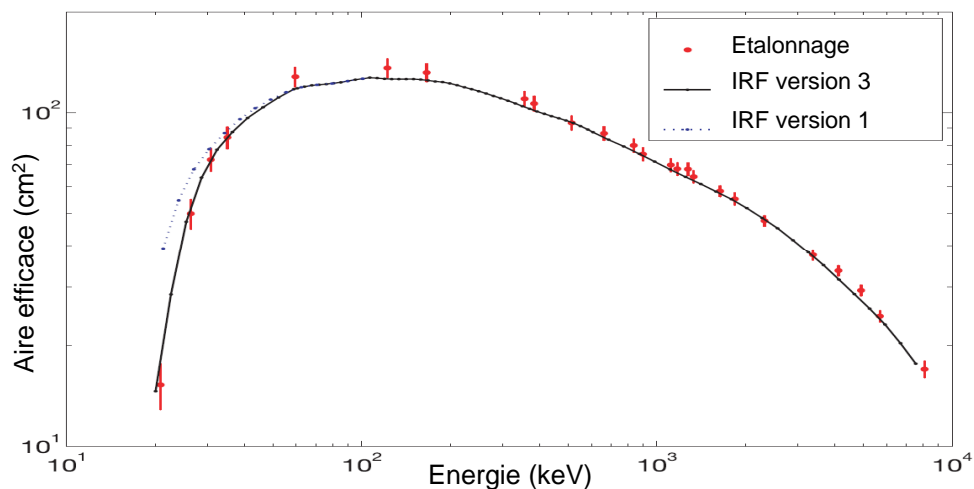


FIGURE 4.24 – Aire efficace du plan de détection de SPI en fonction de l'énergie dans le pic photo-électrique. Comparaison des points de mesure de l'étalonnage au sol à Bruyères le Châtel avec deux versions de la réponse (pointillés : ancienne; trait-plein : après correction).

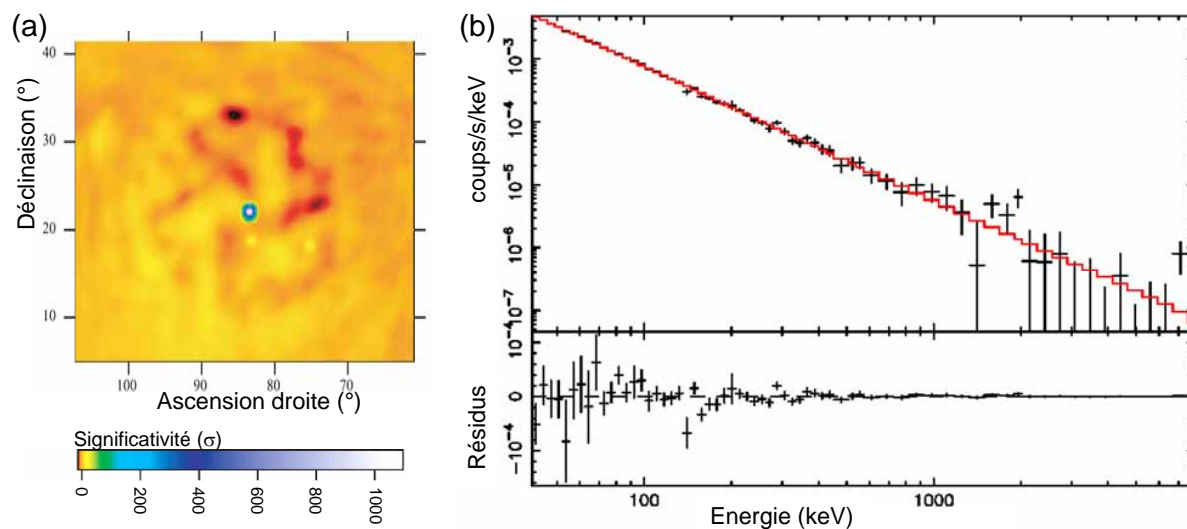


FIGURE 4.25 – (a) Image de la source du Crabe obtenue avec SPIROS, (b) Spectre de la nébuleuse du Crabe obtenu en utilisant la nouvelle version de la réponse instrumentale, corrigée en dessous de 60 keV.

4.5. DROITS D'ACCÈS AUX DONNÉES

mesures d'autres instruments, correspondant à une sur-estimation de l'efficacité de SPI à basse énergie. C'est pourquoi elle a été réévaluée par la suite (sans aucune hypothèse quant au spectre de la nébuleuse du Crabe), en utilisant 4 raies à basse énergie des données acquises au sol à Bruyère le Châtel. Les raies à 20.80 et 26.35 keV du ^{241}Am ont initialement été ignorées à cause de leur plus faible statistique. Les raies à 30.8 et 35.07 keV du ^{133}Ba , superposées à la composante Compton de raies de plus haute énergie ont également été initialement rejetées. La prise en compte de ces 4 raies a conduit à une nouvelle réponse instrumentale (Fig. 4.24, trait plein) qui corrige la sur-estimation de l'efficacité à basse énergie.

Spectre de la nébuleuse du Crabe Une fois la nouvelle réponse obtenue, le spectre de la nébuleuse du Crabe a été de nouveau extrait, avec la méthode standard s'appuyant sur les outils distribués par l'ISDC (en particulier le logiciel SPIROS d'analyse de sources ponctuelles). Le résultat est présenté Fig. 4.25. Le spectre en flux $E F(E)$ (en $\text{ph}/\text{cm}^2/\text{s}$) est ajusté entre 40 keV et 8 MeV avec une loi de puissance $F(E) = K (E/1 \text{ keV})^{-\alpha}$ d'indice spectral $\alpha=2.17\pm 0.01$ et de normalisation $K=14.4\pm 0.4 \text{ ph}/\text{cm}^2/\text{s}/\text{keV}$. Une loi de puissance brisée (avec une brisure à 80 keV) permet un ajustement légèrement meilleur¹⁵, confirmé après 5 ans d'observations [182]. Le résultat obtenu, même sans prise en compte d'erreur systématique, est en très bon accord avec des déterminations antérieures (voir Tab. 4.4) et permet une validation croisée d'IBIS.

Instrument	Indice	$F_{50-100 \text{ keV}}$
OSO-8	2.00 ± 0.06	$6.41 \cdot 10^{-2}$
GRIS	2.15 ± 0.03	$4.52 \cdot 10^{-2}$
CGRO/OSSE	2.19 ± 0.03	$5.68 \cdot 10^{-2}$
CGRO/BATSE	2.20 ± 0.01	$6.83 \cdot 10^{-2}$
SAX/PDS	2.13 ± 0.01	$4.92 \cdot 10^{-2}$
INTEGRAL/SPI	2.17 ± 0.01	$(7.08 \pm 0.03) \cdot 10^{-2}$

TABLE 4.4 – Indice spectral et flux intégré $F_{50-100 \text{ keV}}$ [$\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$] dans la bande 50-100 keV du modèle en loi de puissance du spectre de la nébuleuse du Crabe, obtenus pour des missions successives.

4.5 Droits d'accès aux données

Les droits d'accès aux données d'INTEGRAL et les droits à publication afférente ont été précisément réglementés dans un processus mis en place par l'ESA. Le temps disponible pour les observation d'INTEGRAL est formé d'une partie dite *temps ouvert* soumise à appel d'offre au comité de l'ESA pour l'allocation du temps d'INTEGRAL (TAC) et une partie dite *temps garanti* (représentant 35% du temps d'observation en 2003, 30% en 2004, puis 25% de 2005 à 2008), réservé aux instituts impliqués dans la conception et la mise en œuvre de la mission. Au bout d'une année après chaque observation les données associées deviennent publiques, et n'importe qui peut, en principe, les utiliser à des fins de publications.

15. $\chi^2/ndf=1.28$ au lieu de 1.31

4.5. DROITS D'ACCÈS AUX DONNÉES

Comme membre d'un consortium instrumental, j'ai bénéficié de droits à des données dans le cadre du temps garanti (données de nucléosynthèse dans la région des Voiles). Par la suite, afin d'augmenter le temps d'observation sur cette même région j'ai répondu à plusieurs appels d'offres dans le cadre du temps ouvert, dont l'un a été accepté.

Partage du programme d'observation du temps garanti La liste détaillée des thèmes de recherche pour l'étude des données du temps garanti a été dressée par l'ESA avant le lancement. Ceux pour lesquels SPI était l'instrument le mieux approprié lui ont été attribués, avec comme charge au groupe des Co-Investigateurs (Co-I) de SPI de proposer à l'ESA un Responsable Scientifique (*Rsci*) pour chaque thème. La répartition des sujets de SPI dans le cadre du temps garanti a fait l'objet de discussions tendues lors de plusieurs réunions de Co-I entre les membres des laboratoires impliqués dans la réalisation de l'instrument, car chaque parti concerné avait pour objectif de garantir son retour scientifique sur investissement technique, mais aussi de respecter la balance entre pays impliqués dans la réalisation de SPI, à savoir la France et l'Allemagne, ainsi que de composer avec la Russie à laquelle revenait de droit 25% du temps d'observation total pour la fourniture du lanceur Proton.

Le résultat en était que les laboratoires à contribution dominante dans SPI se sont positionnés comme leader sur les thèmes scientifiques du spectromètre dont on attendait le plus grand retour scientifique¹⁶.

Pour notre investissement dans la réalisation du DFEE de SPI et des étalonnages de l'instrument à Bruyères le Châtel, nous avons pu nous placer en tant que *Rsci* (responsables scientifiques) vis à vis de l'ESA sur les thèmes scientifiques suivants du temps garanti :

- étude de l'émission diffuse dans la région des Voiles (Vela) dans les raies de l'aluminium-26 (1809 keV), du fer-60, et à 511 keV (S. Schanne)
- étude de l'émission galactique dans les raies de capture neutronique à 2.2 MeV (B. Cordier)
- étude de l'émission galactique dans les raies d'interaction nucléaires, principalement carbone-12 et oxygène-16 (M. Cassé)
- étude des raies issues d'éruptions solaires (M. Gros)

Dans le cadre des groupes de travail qui se sont mis en place suite à l'attribution des responsabilités scientifiques (*Rsci*), nous avons pu nous positionner comme membre des groupes suivants :

- S. Schanne : étude de l'émission diffuse dans les raies de l'aluminium-26 et du fer-60 (sous responsabilité du MPE).
- B. Cordier (+S. Schanne¹⁷) : étude de l'émission diffuse de la région centrale de la

16. Ainsi le CESR de Toulouse, disposant de 8 Co-I, s'est positionné sur 9 thèmes, qui sont principalement : l'étude de l'émission diffuse de la région centrale de la Galaxie dans la raie à 511 keV (annihilation $e^+ e^-$), l'émission de la raie à 511 keV à grande échelle, la recherche de nouvelles sources à 511 keV, l'émission à 1809 keV et à 511 keV de la région du Cygne, la recherche de nouvelles sources ponctuelles avec SPI, l'étude de novae avec SPI.

Le MPE de Garching, avec 6 Co-I, s'est positionné sur 6 thèmes, à savoir : l'étude de l'émission diffuse dans les raies de l'aluminium-26 (1809 keV) et du fer-60, la carte de l'émission diffuse de la Galaxie hors raies spectrales, la recherche de nouvelles sources ponctuelles émettant dans les raies du titane-44, l'étude du titane-44 dans la région de Voiles.

Notre groupe du CEA Saclay comportant 4 Co-I, nous avons pu nous positionner sur 4 thèmes.

17. Par la suite j'ai également pu participer à ce groupe, par la fourniture au groupe des droits d'accès aux données de la région des Voiles, que j'avais obtenues dans le cadre d'un appel d'offre du programme d'observation *temps ouvert*.

4.5. DROITS D'ACCÈS AUX DONNÉES

Galaxie dans la raie à 511 keV (sous responsabilité du CESR).

Observations de la région des Voiles en temps garanti Le groupe SPI du CEA Saclay a donc eu accès aux données de la région des Voiles dans le cadre du temps garanti pour notre investissement dans le développement de SPI. Comme Co-I de SPI j'ai été nommé *Rsci* pour l'analyse des données de la région des Voiles pour l'étude de la nucléosynthèse par la recherche de l'émission à 1809 keV en provenance de noyaux d'aluminium-26 radioactifs, et le cas échéant des émissions de fer-60 et d'annihilation de positrons à 511 keV. Ces émissions sont attendues en raison de la présence dans la région de plusieurs vestiges de supernovae proches et jeunes, susceptibles d'avoir synthétisé des noyaux radioactifs et ensemencé le milieu interstellaire.

Observations de la région des Voiles en temps ouvert Par la suite pour approfondir ces observations, lors de l'appel d'offre AO-3 de l'ESA dans le cadre des observations en temps ouvert, j'ai soumis une proposition d'observation plus profonde de la région des Voiles [106]¹⁸. Celle-ci a été acceptée, ce qui est rare vu la durée de l'observation, avec 3 Ms (millions de secondes) de prises de données qui m'ont été allouées. Par extension tout le groupe du CEA Saclay a naturellement pu en profiter, y compris mes collègues d'IBIS, et en particulier Mathieu Renaud qui a pu utiliser ces données dans sa thèse [260] pour des études de nucléosynthèse du ⁴⁴Ti avec IBIS.

Politique d'accès aux données Le système d'accès aux données mis en place par l'ESA, avec des données privées durant la première année puis publiques au bout d'un an, est appliqué à la fois aux données concernant des sources ponctuelles spécifiques, mais aussi aux données afférant aux grands sites d'émission diffuse. Dans le cas de SPI, et en dehors de l'analyse de sources ponctuelles pour lesquelles des observations limitées à la source sont suffisantes, ce système présente plusieurs problèmes dans le cas d'analyse d'une émission dans une raie spectrale déterminée et spatialement diffuse (typiques des sujets de nucléosynthèse) :

- vu la grande quantité de données nécessaires pour leur analyse, leur proposition en temps ouvert, en compétition avec beaucoup d'autres demandes, ont très peu de chance d'être acceptée par le TAC.
- pour ces analyses, la compréhension et la modélisation du bruit de fond sous-jacent à la raie, en général hautement variable dans le temps, nécessite l'accès à toutes les données, aussi bien celles où la source est dans le champ de vue de l'instrument (données ON) que celles qui ne comportent que du bruit de fond (données OFF).

Ce problème d'accès aux données a été difficile à surmonter en début de mission, avec des jeux de données très morcelés par manque de données publiques. Avec l'avancée en temps de la mission, toute la Galaxie se trouve bien exposée par les demandes d'observations de sources ponctuelles antérieures, devenues publiques. Les demandes d'observations en temps ouvert, avec un temps additionnel limité (au maximum 1-2 Ms) sur une région déjà exposée n'ont plus un grand impact sur la stratégie globale d'observation¹⁹ ; l'on restreint

18. voir [104] à [116] pour toutes mes propositions d'AO soumises

19. Tardivement ce problème était sensé être corrigé par l'introduction de *Key Projects*, qui, une fois acceptés, définissent des régions observées dans lesquelles des propositions d'observation de sources ponctuelles peuvent se loger en deuxième itération.

alors l'analyse aux données disponibles, complètes : les données publiques avec une année de retard.

4.6 La source Vela X-1

Les observations de la région des Voiles avec *INTEGRAL*, qui nous ont été attribuées, permettent l'étude des objets compacts présents dans la région, ici limitée au système binaire Vela X-1, composé d'un objet compact (une étoile à neutrons) et d'une étoile massive. Nos études de Vela X-1 ont fait l'objet de la thèse de David Attié, 2005 [120], du stage de Lucie Gérard, 2006 [161], et du travail de notre post-doc Diego Götz, que j'ai encadrés. Elles ont donné lieu aux publications de Kretschmar et al, 2004 [50], Attié et al, 2004 [37], et Schanne et al, 2006 [24] présentées ici.

L'étude du système Vela X-1 requiert un bref rappel de la physique des objets compacts, et en particulier celle des étoiles à neutrons magnétisées.

4.6.1 Les astres compacts

Les astres compacts sont le résultat final de l'évolution d'une étoile, issus de l'effondrement gravitationnel qui débute lorsque les réactions nucléaires en son cœur se sont éteintes par manque de combustible. De taille inférieure ou comparable à celle de la Terre, leur masse s'exprime en masses solaires (M_{\odot}); très denses, ils possèdent un champ gravitationnel intense. Ils se répartissent en trois catégories :

- Les naines blanches, issues d'étoiles de faible masse (moins de $\sim 8 - 12 M_{\odot}$), stabilisées après effondrement par la pression des électrons dégénérés.
- Les étoiles à neutrons, issues d'étoiles de masse supérieure à $\sim 10 M_{\odot}$, faites d'un fluide de neutrons dégénérés qui s'oppose à l'effondrement. Un tel objet concentre habituellement une masse de l'ordre de 1.5 à $3 M_{\odot}$ dans une sphère de rayon d'environ 10 km.
- Les trous noirs de masse stellaire sont supposés être issus d'étoiles de masse supérieure à $40-50 M_{\odot}$ qui, durant leur évolution avant effondrement, perdent une grande partie de leur masse par vent stellaire.

Lors de la naissance des étoiles, on assiste très souvent à la formation de systèmes d'étoiles binaires liées gravitationnellement. Lors de l'effondrement de l'une d'entre elles en astre compact, le système peut rester lié. Dans certaines conditions, un transfert de matière peut s'établir vers l'astre compact depuis son étoile compagne.

Ce processus d'accrétion ne peut se faire directement. La matière accrétée, du fait de la rotation de l'étoile compagne dont elle est issue, a un moment angulaire trop grand pour tomber directement sur l'objet compact. Un disque d'accrétion se forme où la matière va peu à peu perdre son moment angulaire et spiraler vers l'astre compact. En s'échauffant cette matière rayonne.

Pour une étoile à neutrons, l'accrétion est un processus très efficace. Le gain d'énergie dû au phénomène d'accrétion est fonction du rapport de la masse de l'objet sur son rayon. Pour une particule de masse m , venant de l'infini, son accrétion par une étoile à neutrons entraînera pour cette dernière un gain d'énergie $\Delta E = \frac{GM_{NS}m}{R_{NS}}$, avec M_{NS} et R_{NS} , la masse et le rayon de l'étoile à neutrons, et G la constante de Newton. Pour un rayon de

4.6. LA SOURCE VELA X-1

10 km environ, une étoile à neutrons affiche une masse plus importante que celle du Soleil. C'est donc grâce à l'accrétion que les étoiles à neutrons en systèmes binaires peuvent produire un rayonnement très abondant.

Dans un système binaire la zone d'influence des champs gravitationnels des deux objets définit le lobe de Roche (zone de l'espace où une particule test tombe vers l'un ou l'autre des objets). Si en raison de l'évolution stellaire la matière composant l'étoile compagne dépasse cette surface, elle n'est plus retenue par son potentiel gravitationnel et s'échappe. Cette matière est alors dispersée dans l'espace ou accrétée par le compagnon. Ce type d'accrétion est à l'œuvre dans le cas des systèmes binaires de faible masse (LMXB pour *low mass X-ray binary*).

La matière d'une étoile peut aussi être transférée vers l'objet compact par vent stellaire, comme c'est le cas de Vela X-1, dans le cas des systèmes binaires de forte masse (HMXB pour *high mass X-ray binary*). En effet, plus l'étoile compagne est massive, plus son vent stellaire est fort. La matière expulsée par le vent de l'étoile compagne est alors susceptible d'être accrétée par l'étoile à neutrons.

Les pulsars fortement magnétisés Le champ magnétique des étoiles à neutrons, créé lors de l'effondrement de l'étoile, peut être estimé à partir de données observationnelles. Ce champ magnétique est colossal, de l'ordre de 10^{12} à 10^{14} G (un gauss équivaut à 0.1 mT), soit environ un million de fois plus intense que les champs magnétiques que l'on peut produire sur Terre.

Les lignes de champ magnétique sont en rotation avec l'étoile à neutrons, ils entraînant la matière piégée. Un rayonnement, produit au niveau de points chauds situés aux pôles magnétiques, est observable périodiquement (à l'instar d'un phare, sous forme de pulsations) du fait que les pôles magnétiques ne sont généralement pas situés sur l'axe de rotation de l'étoile à neutrons. Ces pulsations périodiques nous renseignent sur la géométrie des régions d'émission près des pôles magnétiques où l'accrétion est concentrée. Par ailleurs le champ magnétique en rotation induit un très intense champ électrique, susceptible d'accélérer des particules chargées (comme des électrons à des énergies d'une centaine de TeV), qui interagissent dans le milieu interstellaire avec production d'une émission multi-longueur d'onde de photons.

Les raies cyclotron Le champ magnétique des pulsars peut se calculer par l'observation des raies cyclotron. Le fort champ magnétique entraîne la quantification de l'énergie des électrons de la magnétosphère de l'étoile à neutrons (niveaux de Landau, séparés par l'énergie cyclotron E_{cycl}). Les photons émis au sein de la magnétosphère vont interagir avec les électrons par diffusion Compton, alors que les photons émis à l'énergie cyclotron seront absorbés par un électron. Un électron peut se désexciter d'un niveau à énergie élevée directement jusqu'au fondamental ; s'il se situe à un niveau égal à n fois l'énergie cyclotron, il émettra un photon à n fois l'énergie cyclotron. S'ils ont une énergie multiple de l'énergie cyclotron, le libre parcours moyen des photons est si étroit qu'ils n'ont pas la possibilité de sortir de la magnétosphère. Des raies qui ont l'aspect de raies d'absorption apparaissent dans le spectre de l'étoile à neutrons (il ne s'agit toutefois pas d'absorption car les photons sont simplement diffusés). La raie de plus basse énergie, de l'ordre d'une vingtaine de keV est l'énergie du fondamental, c'est l'énergie cyclotron E_{cycl} , les autres raies situées à des énergies plus élevées sont les harmoniques.

4.6. LA SOURCE VELA X-1

L'énergie cyclotron E_{cycl} (exprimée en keV) est proportionnelle au champ magnétique B_{12} (exprimé en unité de 10^{12} G), ce qui permet de déduire le champ magnétique de la mesure de l'énergie de la raie cyclotron :

$$E_{cycl} = 11.6 \times B_{12} \quad (4.4)$$

L'énergie cyclotron observée E_{cycl}^{obs} doit être corrigée du décalage gravitationnel vers le rouge z (*gravitational redshift*) qui ne peut être négligé à la surface de l'étoile :

$$E_{cycl}^{obs} = \frac{E_{cycl}}{1+z} \quad (4.5)$$

La fraction $(1+z)^{-1}$ se calcule en fonction des paramètres de l'étoile à neutrons, avec M_{NS} la masse de l'étoile à neutrons, et R la distance séparant le coeur de l'étoile à neutrons de la région d'émission des raies cyclotron :

$$(1+z)^{-1} = \sqrt{1 - \frac{2GM_{NS}}{Rc^2}} \quad (4.6)$$

Pour un rayon canonique égal à 10 km et en prenant une masse de $1.4 M_{\odot}$, l'énergie cyclotron réelle est augmentée par rapport à l'énergie cyclotron observée d'un facteur 1.3 environ.

4.6.2 Le système Vela X-1

Le système binaire serré de Vela X-1 est situé à une distance d'environ 2 kpc. Il abrite une étoile à neutrons en rotation rapide, fortement magnétisée, accrétant la matière de son compagnon. Le compagnon, une étoile supergéante de type B0.5Ib, a une masse égale à $23 M_{\odot}$ et un rayon égal à trente rayons solaires. L'étoile à neutrons tourne autour de son compagnon avec une période orbitale de 8.96437 jours. Les dernières mesures prêtent à l'étoile à neutrons une masse de $1.88 \pm 0.13 M_{\odot}$ [256]. Elle tourne sur elle-même avec une période propre d'environ 283 s. L'accrétion est soutenue grâce au vent stellaire du compagnon souffle avec un débit de $4 \cdot 10^{-4} M_{\odot} / an$.

Les observations de Vela X-1 ont révélés des sursauts d'émission, ainsi que des diminutions du flux allant jusqu'à 90 % du flux moyen. Le pulsar de Vela X-1 est une source doublement périodique. On observe grâce aux courbes de lumière, la période de rotation du système et la période de rotation de l'étoile à neutrons sur elle-même.

La partie continue du spectre de photons vient de la comptonisation dans un plasma à haute température (Sunyaev et Titarchuk, 1980 [281]), ce processus est utilisé pour la modélisation du spectre. Le spectre présente des raies cyclotron variables en énergie et en intensité. La première harmonique se situe aux alentours de 55 keV. La raie du fondamental, dont une première indication de détection a été obtenue à partir des données recueillies en 1999 et 2000 par le satellite *RXTE*, se situerait à 25 keV environ (Kreykenbohm et al, 1999 [195]). Elle a ensuite été située à $23_{-0.6}^{+1.3}$ keV, pour laquelle le champ magnétique est estimé à $2.6 \cdot 10^{12}$ G (Kreykenbohm et al, 2002 [196]).

4.6. LA SOURCE VELA X-1

Observations de Vela X-1 avec IBIS et SPI Les observations menées avec SPI en été 2003 et en décembre 2003, ont permis d'estimer la raie du fondamental à 27 keV environ mais sans pouvoir fermement confirmer sa détection, les erreurs statistiques sur la largeur et la profondeur de la raie étant supérieures à 100 % (Thèse de David Attié, 2005 [120], et publication Attié et al, 2004 [37]).

Avec les observations de la région des Voiles qui nous ont été attribuées lors de l'AO-3 d'*INTEGRAL*, et qui ont été effectuées par les télescopes SPI, IBIS et JEM-X durant 1.7 Ms entre novembre et décembre 2005, nous avons pu étudier avec une meilleure statistique le comportement de Vela X-1, grâce au travail de ma stagiaire Lucie Gérard (pour l'analyse des données de SPI) et de Diego Götz (pour les données d'IBIS). Cette longue période d'observation inclut trois éclipses de l'étoile à neutrons par son compagnon (période orbitale 8.964 jours). Nous avons focalisé notre étude sur le comportement spectral et temporel de cette étoile à neutrons dans un système binaire avec étoile compagne de forte masse (HMXB).

Une recherche de sources en aveugle dans les données de l'observations de la région des Voiles durant l'AO-3 est présentée en Fig. 4.26 pour les télescopes ISGRI et SPI, avec lesquels Vela X-1 et PSR B0833-45 (appelé aussi Vela Pulsar) sont clairement détectés ; trois autres sources sont aussi trouvées avec ISGRI, dont une est aussi détectée avec SPI.

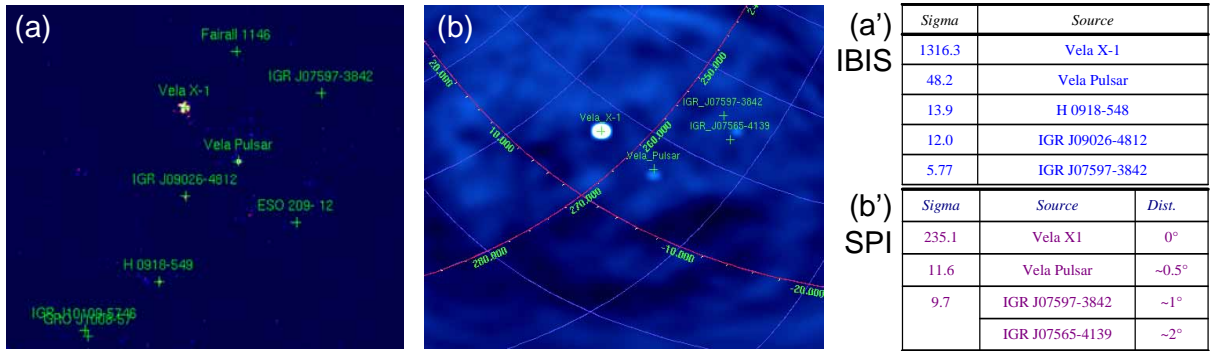


FIGURE 4.26 – Images obtenues à partir des observations des Voiles dans l'AO-3, en recherchant en aveugle des sources ponctuelles avec (a) ISGRI (18-60 keV) et (b) SPI (20-40 keV). Liste des sources trouvées avec leur significativité pour (a') ISGRI (sur les 1.7 Ms d'exposition totale) et (b') SPI (sur 1 Ms d'exposition utile, en utilisant SPIROS).

Courbes de lumière de Vela X-1 Les courbes de lumière de Vela X-1 obtenues avec ISGRI et SPI durant le mois d'observation des Voiles, pour chaque pointé de ~ 30 min, sont présentées sur la Fig. 4.27. On y voit apparaître trois périodes où le flux est proche de zéro, correspondant à l'éclipse de l'étoile à neutrons (responsable de l'émission γ) par son étoile compagne, avec une période orbitale de 8.8 ± 0.1 jours. En dehors des éclipses, Vela X-1 présente une certaine variabilité à long temps (contrairement à PSR B0833-45). On remarque en particulier la manifestation de sursauts de l'étoile à neutrons (aux alentours des jours 2134 et 2160).

Période propre de Vela X-1 L'étude de la période propre de rotation de l'étoile à neutrons sur elle même, de l'ordre de 283 s, est effectuée en considérant le temps de chaque

4.6. LA SOURCE VELA X-1

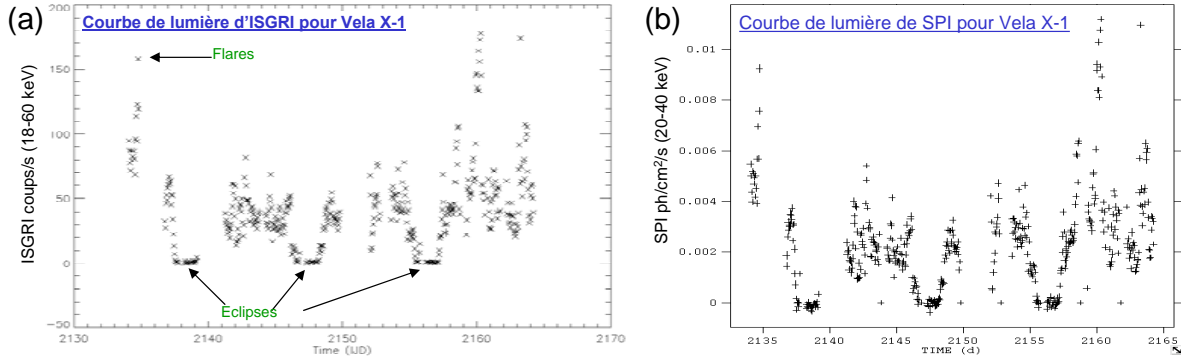


FIGURE 4.27 – Courbes de lumière de Vela X-1 : (a) ISGRI, (b) SPI (en jours depuis le 01/01/2000).

photon (de la source et du bruit, indifférentiable à cette échelle) modulo la période propre escomptée, et dont on forme un histogramme (appelé phasogramme). Les photons de la source émis à cette période font apparaître un motif de périodicité, les autres photons se répartissent de manière uniforme dans l’histogramme.

On recherche la période propre en ajustant l’histogramme avec une constante ; l’ajustement donne un $\chi^2/ndf \sim 1$ lorsque la période sur laquelle on a replié ne correspond pas à la période vraie de pulsation ; il est au contraire mauvais (avec un χ^2/ndf élevé) si le repliage est effectué sur la période vraie de pulsation, auquel cas l’histogramme n’est pas plat mais montre un motif de périodicité. La Fig. 4.28 représente l’histogramme pour la meilleure période de pulsation trouvée avec ISGRI (283.6 s) et SPI (283.3 s).

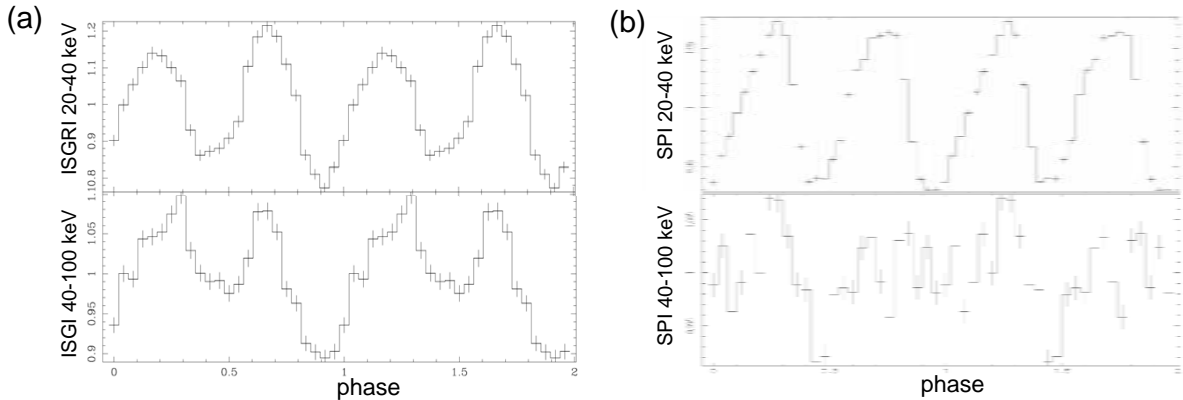


FIGURE 4.28 – Phasogrammes de Vela X-1 obtenus avec (a) ISGRI (avec une période de 283.6 s) et (b) SPI (283.3 s).

Raies cyclotron dans le spectre de Vela X-1 Grâce à cette longue observation nous avons également pu mettre clairement en évidence pour la première fois l’existence du complexe de raies de résonance cyclotron (CRSF, *cyclotron resonant scattering features*), dont le fondamental a été mesuré à ~ 27 keV et la première harmonique à ~ 54 keV. Ces résultats ont été obtenus avec chacun des instruments SPI et IBIS/ISGRI séparément (voir Fig. 4.29 pour SPI et Fig. 4.30 pour ISGRI et JEM-X).

4.6. LA SOURCE VELA X-1

A la différence des résultats obtenus avec les données de *BeppoSax* par La Barbera et al, 2003 [199], qui rapportent l'existence d'une seule raie CRSF à ~ 55 keV, nous confirmons l'existence des deux raies, dont Kreykenbohm et al, 2002 [196], avaient trouvé une indication dans les données de *RXTE*. Dans les données de JEM-X (Fig. 4.30) nous mettons également en évidence une structure à 6.44 keV, interprétée comme une raie d'émission du fer.

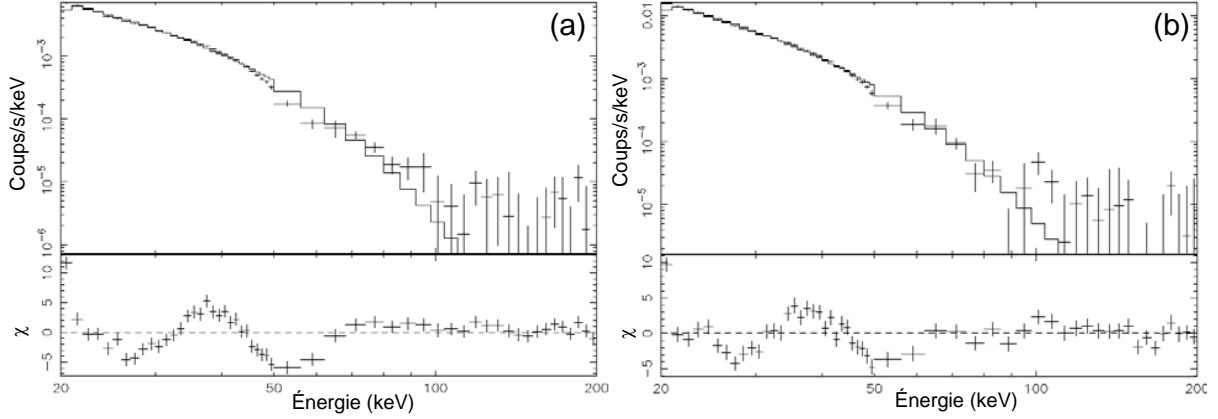


FIGURE 4.29 – Spectre (a) moyen hors éclipses et sursauts de Vela X-1, et (b) durant les deux sursauts, obtenus avec SPI. L'ajustement par une loi de puissance avec coupure exponentielle rend particulièrement visible dans les résidus l'existence de deux raies cyclotron à ~ 27 keV et ~ 54 keV, dont les caractéristiques ne varient pas hors ou pendant le sursaut.

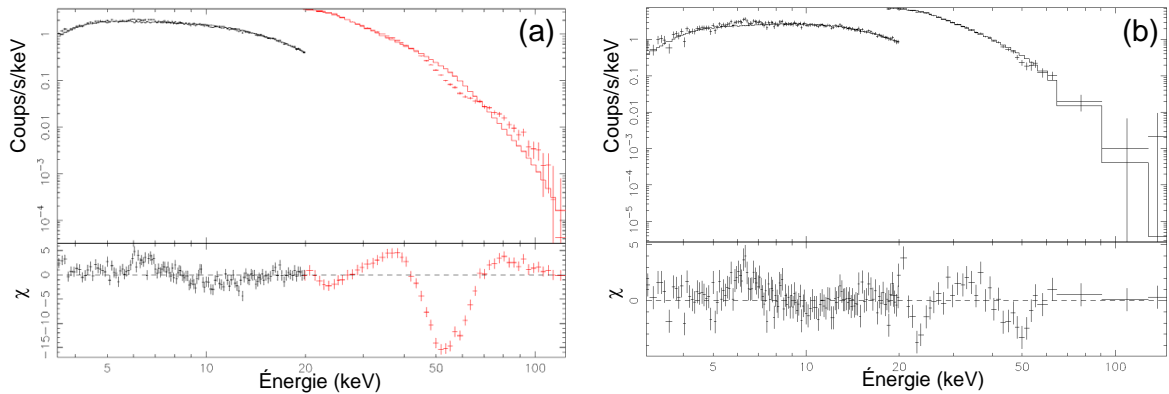


FIGURE 4.30 – Spectre (a) moyen hors sursauts et éclipses de Vela X-1, et (b) durant le premier sursaut, obtenus avec JEM-X et ISGRI. L'ajustement par une loi de puissance avec coupure exponentielle permet de rendre visible dans les résidus une raie du fer à 6.44 keV et deux raies CRSF à ~ 27 keV et ~ 54 keV, toutes présentes hors comme pendant le sursaut.

Caractéristiques des raies cyclotron de Vela X-1 Pour obtenir les caractéristiques des raies cyclotron, les spectres obtenus ont été ajustés par une loi de puissance avec coupure à haute énergie et multipliée par deux fonctions F_{CRSR} modélisant les raies cy-

4.6. LA SOURCE VELA X-1

	Hors sursaut (SPI)	Sursaut (SPI)	Hors sursaut (SPI&IBIS)
$E_{cycl,1}^{obs} = E_{cycl,2}^{obs}/2$	27.44 ± 0.43 keV	27.5 ± 0.6 keV	27.88 ± 0.14 keV
w_1	6.73 ± 1.6 keV	5.58 ± 1.69 keV	12.09 ± 0.94 keV
D_1	0.17 ± 0.052	0.16 ± 0.049	0.28 ± 0.078
w_2	8.84 ± 1.96 keV	8.45 ± 2.96 keV	10.86 ± 1.05 keV
D_2	1.01 ± 0.12	0.76 ± 0.15	1.1 ± 0.07
χ^2/ndf	1.03	1.17	1.9
ndf	71	71	90

TABLE 4.5 – Ajustements des spectres de Vela X-1 obtenus avec SPI (hors sursaut et durant un sursaut), et ajustement simultané (hors sursaut) des données ISGRI et SPI. Les paramètres w et D représentent la largeur et profondeur des raies cyclotron. Sont également précisées les valeurs du χ^2 des ajustements et leur nombre de degrés de liberté ndf .

clotron :

$$A(E) \times F_{CRSF}(E; E_{cycl,1}^{obs}, w_1, D_1) \times F_{CRSF}(E; E_{cycl,2}^{obs}, w_2, D_2) \quad (4.7)$$

avec $A(E) = K (E/1\text{keV})^{-\alpha} \exp(-E/E_{cutoff})$, et $F_{CRSF}(E; E_{cycl,i}^{obs}, w_i, D_i)$ une fonction qui paramétrise une raie cyclotron par l'énergie $E_{cycl,i}^{obs}$, la largeur w_i , et la profondeur D_i de la raie cyclotron observée. L'indice i se réfère au fondamental ($i=1$) et à la deuxième harmonique ($i=2$). L'ajustement n'est pas laissé libre, l'énergie de la deuxième harmonique est fixée à deux fois l'énergie du fondamental. La fonction $F_{CRSF}(E; E_{cycl}^{obs}, w, D)$ s'écrit :

$$F_{CRSF}(E; E_{cycl}^{obs}, w, D) = \exp \left[- \frac{D(w E/E_{cycl}^{obs})^2}{(E - E_{cycl}^{obs})^2 + w^2} \right] \quad (4.8)$$

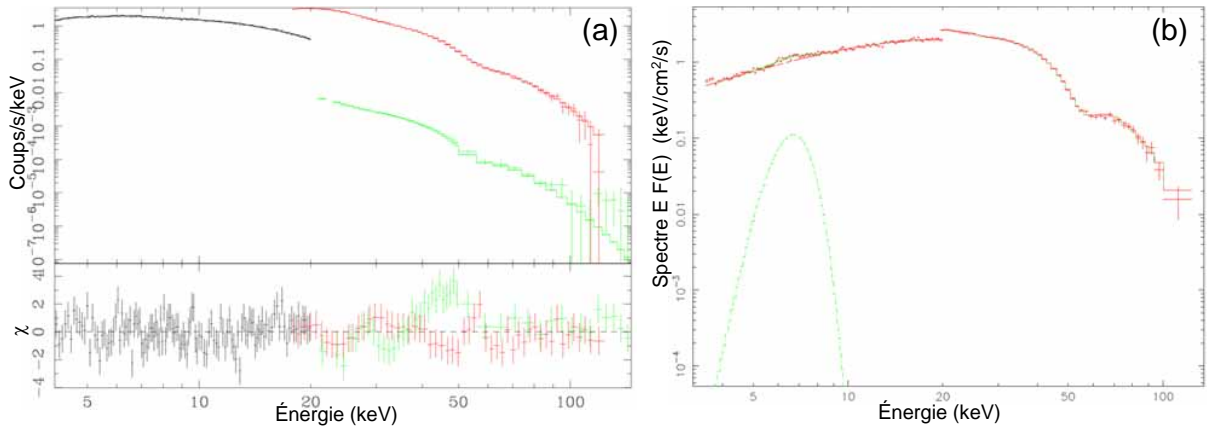


FIGURE 4.31 – Spectre persistant moyen de Vela X-1 avec JEM-X, SPI et ISGRI, (a) après ajustement global des données des trois instruments par une loi de puissance avec coupure exponentielle, une gaussienne déterminée à 6.44 keV, et deux raies CRSF, (b) déconvolué de la réponse instrumentale; facteur d'intercalibration (1.3) observé entre JEM-X et ISGRI.

Les résultats des ajustements sont présentés dans le tableau 4.5. Les spectres durant les sursauts et périodes calmes ne montrent pas de différences significatives en dehors du taux

4.6. LA SOURCE VELA X-1

de comptage, bien plus élevé durant les sursauts. Avec SPI seul, la raie du fondamental est détectée avec une erreur sur la largeur et la profondeur inférieure à 30%, ce qui permet d'affirmer clairement la détection, avec une significativité de 3.2σ . La première harmonique est détectée à 8σ hors sursaut et à 5σ durant les sursauts (avec un nombre moindre d'événements durant les sursauts). Dans un ajustement simultané des données de SPI et ISGRI, le fondamental est détecté à 3.5σ , et la deuxième harmonique à 15.4σ . La Fig. 4.31 présente le spectre moyen persistant (hors sursauts et éclipses) de Vela X-1 avec l'ajustement global des données des trois instruments.

Champ magnétique dans Vela X-1 Le champ magnétique dans Vela X-1 se calcule à partir de l'énergie observée de la raie cyclotron du fondamental (eq. 4.4), moyennant sa correction par le décalage vers le rouge gravitationnel z (eq. 4.5) : $B = \frac{E_{cycl}^{obs}}{11.6} \times (1+z) \times 10^{12} \text{G}$. Le site de l'émission cyclotron dépend de la géométrie du phénomène d'accrétion, qui n'est pas connue avec précision, mais que l'on peut supposer proche de la surface de l'étoile à neutrons. On peut donc estimer z à partir du rayon R de l'étoile à neutrons (voir eq. 4.6).

En considérant la masse de Vela X-1 égale à $M = 1.88 \pm 0.13 M_{\odot}$ [256] et son rayon égal au rayon canonique avec une incertitude de 10% soit $R = 10 \pm 1 \text{ km}$, on a $z = 0.49 \pm 0.11$. De l'énergie cyclotron observée $E_{cycl}^{obs} = 27.88 \pm 0.14 \text{ keV}$, on déduit donc une valeur du champ magnétique intrinsèque de l'étoile à neutrons $B = 3.6 \pm 0.3 \times 10^{12} \text{ G}$.

Une valeur publiée du champ magnétique de l'étoile à neutrons de Vela X-1 est de 2.6×10^{12} Gauss (Kreykenbohm, 2004 [197]). Elle a été obtenue à partir d'observations de Vela X-1 à des périodes différentes de la nôtre. L'écart pourrait s'expliquer par une variabilité de l'énergie de la raie cyclotron. De plus, les valeurs choisies pour la masse et le rayon de l'étoile à neutrons influencent la valeur finale du champ magnétique. Par exemple si l'on avait choisi la masse de l'étoile à neutrons égale à la masse canonique ($1.4 M_{\odot}$), on obtient $z = 0.3$, et donc une valeur du champ magnétique $B = 3.12 \times 10^{12}$ Gauss.

Perspectives Pour aller plus loin dans l'étude du système Vela X-1, une détermination précise des éphémérides orbitales du système permettrait d'obtenir des spectres résolus en temps en fonction de la position orbitale du compagnon et de la phase de rotation de l'étoile à neutrons sur elle même. Les variations de la morphologie des pulsations en fonction de l'énergie et du temps pourraient servir à mesurer une éventuelle variation de la période de rotation, et contraindre le phénomène d'accrétion du vent émanant de l'étoile compagne, à l'aide d'un modèle géométrique de l'émission aux pôles de l'étoile à neutrons.

4.6. LA SOURCE VELA X-1

Mes publications principales relatives à ce chapitre

- 2002** *The space-borne INTEGRAL-SPI gamma ray telescope : test and calibration campaigns*, IEEE Transactions on Nuclear Science, 49, 1226 (2002) , Schanne, S., Cordier, B., Gros, M., Mur, M., Crespín, S., Joly, S., Knödlseider, J., Mandrou, P., Paul, P., Roques, J.-P., Vedrenne, G., André, Y., Clair, M.-A., Clauss, P., Georgii, R., Lichti, G., von Kienlin, A., & Dubath, P. [82]
- 2003** *Calibration of the spectrometer aboard the INTEGRAL satellite*, Proc. of SPIE, 4851, 1132 (2003), Schanne, S., Cordier, B., Gros, M., Attie, D., von Ballmoos, P., Bouchet, L., Carli, R., Connell, P., Diehl, R., Jean, P., Kiener, J., von Kienlin, A., Knoedlseider, J., Laurent, P., Lichti, G. G., Mandrou, P., Paul, J., Paul, P., Roques, J.-P., Sanchez, F., Schoenfelder, V., Shrader, C., Skinner, G. K., Strong, A. W., Sturmer, S. J., Tatischeff, V., Teegarden, B. J., Vedrenne, G., Weidenspointner, G., & Wunderer, C. [75]
- 2003** *INTEGRAL/SPI ground calibration*, A&A, 411, L71 (2003), Attié, D., Cordier, B., Gros, M., Laurent, P., Schanne, S., Tauzin, G., von Ballmoos, P., Bouchet, L., Jean, P., Knödlseider, J., Mandrou, P., Paul, P., Roques, J.-P., Skinner, G., Vedrenne, G., Georgii, R., von Kienlin, A., Lichti, G., Schönfelder, V., Strong, A., Wunderer, C., Shrader, C., Sturmer, S., Teegarden, B., Weidenspointner, G., Kiener, J., Porquet, M.-G., Tatischeff, V., Crespín, S., Joly, S., André, Y., Sanchez, F., & Leleux, P. [71]
- 2003** *SPI/INTEGRAL in-flight performance*, A&A, 411, L91 (2003), Roques, J. P., Schanne, S., von Kienlin, A., Knödlseider, J., Briet, R., Bouchet, L., Paul, P., Boggs, S., Caraveo, P., Cassé, M., Cordier, B., Diehl, R., Durouchoux, P., Jean, P., Leleux, P., Lichti, G., Mandrou, P., Matteson, J., Sanchez, F., Schönfelder, V., Skinner, G., Strong, A., Teegarden, B., Vedrenne, G., von Ballmoos, P., & Wunderer, C. [69]
- 2006** *INTEGRAL Observations of the Vela Region Focusing on Vela X-1*, 6th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 622 (2006), Schanne, S., Götz, D., Gerard, L., Sizun, P., Falanga, M., Hamadache, C., Cordier, B., & von Kienlin, A. [24]

Chapitre 5

La nucléosynthèse galactique observée avec SPI

Dans ce chapitre je présenterai la nucléosynthèse observationnelle, en particulier nos travaux sur la détection de photons à 1809 keV en provenance de noyaux d'aluminium-26 répartis dans le plan galactique avec SPI, menés en collaboration avec le groupe du MPE de Garching, qui ont donné lieu à des publications dans *Nature* (Diehl et al, 2006 [35]) et dans *A&A* (Diehl et al, 2006[34]), puis ceux sur la détection d'émission du fer-60 galactique, deuxième résultat de nucléosynthèse de SPI, publié dans *A&A* (Wang et al, 2007 [16]).

Je ferai un point particulier sur la région des Voiles en expliquant pourquoi nous avons proposé ce site comme laboratoire de prédilection pour l'étude de la nucléosynthèse, et je présenterai notre recherche d'émission en provenance de noyaux d'aluminium-26 dans cette région (Schanne et al, 2007 [25]).

J'exposerai mes travaux menés en collaboration avec notre post-doc David Maurin, et notre thésard Patrick Sizun, en particulier nos méthodes et logiciels d'analyse de données développés à Saclay, à des fins de recherche d'émission diffuse de raies spectrales bien déterminées. Ces développements ont été nécessaires parce que les outils standards d'étude de sources ponctuelles étaient inappropriés, et qu'en outre un travail important de compréhension du bruit de fond était nécessaire aux études de ces raies.

Outre l'application à la recherche de signaux de nucléosynthèse, je présenterai aussi les résultats que nous avons obtenus à l'aide de ces outils pour l'analyse de la raie d'annihilation de positrons à 511 keV. Pour ne pas alourdir ce chapitre, c'est dans le suivant (chapitre 6) que seront détaillées nos observations de la raie à 511 keV avec SPI (qui ont également été publiées dans *Nature* [12]), ainsi que leur interprétation.

5.1 Observations de la nucléosynthèse galactique

Les rayons gamma offrent un moyen unique pour étudier les sites de nucléosynthèse active dans l'univers. Le comptage direct de noyaux radioactifs fraîchement synthétisés, qui ont rejoint des régions transparentes aux rayons gamma avant leur désintégration, donne accès aux processus de combustion nucléaire, et ceci de façon plus directe que toutes autres observations¹. Le pouvoir de pénétration des rayons gamma, avec des libres parcours

1. excepté celle de la détection directe de neutrinos

5.1. OBSERVATIONS DE LA NUCLÉOSYNTÈSE GALACTIQUE

moyens se mesurant en dizaines de g/cm^2 , est tel que même la Galaxie entière ne représente pas d'obstacle significatif.

La nucléosynthèse observable Des prédictions de production de noyaux radioactifs par des sites célestes [142, 257, 292] ont été faites longtemps avant de disposer de moyens expérimentaux pour les vérifier, lesquels nécessitent des détecteurs massifs, placés sur satellites. Mais ceux-ci sont malheureusement sujets à un fort bruit de fond, avec sensibilité réduite et analyses difficiles.

Les études conduites par de nombreuses expériences de physique nucléaire nous ont amené à connaître actuellement plus de 2500 isotopes différents, dont certains sont artificiels (créés par l'homme), mais une bonne partie d'entre eux se forme effectivement dans les processus de nucléosynthèse toujours en cours actuellement dans l'Univers. Parmi tous ces isotopes connus, seuls $\sim 10\%$ sont stables, les autres fissionnent spontanément ou se désintègrent radioactivement. Dans ces cascades successives conduisant à un noyau stable, beaucoup de photons γ sont émis, cependant seul quelques uns sont observables par les moyens de l'astronomie gamma.

Pour qu'un radio-isotope soit observable il faut (i) qu'il puisse être formé, dans des processus tels la combustion nucléaire au sein des étoiles et les réactions nucléaires qui se déroulent lors des supernovæ (explosions d'étoiles) et de novæ (explosions thermonucléaires à la surface de naines blanches) et éventuellement dans les disques d'accrétion autour d'objets compacts tels des étoiles à neutrons ou des trous noirs. Ensuite (ii) il faut que ces isotopes puissent être transportés hors de leur région de formation, en général opaque au rayonnement, avant qu'ils aient eu le temps de se désintégrer ou d'être détruits par réaction nucléaire. Ceci implique des phénomènes de convection et d'éjection de matière, sous forme soit de vents stellaires (comme pour les étoiles de type Wolf-Rayet), soit d'explosions (novæ ou supernovæ) et nécessite donc que les isotopes aient des durées de vie d'au moins plusieurs jours, voire plusieurs mois. Finalement (iii) il faut que les sites de production soient assez proches (localisés dans la Galaxie ou l'amas local), l'abondance des isotopes suffisante, et les taux de désintégration assez importants (donc les durées de vie assez courtes) pour que les flux de photons γ entrent dans le domaine de sensibilité des observatoires gamma. Toutes ces contraintes font que seul quelques isotopes, répertoriés dans la table 5.1, sont accessibles aux observatoires d'astronomie gamma actuels [271].

Lors d'une supernova par exemple, la plupart des photons γ produits sont réabsorbés puis thermalisés et donc non observables directement (cependant ils contribuent à l'éclat lumineux dans le visible de l'explosion); la détection de raies gamma nucléaires lors de ces événements permet d'apporter des informations complémentaires importantes pour contraindre la physique de l'explosion; ainsi par exemple une supernova thermonucléaire (de type Ia) tire l'essentiel de son éclat lumineux de la thermalisation des produits de désintégration radioactive d'environ une demi masse solaire de ^{56}Ni synthétisée au moment de l'explosion.

Le tableau 5.1 comporte des isotopes de durée de vie très variée. Pour détecter les isotopes à durée de vie courte, l'observation en direct de l'événement (tel une nova ou une explosion de supernovæ) est donc nécessaire et comporte un facteur chance lié à son taux d'occurrence pendant la durée de vie des instruments qui les observent. Ainsi avec *INTEGRAL*, si le sort était favorable, on pourrait observer l'explosion en direct d'une supernova pendant la durée de vie de la mission; la raie à 847 keV reste encore observable pour l'explosion

5.1. OBSERVATIONS DE LA NUCLÉOSYNTÈSE GALACTIQUE

Décroissance	Demi vie	Emissions (keV)	Origine	Observations
${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li}$	53.2 j	477.6	Novae	-
${}^{56}\text{Ni} \rightarrow {}^{56}\text{Co}$	6.2 j	158.4, 811.8	Supernovæ	SN1987a,
${}^{56}\text{Co} \rightarrow {}^{56}\text{Fe}$	77.2 j	847.7, 1238.3, β^+ 18%		SN1991T(?)
${}^{57}\text{Ni} \rightarrow {}^{57}\text{Co}$	35.6 h	1377.6	Supernovæ	SN1987a
${}^{57}\text{Co} \rightarrow {}^{57}\text{Fe}$	271.7 j	122.1		
${}^{22}\text{Na} \rightarrow {}^{22}\text{Ne}$	2.60 a	1274.5, β^+ 90%	Novae, Wolf-Rayet	-
${}^{44}\text{Ti} \rightarrow {}^{44}\text{Sc}$	60.0 a	67.9, 78.4	Supernovæ	Cas A,
${}^{44}\text{Sc} \rightarrow {}^{44}\text{Ca}$	3.97 h	1157.0, β^+ 94%		Vela Jr(?)
${}^{26}\text{Al} \rightarrow {}^{26}\text{Mg}$	7.17×10^5 a	1808.7, β^+ 82%	Supernovæ, Wolf-Rayet	plan galactique, Cygnus, Vela (?)
${}^{60}\text{Fe} \rightarrow {}^{60}\text{Co}$	2.62×10^6 a	(58.6 2%)	Supernovæ	plan galactique (?)
${}^{60}\text{Co} \rightarrow {}^{60}\text{Ni}$	1925 j	1173.2, 1332.5		

TABLE 5.1 – Liste des isotopes issus de la nucléosynthèse en cours dans l’Univers, produisant des raies observables (d’après [271] et mis à jour [301] et [267]). Quatre d’entre eux sont également émetteur de positrons (β^+)

d’une SN Ia à une distance de 9 Mpc (la sensibilité ne permettant malheureusement pas d’atteindre l’amas de la Vierge, situé à 15 Mpc). L’observation des isotopes à durée de vie courte permettrait alors d’étudier la nucléosynthèse et la dynamique d’événements isolés. Les isotopes de durée de vie intermédiaire sont attendus dans des vestiges de supernova récents, pour lesquels ils n’ont pas encore eu le temps de décroître entièrement (comme le ${}^{44}\text{Ti}$ pour la supernova Cassiopée A, dont l’explosion daterait de l’an 1680, mais dont on n’a pas de trace d’observations historiques, probablement parce qu’elle a eu lieu derrière des nuages de poussière). S’agissant des isotopes à durée de vie longue (tels ${}^{26}\text{Al}$), grande comparée à l’intervalle de temps qui sépare les événements qui les relâchent, et qui de surcroît voyagent sur des distances considérables (jusqu’à 100 pc) avant de se désintégrer, l’émission produite présente un caractère intrinsèquement diffus ; la Galaxie entière émet en quelque sorte une lueur issue de cette radioactivité.

Historique des observations Pour le moment, grâce à l’emploi de plusieurs générations d’instruments spatiaux, et par le biais de la détection de leurs raies d’émission nucléaires, on a pu identifier la présence dans la Galaxie d’une poignée de types d’isotopes radioactifs :

- ${}^{26}\text{Al}$ dans le plan galactique, détecté d’abord par le spectromètre au germanium C1 du satellite *HEAO-3* [218] (qui étudia également la raie d’annihilation de positrons à 511 keV), puis par le spectromètre GRS de la mission d’étude d’éruptions solaires *SMM* [272]. La première carte du ciel en ${}^{26}\text{Al}$ a été produite par *CGRO/COMPTEL*, et avec *INTEGRAL/SPI* nous avons étudié la forme de la raie spectrale.
- ${}^{56}\text{Ni}$ et ${}^{57}\text{Ni}$ lors de l’explosion de la supernova SN1987a, à l’aide de *SMM/GRS* qui avait la chance de se trouver en vol à ce moment là [230, 206]. Par la suite, le lancement de *CGRO* venant à point nommé, *OSSE* a pu suivre en direct la désintégration du ${}^{57}\text{Co}$ dans SN1997A [198].
- ${}^{44}\text{Ti}$ dans la région de Cas A, détecté par *CGRO/COMPTEL* dans la raie à 1.16 MeV

5.1. OBSERVATIONS DE LA NUCLÉOSYNTÈSE GALACTIQUE

[178] en 1994 et récemment confirmé par *INTEGRAL*/IBIS dans les raies de basse énergie [260, 259]. Une indication de la présence de ^{44}Ti dans la région des Voiles par *CGRO*/COMPTEL [177] n'a cependant pas été confirmée par *INTEGRAL* [260].

- ^{60}Fe pour lequel une indication de présence dans le plan de la Galaxie a été obtenue par *RHESSI* pour la première fois en 2003 [276], que nous avons récemment confirmée avec *INTEGRAL*/SPI.

5.1.1 L'aluminium-26, traceur de la nucléosynthèse galactique

Emission γ de l'aluminium-26 Avec une durée de vie de 1.04 Ma (millions d'années, soit une demie-vie de 7.2×10^5 Ma), les noyaux radioactifs d'aluminium-26 sont de très bons traceurs des phénomènes de nucléosynthèse encore en cours actuellement dans notre Galaxie. En effet, en raison de cette durée de vie limitée, si l'on arrive à observer la désintégration d'un noyau ^{26}Al , il ne peut pas avoir été créé il y a fort longtemps (à l'échelle temporelle galactique). Le principal mécanisme² est la désintégration β^+ , dans laquelle le noyau ^{26}Al se transforme en un noyau de ^{26}Mg dans un état excité, avec émission de positron (le fait qu'un positron soit créé aura son importance ultérieurement). Lors de la transition prompte vers son état fondamental, ce noyau émet un photon gamma d'une énergie de 1809 keV.

C'est à cette énergie que le satellite *HEAO 3* (instrument C1)[218] a découvert une raie d'émission en provenance des régions centrales de la Galaxie durant ses observations de 1979 et 1980. L'isotope d'aluminium-26 est donc historiquement le premier élément radioactif dont on a découvert la présence dans la Galaxie grâce à l'astronomie des rayons gamma, utilisant des détecteurs basés sur satellites. Depuis, les découvertes d'autres isotopes radioactifs par observations de leurs raies d'émission gamma se comptent sur les doigts d'une main.

L'aluminium-26 observé par COMPTEL Dans les années 1990, le résultat majeur du télescope COMPTEL à bord du satellite *CGRO* de la NASA, qui présente à 1.8 MeV une résolution angulaire de 3.8° (FWHM) et une résolution en énergie de 140 keV (FWHM), a été de montrer ([148, 241, 191, 248]) que l'émission caractéristique à 1.8 MeV est distribuée le long du plan galactique (voir Fig. 5.1). Il s'agit donc clairement d'un phénomène galactique plutôt que d'un effet local, confiné au système solaire. Même si l'on peut craindre que sa structure irrégulière puisse être en partie instrumentale, cette carte de l'émission galactique dans la lumière de l'aluminium-26 présente un alignement des maxima avec les tangentes des bras spiraux de la Galaxie, et des comparaisons avec d'autres cartes de sources potentielles d'aluminium-26 ont amené à conclure à une très bonne corrélation avec la répartition des étoiles jeunes et massives à travers la Galaxie, renforçant l'hypothèse que l'aluminium-26 était principalement produit par ce type de sources [139, 251, 189, 190].

Origine de l'aluminium-26 En effet, on s'attend à la formation d'aluminium-26 par des étoiles massives, dans les différentes couches de combustion nucléaires en leur sein

2. ^{26}Al , désintégration par capture électronique (demi-vie 7.17×10^5 ans), photon émis à 1808.65 keV (avec intensité $I_\gamma=99.76\%$), β^+ émis (avec $I_{\beta^+}=81.73\%$), selon NuDat du BNL [301]

5.1. OBSERVATIONS DE LA NUCLÉOSYNTÈSE GALACTIQUE

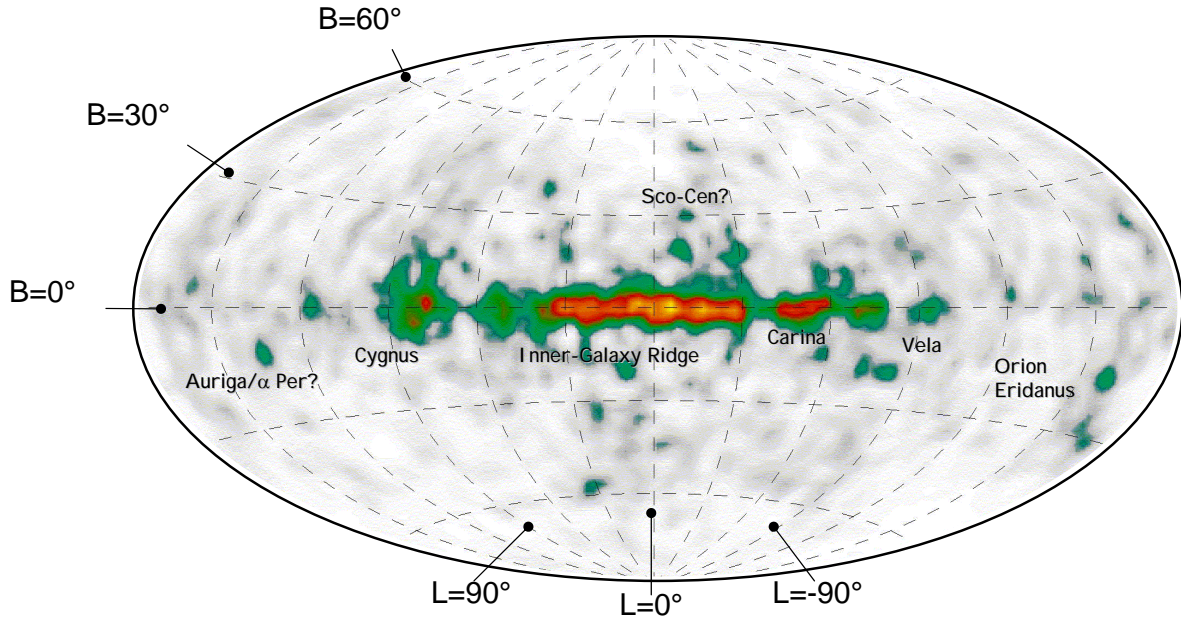


FIGURE 5.1 – Carte dans la raie à 1.8 MeV (désintégration d' ^{26}Al) obtenue après 9 ans d'observations de COMPTEL (carte en coordonnées de longitude ($L=Länge$) et latitude ($B=Breite$) galactiques; ($B=0$) : plan galactique; (L, B) = (0, 0) : région centrale galactique); d'après Plüschke et al, 2001 [248].

[210], surtout par interaction de protons : $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$, et dans une moindre mesure de neutrinos : $^{27}\text{Al}(\nu, n)^{26}\text{Al}$. Ainsi la phase de combustion initiale de l'hydrogène au cœur de l'étoile synthétise du ^{26}Al à partir du ^{25}Mg préexistant. De plus, lors de la combustion en couche du C et du Ne, l'isotope ^{26}Al est produit à partir du ^{25}Mg qui a été synthétisé auparavant dans la phase de combustion de l'He à partir des noyaux de CNO initiaux. L'essentiel du ^{26}Al est cependant produit de manière explosive lors de la combustion de la couche de C lors de l'explosion de supernovæ, le ^{25}Mg provenant d'une capture neutronique sur le ^{24}Mg , produit lui-même lors de phase de combustion en couche du C et du Ne; ici la dépendance par rapport à la métallicité initiale est difficile à déterminer. Les rendements d'aluminium-26 par étoile massive s'échelonnent de 10^{-5} à presque $10^{-3} M_{\odot}$ pour les plus massives d'entre elles. Ces rendements sont prédits par des modèles stellaires très complexes dans leurs détails à la fois au niveau de la synthèse de cet isotope au sein des différentes couches de l'étoile, et de son transport hors de l'étoile. En adoptant une distribution plausible à large échelle des étoiles massives, la quantité totale d'aluminium-26 au sein de la Galaxie est estimée entre 2-3 M_{\odot} .

A cause de leur durée de vie non négligeable à l'échelle de celle d'une étoile très massive (quelques dizaines de millions d'années), l'aluminium-26 peut être transporté hors de sa région de formation, opaque aux gamma (l'intérieur de l'étoile), dans le milieu interstellaire où il peut se désintégrer et libérer un photon de 1809 keV observable.

Le transport hors de l'étoile peut se faire lors de l'explosion en supernova gravitationnelle, ceci pour les d'étoiles massives : lorsque le combustible nucléaire s'éteint en son sein, le cœur de l'étoile s'effondre, provoquant l'explosion. La désintégration dans le milieu interstellaire de l'aluminium-26 est donc un traceur potentiel des régions peu denses et chaudes de ce milieu, dans lesquelles les éjecta d'événements explosifs se mélangent avec le gaz

5.1. OBSERVATIONS DE LA NUCLÉOSYNTÈSE GALACTIQUE

ambiant, avant de produire une nouvelle génération d'étoiles.

L'aluminium-26 peut également être transporté hors des étoiles massives avant leur explosion, dans la phase dite de Wolf-Rayet, lorsque les couches externes (enveloppe d'hydrogène) des étoiles ont déjà été dispersées par un fort vent qui se dégage de ces étoiles, et que les couches plus internes sont mises à nu, permettant ainsi aux noyaux d'aluminium-26 synthétisés lors de la phase de combustion de l'hydrogène d'être emportés dans le milieu interstellaire par le vent stellaire qui évacue l'enveloppe d'hydrogène. Outre une production d'aluminium-26 dans la génération actuelle d'étoiles très massives (de durée de vie 10 Ma), des éruptions à la surface d'étoiles plus vieilles (novæ) ou des étoiles en phase AGB peuvent également libérer de l'aluminium-26 produit en leur sein.

Questions en suspens après COMPTEL Le fait que la partie dominante de l'émission d'aluminium-26 observée par COMPTEL soit concentrée dans la partie centrale de la Galaxie (de taille $\simeq 1$ radian sur le ciel en longitude) a donné lieu à un débat, celui de savoir si l'émission concernée était due à la présence fortuite d'une région de formation particulière d'étoiles relativement proche de nous, placée sur la ligne de visée vers la région centrale de la Galaxie, ou si au contraire elle confirmait effectivement le modèle général exposé précédemment, qui stipule que l'aluminium-26 est issu des régions actives de formation d'étoiles dans notre Galaxie, principalement concentrées dans le radian central de la Galaxie où se trouve toute une population d'étoiles jeunes et massives.

Pour trancher, COMPTEL n'avait cependant pas la résolution en énergie (environ 10 pourcent à 1.8 MeV) pour mesurer une éventuelle vitesse de déplacement des noyaux d'aluminium-26, inscrite dans le décalage et la forme de la raie à 1809 keV, par l'effet Doppler³. Ceci a motivé l'effort de réaliser un instrument capable de mesurer avec une haute résolution spectrale la forme et le décalage de la raie à 1809 keV; ce domaine d'étude est donc l'une des motivations fondamentales de la construction du télescope SPI, offrant une résolution de l'ordre de deux pour mille à cette énergie. La carte de COMPTEL, obtenue après 9 ans d'observations avec une résolution spatiale de 3.8° , reste le principal résultat scientifique de cet observatoire. Du côté imagerie il sera très difficile de faire mieux avec SPI, même avec une large base de données d'observations disponibles en fin de mission, à cause de sa technique de localisation par masque codé, non optimale pour l'étude de structures de grande taille dans le ciel ou d'émissions diffuses; notons que SPI reste cependant un bon imageur pour des sources ponctuelles.

Par contre, du côté spectroscopique il y avait longtemps débat quant à savoir si la raie du ^{26}Al était fine ou élargie, depuis la première mesure de *HEAO 3* [218] qui rapportait une raie fine, aux mesures de l'expérience GRIS, vol ballon effectué en 1996 [239], qui rapportait un élargissement de la raie de 5.4 keV, ce qui se traduit en une vitesse au delà de 500 km/s des noyaux d'aluminium-26 au moment de leur désintégration. Ceci était surprenant car l'éjection d'aluminium-26, que ce soit par supernovæ gravitationnelles ou vents d'étoiles de Wolf-Rayet, était censée se faire à des vitesses de 1000 km/s ou plus, les éjecta étant ensuite ralentis par interaction avec le milieu circumstellaire et interstellaire. En fonction du moment où ces noyaux sont ralentis, on s'attend à plus ou moins

3. En effet, un mouvement désordonné des noyaux se traduit par un élargissement de cette raie, alors qu'une vitesse de groupe de ces noyaux produit un décalage de la raie. Par exemple, un déplacement des noyaux avec la rotation du disque galactique décale la raie des photons émis vers les basses (resp. hautes) énergies pour la partie du disque qui s'éloigne (resp. se rapproche) de l'observateur, soit aux longitudes galactiques positives (resp. négatives).

5.1. OBSERVATIONS DE LA NUCLÉOSYNTÈSE GALACTIQUE

d'élargissement de la raie à 1.8 MeV par effet Doppler. L'étude de cette raie donne donc un diagnostic de l'environnement autour d'étoiles massives, et permet de sonder cette composante peu dense, ionisée et chaude du milieu interstellaire, qui a des implications sur la structure et l'évolution galactique. Les résultats que nous avons obtenus avec SPI permettent enfin de trancher la question de la largeur de la raie à 1.8 MeV.

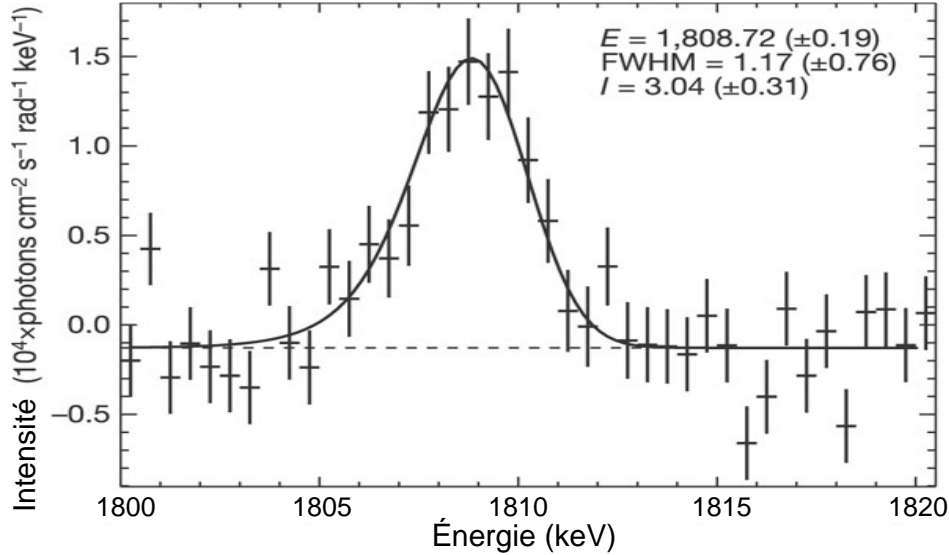


FIGURE 5.2 – Raie à 1.8 MeV (désintégration d' ^{26}Al) obtenue avec SPI (d'après Diehl et al, 2006 [34]).

L'aluminium-26 observé par SPI Dans notre article sur l'aluminium-26 paru dans Nature (Diehl et al, 2006 [35]), nous avons pu mettre à profit la très bonne résolution en énergie de l'instrument SPI et déterminer avec précision le profil de la raie à 1809 keV (en ajustant aux données de SPI, séparément pour chaque bande d'énergie autour de la raie à 1809 keV, simultanément un modèle de bruit de fond et la carte du signal déterminée par COMPTEL ; voir notre publication A&A Diehl et al, 2006 [34], pour le détail de la méthodologie).

Il apparaît que la raie est fine (voir figure 5.2), avec une largeur intrinsèque de l'ordre de 1 keV (1.2 ± 0.8 keV, après déconvolution de la résolution instrumentale), ce qui correspond à des vitesses de déplacement des noyaux d'aluminium-26 lors de leur désintégration de l'ordre de 100 km/s en supposant un déplacement isotrope. Cette valeur faible est tout à fait compatible avec des vitesses standard attendues pour la turbulence du milieu interstellaire autour d'étoiles massives. Il apparaît très improbable, d'après les mesures de SPI, que la raie à 1809 keV de l'aluminium-26 soit élargie de plusieurs keV, tel que rapporté par GRIS. Mais avec une largeur instrumentale de 3 keV, des tests précis de la cinématique des noyaux d'aluminium-26 au moment de leur désintégration restent limités, d'autant plus qu'entre les phases successives de recuit les résolutions des détecteurs ont varié de l'ordre de 10%. Si on paramétrise, à l'aide d'une gaussienne additionnelle, la différence entre la largeur observée et la largeur attendue par la seule prise en compte des variations de résolution instrumentale au cours du temps, la largeur de cette gaussienne additionnelle est limitée à 1.3 keV (avec 95% de confiance) [207], ce qui correspond à une vitesse

5.1. OBSERVATIONS DE LA NUCLÉOSYNTÈSE GALACTIQUE

moyenne de 150 km/s pour les noyaux d'aluminium-26, alors que les valeurs les plus probables se situent entre 0 et 0.4 keV d'élargissement, donc une vitesse moyenne de l'ordre de 50 km/s seulement. Le signal d'aluminium-26 observé par SPI atteint actuellement 30σ de significativité, similaire à ce que COMPTEL a obtenu en 9 ans de mission.

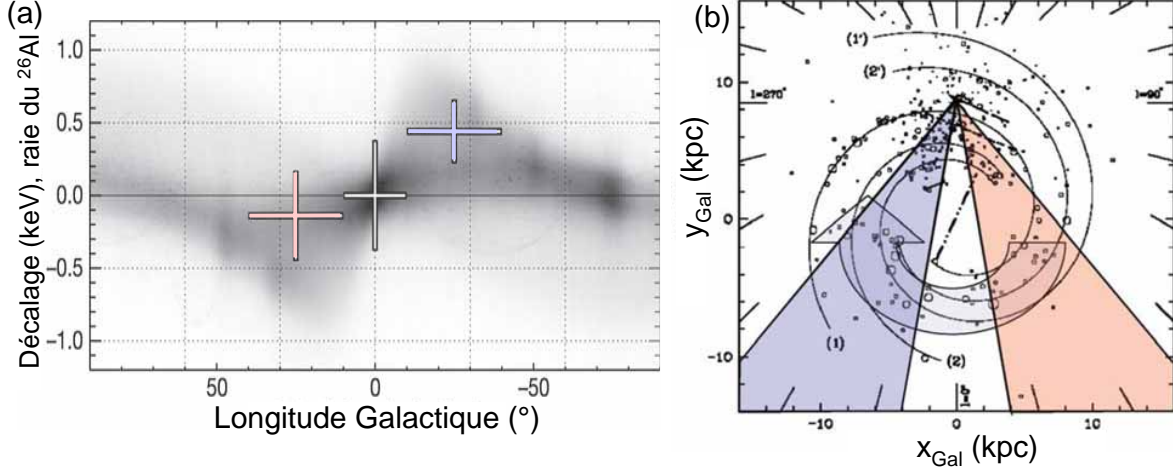


FIGURE 5.3 – Centroïde et largeur de la raie à 1.8 MeV obtenue avec SPI (image de gauche) pour les trois zones de la région centrale de la Galaxie (délimitées par -40° , -10° , 10° , 40° en longitude galactique). La raie est décalée vers le rouge, resp. bleu, pour les longitudes positives, resp. négatives, comme attendu par la rotation galactique à partir d'un modèle 3D des régions de formation d'étoiles de la Galaxie (cercles image de droite, d'après Diehl et al, 2004 [58]).

Si on effectue une analyse des données de SPI en divisant le radian central de la Galaxie en trois zones (délimitées par -40° , -10° , 10° , 40° en longitude galactique), il apparaît que la raie d'aluminium-26 est décalée vers les hautes énergies aux longitudes galactiques négatives, et très légèrement décalée vers les basses énergies aux longitudes positives, comme attendu si les noyaux d'aluminium-26 suivent la rotation galactique (voir Fig. 5.3 et [34]).

Le flux total de photons à 1809 keV, issu des régions centrales de la Galaxie (conventionnellement réduite à la zone -30° à 30° en longitude et -10° à 10° en latitude) mesuré par SPI est de $(3.3 \pm 0.4) \times 10^{-4}$ photons $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. A l'aide d'un modèle 3D de la distribution des sites de nucléosynthèse dans la Galaxie, ce flux se traduit par une masse d'aluminium-26 de $M_{eq} = 2.8 \pm 0.8 M_\odot$ présente en permanence dans toute la Galaxie (masse à l'équilibre entre injections d'aluminium-26 par les étoiles et désintégration des noyaux) [35]. L'avantage des mesures de "radiographies" de la Galaxie à 1.8 MeV est que ce rayonnement très pénétrant permet de sonder toute la Galaxie, et donc aussi les régions d'arrière plan, obscurcies dans d'autres longueurs d'onde par la présence de gaz et de poussière. Cette masse à l'équilibre $M_{eq} = SNR \times \tau \times Y$ est soutenue par le taux d'explosions des étoiles massives ($SNR = \text{supernova rate}$, traduisant aussi le taux de formation de ces étoiles), qui est contrebalancé par le taux de désintégration des noyaux d'aluminium-26 produits, $1/\tau$ (avec τ leur durée de vie), moyennant la connaissance de la masse Y (yield) d'aluminium-26 éjectée par étoile massive. Des travaux théoriques prédisent une éjection moyenne de $Y = 1.4 \pm 0.7 \times 10^{-4} M_\odot$ de l'isotope ^{26}Al par étoile massive, en tenant compte de la phase d'injection par vent dans le stade de Wolf-Rayet et de la phase explosive, ainsi

5.1. OBSERVATIONS DE LA NUCLÉOSYNTÈSE GALACTIQUE

que de la distribution en masse initiale (lors de la formation) des étoiles massives. Ceci implique un taux de supernovæ gravitationnelles et donc de formation d'étoiles massives $SNR = 1.9 \pm 1.1$ par siècle. Ce taux de supernovæ gravitationnelles est typique pour une galaxie de type spirale; ce chiffre ne prend bien sûr pas en compte le taux de supernovæ de type Ia (explosions thermonucléaires de naines blanches) qui ne synthétisent pas d'aluminium-26.

5.1.2 Le fer-60, traceur de nucléosynthèse

Origine du fer-60 La synthèse de l'isotope ^{60}Fe s'effectue, comme pour ^{26}Al , à différentes époques de la vie des étoiles massives, essentiellement au sein de leur enveloppe convective [210]; cependant, à la différence de ^{26}Al , le ^{60}Fe est relâché uniquement lors de l'explosion finale des supernovæ gravitationnelles. Le ^{60}Fe est produit via la réaction $^{59}\text{Fe}(n, \gamma) ^{60}\text{Fe}$. Le ^{59}Fe résulte de captures neutroniques successives sur les différents isotopes du fer, déjà présents à la naissance des étoiles incriminées. Avec une durée de vie de 44 j (qui chute à 6 j pour $T=10^9$ K) de fortes densités de neutrons sont donc nécessaires pour que la capture neutronique sur le ^{59}Fe domine sa décroissance.

Le ^{60}Fe est d'abord synthétisé lors de la combustion en couche de l'He (dans des étoiles très massives $> 40 M_{\odot}$, où les neutrons sont produits par $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ à partir de ^{22}Ne provenant de la transformation de CNO initiaux), ensuite dans la combustion en couche du C (qui produit des particules α par $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$, et qui alimentent comme précédemment la production de neutrons par $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$), et enfin (comme pour ^{26}Al , mais dans une moindre mesure) lors de l'explosion par la combustion explosive de la couche de C qui livre un fort flux de neutrons. Ici aussi, les détails sont complexes, et il reste des incertitudes quand au développement des couches de combustion au sein des étoiles massives et des réactions de production de neutrons mises en jeu, dont dépendent les prédictions des taux de production de ^{60}Fe . Les rendements typiques sont de l'ordre de 10^{-6} à $10^{-5} M_{\odot}$ pour la plupart des modèles, et peuvent atteindre $10^{-3} M_{\odot}$ pour les étoiles les plus massives. La mesure du rapport des flux γ en provenance des deux isotopes ^{26}Al et de ^{60}Fe constitue un test global intéressant des modèles de nucléosynthèse par les étoiles massives.

Emission γ par le fer-60 Une nouvelle mesure de la demi-vie⁴ du ^{60}Fe de 2.62 ± 0.04 Ma (significativement supérieure aux déterminations précédentes de 1.49 ± 0.27 Ma), a été récemment obtenue [267]. De par sa durée de vie de 3.8 millions d'années, le ^{60}Fe survit assez longtemps pour être éjecté de l'étoile, et atteindre un milieu transparent aux γ , ce qui les rend détectables. Ici l'éjection du ^{60}Fe n'intervient que lors de l'explosion des supernovæ car la perte de masse des étoiles de Wolf-Rayet ne permet pas de découvrir la couche convective d'He.

La désintégration du ^{60}Fe se produit par la chaîne de désintégration β^- du $^{60}\text{Fe} \rightarrow ^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}$, lors de laquelle la desexcitation du ^{60}Co engendre une émission à 58.6 keV (dans 2% des cas, trop faible pour être observée), tandis que le ^{60}Ni , produit dans l'état 4+, se désexcite d'abord dans l'état 2+ en engendrant un photon γ à 1173.2 keV, puis à son niveau fondamental en générant un γ de 1332.5 keV (tous deux avec des rapports d'embranchement supérieurs à 99%).

4. dont la valeur doit encore être répercutée dans les modèles astrophysiques de production du fer-60, et qui risque d'en modifier profondément les prédictions

5.1. OBSERVATIONS DE LA NUCLÉOSYNTÈSE GALACTIQUE

L'observation de fer-60 par SPI Une première indication de détection de ^{60}Fe a été rapportée en 2003 par *RHESSI*, avec une significativité de 2.6σ et un flux moyen de $3.6 \pm 1.4 \cdot 10^{-5}$ ph/cm²/s [276], correspondant à $16 \pm 5\%$ du flux de ^{26}Al , en accord avec des prédictions antérieures de 15% [283].

L'analyse des données de SPI de la première année d'observations nous a permis d'obtenir une détection marginale similaire (à 3σ), avec un flux de $3.7 \pm 1.1 \cdot 10^{-5}$ ph/cm²/s (Harris et al, 2005 [43]).

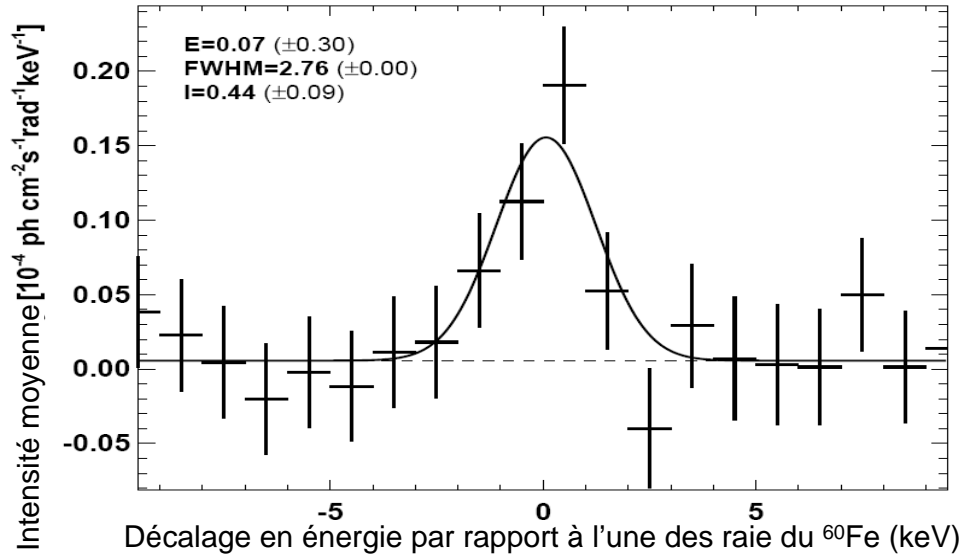


FIGURE 5.4 – Détection de ^{60}Fe obtenue avec SPI (d'après Wang et al, 2007 [16]). Ce spectre correspond à la somme des quatre spectres obtenus avec les événements simples (SE+PE) et multiples (doubles), pour les deux raies du fer-60, recentrées respectivement à 1173 et 1333 keV.

Par la suite, une nouvelle analyse des données à partir de 2.5 ans d'observations, nous a permis d'obtenir un résultat plus significatif (à 4.9σ , ce qui établit pour la première fois clairement cette détection), de $4.4 \pm 0.9 \cdot 10^{-5}$ ph/cm²/s pour chacune des deux raies à 1173 et 1333 keV (Wang et al, 2007 [16]). Cette détection est basée sur des analyses indépendantes de ces deux raies et pour des événements SE et ME (ce qui donne 4 spectres), pour lesquels un modèle de distribution supposée du fer-60 a été ajusté conjointement avec un modèle de bruit de fond aux données. Comme modèle de distribution du fer-60, la carte d'aluminium-26 de COMPTEL a été utilisée, puisque les étoiles massives sont supposées avoir produit les deux types d'isotopes, qui, avec des durées de vie similaires, ont dû se propager sensiblement aux mêmes endroits. Des excès sont trouvés dans chacun des quatre spectres. La Fig. 5.4 montre le spectre combiné obtenu à partir des quatre spectres, auquel un profil gaussien d'une largeur fixée (à la valeur instrumentale de 2.76 keV) sur un fond plat a été ajusté, dont on déduit la détection et le flux cité.

Le signal est trop faible pour pouvoir déterminer une largeur de raie. Une largeur instrumentale s'ajuste bien aux données, ce qui pourrait indiquer qu'un élargissement par des processus astrophysiques n'est pas significatif, et que le fer-60 pourrait être distribué dans un milieu interstellaire plutôt standard, comme l'est l'aluminium-26, avec des vitesses de turbulence inférieures à quelques centaines de km/s.

5.2. LA NUCLÉOSYNTÈSE DANS LA RÉGION DES VOILES

Nous déterminons un rapport de flux de $^{60}\text{Fe}/^{26}\text{Al}$ dans le radian central de la Galaxie de $(14.8\pm 6.0)\%$. Celui-ci est en accord avec la valeur prédite de 0.185 ± 0.0625 , issue de calculs de rendements de production d' ^{26}Al et de ^{60}Fe par des étoiles massives de métallicité solaire, présentés par Limongi & Chieffi, 2006 [210].

5.2 La région des Voiles, laboratoire pour l'étude de la nucléosynthèse

La région des Voiles est une vitrine de sources galactiques actives dans la bande d'énergie d'*INTEGRAL*. Pratiquement tous les types de sources extrêmes – des étoiles massives, des supernovæ historiques (observées ou observables au cours des derniers millénaires par l'homme), des vestiges de supernovæ jeunes, des pulsars, des objets compacts accrétants – toutes sont représentées par au moins un spécimen connu, qui rayonne dans la bande d'énergie d'*INTEGRAL*.

Aussi en ce qui concerne l'étude de la nucléosynthèse stellaire, l'un des objectifs majeurs d'*INTEGRAL*, la région des Voiles est d'une pertinence particulière puisque cette région est peuplée de sites propices à la nucléosynthèse particulièrement proches, certains à 200 pc. L'un des traceurs de nucléosynthèse les plus prometteurs est l'aluminium-26, qui avec sa durée de vie de 1 million d'années a le temps de s'échapper des régions denses de sa formation à l'intérieur des étoiles pour ensemercer le milieu interstellaire où il se désintègre avec l'émission d'un photon de 1809 keV. Aussi l'indication d'une présence d'aluminium-26 dans la région des Voiles a été l'un des résultats de COMPTEL qui a fait débat dans le domaine de la nucléosynthèse, avec la détection à 3σ d'un flux observé de $(3.6\times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$ dans la raie à 1.8 MeV [149]. Cependant COMPTEL n'avait ni la résolution angulaire ($\sim 3.5^\circ$) pour déterminer la source précise qui émet l'aluminium-26, ni la résolution spectrale ($\sim 10\%$) pour étudier le profil de la raie et donc les mécanismes physiques associés. Dans ce dernier domaine, avec sa bonne résolution spectrale de l'ordre de 0.2%, l'on peut espérer une avancée significative de la part de SPI, moyennant un temps d'exposition conséquent. Ainsi, avec une statistique suffisante, une étude spectrale fine doit permettre de démêler le puzzle des sites de nucléosynthèse possibles dans la région des Voiles (voir Fig. 5.5).

Voici les sources qui composent la vitrine de la région des Voiles, qui sont d'un intérêt particulier pour la nucléosynthèse :

- **Vela Junior, ou RX J0852-4642, le vestige de supernova historique le plus proche** Ce vestige de supernova, identifié par sa morphologie en rayons X par le satellite *ROSAT* (d'où son nom RX J0852-4642), s'avère situé très proche de nous⁵, à seulement ~ 200 pc, et âgé de seulement 680 ans (donc datant de la période historique. Invisible de l'hémisphère nord, son observation n'est pas relatée dans les écrits du Moyen Âge). COMPTEL a rapporté la présence d'une source de titane-44 à cet emplacement [177], également dénommée GRO J0852-46. L'isotope radioactif ^{44}Ti à durée de vie courte (60 ans) pourrait encore de nos jours être observable par sa désintégration en ^{44}Sc (raies à 68 et 78 keV) et de suite en ^{44}Ca (1157 keV). Le flux mesuré par COMPTEL dans

5. Une étude récente [183] du taux d'expansion de la coquille avec XMM-Newton indiquerait que le vestige serait situé considérablement plus loin, au moins à 740 pc, et âgé entre 1000 et 3000 ans ce qui rendrait inobservable le ^{44}Ti éventuellement relâché lors de l'explosion (et entre-temps désintégré).

5.2. LA NUCLÉOSYNTÈSE DANS LA RÉGION DES VOILES

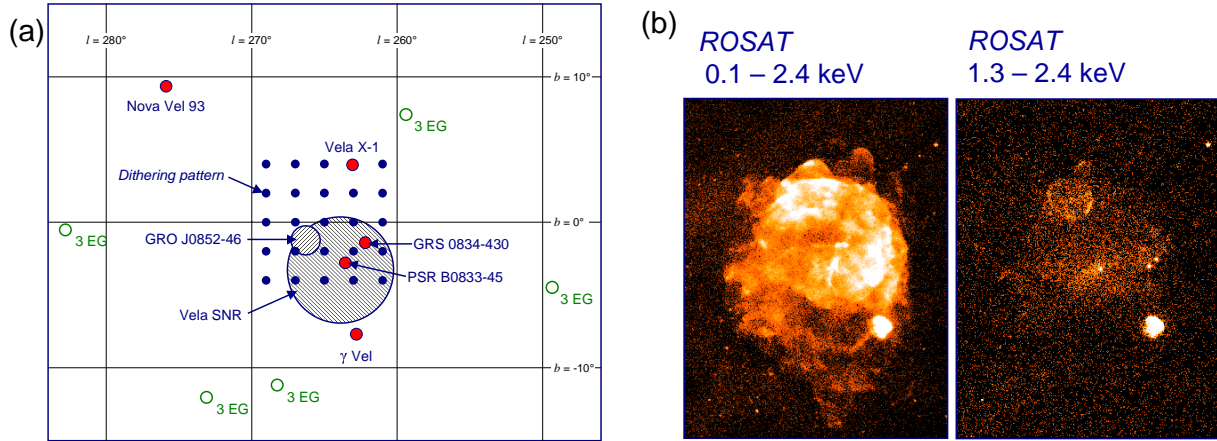


FIGURE 5.5 – (a) Figure schématique des sources présentes dans la région des Voiles. (b) Image de *ROSAT* de la région des Voiles, faisant apparaître les vestiges de supernovæ Vela SNR et Vela Jr, découvert par *ROSAT* dans la bande 1.3 à 2.4 keV.

la raie à 1157 keV est de $3.8 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Dans sa thèse [120], David Attié a étudié la raie à 78 keV à partir des données de SPI de la première année d'observation d'*INTEGRAL*. D'une non-détection, au vu de la sensibilité de SPI, il a conclu que, dans l'hypothèse où le flux de la source est effectivement celui mesuré par COMPTEL, la raie devait être élargie d'au moins 2.4 keV, ce qui correspondrait à une vitesse d'expansion d'au moins 4500 km/s. Avec une masse de ^{44}Ti éjectée de $5 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ d'après le flux de COMPTEL, cela situerait l'objet à une distance minimale de 200 pc et un âge inférieur à 700 ans. Par ailleurs parmi les instruments d'*INTEGRAL*, l'imageur IBIS est le plus sensible, et par conséquent l'analyse des raies à basse énergie à 68 et 78 keV a été effectuée par Mathieu Renaud au CEA Saclay durant sa thèse [260], et celle des raies à haute énergie était réservée à Andreas von Kienlin du MPE. L'espoir était de confirmer la détection de COMPTEL, et donc la nature gravitationnelle de cette supernova. Si elle était de type II, lors de l'explosion, à la fois de l'aluminium-26 et du fer-60 auraient dû être produits, et les raies associées devraient être élargies à cause de la vitesse élevée des éjecta. Si elle était de type Ib, du fer-60 devrait toujours avoir été produit lors de l'explosion, alors qu'une large fraction de l'aluminium-26 aurait pu être relâché par le vent stellaire dans le milieu interstellaire durant sa phase Wolf-Rayet, et par conséquent la raie devrait être plus fine. Dans les deux cas des quantités importantes de positrons devraient avoir été produites par les désintégrations β^+ des noyaux de titane-44 et d'aluminium-26. Ces positrons devraient alors s'annihiler avec les électrons des éjecta en expansion. La raie à 511 keV associée devrait tracer la présence des ces éjecta et sa largeur devrait permettre de mesurer leur vitesse d'expansion. Malheureusement nous n'en sommes pas encore là : *INTEGRAL*, et IBIS en particulier [260], n'a pour l'instant (avec une exposition de 3 Ms) pas confirmé la détection de titane-44 de COMPTEL, ce qui commence déjà à poser des doutes quant à la nature de cette supernova, qui pourrait ne pas être de type gravitationnelle, et donc non propice à la synthèse de ces noyaux.

- **Vela SNR, un vestige de supernova relativement jeune et proche** Il s'agit d'un vestige de supernova proche [135] (250 ± 30 pc) et récent (agé de ~ 10000 ans). Il est sans aucun doute le vestige d'une supernova de type gravitationnelle, car il est associé

5.2. LA NUCLÉOSYNTÈSE DANS LA RÉGION DES VOILES

au pulsar PSR B0833-45 (Pulsar de Vela). Avec des mesures spectroscopiques fines on s'attend [150] alors à déterminer la fraction d'aluminium-26 et de fer-60 produite par cette explosion⁶. A l'exception du titane-44 (non observable car déjà désintégré), les arguments cités pour RX J0852-4642 tiennent toujours, tout en gardant à l'esprit que l'élargissement des raies des isotopes radioactifs d'aluminium-26 et de fer-60 devrait être moindre à cause de l'âge et donc de la diminution de vitesse des éjecta ; ceci est en faveur de SPI, pour lequel plus la raie est mince, plus l'instrument y est sensible, des raies trop larges se retrouvant noyées dans le bruit sous-jacent.

- **γ^2 Vel, l'étoile de type Wolf-Rayet la plus proche** L'analyse de l'aluminium-26 galactique confirme que des étoiles massives de type Wolf-Rayet sont une importante source de noyaux ^{26}Al . Au vu de la faible distance de Gamma Velorum (~ 260 pc), la non détection de la raie à 1809 keV par COMPTEL a déjà commencé à poser des problèmes quant à la capacité de ce type de sources à relâcher de l'aluminium-26. Cependant il se pourrait aussi que Gamma Velorum soit un cas particulier d'étoile de Wolf-Rayet, puisque dans un système binaire, et donc non représentatif des étoiles de Wolf-Rayet en général[150]. Une exposition très profonde de la région avec SPI pourrait permettre de contraindre plus précisément la capacité d'étoiles de Wolf-Rayet binaires à relâcher de l'aluminium-26, mais nous ne disposons pour cela pas encore d'assez de temps d'observation [42].
- **Emission cumulative de régions de formation d'étoiles d'arrière plan** Il a aussi été évoqué qu'une émission diffuse, provenant de l'émission cumulative de sources présentes dans l'arrière plan de la région des Voiles puisse être responsable de l'émission d'aluminium-26 observée par COMPTEL, en particulier des régions de formations d'étoiles proches comme Vela OB2 ou des nuages moléculaires d'arrière plan. Les profils des raies d'émissions d'aluminium-26 et de fer-60 associées sont attendues fines, car ils auraient été injectés il y a fort longtemps dans le milieu interstellaire où ils ont pu se thermaliser entre-temps avant leur désintégration et la production de photons à 511 keV.

Voici les autres sources qui composent la région des Voiles et qui sont d'un intérêt particulier pour les observations avec *INTEGRAL* :

- **Vela Pulsar, ou PSR B0833-45** Cette source, appelée le pulsar des Voiles, est le résidu compact (étoile à neutrons en rotation rapide) associé au vestige de supernova Vela SNR. *INTEGRAL* a la possibilité d'étudier la nature spectrale à plusieurs composantes de son émission pulsée, du domaine des rayons X avec JEM-X aux rayons gamma, mais dans la suite nous n'étudierons pas cette source ici.
- **Vela X-1, l'archétype d'un pulsar accrétant** Ce système binaire formé d'une étoile à neutrons fortement magnétisée accrétant de la matière de son étoile compagne, pour la chauffer jusqu'à rayonner en gamma, est le type même de ce que l'on appelle binaire X de forte masse (HMXB). Les observations d'*INTEGRAL* offrent la possibilité de clarifier l'apparition surprenante de structures qui ressemblent à des raies d'absorption dans le spectre gamma des ces sources, mais qui sont en fait dues à une résonance cyclotron de photons diffusés avec plusieurs harmoniques, détaillée en section 4.6.

Dans la suite nous présenterons les études de l'aluminium-26 diffus de la région des Voiles, l'étude de la source ponctuelle Vela X-1 étant discutée en 4.6.

6. Avec une production de ^{26}Al de $Y=1.4\times 10^{-4} M_{\odot}$ ($1 M_{\odot}=2 \cdot 10^{33}$ g, $N_A=6 \cdot 10^{23}$ mol $^{-1}$) pour l'explosion d'une étoile massive typique, placée à 250 pc ($1 \text{ pc}=3.1 \cdot 10^{18}$ cm), on s'attend à détecter un flux de photons $F=2.7\times 10^{-5}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$.

5.2. LA NUCLÉOSYNTÈSE DANS LA RÉGION DES VOILES

5.2.1 L'aluminium-26 dans la région des Voiles vu par SPI

Si l'on tente la recherche d'une source ponctuelle dans la région des Voiles, qui émette dans une fine bande située autour de 1809 keV, avec les outils standard d'analyse des sources ponctuelles (le logiciel SPIROS, distribué par l'ISDC), l'on ne trouve aucune indication significative d'une émission, à la fois si l'on laisse SPIROS chercher une nouvelle source ou si l'on impose la position de la source (Vela SNR). Ceci peut signifier que la source d'émission d'aluminium-26 est non ponctuelle (diffuse), ou bien que le traitement des variabilités du bruit, telles que faites dans SPIROS, ne sont pas suffisantes.

Ayant développé à Saclay nos propres outils d'analyse et notre propre méthodologie de modélisation du bruit de fond (présentée en section 5.3), nous l'avons appliquée à l'étude de la région des Voiles.

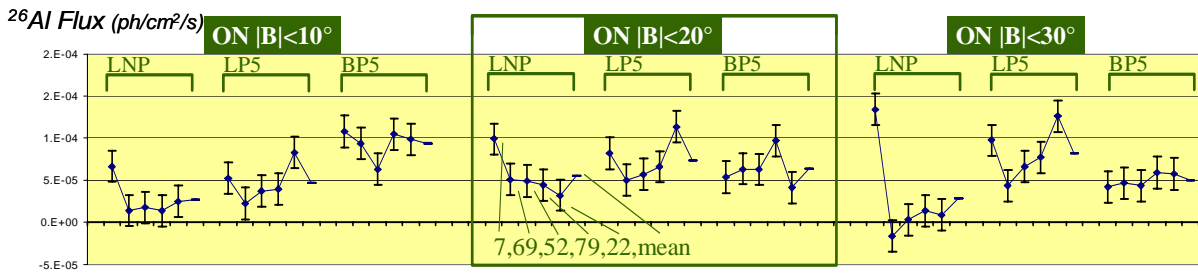


FIGURE 5.6 – Systématiques dans l'analyse du signal à 1809 keV dans les Voiles (Schanne et al, 2006 [25]). L'ordonnée représente le flux résiduel mesuré dans une bande de 12 keV centrée à 1809 keV, après soustraction du bruit de fond, déterminé avec différents modèles de bruit de fond envisagés. Le bruit de fond est déterminé en dehors du plan galactique sur 3 bandes de largeur $\pm 10^\circ$, $\pm 20^\circ$ et $\pm 30^\circ$ en latitude (B), avec différents types de modèles de bruit de fond (LNP : modèle linéaire simple, LP5 : modèle linéaire avec analyse en composantes principales restreinte aux 5 meilleures composantes (PCA), BP5 : modèle bayésien avec PCA), et différentes listes de traceurs utilisés (7,69,52,79,22 indiquant le nombre de traceurs en entrée du modèle). L'erreur systématique dans le cas $|B| < 20^\circ$ est estimée à $2.4 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Nous avons publié (Schanne et al, 2006 [25]) le résultat de l'analyse de 1.7 Ms de données de SPI pointant vers la région des Voiles. Nous avons analysé la première moitié des données qui m'ont été attribuées dans le cadre de l'AO-3 d'*INTEGRAL*, prises entre novembre et décembre 2005, l'autre moitié n'ayant pas encore été acquise au moment de l'analyse et publication du résultat. Parmi ces données le signal a été recherché dans un intervalle de 12 keV autour de 1809 keV et dans tous les pointages pour lesquels l'axe optique est dirigé dans une boîte large de 10° en longitude et 40° en latitude galactique, centrée sur la région des Voiles, en n'utilisant que les événements où un seul détecteur au germanium a été touché à la fois (SE+PE), et en prenant une aire efficace à 1.8 MeV de 32.8 cm^2 , correspondant à la valeur pour une source dans l'axe optique de SPI, ce qui est une hypothèse correcte si la région d'émission est petite ($\sim 10^\circ$) comparée au champ de vue de l'instrument.

Nous avons ainsi déterminé un flux à 1809 keV de $(6.5 \pm 1.9 \text{ (stat)} \pm 2.4 \text{ (syst)}) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ attribuable à des désintégrations d'aluminium-26 dans la région, soit un résultat à 3.4σ si on considère l'erreur statistique seule, mais qui est réduit à 2.1σ en

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

prenant en compte l'erreur systématique, déterminée en utilisant une variété de méthodes de modélisation du bruit de fond (voir Fig. 5.6), ce qui correspondrait alors à une non détection avec une limite supérieure (à 95% de niveau de confiance) sur le flux à 1809 keV en provenance d'aluminium-26 de 1.3×10^{-4} ph cm⁻² s⁻¹.

Comme on le voit, l'erreur systématique de notre méthode est importante, et même avec la moitié des données qui nous sont allouées elle est déjà dominante. Par conséquent, afin de pouvoir obtenir un résultat plus précis avec la totalité des données, il faudrait améliorer la méthode d'analyse et tenter de réduire cette erreur systématique. La méthode employée est basée sur une comparaison avec des champs vides, et une partie de l'erreur systématique est due au fait qu'il n'y a malheureusement pas assez de champs vides disponibles qui soient situés proches en temps de nos jeux de prises de données. Une piste pour améliorer la méthode serait de tenter un ajustement conjoint du bruit de fond avec des modèles a priori de distribution de l'aluminium-26 dans la Galaxie, incluant la région des Voiles. Ici se pose la question de quel modèle choisir pour la répartition de l'aluminium-26 dans la région des Voiles (une source ponctuelle étant exclue). Dans un premier temps on pourrait utiliser la carte de la distribution d'aluminium-26 galactique de COMPTEL à laquelle on attribue un coefficient global de normalisation du flux d'aluminium-26 galactique, et dans laquelle on isole séparément la structure de la détection de COMPTEL dans la région des Voiles en lui attribuant un coefficient de normalisation indépendant. A l'heure actuelle cette étude reste encore à effectuer.

Si on compare formellement notre indication de signal en provenance de la région des Voiles avec le résultat de COMPTEL, qui rapporte un flux de 3.6×10^{-5} ph cm⁻² s⁻¹ [149] (obtenu également à 3σ), on constate l'accord. Cependant avec notre méthode nous ne pouvons pas encore déterminer la source d'aluminium-26 de la région des Voiles ; pour cela une méthode tenant compte des propriétés d'imagerie du masque sera probablement nécessaire afin de réduire les erreurs systématiques.

5.3 Analyse de données par logiciels de Saclay

Dans cette section je présente notre méthode développée à Saclay pour traiter les données de SPI, qui est par ailleurs détaillée dans la thèse de Patrick Sizun.

Dans une ré-analyse des jeux de données de 2003 à 2006, effectuée spécialement pour ce manuscrit, je présente des résultats sur l'émission à 511 keV au centre de la Galaxie, l'émission à 1809 keV dans le plan galactique, et la recherche d'une émission à 1809 keV dans la région des Voiles.

Notre méthode d'analyse a pour but principal l'estimation de la composante bruit de fond sous-jacente à une raie astrophysique. C'est une étape clef du traitement des données du spectromètre, en particulier lors de l'étude de l'émission diffuse, et c'est pourquoi elle est l'objet de nombreuses études dans la collaboration SPI. Les signaux enregistrés dans les détecteurs du spectromètre SPI sont la somme de deux composantes : une composante de bruit de fond instrumental et une composante totalisant les contributions célestes convoluées par la réponse instrumentale de l'instrument — par le masque codé. Afin d'extraire de ces signaux la position, la morphologie et le flux de chacune des sources célestes, via une déconvolution, il est indispensable de soustraire, en parallèle ou au préalable, le bruit de fond instrumental. Or le signal d'origine céleste peut représenter une fraction infime

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

(quelques pourcents) du total des coups détectés donc il importe d’obtenir une évaluation précise du bruit de fond. Cela est particulièrement important lorsque l’on étudie des sources étendues, où la fraction du plan de détection éclairée par la source est plus importante que dans le cas d’une source ponctuelle, ce qui rend plus difficile la déconvolution dans la mesure où la distinction entre pavés illuminés et à l’ombre est moins nette.

5.3.1 Logiciel d’analyse ASPI développé à Saclay

Le logiciel d’analyse SPIROS développé par le groupe ISDAG (INTEGRAL Spectrometer Data Analysis Group) ensemble avec l’ISDC pour l’analyse des données de SPI, et distribué à la communauté des observateurs qui souhaitent l’utiliser, est essentiellement dédié à l’analyse de sources ponctuelles avec SPI.

Pour l’analyse de sources diffuses émettant dans des raies du spectre, au moment où les premières données arrivaient après le lancement, des logiciels étaient en cours de développement au MPE (*spiskymax* par Andy Strong, par la suite remplacé par *spimodfit*) et au CESR (logiciels de Jürgen Knödseder), mais non disponibles dans les outils livrés par l’ISDC et donc non accessibles pour des laboratoires extérieurs aux développeurs du MPE et du CESR. C’est pour cette raison que j’ai développé à Saclay avec l’aide de Patrick Sizun et David Maurin notre propre suite de logiciels d’analyse, nommée ASPI pour *A data analysis package for SPI*, écrite en C++, basée sur la bibliothèque scientifique ROOT du CERN.

Étapes Notre méthode d’analyse se décompose en trois étapes. La première étape consiste à construire, à partir des multiples fichiers de données livrés par l’ISDC, une base de données compacte et prête à l’emploi contenant l’ensemble des indicateurs utiles. Ce pré-traitement implique notamment la suppression des pointages incomplets ou anormaux ainsi que des informations inutilisées, et le calcul des taux de comptage de tous les indicateurs susceptibles d’être corrélés avec le bruit de fond que l’on cherche à reproduire. La seconde étape consiste à construire à partir de la base de données globale des jeux correspondant à des niveaux plus ou moins élevés de bruit de fond afin de pouvoir comparer les performances des modèles de bruit en fonction du niveau d’activité et évaluer leur capacité à gérer correctement les périodes de sursauts solaires ou polluées par le passage du satellite à travers les ceintures de radiations terrestres. Une autre division est également effectuée entre champs vides et pointages vers des zones de la Galaxie hébergeant des sources astrophysiques dans le domaine d’énergie considéré. Une fois les données réduites et divisées en divers jeux, différentes méthodes de modélisation du fond peuvent être testées en fonction des traceurs utilisés et des couples de jeux formés par un champ vide et une observation dédiée donnés.

Pré-traitement La suite logicielle ASPI effectue d’abord un pré-traitement des données de SPI en prenant en entrée la base des données complète mais très volumineuse d’*INTEGRAL*, mise à disposition par l’ISDC en fonction des droits d’accès (ce qui veut dire qu’on obtient un jeu de données publiques complet – sans trous dans les données et l’évolution des bruits de fond – typiquement un an après l’observation). ASPI extrait de ces données les photons pour les ranger dans des spectres en énergie. Un lot de spectres est construit pour chaque pointé p (encore appelé *science window*), correspondant à des

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

poses de ~ 30 min où l'attitude du satellite est stable, ce qui supprime les informations temporelles de chaque photon (et donc la possibilité d'une étude de variabilité temporelle fine). Un spectre très compact est fabriqué (correspondant à un histogrammes ROOT avec un binning en énergie typique allant de 0.25 keV 1 keV) pour chaque détecteur et catégorie d'événements (IE : événements simples en ignorant l'information de la PSD, DE : événements doubles avec énergies sommées, ME : composantes individuelles d'événements multiples), en utilisant d'abord notre propre étalonnage en énergie, puis celui de l'ISDC quand il a été opérationnel. ASPI extrait par ailleurs de la base des donnée *House-Keeping* de l'ISDC les informations que nous jugeons utiles pour l'analyse (temps et durée du pointé, attitude du satellite, températures des détecteurs, comptages et temps-morts des détecteurs au germanium et ACS acquis par le DFEE, comptages de l'IREM, etc). Pour cela les données brutes produites par les instruments (répliqués dans la base de données de l'ISDC) sont utilisées. Elles sont mesurées sur différentes échelles de temps à bord du satellite. Ainsi les comptages de l'ACS et ceux des détecteurs au germanium sont acquis par le DFEE toutes les secondes, les comptages de l'IREM (protons de basse énergie, électrons et ions) sont acquis toutes les 60 secondes, et les données du PSAC toutes les 8 secondes. Afin d'être utilisable pour l'analyse scientifique, ASPI détermine sur une même base de temps (la durée du pointé ou *science window*) des valeurs de taux de comptage (en "coups par seconde") pour chacun des compteurs sélectionnés, et leur attribue une erreur statistique à partir du nombre total de coups et du temps de pose effectif du pointé. Les comptages relatifs à l'ACS et aux détecteurs au germanium sont de plus corrigés par rapport au temps mort mesuré (par le DFEE à bord), si bien que ces taux de comptages sont exprimés en "coups par secondes corrigés du temps mort" (cpscorr). A partir de cette base de données, de volume très réduit par rapport à celle de l'ISDC, les données d'observations effectuées sur un très grand nombre de révolutions peut être traité rapidement.

Sélection des données Aucun pointé n'est rejeté dans la phase de pré-traitement, cependant pour chacun d'eux des marqueurs de qualité sont générés, afin d'indiquer le manque ou le caractère anormal de certaines valeurs de compteurs issues des sous-systèmes ou le manque de photons générés par la caméra, typiquement durant les phases où l'instrument est éteint ou en mode de recuit des détecteurs au germanium. Globalement une fraction de 20% des pointés est ainsi supprimée pour s'assurer de la présence dans la base de données de tous les champs utilisés dans la suite de l'analyse.

Des sélections supplémentaires sont nécessaires afin de rejeter les phases de recuit, les données polluées par les passages dans les ceintures de radiation terrestres, et les phases d'intense activité solaire qui activent les matériaux du satellite. Des critères détaillés des sélections des données ont été élaborés par notre post-doc David Maurin et notre thésard Patrick Sizun, et sont discutés en annexe à la sa thèse [273]. Je ne retracerai donc ici que les principes retenus.

Une sélection sur la température du cryostat des détecteurs au germanium est effectuée (typiquement $T < 86$ K) afin de rejeter de l'analyse les phases de recuits. Par moments des valeurs très faibles et inexplicables de comptages du PSAC sont enregistrés, seuls les pointés avec un comptage du PSAC satisfaisant sont conservés (typiquement > 600 coups/s). Afin de se prémunir de pollutions de données lors des phases où le satellite entre ou sort des ceintures de radiation terrestres, dans lesquelles des particules chargées activent les détecteurs, les taux de comptage du moniteur de radiation IREM sont utilisés ; ainsi ne

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

sont conservés que les pointés pour lesquels le taux de comptage des électrons est inférieur à 2 coups/s (électrons dans l'IREM au delà de 0.55 MeV), suivi d'un filtrage *boxcar*(50, 3 σ) qui supprime des excès à plus de 3 σ par rapport à une moyenne glissante qui couvre 50 pointés avant et 50 pointés après celui considéré. Finalement pour rejeter les périodes d'éruptions solaires qui affectent tous les comptages, les compteurs de protons à basse énergie de l'IREM sont utilisés, afin de ne conserver que les pointés avec moins de 0.2 coups/s (dans la bande de l'IREM des protons de 11 à 30 MeV), suivi d'un filtrage *boxcar*(200, 3 σ). L'efficacité du rejet des éruptions solaires est encore améliorée par un suivi de l'évolution des raies d'activation par les particules solaires de matériaux composant la structure du satellite ; pour cela les excès dans trois raies instrumentales du spectre des détecteurs au germanium sont filtrés par *boxcar*(200, 3 σ) : la raie de capture neutronique (2218-2228 keV), la structure due à l'activation du carbone-12 des structures en carbone du satellite (4375-4525 keV), et celle de l'oxygène-16 (6124-6140 keV) présent en masse dans le BGO de l'ACS.

Méthode d'analyse Lorsqu'on s'intéresse au signal astrophysique contenu dans une bande d'énergie e choisie, les taux de comptages enregistrés lors de la mesure $M_{p,d}^e$ sont extraits en intégrant dans la bande e considérée les spectres de chaque détecteur d et pour chaque pointé p du satellite. Ces taux de comptage sont constitués d'une composante de bruit de fond B et d'une composante S représentant le signal astrophysique en provenance du ciel convolué par la réponse instrumentale (nous ne traitons pas la problématique de déconvolution ici) :

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

Comme la connaissance du bruit de fond B permet d'extraire de la mesure M la valeur du signal astrophysique résiduel S , l'étude et la modélisation du bruit de fond est tout à fait cruciale, d'autant plus que les valeurs typiques des taux de comptage des signaux S recherchés ne représentent au mieux (pour le signal le plus fort) que quelques pourcents de celles du bruit de fond B .

Une première méthode de modélisation du bruit de fond que nous avons implémentée consiste à séparer les données en régions du ciel dites "ON" (dans laquelle du signal astrophysique est attendu) et "OFF" (sans signal attendu). Ensuite nous construisons un modèle du bruit de fond en nous basant sur les données OFF (pour lesquelles $B_{p,d}^e = M_{p,d}^e$) en utilisant un ensemble (indexé par i) de *traceurs de bruit de fond* $\{T_{p,d}^i|i\}$ disponibles pour chaque pointé p , qui peuvent être des valeurs de taux de comptages enregistrés par le détecteur d dans d'autres bandes d'énergie que celles du signal e ou d'autres valeurs de comptages disponibles pour le pointé considéré (mesures du taux de saturants, du moniteur de radiation IREM, etc). La modélisation du bruit de fond consiste alors à déterminer une fonction f de sorte à pouvoir prédire $B_{p,d}^e = f(\{T_{p,d}^i|i\})$ en se basant sur les valeurs de $M_{p,d}^e$ des pointés $p \in \text{OFF}$. Une fois le modèle f déterminé, nous appliquons ce modèle aux pointés $p' \in \text{ON}$ afin de prédire à partir de la valeur des traceurs $\{T_{p',d}^i|i\}$ la valeur du bruit de fond $B_{p',d}^e = f(\{T_{p',d}^i|i\})$ à soustraire à la mesure $M_{p',d}^e$ afin d'obtenir une estimation du signal $S_{p',d}^e$.

Dans une seconde méthode également étudiée, appelée *model fitting*, on introduit comme traceur supplémentaire $C_{p,d}$, qui est la projection à travers la réponse instrumentale d'une carte du ciel modélisant l'émission recherchée (il faut donc avoir une idée de la morphologie dans le ciel du signal recherché). L'on détermine ensuite dans un ajustement combiné de

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

toutes les données (OFF+ON non différenciées) une fonction $\lambda^e C_{p,d} + f(\{T_{p,d}^i|i\})$ qui reproduise au mieux la mesure $M_{p,d}^e$. Dans le cas d'un bon ajustement le terme λ^e représente l'intensité dans la bande d'énergie e à attribuer à la carte du ciel du signal astrophysique.

Mode collimateur Les analyses présentées dans la suite sont effectuées en mode collimateur (appelée aussi *light bucket*, godet de lumière) dans laquelle la corrélation avec le masque de SPI n'est pas utilisée, ceci dans un but de simplification de l'analyse et afin d'augmenter la statistique sur les taux de comptage enregistrés dans la mesure où nous ne traitons pas la problématique de l'imagerie par déconvolution ici. L'ensemble des détecteurs de SPI est considéré comme formant un grand détecteur effectif, surmonté d'un absorbeur (le masque), dont on connaît l'aire efficace en fonction de la distance angulaire et de l'énergie. En mode collimateur, les taux de comptages des détecteurs actifs de SPI sont sommés pour obtenir une seule valeur par bande d'énergie e et par pointé p : $M_p^e = \sum_d M_{p,d}^e$, ainsi que les comptages des traceurs considérés (pour ceux d'entre eux qui dépendent du numéro du détecteur) : $T_p^i = \sum_d T_{p,d}^i$. Estimer le bruit de fond détecteur par détecteur nécessite soit d'appliquer les mêmes méthodes aux comptages individuels, soit de répartir la prédiction globale *a posteriori* entre les détecteurs.

Modélisation du bruit de fond Dans une observation constituée de N_P pointages vers des directions du ciel données et stables (portions de 30 minutes environ), on s'intéresse au taux de comptage enregistré dans un détecteur au germanium, ou plusieurs, dans une bande d'énergie choisie. Pour chacun des pointés $p \in \{1, \dots, N_P\}$, notre modèle doit fournir un estimateur \hat{B}_p du comptage de bruit de fond B_p : en bref, nous recherchons un estimateur $\hat{\mathbf{B}}$ du bruit de fond réel $\mathbf{B} = (B_1 \dots B_p \dots B_{N_P})$.

Pour obtenir cet estimateur, nous disposons :

- d'une part des *champs vides* : ces observations hors champ servent de bases d'apprentissage puisque le bruit de fond, qui est supposé représenter l'intégralité du comptage enregistré, y est connu ;
- d'autre part, de *traceurs* du bruit de fond, en général des comptages pris dans d'autres bandes d'énergie du spectre des détecteurs ou dans d'autres éléments du spectromètre.

Soit $\vec{\mathbf{T}} = {}^{tr}(\mathbf{T}^1 \dots \mathbf{T}^t \dots \mathbf{T}^{N_T})$ le vecteur des N_T traceurs utilisés. Quelque soit le modèle, nous cherchons à bâtir un estimateur du type :

$$\hat{\mathbf{B}} = \mathbf{f}(\mathbf{T}^1, \dots, \mathbf{T}^t, \dots, \mathbf{T}^{N_T}; \vec{w}), \quad (5.2)$$

où le vecteur de paramètres \vec{w} est optimisé lors de l'apprentissage.

Reste à choisir le critère à optimiser et la forme de la fonction d'estimation. Une fois les paramètres \vec{w} déterminés à partir d'un jeu d'apprentissage (par exemple un champ vide supposé sans signal astrophysique recherché), la valeur de l'estimateur pour un pointage donné ne dépendra plus que des valeurs des traceurs pour ce même pointage. Les algorithmes d'apprentissage minimisent le *chi* carré du jeu d'apprentissage, somme quadratique des erreurs entre estimation $\hat{\mathbf{B}}$ et valeur réelle \mathbf{B} du bruit de fond, pondérée par la variance σ^2 :

$$\epsilon(\vec{w}) = \chi_l^2(\vec{w}) = \sum_{\text{pointés } p} \left[\frac{B_p - \hat{B}_p(T_p^1, \dots, T_p^{N_T}; \vec{w})}{\sigma_p} \right]^2$$

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

En pratique, pour l'apprentissage nous utilisons soit un modèle multi-linéaire ou un modèle non-linéaire dit *bayésien*.

Analyse en Composantes Principales des traceurs L'utilisation d'un trop grand nombre de traceurs corrélés peut conduire à un phénomène de sur-apprentissage, pour lequel l'algorithme s'adapte trop à la configuration particulière des fluctuations statistiques du jeu d'apprentissage. Un outil intéressant pour visualiser les corrélations entre traceurs, ou entre un traceur et le comptage à modéliser, est l'*Analyse en Composantes Principales* (PCA) ou encore la Décomposition en Valeurs Singulières (SVD) [253]. Cette méthode statistique consiste à compresser les variables initiales en les remplaçant par un nombre généralement plus restreint de nouvelles variables, orthogonales entre elles, constituées de combinaisons linéaires des premières. Cette transformation est effectuée de façon à ce qu'un nombre minimal de nouvelles variables rende compte d'une fraction maximale de l'information contenue dans le jeu de données initial. Cette méthode peut être employée dans différents buts :

- simplement identifier les redondances entre traceurs, afin de réduire le choix de traceurs, sans les modifier ;
- remplacer les traceurs par des indicateurs indépendants entre eux (ce qui réduit les problèmes de sur-ajustement), en ne conservant que les premières composantes principales, celles qui présentent la valeur propre la plus élevée ;
- identifier les indicateurs les mieux corrélés au bruit de fond étudié.

Modélisation linéaire du bruit de fond La relation 5.2 entre traceurs et sortie du modèle de bruit de fond est dans ce cas une simple fonction multi-linéaire, dotée d'un terme constant :

$$\vec{B} = w_0 + w_1 \vec{T}^1 + \dots + w_{N_T} \vec{T}^{N_T} . \quad (5.3)$$

Les coefficients \vec{w} sont déterminés par minimisation du χ^2 du jeu d'entraînement via l'algorithme du gradient conjugué implémenté dans la librairie Minuit de l'environnement ROOT du CERN. Une fois ces coefficients optimisés, la loi peut être appliquée aux entrées du champ vide de validation ou d'une observation pointée afin de prédire le bruit de fond.

Modélisation bayésienne du bruit de fond D'autres modèles de bruit de fond ont été étudiés et implémentés dans ASPI. Outre un modèle à base de réseaux de neurones, très coûteux en temps de calcul, nous avons aussi implémenté un modèle bayésien, basé sur les algorithmes de la librairie PNNV de T. Masters [226]. Comme pour la régression linéaire ordinaire, le critère à minimiser est à nouveau le chi carré, mais la relation entre entrées (traceurs) et sortie (estimateur du bruit de fond) n'est plus linéaire. Pour la variable \mathbf{B} , liée à ses variables explicatives $\vec{\mathbf{T}}$ par une densité de probabilité conditionnelle inconnue, on construit dans ce cas un estimateur \hat{B}_p de la valeur de \mathbf{B} pour un pointage p donné en approchant cette densité de probabilité par un *estimateur de Parzen* construit grâce aux valeurs connues du bruit de fond, issues de la base d'apprentissage :

$$\hat{B}_p(\vec{\mathbf{T}}; \vec{w}) = \frac{\sum_{\text{pointés } p'} B_{p'} \exp \{-\mathcal{D}(\vec{T}_p, \vec{T}_{p'}; \vec{w})\}}{\sum_{\text{pointés } p'} \exp \{-\mathcal{D}(\vec{T}_p, \vec{T}_{p'}; \vec{w})\}} , \quad (5.4)$$

où \mathcal{D} est une fonction exprimant la distance entre les traceurs pour deux pointages donnés p et p' :

$$\mathcal{D}(\vec{T}_p, \vec{T}_{p'}; \vec{w}) = \sum_{\text{traceurs } t} \left(\frac{T_p^t - T_{p'}^t}{w_t} \right)^2. \quad (5.5)$$

L'apprentissage consiste à ajuster les poids \vec{w} , chaque poids représentant l'importance d'un traceur, mais la particularité de cette méthode est que, une fois l'entraînement effectué, à base de données d'apprentissage est encore nécessaire afin d'évaluer la valeur de l'estimateur pour un pointé d'un autre jeu de données, via la relation 5.4.

5.3.2 Jeu de données analysé

Dans cette section je présente une ré-analyse des données de SPI – effectuée pour ce manuscrit – en regroupant les observations complètes disponibles entre mi-février 2003 et fin juillet 2006, correspondant à des données devenues entre-temps publiques.

Observation de la région des Voiles La région des Voiles a été observée dans le cadre du programme *temps garanti* de la première année d'observations d'*INTEGRAL* en deux parties (révolutions 81-88, et 137-141).

Malheureusement l'analyse de ces données est rendue difficile par une activité solaire d'une intensité exceptionnelle qui a eu lieu lors de chacune des deux parties d'observation, si bien que le bruit de fond durant ces périodes ne se comporte pas comme en conditions normales, le rendant par conséquent très difficile à modéliser. Ainsi les révolutions 82 et 83 ainsi que 139 et 140 peuvent être considérées comme perdues, car elles sont fortement polluées par des éruptions solaires intenses et longues, qui ont entraîné l'activation des matériaux du satellite, ce qui augmente le bruit de fond dans un premier temps, suivi de sa déplétion par rapport à la normale sur plusieurs orbites, due à l'expansion de la cavité solaire par l'éruption, repoussant les particules du rayonnement cosmique. L'éruption de la révolution 139 comportait même un flash en rayons X parmi les plus brillants des 25 dernières années (qui a été analysé par ailleurs [185]) accompagné de l'arrivée de protons au delà de 20 MeV, produisant des raies de bruit de fond intenses et variables dans le temps. Par ailleurs, comble de malchance, en début de révolution 140, en pleine observation de la région des Voiles, le détecteur n°2 est tombé en panne, ce qui modifie les taux de comptages sur la caméra, nécessitant l'introduction d'une césure dans le modèle du bruit de fond, qu'il fallait refabriquer à nouveau à partir de ce moment là.

Au final, on peut considérer que seule 1.1 Ms des 2.1 Ms de temps d'observation de la région des Voiles du programme *temps garanti* sont utilisables pour l'analyse. De plus, à partir de la deuxième année d'observation, la région des Voiles n'est plus mise au programme des observations du *temps garanti*. Afin d'obtenir des données supplémentaires, nous avons soumis une demande à l'appel d'offre AO-2 (qui a été refusée à cause d'une trop forte demande d'observation par ailleurs).

Des données supplémentaires nous ont finalement été allouées dans le cadre de l'appel d'offre AO-3, avec au total 3 Ms d'observations effectuées⁷ en deux parties durant les ré-

7. alors que nous avons demandé 2 Ms, mais notre proposition – classée prioritaire (A) – a été amalgamée avec celle d'Andreas von Kienlin – classée moins prioritaire (C) – portant sur 3 Ms pour l'étude de l'émission de titane-44 dans la région des Voiles.

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

volutions 373-383 puis 433-445. Ces données sont d'une très bonne qualité, sans éruptions solaires.

Données utilisées Les observations présentées par la suite sont divisées en quatre phases, numérotées :

- $\Phi 0$: révolutions 041 - 139 (dates 2003/02/13 - 2003/12/05) : période avec 19 détecteurs de SPI fonctionnels. Observation de la région des Voiles sur 1.9 Ms du programme *temps garanti* (révolutions 81-88, dates 2003/06/12-2003/07/06, exposition ~ 1.2 Ms et révolution 137-141, dates 2003/11/27-2003/12/11, exposition ~ 0.9 Ms).
- $\Phi 1$: révolutions 140 - 214 (dates 2003/12/06 - 2004/07/17) : période avec 18 détecteurs de SPI fonctionnels. La région des Voiles n'est observée que durant ~ 0.2 Ms, correspondant à la fin de la deuxième partie des prises de données du programme *temps garanti*, cité ci-dessus.
- $\Phi 2$: révolutions 215 - 386 (dates 2004/07/17 - 2005/12/13) : période avec 17 détecteurs de SPI fonctionnels, comportant la première partie de l'observation de la région des Voiles qui m'a été attribuée en *temps ouvert* à l'AO-3 (révolutions 373 - 383, dates 2005/11/4 - 2005/12/3, exposition ~ 1.5 Ms).
- $\Phi 3$: révolutions 387 - 463 (dates 2005/12/13 - 2006/07/31) : période avec 17 détecteurs de SPI fonctionnels, comportant la seconde partie de l'observation de la région des Voiles qui m'a été attribuée en *temps ouvert* à l'AO-3 (révolutions 433 - 445, dates 2006/05/02 - 2006/06/05, exposition ~ 1.5 Ms).

Du fait d'un nombre de détecteurs actifs qui diminue au cours des observations (19, puis 18, et 17 suite aux défaillances des détecteurs n°2 et 17), l'analyse est conduite séparément pour chacune des phases considérées $\Phi 0$ à $\Phi 3$, et leurs résultats individuels sont combinés *in fine* dans les résultats présentés.

Le pré-traitement des données et la sélection des pointés valides est effectuée comme présenté (section 5.3.1), de sorte à éliminer les données où l'instrument n'est pas en mode opérationnel nominal, ou polluées par les passages dans les ceintures de radiation terrestres ou les périodes d'éruptions solaires.

5.3.3 Analyse des données 511 keV avec ASPI

5.3.3.1 Analyse par méthode ON-OFF

Données ON+OFF Pour l'analyse de l'émission à 511 keV des régions centrales de la Galaxie, le jeu de données est divisé en deux suivant l'angle θ entre la direction de pointage de l'axe optique de l'instrument et celle du centre galactique. Les pointages avec $\theta > 30^\circ$ sont considérés comme données OFF sans signal attendu et utilisés pour la modélisation du bruit de fond, les pointages avec $\theta < 30^\circ$ sont considérés comme données ON pour la recherche du signal. Ce cercle d'un rayon de 30° sur le ciel est bien adapté à contenir la zone d'émission diffuse de la source à 511 keV, d'une taille attendue $< 10^\circ$, qui est observée (c'est-à-dire convoluée) par le champ de vue de SPI en mode collimateur, dont la zone partiellement codée a un diamètre de $\sim 35^\circ$ (rayon 17.5°) sur le ciel.

Bande d'énergie On choisit d'abord la bande d'énergie à étudier, ici celle du 511 keV, en une seule bande de 10 keV de large (506-516 keV). Par la suite nous conduisons de façon

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

indépendante la même analyse pour 10 bandes adjacentes de 1 keV de large, couvrant la zone de signal 506-516 keV.

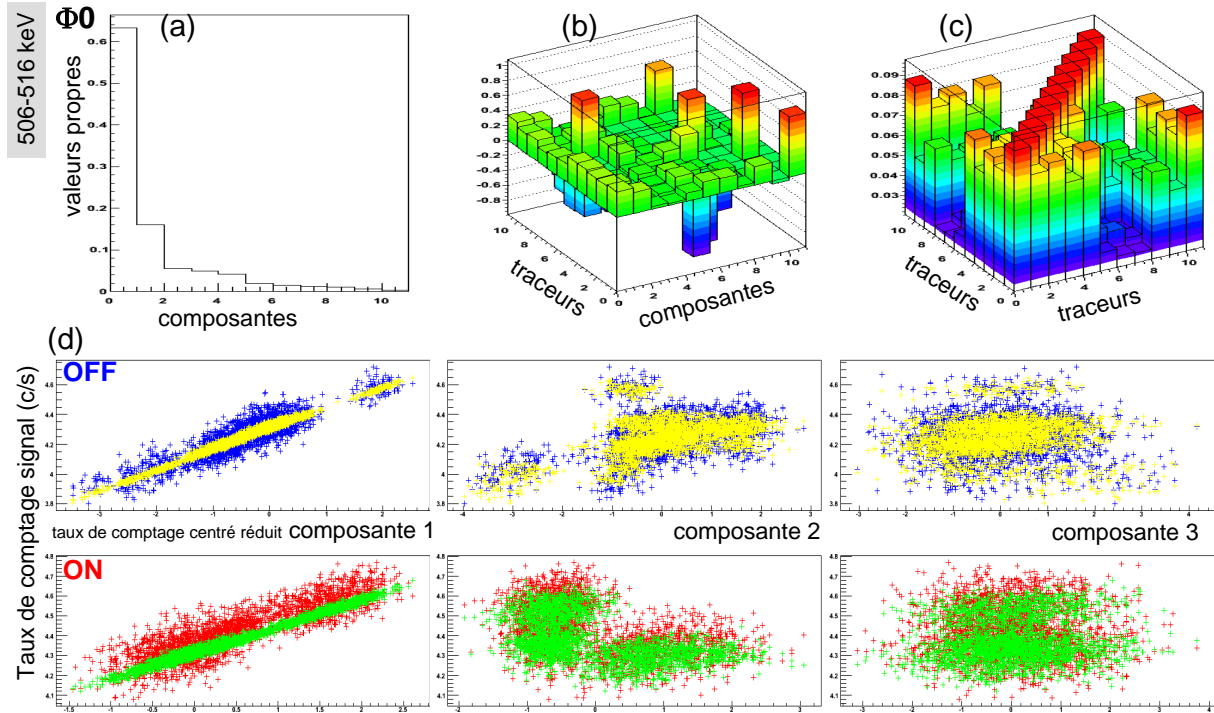


FIGURE 5.7 – Données 511 keV, PCA : analyse en composantes principales (a : valeurs propres, b : composantes vs traceurs, c : matrice de covariance des traceurs, d : corrélation données M_p vs composantes $i = 1, 2$ et $3 : T_p^{ii}$).

Choix des traceurs Le choix des traceurs utilisés a fait l'objet d'une étude systématique présentée dans la thèse de Patrick Sizun. Au départ on étudie les corrélations de tous les traceurs envisagés avec la bande de signal choisie. Ensuite parmi les meilleurs traceurs ainsi dégagés, l'ajustement du modèle de bruit de fond est répété pour les combinaisons d'un nombre raisonnable de ces traceurs. Le choix se fait de façon à obtenir un χ^2/ndf aussi proche de 1 que possible.

Pour l'analyse du signal à 511 keV présentée ici, les 11 traceurs suivants sont retenus :

1. taux de comptage des événements saturant les détecteurs au germanium (*GeDsat*)
2. raie du ^{44m}Sv (269-273 keV)
3. raie du $^{67\text{K}}\text{Ga}$ (307-313 keV)
4. raie à 511 keV dans l'une des composantes d'événements multiples (506-516 keV)
5. continuum au dessus de la raie à 511 keV (525-545 keV)
6. raie du ^{58}Co (807-814 keV)
7. raie du $^{58\text{K}}\text{Co}$ (815-821 keV)
8. raie du ^{205}Bi (1760-1768 keV)
9. raie du ^{28}Al (1774-1783 keV)

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

10. raie du $^{65}\text{K}\text{Zn}$ (1222-1228 keV)
11. taux de comptage du PSAC

Le bruit de fond dans la bande 506-516 keV, est composé d'un continuum de bruit de fond sur lequel se superpose une raie instrumentale importante, provenant principalement de désintégration β^+ de noyaux composant le détecteur, activés par les particules du rayonnement cosmique. L'évolution du continuum sous la raie est retracé par le traceur 1 (comptage des saturants) et 5 (bande continue au dessus de la raie à 511 keV⁸, alors que la reproduction de l'évolution de la raie instrumentale à 511 keV est du ressort du traceur 4 (raie à 511 keV dans les composantes d'événements multiples), du traceur 11 (comptage du PSAC, sensible aux β^+ issus de l'activation du masque), et des autres raies d'activation citées comme traceurs.

Analyse des traceurs Nous conduisons 4 analyses séparées pour les phases de prise de données $\Phi 0$ à $\Phi 3$.

Pour chaque phase Φ_k , nous utilisons d'abord l'ensemble des données (ON+OFF conjointes). Chacun des traceurs T^i utilisé est d'abord centré et réduit, afin d'obtenir un traceur T'^i qui suive une distribution normale de moyenne nulle et de variance unité.

Ensuite l'analyse en composantes principales de l'ensemble des traceurs T'^i est effectuée. Pour cela on calcule d'abord la matrice de covariance entre ces 11 traceurs sur l'ensemble des pointés p considérés (représentée sur la Fig. 5.7c). Cette matrice est par la suite diagonalisée afin d'en dériver les valeurs propres, qui sont ordonnées par ordre décroissant de valeur (Fig. 5.7a). On obtient ainsi une nouvelle base de traceurs, les composantes principales T''^i des traceurs d'origine. La Fig. 5.7b représente l'expression des composantes principales T''^i en fonction des traceurs centrés/réduits T'^i , c'est-à-dire la matrice de passage dans la nouvelle base de traceurs. Les composantes principales sont toutes orthogonales entre elles, chacune porte une part supplémentaire d'information non incluse dans la précédente, sachant que la première composante T''^0 dotée de la plus grande valeur propre v_0 contient à elle seule la plus grande partie de l'information du jeu des traceurs. L'intérêt de cette décomposition consiste à pouvoir éliminer les composantes de plus petites valeurs propres, que l'on peut considérer comme ne contenant plus que du bruit. En pratique on sélectionne les 5 premières composantes principales issues de cette analyse comme nouveau jeu de traceurs.

Modèle de bruit de fond Pour déterminer le modèle de bruit de fond, on considère le jeu des données OFF seules, d'où l'on extrait pour chaque pointé $p \in \text{OFF}$ le taux de comptage (en cpscorr) mesuré dans la bande de signal considérée M_p avec son erreur statistique associée $\sigma(M)_p$. Ensuite les valeurs des coefficients w_i du modèle de bruit de fond (un coefficient par traceur des composantes principales retenues + un coefficient constant) sont déterminées par un ajustement⁹ des données M_p au modèle de bruit de

8. la bande en dessous de 511 keV n'est pas utilisée, car elle contient du signal : la désintégration en trois photons de l'état intermédiaire ortho-positronium créé conjointement avec les positrons dont on observe la désintégration.

9. Les résultats des ajustements avec les traceurs choisis et pour les 4 phases de prises de données sont : degrés de liberté $ndf=N_p - 6=(2692,3548,5355,2546)$, chi carré réduit $\chi^2/ndf=(1.427,1.386,1.393,1.311)$.

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

fond (écrit de manière symbolique $M_p \pm \sigma(M)_p \sim B_p$), avec pour modèle de bruit de fond la relation linéaire en fonction des traceurs $T_p^{''i}$:

$$B_p = w_0 + \sum_i w_i T_p^{''i} \quad (5.6)$$

Les valeurs des coefficients w ainsi déterminées sur le jeu de données OFF sont ensuite utilisées lorsque le modèle de bruit de fond est appliqué aux données ON, en se servant des valeurs des traceurs $T_p^{''i}$ pour $p \in \text{ON}$, pour prédire le bruit de fond B_p pour $p \in \text{ON}$. Les résidus $S_p = M_p - B_p$ obtenus correspondent au signal recherché, d'erreur $\sigma(S)_p = \sigma(M)_p \oplus \sigma(B)_p$, où \oplus désigne la somme quadratique, et $\sigma(B)_p$ est calculé à partir des $\sigma(w)$ déterminés par l'ajustement du modèle de bruit de fond.

La Fig. 5.7d présente les corrélations obtenues après ajustement du modèle de bruit de fond, entre les valeurs des taux de comptages M_p mesurées dans la bande de 511 keV et les premières 3 composantes principales $T_p^{''i}$ ($i=1,2,3$), pour les données OFF (ligne du haut) et ON (ligne du bas). Les points bleus (pour $p \in \text{OFF}$) et rouges (pour $p \in \text{ON}$) correspondent aux corrélations M_p vs $T_p^{''i}$ entre comptages mesurés dans la bande du signal et les traceurs, les points jaunes (pour $p \in \text{OFF}$) et verts (pour $p \in \text{ON}$) correspondent aux corrélations B_p vs $T_p^{''i}$ entre modèle de bruit de fond et traceurs. On constate que l'essentiel de la corrélation est porté par la première composante principale, et que le modèle de bruit de fond resserre significativement cette corrélation.

La Fig. 5.8 présente en fonction du temps du pointé p (pour chacune des 4 analyses indépendantes des prises de données $\Phi 0$ à $\Phi 3$) les évolutions des valeurs mesurées des comptages M_p en bleu (resp. rouge) et de l'ajustement en jaune (resp. de la prédiction en vert) du bruit de fond B_p obtenues pour les données OFF (resp. ON).

Résidus Les valeurs résiduelles $S_p = M_p - B_p$ représentent l'estimation du taux de comptage du signal en provenance du ciel, S_p , d'erreur associée $\sigma(S)_p$, déterminée pour chaque pointé p . Chaque pointé p possède par ailleurs une direction de pointage en longitude l et latitude b galactiques. Le signal S_p obtenu pour chaque pointé p des quatre phases d'observation ($\Phi 0$ à $\Phi 3$) peut donc être redistribué sur une carte du ciel (en 2 dimensions l et b) formée de pixels q . On construit ainsi un taux de comptage du signal S'_q par pixel q à partir de la somme pondérée des signaux S_p mesurés, en comptabilisant tous les pointés p dont la direction de pointage (l, b) tombe dans le pixel q :

$$S'_q = \frac{\sum_{p \in q} S_p / \sigma(S)_p^2}{\sum_{p \in q} 1 / \sigma(S)_p^2} \quad (5.7)$$

et son erreur associée :

$$\sigma(S')_q = \frac{1}{\sqrt{\sum_{p \in q} 1 / \sigma(S)_p^2}} \quad (5.8)$$

La Fig. 5.9 représente le résultat de cette redistribution dans le ciel des taux de comptages résiduels mesurés (attention, il ne s'agit pas d'images déconvoluées, ici le signal détecté est simplement redistribué dans le ciel comme s'il provenait d'une observation dans l'axe optique du télescope). Sont présentées les cartes du ciel en l et b exprimées en terme de rapport signal à bruit $SNR(S')_q = S'_q / \sigma(S')_q$ avec des pixels de taille $5^\circ \times 5^\circ$, en (a) pour

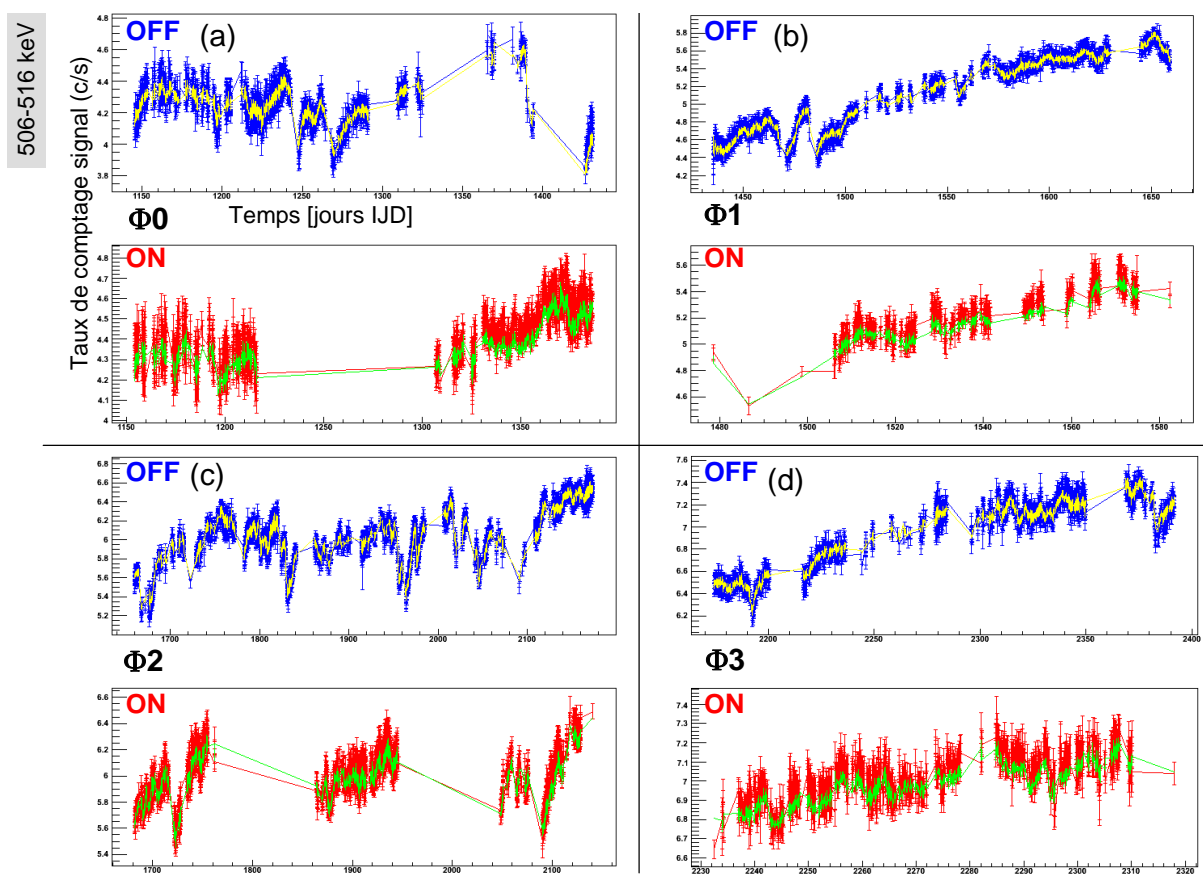


FIGURE 5.8 – Données 511 keV, évolution du taux de comptage M_p de la bande de signal et du modèle de bruit de fond B_p en fonction du temps (a,b,c,d : phases $\Phi 0$ à $\Phi 3$; bleu, rouge : données pour OFF et ON ; jaune, vert : modèle pour OFF et ON).

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

les résidus des données OFF, et en (b) pour les résidus des données ON. Alors que les résidus des données OFF ont des valeurs de SNR typiques de bruit (quelques σ), ceux des données ON montrent une détection très significative de signal à 511 keV, allant jusqu'à $SNR = 35\sigma$ pour les pixels autour du centre galactique.

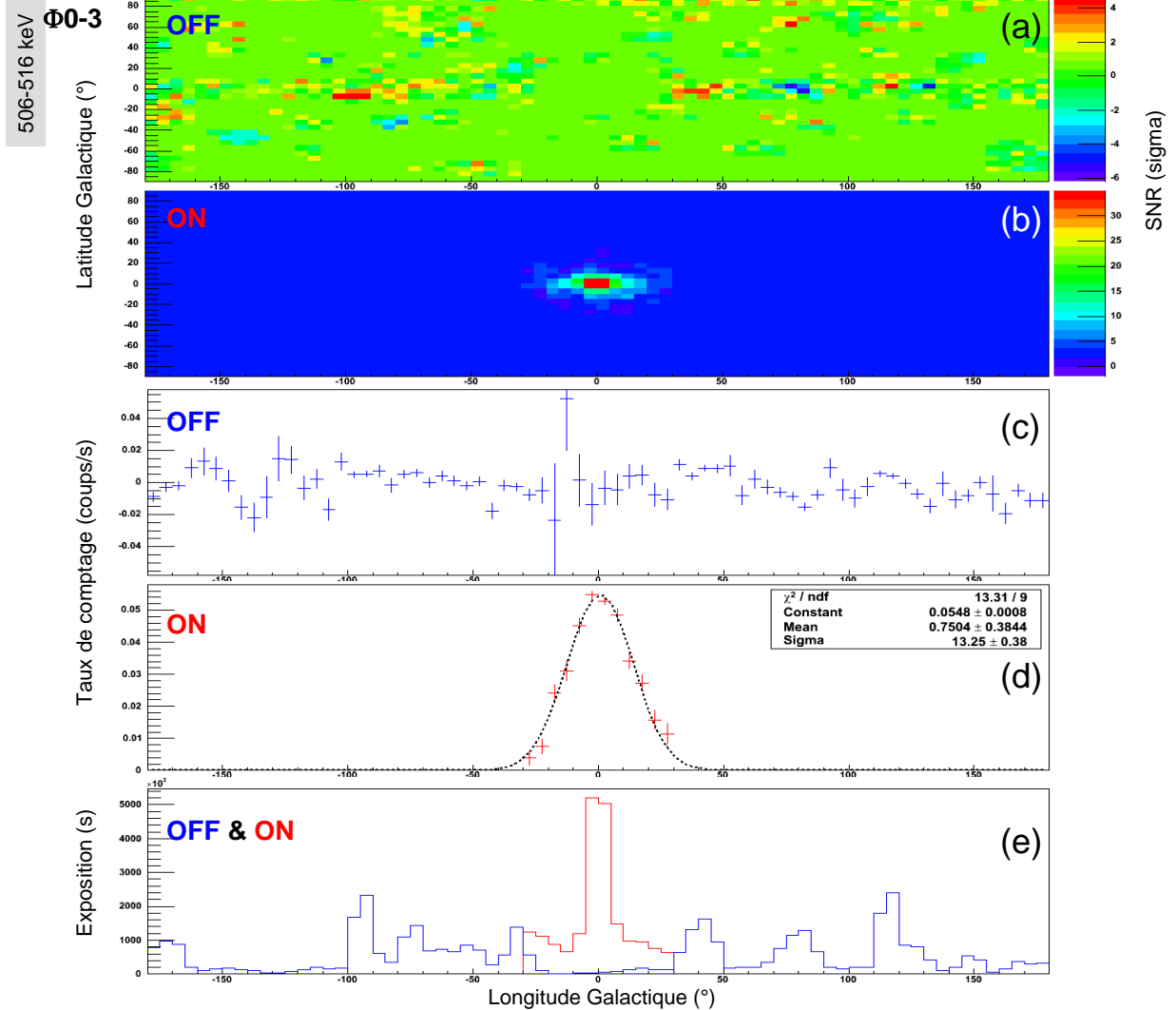


FIGURE 5.9 – Données 511 keV, distribution du signal résiduel $S_p = M_p - B_p$ excédant le bruit de fond (a, b : carte du ciel en unités de rapport signal à bruit pour $p \in \text{OFF}$ et $p \in \text{ON}$; c, d : taux de comptage pour des tranches de la carte projetée en latitude galactique pour $p \in \text{OFF}$ et $p \in \text{ON}$; e : temps d'exposition).

La Fig. 5.9 présente également les valeurs des taux de comptages résiduels S_q'' obtenus de manière similaire, exprimés en coups/s (alors que les cartes précédentes étaient exprimées en SNR), présentés dans des intervalles q de 5° en longitude galactique, pour les données OFF en (c) et les données ON en (d). Ici encore les fluctuations des données OFF sont compatibles avec un résidu nul, alors que le signal à 511 keV apparaît clairement centré sur la région centrale de la Galaxie. Un ajustement par une gaussienne donne une largeur à mi-hauteur de 31° ; cependant, ceci ne représente donc pas la largeur de la région d'émission dans le ciel, qui reste ici convolué par la réponse instrumentale de SPI en mode collimateur (le godet de lumière a un champ de vue total de $\sim 35^\circ$ de diamètre) et dépend de la carte

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

d'exposition du ciel pour ces observations (présentée en Fig. 5.9e).

A partir de cet ajustement on peut estimer le flux de l'émission céleste dans la bande de 10 keV centrée sur 511 keV, en utilisant la valeur du taux de comptage du signal à 511 keV mesuré au pic de cette gaussienne, soit 0.055 coups/s résiduels, correspondant à un résidu de l'ordre du pour-cent au-dessus d'un bruit de fond variant typiquement entre 4 à 7 coups/s (c.f. Fig. 5.8). Dans l'hypothèse où la région d'émission est d'une taille inférieure à la partie totalement codée du champ de vue (soit 16° de diamètre, ce qui est le cas comme le déterminent d'autres méthodes), on peut utiliser comme aire efficace de SPI celle correspondant à la réponse à une source ponctuelle à 511 keV dans l'axe, soit 69 cm^2 comme déterminé par le Monte-Carlo et les étalonnages à Bruyères le Châtel. Par conséquent on déduit par notre méthode du godet de lumière un flux dans la raie à 511 keV de $F_{2\gamma} = 0.8 \times 10^{-3} \text{ ph/cm}^2/\text{s}$, compatible avec les valeurs mesurées par ailleurs pour ce signal astrophysique.

Analyse spectrale et résultats Des analyses similaires à celles présentées ci-dessus, sont effectuées pour chacune des 10 bandes d'énergies de 1 keV de large entre 506 et 516 keV, en utilisant les mêmes traceurs de bruit de fond. Les résidus par rapport au bruit de fond dans la carte en longitude galactique sont ajustés par des gaussiennes (centrés et de largeur fixée à celle précédemment déterminée). La valeur du taux de comptage résiduel au pic de cette gaussienne est reportée en fonction de la bande d'énergie, et forme le spectre à 511 présenté sur la Fig. 5.10, en (a) avec les erreurs statistiques seules, et en (b) en ajoutant une erreur systématique de 15%. Les résidus ainsi reportés forment donc bien un pic à 511 keV qui est à son tour ajusté par une gaussienne.

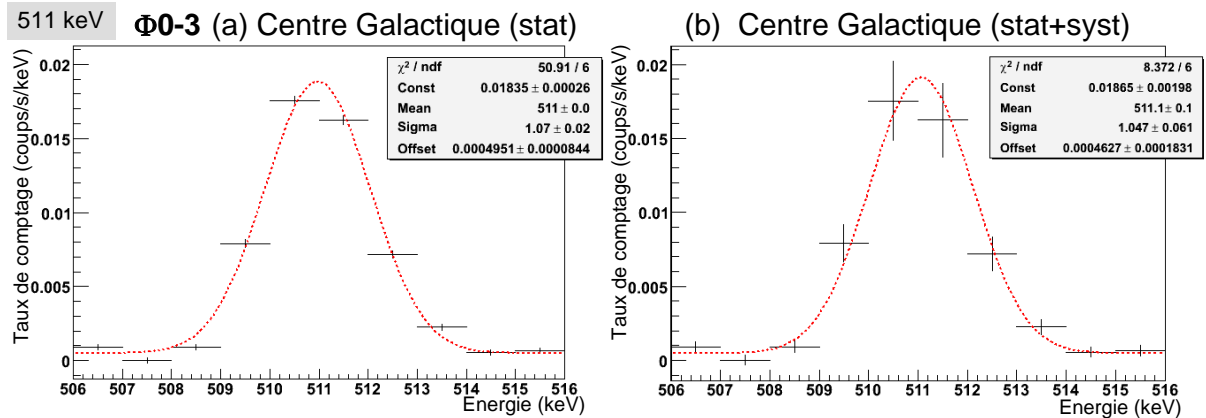


FIGURE 5.10 – Données 511 keV, spectre du taux de comptage résiduel dans 10 bandes de 1 keV centrées à 511 keV. Une raie fine à 511 keV est clairement détectée (a : erreurs statistiques seules, b : en incluant 15% d'erreur systématique).

On en déduit que la raie détectée est bien centrée à $511.1 \pm 0.1 \text{ keV}$, et fine (largeur mesurée $FWHM = 2.5 \text{ keV}$, soit une largeur intrinsèque de 1.5 keV après déduction d'une résolution instrumentale de 2.0 keV à 511 keV). Le taux de comptage à 511 keV , correspondant à l'intégrale de ce pic, est : $S_{511 \text{ keV}} = \text{Const} \text{ Sigma} \sqrt{2\pi} = 0.049 \pm 0.006 \text{ coups/s}$. En utilisant 69 cm^2 d'aire efficace à 511 keV (pour les événements SE+PE ici considérés), ceci se traduit en un flux mesuré $F_{2\gamma} = (0.7 \pm 0.1) \times 10^{-3} \text{ photons/cm}^2/\text{s}$ en provenance des régions centrales de la Galaxie. Il est à noter que nous avons obtenu ces résultats sans autre

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

hypothèse que celle d'une émission concentrée dans une région de 30° de rayon autour du centre de la Galaxie, par une méthode ON-OFF, en utilisant SPI en mode collimateur sans utiliser la corrélation avec le masque. Ces résultats d'une analyse indépendante renforcent ceux publiés par ailleurs par SPI, discutés dans la section 6.1.2, basés sur des ajustements de modèles de la morphologie supposée de l'émission, et en utilisant les informations du masque.

5.3.3.2 Analyse par ajustement de modèle d'émission

Pour sa thèse de doctorat, que j'ai co-encadrée, Patrick Sizun a approfondi l'analyse de la raie à 511 keV présentée ici, en élargissant notre suite logicielle ASPI afin de pouvoir effectuer des ajustements de modèles.

Alors que la méthode ON-OFF présentée ci-dessus ne repose sur aucune hypothèse forte concernant la morphologie spatiale de l'émission détectée dans les régions centrales de la Galaxie, la méthode par ajustement d'un modèle (*model fitting*) requiert une carte galactique hypothétique pour cette émission dont la vraisemblance est testée par ajustement aux données. Elle est décrite par un nombre restreint de paramètres fixés a priori (telles la largeur supposée de la région d'émission dans le ciel), ainsi qu'un nombre limité de variables (telle l'amplitude globale de l'émission) ajustés ensemble avec toutes les données disponibles (sans faire de distinction entre régions ON ou OFF).

Modèle d'émission gaussien Puisque l'analyse ON-OFF révèle une émission centrée sur la région centrale de la Galaxie, la morphologie de l'émission à 511 keV la plus simple, étudiée pour la thèse de Patrick, est celle d'une gaussienne circulaire en deux dimensions (longitude l et latitude b), centrée sur le centre galactique, de largeur paramétrée par $FWHM = 2\sigma\sqrt{2\ln 2}$, et d'amplitude unité :

$$G_\sigma(l, b) = \exp\left(-\frac{l^2 + b^2}{2\sigma}\right) \quad (5.9)$$

Cette carte (multipliée par un facteur d'amplitude global κ , qui sera par la suite déterminée par ajustement) est d'abord projetée à travers la réponse instrumentale R , afin d'obtenir pour chaque pointé p des données utilisées, les taux de comptages qu'une telle source produirait sur chacun des détecteurs au germanium d . Par sommation pour l'ensemble de la caméra (considérée à nouveau comme un godet de lumière) on obtient pour chaque pointé p le taux de comptage de la source estimé :

$$S_p = \kappa \sum_d R_{p,d} \otimes G_\sigma(l_p, b_p) \quad (5.10)$$

Le modèle de bruit de fond utilisé pour cette analyse est basé sur les seuls taux de comptage des événements saturant les détecteurs au germanium (*GeDsat*, le premier traceur de notre liste ci-dessus), avec un coefficient d'échelle c_{orbit} ajusté par orbite¹⁰ :

$$B_p = c_{orbit(p)} GeDsat_p \quad (5.11)$$

10. Avec la méthode ON-OFF on ne pouvait pas utiliser le même modèle avec un coefficient par orbite, car beaucoup d'orbites disposent de trop peu de données OFF pour obtenir un bon ajustement.

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

Le modèle résultant $M_p = S_p + B_p$ prédit le nombre de coups détectés par le godet de lumière à chaque pointé, qui est comparé au nombre de coups effectivement détecté. Les paramètres ajustés κ et $c_{orbit(1)}, \dots, c_{orbit(N_p)}$ sont obtenus par minimisation du χ^2 entre données et modèle¹¹ :

$$\chi^2 = \sum_p \frac{(C_p - M_p)^2}{\sigma(C_p)^2} \quad (5.12)$$

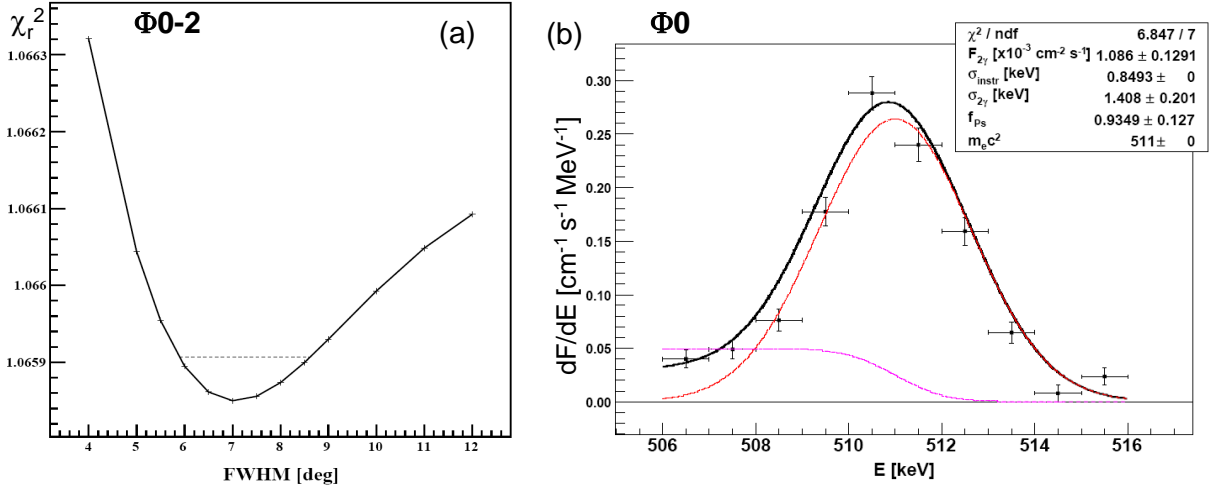


FIGURE 5.11 – Données 511 keV. (a) Ajustement aux données de la bande 506-516 keV du modèle comportant le bruit de fond et une émission gaussienne de largeur $FWHM$ choisie a priori (entre 4 et 12°); le meilleur ajustement est obtenu pour une largeur de 7°. (b) Spectre de la raie à 511 keV issu de l’ajustement de l’amplitude κ pour chaque bande d’énergie de 1 keV de large du modèle comportant bruit de fond et émission gaussienne (d’amplitude κ) et de largeur fixée à 7°.

En se basant sur les jeux de données Φ_0 à Φ_2 (soit 3 années d’observation, 47 Ms d’exposition), et les coups détectés dans la bande 506-516 keV, l’évolution du χ^2 réduit en fonction de la largeur $FWHM$ du modèle de gaussienne du ciel est représentée sur la Fig. 5.11a. Le minimum χ_{min}^2 donne le meilleur ajustement de la largeur de la gaussienne¹², tandis que la valeur à $\chi_{min}^2 + 1$ (trait pointillé sur cette figure) donne l’erreur statistique :

$$FWHM = 7.08^{+1.49}_{-1.16} \text{°} \quad (5.13)$$

Analyse spectrale de la raie à 511 keV (il peut être utile de consulter ici dès à présent la section 6.1.1 sur l’annihilation des positrons).

L’analyse spectrale de la raie à 511 keV est effectuée en imposant une largeur du modèle d’émission de 7°, et en répétant l’ajustement de façon indépendante pour des bandes d’énergies de 1 keV de large autour de cette raie. Le résultat (pour les données de la phase Φ_0 , 1 an d’observation, 12 Ms d’exposition) est présenté sur la Fig. 5.11b.

11. Ceci revient à maximiser la densité de probabilité conditionnelle Pr que le meilleur modèle soit celui paramétré par $\kappa, c_{orbit(1)}, \dots, c_{orbit(N_p)}$, sachant les détections $C_1..C_{N_p}$ d’erreurs $\sigma(C_1).. \sigma(C_{N_p})$, ou de façon équivalente minimiser son invraisemblance logarithmique $L = -\ln Pr$, qui vaut $L = \chi^2/2 + const.$

12. avec $\chi_{min}^2 = 19986.8$ pour $N_p - (N_{orbit} + 1) + 1 = 18751$ degrés de liberté

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

La raie à 511 keV est modélisée par une gaussienne d'écart type $\sigma_{2\gamma}$ et de flux intégré dans la raie $F_{2\gamma}$. Elle est issue de l'annihilation directe de $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ ou de la désintégration en 2γ de l'état intermédiaire para-positronium (état lié de e^+ et e^- avec spins antiparallèles ; le positronium est formé 1 fois sur 4 dans cet état).

On voit apparaître aux basses énergies une marche non présente à haute énergie (modélisée par une fonction de Heaviside centrée à 511 keV), qui signe la présence d'ortho-positronium se désintégrant en 3γ (état lié de e^+ et e^- avec spins parallèles ; le positronium est formé 3 fois sur 4 dans cet état). Le spectre d'Ortho-positronium de Ore et Powell [242] est ici approximé par une fonction linéaire en énergie, d'amplitude reliée par continuité à la hauteur de la marche à 511 keV ; son flux intégré $F_{3\gamma}$ s'exprime en fonction du flux de la raie $F_{2\gamma}$ et de la fraction de positronium f_{Ps} , c'est-à-dire la fraction des cas où l'annihilation s'effectue en passant par l'état intermédiaire de para- ou ortho-positronium :

$$\frac{F_{2\gamma}}{F_{3\gamma}} = \frac{2[(1 - f_{Ps}) + \frac{1}{4}f_{Ps}]}{3\frac{3}{4}f_{Ps}} \quad (5.14)$$

soit :

$$f_{Ps} = \frac{4}{3} \frac{F_{3\gamma}}{F_{3\gamma} + 1,5F_{2\gamma}} \quad (5.15)$$

La prise en compte de la résolution instrumentale (par convolution avec une gaussienne d'une largeur à mi-hauteur fixée à 2 keV à 511 keV, avec $\sigma_{tot}^2 = \sigma_{instr}^2 + \sigma_{2\gamma}^2$) donne finalement la forme spectrale ajustée, exprimée en terme des paramètres physiques importants :

$$\frac{dF}{dE} = \frac{F_{2\gamma}}{m_e c^2} \frac{9f_{Ps}}{2[(1 - f_{Ps}) + f_{Ps}/4]} \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{erf}\left(\frac{E - m_e c^2}{\sigma_{instr} \sqrt{2}}\right) \right) + \frac{F_{2\gamma}}{\sigma_{2\gamma} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(E - m_e c^2)^2}{2\sigma_{2\gamma}^2}} \quad (5.16)$$

Les résultats de l'ajustement de ce modèle à la raie sont donnés dans le tableau 5.2.

Flux $F_{2\gamma}$ de la raie [$\times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$]	1.086 \pm 0.129
Flux continu $F_{3\gamma}$ [$\times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$]	3.821 \pm 1.415
Taux d'injection R_{inj} [$\times 10^{43}$ e $^+$ s $^{-1}$]	1.39 \pm 0.70
Fraction de positronium f_{Ps}	0.935 \pm 0.127
Largeur intrinsèque $FWHM_{2\gamma}$ [keV]	3.3 \pm 0.5
Largeur instrumentale $FWHM_{instr}$ [keV]	2.0 (fixe)
χ^2 /d.d.l.	6.85/7

TABLE 5.2 – Paramètres obtenus lors de l'ajustement de la raie à 511 keV (Fig. 5.11b) avec un modèle incluant une raie 2γ gaussienne et un échelon).

Les flux 2γ et 3γ , ainsi que la fraction de positronium obtenue sont compatibles avec les autres études des données SPI. La largeur intrinsèque de la raie paraît un peu élevée et pourrait s'expliquer par la non-corrrection du phénomène de dégradation de la résolution en énergie entre deux recuits.

Analyse d'un spectre large Afin de mieux déterminer la fraction de positronium, on détermine un spectre large entre 300 et 545 keV, en ajustant aux données de SPI le même

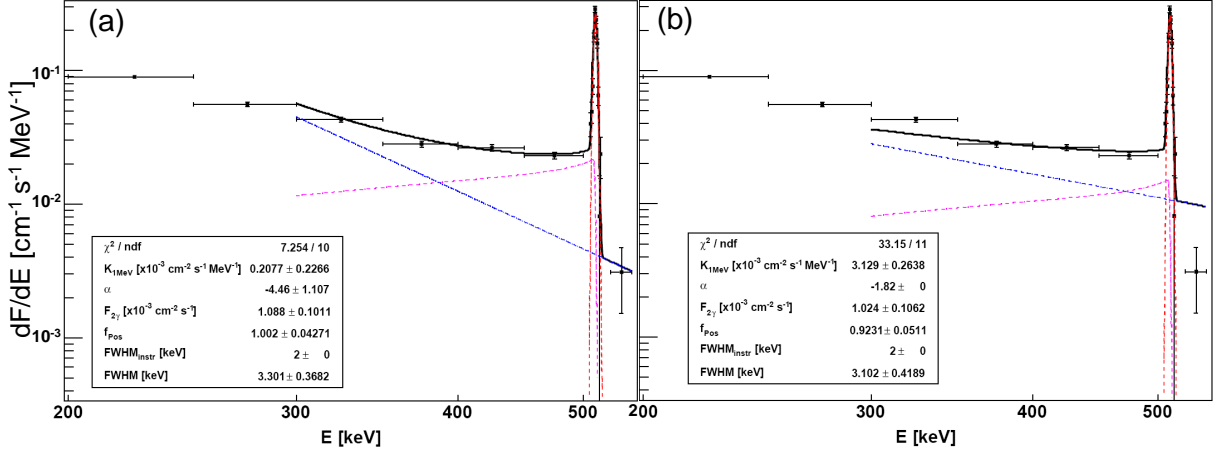


FIGURE 5.12 – Spectre large issu de l’ajustement d’un modèle de bruit et émission gaussienne de largeur fixée à 7° . (a) Ajustement du spectre par la combinaison d’une raie, du spectre d’Ortho-positronium et d’une loi de puissance. (b) Même ajustement avec indice de la loi de puissance fixé à $\alpha=-1.82$.

modèle de bruit de fond que précédemment combiné à une morphologie gaussienne 2D de largeur fixée à 7° (voir Fig. 5.12).

Ce spectre est ajusté à l’aide de trois composantes, comportant comme précédemment une gaussienne pour le pic 2γ , la forme du continu 3γ correspondant à la fonction d’Ore et Powell exacte¹³ (et non plus sa linéarisation), ainsi qu’une composante en loi de puissance avec indice spectral α pour tenir compte de l’émission continue sous-jacente sur laquelle se perche le spectre d’annihilation et qui domine celui de l’ortho-positronium à basse énergie. L’interprétation de cette composante d’émission continue sous-jacente reste délicate, puisqu’elle se situe entre deux domaines très différents. En dessous de ~ 200 keV, la majeure partie de l’émission γ totale provient du cumul de l’émission de sources ponctuelles, ce qui est l’un des grands succès d’*INTEGRAL*/IBIS (Lebrun et al, 2004 [204]). Au delà du MeV, COMPTEL et EGRET sur *CGRO* ont montré que l’essentiel de l’émission était diffuse et avait pour origine le milieu interstellaire.

En laissant libre dans l’ajustement spectral l’indice α de la loi de puissance sous-jacente (Fig. 5.12a), on obtient une composante particulièrement molle (avec $\alpha=-4.46$) et des paramètres relatifs à l’annihilation des positrons qui sont : un flux de la raie $F_{2\gamma}=(1.1\pm 0.1) 10^{-3}$ ph/cm²/s avec une largeur $FWHM_{2\gamma}=3.3\pm 0.4$ keV et une fraction de positronium est proche de 100%, d’où un flux d’ortho-positronium intégré sur tout le spectre $F_{3\gamma}=(4.95\pm 1.24) 10^{-3}$ ph/cm²/s. Dans l’hypothèse où la source de positrons se situe au centre galactique ($d_{GC} = 8$ kpc) et que tous les positrons s’annihilent au repos, on en déduit un taux d’injection de positrons :

$$L_{e^+} = 4\pi d_{GC}^2 \frac{F_{2\gamma}}{2[(1 - f_{Ps}) + \frac{1}{4}f_{Ps}]} \simeq (1.7 \pm 0.2) 10^{43} e^+ s^{-1} \quad (5.17)$$

En imposant un indice spectral α tel qu’il est déterminé par d’autres analyses (-1.75 d’après des mesures de OSSE [187], ou -1.82 basé sur des données de SPI et COMPTEL

13. convoluée par une gaussienne instrumentale de 2 keV

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

d'après Strong et al, 2005 [280]), la fraction de positronium change sensiblement alors que les autres paramètres sont moins affectés (Fig. 5.12b). La fraction de positronium reste malgré tout supérieure à 83%, et le taux d'injection de positrons de l'ordre de 10^{43} e^+ par seconde. Un tel fort taux de production de positrons nécessite explication, et c'est ce que nous allons discuter dans le chapitre 6.

5.3.4 Analyse des données à 1809 keV avec ASPI

Une méthode ON-OFF similaire à celle présentée pour l'étude de la raie à 511 keV (section 5.3.3.1), est utilisée pour l'analyse de la raie d'émission galactique à 1809 keV.

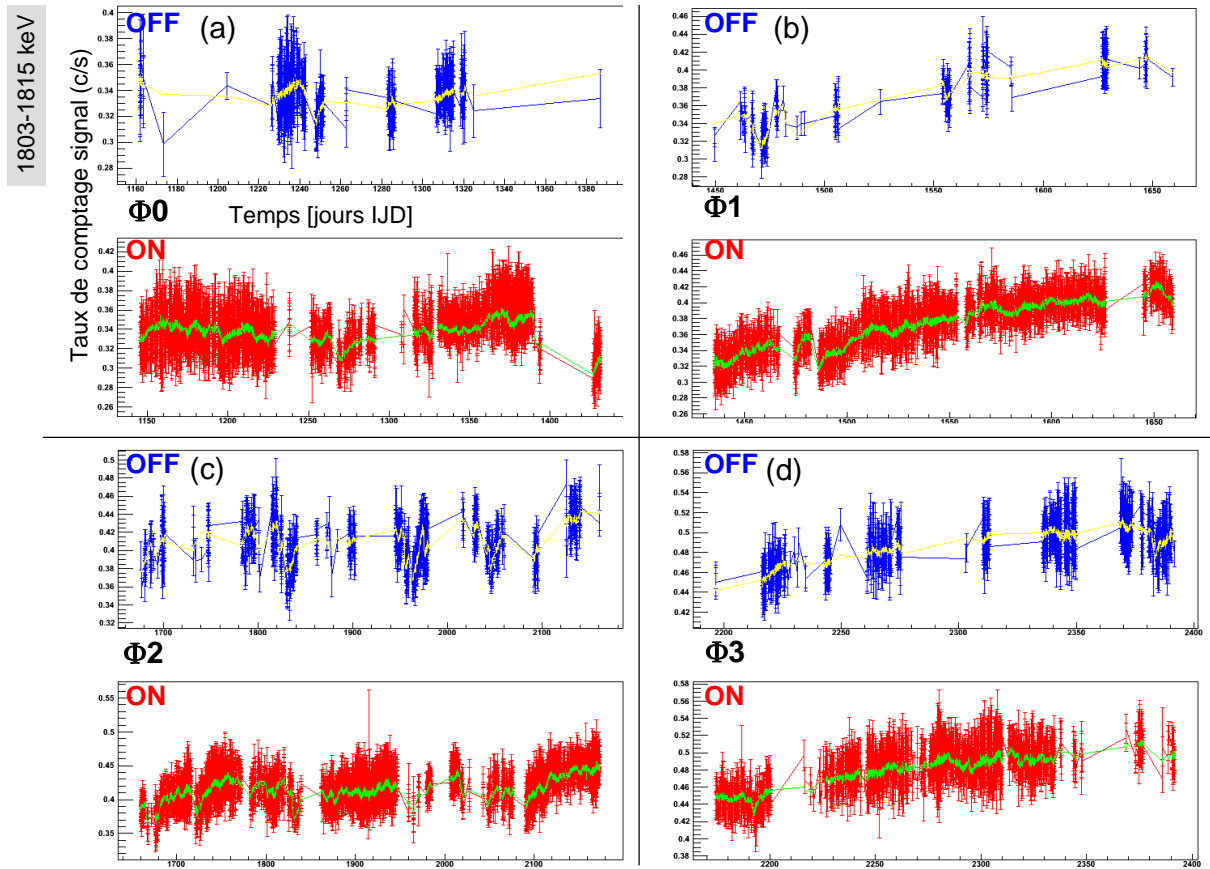


FIGURE 5.13 – Données 1809 keV, évolution du taux de comptage mesuré M_p dans la bande de 1809 keV, et du bruit de fond B_p (cf Fig. 5.8 à 511 keV).

Puisque l'émission est attendue en provenance du radian central du plan galactique (comme montré par les observations de COMPTEL), le jeu de données est divisé en deux par une sélection en latitude galactique b du pointé afin d'obtenir des données ON comprenant le plan galactique ($|b| < 20^\circ$), et des données OFF hors plan galactique ($|b| \geq 20^\circ$). Nous avons également étudié les cas d'une coupure à 10° , qui résulte cependant en une bande trop étroite si bien que les données OFF contiennent encore du signal, et une coupure à 30° , pour laquelle cependant les données OFF explorent un domaine de corrélation trop restreint par manque de pointés.

On considère d'abord une bande d'énergie unique qui couvre 12 keV autour de 1809 keV (1803-1815 keV) ce qui correspond à l'hypothèse d'une émission dans une bande

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

relativement fine. Par la suite dans une série d'analyses indépendantes, cette bande unique est divisée en 5 bandes (1803-1805-1808-1810-1812-1815 keV), puis en 12 bandes de 1 keV de large, dans l'optique d'une étude spectrale de l'émission.

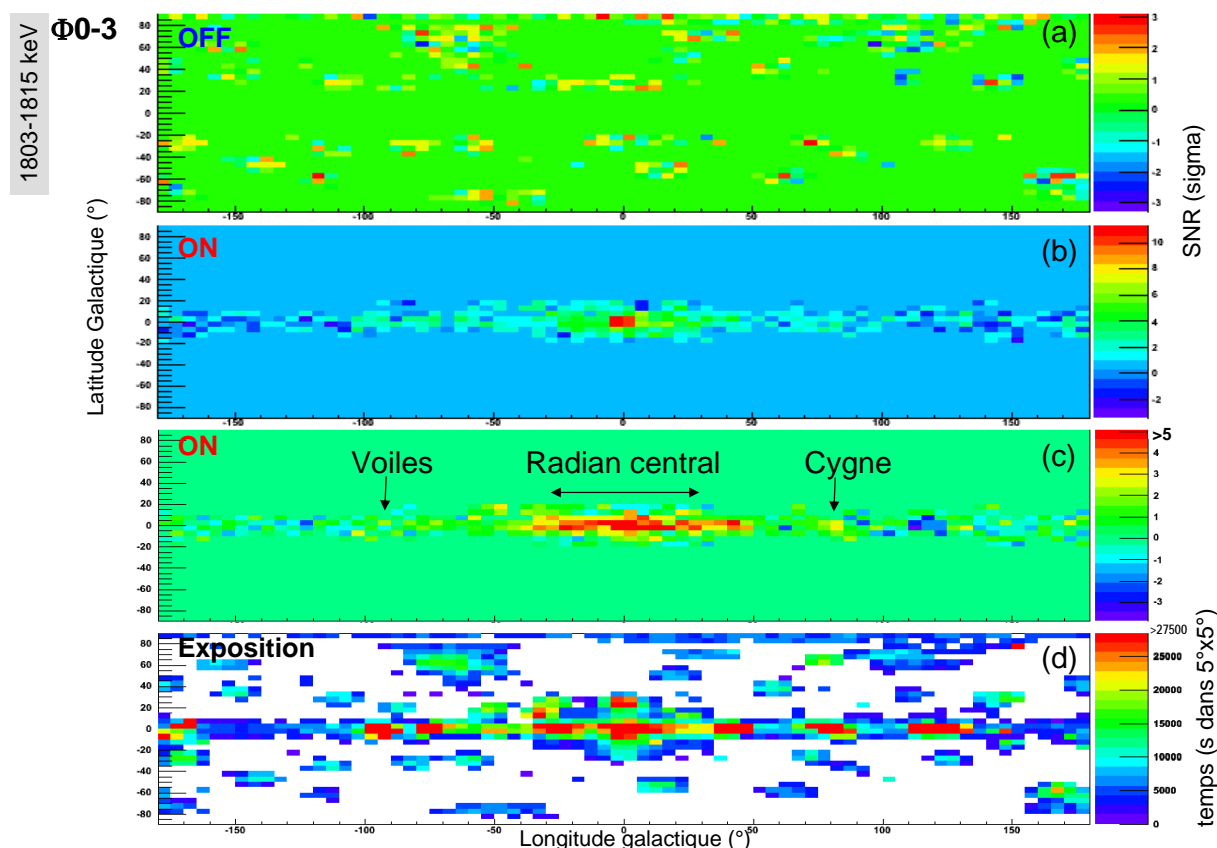


FIGURE 5.14 – Données 1809 keV, résidus $S_p = M_p - B_p$ des taux de comptages mesurés M_p dans la bande de 1809 keV, par rapport au bruit de fond B_p (a, b, c : en rapport signal à bruit pour OFF, ON et ON avec échelle limitée à 5σ , d : carte d'exposition ; cf Fig. 5.9 à 511 keV).

Le bruit de fond dans cette bande provient d'un fond continu, superposé à (au moins) deux raies instrumentales issues de la désintégration de matériaux activés du détecteur ($^{26}\text{Na}(\beta^-)^{26}\text{Mg}$ à 1808.7 keV, et $^{56}\text{Mn}(\beta^-)^{56}\text{Fe}$ à 1810.8 keV).

Un certain nombre de jeux de traceurs de ce bruit de fond instrumental ont été étudié. Pour l'analyse présentée ici, on retient les sept traceurs suivants :

1. taux de comptage des événements saturants les détecteurs au germanium
2. raie du $^{69\text{m}}\text{Zn}$ (436-441 keV)
3. raie du ^{205}Bi (1760-1768 keV)
4. raie de ^{28}Al (1774-1783 keV)
5. continuum en dessus de la raie à 1809 keV (1790-1802 keV)
6. continuum au-dessus de la raie à 1809 keV (1815-1827 keV)
7. taux de comptage du PSAC

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

Modèle linéaire du bruit de fond Un modèle de bruit de fond linéaire est construit séparément pour chacune des phases de prises de données $\Phi 0$ à $\Phi 3$, en utilisant les données OFF. L'ajustement¹⁴ repose sur les cinq premières composantes issues de l'analyse en composantes principales des 7 traceurs présentés.

La Fig. 5.13 montre l'évolution du taux de comptage dans la bande du signal en fonction du temps (bleu : données OFF, rouge : données ON) superposé au modèle de bruit de fond (jaune : ajusté sur les données OFF, vert : prédiction pour les données ON).

Les résidus par rapport au modèle de bruit de fond, reportés sur une carte du ciel en longitude l et latitude b galactiques, sont présentés sur la Fig. 5.14. Les cartes de rapports signal à bruit (SNR) des détections sont présentées pour les données OFF (a), et ON (b) où on voit apparaître une détection à 11σ d'un signal d'aluminium-26 pour les pointés dans des pixels de $5^\circ \times 5^\circ$ des régions centrales de la Galaxie. Une détection au delà de 5σ est cependant obtenue dans une large portion du radian central de la Galaxie, comme montré sur cette figure en (c). La région des Voiles, localisée entre $l = -90^\circ$ et -100° , ne montre pas de détection significative d'émission à 1809 keV ($\sim 2\sigma$), malgré la grande durée d'exposition de ~ 4 Ms sur cette région, qui apparaît sur la carte d'exposition en (d). La région du Cygne, également exposée, montre par contre la détection d'une émission à 1809 keV à $\sim 3\sigma$ comme déjà relevé par COMPTTEL (l'étude des données de cette région est dévolue à Jürgen Knödlseher).

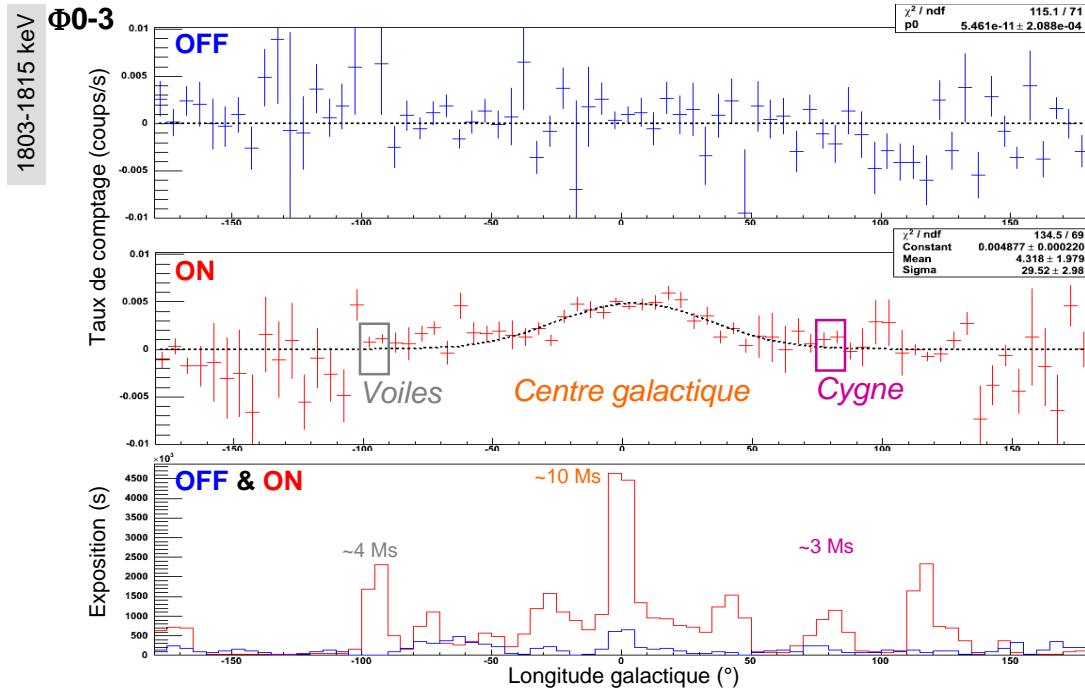


FIGURE 5.15 – Données 1809 keV, signal $S_p = M_p - B_p$ dans la bande de 1809 keV en fonction de la longitude galactique (*cf* Fig. 5.10 à 511 keV).

14. Les résultats des ajustements avec les traceurs choisis et pour les 4 phases de prises de données sont : degrés de liberté $ndf = N_p - 6 = (724, 395, 1691, 1132)$, chi carré réduit $\chi^2/ndf = (1.138, 1.113, 0.996, 1.034)$. On constate que les phases $\Phi 0$ et $\Phi 1$ présentent peu de données OFF. Par ailleurs les deux dernières phases $\Phi 2$ et $\Phi 3$ donnent lieu à un modèle de bruit de fond meilleur. Une étude sur celles-ci seules est donc également conduite et présentée par la suite.

Flux à 1809 keV d'aluminium-26 du radian central de la Galaxie La Fig. 5.15 présente les résidus de signal au-dessus du bruit de fond en terme de taux de comptage (et non plus SNR de la détection) reportés en fonction de la longitude galactique l de chaque pointé utilisé, en (a) pour les données OFF sans signal, et en (b) pour les données ON où on voit apparaître une détection d'aluminium-26 dans le radian central du plan galactique. Cette figure représente la convolution de la morphologie intrinsèque du flux de l'émission (en fonction de l) avec la réponse instrumentale de SPI en mode godet de lumière, c'est-à-dire le champ de vue de SPI entier ($\sim 35^\circ$ de diamètre), ce qui délave considérablement d'éventuelles structures dans la morphologie intrinsèque.

Un ajustement de ce profil en longitude par une fonction gaussienne permet de reproduire l'émission d'aluminium-26 en provenance de la région centrale de la Galaxie et d'en déterminer le taux de comptage, qui est mesuré au pic de cette gaussienne à $(4.88 \pm 0.22(\text{stat})) \times 10^{-3}$ coups/s (dans la bande 1803-1815 keV ; en supposant que toute l'émission est contenue dans cette bande d'énergie), correspondant à une détection d'aluminium-26 à 22σ en provenance de cette région.

L'aire efficace de SPI issue des simulations Monte-Carlo et des étalonnages est de 33.5 cm^2 pour une source ponctuelle émettant à 1809 keV, placée sur l'axe optique du télescope (pour les événements SE+PE ici considérés). Cependant, la source d'aluminium-26 du radian central de la Galaxie n'est pas une source ponctuelle. Si l'on fait l'hypothèse d'une source d'émission d'aluminium-26 spatialement uniforme dans le radian central galactique (entre -30° et 30° en longitude l), on peut intégrer la fonction de réponse angulaire de SPI sur ce domaine et la comparer à sa valeur dans l'axe, ce qui réduit d'un facteur 2.11 l'aire efficace, qui devient dans cette hypothèse 15.9 cm^2 .

Nous obtenons par conséquent à partir de ces données la détection d'une émission à 1809 keV en provenance du radian central de la Galaxie, dont le flux est estimé à $F_{Al-GC} = (3.1 \pm 0.2(\text{stat})) \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, dans l'hypothèse d'une émission relativement uniforme dans $l \in [-30^\circ, 30^\circ]$. Cette estimation est tout à fait compatible avec la mesure publiée par COMPTEL [148], à savoir $(2.8 \pm 0.15) \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dans le radian central galactique. Elle est également tout à fait en accord avec la valeur correspondante du flux dans le radian central de la Galaxie, à savoir $(3.3 \pm 0.4) \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, que nous avons annoncée dans Nature (Diehl et al, 2006 [35]).

Flux à 1809 keV d'aluminium-26 dans la région des Voiles Un taux de comptage en provenance de la région des Voiles de $(0.96 \pm 0.34(\text{stat})) \times 10^{-3}$ coups/s est marginalement détecté dans cette analyse (détection à 2.8σ). Il s'obtient en comptabilisant le flux des deux intervalles pour $l \in [-100^\circ, -90^\circ]$ qui correspondent à l'exposition totale utile de 4 Ms sur la région des Voiles durant les phases $\Phi 0$ à $\Phi 3$, présentée sur la Fig. 5.15. Pour une source d'une extension spatiale inférieure au champ totalement codé de SPI (16° de diamètre), l'aire efficace à prendre en compte est 33.5 cm^2 (réponse à une source ponctuelle à 1809 keV).

Notre estimation du flux à 1809 keV en provenance d'aluminium-26 dans la région des Voiles est par conséquent $F_{Al-V} = (2.8 \pm 1.0(\text{stat})) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ce qui est compatible avec la publication [149] d'une détection (à 3σ) par COMPTEL d'un flux de $(3.6 \pm 1.0) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ainsi que notre détermination de flux un peu plus élevée de $(6.5 \pm 1.9(\text{stat})) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ basée uniquement sur les données de la phase $\Phi 2$ (Schanne et al, 2006 [25]).

Modèle bayésien du bruit de fond La modélisation du bruit de fond à 1809 keV est également effectuée à l'aide de notre modèle bayésien (section 5.3.1). La Fig. 5.16 présente la corrélation entre le taux de comptage dans la bande de signal à 1809 keV et la composante principale la plus importante issue des modèles du bruit de fond linéaire et bayésien. On y voit bien apparaître la non-linéarité du modèle bayésien.

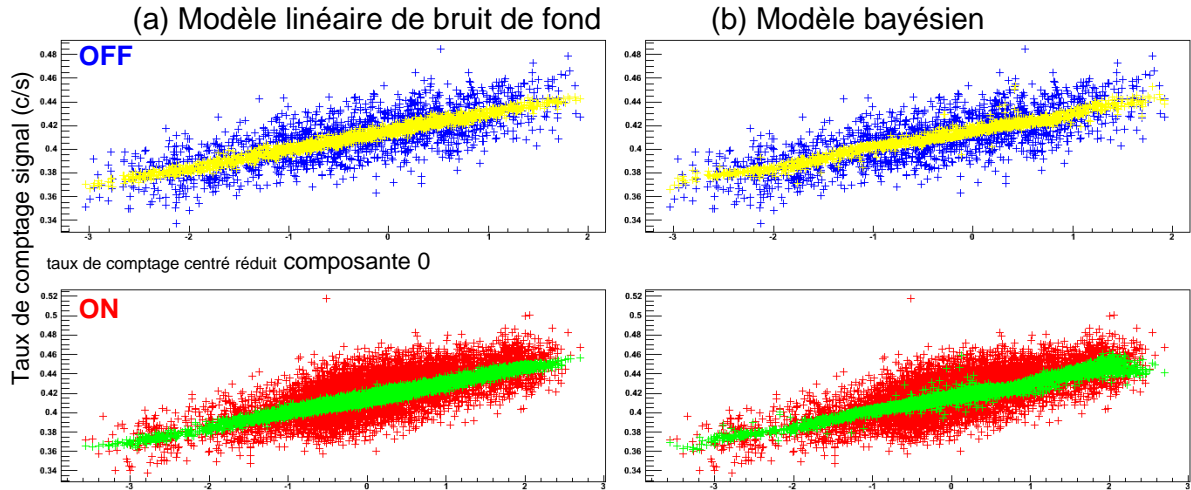


FIGURE 5.16 – Données 1809 keV, corrélation entre le taux de comptage (M_p) dans la bande à 1809 keV et la première composante principale ($T_p''^0$) issue d'un modèle linéaire (a) et Bayésien (b) du bruit de fond. En haut le modèle de bruit de fond B_p (jaune) est construit à partir d'un ajustement utilisant les données M_p pour les pointés $p \in \text{OFF}$ (bleu). En bas est tracée la prédiction du bruit de fond B_p (vert) et les données M_p des pointés $p \in \text{ON}$ (rouge).

Le modèle bayésien a la capacité de mieux s'adapter à certains jeux de données, et à reproduire des non-linéarités entre données et traceurs. Mais il a également la tendance au sur-apprentissage, dans le cas de jeux de données à nombre de points limités, c'est-à-dire la tendance à épouser les caractéristiques particulières du jeu de données considéré, plutôt que d'en dégager les tendances générales¹⁵.

A titre de comparaison avec la Fig. 5.15 obtenue pour le modèle de bruit de fond linéaire, la Fig. 5.17 montre le signal obtenu dans la bande à 1809 keV en fonction de la longitude galactique pour le modèle de bruit de fond bayésien. Le signal à 1809 keV dans la région centrale de la Galaxie est retrouvé avec le modèle bayésien, avec un taux de comptage mesuré de $(5.0 \pm 0.2(\text{stat})) \times 10^{-3}$ coups/s dans la bande 1803-1815 keV, ce qui est parfaitement compatible avec celui obtenu avec le modèle linéaire. En revanche, aucun signal à 1809 keV n'est détecté dans la région des Voiles, avec un taux de comptage de $(-0.22 \pm 0.47(\text{stat})) \times 10^{-3}$ coups/s, ce qui se traduit en une limite supérieure de flux de 2×10^{-5} ph cm⁻² s⁻¹ à un niveau de confiance statistique de 95%.

En fin de compte, pour les jeux de données dont les nombres de pointés p sont faibles, comme les nôtres, le modèle bayésien n'apparaît pas plus adapté que la modèle linéaire.

15. Des méthodes de *bootstrap* (création d'un jeu de données artificiel en effaçant au hasard des points de mesures et en répétant d'autres) permettent de différencier le sur-apprentissage des tendances générales.

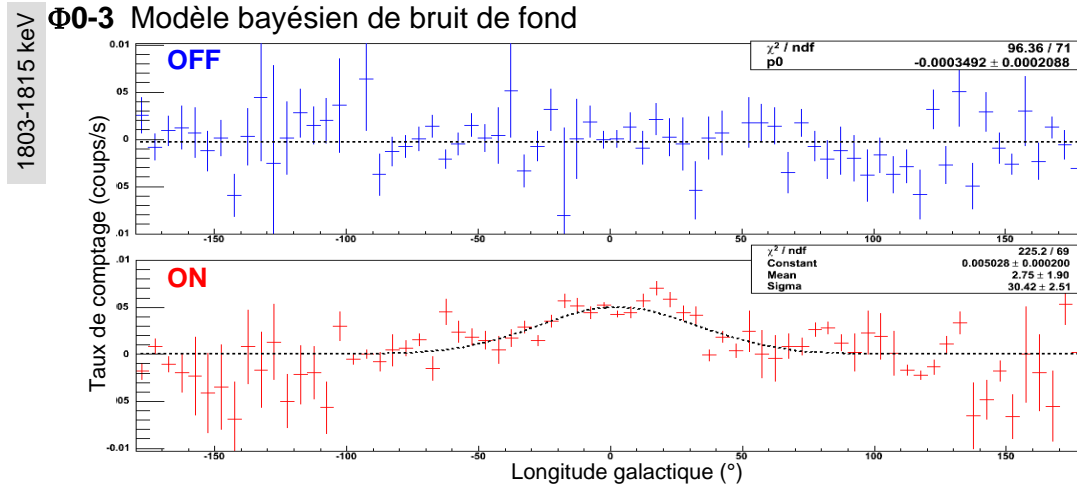


FIGURE 5.17 – Données 1809 keV, signal $S_p = M_p - B_p$ dans la bande à 1809 keV en fonction de la longitude galactique, obtenu avec un modèle Bayésien du bruit de fond ; à comparer avec le signal déduit avec le modèle linéaire Fig. 5.15.

C'est pourquoi dans la suite, les résultats présentés seront tous basés sur le modèle de bruit de fond linéaire.

Analyse spectrale Pour l'analyse spectrale, la même analyse est conduite indépendamment dans 5 bandes d'énergie qui couvrent le domaine 1803-1815 keV, ainsi que 12 bandes d'énergie de 1 keV de large qui couvrent le même domaine. Pour cela les mêmes données et traceurs de bruit de fond que précédemment sont utilisés, et ce n'est que la bande dans laquelle le signal est recherché qui varie.

La Fig. 5.18 présente les résidus de données ON par rapport au modèle de bruit de fond dans chacune des 5 bandes de signal, projetés en fonction de la longitude galactique. On voit apparaître dans les régions centrales de la Galaxie la présence d'un signal qui est d'autant plus important qu'on se situe au pic de 1809 keV.

Un ajustement à l'aide d'une gaussienne¹⁶ permet de déterminer l'intensité du signal dans les régions centrales de la Galaxie pour chacun des 5 intervalles d'énergie considérés. La Fig. 5.19a présente le résultat de cet ajustement pour chacun des 5 intervalles. Une analyse sur 12 intervalles indépendants conduit à une très belle raie fine, présente sur le spectre de la Fig. 5.19c, auquel une erreur systématique de 10^{-4} coups/s/keV a été ajouté en Fig. 5.19d.

Pour la région des Voiles le spectre de l'intensité du signal résiduel est obtenu en utilisant la mesure pour $l \in [-100^\circ, -90^\circ]$ pour chacun des 5 intervalles d'énergie considérés, le résultat est reporté sur la Fig. 5.19b pour l'analyse en 5 intervalles, et ne se présente pas du tout sous la forme d'une raie fine.

En restreignant les données aux phases $\Phi 2$ et $\Phi 3$, exemptes de pollutions par les éruptions solaires et présentant une bonne statistique des données OFF pour assoir le modèle de

16. de moyenne et de largeur fixées à celles obtenues par l'ajustement d'une gaussienne à la bande de signal totale 1803-1815 keV présentée précédemment, soit $Mean = 4.3^\circ$ et $Sigma = 29.5^\circ$

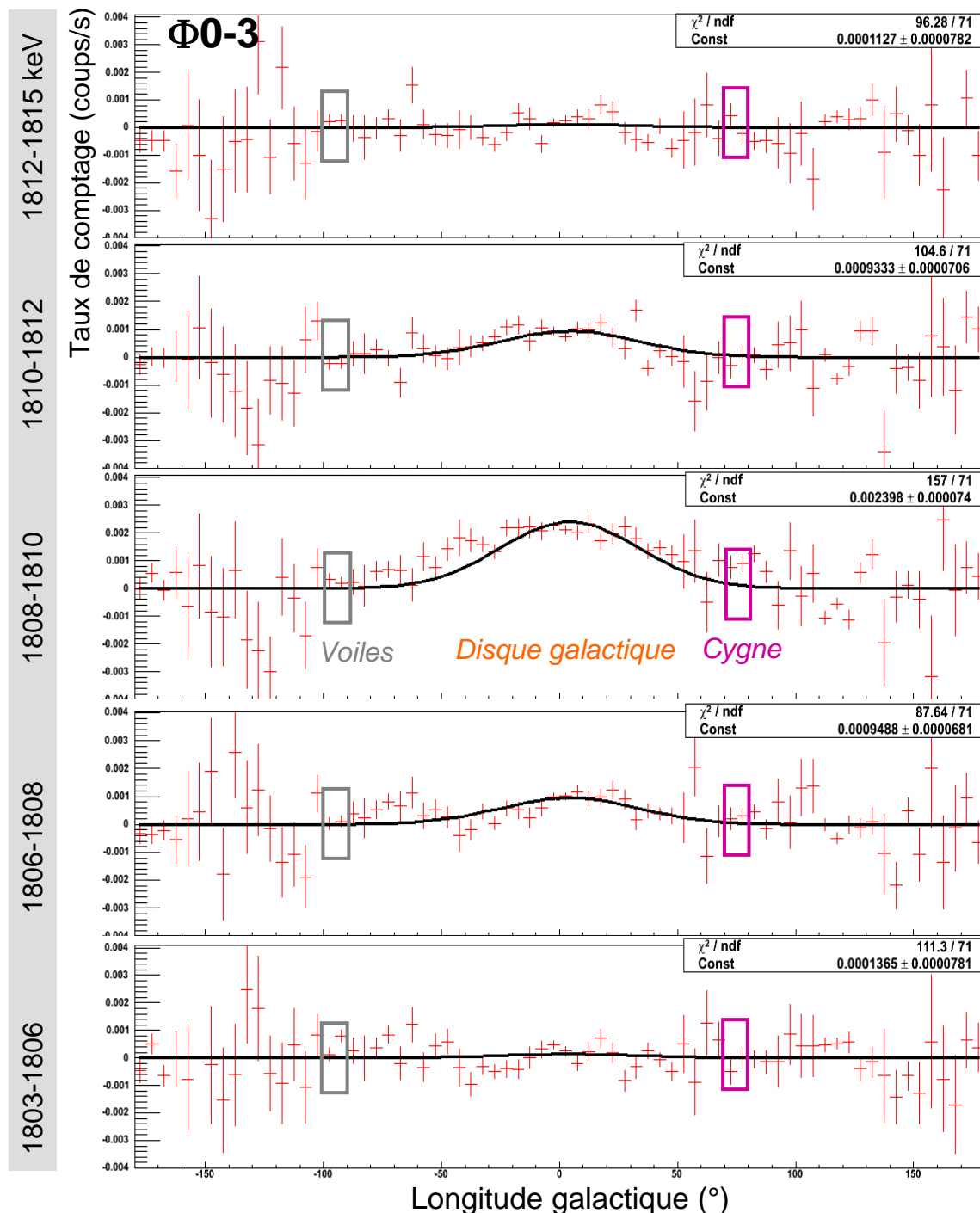


FIGURE 5.18 – Données 1809 keV en 5 bandes d'énergie, signal en fonction de la longitude galactique.

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

bruit de fond, les mêmes analyses sont réitérées pour vérification. La Fig. 5.20a présente la distribution en longitude galactique des résidus des données ON de la bande 1803-1815 keV par rapport au modèle de bruit de fond, ainsi que le temps d'exposition associé. La détection d'aluminium-26 est toujours bien présente dans les régions galactiques centrales. On obtient aussi une indication de détection dans la région des Voiles, avec un taux de comptage de $(2.5 \pm 0.5) \times 10^{-4}$ coups/s, correspondant à un flux dans la raie à 1809 keV de $F_{Al-V} = (7.6 \pm 1.5) \times 10^{-5}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$, comparable à notre publication basée sur les données de la phase $\Phi 2$ seule, et sensiblement supérieur au résultat des phases $\Phi 0 - 3$ combinées.

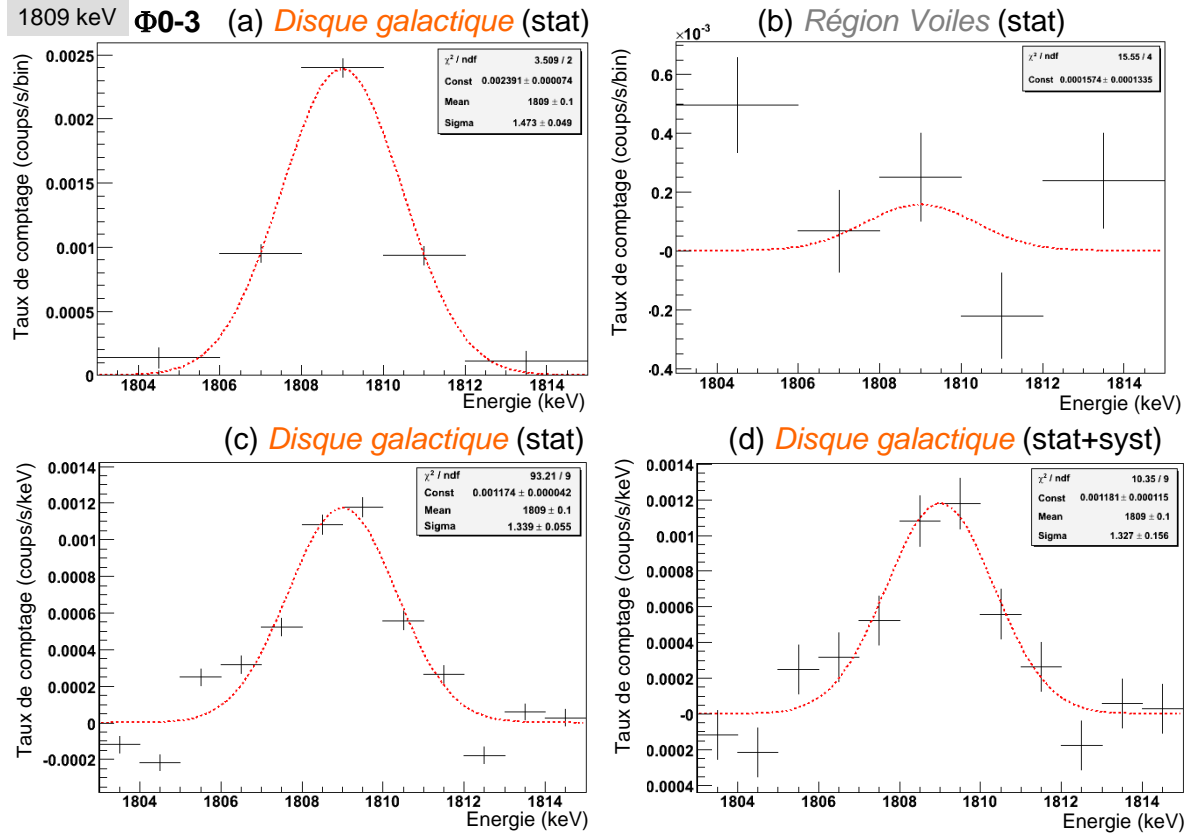


FIGURE 5.19 – Données 1809 keV, spectre du disque galactique et de la région des Voiles.

Pour ces mêmes données des phases $\Phi 2$ et $\Phi 3$, l'analyse en 12 intervalles indépendants autour de 1809 keV présente une raie gaussienne fine pour le signal dans les régions centrales de la Galaxie (Fig. 5.20a (comportant la prise en compte d'une erreur systématique de 1.3×10^{-4} coups/s/keV), alors qu'encore une fois aucune forme de raie fine n'est trouvée pour le signal dans la région des Voiles (Fig. 5.20b, avec la même erreur systématique incluse).

Conclusion L'analyse par notre méthode ON-OFF des données des phases $\Phi 0 - 3$ (ainsi que $\Phi 2 - 3$) permet d'établir clairement la détection d'un signal d'aluminium-26 en provenance de la région centrale de la Galaxie, avec une significativité de 22σ . L'analyse spectrale montre la présence d'une belle raie résiduelle par rapport au bruit de fond, correspondant au signal astrophysique (Fig. 5.19c). L'ajustement par une gaussienne située

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

cette raie à 1809.0 ± 0.1 keV, avec une largeur $FWHM=3.13$ keV (qui inclut la largeur instrumentale de 3.0 keV, si bien que la largeur intrinsèque de cette raie est formellement déterminée à 0.9 keV). L'intégrale de cette gaussienne donne un taux de comptage dans la raie de $(3.94 \pm 0.21(\text{stat})) \times 10^{-3}$ coups/s (soit une détection à 18σ). Ceci se traduit en un flux $F_{Al-GC} = (2.48 \pm 0.13) \times 10^{-4}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ en provenance du radian central de la Galaxie.

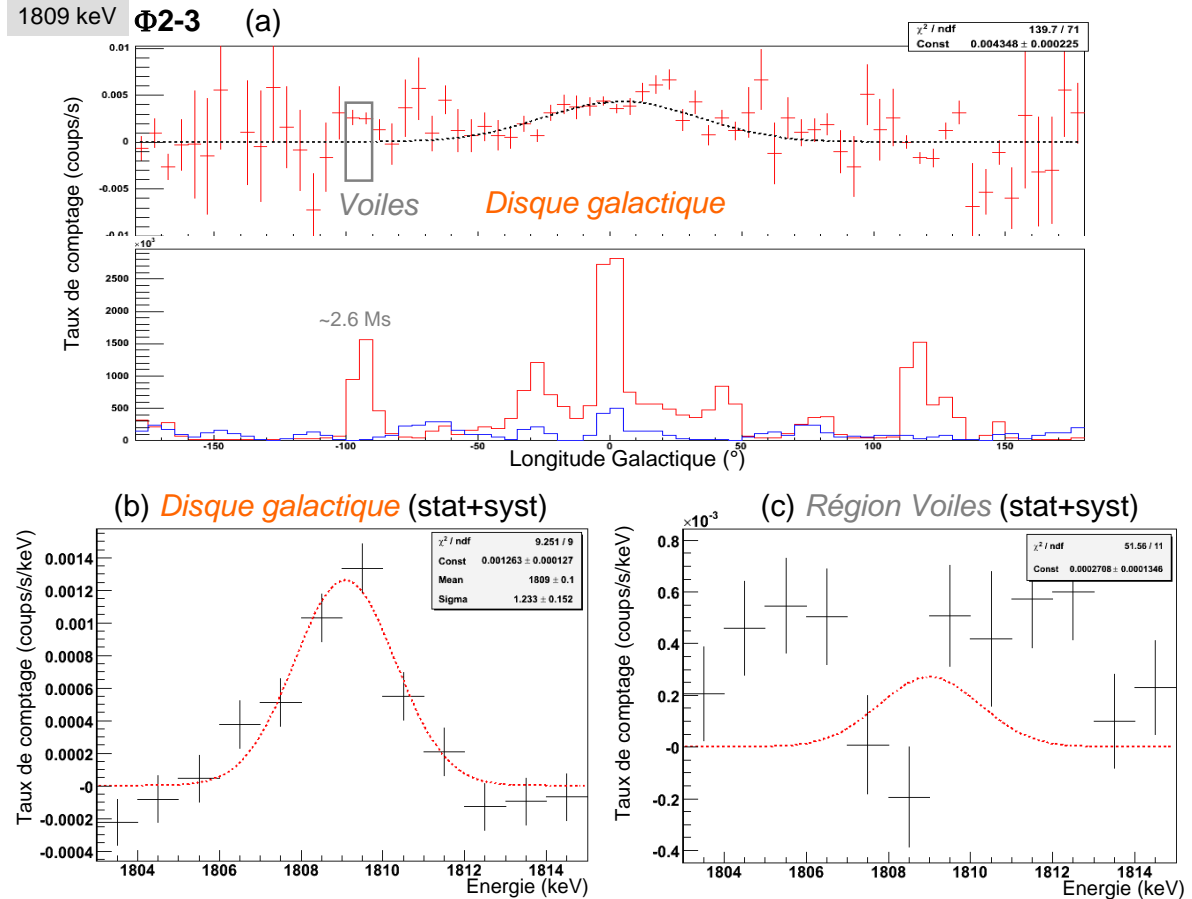


FIGURE 5.20 – Données 1809 keV de la seule phase à 17 détecteurs, spectre du disque galactique et de la région des Voiles.

Par conséquent nous confirmons la détection d'aluminium-26 galactique par une méthode (ON-OFF) indépendante de celle à la base de notre publication dans Nature [35], ne faisant ici pas l'hypothèse d'une distribution spatiale du signal selon la carte de COMPTEL, mais en recherchant simplement le signal dans une bande de $\pm 20^\circ$ de latitude autour du plan galactique. Cette méthode donne les mêmes conclusions principales : la raie est clairement détectée, et elle est très fine, compatible avec la résolution spectrale instrumentale. Les sources les plus probables d'aluminium-26 de la Galaxie sont les étoiles jeunes et massives du disque galactique.

Notre méthode permet également la détection marginale d'une raie à 1809 keV en provenance d'aluminium-26 dans la région du Cygne (voir Fig. 5.21, pour $\Phi 0 - 3$), avec un flux comparable à celui obtenu par d'autres méthodes d'analyses des données de SPI [192, 224]. Les sources les plus probables de l'aluminium-26 dans la région du Cygne sont les associations de jeunes étoiles OB qui y sont présentes.

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

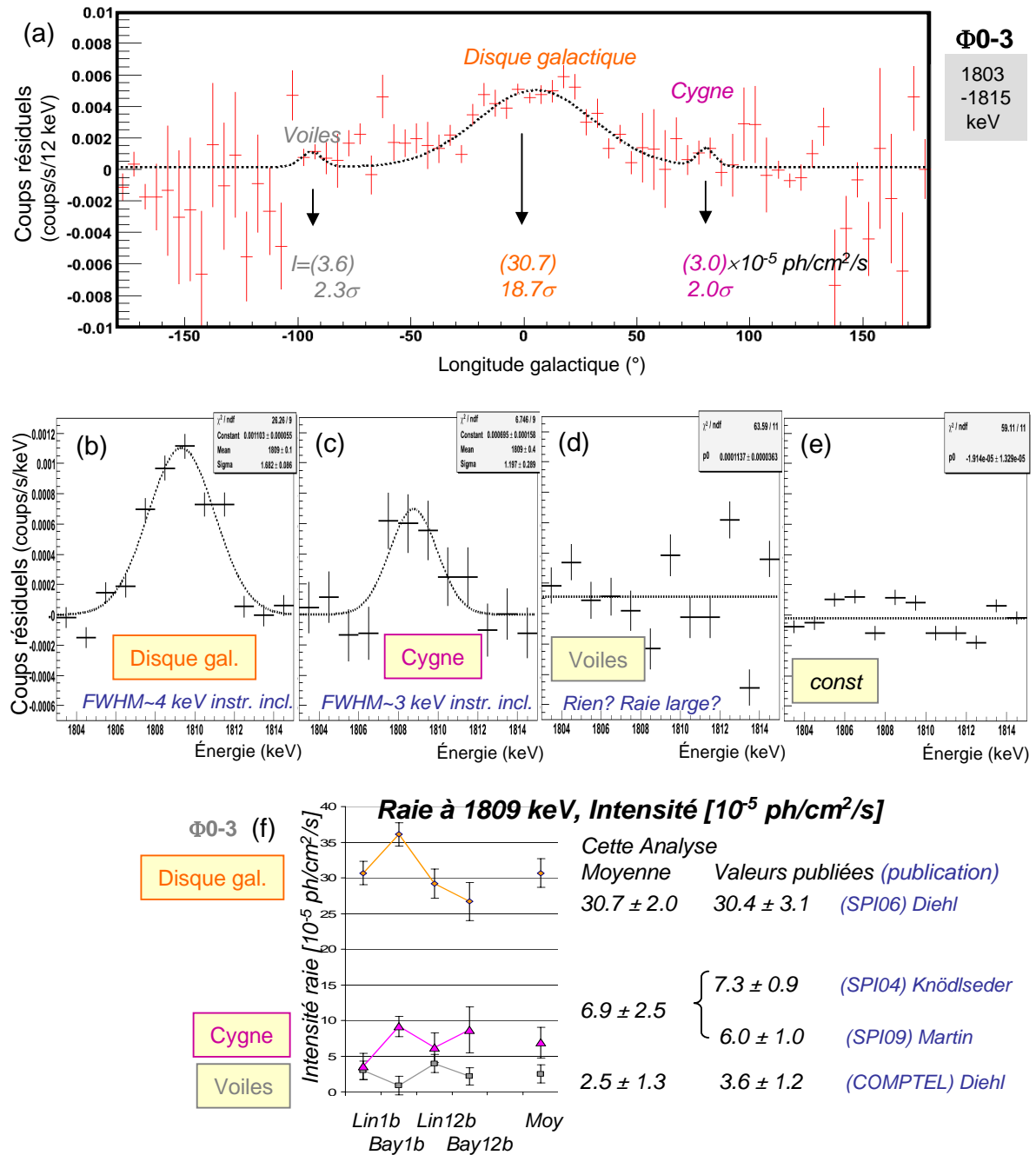


FIGURE 5.21 – Spectre et intensité mesurée de la raie à 1809 keV dans les trois régions (b) du Radian central de la Galaxie, (c) du Cygne et (d) des Voiles. La méthode utilisée consiste à ajuster, pour chacun des 12 bins d'énergie autour de 1809 keV, le graphe (a) en longitude galactique des résidus ON-OFF par rapport au modèle de fond linéaire construit avec les données OFF. L'ajustement utilisé ici se compose de trois gaussiennes (une pour chacune des 3 régions d'émission) et une constante pour un fond résiduel. Les amplitudes de ces gaussiennes et de la constante sont reportées en (b,c,d,e) pour chacun des 12 bins d'énergie. Ces spectres se présentent sous forme de raies fines à 1809 keV en provenance d'aluminium-26 du radian central de la Galaxie (b) et du Cygne (c), issu de supernovæ d'étoiles jeunes et massives (dont les associations d'étoiles OB dans le Cygne). En (f) nous comparons les valeurs des intensités à 1809 keV issus de cette analyse (modèle linéaire ou bayésien sur 1 bin ou 12 bins d'énergie, et leur moyenne) avec les valeurs publiées.

5.3. ANALYSE DE DONNÉES PAR LOGICIELS DE SACLAY

Pour les recherches de signal en provenance de la région des Voiles, cependant, notre méthode donne des résidus (en moyenne positifs par rapport au modèle de bruit de fond) avec des significativités variant entre $2.8\sigma(stat)$ (pour les données $\Phi 0 - 3$) et $5.4\sigma(stat)$ (pour $\Phi 2 - 3$), et des flux formellement compatibles avec l'indication de détection annoncée par COMPTEL. En revanche l'analyse spectrale montre que ces excès ne se distribuent pas selon une raie fine. On peut spéculer que la raie pourrait être élargie, de l'ordre de la région de 12 keV autour de 1809 keV considérée (ou même au delà; pour mémoire, à cette énergie la résolution de COMPTEL est de 140 keV). Ceci impliquerait des vitesses de propagation des noyaux d'aluminium-26 au delà de 1000 km/s, et pourrait signifier que l'aluminium-26 des Voiles soit issu de l'un des vestiges de supernovæ jeunes de la région (Vela SNR ou Vela Jr) et qu'il se distingue de l'aluminium-26 des régions centrales galactiques, déjà thermalisé. Mais le plus probablement nous avons ici affaire à la limite des systématiques inhérentes à notre méthode considérée; un travail d'optimisation de la méthode est donc encore nécessaire.

Mes publications principales relatives à ce chapitre

- 2006** *Radioactive ^{26}Al from massive stars in the Galaxy*, Nature, 439, 45 (2006), Diehl, R., Halloin, H., Kretschmer, K., Lichti, G. G., Schönfelder, V., Strong, A. W., von Kienlin, A., Wang, W., Jean, P., Knödlseher, J., Roques, J.-P., Weidenspointner, G., Schanne, S., Hartmann, D. H., Winkler, C., & Wunderer, C. [35]
- 2006** *^{26}Al in the inner Galaxy. Large-scale spectral characteristics derived with SPI/INTEGRAL*, A&A, 449, 1025 (2006), Diehl, R., Halloin, H., Kretschmer, K., Strong, A. W., Wang, W., Jean, P., Lichti, G. G., Knödlseher, J., Roques, J.-P., Schanne, S., Schönfelder, V., von Kienlin, A., Weidenspointner, G., Winkler, C., & Wunderer, C. [34]
- 2007** *SPI observations of the diffuse ^{60}Fe emission in the Galaxy*, A&A, 469, 1005 (2007), Wang, W., Harris, M. J., Diehl, R., Halloin, H., Cordier, B., Strong, A. W., Kretschmer, K., Knödlseher, J., Jean, P., Lichti, G. G., Roques, J. P., Schanne, S., von Kienlin, A., Weidenspointner, G., & Wunderer, C. [16]
- 2006** *Evidence for 1809 keV Gamma-Ray Emission from ^{26}Al Decays in the Vela Region with INTEGRAL/SPI*, 6th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 622 (2006), Schanne, S., Sizun, P., Maurin, D., Cordier, B., von Kienlin, A., & Hamadache, C. [25]

Chapitre 6

L'émission galactique à 511 keV et son interprétation

La présence d'antimatière dans la Galaxie peut paraître surprenante tant cette substance est difficile à produire en quantité sur Terre¹, mais aussi tant elle a été médiatisée par les auteurs de science-fiction comme étant la chose à fuir, pour éviter de disparaître dans un éclair de lumière. Effectivement, une particule d'antimatière s'annihile avec sa particule de matière associée pour ne produire que de l'énergie (des bosons, le plus souvent des photons, parfois aussi des Z^0 , qui se matérialisent de nouveau en particules). Par ailleurs on tente toujours dans des expériences en orbite, telles AMS, de trouver la signature d'une présence substantielle d'antimatière dans les particules du rayonnement cosmique qui bombarde la Terre.

Dans les régions centrales de la Galaxie on a décelé depuis plus de 35 ans déjà la présence d'antimatière en très grande quantité. Certes, il ne s'agit que de positrons (anti-particules des électrons), mais une source encore inconnue en produit 10 milliards de tonnes par seconde. Leur présence est révélée par leur annihilation avec des électrons, par l'observation d'une raie à 511 keV, précisément à l'énergie de masse du positron (et de l'électron) ; les photons γ de 511 keV étant produits par le processus $e^+ e^- \rightarrow 2\gamma$. La première détection d'une raie à 511 keV en provenance de la région centrale galactique date des années 1970 par des vols ballons, et ce fut l'un des premiers grands succès de la spectroscopie gamma. Même si l'annihilation de positrons donne lieu à la raie gamma de flux le plus important observé, trois décennies de recherche n'ont pas permis de conclure quant à l'origine de ces positrons.

Par la suite nous détaillons l'état des observations de la raie à 511 en illustrant la contribution importante des mesures de SPI menées en collaboration avec le groupe du CESR de Toulouse (Knödlseher et al, A&A 2005 [41], Jean et al, 2006 [18], Weidenspointner et al, A&A 2006 [33] et Weidenspointner et al, Nature 2008 [12]).

1. Sur Terre on en produit puis on accumule dans des accélérateurs circulaires de particules ; des exemples sont le LEP au CERN où des positrons (antiparticules des électrons) étaient portés à des énergies de plus de 200 GeV pour entrer en collision avec des électrons, ou HERA à DESY avec des positrons de 27 GeV qui collisionnent avec des protons de 920 GeV ; on peut aussi citer l'AD du CERN, le décélérateur d'antiprotons, permettant des expériences sur ce type d'antimatière, dont on pourrait un jour s'attendre à la détermination de la masse grave de l'antimatière : des théories prédisent qu'elle pourrait être de signe opposé à celle de la matière, avec d'importantes implications cosmologiques [137, 126].

Puis nous dressons la liste des sources proposées, et apportons des arguments pour montrer que l'un des candidats les plus prisés, à savoir les supernovæ de type Ia, sont insuffisantes à expliquer à elles seules le signal observé (Schanne et al, 2006 [26]), avant de suivre les nouvelles pistes que sont les hypernovæ (Cassé et al, ApJ 2004 [62], Schanne et al, 2004 [55]) et l'annihilation de matière noire légère (Cassé et al, 2004 [56], Schanne et al, 2006 [38]). Nous invoquons pour finir les contraintes sur leur masse (Sizun et al, Phys. Rev. D 2006 [28]) et l'énergie d'injection des positrons (Sizun et al, 2007 [23]).

6.1 L'émission à 511 keV, témoin d'annihilation d'antimatière dans la Galaxie

Avant de broser les observations de l'émission galactique à 511 keV, il convient de présenter rapidement sa liaison avec les positrons, sachant que l'origine des positrons eux-mêmes sera débattue par la suite.

6.1.1 Formation et annihilation des positrons

Le concept d'antimatière a été introduit de façon théorique par Dirac dès 1928 dans sa formulation relativiste de la mécanique quantique, ce qui lui a permis de prédire en 1931 l'existence du positron comme antiparticule de l'électron, avant même qu'il ne fut découvert en 1932 par Anderson dans les rayons cosmiques à l'aide d'une chambre à brouillard [119] par la signature d'une particule de la masse de l'électron mais de charge opposée, et sa confirmation en 1933 par Blackett et Occhialini avec la mise en évidence de la création de paires e^+e^- .

Production La production de positrons s'effectue principalement par trois mécanismes [214] universels (s'appliquant donc tout aussi bien sur Terre qu'en astrophysique), qui sont la radioactivité β^+ (conversion d'un proton en neutron dans un atome par interaction faible $p \rightarrow ne^+\bar{\nu}_e$), la création de paires $\gamma \rightarrow e^+e^-$ (lors de passages de particules ou de photons d'énergie supérieure à $2m_e c^2$ à travers de la matière), et la désintégration de muons positifs ($\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$) qui sont souvent eux-mêmes le produit de la désintégration en vol des pions positifs ($\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$) provenant des collisions entre rayons cosmiques et gaz interstellaire.

Thermalisation Les positrons injectés dans le milieu interstellaire ne s'annihilent en général avec des électrons du milieu que lorsqu'ils ont atteint la vitesse moyenne de ces derniers. Ces processus dits de thermalisation, qui réduisent progressivement leur énergie, sont : (i) l'ionisation d'atomes (dans un milieu neutre), (ii) la diffusion Coulombienne (sur les électrons libres d'un milieu ionisé), (iii) le rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*, sur les noyaux atomiques du milieu); et à plus haute énergie que les quelques MeV que nous considérerons ici, (iv) l'interaction Compton (avec des photons ambiants), et (v) l'effet synchrotron (en présence d'un champ magnétique).

La perte d'énergie par unité de longueur² pour le processus de *Bremsstrahlung* s'exprime proportionnellement à l'énergie E des positrons, à n la densité du milieu de numéro

2. avec $1 \text{ Mpc} = 3.09 \cdot 10^{24} \text{ cm}$

6.1. L'ÉMISSION À 511 KEV AU SEIN DE LA GALAXIE

atomique Z , et $K(\gamma)$ fonction lentement variable avec le facteur de Lorentz des positrons $\gamma = E/(m_e c^2)$, qui vaut $K=16/3$ dans le cas non relativiste et $K(\gamma) = \ln(2\gamma) - 1/3$ dans le cas ultra-relativiste³ [193, 273] :

$$\frac{dE}{dx} [\text{MeV/Mpc}] = -(1.8 \times 10^{-3}) n [\text{cm}^{-3}] Z^2 K(\gamma) E [\text{MeV}] \quad (6.1)$$

La perte d'énergie par les processus d'*ionisation* d'atomes d'un milieu neutre (ici de l'hydrogène), de densité n , s'exprime dans la limite ultra-relativiste [200, 273] par :

$$\frac{dE}{dx} [\text{MeV/Mpc}] = -2.3 n [\text{cm}^{-3}] (\ln \gamma + 6.8) \quad (6.2)$$

alors qu'elle est plus importante pour les *interactions Coulombiennes* dans un milieu (ici l'hydrogène) ionisé :

$$\frac{dE}{dx} [\text{MeV/Mpc}] = -770 n [\text{cm}^{-3}] (\ln \gamma - \ln(n/1\text{cm}^3) + 74.1) \quad (6.3)$$

La section efficace totale d'annihilation σ_A d'un positron en vol (de facteur de Lorentz γ) avec un électron au repos augmente fortement lorsque γ diminue. Par conséquent la plupart des positrons s'annihilent une fois au repos, après avoir perdu la majeure partie de leur énergie cinétique. En revanche, très peu de positrons s'annihilent en vol, et le libre parcours moyen de positrons, s'ils sont injectés avec des énergies de quelques MeV, est tel qu'ils pourraient théoriquement parcourir des Megaparsecs avant de s'annihiler en vol (et de fait ils se thermalisent avant) [273] :

$$\lambda = \frac{1}{n \sigma_A} = (5.6 \text{ Mpc}) (\gamma/10) (n/0.1 \text{ cm}^{-3})^{-1} (\ln(2\gamma) - 1)^{-1} \quad (6.4)$$

Annihilation Le positron thermalisé peut interagir avec un électron du milieu et s'annihiler avec libération de l'énergie de masse de ces deux particules (1.022 MeV), sous la forme de deux ou de trois photons⁴.

L'annihilation peut s'effectuer par le processus direct $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$, avec la production de 2γ de 511 keV chacun (à l'énergie cinétique disponible près).

Mais elle peut également passer par la formation au préalable puis la désintégration d'un état intermédiaire, le positronium (Ps), qui est créé soit par combinaison radiative avec un électron libre ($e^+e^- \rightarrow Ps\gamma$), soit par échange de charge avec un atome neutre d'hydrogène ($e^+H \rightarrow Psp$).

Le positronium est une sorte d'atome d'hydrogène (où le positron se substitue au proton). Tout comme celui-ci, le positronium possède un état fondamental sous deux configurations possibles, dépendant du spin relatif entre électron et positron :

- le para-positronium (état singlet 1S_0 avec $S=0$, $M_S=0$), avec des spins antiparallèles, formé une fois sur quatre, de durée de vie 125 ps, se désintégrant en 2γ de 511 keV chacun (à l'énergie cinétique disponible près),

3. avec $\alpha r_e^2 = 5.8 \times 10^{-28} \text{cm}^2 = 1.8 \times 10^{-3} \text{cm}^3/\text{Mpc}$, où α est la constante de structure fine, $r_e = e^2/(4\pi\epsilon_0 m_e c^2)$ le rayon classique de l'électron.

4. Plus rarement l'émission d'un seul photon est possible, dans le cas d'une interaction en vol d'un positron avec un électron lié d'un atome lourd, tel le plomb.

6.1. L'ÉMISSION À 511 KEV AU SEIN DE LA GALAXIE

– l'ortho-positronium (état triplet 3S_1 avec $S=1$, $M_S \in \{-1, 0, 1\}$), correspondant à des spins parallèles, formé trois fois sur quatre, de durée de vie 142 ns, se désintégrant en 3γ selon un spectre continu entre 0 et 511 keV, déterminé par Ore et Powell, 1949 [242], avec $\gamma = E_\gamma/m_e c^2$:

$$\frac{df_{3\gamma}}{dE_\gamma} = \frac{2}{(\pi^2 - 9)m_e c^2} \left\{ \frac{\gamma(1-\gamma)}{(2-\gamma)^2} - \frac{2(1-\gamma)^2}{(2-\gamma)^3} \ln(1-\gamma) + \frac{2-\gamma}{\gamma} + \frac{2(1-\gamma)}{\gamma^2} \ln(1-\gamma) \right\} \quad (6.5)$$

L'annihilation en 2γ (directe ou par l'ortho-Ps) produit une raie à 511 keV, dont la largeur dépend des conditions physiques du milieu (proportions d'hydrogène atomique et moléculaire, densité gazeuse, température, degré d'ionisation).

Fraction de positronium La fraction de positronium f_{Ps} , est donc celle des annihilations s'effectuant par un état intermédiaire Ps , est aussi un paramètre important pour caractériser le milieu d'annihilation. Elle est déterminée en comparant le flux des photons $F_{3\gamma}$ du spectre continu d'ortho-positronium (trois photons produits dans 3/4 des cas de Ps) au flux $F_{2\gamma}$ dans la raie 2γ (deux photons produits soit dans 1/4 des cas de Ps , soit dans les cas d'annihilation directe sans intermédiaire Ps):

$$\frac{F_{3\gamma}}{F_{2\gamma}} = \frac{3\frac{3}{4}f_{Ps}}{2[\frac{1}{4}f_{Ps} + (1-f_{Ps})]} \quad (6.6)$$

soit :

$$f_{Ps} = \frac{4}{3} \frac{F_{3\gamma}}{F_{3\gamma} + 1.5F_{2\gamma}} \quad (6.7)$$

6.1.2 Observations de la raie astrophysique à 511 keV

Historique La région centrale de la Galaxie est la seule région du ciel où une émission d'annihilation électron-positron ait été clairement identifiée⁵, et sa première détection fut une surprise, tant elle n'a pas été prédite au préalable.

La saga des observations de raies γ d'origine céleste a débuté en 1970 avec des détecteurs de rayons γ au NaI, embarqués à bord de vols en ballons par l'équipe de R. Haymes (Université de Rice, Texas). En pointant leur télescopes à large champ de vue en direction du centre galactique, une structure aux alentours de 500 keV a été détectée, qui fut interprétée comme la signature d'annihilations e^+e^- (Johnson et al, 1973 [181]). D'autres vols ballons (Leventhal et al, 1978 [208]), équipés des détecteurs en germanium (des laboratoires Bell et Sandia), ont permis de lever toute ambiguïté concernant la nature de la raie, ainsi que de mettre en évidence un spectre continu d'ortho-positronium.

Le premier satellite à observer cette raie, *HEAO-3*, était doté de 4 détecteurs en germanium. Une première analyse de ses données [261] a conduit à des intensités différentes entre les observations de 1979 et de 1980, suggérant une variabilité de la raie. De nouvelles analyses ont conduit à réviser à la baisse⁶ [219] l'écart entre les deux campagnes de mesures, dont les résultats devenaient compatibles avec une source d'intensité constante. La

5. en dehors d'émissions transitoires en provenance du Soleil ou d'une poignée de trous noirs accrétants galactiques.

6. La variabilité apparente a été réinterprétée comme liée à la dégradation des détecteurs en germanium, qui sur SPI est corrigée régulièrement par les recuits.

6.1. L'ÉMISSION À 511 KEV AU SEIN DE LA GALAXIE

mission d'observation solaire *SMM*, lancée en 1980 et opérant durant une décennie, permit de montrer la constance du flux de la raie à 511 keV sur de nombreuses années. Cette constance de l'émission plaidait en faveur d'une origine diffuse à grande échelle, émanant du milieu interstellaire, plutôt que d'une source compacte, sujette à variabilité. En 1989 un nouveau vol ballon d'un spectromètre haute résolution, HEXAGONE [228], équipé de 12 détecteurs Ge et d'un bouclier en BGO, observa à son tour le centre galactique; d'autres dont GRIS, suivirent.

De 1990 à 1999, le télescope français SIGMA à bord du satellite russe *GRANAT* a été le premier instrument à masque codé opérant depuis l'espace, sensible dans la gamme d'énergie de la raie d'annihilation. Lors de l'observation de deux trous noirs accréteurs, 1E 1740.7-2942 [282] et la nova de la Mouche GRS 1124-684 [163], il a été témoin d'évènements transitoires durant lesquels le spectre des sources a présenté une structure d'émission⁷, interprétée comme une raie d'annihilation décalée vers le rouge et très élargie due à l'annihilation des positrons dans le plasma dense et chaud proche de l'horizon du trou noir au centre de l'objet compact. L'intensité du motif observé en provenance de 1E 1740.7-2942 à l'automne 1990 lui a valu le surnom de *grand annihilateur* et a motivé des observations avec le VLA qui ont révélé une contrepartie radio à double jet et conduit à la définition du concept de micro-quasar [236]. Ces évènements transitoires sont probablement sans rapport avec la raie d'annihilation de la région centrale de la Galaxie; et c'est à cause de sa structure diffuse à grande échelle que SIGMA, plutôt sensible à des sources ponctuelles, ne l'a pas détectée.

Observations par OSSE sur CGRO Ce n'est que durant les neuf années d'observations du satellite *CGRO*, de 1991 à 2000, que l'instrument OSSE a pu réaliser des progrès dans la compréhension de cette raie en direction du centre galactique, avec de premières indications sur la morphologie de l'émission (voir figure 6.1), malgré sa technique limitée, employant des scintillateurs phoswich de cristaux de NaI-CsI collimatés, lui conférant une modeste résolution spatiale (11.4° en longitude et 3.8° en latitude galactique), et une modeste résolution en énergie (8% à 511 keV).

Ainsi sur sa longue durée de fonctionnement (9 ans) le détecteur OSSE a pu vérifier l'absence de variabilité temporelle de la raie. De plus il a exclu l'hypothèse d'une source compacte unique, et a mis en évidence l'existence d'au moins deux composantes de l'émission : une composante centrale associée au bulbe galactique⁸ et une composante plus étendue, associée au disque [235]. Les données ont également suggéré l'existence d'une troisième composante, étendue, située aux latitudes positives ($l \sim -2^\circ, b \sim 7^\circ$), baptisée PLE (*Positive Latitude Enhancement*) aussi appelée fontaine de positrons [146]. Ce PLE, détecté à une relativement basse significativité ($\sim 3.5 \sigma$) a été l'objet de plusieurs modèles et on lui a peut-être prêté trop d'attention, alors que la composante la plus intense, l'émission centrale du bulbe, restait un mystère.

Sa large ouverture et sa technique d'imagerie basée sur des collimateurs ne permettaient pas à OSSE de réaliser une carte détaillée de l'émission diffuse à 511 keV : OSSE a détecté la composante du bulbe et du disque, avec un rapport de flux entre bulbe et disque de l'ordre de l'unité avec une incertitude d'un facteur 3, et un flux de chacune des composantes de

7. à 410 keV avec une largeur de 180 keV pour 1E 1740.7-2942, et à 475 keV avec une largeur de 58 keV pour GRS 1124-684

8. Le bulbe désigne le renflement sphéroïdal observé au centre des galaxies spirales et notamment de la Voie lactée, d'un diamètre de l'ordre du kiloparsec.

6.1. L'ÉMISSION À 511 KEV AU SEIN DE LA GALAXIE

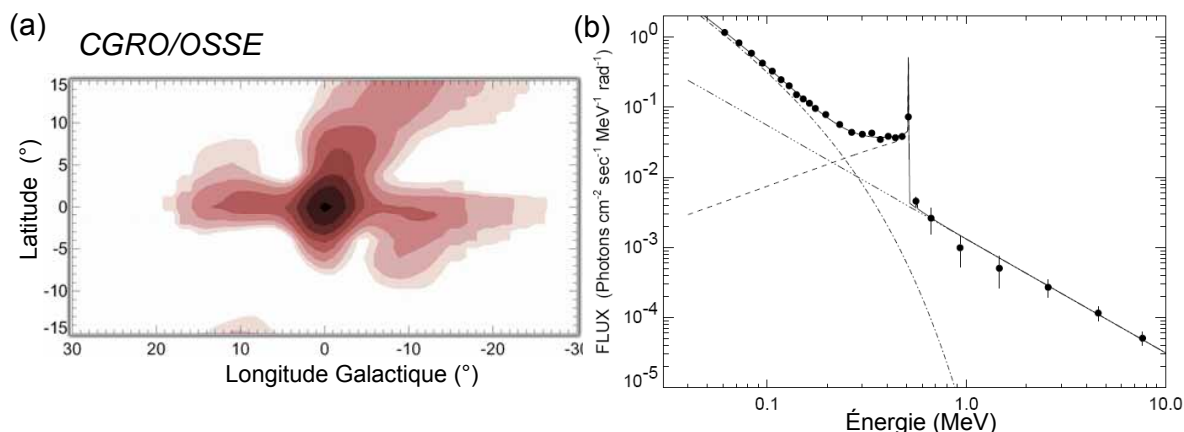


FIGURE 6.1 – Carte dans la raie à 511 keV (annihilation de e^+) obtenue par OSSE (carte en coordonnées galactiques, gauche) d'après Purcell et al, 1997 [255], et spectre observé d'après Kinzer et al, 2001 [187], où la raie à 511 keV ainsi que la composante d'ortho-positronium (tirets) apparaissent, perchées sur un bruit de fond à deux composantes.

$7 \cdot 10^{-4}$ ph/cm²/s avec une erreur systématique de l'ordre d'un facteur 2. Sa modeste résolution spectrale (~ 40 keV FWHM) n'a pas non plus permis à OSSE de mesurer avec précision la largeur de la raie.

Cependant OSSE a pu déterminer un spectre à large bande de l'émission des régions centrales de la Galaxie, et a mis en évidence une composante d'ortho-positronium (qui ressort avec plus de netteté que la raie elle-même), lui permettant de mesurer la fraction de positrons f_{Ps} qui s'annihilent en formant au préalable un état intermédiaire de positronium. La mesure de OSSE montre en fait que la quasi totalité ($f_{Ps} = (93 \pm 4)\%$, [187]) des positrons forme cet état intermédiaire avant de s'annihiler, ce qui donne des premières indications sur le milieu dans lequel les positrons s'annihilent, qui doit être relativement tiède, d'une température $T < 50\,000$ K, et à une densité $\rho < 10^{14}$ cm⁻³, compatible avec la composante tiède du milieu interstellaire de McKee & Ostriker, 1977 [231].

Observations par SPI sur INTEGRAL La mission *INTEGRAL* offre de nouvelles capacités dans l'étude de l'annihilation de positrons galactiques, avec son large champ de vue et son important temps d'exposition sur la région centrale de la Galaxie. Dès la conception du spectromètre SPI, l'étude de la raie à 511 keV a constitué l'un de ses objectifs majeurs. En associant les performances d'imagerie à masque codé avec une résolution spatiale de 2.6° (capable de générer une carte à 511 keV) à la haute résolution spectrale de 2 keV à 511 keV (offerte par des détecteurs en germanium refroidis), l'étude simultanée de la morphologie de l'émission et du profil de la raie devenait possible, afin de tenter de résoudre l'énigme de son origine.

SPI a ainsi redécouvert et confirmé beaucoup des résultats précédents. Dès la première année d'opérations, SPI a confirmé l'existence d'une raie astrophysique en provenance des régions centrales de la Galaxie, située à 511 keV, fine et dont le flux est de l'ordre de 10^{-3} ph cm⁻² s⁻¹ (Jean et al, 2003[179]). A la conférence *INTEGRAL* de février 2004, la première après le lancement, la situation était déjà très claire [212] ; le flux mesuré à 511

6.1. L'ÉMISSION À 511 KEV AU SEIN DE LA GALAXIE

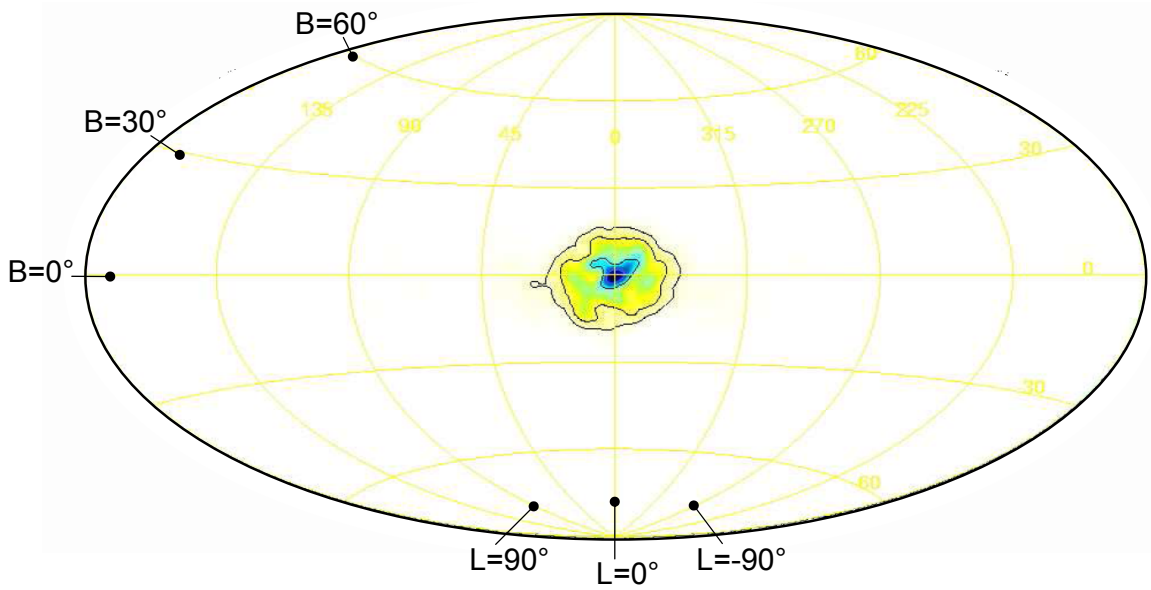


FIGURE 6.2 – Première carte dans la raie à 511 keV (annihilation de e^+) obtenue par SPI avec environ un an de données (carte en coordonnées galactiques) d'après Knödlseeder et al, 2005 [41], image Richardson-Lucy ; les contours depuis le centre indiquent des niveaux de flux de 10^{-2} , 10^{-3} et 10^{-4} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ sr $^{-1}$.

keV s'élevait à $0.96_{-0.14}^{+0.21} \times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$, contenu dans une raie fine (2.7 keV FWHM) et non décalée (située à 511.02 ± 0.09 keV).

En termes de morphologie de la raie, l'analyse de 15 Ms d'exposition de la première année d'observations de SPI (paru dans notre article de Knödlseeder et al, 2005 [41]) a montré que la région d'émission la plus intense était remarquablement symétrique (de largeur totale à mi-hauteur d'environ 8° aussi bien en longitude qu'en latitude) et bien centrée sur le centre galactique (à 0.3° d'erreur près), avec un flux de l'ordre de 10^{-3} ph/cm 2 /s. Aucune asymétrie, comme le PLE, n'est détectée en déconvolution directe (méthode Richardson-Lucy, voir Fig. 6.2), ni une contribution significative en provenance du disque galactique lui-même, malgré une bonne exposition. Le disque galactique en 511 keV n'apparaît que de façon significative dans des méthodes d'ajustement de modèles, puisque sa brillance de surface est faible et le bruit de fond élevé (pour des pointés dans la région la plus intense, le signal à 511 keV céleste n'atteint que 2% du taux de comptage dans la raie). Le rapport B/D entre les flux de la raie dans le bulbe et le disque, faiblement contraint par OSSE, est mesuré par SPI comme compris entre 1 et 3 dans les données de la première année d'observations, et dont la valeur a convergé récemment autour de ~ 1.4 avec plus de quatre ans de données, confirmant une émission du bulbe plus lumineuse que celle du disque. Par ailleurs une recherche de sources ponctuelles avec le spectromètre SPI (et indépendamment l'imageur IBIS sur *INTEGRAL*) ne permet pas d'en trouver à contribution dominante, et confirme la nature diffuse de l'émission.

L'imagerie de la composante d'ortho-positronium (parue dans notre article de Weidenspointner et al, 2006 [33], voir Fig. 6.3) révèle une morphologie spatiale tout à fait compatible avec celle de la raie à 511 keV, ce qui est rassurant. Dans cette hypothèse, la fraction des positrons s'annihilant par l'état intermédiaire de positronium est estimée à $f_{Ps} = 92 \pm 9$ %, et des études indépendantes confirment qu'elle se situe au delà de 90%

6.1. L'ÉMISSION À 511 KEV AU SEIN DE LA GALAXIE

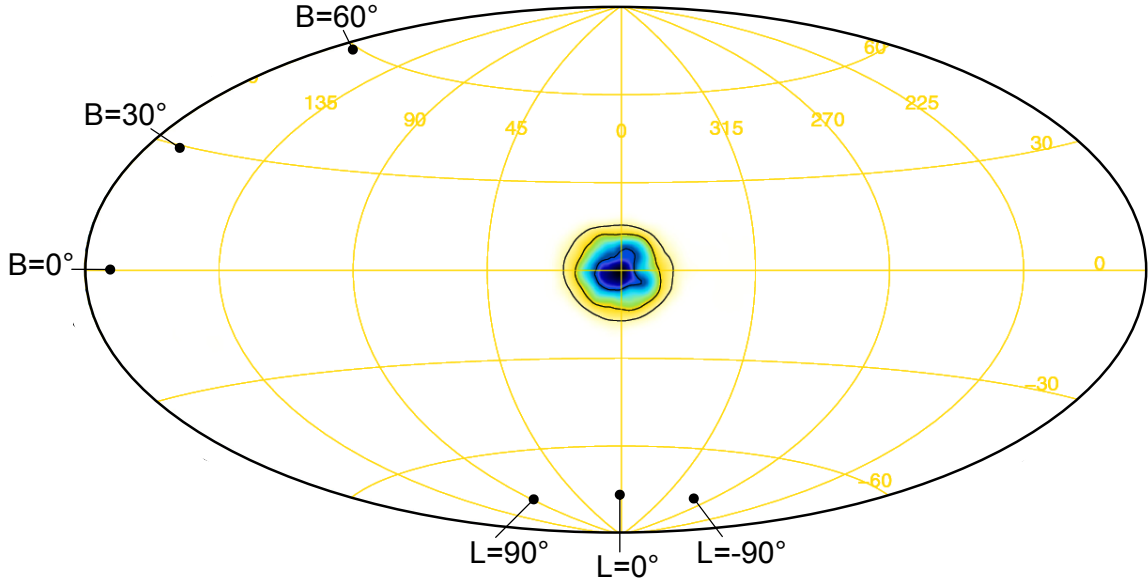


FIGURE 6.3 – Carte de la région d'émission d'ortho-positronium (carte sommée de trois intervalles allant de 410 à 500 keV) avec un an de données (carte en coordonnées galactiques), d'après Weidenspointner et al, 2006 [33], image Richardson-Lucy; les contours depuis le centre indiquent des niveaux de flux de 10^{-2} , 10^{-3} et 10^{-4} $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$.

(meilleure estimation 96.7 ± 2.2 %).

Une étude précise de la forme de la raie à 511 keV (Jean et al, 2006 [180], Jean et al, 2006 [18], et indépendamment par Churazov et al, 2005 [141]) a permis de caractériser le milieu d'annihilation dans le bulbe (alors que celui du disque reste encore non contraint), qui se constitue à 49_{-23}^{+2} % de la phase tiède neutre du modèle du milieu interstellaire de McKee et al (1977)[231] et à 51_{-2}^{+3} % de la phase tiède ionisée (voir Fig. 6.4a). En effet, à l'extrême, la phase chaude du milieu interstellaire impliquerait un élargissement de la raie de l'ordre de 10 keV (non observé), alors que des annihilations sur des grains de poussière supprimeraient tout effet Doppler thermique par le transfert de quantité de mouvement sur ces grains lourds [164]. En paramétrisant le milieu interstellaire à l'aide de la fraction d'ionisation et de la température T , Churazov et al [141] trouvent un meilleur ajustement avec $T=8000$ K et 10% d'ionisation, ce qui exclut la phase chaude et les nuages moléculaires (alors que leur peau extérieure reste plausible). Un milieu d'annihilation multi-composé reste possible compte tenu de la complexité du milieu interstellaire; dans un tel ajustement, Jean et al [180] ont trouvé un partage 50/50 entre la phase neutre tiède et la phase ionisée tiède, alors que les phases chaudes et froides restent de contribution mineures. Il n'est pas encore clair que ces résultats sur le milieu d'annihilation puissent contraindre la nature de la source de positrons, puisque leur lien est indirect du fait que les positrons sont transportés entre leur source et le milieu d'annihilation.

Une analyse de plus de trois fois plus de données (54 Ms) a été conduite entre temps, qui est à la base de notre publication dans Nature (Weidenspointner et al, 2008 [12], et par la suite de [7]). Elle confirme les résultats ci-dessus, avec une composante du bulbe galactique de flux toujours intense (10^{-3} $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) et symétrique, de largeur $\sim 6^\circ$. Avec 4.3 ans de données, le disque galactique est maintenant clairement détecté, même

6.1. L'ÉMISSION À 511 KEV AU SEIN DE LA GALAXIE

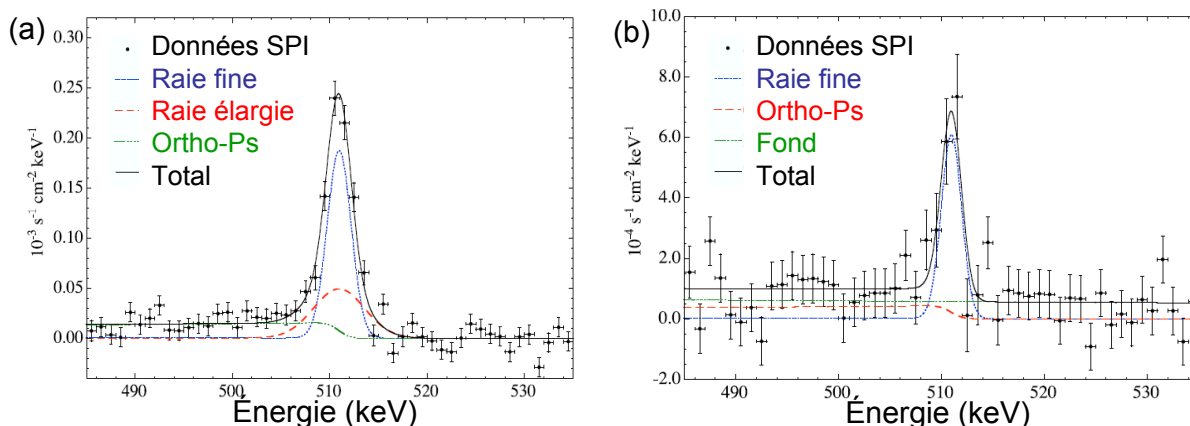


FIGURE 6.4 – Spectre autour de 511 keV pour (a) le bulbe, et (b) le disque galactique, avec par SPI, d'après Jean et al, 2006 [18], obtenu par un ajustement de modèle. Le spectre du bulbe s'ajuste bien avec une raie étroite de la composante neutre tiède du milieu interstellaire (avec un flux de $(0.6 \pm 0.1) \times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$) et une raie élargie de la composition ionisée tiède (avec un flux de $(0.3 \pm 0.1) \times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$) sur le fond d'ortho-positronium. Le spectre du disque (de flux $(0.6 \pm 0.1) \times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ dans le radian central, et qui suit la morphologie du disque des étoiles jeunes) ne permet pas de distinguer ces composantes.

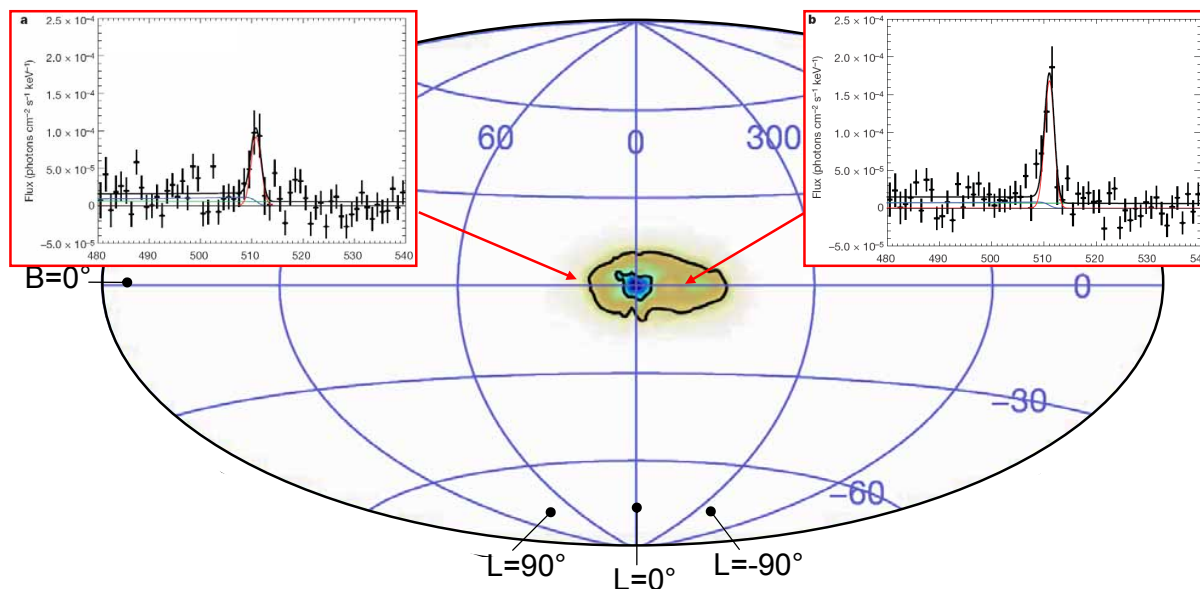


FIGURE 6.5 – Image de déconvolution à 511 keV avec 54 Ms de données de SPI, d'après Weidenspointner et al, 2008 [12], par la méthode MREM (multi-resolution expectation maximisation), niveau de contours depuis le centre : 10^{-2} et 10^{-3} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ sr $^{-1}$. Une indication d'une asymétrie en longitude de la partie interne du disque est obtenue, tout en confirmant un bulbe symétrique. Les spectres de ce disque asymétrique, obtenus par ajustement de modèle, sont montrés pour les longitudes positives et négatives

via la déconvolution directe MREM (voir Fig. 6.5). Un ajustement de modèles⁹ détermine un flux total du disque ($6.7 \cdot 10^{-4}$ ph cm⁻² s⁻¹) légèrement inférieur à celui du bulbe, avec l'indication d'une asymétrie dans l'émission du disque entre les longitudes positives et négatives (qui sont plus intenses d'un facteur 1.8 par rapport aux longitudes positives). Une corrélation remarquable avec la distribution des LMXB à spectre dur (celles détectées par IBIS) a été indiquée dans l'article (et nous la discuterons en section 6.2.2). Cependant il reste vrai que les flux mesurés par ces ajustements de modèles demeurent modèle-dépendants; des flux plus faibles sont obtenus pour des bulbes plus compacts, l'étendue en latitude des disques est faiblement contrainte et des disques plus larges en latitude ont des flux plus importants. Le consortium SPI est donc encore dans la phase d'apprentissage de la meilleure analyse de ces données; aussi la stratégie de pointage a été altérée depuis 2007, avec des sauts rapides en latitude à travers le plan galactique pour une longitude donnée, afin d'uniformiser des variations du bruit de fond.

6.2 Sources astrophysiques de positrons galactiques

La difficulté rencontrée pour expliquer l'observation de la raie à 511 keV de la région centrale de la Galaxie réside dans son flux important et sa morphologie particulière, avec une forte émission $F_{2\gamma} \sim 10^{-3}$ ph cm⁻² s⁻¹ concentrée dans une zone de $\sim 8^\circ$ autour de la ligne de visée du centre galactique, accompagnée d'une émission étonnement faible en provenance du disque galactique.

Dans un travail de réflexion mené avec Michel Cassé, Jacques Paul, Patrick Sizun et Bertrand Cordier, nous avons passé en revue les candidats de sources de positrons (Cassé et al 2004 [62], Schanne et al 2004 [55], Paul 2004 [246], Schanne et al 2006 [38]), et je voudrais discuter ici leurs implications.

6.2.1 Injection de positrons dans le bulbe galactique

Taux d'injection de positrons dans le bulbe galactique Si l'on suppose que la forte émission à 511 keV dans la région centrale de la Galaxie provient effectivement des régions proches du centre galactique, qui est localisé avec une bonne précision¹⁰ à une distance $d_{GC} = 8.0 \pm 0.4$ kpc, on conclut que la région d'annihilation concernée possède un diamètre de ~ 1.4 kpc, ce qui correspond à la taille du *bulbe galactique*, cette zone très lumineuse de la région centrale de la Galaxie, composée d'une forte densité de vieilles étoiles.

Par conséquent, étant donné la distance d_{GC} , le flux mesuré dans la raie à 511 keV implique un taux de production de photons à 511 keV de $L_{2\gamma} = 4\pi d_{GC}^2 F_{2\gamma} = 7.7 \times 10^{42}$ ph/s. Cette raie est produite par annihilation de positrons, soit directement, cependant la plupart des cas par l'état intermédiaire de positronium (avec la fraction de positronium $f_{Ps} = 93\%$ d'après les mesures de OSSE et de SPI), dont seul l'état para-positronium (dans 1/4 des

9. avec une gaussienne 2D centrée de largeur $FWHM \sim 6^\circ$ pour le bulbe (qui est de fait modélisée par une superposition de deux gaussiennes appelées "bulbe" et "halo", pour lesquelles on obtient des largeurs de 3.4° et 11.6° qui tiennent compte du caractère gaussien 2D avec "queues") et un disque qui ressort avec une largeur FWHM de 70° en longitude et 7° en latitude.

10. d'après une détermination géométrique récente impliquant l'ajustement d'une orbite képlérienne à l'étoile S2 en orbite autour du trou noir central par Eisenhauer et al, 2003 [155].

6.2. SOURCES ASTROPHYSIQUES DE POSITRONS GALACTIQUES

cas) contribue à la raie, alors que l'ortho-positronium (3/4 des cas) peuple un continuum de 0 à 511 keV. En tenant compte de cette fraction de positronium, on déduit donc un taux total d'annihilation de positrons dans le bulbe galactique de :

$$L_{e^+} = \frac{L_{2\gamma}}{2[(1 - f_{Ps}) + \frac{1}{4}f_{Ps}]} = L_{2\gamma}(2 - 3f_{Ps}/2)^{-1} = 1.3 \times 10^{43} e^+/s \quad (6.8)$$

Sous l'hypothèse d'un état stationnaire où production et annihilation de positrons sont en équilibre¹¹, la même quantité de 1.3×10^{43} positrons doit être injectée à chaque seconde dans la région du bulbe galactique. Cette constatation pose la question de la nature de la source (ou des sources) capable de produire de manière soutenue des positrons en telle quantité.

Formation des positrons La production de positrons, s'effectue principalement par trois mécanismes universels et bien connus [214] qui sont la radioactivité β^+ (conversion d'un proton en neutron dans un atome par interaction faible $p \rightarrow n e^+ \bar{\nu}_e$), la création de paires e^+e^- (lors de passages de particules ou de photons d'énergie supérieure à $2m_e c^2$ à travers de la matière), et la désintégration de muons positifs ($\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$) qui sont souvent eux-mêmes le produit de la désintégration en vol des pions positifs ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$) provenant des collisions entre rayons cosmiques et gaz interstellaire.

Energie limite d'injection des positrons Avant de pouvoir s'annihiler, les positrons doivent d'abord être ralentis aux énergies thermiques (~ 10 eV), par des processus physiques de thermalisation (voir section 6.1). Pour des positrons de basse énergie (de moins de 100 MeV) compte l'ionisation d'atomes (dans un milieu neutre) et la diffusion Coulombienne (sur les électrons libres d'un milieu ionisé). A plus haute énergie dominent la *Bremsstrahlung* sur des atomes du milieu interstellaire, la diffusion Compton sur les photons de la lumière des étoiles, et l'émission synchrotron dans des champs magnétiques.

Cependant, les positrons relâchés par la source du bulbe galactique ne peuvent pas être injectés à haute énergie (au delà d'une centaine de MeV). En effet les processus de freinage de positrons de haute énergie produiraient un nombre très important de photons au delà de 100 MeV, alors que la zone du bulbe galactique ne possède pas de contrepartie à ces énergies, comme constaté au vu de la carte de l'émission galactique dressée par EGRET sur *CGRO* [176], avec une limite supérieure au flux de $F_{\gamma > 100 \text{ MeV}} < 8 \times 10^{-7}$ ph $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [134]. Par ailleurs la thermalisation de positrons injectés typiquement à $E=1$ GeV $= 1.6 \times 10^{-3}$ erg (produisant $L \sim 10^{43} \times E$ erg/s) excéderait la luminosité bolométrique du bulbe galactique ($L \sim 10^{40}$ erg/s) [246].

Distance de propagation des positrons Des positrons injectés à moins de 100 MeV se propageant dans le bulbe galactique en se thermalisant principalement via des pertes d'énergie par ionisation ou par interactions coulombiennes. En considérant la propagation de positrons dans un milieu de densité $n_H=0.1 \text{ cm}^{-3}$, les formules de la section 6.1

11. c'est-à-dire où les positrons sont injectés par des sources à un taux égal à celui de leur annihilation observée. Ceci revient à exclure un événement singulier du passé (comme aurait pu l'être une flambée d'étoiles), qui aurait relâché une grande quantité de positrons, dont on observerait encore de nos jours les désintégrations, alors que la source même des positrons serait déjà éteinte.

6.2. SOURCES ASTROPHYSIQUES DE POSITRONS GALACTIQUES

	$E_{inj} = 1 \text{ MeV}$	$E_{inj} = 100 \text{ MeV}$
$\lambda_{annihilation}$	2 Mpc	22 Mpc
$d_{stop,i} = E_{inj} / (-\frac{dE}{dx})_i$	0.4 Mpc	36 Mpc
$d_{stop,c} = E_{inj} / (-\frac{dE}{dx})_c$	$1.6 \cdot 10^{-4} \text{ Mpc}$	$1.6 \cdot 10^{-2} \text{ Mpc}$

TABLE 6.1 – Distances de propagation des positrons injectés à 1 MeV ou à 100 MeV dans un milieu de densité $n_H=0.1 \text{ cm}^{-3}$, par ionisation (*i*) d’un milieu neutre ou interactions coulombiennes (*c*) dans un milieu ionisé.

conduisent au tableau 6.1, où l’on constate que seuls les positrons injectés à haute énergie peuvent s’annihiler significativement en vol, mais uniquement dans le cas d’un milieu neutre où l’ionisation domine ; dans les autres cas, les positrons se thermalisent avant de s’annihiler. Ce faisant, ils peuvent parcourir une distance considérable, d’une fraction de Mpc.

Confinement des positrons Dans des champs magnétiques faibles, de l’ordre du mirco-Gauss, qui règnent dans le milieu du bulbe, le rayon de giration (rayon de Larmor) des positrons $r_L[cm] = 0.33 \times 10^{10} p_{\perp}[MeV/c]/B[\mu G]$ est de l’ordre de $r_L = 10^9$ à 10^{11} cm (pour des énergies de 1 et 100 MeV respectivement). Si on considère qu’ils diffusent par simple marche aléatoire (selon Boehm et al, 2004 [129]) durant leur distance de propagation d_{stop} , leur rayon de confinement est alors $d_{conf} = \sqrt{d_{stop} r_L}$. Il s’évalue à $\sim 1 \text{ pc}$ (pour des positrons de 100 MeV en milieu neutre) ou moins.

La conséquence en est que, même si les positrons injectés peuvent parcourir des distances considérables avant leur annihilation, ils restent confinés par les champs magnétiques dans un volume relativement restreint. En particulier les sources des positrons, dont on observe l’annihilation dans le bulbe galactique, sont donc à chercher dans le volume du bulbe galactique, et ceux du disque dans le volume du disque.

6.2.2 Les candidats astrophysiques

Des mécanismes de production de positrons sont susceptibles d’intervenir dans de nombreux types d’objets astrophysiques. Nous considérons ici les points forts et les faiblesses de chacune des hypothèses envisagées.

Rayons cosmiques Des réactions nucléaires entre rayons cosmiques et milieu interstellaire peuvent produire des positrons, alimentant une source permanente intrinsèquement diffuse, conforme à la morphologie de la répartition gazeuse à travers la Galaxie. Le processus principal est la désintégration du pion π^+ , produit dans des interactions hadroniques ($pp \rightarrow \pi^+ X$). Les énergies des positrons reflètent ceux des pions, distribués autour de $\sim 100 \text{ MeV}$. La production galactique totale de positrons de cette source s’estime à $1-2 \times 10^{42} \text{ e}^+/\text{s}$ [151]. Pour des questions de taux de production, d’énergie d’injection, et de morphologie, les rayons cosmiques ne représentent clairement pas la source dominante des positrons galactiques.

6.2. SOURCES ASTROPHYSIQUES DE POSITRONS GALACTIQUES

Pulsars Les pulsars émettraient des paires e^+e^- le long de leurs lignes de champ magnétique ouvertes et dans leur vents. L'énergie des positrons dépend de la différence de potentiel qui se développe suite à la perte de charges dans la magnétosphère extérieure créée par la rotation (ce potentiel accélère des particules chargées, dont les trajectoires sont courbées par des champs magnétiques intenses, ce qui entraîne un rayonnement de courbure avec des spectres de type loi de puissance allant jusqu'à 10^{15} eV, et la création de paires $\gamma \rightarrow e^+e^-$).

Des pulsars jeunes, avec champs magnétiques intenses peuvent produire 10^{36-40} e^+ /s durant leur premiers 1000 ans, dont la plupart s'annihilent dans la nébuleuse locale. D'après [151], si les ~ 2000 pulsars (connus d'observations radio), âgés jusqu'à $\sim 10^5$ ans, représenteraient 1% de la population totale des pulsars, cela pourrait porter leur production à 10^{43} e^+ /s, cependant les positrons restent confinés localement tout au long de la phase de nébuleuse. Seuls ceux qui ne se sont pas encore annihilés après $\sim 10^5$ ans peuvent s'en échapper.

Finalement en ce qui concerne la source de positrons du bulbe galactique, on peut noter que des étoiles à neutrons assez jeunes pour être sujets au phénomène de pulsar sont certainement absentes du bulbe galactique, qui est constitué d'une population de très vieilles étoiles.

Microquasars Ces objets (formés d'un objet compact et d'une étoile compagnon dont de la matière est accrétée par un disque d'accrétion) se caractérisent par des jets bipolaires d'éjection de matière. Des mouvements de plasma sont détectés dans ces jets en radio et en IR, corrélés à des événements X et γ antérieurs, probablement liés à des instabilités du flot d'accrétion proche de l'objet compact. Même si la composition du jet est inconnue, une émission synchrotron a été observée, ce qui démontre la présence d'électrons (et/ou de positrons) à hautes énergies. La production de paires $\gamma \rightarrow e^+e^-$ pourrait avoir lieu dans le jet ou lors de son interaction avec le milieu interstellaire. Un flux de 10^{41} e^+ /s a été estimé par microquasar individuel [165].

Quelques microquasars ont été identifiés dans la Galaxie, 1E 1740.7-2942, GRS 1915, SS433 et LS 5039. Les détections par *GRANAT*/SIGMA de possibles raies décalées vers le rouge dans 1E 1740.7-2942 et dans la nova de la Mouche impliquent des taux de production de positrons, par effet de paire, importants.

Cependant les objets compacts de ce type pourraient être trop peu nombreux dans le bulbe galactique, et de plus ils sont actifs durant une fraction trop faible du temps, pour être une composante significative de la source de positrons observée.

Le trou noir central galactique (Sgr A*) Comme pour les microquasars, l'accrétion de matière sur le trou noir central supermassif de la Galaxie pourrait conduire à la formation de jets. Un jet hadronique (dominé par des protons et plutôt inobservable) pourrait créer des pions (π^+) par impact sur un nuage moléculaire avoisinant, avec formation de positrons [140]. Alternativement des éjections de plasma en provenance d'un jet leptonique, résultant d'épisodes passés où l'accrétion était plus intense qu'actuellement, pourraient se réfléchir sur des nuages avoisinants [151].

Actuellement l'activité du trou noir central est cependant faible, comme en témoigne l'absence de source γ intense compatible avec la position de Sgr A*, ce qui n'est donc pas un bon candidat pour soutenir une source stationnaire de positrons.

6.2. SOURCES ASTROPHYSIQUES DE POSITRONS GALACTIQUES

La nucléosynthèse Les noyaux émetteurs β^+ , issus de la nucléosynthèse hydrostatique ou explosive, constituent la source astrophysique de positrons la plus prometteuse. Des isotopes radioactifs émetteurs β^+ (à l'exception du ^{60}Fe , tous ceux de la Tab. 5.1, page 99 du chapitre précédent) sont synthétisés dans des milieux généralement opaques aux rayons γ et un mécanisme d'éjection dans le milieu interstellaire des isotopes ou des positrons eux-même est requis : il peut s'agir d'évènements explosifs — novæ, supernovæ — ou de synthèse dans des objets à perte de masse, notamment par vents stellaires, et mélange interne importants — étoiles Wolf-Rayet, variables bleues luminiques (LVB), étoiles géantes de la branche asymptotique (AGB). Pour évaluer la contribution de chaque isotope β^+ , il convient donc de considérer : (i) la fréquence et la distribution spatiale des sites où il est synthétisé, (ii) le taux de production de cet isotope dans ces sites, (iii) la fraction des particules β^+ produites susceptibles de s'échapper du site pour être éjectées dans le milieu interstellaire.

Nickel-56 des supernovæ thermonucléaires (SN Ia) Avec une production importante de nickel-56 ($M_{56} \sim 0.6 M_{\odot}$) et possédant une enveloppe assez fine permettant à près de 3% des positrons de s'échapper [233], les supernovæ de type Ia — thermonucléaires — ont été considérées comme l'une des principales sources possibles de positrons dans le bulbe galactique, dont la population d'étoiles est relativement vieille, et donc propice à la formation de SN Ia.

Cependant (comme nous allons le détailler dans la section 6.3), expliquer le taux d'injection de positrons du bulbe galactique par les seules SN Ia des régions centrales de la Galaxie requiert une fréquence de SN Ia de 0.5 par siècle, soit 10 fois plus que le taux effectif déduit des modèles d'évolution de galaxies (de l'ordre de 0.05 par siècle).

Une analyse similaire montre que le taux de SN Ia total de notre Galaxie est de ~ 0.6 par siècle (section 6.3). Cela signifie donc que les SN Ia sont produites majoritairement dans le disque galactique, et que l'hypothèse, que leur distribution domine dans le bulbe et reproduise de ce fait la morphologie observée du rayonnement de 511 keV, ne tient plus. Par contre les SN Ia pourraient contribuer de façon significative à l'injection de positrons dans le disque, et cela requiert donc toujours une autre source pour expliquer l'intensité de l'émission du bulbe (on laisse pour l'instant à l'écart l'hypothèse de transport massif du disque vers le bulbe émise récemment par Lingenfelter et al, [211]).

Nickel-56 des supernovæ gravitationnelles (SN II) Parmi les très vieilles étoiles du bulbe galactique, on ne s'attend pas à l'explosion de supernovæ de type II. Leur seule contribution à l'émission à 511 keV du bulbe galactique pourrait venir du noyau central de la Galaxie, une région d'intense formation d'étoiles. En revanche les SN II pourraient contribuer à l'émission à 511 keV du disque galactique. Cependant dotées d'une enveloppe massive d'hydrogène réduisant fortement la fraction d'échappement des positrons et synthétisant une masse de nickel-56 $M_{56} \sim 0.07 M_{\odot}$, inférieure d'un facteur 10 à celle des SN Ia, elles ne contribuent pratiquement pas à la production des positrons galactiques.

Nickel-56 des hypernovæ La découverte d'une classe spéciale de supernovæ gravitationnelles de type Ic (sans enveloppe d'hydrogène), asymétrique, de forte intensité et à éjecta rapides, a mené à une nouvelle hypothèse que nous avons formulée et que nous discuterons dans la suite (section 6.4) : les positrons proviendraient d'évènements analogues à

6.2. SOURCES ASTROPHYSIQUES DE POSITRONS GALACTIQUES

SN 2003dh, interprétée comme l'explosion asymétrique d'une étoile Wolf-Rayet. La fréquence de ces *hypernovæ* ne devrait alors être que de l'ordre de 0.2 par millier d'années, mais elle pourrait également se révéler trop élevée par rapport à la fréquence effective de ces événements.

Aluminium-26 L'étude de la signature d'aluminium-26 par l'observation de la raie à 1809 keV est l'un des principaux résultats du spectromètre SPI. Comme exposé dans la section 5, le flux détecté à 1809 keV ($F_{1809}=3.3 \cdot 10^{-4}$ ph cm⁻² s⁻¹ dans le radian central de la Galaxie) suggère l'injection dans la Galaxie de 2-3 M_⊙ d'aluminium-26 par million d'années ($\sim 2M_{eq}/\tau$). Par sa désintégration par capture électronique avec émission de β^+ , l'aluminium-26 est responsable d'une production importante de positrons, qui, tout comme l'aluminium-26 lui-même, devraient se distribuer dans le disque galactique. L'aluminium-26 n'est donc pas un bon candidat pour expliquer la source de positron du bulbe, mais pourrait contribuer significativement à celle du disque.

La relation $F_{511} = F_{e^+}(2 - 3f_{Ps}/2)$ (voir l'eq. 6.8) met en rapport le flux observé à 511 keV avec le nombre de positrons concernés, moyennant la fraction de positronium $f_{Ps} = 0.93$. Le facteur de production d'un β^+ lors de la désintégration de l'aluminium-26 avec émission d'un photon de 1809 keV est $I_{e^+} = 0.8173$ [301]. On obtient par conséquent la relation suivante entre le flux attendu dans le disque galactique à 511 keV dû aux positrons de l'aluminium-26 et le flux observé à 1809 keV :

$$F_{511} = F_{1809}I_{e^+}(2 - 3f_{Ps}/2) = 0.49F_{1809} \quad (6.9)$$

Avec un flux observé $F_{1809}=3.3 \cdot 10^{-4}$ ph cm⁻² s⁻¹, on s'attend donc au plus à $F_{511}=1.7 \cdot 10^{-4}$ ph cm⁻² s⁻¹ dans le disque galactique en provenance d'aluminium-26. Alors que le flux mesuré du disque à 511 keV est $6.7 \cdot 10^{-4}$ ph cm⁻² s⁻¹ (valeur de notre publication Nature [12]) une composante supplémentaire à l'aluminium-26, d'un flux de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4}$ ph cm⁻² s⁻¹ reste donc encore requise pour expliquer les positrons du disque. Conformément avec cette analyse, Diehl & Leising, 2009 [151], estiment la contribution de l'aluminium-26 à l'émission à 511 keV du disque entre 0.1 à 0.5.

Titane-44 Malgré sa relativement longue durée de vie favorisant son échappement, le titane-44, qui est produit en plus faible quantité que le nickel-56, participe peu à la production de positrons des supernovæ. Néanmoins sa contribution pourrait se situer au niveau de celle de l'aluminium-26 [151] et contribuer au flux de la raie à 511 keV du disque galactique à un niveau (toujours insuffisant) de $2 \cdot 10^{-4}$ ph cm⁻² s⁻¹.

De plus, à ce jour, cet isotope pose problème, car le seul vestige de supernova où une raie du titane-44 ait été détectée de manière certaine – successivement par COMPTEL, BEPOSAX et INTEGRAL/IBIS [259, 260] – est Cassiopée A, tandis que la détection de COMPTEL dans Vela Junior reste controversée (section 5.1).

Novæ Les novæ sont comme des éclairs thermonucléaires dans les enveloppes de naines blanches accrétantes, événements attendus dans le bulbe galactique. La synthèse d'éléments émetteurs de γ et e^+ comme l'azote-13, le fluor-18, le sodium-22 et l'aluminium-26

6.2. SOURCES ASTROPHYSIQUES DE POSITRONS GALACTIQUES

y est attendue, avec des taux prédits aussi incertains que les modèles. Aussi la contribution des novæ à l'aluminium-26 diffus reste sujette à caution, et probablement non dominante (d'ailleurs l'aluminium-26 n'est pas concentré dans le bulbe galactique). L'azote-13 et fluor-28 (émetteurs de positrons à durée de vie courte) pourraient générer une raie d'annihilation observable durant quelques heures après l'événement. Le sodium-22 et l'aluminium-26 ont des durées de vie assez longues pour être éjectés dans le milieu interstellaire avant de se désintégrer et y émettre des positrons.

Avec un taux de ~ 35 novæ par an dans la Voie Lactée, on pourrait s'attendre à une contribution aussi bien dans le disque que dans le bulbe galactiques [147]. Cependant les taux de production de sodium-22 et donc de positrons sont largement insuffisants.

Pour l'instant aucune raie de sodium-22 (attendue à 1275 keV) originaire d'une nova n'a été détectée; d'après Hernanz & José, 2006 [170], elle est d'ailleurs difficile à observer pour SPI car elle devrait être élargie. Afin de détecter ces événements éphémères il faudrait disposer d'un instrument à grand champ de vue permettant un monitoring continu du ciel¹².

LMXB à spectre dur Les LMXB (systèmes binaires présentant une émission X/ γ et composés d'un objet compact et d'une étoile compagnon de faible masse) présentent également de l'accrétion de matière sur l'objet compact depuis le compagnon, comme pour les microquasars, mais dans le cas des LMXB elle s'effectue par débordement du lobe de Roche. Une LMXB à spectre assez dur (soit avec émission γ au delà de 20 keV) est susceptible de produire un plasma de paires e^+e^- dans un halo proche des régions les plus internes (denses et chaudes) du disque d'accrétion, dont ils peuvent s'échapper par un vent ou jet large. Avec un taux moyen de production de positrons par LMXB à spectre dur, attendu mais incertain de l'ordre de 10^{41} e^+/s [165], une centaine de LMXB de ce type suffirait à contribuer significativement à l'émission galactique de positrons.

Le catalogue de LMXB établi par *INTEGRAL*/IBIS (donc dures) comporte 71 sources, le long du disque galactique avec une concentration dans les régions centrales. Cette morphologie ne les qualifie donc pas tout à fait pour la source du bulbe galactique, mais pourrait contribuer à celle observée du disque galactique.

Dans notre publication dans Nature (Weidenspointner et al, 2008 [12]) nous avons publié une corrélation remarquable entre la distribution (asymétrique) de ces LMXB (avec 45 sources aux longitudes négatives pour 26 sources aux longitudes positives) et l'asymétrie détectée dans l'émission à 511 keV de la composante du disque galactique (avec un flux plus important d'un facteur 1.8 aux longitudes négatives). Nous émettons l'hypothèse que ce type de LMXB pourrait être la source supplémentaire qui manque par rapport aux positrons issus de l'aluminium-26 ($\sim 2 \cdot 10^{-4}$ ph cm⁻² s⁻¹) pour expliquer les taux d'injection de positrons total du disque galactique interne ($\sim 6.7 \cdot 10^{-4}$ ph cm⁻² s⁻¹). Dans ce cas, ce type de LMXB contribuerait également à la moitié du taux de positrons observés dans le bulbe galactique, dont l'explication par une composante additionnelle reste donc toujours nécessaire. Il faut noter le caractère spéculatif de l'hypothèse LMXB (contrairement à la page de garde conçue par l'éditeur de Nature, qui annonce "The

12. un instrument de ce type pourrait être le nouveau "Cube Compton" proposé par François Lebrun, un télescope à effet Compton, qui même s'il ne dispose que d'une modeste résolution spatiale comparable à celle de SPI, est doté d'un très grand champ de vue, d'une excellente résolution en énergie comparable à celle de SPI, et d'une sensibilité largement supérieure à celle de SPI.

6.2. SOURCES ASTROPHYSIQUES DE POSITRONS GALACTIQUES

Galactic Positron Source Identified”), à cause de l’inconnue qui réside à la fois sur leur taux de production de positrons et sa constance (ou son intermittence). Notons également qu’aucune des ces sources n’a été détectée par IBIS à 511 keV, alors que des positrons devraient forcément s’annihiler sur place, si ces sources étaient capables d’en produire en grande quantité.

La distribution d’autres sources candidates, dont les plus prometteuses sont donc les SN Ia, pourrait également refléter la même asymétrie. En effet, comme remarqué par Higdon, Lingenfelter & Rothschild, 2009 [171], l’asymétrie du disque galactique interne à 511 keV pourrait s’expliquer par l’asymétrie apparente dans les bras spiraux de la Galaxie comme vue depuis notre position dans la Galaxie (voir aussi 5.3b), qui conduit à des différences en intensité sur la ligne de visée, si bien que l’émission du bras de Norma (près du centre galactique) dominerait aux longitudes négatives par rapport à celui de Carina (situé plus loin du centre, qui est aussi moins dense et moins actif que les trois autres bras). Notons que l’asymétrie de l’émission à 511 keV dépend non seulement de celle des sources de positrons, mais aussi de celle de la distribution du gaz sur lequel ces positrons s’annihilent, et qui reste encore à étudier en détail.

Autres sources astrophysiques D’autres scénarios astrophysiques ont été envisagés, caractérisés le plus souvent par (i) des événements singuliers qui auraient pu avoir eu lieu dans le passé, avec injection d’une grande quantité de positrons, et auxquels l’annihilation observée actuellement fait écho, ou alors (ii) à des phénomènes de transport et de redistribution de positrons à grande échelle au niveau de la Galaxie pour les ramener vers les régions centrales où prédomine l’annihilation.

Événements singuliers On y compte l’idée d’une injection massive de positrons ultra-relativistes, thermalisés depuis, par le trou noir supermassif Sagittarius A*, suite à la capture d’étoiles il y a 10^4 ans (Cheng et al, 2006 [140]).

Une autre idée se base sur une série de sursauts gamma qui serait survenue lors d’une flambée d’étoiles dans le noyau galactique il y a moins de 10^7 ans, la flambée permettant d’éviter la formation d’une coquille radiative piégeant les positrons des sursauts, qui auraient pu ensemençer le bulbe galactique (Parizot et al, 2004 [245]).

Transport à grande échelle L’idée d’un transport à grande échelle de positrons créés dans l’entière Galaxie vers les régions centrales a été invoquée (Prantzos, 2006 [252]), cependant ce mécanisme nécessite encore d’être étudié, sachant qu’il pourrait se développer par le biais de champs magnétiques galactiques à grande échelle encore mal connus, permettant une collection des positrons qui émanent du disque galactique mince (d’une centaine de pc) pour les focaliser vers les régions centrales où l’annihilation a lieu.

Récemment, Lingenfelter, Higdon et Rothschild, 2009 [171, 211], ont poursuivi l’analyse de cette hypothèse de transport à grande échelle en la quantifiant. Ainsi des particules chargées se propageraient le long de tubes de flux magnétiques, par résonance avec les ondes magnétohydrodynamiques créées dans le milieu interstellaire par les coquilles d’explosions d’étoiles, et pourraient diffuser sur des distances de 1 à 10 kpc.

Ce mécanisme invaliderait l’hypothèse selon laquelle les positrons restent confinés dans un volume de la taille du bulbe, et que la source de positrons du bulbe serait donc à chercher

dans celui-là. Dans ce cas, les positrons pourraient provenir de beaucoup plus loin, en pratique de toute la Galaxie, et leurs sources seraient totalement délavées dans la carte de 511 keV, qui retrace principalement l'endroit où se situe la matière cible sur laquelle ils viennent s'annihiler, probablement le milieu tiède des peaux des nuages moléculaires, présents dans la région centrale de la Galaxie, favorisant la formation de positronium.

Dans ce scénario, Lingenfelter et al, 2009 [211], arrivent à la conclusion que les positrons issus de la nucléosynthèse galactique (principalement ceux du nickel-56 des SN Ia, et minoritairement de l'aluminium-26, soit au total $2.4 \cdot 10^{43} \text{ e}^+/\text{s}$ pour la Galaxie) suffisent à expliquer toutes les composantes de l'émission à 511 keV. Une moitié (i) de ces positrons serait produite à moins de 3 kpc du centre galactique, et l'autre moitié (ii) au delà. Parmi les positrons (i) produits à moins de 3 kpc du centre, 20% s'échapperaient dans le halo galactique, alors que 80% (soit $1.0 \cdot 10^{43} \text{ e}^+/\text{s}$) diffuseraient dans le bulbe galactique (à $<1.4 \text{ kpc}$) pour s'annihiler dans les régions de gaz atomique et moléculaire (H_I et H_{II}) du bulbe via formation de positronium. Parmi les positrons (ii) produits au delà de 3 kpc du centre, 50% s'échapperaient dans le halo galactique, et 50% seulement (soit $0.6 \cdot 10^{43} \text{ e}^+/\text{s}$) s'annihileraient sur les régions H_I et H_{II} du disque. Avec $0.8 \cdot 10^{43} \text{ e}^+/\text{s}$ supplémentaires produits dans le halo galactique, un rapport de flux bulbe/disque galactique de 1.6, et une annihilation via positronium, ce modèle serait conforme aux observations de SPI (que nous avons publiées dans [7]) et ne nécessiterait pas d'autre source de positrons que ceux des SN Ia et de l'aluminium-26.

Notons ici que les mécanismes de propagation à une si grande échelle au niveau galactique nécessitent d'être confirmés, que les taux d'injection de positrons par SN Ia considérés par Lingenfelter et al [211] supposent une fuite de 5% des positrons du nickel-56 alors que les modèles les plus évoqués [233] tablent sur 3.3%, et que d'autre part la mesure relative des flux du bulbe et du halo galactiques sont encore très dépendants du modèle sous-jacent que les données de SPI ne permettent simplement pas encore de discriminer (différents modèles qui s'ajustent aux données ont été publiés dans [7], Lingenfelter et al [211] ont utilisé celui qui leur convient).

6.3 Supernovæ de type Ia comme candidat de la source de positrons du bulbe galactique

Dans cette section nous allons discuter l'hypothèse souvent avancée que les supernovæ thermonucléaires (SN Ia) à elles seules constituent la source principale des positrons du bulbe galactique. La discussion est basée sur un travail en collaboration avec Michel Cassé, qui se reflète dans mes articles Schanne et al, 2004 [55], et Schanne et al, 2006 [26]. L'hypothèse de départ suppose que les positrons du bulbe sont injectés par des sources du bulbe (ici donc seules les SN Ia du bulbe contribuent aux positrons du bulbe, sans invoquer l'hypothèse de transport vers le bulbe de positrons issus des SN Ia de la Galaxie entière).

6.3.1 Production de positrons par les supernovæ de type Ia

Parmi tous les candidats astrophysiques, susceptibles de constituer la source des positrons qui s'annihilent dans la région du bulbe galactiques, les Supernovæ de type Ia (SN Ia) ont été longtemps avancées comme le candidat majeur [147].

6.3. SUPERNOVÆ IA COMME SOURCES DE POSITRONS

Effectivement, le bulbe galactique est une région galactique particulière formée de vieilles étoiles, dont beaucoup sont des naines blanches formées de carbone et d'oxygène, âgées de ~ 10 milliards d'années, qui sont le reliquat des étoiles nées lorsque notre Galaxie s'est formée. Par conséquent on ne s'attend pas à observer dans cette région des supernovæ gravitationnelles (de type II, Ib et Ic), c'est-à-dire des explosions d'étoiles jeunes et massives, dont le cœur s'effondre en fin de vie par manque de combustible nucléaire avec formation d'un objet compact (trou noir ou étoile à neutrons).

Cependant une naine blanche peut très bien finir sa vie en une explosion thermonucléaire, supernovæ de type Ia (Hoyle & Fowler, 1960, [175]), à condition qu'elle appartienne à système binaire d'étoiles, condition fréquemment remplie puisque la majorité des étoiles se forment dans un système binaire.

Explosions thermonucléaires de naines blanches dans des systèmes binaires

Dans un tel système l'une des étoiles peut ravir de la matière de son étoile compagne, et gagner de la masse jusqu'à dépasser la masse limite dite de Chandrasekhar, au delà de laquelle sa température et sa densité augmentent au point d'initier une gigantesque explosion thermonucléaire en son sein, qui se propage à travers toute l'étoile et en éjecte la totalité de la matière, sans reliquat d'objet compact.

L'hypothèse que les SN Ia signent l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche C-O dans un système binaire suite à l'échange de masse avec un compagnon est basée sur ces arguments [223] : la présence de SN Ia dans des galaxies à étoiles vieilles implique qu'au moins une partie de leur progéniteurs provient de vieilles étoiles peu massives ; l'explosion requiert alors un système dégénéré comme une naine blanche ; l'absence de raies d'hydrogène dans le spectre visible des SN Ia implique que le progéniteur a perdu son enveloppe extérieure ; l'énergie de l'explosion par unité de masse est de l'ordre de grandeur de l'énergie de conversion thermonucléaire de carbone ou d'oxygène en fer. Des incertitudes demeurent cependant concernant la composition exacte de la naine blanche avant explosion (He, C-O ou O-Ne), sa masse à l'explosion (masse de Chandrasekhar ?), la propagation de la flamme thermonucléaire (détonation ou déflagration). Les observations clés pour assoir ces modèles sont la courbe de lumière et son évolution spectrale.

Lors de l'explosion en SN Ia, l'étoile synthétise en son sein une grande quantité de noyaux radioactifs, dont la plupart (soit $M_0=0.6 M_\odot$) est sous forme de ^{56}Ni (demi-vie de 6 jours), qui se désintègre en ^{56}Co (demi-vie 77 jours), puis par la suite en ^{56}Fe (le fer de nos chemins de fer et de notre hémoglobine) accompagné de la production d'un positron dans 19% des cas (radioactivité β^+).

L'enveloppe de l'étoile non sujette à la nucléosynthèse, mais qui est en expansion rapide suite à l'explosion, absorbe les rayons γ des noyaux radioactifs fraîchement produits. Elle est plus mince pour les supernovæ thermonucléaires (type Ia) que les supernovæ gravitationnelles (de type II, Ib, Ic)¹³. Par conséquent les positrons produits ont une chance de s'en échapper et de rejoindre le milieu interstellaire, où ils peuvent s'associer à des électrons pour former le positronium et s'annihiler avec production des photons observés (dont le 511 keV).

13. Même si une SN II synthétise également une copieuse masse de ^{56}Ni lors de l'explosion ($\sim 0.1 M_\odot$), son épaisse enveloppe formée d'hydrogène garde piégés profondément en son sein ces produits radioactifs, et absorbe donc tout positron avant qu'il n'ait pu s'en échapper et rejoindre le milieu interstellaire.

6.3. SUPERNOVÆ IA COMME SOURCES DE POSITRONS

Taux de production de positrons par les SN Ia La production de positrons par les SN Ia a été étudiée par Chan & Lingenfelter, 1993 [136], qui suggèrent que $\sim 5\%$ des positrons produits par la désintégration β^+ du ^{56}Co peuvent s'échapper de l'enveloppe formée des éjecta de la SN Ia dans des configurations de champs magnétiques favorables.

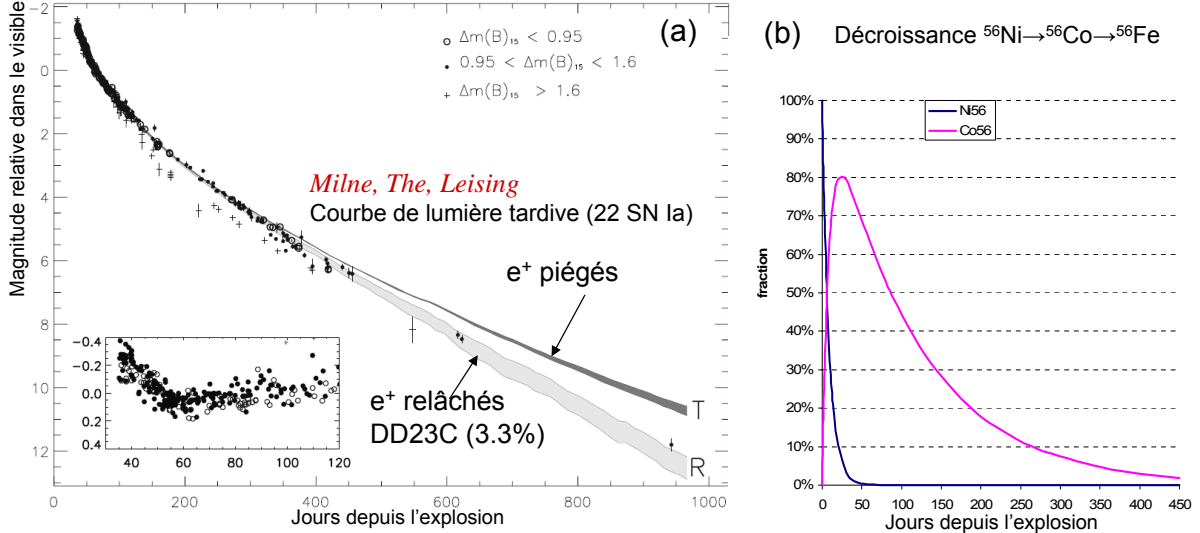


FIGURE 6.6 – (a) Le modèle DD23C de Milne, The et Leising (reproduction de la Figure 3 dans [234]) montre la nécessité d'une fraction d'échappement de positrons de 3.3% afin de reproduire la courbe de lumière composée à partir de l'observation des courbes lumières tardives de 22 SN Ia. (b) Fraction de masse au cours du temps pour la décroissance du ^{56}Ni en ^{56}Co puis ^{56}Fe .

Plus récemment, Milne et al, 1999 et 2001 [233, 234], ont comparé différents modèles d'explosions de SN Ia avec les courbes de lumière de 22 supernovæ de type Ia, observées dans la bande visible (voir Fig. 6.6). Un bon ajustement est obtenu pour le modèle dit de détonation retardée (*delayed-detonation*, modèle DD23C), qui donne les paramètres suivants pour une explosion typique de SN Ia. La masse des éjecta est $M_{ej}=1.34 M_{\odot}$ (masse de Chandrasekhar), soit l'éjection de la masse totale de la naine blanche composant le système binaire progéniteur. L'énergie cinétique des éjecta est $E_{ej}=1.17 \times 10^{51}$ erg. L'explosion synthétise une masse de $M_0 = 0.6 M_{\odot}$ de ^{56}Ni , dont il reste 3.3% sous forme de ^{56}Co au moment où l'enveloppe devient transparente aux positrons (le reste s'étant déjà désintégré en ^{56}Fe), et qui relâche à terme l'énorme quantité de $N_{e^+}=8 \times 10^{52}$ positrons dans le milieu interstellaire, soit 3.3% des positrons produits en son sein par la désintégration β^+ du ^{56}Co .

Afin de relâcher la fraction $Fr_{e^+}=3.3\%$ des positrons produits, nous déduisons par un calcul simple utilisant la cascade de désintégration du ^{56}Ni , que l'enveloppe doit devenir transparente aux positrons au plus tard au bout de $t_{e^+}=390$ jours après l'explosion, dans l'hypothèse où le ^{56}Co reste profondément enfoui au centre de l'enveloppe, dans laquelle aucun mélange des produits radioactifs n'est supposé avoir lieu avec les couches externes. Cette durée est bien cohérente avec le décrochement observé sur la Fig. 6.6 représentant l'ajustement de courbes de lumières tardives de SN Ia par le modèle DD23C qui inclut l'échappement radial de la fraction $Fr_{e^+}=3.3\%$ de positrons.

6.3. SUPERNOVÆ IA COMME SOURCES DE POSITRONS

La courbe de lumière d'une supernova dans le domaine visible est nourrie par la radioactivité. En effet, le fait que la loi temporelle du déclin de sa brillance suit la loi de désintégration des noyaux de ^{56}Co , fils du ^{56}Ni synthétisé lors de l'explosion, est une indication qu'à ce moment l'émission dans le visible de la supernova est due au réchauffement des éjecta par la radioactivité des nouveaux isotopes synthétisés, en particulier la thermalisation des photons de 847 keV et des positrons (de moins de 1.4 MeV, d'une énergie au pic de 640 keV) créés par le ^{56}Co produit.

Du fait que 3.3% des positrons créés lors de l'explosion d'une SN Ia arrivent à s'échapper de son enveloppe pour ensemençer le milieu interstellaire, ces mêmes positrons manquent donc pour réchauffer d'autant l'enveloppe. Par conséquent, les courbes de lumière tardives des SN Ia montrent un déclin plus fort que celui dû à la décroissance radioactive seule du ^{56}Co . L'accumulation d'un grand nombre d'observations futures de courbes de lumière tardives de SN Ia sera par conséquent très importante afin de conforter le modèle des SN Ia et assoir sur de solides bases le taux de fuite des positrons.

Un modèle simple d'explosion En utilisant la cascade de désintégration du ^{56}Ni en ^{56}Co (avec une durée de vie $\tau_{Ni}=8.8$ jours) puis de ^{56}Co en ^{56}Fe (avec $\tau_{Co}=111.5$ jours), on trouve une date $t_{e+}=390$ jours après l'explosion, à laquelle l'enveloppe devient transparente aux positrons, correspondant au moment où il reste $N(t_{e+})/N_0=3.3\%$ des noyaux de ^{56}Co pouvant encore se désintégrer et libérer leurs positrons dans le milieu interstellaire :

$$\frac{N(t)}{N_0} = \frac{1/\tau_{Ni}}{1/\tau_{Co} - 1/\tau_{Ni}} (e^{-t/\tau_{Ni}} - e^{-t/\tau_{Co}}) \quad (6.10)$$

Nous vérifions qu'aux temps au delà de t_{e+} la masse restante de ^{56}Co , à savoir $M(t_{e+}) = Fr_{e+}M_0 = 3.9 \times 10^{31}$ g, produit bien le nombre $N_{e+}=8.0 \times 10^{52}$ de positrons, en utilisant le taux d'émission d'un positron par désintégration $Br = 19\%$, la masse molaire $M_{mol} = 56$ g/mol du ^{56}Co et le nombre d'Avogadro $N_{Avo} = 6.0 \times 10^{23}$ mol $^{-1}$:

$$N_{e+} = Br_{e+}Fr_{e+}M_0N_{Avo}/M_{mol} \quad (6.11)$$

Le modèle DD23C de l'explosion SN Ia prédit, outre la masse de ^{56}Ni synthétisée et le nombre de positrons qui s'en échappent, également l'énergie cinétique de l'explosion $E_{ej}=1.17 \times 10^{51}$ erg pour une masse d'éjecta $M_{ej}=1.34 M_{\odot}$. Dans un modèle très simple d'explosion à symétrie sphérique, la totalité de cette énergie cinétique $E_{ej} = \frac{1}{2}M_{ej}v_{ej}^2$ est imprimée au temps $t = 0$ aux éjecta, dont la coquille entre en expansion homologue libre avec un accroissement du rayon $R_{ej} = v_{ej}t$, une densité moyenne diminuant comme $\rho_{ej} = M_{ej}/(\frac{4}{3}\pi R_{ej}^3)$, et la densité de colonne traversée par les positrons décroissant avec le temps en t^{-2} :

$$\lambda_{ej} = \rho_{ej}R_{ej} = \frac{M_{ej}^2}{E_{ej}} \left(\frac{8}{3}\pi t^2 \right)^{-1}. \quad (6.12)$$

Les positrons, produits par les désintégrations des isotopes radioactifs supposés ne pas se mélanger avec les éjecta et donc rester piégés au centre de l'explosion (à $R = 0$), peuvent s'échapper des éjecta dès lors que λ_{ej} devient inférieur au libre parcours moyen des positrons dans ce milieu, λ_{e+} . Au temps $t_{e+}=390$ jours, qui correspond au moment où les éjecta deviennent transparents aux positrons, notre calcul donne $\lambda_{ej}=0.6$ g/cm 2 . Cette valeur, obtenue par ce modèle simple, est bien cohérente avec les mesures du libre parcours moyen pour des électrons (à défaut de positrons) dans du carbone ou de l'oxygène (un

6.3. SUPERNOVÆ IA COMME SOURCES DE POSITRONS

milieu proche de celui des éjecta de la SN Ia) et aux énergies $E \sim 1$ MeV auxquelles les positrons sont produits par la radioactivité β^+ du ^{56}Co (valeurs mesurées au CEA dans les années 1970 [244] : $\lambda_e=0.28$ g/cm² à $E=650$ keV, et $\lambda_e=0.37$ g/cm² à $E=800$ keV).

De ce calcul, d'après l'Eq. 6.12, le temps de fuite des positrons t_{e^+} est proportionnel à :

$$t_{e^+} \propto M_{ej}/E_{ej}^{-1/2} \quad (6.13)$$

Il peut être réduit et donc la fraction de positrons qui s'échappent des éjecta accrue, dans le cas d'une explosion à masse éjectée similaire, mais pour laquelle l'énergie cinétique des éjecta E_{ej} est augmentée. Nous reviendrons sur ce point lorsque nous discuterons les capacités de production de positrons par les hypernovæ (section 6.4).

Taux de SN Ia requis dans le bulbe galactique Dans l'hypothèse d'un taux égal de production et d'annihilation de positrons (hypothèse *steady-state* : observation d'un état d'équilibre, et non vue instantanée d'une évolution dynamique), afin d'expliquer le taux observé $L_{e^+}=1.25_{-0.29}^{+0.35} \times 10^{43}$ e⁺/s d'annihilations de positrons dans le bulbe galactique à partir des seules sources de supernovæ de type Ia relâchant 8×10^{52} e⁺/SN Ia, un taux moyen d'explosion de SN Ia de $0.50_{-0.11}^{+0.14}$ par siècle est requis (sachant que ces erreurs ne prennent pas en compte celles – inconnues – du modèle de SN Ia, notamment sur le taux d'échappement des positrons de leur enveloppe).

La question qui résulte de cette estimation est de savoir si ce taux de SN Ia nécessaire pour expliquer les positrons du bulbe s'accorde avec le taux observé.

6.3.2 Taux de SN Ia dans la région centrale galactique

Notre approche pour obtenir l'estimation du taux de SN Ia dans le bulbe galactique se base sur des mesures récentes de taux de SN Ia obtenues à partir d'études statistiques d'ensembles comportant un grand nombre de galaxies, dans lesquelles celles-ci se caractérisent par un petit nombre de paramètres globaux. Nous montrons que le bulbe de la Voie lactée correspond à une classe spéciale de galaxies, en utilisant la mesure du taux de SN Ia pour cette classe, nous dérivons une estimation du taux de SN Ia dans le bulbe galactique.

Première estimation Notre première estimation [55] était basée sur les taux de supernovæ obtenus par Capellaro et al [133] (voir Tab. 6.2) à partir d'études statistiques du plus grand jeu de données publié à ce jour comportant 136 supernovæ locales ($z < 0.04$) obtenues durant plusieurs décennies (depuis les années 1970) en observant plus de 8000 galaxies.

Des observations photométriques d'un grand nombre d'étoiles de notre Galaxie, basées sur les données acquises par 2MASS dans l'infra-rouge proche, ESO/NTT et le télescope spatial Hubble (HST), ont permis l'étude des distributions d'âge et de métallicité des étoiles du bulbe galactique. En sommant les contributions d'étoiles individuelles, Zoccali et al, 2003 [295], ont calculé la densité spectrale d'énergie du bulbe galactique entre 500 nm et 2 μm . La comparaison avec celle d'autres galaxies montre que de par sa densité spectrale d'énergie, le bulbe galactique est comparable à une galaxie de type Sa (ou Sc), enfouie

6.3. SUPERNOVÆ IA COMME SOURCES DE POSITRONS

Type de galaxie	SNR		
	SN Ia	SN Ib/c	SN II
E-S0	0.014 ± 0.004	< 0.001	< 0.001
Sa-Sb	0.026 ± 0.008	0.014 ± 0.007	0.062 ± 0.019
Sbc-Sd	0.041 ± 0.011	0.027 ± 0.012	0.169 ± 0.042

TABLE 6.2 – Taux d’explosion de supernovæ par unité de masse galactique pour différents types de supernovæ et de galaxies, exprimé en $SNU_M = (10^{10} M_\odot)^{-1} (100yr)^{-1}$. Ces taux prennent en compte la correction $SNR = SNR_c \times (H/75)^2$ à apporter aux valeurs de SNR_c issues de la *table 1* de Capellaro et al, 2003 [133], avec la constante de Hubble $H=71 \pm 6$ exprimée en $km s^{-1} Mpc^{-1}$ [160].

dans la Voie Lactée (elle même une galaxie de type Sbc). Dans cette première estimation nous nous autorisons ce rapprochement ; pour ce type de galaxies, les études statistiques de Capellaro et al, 2003 [133], basées sur les luminosités intégrales de galaxies dans la bande bleue (B), donnent un taux de SN Ia de $0.029 \pm 0.007 \times (10^{-10} M_\odot^{-1} 10^{-2} yr^{-1} (H/75)^2)$. La masse stellaire du bulbe galactique a été évaluée à $(2.03 \pm 0.26) 10^{10} M_\odot$ dans un modèle récent par Robin et al, 2003 [262], qui présente une vue synthétique de la structure de notre Galaxie. En utilisant la valeur de la constante de Hubble ($H=70 \pm 6 km s^{-1} Mpc^{-1}$, [160]), nous déduisons un taux de SN Ia dans le bulbe galactique de 0.05 par siècle. Si le bulbe galactique s’avérait être comparable à une galaxie elliptique (type E), le taux de SN Ia serait encore plus faible, à savoir 0.03 par siècle. Ces estimations sont en accord avec la valeur de 0.07 obtenue par Nomoto et al, 2003 [240], et de 0.03 obtenue par Matteucci et al, 1999 [229], à partir d’un modèle d’évolution de la Galaxie.

Estimation du taux de SN Ia dans le bulbe galactique Dans un récent papier, Mannucci et al, 2005 [221], ont calculé (pour le même jeu d’observations de supernovæ que celui utilisé par Capellaro [133]), le taux des SN Ia normalisé à la masse stellaire de la galaxie hôte et à sa luminosité dans l’infra-rouge, en utilisant le catalogue des magnitudes infra-rouges obtenu par 2MASS. Ce résultat semble plus pertinent que celui de Capellaro, obtenu dans la bande bleue, car la luminosité dans l’infra-rouge est plus directement reliée à la population d’étoiles donnant lieu à des SN Ia, à savoir les étoiles de faible masse dans des systèmes binaires. Mannucci et al concluent que le taux de SN Ia est à la fois fortement dépendant de la morphologie et de la différence de magnitude dans les couleurs B et K ($B - K = m_B - m_K$) des galaxies hôtes. En particulier le taux de SN Ia dans des galaxies irrégulières (jeunes) est ~ 20 fois plus élevé que dans des (vieilles) galaxies elliptiques (type E/S0). Pour des galaxies très bleues de magnitude B-K=2.6, le taux de SN Ia est ~ 30 fois plus élevé que pour des galaxies plus rouges que B-K>4.1. Ces observations indiquent qu’une partie non négligeable des SN Ia est en fait due à des systèmes jeunes, et trace le taux de formation d’étoiles. Mannucci et al montrent en particulier (Fig. 6.7, a) en fonction de la couleur B-K de la galaxie hôte, la variation du taux de SN Ia par unité de masse (SNU_M, exprimé en nombre de SN Ia par siècle et par $10^{10} M_\odot$ de la galaxie hôte) ainsi que par unité de luminosité (SNU_K, exprimé en nombre de SN Ia par siècle et par luminosité dans la bande K de la galaxie hôte, $L_{GAL,K}$, exprimée en unité de 10^{10} luminosités solaires dans la bande K, $L_{\odot,K}$).

En déterminant la couleur B-K du bulbe galactique, nous pouvons par conséquent obtenir

6.3. SUPERNOVÆ IA COMME SOURCES DE POSITRONS

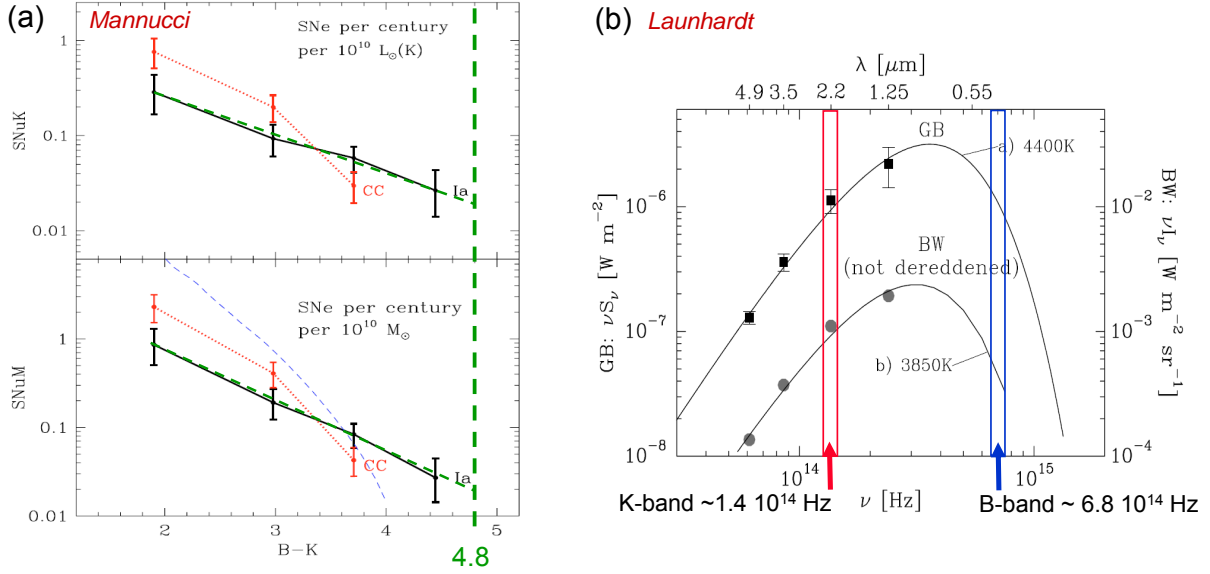


FIGURE 6.7 – (a) Taux de supernovæ de type Ia par unité de luminosité (SNUK) ou par unité de masse (SNUM) en fonction de la couleur B-K de la galaxie hôte, d’après Mannucci et al, 2005 [221], (b) et détermination de la couleur B-K du bulbe galactique, d’après Launhardt et al, 2002 [202].

deux estimations du taux de SN Ia dans le bulbe galactique, l’une basée sur sa masse, et l’autre sur sa luminosité. Pour cela nous utilisons la densité spectrale d’énergie du bulbe galactique d’après Launhardt et al, 2002 [202] (voir Fig. 6.7, b), qui est ajustée par un spectre de corps noir à la température $T_{GB} = 4400$ K. En utilisant les positions des fenêtres spectrales B = 6.8×10^{14} Hz et K = 1.4×10^{14} Hz [296], et les densités spectrales d’énergies du bulbe galactique [202] dans la bande B ($\nu F_\nu = 3.6 \times 10^{-7}$ W/m² pour $\nu = B$) et la bande K ($\nu F_\nu = 9.2 \times 10^{-7}$ W/m² pour $\nu = K$), on calcule la différence en magnitudes B-K, en utilisant la définition des magnitudes $m_\nu = 2.5 \log_{10}(F_\nu(0)/F_\nu(m_\nu))$ en fonction de la densité spectrale $F_\nu(m_\nu)$, pour laquelle les valeurs à la magnitude $m = 0$ sont $\nu F_\nu(0) = 2.9 \times 10^{-8}$ W/m² pour la bande $\nu = B$, et $\nu F_\nu(0) = 9.2 \times 10^{-8}$ W/m² pour la bande $\nu = K$ [296].

Le résultat obtenu par notre calcul est une couleur B-K = 4.8 pour le bulbe galactique (différence de magnitudes $m_B - m_K$). Il est intéressant de noter que le bulbe galactique apparaît similaire en couleur B-K au jeu des galaxies elliptiques (E/S0), pour lesquelles Mannucci et al [221] obtiennent une couleur B-K > 4.1. En prenant par ailleurs en considération la morphologie du bulbe galactique, et le fait qu’il se compose de vieilles étoiles (de ~ 10 milliards d’années), l’on peut considérer dans notre contexte que le bulbe galactique s’apparente à une galaxie elliptique enfouie dans la galaxie spirale qu’est notre Voie Lactée.

De l’analyse de Mannucci et al [221], nous obtenons avec B-K = 4.8 pour le bulbe galactique une estimation de taux de SN Ia par unité de masse de 0.02 ± 0.01 SNUM et un taux de SN Ia par unité de luminosité de 0.02 ± 0.01 SNUK (ligne verticale en tirets sur la Fig. 6.7, a). Notons que pour la moyenne des galaxies elliptiques Mannucci et al [221] obtiennent respectivement 0.044 ± 0.015 SNUM et 0.035 ± 0.013 SNUK. Une étude plus récente des mêmes auteurs [223] indique que le taux de SN Ia pour la catégorie particulière des

6.3. SUPERNOVÆ IA COMME SOURCES DE POSITRONS

galaxies elliptiques situées dans des amas de galaxies ($0.058_{-0.015}^{+0.019}$ SNUm) est en fait trois fois plus élevé que celui pour des galaxies elliptiques hors amas (à plus de 1.5 Mpc du plus proche amas en projection sur le ciel) avec $0.019_{-0.008}^{+0.013}$ SNUm. Il est remarquable que cette valeur correspond au taux que nous avons déterminé pour le bulbe galactique à partir de sa couleur B-K.

Il existe plusieurs estimations de la masse stellaire du bulbe galactique dans la littérature. Une valeur photométrique de $1.3 \pm 0.5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ a été déterminée par COBE [154]; en se basant sur la dynamique du bulbe $\sim 10^{10} M_{\odot}$ ont été obtenues [184, 227]; et enfin un modèle se basant sur la population des étoiles anciennes de la partie externe du bulbe donne $2.03 \pm 0.26 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ [262]. En prenant la valeur de $1.5 \pm 0.5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, nous déduisons un taux de SN Ia dans le bulbe galactique de 0.03 ± 0.02 par siècle.

En ce qui concerne les mesures de la luminosité du bulbe galactique, Launhardt et al [202] l'ont estimée à $L_{GB} = 1.0 \pm 0.3 \cdot 10^{10} L_{\odot}$, alors que des mesures de COBE [154] ont donné la valeur de $0.53 \pm 0.16 \cdot 10^{10} L_{\odot}$ et que des mesures plus anciennes [220] ont donné $2 \cdot 10^{10} L_{\odot}$. Ces valeurs peuvent être converties en luminosité solaire dans la bande K, en utilisant le facteur de conversion $L_{GB,K}/L_{\odot,K} = 1.815 L_{GB}/L_{\odot}$, que nous calculons à partir du rapport $L_{\odot,K}/L_{\odot}$ entre la brillance de surface dans la bande K et l'intégrale du corps noir du Soleil (à la température $T_{\odot} = 5780$ K), ainsi que le même rapport $L_{GB,K}/L_{GB}$ pour le corps noir du bulbe galactique ($T_{GB} = 4400$ K). En utilisant la luminosité du bulbe galactique déterminée par Launhardt et al [202] nous obtenons par conséquent un taux de SN Ia dans le bulbe galactique de 0.036 ± 0.021 par siècle, en accord avec celui calculé en se basant sur sa masse.

Notre estimation du taux de SN Ia dans le bulbe galactique de 0.03 ± 0.02 par siècle est en accord avec la valeur de 0.05 prédite par Matteucci et al, 1999 [229] (Figure 6 de ce papier), basée sur un modèle d'évolution chimique de la Galaxie. Ce taux de SN Ia est cependant incompatible avec l'hypothèse que les SN Ia puissent contribuer de façon dominante à l'injection des positrons dans le bulbe galactique. Cependant il pourrait y avoir une composante additionnelle en provenance de SN Ia dans la région la plus centrale de la Galaxie, celle du noyau galactique (*Galactic Nuclear Bulge* en anglais). Est-elle suffisante à combler l'écart ?

Estimation du taux de SN Ia dans le noyau galactique Dans un papier récent, Mannucci et al, 2006 [222], ont découvert deux populations de SN Ia qui diffèrent dans leur délai entre la formation de l'étoile progéniteur et l'explosion en supernova, ce qui suggère que deux modes de production de SN Ia existent, un mode prompt et un mode retardé. Le mode retardé correspondrait au scénario standard, associé à une naine blanche (étoile dégénérée) qui accrete de la matière d'une étoile compagnon jusqu'à ce que l'explosion aie lieu après plusieurs milliards d'années, alors que le mode prompt pourrait correspondre à la fusion de deux étoiles de type naines blanches (système doublement dégénéré) après un temps de moins de cent million d'années, suivie de l'explosion.

Alors que le mode retardé s'applique certainement à la population des vieilles étoiles du bulbe galactique, où la formation d'étoiles s'est arrêtée il y a environ 10 milliards d'années, le mode prompt pourrait s'appliquer au noyau galactique, et nous nous intéressons par conséquent au taux de SN Ia associé.

Le noyau galactique (décrit dans Launhardt et al [202], nous y reviendrons à la section 6.4.3) apparaît comme un massif complexe d'étoiles et de nuages moléculaires et se présente sous forme d'un disque de rayon ~ 225 pc et de hauteur ~ 50 pc, localisé dans la

6.3. SUPERNOVÆ IA COMME SOURCES DE POSITRONS

région la plus centrale de la Galaxie, qui est distincte du bulbe galactique beaucoup plus volumineux avec un diamètre de quelques kpc.

Le noyau galactique est une région très active de la Galaxie, avec un important taux de formation de nouvelles étoiles. Sa masse stellaire totale et sa luminosité sont respectivement $0.14 \pm 0.06 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ et $0.25 \pm 0.1 \cdot 10^{10} L_{\odot}$, la plupart de la luminosité étant due à des étoiles jeunes et massives de la séquence principale. Le taux de formation d'étoiles massives du noyau galactique est comparable à celui de toute la Voie lactée (où il se forment de l'ordre de $0.04 M_{\odot}$ de nouvelles étoiles par M_{\odot} d'étoiles et par milliard d'année). Par conséquent, dans une première approche, si l'on considère le noyau galactique comme une petite galaxie spirale enfouie dans la Voie lactée, nous estimons son taux de SN Ia en utilisant le taux par unité de masse pour les galaxies spirales de 0.17 ± 0.07 SNuM de Mannucci et al [221]. De cette manière, nous obtiendrions un taux de SN Ia de 0.024 ± 0.014 par siècle pour le noyau galactique. Cependant la fonction de masse initiale des étoiles du noyau galactique suit la relation $\Psi(M) \propto M^{-1.7-1.9}$, différente de la fonction de masse initiale galactique standard de Salpeter $\Psi(M) \propto M^{-2.3}$. Par conséquent au sein du noyau galactique le nombre de naines blanches formées est augmenté, ce qui augmente le nombre de SN Ia attendues du même facteur. Puisque des naines blanches sont formées pour des masses comprises entre 3 et 8 M_{\odot} parmi toutes les étoiles formées (masses de 0.1 à 120 M_{\odot}), le nombre de naines blanches (*white dwarfs* en anglais) par M_{\odot} formé est :

$$N_{WD} = \int_3^8 \Psi(M) dM / \int_{0.1}^{120} M \Psi(M) dM \quad (6.14)$$

Pour toute la Galaxie, ce nombre est estimé à $N_{WD} = 0.021 M_{\odot}^{-1}$, alors que dans le noyau galactique l'on s'attend à $N_{WD} = 0.029 M_{\odot}^{-1}$. En prenant en compte cette augmentation, nous estimons le nombre supplémentaire de SN Ia dans le noyau galactique par le nouveau mode prompt à 0.03 ± 0.02 par siècle.

Vérification des taux de SN Ia dans les régions centrales de la Galaxie Dans cette section, nous présentons une évaluation alternative et vérification des taux de SN Ia précédemment déterminés.

Le taux de SN Ia dans le noyau galactique peut encore être évalué d'une autre manière. En comparant le taux de SN Ia (*SNR, type Ia supernova rate*) et le taux de formation d'étoiles (*SFR, star formation rate*) à différents décalages vers le rouge (distances cosmologiques), et en supposant que ce rapport s'applique également localement, à savoir dans le noyau galactique, l'on peut déduire le taux *SNR* du taux *SFR* dans cette zone. Le taux *SFR* peut être estimé en divisant la masse totale des étoiles dans le système ($1.4 \cdot 10^9 M_{\odot}$) par son âge (10 Gyr), en supposant un taux de formation d'étoiles plus ou moins constant ([158]). Un retard faible entre formation d'étoile et explosion implique que le taux *SNR* cosmique suit le taux *SFR*. Le facteur de conversion entre *SNR* et *SFR* peut être déterminé par les observations. Barris et Torny [122] obtiennent $1.7 \cdot 10^{-3}$ SN Ia par M_{\odot} . Nous en déduisons un *SNR* de 0.024 par siècle pour le noyau galactique, ce qui est en accord avec notre précédente estimation. La validité des hypothèses de ce calcul doit être analysée plus en profondeur, en prenant également en compte les incertitudes sur l'évolution du taux de formation d'étoiles *SFR* et la correction à apporter due à l'absorption par les poussières sur de grandes distances [138].

6.3. SUPERNOVÆ IA COMME SOURCES DE POSITRONS

Les deux modes de SN Ia, prompt et retardé, présentés par Mannucci et al [222], ont été modélisés par Scannapieco et al [270], en donnant une estimation du taux de SN Ia en fonction de la masse M de la galaxie hôte et du taux de formation d'étoiles actuel SFR , avec les paramètres $A=0.044\pm 0.015$ et $B=2.6\pm 1.1$:

$$\frac{SNR}{100\text{yr}} = A \frac{M}{10^{10} M_{\odot}} + B \frac{SFR}{10^{10} M_{\odot} \text{Gyr}^{-1}} \quad (6.15)$$

En appliquant ce modèle au bulbe galactique en utilisant $M_{GB}=1.5\pm 0.5$ (exprimé dans les unités de l'équation 6.15) et $SFR_{GB}=0$, nous obtenons $SNR_{GB}=0.06\pm 0.03$ SN Ia par siècle. Pour le noyau galactique, en utilisant $M_{NB}=0.14\pm 0.06$ et $SFR_{NB} = M_{NB}/10$ Gyr, nous obtenons $SNR_{NB}=0.04\pm 0.03$ SN Ia par siècle. Ces valeurs sont de nouveau compatibles avec nos estimations précédentes.

6.3.3 Insuffisance des SN Ia comme source des positrons du bulbe

En se basant sur les arguments précédemment exposés, nous avons obtenu une estimation du taux de SN Ia (parmi les vieilles étoiles) du bulbe galactique de 0.03 ± 0.02 par siècle, et (parmi les jeunes étoiles) du noyaux galactique de 0.03 ± 0.02 par siècle également. Le cumul de ces deux contributions est cependant incompatible d'un facteur environ 10 avec le taux requis de $0.50^{+0.14}_{-0.11}$ SN Ia par siècle, dans l'hypothèse où les SN Ia seraient les principales sources d'injection de positrons dans les régions centrales de la Galaxie. Par conséquent, il faut conclure que les SN Ia ne contribuent que pour une faible fraction à la source des positrons observés dans le bulbe galactique.

L'on pourrait bien sûr objecter que le modèle de SN Ia utilisé dans cette estimation, qui est basé sur $\sim 3\%$ de taux d'échappement de positrons, est incertain et que jusqu'à 30% pourraient s'en échapper afin de remplir le déficit. Cette grande fraction d'échappement pourrait résulter de modèles dans lesquels les isotopes radioactifs de ^{56}Co sont bien mélangés avec l'enveloppe de l'étoile dans l'explosion, ce qui résulterait par une fuite précoce de positrons (au plus tard 143 au lieu de 390 jours après l'explosion). Dans ce cas, au moment de la transparence une fraction significative de l'énergie serait perdue, emportée par les positrons produits dans la désintégration du ^{56}Co avec un spectre dont le maximum est à 640 keV. Les photons de 847 keV produits dans la même désintégration s'échapperaient même plus tôt (et donc on les aurait vus). Cette perte d'énergie chaufferait moins les éjecta, et la décroissance de la courbe de lumière des SN Ia serait plus abrupte, ce qui ne semble pas observé (voir [234, 268] pour l'observation de la courbe de lumière tardive de SN 1996X pour ~ 500 jours). Notons aussi que la courbe de lumière tardive de SN 2000cx [290] est cohérente avec un taux d'échappement nul de positrons, cependant cette SN Ia est atypique spectroscopiquement (donc en surface), ce qui ne veut cependant pas dire qu'elle l'est aussi dans sa structure profonde (où se déroule la nucléosynthèse). Bien sûr le taux d'échappement de positrons des enveloppes de SN Ia reste à confirmer par des observations à venir, mais aussi par une modélisation plus sophistiquée (3D) de ces explosions (c.f. Röpke, Hillebrandt et al [265]).

Hypothèse de transport galactique Le fait que les positrons sont observés par leur annihilation dans la région du bulbe galactique, ne veut pas dire qu'ils sont également produits localement. On pourrait donc s'autoriser l'hypothèse d'une migration de positrons

sur de très grandes distances depuis leur site de production vers le bulbe galactique où ils s'annihilent en particulier sur les nuages moléculaires présents en grand nombre dans le noyau galactique, comme prônée par certains auteurs (Prantzos [252] en invoquant une canalisation par les lignes du champ magnétique galactique, et récemment Lingenfelter, Higdon & Rothschild, 2009[211, 171]). En considérant le taux de SN Ia déterminé par Mannucci et al, 2007 [223], pour une galaxie de type Sbc comme la nôtre ($0.140^{+0.045}_{-0.035}$ SNUM) et la masse de $4.5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ pour l'ensemble des étoiles de la Galaxie (estimée à $2.0(\text{bulbe})+2.15(\text{disque épais})+0.39(\text{disque mince})+0.03(\text{halo}) \cdot 10^{10} M_{\odot}$ à partir du modèle de Robin et al[262]), nous estimons le taux de SN Ia pour la Galaxie entière à 0.63 par siècle, ce qui se traduit en un taux d'injection de $1.6 \cdot 10^{43} e^+ / s$ (notons qu'avec $8 \cdot 10^{52} e^+$ par SN Ia, soit une fuite de 3.3%, ceci est près d'un facteur 2 fois moins que le taux annoncé par Lingenfelter et al, 2009 [211]). On doit par conséquent invoquer un mécanisme de transport très efficace d'une très large majorité des positrons produits par l'ensemble des SN Ia de la Galaxie vers le bulbe galactique, sans fuite importante dans le milieu inter-galactique et sans annihilation – non observée – durant le parcours, afin d'expliquer l'annihilation observée des positrons dans le bulbe. L'existence d'un tel mécanisme de transport nécessite encore d'être approfondie.

La conséquence des difficultés qu'ont les SN Ia d'injecter en assez grand nombre des positrons dans le bulbe galactique est d'ouvrir la porte à d'autres pistes d'explication, que nous avons également explorées.

6.4 Hypernovæ comme candidat de la source de positrons du bulbe galactique

Dans cette section nous détaillons l'idée (que nous avons avancée dans les articles Schanne et al, 2004 [55], et Cassé et al, 2004 [62]) basée sur le fait que des hypernovæ, à savoir des explosions d'étoiles de type Wolf-Rayet en rotation rapide et produisant des éjections asymétriques, pourraient apporter une contribution importante aux sources susceptibles d'injecter des positrons dans la région centrale de la Galaxie. Elle fait suite à l'observation d'une supernova de type Ic inhabituelle, dénommée SN2003dh, sous-jacente au sursaut gamma GRB030329, aussi surnommé pierre de Rosette des sursauts gamma, car cet événement a permis pour la première fois d'établir un lien direct entre supernovæ et sursauts gamma.

6.4.1 Le sursaut gamma GRB030329/hypernova SN2003dh

Même si nous reparlerons de sursauts gamma au chapitre 7, je voudrais ici présenter la pierre de Rosette dans la compréhension du phénomène des sursauts gamma longs.

Caractéristiques de GRB030329 Le 29 mars 2003, à 11h 37mn 14.67s UT, le satellite HETE-2 a détecté un sursaut gamma, dénommé GRB030329 [254]. Avec une émission de photons gamma durant 25 s, ce sursaut gamma appartient à la catégorie des sursauts qualifiés de longs. Son flux au pic (durant la seconde la plus brillante) est de 7×10^{-6} erg $s^{-1} cm^{-2}$ dans la bande 30–400 keV, si bien que ce sursaut se compare aux 0.2% des plus brillants obtenus par BATSE/*CGRO* durant ses 9 ans d'observations. L'énergie

6.4. HYPERNOVÆ COMME SOURCES DE POSITRONS

rayonnée en gamma dans l'hypothèse d'une émission isotrope est de 0.9×10^{52} erg, ce qui correspond à titre de comparaison à l'énergie de liaison gravitationnelle totale ($\sim 10^{53}$ erg) d'une étoile massive standard, progéniteur d'une supernova de type gravitationnelle, dont 99% sont emportés par des neutrinos lors de l'explosion, alors que l'énergie cinétique des ejecta est de l'ordre de $\sim 10^{51}$ erg, et l'énergie rayonnée dans le visible de $\sim 10^{49}$ erg. Cependant l'on pense que l'émission en gamma de ces sursauts s'effectue sous forme de jets d'un angle d'ouverture de quelques degrés, ce qui laisse toujours de l'ordre de 10^{49} ergs emportés par les seuls rayons gamma.

Observation de SN2003dh La localisation de GRB030329 à l'intérieur d'une boîte d'erreur de 2 minutes d'arc a été transmise après 1.4 h au réseau d'alerte GCN, après quoi des télescopes opérant dans le visible ont débuté des observations de suivi de la courbe de lumière de la rémanence du sursaut comme détaillé dans [285]. Dans les premières heures, la magnitude dans le visible a été ≤ 12 , si bien que cette source aurait probablement pu être vue à l'œil nu dans les premières minutes après l'événement¹⁴. L'émission rémanente dans le visible est probablement produite par effet synchrotron lors de l'interaction du jet avec le milieu interstellaire ambiant. Un changement de pente observé dans la courbe de lumière de GRB0303029 indiquerait un changement dans l'angle d'ouverture du jet suite à la décélération des particules du jet et accrédite ces modèles d'émission gamma non isotrope.

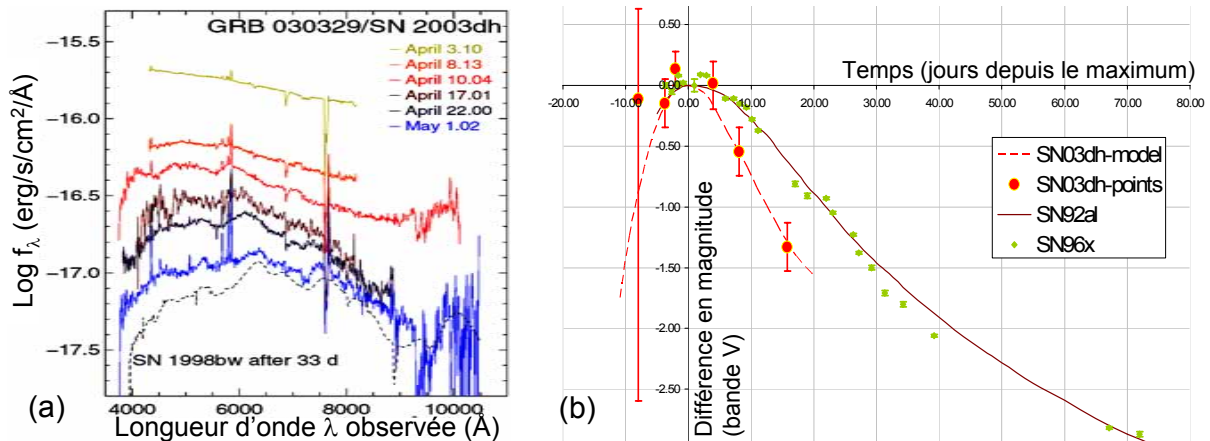


FIGURE 6.8 – Spectre et courbe de lumière de GRB030329/SN2003dh. (a) Spectre d'après [173]. (b) Comparaison de la courbe de lumière dans le visible (bande V) de SN2003dh [173] avec celles de deux SN Ia typiques (bande V), SN1996X [268] et SN1992al [168], normalisées à leur maximum ($t=0$ et $\text{magnitude}=0$).

Des spectres de la rémanence dans le visible ont été observés à différentes époques par Hjorth et al, 2003 [278] (voir Fig 6.8, a), et d'autres [278]. Les spectres initiaux suivent

14. Entre-temps un autre sursaut gamma, GRB080319B, appelé le "sursaut visible à l'œil nu", a été détecté par le satellite *Swift* de la NASA et simultanément observé par un télescope à grand champ polonais, P10FTHE SKY, avec une magnitude dans le visible inférieure à 6 et donc théoriquement observable à l'œil nu. Avec un décalage vers le rouge $z = 0.94$ [288], cet événement se situe à la moitié de la distance (7 milliards d'années lumière) qui nous sépare de l'horizon d'observabilité de l'Univers, et représente la source la plus lointaine à ce jour qu'un homme aurait pu voir avec ses yeux s'il avait regardé le ciel au bon endroit au bon moment.

6.4. HYPERNOVÆ COMME SOURCES DE POSITRONS

la loi de puissance typique des spectres de la rémanence de sursauts gamma, surimposés à des raies d'émission fines des régions H_{II} de la galaxie hôte. Une analyse spectrale du VLT/UVES a permis de déterminer le décalage vers le rouge de $z = 0.1685$, ce qui équivaut à une distance de luminosité¹⁵ de ~ 800 Mpc. Ainsi GRB030329 est le plus proche des sursauts gamma jamais observés, mis à part celui, atypique et très faible, associé à la supernova SN1998bw située à ~ 37 Mpc. Les spectres tardifs (acquis après 7 jours) ressemblent de plus en plus à ceux d'une supernova [173] et révèlent la présence d'un événement supernova (SN2003dh) sousjacent au sursaut gamma GRB030329. Le spectre de la supernova est mis en évidence après soustraction du spectre de la rémanence précoce ; il est caractérisé par l'absence de raies d'hydrogène élargies, ce qui classe l'événement en supernova de type I. L'absence de raies de l'hélium et du silicium et l'apparence de raies larges du manganèse et de l'oxygène après 27 jours indiquent une SN Ic, l'explosion d'une étoile de Wolf-Rayet, qui est un cœur d'étoile de C-O, dépourvu d'enveloppe. De l'élargissement des raies spectrales Hjorth et al [173] montrent que les vitesses d'expansion sont très importantes, allant jusqu'à 3.6×10^4 km s⁻¹ à 10 jours après l'explosion. De plus Hjorth et al montrent [173] que l'échelle temporelle de la courbe de lumière de cette supernova est particulièrement courte comparée à un SN Ic typique (comme par exemple SN1998bw), et ils concluent que cet événement est en fait une hypernova, l'explosion asymétrique (à symétrie non sphérique, mais axiale) d'une étoile de type Wolf-Rayet observée le long de son axe de rotation.

Courbe de lumière de SN2003dh Sur la Fig. 6.8 (b) nous comparons la courbe de lumière de SN2003dh [173] avec des courbes de lumière de SN Ia standard. La décroissance des courbes de lumière de supernovæ dans le visible est connue pour suivre la loi de décroissance radioactive du ⁵⁶Co, fils du ⁵⁶Ni, synthétisé lors de l'explosion. Par conséquent elles tirent leur énergie de la radioactivité du ⁵⁶Co, à savoir des photons de 847 keV et des positrons (de 640 keV au pic ; produits dans 19% des cas) émis lors de sa désintégration β^+ . A temps précoces, les éjecta sont opaques aux photons γ et aux positrons, qui cèdent leur énergie pour chauffer les éjecta et produire la courbe de lumière dans le visible.

Dans le cas de SN2003dh nous observons une décroissance beaucoup plus rapide que dans le cas des SN Ia. Par conséquent, nous devons conclure (i) que les éjecta deviennent transparents bien plus rapidement, (ii) qu'ils sont par conséquent moins efficacement chauffés par la radioactivité du ⁵⁶Co, et (iii) que ses photons γ et positrons doivent fuir hors des éjecta avant de pouvoir y déposer leur énergie. En conclusion, pour une quantité comparable de ⁵⁶Ni initialement synthétisée dans l'explosion, le taux de relâchement de positrons par ce type d'hypernovæ est fortement augmenté par rapport au cas des SN Ia présenté précédemment.

6.4.2 Production de positrons par les hypernovæ

Modélisation de la courbe de lumière de SN2003dh La courbe de lumière de SN2003dh a été reproduite par un modèle à deux composantes [293] en modélisant l'explosion asymétrique par une éjection polaire rapide combinée à une éjection équatoriale lente, similaire à [217]. Dans ce modèle une étoile de Wolf-Rayet (cœur C-O mis à nu) de $10 M_{\odot}$ en rotation rapide explose et synthétise $M_{Ni}=0.5 M_{\odot}$ de ⁵⁶Ni ; elle produit 8

15. en considérant les paramètres cosmologiques $\Omega_{\Lambda}=0.73$, $\Omega_M=0.27$, $H_0=71$ km s⁻¹Mpc⁻¹.

6.4. HYPERNOVÆ COMME SOURCES DE POSITRONS

M_{\odot} d'éjecta et un résidu compact de $2 M_{\odot}$. Dans un cône de demi angle d'ouverture 45° , une masse $M=1.2 M_{\odot}$ est éjectée (par cône) avec une énergie cinétique très importante $E=1.25 \times 10^{52}$ erg, le reste ($5.6 M_{\odot}$) est éjecté dans la région équatoriale à faible vitesse.

Estimation du nombre de positrons produits Notre calcul simple d'une explosion à symétrie sphérique (présenté en section 6.3.1) avec synthèse et confinement des produits radioactifs, notamment du ^{56}Co , au plus profond des éjecta, s'applique toujours dans le cadre du modèle d'explosion asymétrique, cette fois-ci restreint à l'intérieur d'un cône. En particulier, d'après l'équation 6.13, le temps de fuite des positrons de l'enveloppe se comportant comme $t_{e^+} \propto ME^{-1/2}$, la densité de colonne des éjecta ρR décroît en dessous du libre parcours moyen des positrons ($\lambda=0.6 \text{ g cm}^{-2}$) au bout de $t_{e^+}=107$ jours ; à ce moment les éjecta deviennent transparents aux positrons, et 42% de la masse de ^{56}Co formée initialement lors de l'explosion ne s'est pas encore désintégrée, par conséquent elle produira encore 10^{54} positrons qui s'échappent des éjecta.

Dans le cas d'un mélange important du ^{56}Co avec les éjecta, comme suggéré par le temps de croissance rapide de la courbe de lumière de SN2003dh et l'asymétrie de l'explosion, on peut s'attendre à ce que la quasi-totalité des $2 \times 10^{54} e^+$ formés par la désintégration du ^{56}Co s'échappe des éjecta. Par conséquent des hypernovæ de type SN2003dh peuvent contribuer de manière significative comme sources des positrons injectés dans la région du bulbe galactique. En particulier SN2003dh produirait 25 fois plus de positrons qu'une SN Ia classique. Le taux d'annihilation de positrons observés par SPI dans le bulbe galactique pourrait donc être expliqué par des hypernovæ de type SN2003dh seules, si leur taux d'occurrence moyenne était de 0.02 par siècle.

Estimation de taux d'hypernovæ Le taux d'hypernovæ dans la région centrale de la Galaxie est très incertain. Cependant, une première estimation peut être obtenue de la même manière que ce qui a été fait pour le taux de SN Ia dans le bulbe galactique.

Considérons la zone du noyau galactique (voir sections 6.3.2 et ci-dessous), cette région active de formation d'étoiles au centre de la Galaxie, dans laquelle des hypernovæ sont susceptibles d'exploser. Le noyau galactique peut être assimilé à une galaxie spirale enfouie dans le bulbe galactique, avec une masse stellaire de $0.63 \times 10^{10} M_{\odot}$ [166]. A partir du taux de SN Ib/c dans des galaxies spirales obtenues par Capellaro et al, 2003 [133], à savoir $(0.030 \pm 0.011) \times [10^{10} M_{\odot} 10^{-2} \text{ yr} \times (H/75)^2]^{-1} = 0.027 \pm 0.012 \text{ SNum}$, le taux global de SN Ib/c dans le noyau galactique serait de 0.02 ± 0.01 par siècle. Notons que si l'on considère le taux plus favorable déterminé récemment par Mannucci et al, 2007 [223], pour les galaxies spirales hors amas, à savoir $0.12^{+0.08}_{-0.05} \text{ SNum}$, ce taux global de SN Ib/c serait 4 fois plus important, soit $0.08^{+0.05}_{-0.03}$ par siècle. Parmi toutes les SN Ib/c, cependant, seule une fraction donnera lieu à des hypernovæ. Selon l'estimation de Podsiadlowki et al, 2004 [249], la plupart des supernovæ de la catégorie SN Ib/c sont de véritables SN Ic, mais seulement une fraction d'environ $\sim 5\%$ des SN Ic observées seraient des hypernovæ qui requièrent des conditions particulières comme la rotation rapide en plus d'être de type SN Ic. Des biais d'observation dus à des hypernovæ sur-lumineuses pourraient aussi entrer en jeu, et diminuer cette fraction à $\sim 1\%$. De plus, parmi les 5 hypernovæ observées (SN1997dq, SN1997ef, SN1998bw, SN2002ap, SN2003dh), l'une d'entre elles (SN2003dh) est un candidat favorable à la production de positrons. Cependant, l'on s'attend à une fraction exceptionnellement forte [250] de systèmes binaires formés dans la zone nucléaire

6.4. HYPERNOVÆ COMME SOURCES DE POSITRONS

de la Galaxie, ce qui favoriserait des hypernovæ, qui pourraient être deux fois plus fréquentes qu'en moyenne dans la Galaxie. Face à ces nombres, une première estimation du taux d'hypernovæ de type SN2003dh dans la zone du noyau galactique couvrirait la fourchette d'environ 10^{-4} à 1.6×10^{-3} par siècle, et serait par conséquent encore trop faible d'au moins un facteur 10 pour que les hypernovæ soient les candidats dominants de l'injection de positrons dans le bulbe galactique.

Un candidat d'hypernova dans la zone centrale galactique Le reste de supernova Sgr A Est, étudié par Maeda et al, 2002 [216], en utilisant des données en rayons X de *Chandra* est par ailleurs un candidat très prometteur d'hypernova dans la zone nucléaire de la Galaxie. Ce reste de supernova est situé à quelques parsecs du centre de la Galaxie, et il a été créé par l'effondrement du cœur d'une étoile massive (d'une masse entre 13 et 20 M_{\odot}), il y a de cela $\sim 10^4$ ans. De plus ce reste a été associé à la source 3EG J1746-2852 observée par EGRET/*CGRO* [156]. La luminosité en rayons gamma dans la bande d'EGRET pourrait avoir été produite par l'expansion du reste de supernova dans le milieu dense (jusqu'à 10^3 cm^{-3}) et hautement magnétisé (jusqu'à 0.2 mG) environnant, cependant si une source de positrons y était associée, elle serait plutôt ponctuelle pour SPI, ce qui est exclu.

6.4.3 Région du noyau galactique et propagation de positrons

Dans cette section, nous considérons la région centrale de la Galaxie, où l'on peut s'attendre à des événements de type hypernovæ susceptibles de relâcher des positrons, et nous allons nous intéresser à leur propagation.

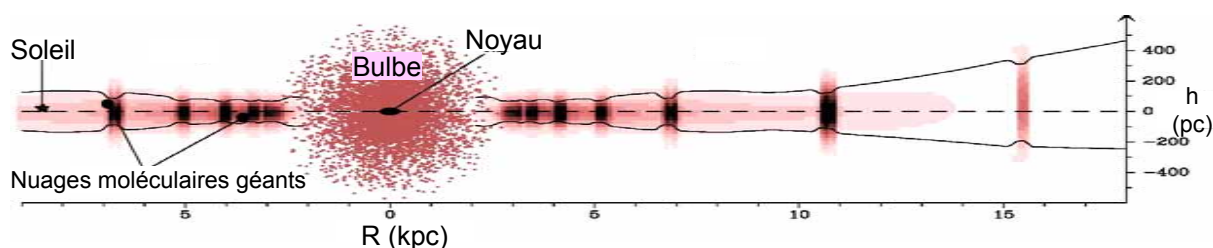


FIGURE 6.9 – Schéma de la Galaxie vue par la tranche (d'après Launhardt et al [202]). GD=disque, GB=bulbe, NB=zone du noyau, GMC=nuages moléculaires.

Le zone du noyau galactique Les caractéristiques physiques à grande échelle des étoiles et de la matière interstellaire dans le noyau de la Galaxie ont été décrits par Launhardt et al, 2002 [202] (voir Fig 6.9). Notre Soleil se situe à 8 kpc du centre galactique dans le disque galactique mince, qui contient un certain nombre de nuages moléculaires géants. Le bulbe galactique, d'un rayon de 1-2 kpc, est principalement composé d'anciennes étoiles qui évoluent dans un gaz environnant de très faible densité, et l'on ne s'y attend donc pas à des formations d'étoiles, et donc pas à des supernovæ gravitationnelles, ni des hypernovæ en particulier. Par contre, la zone du noyau de la Galaxie est très riche en formation d'étoiles, et contient beaucoup d'étoiles jeunes, progéniteurs de supernovæ gravitationnelles et d'hypernovæ en particulier. Cette zone nucléaire de la Galaxie (voir

6.4. HYPERNOVÆ COMME SOURCES DE POSITRONS

Fig 6.10) a une géométrie de 450 pc de diamètre et de 50 pc de hauteur [166]. Le contenu stellaire de la zone nucléaire s'élève à $6.3 \times 10^9 M_{\odot}$, émettant une luminosité de $2.5 \times 10^9 L_{\odot}$, dont 70% est produite par des étoiles jeunes et massives de la séquence principale, dans les bandes visibles et UV. Ces étoiles forment un amas d'étoiles au centre (avec une densité qui décroît en R^{-2}), entouré d'un disque stellaire qui s'étend à $R \simeq 225$ pc, ce qui donne à cet ensemble d'étoiles la forme d'une galaxie de type spirale. Dans la zone du noyau galactique se situent également des nuages moléculaires géants (d'une masse de $8 \times 10^7 M_{\odot}$), qui sont des concentrations très massives de matière interstellaire, qui ne s'effondrent pas, probablement à cause d'effets de forces de marée créées par le trou noir central, dont la masse s'élève à environ $3 \times 10^6 M_{\odot}$. La distribution des nuages moléculaires est très irrégulière, ces nuages ne remplissent que de l'ordre de 1% du volume de la zone, et sont remplis d'un gaz de haute densité (environ 10^4 cm^{-3}). L'observation de transitions moléculaires CO ($J=4 \rightarrow 3$), à l'aide du télescope sub-millimétrique de AST/RO situé près du pôle sud, a permis de publier des cartes [186] de la zone nucléaire de la Galaxie, qui sont de bons traceurs de ces concentrations moléculaires, et ont permis de détecter la forme et la localisation des nuages moléculaires dans le noyau galactique. La masse du gaz autour de ces nuages s'élève à $2.5 \times 10^6 M_{\odot}$, et se distribue sous forme d'un disque interne froid d'une température de ~ 30 K s'étendant jusqu'à $R \simeq 110$ pc, et d'un tore externe encore plus froid, qui contribue à 80% de la masse du gaz, à une température de ~ 20 K et une extension radiale jusqu'à $R \simeq 225$ pc.

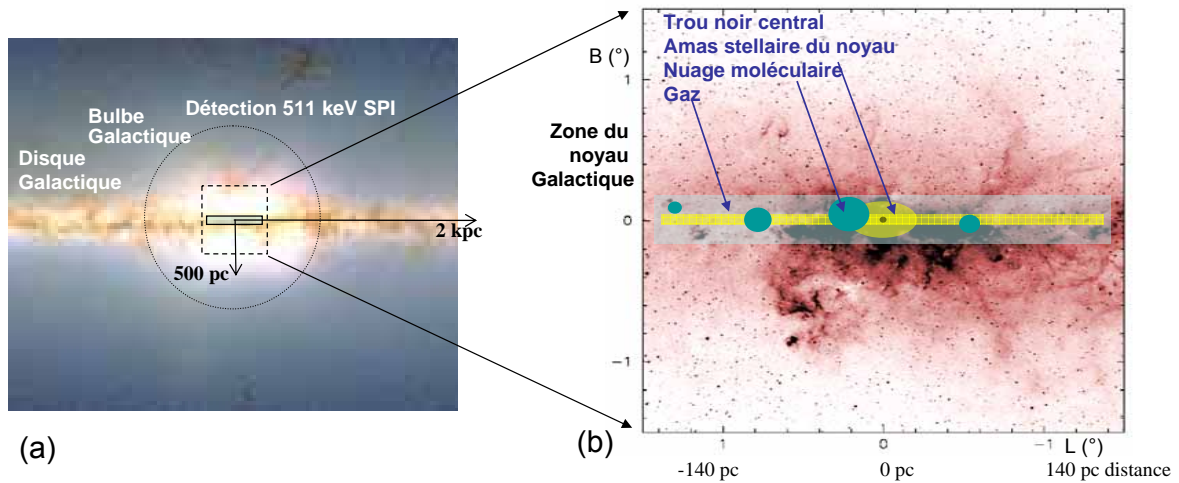


FIGURE 6.10 – (a) Image de la région centrale de la Galaxie, obtenue par comptage d'étoiles dans le Two Micron All Sky Survey (2MASS), jeu de données d'environ 100 millions d'étoiles, les couleurs représentent la densité locale d'étoiles [307]; le disque et bulbe galactique apparaissent, la région de détection du 511 keV est sur-imposée. (b) Zoom sur le noyau de la Galaxie; image infra-rouge ($8 \mu\text{m}$) observée par MSX [127], sur-imposée des structures schématisques du noyau galactique.

Positrons du disque contre positrons du centre galactique Nous voudrions à cet endroit répondre à la question, pourquoi, dans le cas de positrons produits par des hypernovæ (ou même SN Ia), l'on ne s'attend pas à voir des annihilations de positrons en provenance du disque galactique, mais seulement de la région centrale galactique. Des hypernovæ sont en effet également attendues dans le disque galactique, cependant les

6.4. HYPERNOVÆ COMME SOURCES DE POSITRONS

positrons produits par leur explosion dans la région centrale de la Galaxie y restent plus facilement piégés, puisqu'elle est localisée dans le bulbe galactique, qui offre à la fois une zone de confinement et de la matière à leur annihilation. Inversement des positrons produits par les hypernovæ du disque galactique sont plus aptes à s'échapper de cette zone galactique très mince (épaisseur du disque de ~ 100 pc), et pourraient s'échapper de la Galaxie sans s'annihiler in-situ (l'on pourrait éventuellement penser à un mécanisme de transport à grande échelle de ces positrons du disque, qui au lieu de s'échapper de la Galaxie pourraient être ramenés vers la région centrale de la Galaxie, par exemple à l'aide d'un champ magnétique approprié, restant cependant à découvrir). De plus dans la région de formation d'étoiles du noyau galactique, la formation de systèmes binaires est plus fréquente, ce qui est favorable à des étoiles progéniteurs de SN Ic en rotation rapide et donc des hypernovæ asymétriques. Aussi, la fonction de masse initiale des étoiles de masse m du disque galactique est $dN/dm \propto m^{-\alpha}$ avec une pente $\alpha=3$ selon Robin et al [262] (supérieure à la relation standard de Salpeter $\alpha=2.35$), alors qu'elle est beaucoup moindre dans la zone nucléaire galactique, α entre 1.2 et 1.6 selon Figer et al [158]. En conséquence, même si le disque galactique contient plus d'étoiles massives que la zone nucléaire, la situation serait plus équitable pour des étoiles très massives, propices à des hypernovæ. Finalement des considérations de géométrie font en sorte que l'annihilation de positrons par angle solide observé est plus importante dans la région centrale de la Galaxie que dans le disque.

Propagation et annihilation de positrons dans la zone nucléaire galactique

Supposons que des positrons sont produits par des hypernovæ de la zone nucléaire de la Galaxie et étudions leur propagation et annihilation dans cette zone.

Considérons d'abord l'interaction de positrons avec les nuages moléculaires de la zone. La température du gaz dans les nuages moléculaires se situe entre ~ 50 et 70 K, ce qui est inférieur au seuil d'échange de charge [166], si bien que l'on ne s'attend pas à la formation de positronium à partir de positrons qui pénètrent dans ces nuages. Alors que la plupart de l'annihilation des positrons passe par l'état intermédiaire de positronium, les sites d'annihilation des positrons ne peuvent pas être les nuages moléculaires. De plus, on peut appliquer la formule de perte d'énergie par unité de temps, exprimée en eV s^{-1} , et publiée par Longair [213] (voir aussi Boehm et al, 2004 [129]), soit

$$dE/dt = -2 \times 10^{-8} n [6.6 + \ln(E/M)] \quad (6.16)$$

où E et $M=511$ keV sont l'énergie et la masse du positron qui tente de pénétrer dans le nuage moléculaire de densité n exprimée en cm^{-3} , à savoir $n \simeq 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Le temps, que met un positron d'une énergie typique de $E = 1.2$ MeV produit par la désintégration du ^{56}Co (avec une énergie cinétique de 640 keV au pic) pour freiner jusqu'à pouvoir former le positronium par lequel il s'annihilera, s'élève à seulement $t \simeq 7$ ans, si bien que la profondeur de pénétration est limitée à quelques pc seulement, et que les positrons de supernovæ ne pénètrent que dans une très mince pellicule enveloppant les nuages moléculaires géants.

La majeure partie de la masse située à l'intérieur des nuages moléculaires est par conséquent hors d'atteinte des positrons, qui se propagent donc principalement dans le gaz dans lequel baignent ces nuages, puisque la masse des pellicules des nuages accessibles aux positrons est faible comparée à la masse de gaz environnant. La densité du gaz circum-nuageux

6.4. HYPERNOVÆ COMME SOURCES DE POSITRONS

peut être évaluée à $n \simeq 14 \text{ cm}^{-3}$ d'après la masse ($2.5 \times 10^6 M_{\odot}$) et le volume de la zone [166]. Dans ce gaz le temps de freinage des positrons avant formation du positronium s'évalue (en utilisant 6.16) à $t \simeq 5\,200$ ans. A partir de cette valeur, on peut donc conclure que l'équilibre entre production et consommation est atteint si des hypernovæ explosent dans la zone nucléaire, comme préalablement évalué, tous les $\sim 5\,000$ ans en moyenne, et si les positrons relâchés se propagent entre les nuages moléculaires.

Les positrons produits dans la zone nucléaire galactique par des explosions d'hypernovæ pourraient s'échapper de leur zone de production dans le gaz de très basse densité du bulbe galactique. Dans ce milieu le temps de freinage des positrons est beaucoup plus important et ceux-ci pourraient s'accumuler dans le bulbe galactique et le remplir dans son ensemble avant de s'annihiler. Des mécanismes de propagation de matière hors de la zone du noyau galactique ont été mis en évidence : des filaments non thermiques ont été détectés [201], et des champs magnétiques bipolaires orthogonaux au plan galactique ont été mis en évidence [264]. Une carte infra-rouge du bulbe galactique, comme vu par MSX dans la bande de $8 \mu\text{m}$ [127], révèle la présence de poussières couvrant une zone légèrement plus grande en extension que la zone nucléaire galactique. Ces poussières pourraient être accompagnées d'un gaz chaud ($\sim 10^4 \text{ K}$) de basse densité, où les positrons formeraient une fraction importante de positronium avant annihilation. Si cette carte infra-rouge, traqueur de la distribution des poussières, était compatible avec la carte de l'annihilation à 511 keV vue par SPI, elle pourrait représenter le site d'annihilation des positrons. Cependant, l'extension de cette carte est de l'ordre de 2° , alors que l'extension de la région d'annihilation du 511 keV vue par SPI est plutôt de l'ordre de 8° en taille. Les positrons pourraient aussi être disséminés à des distances plus importantes dans le bulbe galactique, à l'aide d'un vent bipolaire détecté à large échelle, comme discuté dans [127], auquel cas les positrons rempliraient le bulbe entier et la carte d'annihilation produite par SPI ne permettrait plus de déterminer la localisation des sources de positrons, mais indiquerait plutôt la distribution de matière sur laquelle l'annihilation a lieu ; des positrons produits par des supernovæ, des hypernovæ du noyau galactique, ou toute autre source (comme de la désintégration de matière noire dans une plus large zone), se propageraient dans le bulbe galactique entier, et leur origine resterait indiscernable dans la carte d'annihilation.

Hypothèse d'injection non statique de positrons Pour conclure, il faut aussi mentionner la possibilité que des positrons ne soient pas produits de manière continue (avec un taux d'injection constant dans le temps), mais soient le résultat d'une activité dynamique dans la zone. Effectivement, comme montré par Bland et al, 2003 [127], une flambée d'étoiles a eu lieu il y a environ 7×10^6 ans dans la région centrale de la Galaxie (et pourrait être récurrente sur des échelles plus longues). Des positrons pourraient avoir été formés lors de cette flambée d'étoiles, par des hypernovæ de type SN2003dh, et disséminés dans le bulbe galactique, où ils seraient toujours présents et s'annihileraient à un taux – éventuellement très lentement variable à notre échelle d'observation – lié aux propriétés du milieu qu'ils rencontrent. Si l'on adopte l'estimation de Bland et al [127], selon laquelle le nombre de supernovæ dans cette flambée d'étoiles est $10^4/\epsilon$, avec ϵ (efficacité de thermalisation des éjecta de supernova) qui pourrait être de l'ordre de 10%, dépendant de la densité du milieu [284], on estimerait à 10^5 le nombre de SN qui auraient explosées il y a 7×10^4 siècles, et parmi elles 1.6×10^4 SN Ic, dont 160 hypernovæ, et 60 de type SN2003dh (avec binarité prise en compte). Ceci correspondrait à un taux moyen de 10^{-3} par siècle (mais ce n'est qu'un ordre de grandeur), qui reste encore faible par rapport au

nombre requis de 0.02 par siècle. Notons que ce raisonnement n'est valable que si le temps de freinage des positrons est plus long que 7 millions d'années, ce qui requiert un milieu d'une densité plus faible que 10^{-2} cm^{-2} . De plus, l'hypothèse d'une flambée d'étoiles ancienne expliquerait pourquoi l' ^{26}Al , qui aurait également été produit dans les supernovæ, n'est plus visible actuellement : il se serait simplement désintégré depuis, à cause de sa demi vie 10 fois plus courte.

6.5 Sources astroparticules de positrons galactiques

Puisque des explications en termes de sources purement astrophysiques rencontrent des difficultés pour expliquer de façon satisfaisante la source de positrons galactiques, et notamment l'importance de l'émission du bulbe par rapport au disque, des sources originaires de la physique des particules ont également été envisagées, à savoir l'annihilation de matière noire, pour des raisons de géométrie et de flux.

En effet les théories de formation des structures prévoient des accumulations localisées de matière noire, avec des densités de matière noire ρ importantes notamment dans les puits de potentiels formés par les régions centrales des galaxies. L'annihilation de matière noire en paires e^+e^- , si tant est qu'elle soit permise, avec un taux d'annihilation R proportionnel au carré de sa densité $R \propto \rho^2$, serait donc dominante dans ces régions centrales des galaxies. Une morphologie à symétrie sphérique telle que celle observée par SPI dans le bulbe galactique pourrait alors être une conséquence naturelle de la distribution spatiale de la matière noire dans notre Galaxie.

Matière noire L'existence de matière noire dans l'Univers est attestée par plusieurs observations. Une "masse cachée" supplémentaire a d'abord été introduite théoriquement par Zwicky, 1933 [297], pour expliquer les vitesses des galaxies au sein de l'amas de Coma, bien trop élevées par rapport à ce qui était attendu de la dynamique de la matière visible uniquement. Alors qu'une correction de la loi de gravitation aux grandes échelles ou aux faibles accélérations a également été un temps envisagée, des données récentes de collision d'amas de galaxies [143] ont plaidé en faveur d'une distribution supplémentaire d'une substance matérielle qui ne rayonne pas¹⁶. La matière noire est aussi invoquée expliquer pour les courbes de rotation des étoiles et du gaz interstellaire au sein des galaxies et de notre Voie lactée¹⁷. Egalement indispensable aux scénarios de formation des galaxies et des grandes structures dans l'Univers, l'influence de la matière noire se traduit aussi dans les anisotropies du fond diffus cosmologique à 2.7 K (mesurées notamment à l'aide de la sonde WMAP).

Ainsi la matière noire est devenue l'un des piliers du modèle cosmologique actuel de l'Univers [277], qui à grande échelle est homogène, isotrope et euclidien (de courbure spatiale nulle), si bien que la densité totale d'énergie de l'Univers ρ est égale à sa densité

16. Elles ont montré que la distribution du potentiel gravitationnel (créé par la matière noire et visible) telle qu'observée par des effets de lentilles gravitationnelles, ne coïncide pas avec celle de la matière baryonique (matière visible) déduite des émissions en rayons X, si bien qu'une simple modification du potentiel gravitationnel de la matière visible semble exclue.

17. La vitesse de rotation en périphérie forme un plateau en fonction de la distance au centre alors qu'elle devrait décroître, ce qui requiert la présence d'un vaste halo de matière non visible.

6.5. SOURCES ASTROPARTICULES DE POSITRONS GALACTIQUES

critique $\rho_c = 3H^2c^2/(8\pi G)$, et se compose d'énergie noire¹⁸ ($\Omega_\Lambda \sim 72\%$), et de matière ($\Omega_M \sim 28\%$), dont seulement 1% est formé de matière baryonique visible, 4% de matière baryonique invisible (formée de gaz froid, et d'objets sombres comme les trous noirs stellaires et les naines brunes pour lesquels des limites sont obtenues par mesures d'effets de lentilles gravitationnelles avec des expériences de type EROS, et les trous noirs supermassifs), alors que les $\Omega_\chi \sim 23\%$ restant sont composés d'une substance inconnue de matière non-baryonique χ .

Matière noire non-baryonique Cette matière noire non-baryonique (l'essentiel de toute la matière qui compose l'Univers!), dont la nature reste spéculative, est recherchée parmi de nouvelles particules non encore découvertes, imaginées par les physiciens des particules. On y compte le neutralino (la particule supersymétrique la plus légère), l'axion (imaginé pour résoudre le problème de la violation de la symétrie CP dans l'interaction forte/QCD), des particules de Kaluza-Klein (modes d'excitation des particules du modèle standard dans des théories à dimensions supplémentaires), etc...

Ces particules, supposées créées lors de la phase initialement extrêmement chaude du *Big-bang*, doivent être stables (pour subsister jusqu'à aujourd'hui) et insensibles aux interactions forte et électromagnétique (donc de charge électrique nulle). Elles peuvent interagir entre elles et avec les particules ordinaires par le biais de la gravitation, l'interaction faible, et éventuellement une nouvelle interaction d'intensité très faible également.

Les WIMPs Les "mauviettes" (traduction française de WIMPs, *Weekly Interacting Massive Particules*) sont les acteurs des modèles actuellement favorisés de matière noire froide (CDM, *Cold Dark Matter*), et se présentent sous forme d'un gaz froid (non relativiste) de particules massives interagissant faiblement¹⁹. Elles sont prédites par la plupart des extensions du modèle standard de la physique des particules : la supersymétrie qui propose une symétrie entre fermions et bosons en introduisant beaucoup de nouvelles particules (dont la particule supersymétrique la plus légère, le neutralino) et les modèles à dimensions supplémentaires développés pour unifier la gravitation avec les autres interactions (avec des particules de Kaluza-Klein).

Ces particules possèdent des masses typiquement au delà de $\sim 50 \text{ GeV}/c^2$, de sorte qu'elles pourraient être produites et découvertes auprès des prochaines générations d'accélérateurs de particules (tels le LHC au CERN). En parallèle, des recherches de détection directe de particules de matière noire massives s'effectuent auprès d'expériences (telles EDELWEISS) qui consistent à mesurer l'énergie de recul qu'engendrent leurs collisions avec des noyaux placés dans des cibles ultra-pures souterraines. Une dernière piste consiste à rechercher les signatures indirectes de leurs interactions avec de la matière ou leur annihilation, entraînant la production de neutrinos, de rayons cosmiques formés d'antimatière, et de rayons gamma.

18. correspondant à l'énergie du vide, de pression négative, qui induit actuellement une accélération de l'expansion de l'Univers, et qui s'identifie bien aujourd'hui à la constante cosmologique Λ , introduite puis désavouée par Einstein.

19. Les trois saveurs de neutrinos du modèle standard, très abondantes dans l'Univers et interagissant faiblement, présentent une masse bien trop faible pour constituer une fraction importante de la matière noire.

Exclusion des WIMPs comme source des positrons du bulbe Concernant ce dernier point, l'étude des contraintes observationnelles a cependant conduit à exclure les WIMPs d'être à la source des positrons dont on observe l'annihilation à 511 keV dans le bulbe galactique.

En effet, on s'attend à ce que l'annihilation d'une particule telle le neutralino avec son anti-particule s'effectue essentiellement par échange de bosons W et Z, avec production d'une paire quark/antiquark, se désintégrant en des états finals de pions, dans lesquels des pions neutres π^0 et chargés π^+ sont attendus en nombres similaires. La désintégration de π^0 produit des photons γ de haute énergie (>100 MeV), alors que les π^+ produisent des positrons. Si ces derniers étaient la source du flux observé à 511 keV dans le bulbe galactique, cela imposerait donc un flux similaire de photons de haute énergie.

Or la zone du bulbe galactique, visible à 511 keV, ne possède absolument pas de contrepartie au delà de 100 MeV, comme constaté sur la carte de l'émission galactique dressée par EGRET sur *CGRO* [176] (et maintenant *Fermi GST*), avec une limite supérieure du flux mesuré de $F_{\gamma>100MeV} < 8 \times 10^{-7}$ ph cm⁻² s⁻¹ [134], bien trop faible comparé au flux mesuré à 511 keV de $\sim 10^{-3}$ ph cm⁻² s⁻¹.

Par ailleurs, l'injection des positrons par les WIMPs se ferait à haute énergie, si bien qu'avant de pouvoir s'annihiler ils devraient d'abord être ralentis aux énergies thermiques (~ 10 eV), par des processus physiques (*Bremsstrahlung* sur des atomes du milieu interstellaire, diffusion Compton inverse sur les photons de la lumière des étoiles, émission synchrotron dans des champs magnétiques), qui produiraient également un nombre très important de photons de haute énergie, contredisant une fois de plus les observations d'EGRET. Il faut ajouter que la thermalisation de ces positrons injectés typiquement à $E=1$ GeV= 1.6×10^{-3} erg (produisant $L \sim 10^{43} \times E$ erg/s) excéderait la luminosité bolométrique du bulbe galactique ($L \sim 10^{40}$ erg/s).

Particules de matière noire légère Dans la mouvance des premières observations à 511 keV du bulbe galactique par SPI, un nouveau scénario, impliquant des particules de *matière noire légère* d'un nouveau type, dénommées χ par la suite, a été proposé par Boehm et al, 2004 [129], puis mis en avant dans la collaboration SPI par notre groupe de Saclay (nos publications Cassé et al, 2004 [56], Schanne et al, 2006 [38]).

Ces particules χ avaient déjà été envisagées précédemment par Pierre Fayet, 2004 [157], et Boehm et al, 2002 [128, 130] pour des raisons théoriques visant à abattre la limite minimale de 2 GeV/c² imposée par Lee et Weinberg, 1977 [205], de la masse des particules de matière noire (de type neutrinos massifs, avec une section efficace d'annihilation proportionnelle à leur masse au carré). En effet avec assez de masse, ces derniers possèdent un taux d'annihilation suffisant dans l'Univers primordial, afin d'en éliminer un assez grand nombre pour que la densité totale de l'univers ne soit pas surcritique.

Ainsi tout un nouveau monde a été postulé, qui inclut une nouvelle particule χ (qui peut être de spin 0 au 1/2) de masse typique entre 1 et 100 MeV/c², interagissant avec la matière ordinaire par l'intermédiaire d'un nouveau boson de jauge U . Celui-ci permet l'annihilation des particules χ par des processus tels que :

$$\chi \bar{\chi} \rightarrow U \rightarrow e^+ e^- \quad (6.17)$$

Cette interaction supplémentaire par le boson U peut être construite de façon à permettre à la particule χ de s'annihiler efficacement lors du *Big-bang* (afin de ne pas obtenir d'Univers de densité surcritique), mais à un taux modeste aux époques tardives (afin qu'il

6.5. SOURCES ASTROPARTICULES DE POSITRONS GALACTIQUES

subsiste assez de particules χ pour jouer le rôle la matière noire observée par ses effets gravitationnels). Pour cela on introduit une dépendance de la section efficace d'annihilation (σ_a) des particules χ en fonction de leur vitesse (v exprimée en unités de c), et donc de leur température, qui fut élevée lors du *Big-bang*, et réduite plus tardivement du fait de l'expansion de l'Univers :

$$\sigma_a v \propto v^2 \quad (6.18)$$

Cette dépendance s'obtient naturellement si le nouveau boson de jauge U , de spin 1, est celui d'un groupe de symétrie $U(1)$ spontanément brisé, supplémentaire au groupe du modèle standard $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Par ailleurs le couplage direct de la particule χ avec les bosons du modèle standard doit rester insignifiant, afin de supprimer la production de χ lors des désintégrations de Z au LEP.

Ainsi le scénario envisagé implique l'annihilation des particules χ de faible masse, en paires e^+e^- de basse énergie, dont les positrons se thermalisent sans émission indésirable de photons à haute énergie. La densité de matière noire $\rho_\chi(r)$ étant fixée (par exemple au profil de Navarro, Frenk et White, 1996 [238]), une faible masse de la particule χ implique une forte densité en nombre de particules χ , ce qui augmente leur taux d'annihilation, et donc le flux à 511 keV observé F_{511} (qui est proportionnel au carré de la densité de matière noire $\rho_\chi(r)^2$ modulé par la distribution $n_e(r)$ des électrons sur lesquels l'annihilation a lieu, intégré sur la ligne de visée et l'ouverture du détecteur [129]) :

$$F_{511} \propto \frac{(\sigma_a v)_0}{m_\chi^2} \int dr n_e(r) \rho_\chi(r)^2 \quad (6.19)$$

L'observation à 511 keV relie donc des paramètres de physique des particules et d'astrophysique, tous plus ou moins inconnus. Contraindre le profil de matière noire à partir de la morphologie observée reste difficile, d'autant plus que la distribution des sites $n_e(r)$ d'annihilation reste inconnue. Une indication est obtenue par Boehm et al, 2004 [129] que le profil de densité devrait être moins piqué vers le centre galactique que celui de Navarro et al, 1996 [238], et plus piqué que celui de Kravtsov et al, 1998 [194] (voir Fig. 6.11a).

Par ailleurs [129], pour $m_\chi=1$ MeV, la section efficace d'annihilation des particules χ doit prendre la valeur $(\sigma_a v)_0=10^{-5}$ à 10^{-4} pb à notre époque pour expliquer le flux du bulbe F_{511} . A l'époque de la recombinaison elle était alors de $(\sigma_a v)_{FO} \sim 1$ à 10 pb, ce qui est compatible avec la densité relique de matière noire détectée à cette époque par WMAP (avec $(\Omega_\chi)_{FO} \simeq 0.11$ [277], dont la prédiction vaut $(\Omega_\chi)_{FO} \sim 0.095((\sigma_a v)_{FO}/1 \text{ pb})^{-1}$ pour des particules de masse ~ 1 -100 MeV).

Le boson U et la particule χ peuvent avoir échappé à la détection dans les expériences de physique des particules, malgré leur faible masse. A cause du bruit de fond important, la production directe de bosons U (par $e^+e^- \rightarrow \gamma U$) resterait inobservée auprès des collisionneurs. L'existence de χ échapperait également aux expériences à basse énergie, en raison des faibles sections efficaces de processus comme $e^+e^- \rightarrow \gamma \chi \bar{\chi}$ ou $e^+e^- \rightarrow \chi \bar{\chi}$ (comparée à celle de $e^+e^- \rightarrow \nu \bar{\nu}$).

Recherche de signatures d'îlots de matière noire Si l'hypothèse de la matière noire légère était la solution au problème de la source des positrons du bulbe galactique, le processus étant universel, une signature similaire devrait également se révéler ailleurs, puisqu'on s'attend à ce que la matière noire galactique ne soit pas seulement concentrée

6.5. SOURCES ASTROPARTICULES DE POSITRONS GALACTIQUES

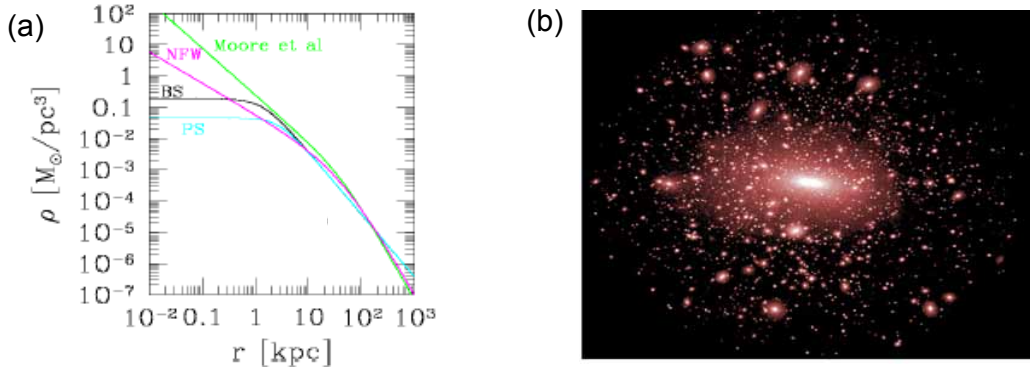


FIGURE 6.11 – (a) Différents profils de distribution de la matière noire dans la région du centre galactique. (b) Carte de densité de matière noire issue d’une simulation d’un halo de matière noire galactique (d’après Diemand, Moore & Stadel, 2004 [152]).

en ses régions centrales, mais également dans de nombreux grumeaux périphériques (voir Fig. 6.11b).

Ainsi la galaxie naine du Sagittaire (SDG, Sagittarius Dwarf Galaxy, un petit compagnon de la Voie Lactée) a été proposée par Hooper et al, [174], comme un candidat prometteur d’îlot de matière noire, doté d’un rapport masse/luminosité important et d’un taux de formation d’étoiles très faible, avec un flux à 511 keV prédit dans la gamme de sensibilité de SPI ($1\text{-}7 \cdot 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) et une taille de SDG de 2° dans le ciel assimilable à une source ponctuelle pour SPI.

Nous avons recherché une signature à 511 keV de la source dans les données de la première année d’observations de SPI correspondant à 80 ks d’exposition sur la source (Cordier et al, 2004 [49]). Avec SPIROS et indépendamment par ajustement d’un modèle comportant le bulbe galactique et une source ponctuelle centrée sur SDG, nous obtenons dans les deux cas une non détection avec une limite supérieure de flux (4.8 et $2.5 \cdot 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Ceci pourrait s’expliquer par le fait que SDG pourrait être non ponctuelle car étirée par des forces de marées gravitationnelles, et que la raie pourrait être élargie par manque de milieu d’annihilation approprié, comme des grains, ce qui réduit dans les deux cas la sensibilité de l’instrument, ou tout simplement ne pas être un système lié gravitationnellement par de la matière noire (néanmoins des propositions d’observations supplémentaires de SDG ont été soumises mais rejetées). Un autre candidat d’îlot riche en matière noire pourrait s’avérer être l’amas globulaire Palomar-13 (Cassé et al, 2004 [56]).

Limite sur la masse de particules de matière noire légère Comme nous allons l’exposer en section 6.6, dans un travail mené avec Patrick Sizun lors de sa thèse et Michel Cassé (Sizun et al, 2006 [28], Phys. Rev. D, et Sizun et al, 2006 [23]), nous avons obtenu une limite supérieure de $6.5 \text{ MeV}/c^2$ sur la masse de la particule de matière noire légère.

Conclusion Il existe une fenêtre de masse permise, petite mais non nulle, allant de $0.5 \text{ MeV}/c^2$ à $6.5 \text{ MeV}/c^2$, pour une particule de *matière noire légère* construite de façon ad hoc (mais quelle construction théorique découle vraiment d’une nécessité forte ?), qui joue le rôle de *matière noire* manquante dans l’Univers, mais aussi d’injecteur de positrons dans le bulbe galactique, puisqu’elle est susceptible de s’annihiler selon $\chi\bar{\chi} \rightarrow e^+e^-$. Des

positrons de basse énergie pourraient ainsi être produits à l'endroit de forte densité de matière noire, repartit de manière assez piquée mais continue dans la région centrale de la Galaxie. Ces positrons, produits dans tout le volume (et donc majoritairement dans la phase chaude du milieu interstellaire), se propagent ensuite et se thermalisent rapidement dans le milieu du bulbe, où ils rencontrent les phases tièdes ionisée et neutre (dont les peaux des nuages moléculaires ou des grains) pour former le positronium et s'annihiler à leur tour en émettant la raie à 511 keV et le continu d'ortho-positronium observés.

6.6 Contrainte sur l'énergie d'injection des positrons ou la masse de la particule de matière noire légère

De par les difficultés rencontrées pour expliquer le taux d'injection de $1.4 \cdot 10^{43}$ positrons à chaque seconde dans la région du bulbe galactique, déduit du flux de la raie mesurée à 511 keV, des candidats injecteurs de positrons d'origine non nucléaire ont été considérés, et parmi eux la matière noire. Cependant, des particules de matière noire "lourdes" telles les neutralinos (de masse $m > 50 \text{ GeV}/c^2$) produisent un flux de rayonnement gamma bien trop important par rapport aux mesures de EGRET, aussi bien durant leur annihilation que lors de leur thermalisation. C'est pourquoi d'hypothétiques particules de matière noire dite légère ($m < 100 \text{ MeV}/c^2$) ont été envisagées [129] (section 6.5).

Mais même dans ce scénario, un rayonnement supplémentaire au continu d'ortho-positronium est attendu, produit par (IB) la *Bremsstrahlung Interne* pendant le processus d'annihilation d'une particule de matière noire légère avec son anti-particule ($\chi\bar{\chi} \rightarrow e^+e^-\gamma$) [123], (B) la *Bremsstrahlung* du freinage de e^+ et e^- sur la matière du milieu interstellaire, et (IA) le rayonnement issu de l'annihilation en vol d'une faible fraction des positrons [124] (*in-flight annihilation*).

Dans un travail mené avec Patrick Siuzun durant sa thèse et Michel Cassé, nous avons modélisé ce rayonnement, puis l'avons confronté aux observations de COMPTEL pour en déduire une limite supérieure de la masse m de la particule de matière noire légère χ (Sizun et al, Phys. Rev. 2006 [28] et 2006 [23]).

6.6.1 Rayonnement produit par injection de e^+ et e^-

On suppose qu'une source mono-énergétique injecte des leptons e^+ et e^- à un taux R_{inj} et à une énergie déterminée ($E_{inj} = m_\chi c^2$ dans le cas de la matière noire légère). Ici nous ne considérons pas la morphologie de la source, ni la propagation des leptons dans le bulbe; nous supposons simplement que la source réside dans le bulbe, et que les leptons y restent confinés. Pour modéliser l'émission γ produite nous calculons d'abord le spectre à l'équilibre de ces leptons.

Redistribution d'énergie Les leptons e^+ et e^- perdent de l'énergie avec un taux $\frac{dE}{dt} < 0$ par leur interactions dans le milieu interstellaire, si bien que leur distribution spectrale à l'équilibre $N_{e^\pm}(E)$ s'obtient en résolvant l'équation de redistribution d'énergie avec pertes (par exemple d'après [214]) :

$$\frac{d}{dE} \left(N_{e^\pm}(E) \frac{dE}{dt} \right) = Q_{e^\pm} \quad (6.20)$$

6.6. MASSE DES PARTICULES DE MATIÈRE NOIRE LÉGÈRE

Pour les électrons, le terme source vaut $Q_{e^-} = R_{inj}\delta(E - E_{inj})$, si bien que leur spectre à l'équilibre est simplement (avec $m_e c^2 < E < E_{inj}$) :

$$N_{e^-}(E) = \frac{R_{inj}}{-dE/dt} \quad (6.21)$$

Pour les positrons, il faut aussi prendre en compte un terme de pertes par annihilation en vol avant thermalisation (avec σ_{IA} la section efficace associée, n_e la densité d'électrons du milieu, et v leur vitesse), si bien que $Q_{e^+} = R_{inj}\delta(E - E_{inj}) - n_e\sigma_{IA}(E)v(E)N_{e^+}(E)$, dont on déduit le spectre à l'équilibre :

$$N_{e^+}(E) = \frac{R_{inj}}{-dE/dt} e^{-LP_{nIA}(E)} \quad (6.22)$$

avec LP_{nIA} étant le logarithme de la probabilité qu'un positron injecté à E_{inj} survive jusqu'à l'énergie $E < E_{inj}$ sans s'être annihilé en vol :

$$LP_{nIA}(E) = n_e \int_E^{E_{inj}} dE' \frac{\sigma_{IA}(E')v(E')N_{e^+}(E')}{-dE'/dt(E')} \quad (6.23)$$

Taux d'annihilation des positrons On déduit aussi de LP_{nIA} le taux d'annihilation des positrons au repos (R_A , *annihilation at rest*, en supposant qu'ils ont tous atteint $E = m_e c^2$) :

$$R_{RA} = R_{inj} e^{-LP_{nIA}(m_e c^2)} \quad (6.24)$$

Ce taux R_{RA} est fixé par la valeur observée de la fraction de positronium $f_{Ps} = 0.967 \pm 0.022$ et du flux du bulbe galactique dans la raie 2γ à $E_\gamma = 511$ keV [180] :

$$F_{2\gamma} = 2 \frac{(1 - f_{Ps}) + f_{Ps}/4}{4\pi d_{GC}^2} R_{RA} = (1.07 \pm 0.03) \times 10^{-3} \text{ ph/cm}^2/\text{s} \quad (6.25)$$

On en déduit aussi le niveau du spectre de photons (en E_γ) via l'annihilation en 3γ de l'ortho-positronium ($df_{3\gamma}/dE_\gamma$ suivant le spectre d'Ore et Powell, eq 6.5) :

$$\frac{dF_{3\gamma}}{dE_\gamma}(E_\gamma) = 3 \frac{3f_{Ps}/4}{4\pi d_{GC}^2} R_{RA} \frac{df_{3\gamma}}{dE_\gamma}(E_\gamma) \quad (6.26)$$

Le taux d'annihilation des positrons en vol est alors simplement :

$$R_{IA} = R_{inj} - R_{RA} \quad (6.27)$$

Pertes d'énergie et section efficace d'annihilation en vol Pour déterminer $N_{e^\pm}(E)$ par les équations 6.21 et 6.22, il faut connaître la perte d'énergie totale dE/dt des positrons durant leur thermalisation. Celle-ci s'exprime comme la somme :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dE_C}{dt}(n_H, x_i) + \frac{dE_I}{dt}(n_H, 1 - x_i) + \frac{dE_B}{dt}(n_H) \quad (6.28)$$

exprimée en fonction des processus cités en section 6.1 (avec les taux dE/dx cités), qui se résument (aux énergies considérées < 100 MeV) par ordre d'importance à : (I_{HI}) la

6.6. MASSE DES PARTICULES DE MATIÈRE NOIRE LÉGÈRE

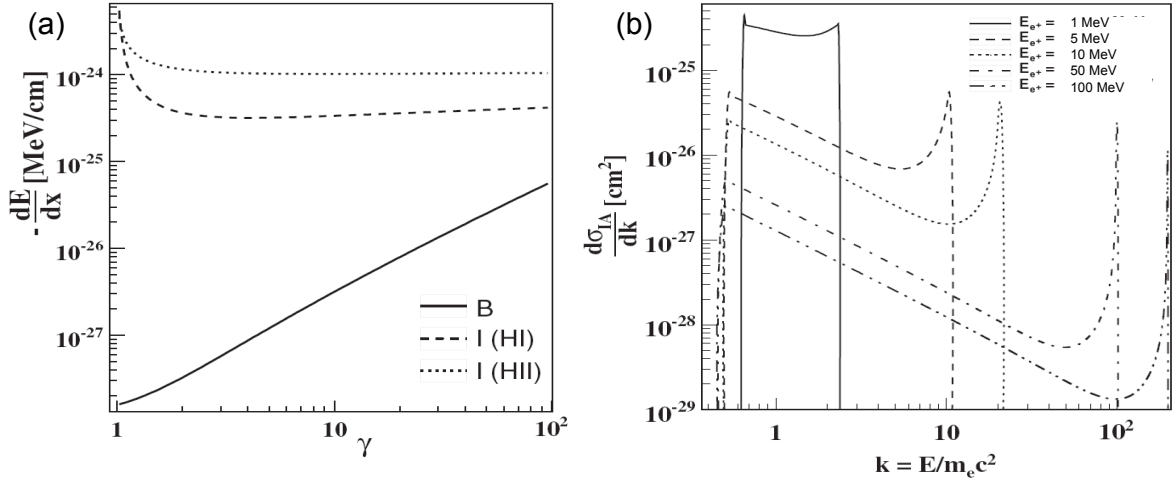


FIGURE 6.12 – (a) Pertes d'énergies de positrons dans un milieu de densité $n_H = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ et de fraction d'ionisation $x_i = 0.51$ en fonction de $\gamma = E_{e^+}/(m_e c^2)$; les pertes par interactions coulombiennes (I_{HII}) dominent celles par ionisation (I_{HI}) et *Bremsstrahlung* (B). (b) Section efficace différentielle d'annihilation en vol de positrons (d'après eq.5 corrigée de [118]) en fonction de l'énergie réduite $k = E_\gamma/(m_e c^2)$ des photons rayonnés.

diffusion Coulombienne sur des électrons libres dans un milieu ionisé, (I_{HI}) l'ionisation d'atomes dans un milieu neutre, (B) la *Bremsstrahlung* sur des noyaux du milieu de densité d'hydrogène n_H . Pour (I_{HII}) la fraction d'ionisation du milieu $x_i = n_{HII}/n_H$ est un paramètre clé. Les expressions de ces trois termes sont prises pour (I_{HII}) dans [117], (I_{HI}) dans [214], et (B) BN dans [193]. Elles sont représentées sur la Fig. 6.12a.

En outre pour LP_{nIA} , il faut aussi connaître la section efficace d'annihilation des positrons en vol σ_{IA} , qui est issue de celle (corrigée) de [118], et représentée Fig. 6.12b.

Spectres des positrons et électrons à l'équilibre Les spectres $N_{e^\pm}(E)$ déduits de la modélisation présentée ci-dessus sont tracés sur la Fig. 6.13a; la fraction d'annihilation en vol des positrons est montrée sur la Fig. 6.13b.

Spectre du rayonnement Le spectre des photons rayonnés par les positrons et les électrons, représenté sur la Fig. 6.14, se compose de :

2 γ : la raie 2γ (eq. 6.25) issue de la désintégration du para-positronium et de l'annihilation au repos des positrons,

3 γ : le spectre 3γ issu de la désintégration de l'ortho-positronium (eq. 6.26),

IA : le spectre des photons issus de l'annihilation en vol des positrons sur les électrons du milieu, de densité $n_e = n_H$, qui s'obtient en convoluant la section efficace différentielle d'annihilation en vol $d\sigma_{IA}/dE_\gamma(E_\gamma, E)$ par le spectre des positrons $N_{e^+}(E)$:

$$\frac{dF_{IA}}{dE_\gamma} = \frac{1}{4\pi d_{GC}^2} \int_{m_e c^2}^{E_{inj}} n_e \frac{d\sigma_{IA}}{dE_\gamma}(E_\gamma, E) v(E) N_{e^+}(E) dE \quad (6.29)$$

Be⁺ et Be⁻ : le spectre de *Bremsstrahlung externe* des positrons (de spectre N_{e^+}) et des électrons (de spectre N_{e^-}) sur les atomes du milieu de densité $n_H = n_e$, qui se dérive

6.6. MASSE DES PARTICULES DE MATIÈRE NOIRE LÉGÈRE

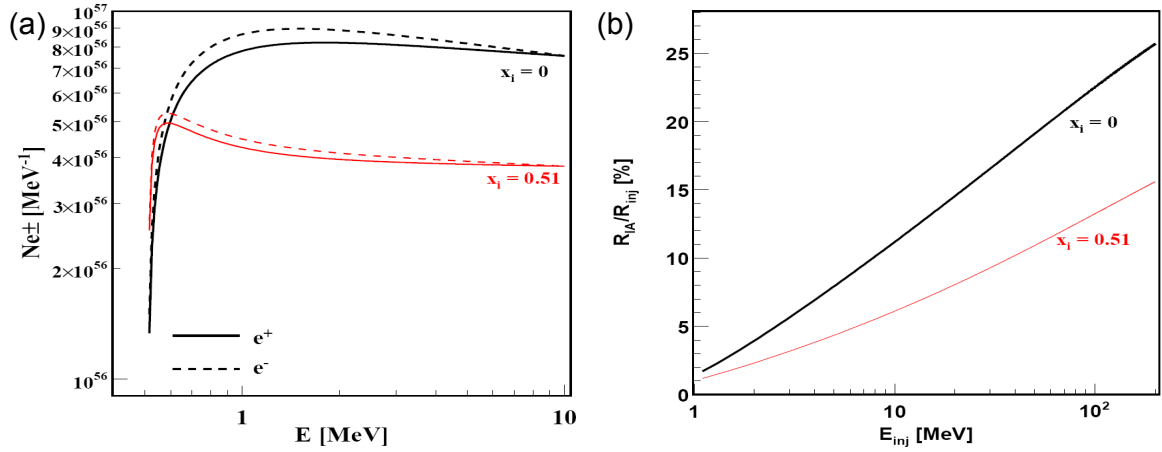


FIGURE 6.13 – (a) Spectre d'équilibre des positrons (traits pleins) et électrons (pointillés), injectés en quantités égales avec un taux $R_{inj} = 1.4 \cdot 10^{43} \text{ s}^{-1}$ et à l'énergie $E_{inj} = 10 \text{ MeV}$ dans un milieu neutre (noir) ou ionisé à 51% (rouge). (b) Fraction d'annihilation en vol en fonction de E_{inj} dans les mêmes conditions.

en utilisant la section efficace 3BN de [193]. Notons que pour les contributions IA , Be^+ et Be^- la dépendance en fonction de n_e disparaît par élimination avec n_H dans l'expression de dE/dt au dénominateur de N_{e^\pm} .

IB : le spectre de *Bremsstrahlung interne*, qui est une contribution supplémentaire au cas général d'injection mono-énergétique et en quantité égale de e^+e^- , et qui apparaît dans le processus de désintégration de la particule de matière noire légère ($\chi\bar{\chi} \rightarrow e^+e^-\gamma$). Il ne dépend que du taux d'injection de positrons par cette désintégration et de la section efficace différentielle de *Bremsstrahlung* (dérivé par Beacom et al, 2005 [123]) :

$$\frac{dF_{IB}}{dE_\gamma} = \frac{1}{4\pi d_{GC}^2} \frac{R_{inj}}{\sigma_{tot}} \frac{d\sigma_{IB}}{dE_\gamma} \quad (6.30)$$

Conclusion Notre analyse (Fig. 6.14) montre donc que l'injection de e^+e^- en quantités égales et entre 1 et 100 MeV introduit une composante de rayonnement supplémentaire, qui devrait être observable au delà de 511 keV. Cette émission est dominée par l'annihilation en vol (IA). Dans le cas où l'injection se fait par annihilation de matière noire légère il existe aussi une contribution importante de *Bremsstrahlung interne* (IB , qui peut même être plus importante encore si on considère la section efficace de Boehm et Uwer, 2006 [131]). La composante de *Bremsstrahlung externe* (Be^+ et Be^-) est faible.

6.6.2 Limites sur l'énergie d'injection

Dans le cas d'une injection mono-énergétique de e^+e^- dans le bulbe galactique entre 1-100 MeV, nous avons déterminé précédemment un rayonnement associé (IA , IB et B), susceptible d'être observable entre 1 et 30 MeV. Pour l'instant les mesures les plus contraignantes de l'émission diffuse dans ce domaine sont obtenues par COMPTEL (Strong et al, 1999 [279], même si des erreurs systématiques de $\sim 30\%$ doivent être prises en compte).

6.6. MASSE DES PARTICULES DE MATIÈRE NOIRE LÉGÈRE

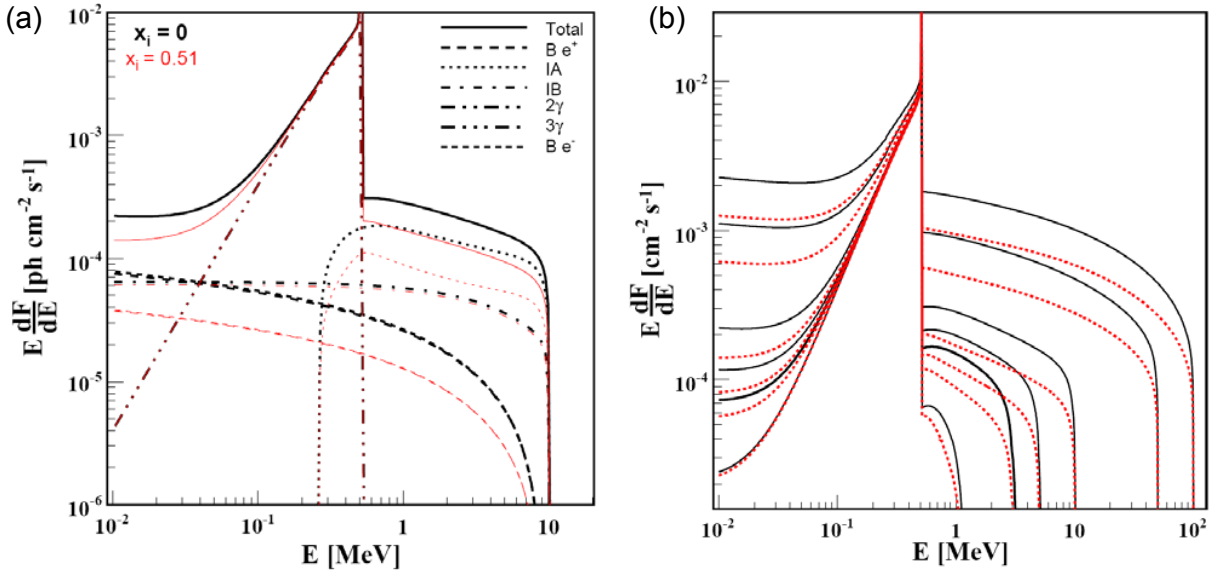


FIGURE 6.14 – Spectre des photons rayonnés par la distribution des positrons et électrons issus de la désintégration de matière noire légère, dans un milieu neutre (noir) ou ionisé à 51% (rouge), pour (a) une particule de masse $m_\chi = 10 \text{ MeV}/c^2$ (avec les composantes explicitées), et (b) pour $m_\chi \in \{1, 3, 5, 10, 50, 100\} \text{ MeV}/c^2$.

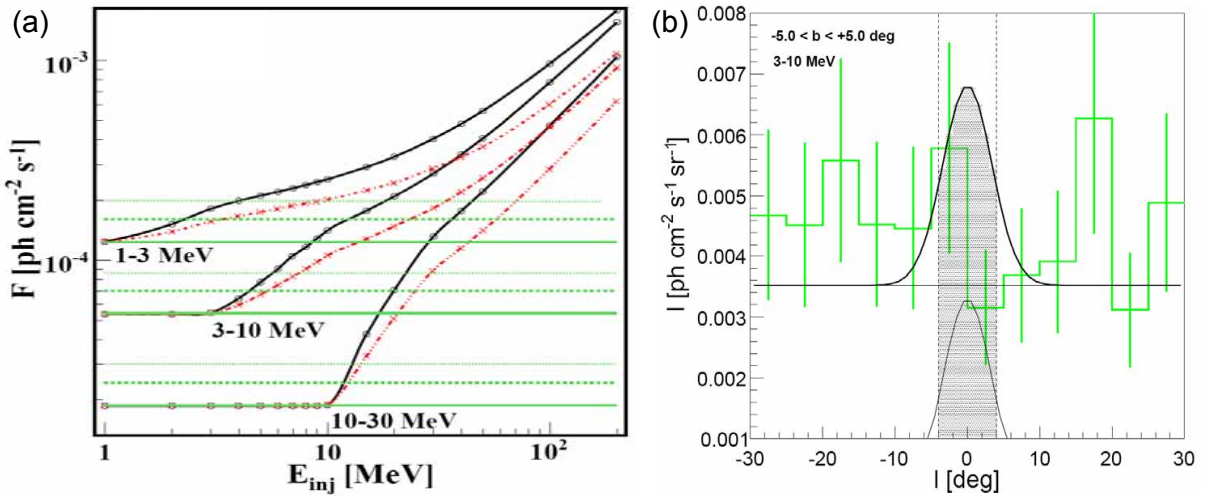


FIGURE 6.15 – (a) Flux total dans les bandes 1-3, 3-10 et 10-30 MeV, pour une région de diamètre 8° autour du centre galactique. Les lignes horizontales (traits pleins verts) représentent les flux déterminés par COMPTEL (interpolation à partir d'une carte de taille $|l| < 30^\circ$, $|b| < 5^\circ$) et leur limite à 1σ (tirets) et 2σ (pointillés). La somme du flux de COMPTEL et du flux du rayonnement supplémentaire est tracée en fonction de l'énergie d'injection des positrons issus de la matière noire légère (pour un milieu neutre ou ionisé à 51%). (b) Profil en longitude de la carte de COMPTEL dans la bande 3-10 MeV (dans une bande $|b| < 5^\circ$). L'intensité moyenne de cette région du disque galactique est déterminée ; un possible excès dans la région du bulbe galactique provenant de désintégration de matière noire légère doit rester dans l'incertitude de mesure.

6.6. MASSE DES PARTICULES DE MATIÈRE NOIRE LÉGÈRE

Si on suppose que ce rayonnement possède une morphologie similaire à celle de la raie à 511 keV, et donc compatible avec une gaussienne 2D autour du centre galactique d'un diamètre entre 5° et 8° (*FWHM*), nous avons calculé le flux attendu de cette région et pour différentes énergies d'injection possibles (voir Fig. 6.15a).

Aucun excès significatif compatible avec le bulbe galactique n'étant trouvé dans les régions centrales de la carte de COMPTEL (voir Fig. 6.15b), nous déterminons une contrainte en demandant que le flux total (composé du flux moyen de la carte de COMPTEL dû à l'émission diffuse du disque et d'une contribution supplémentaire du bulbe issue de la matière noire légère) reste dans l'incertitude de mesure.

Il en résulte les limites supérieures à l'énergie d'injection des positrons de la table 6.3. Dans le cas de la matière noire légère ($E_{inj} = m_\chi c^2$) nous obtenons une limite supérieure $m_\chi < 3 \text{ MeV}/c^2$ (à 95% de niveau de confiance) pour l'annihilation de positrons dans un milieu neutre, relâchée à $m_\chi < 6.5 \text{ MeV}/c^2$ si le milieu est ionisé à 51% comme observé par SPI [180, 18]. Dans le cas d'une injection mono-énergétique de e^+e^- en quantités égales (sans prise en compte de la composante de *Bremsstrahlung interne IB*), les limites supérieures obtenues pour l'énergie d'injection sont $E_{inj} < 4 \text{ MeV}$, et $E_{inj} < 8.5 \text{ MeV}$ respectivement. La propagation dans le milieu partiellement ionisé conduit à une limite légèrement moins contraignante, due à une fraction de survie plus importante des positrons après thermalisation.

	Diamètre [$^\circ$]	x_i [%]	Bande d'énergie		
			1-3 MeV	3-10 MeV	10-30 MeV
avec IB	5°	0	3	5.5	12
		51	7	6.5	13
	8°	0	4	6	12
		51	9	7.5	13.5
sans IB	5°	0	4	5.5	12.5
		51	14	8.5	15
	8°	0	5.5	6.5	13.5
		51	15.5	10	16

TABLE 6.3 – Contraintes sur l'énergie maximale d'injection E_{inj} des positrons dans le bulbe galactique, déterminées au moyen des mesures de COMPTEL (limites supérieures à 2σ , en MeV). Sont considérés : une région d'intégration de 5° ou 8° en diamètre, un milieu de propagation neutre ou ionisé à 51%, avec ou sans la composante de *Bremsstrahlung interne (IB)*. La bande la plus contraignante est indiquée en **gras**.

6.6. MASSE DES PARTICULES DE MATIÈRE NOIRE LÉGÈRE

Mes publications principales relatives à ce chapitre

- 2005** *The all-sky distribution of 511 keV electron-positron annihilation emission*, A&A, 441, 513 (2005), Knödlseider, J., Jean, P., Lonjou, V., Weidenspointner, G., Guessoum, N., Gillard, W., Skinner, G., von Ballmoos, P., Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schanne, S., Teegarden, B., Schönfelder, V., & Winkler, C. [41]
- 2006** *The sky distribution of positronium annihilation continuum emission measured with SPI/INTEGRAL*, A&A, 450, 1013 (2006), Weidenspointner, G., Shrader, C. R., Knödlseider, J., Jean, P., Lonjou, V., Guessoum, N., Diehl, R., Gillard, W., Harris, M. J., Skinner, G. K., von Ballmoos, P., Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schanne, S., Sizun, P., Teegarden, B. J., Schönfelder, V., & Winkler, C. [33]
- 2006** *Spectral analysis of the Galactic positron annihilation emission*, 6th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 622 (2006), Jean, P., Weidenspointner, G., Knödlseider, J., Skinner, G., von Ballmoos, P., Roques, J.-P., Vedrenne, G., Diehl, R., Strong, A., Cordier, B., Schanne, S., Teegarden, B., & Winkler, C. [18]
- 2008** *An asymmetric distribution of positrons in the Galactic disk revealed by γ -rays*, Nature, 451, 159 (2008), Weidenspointner, G., Skinner, G., Jean, P., Knödlseider, J., von Ballmoos, P., Bignami, G., Diehl, R., Strong, A. W., Cordier, B., Schanne, S., & Winkler, C. [12]
- 2006** *Type Ia Supernova Rate in the Galactic Center Region*, 6th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 622 (2006), Schanne, S., Cassé, M., Sizun, P., Cordier, B., & Paul, J. [26]
- 2004** *Hypervolcanoes/Gamma-Ray Bursts in the Galactic Center as Possible Sources of Galactic Positrons*, ApJL, 602, L17 (2004), Cassé, M., Cordier, B., Paul, J., & Schanne, S. [62]
- 2004** *Hypervolcanoes as Possible Sources of Galactic Positrons*, 5th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 552, 73 (2004), Schanne, S., Cassé, M., Cordier, B., & Paul, J., [55]
- 2006** *Hypervolcanoes and light dark matter as possible Galactic positron sources*, Advances in Space Research, 38, 1443 (2006), Schanne, S., Cassé, M., Paul, J., & Cordier, B. [38]
- 2004** *INTEGRAL and Light Dark Matter*, 5th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 552, 65 (2004), Cassé, M., Fayet, P., Schanne, S., Cordier, B., & Paul, J. [56]
- 2006** *Continuum γ -ray emission from light dark matter positrons and electrons*, Phys. Rev. D, 74, 063514 (2006), Sizun, P., Cassé, M., & Schanne, S. [28]
- 2007** *Constraints on the injection energy of positrons in the Galactic centre region*, 6th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 622 (2006), Sizun, P., Cassé, M., Schanne, S., & Cordier, B. [23]

Bilan

Je voudrais livrer ici un bilan très synthétique des études de nucléosynthèse et de positrons galactiques et des leurs conséquences.

Positrons galactiques Avec SPI nous confirmons la présence d'une source très intense de positrons dans le bulbe galactique, et nous avons détecté une émission étonnamment faible en provenance du disque galactique.

L'inventaire des sources injectrices de positrons dans le bulbe, proposées à ce jour, montre qu'aucun candidat convaincant ne sort du lot pour être la source dominante, dans l'hypothèse d'une émission stationnaire dans le temps et localisée. Des hypothèses que les positrons soient une rémanence d'activité dans le passé ont été avancées, comme l'activité du trou noir central et une flambée d'étoiles récente dans le noyau galactique, générant éventuellement une série de sursauts gamma. D'autres hypothèses proposent un transport à grande échelle de positrons. Potentiellement produits en nombre dans le disque, ces positrons pourraient en fuir sans s'annihiler sur place, ce qui expliquerait la faible émission du disque, pour être focalisées par des champs magnétiques (encore à étudier) vers la région du bulbe central. Dans tous les cas, les observations sont très indirectes et il faut garder à l'esprit que ce n'est pas la source que l'on observe, mais la cible sur laquelle les positrons s'annihilent.

Si un scénario multi-sources semble se profiler. Pour avancer dans le domaine, il faudrait détecter et étudier l'émission à 511 keV de la part de sources ponctuelles identifiés pour étalonner leur rendement en positrons, notamment pour les objets comme les vestiges de supernovas, pulsars, microquasars et LMXB, mais aussi les bulbes de galaxies extérieures. Malheureusement aucune autre source que celle diffuse du bulbe et du disque n'a été observée à ce jour. Ici notre instrument manque probablement de sensibilité.

Nucléosynthèse Côté observations de la nucléosynthèse, nous avons déterminé avec SPI l'origine galactique de l'émission dans la raie à 1809 keV de l'aluminium-26, et nous avons détecté pour la première fois du fer-60, et avec IBIS du titane-44 dans le vestige de supernova Cas A. Ces résultats confirment globalement les modèles de la nucléosynthèse à l'œuvre dans les étoiles massives.

Pour aller au delà, il serait souhaitable d'obtenir des mesures précises des rendements prédits par les modèles pour l'injection de ces isotopes radioactifs, par l'observation de sources localisées, en commençant par les sources proches comme celles présentes dans la région des Voiles. Si avec SPI nous disposons d'une résolution spatiale et d'un champ de vue acceptables, et d'une résolution spectrale excellente, ici aussi malheureusement nous manquons de sensibilité.

Avenir De futurs observatoires dotés d'une sensibilité bien meilleure que SPI seraient souhaitables. L'une des techniques pour l'obtenir serait la focalisation, telle que proposée par des missions comme *Symbol-X* (qui permettrait de focaliser des photons jusqu'à 80 keV à l'aide de miroirs à incidence rasante sur un détecteur placé à une distance focale importante, et qui serait adapté à l'étude des raies du titane-44), ou comme *MAX* (qui propose la focalisation par lentilles de diffractions, que l'on pourrait régler pour sélectionner une bande spectrale autour de la raie à 511 keV). Une autre technique promettant une avancée significative en terme de sensibilité est celle d'un télescope Compton de nouvelle génération, avec des missions comme *ACT* (proposée à la NASA) et *GRIPS* (proposée au programme *Cosmic Vision* de l'ESA), rendues possibles par l'emploi d'un volume de détection instrumenté permettant de déterminer avec précision les positions et les énergies des produits générés par un photon incident ayant subi une interaction Compton. Ce type de détecteurs pourrait atteindre une sensibilité à des flux aussi bas que 10^{-7} ph/cm²/s, soit plus de 100 fois supérieure à celle de SPI.

Malheureusement actuellement les agences spatiales sont encore réticentes au financement de ces projets, si bien que le domaine d'étude de la nucléosynthèse par l'astronomie des rayons gamma n'a actuellement pas d'avenir assuré.

Un autre domaine de l'astronomie gamma a actuellement le vent en poupe, celui des sursauts gamma, notamment par le succès du satellite *Swift* de la NASA. Puisque la préparation des missions spatiales futures est longue (typiquement 10 ans), nous nous sommes efforcés, peu après le lancement d'*INTEGRAL* de proposer le concept d'une nouvelle mission future d'astronomie gamma à développer par notre laboratoire. En capitalisant sur les recherches et développements instrumentaux effectués, en particulier sur le détecteur ISGRI d'*INTEGRAL*, notre laboratoire a réalisé des avancées techniques dans le domaine des détecteurs au CdTe, qui permettent maintenant d'atteindre une résolution spectrale et donc un seuil bas inégalé. Au prix de réorienter notre thématique scientifique tout en restant dans le domaine de l'astronomie gamma, nous avons donc proposé en 2005 le projet du télescope ECLAIRS pour l'observation des sursauts gamma.

Chapitre 7

Perspectives - ECLAIRS et les sursauts gamma

L'astrophysique des raies gamma dans le domaine de la dizaine de keV à la dizaine de MeV, discutée dans les précédents chapitres, est l'un des sujets d'études majeurs de SPI, qui offre une excellente résolution en énergie et un champ de vue assez large pour pouvoir également étudier des structures d'émission diffuses. Pour aller au delà des résultats à terme atteignables par SPI, il faudrait concevoir un instrument offrant une sensibilité meilleure, typiquement d'au moins un facteur 10. Cependant, depuis la conception de SPI, les technologiques n'ont pas encore avancées de façon assez significative pour pouvoir raisonnablement espérer voir en orbite un successeur de SPI dans un avenir proche¹.

C'est pourquoi notre groupe SPI, membre du Laboratoire de Détection Spatiale au CEA Saclay dont le rôle est le développement de missions astrophysiques spatiales, opère depuis peu une réorientation thématique depuis l'astrophysique des raies gamma vers l'astronomie des sursauts gamma, en profitant des nouvelles opportunités de missions spatiales qui s'offrent à nous.

Les sursauts gamma, signés par l'apparition durant un court moment d'une nouvelle source gamma céleste, ne sont pas l'objectif principal de SPI, mais sont également observés par l'instrument à un taux d'environ un par mois. En guise d'exemple, la Fig. 7.1 présente le premier sursaut gamma détecté par *INTEGRAL* durant la phase d'observation de la nébuleuse du Crabe en 2003 lors de l'étalonnage des instruments en vol. Sachant que le taux de sursauts gamma observables apparaissant à une position aléatoire de la voûte céleste est de l'ordre d'un par jour, afin d'en augmenter le nombre d'observations, un instrument dédié offrant un champ de vue plus important s'avère nécessaire.

L'opportunité de développer un tel instrument dédié aux sursauts gamma s'est présentée à notre groupe, à savoir le télescope ECLAIRS, d'abord étudié comme un micro-satellite

1. Afin d'augmenter d'un facteur important la sensibilité d'un instrument spectroscopique, offrant – comme SPI – une excellente résolution en énergie pour détecter des raies gamma, la technique de focalisation des rayons gamma dans le domaine de la centaine de keV au MeV est à l'étude. Des projets de type "lentille gamma" proposent d'utiliser la diffraction des rayons gamma dans des réseaux cristallins judicieusement orientés de façon à les focaliser sur un détecteur. Outre les problèmes technologiques à résoudre, de tels instruments posent encore des problèmes de principe, notamment à cause de leur champ de vue très petit et d'une bande d'énergie réduite (faut-il optimiser l'instrument pour la raie à 511 keV, mais alors quelle source viser avec un instrument d'un champ de vue de quelques minutes d'arc, sachant que l'émission jusqu'ici identifiée est diffuse dans une région de taille de 7 degrés dans le ciel?).

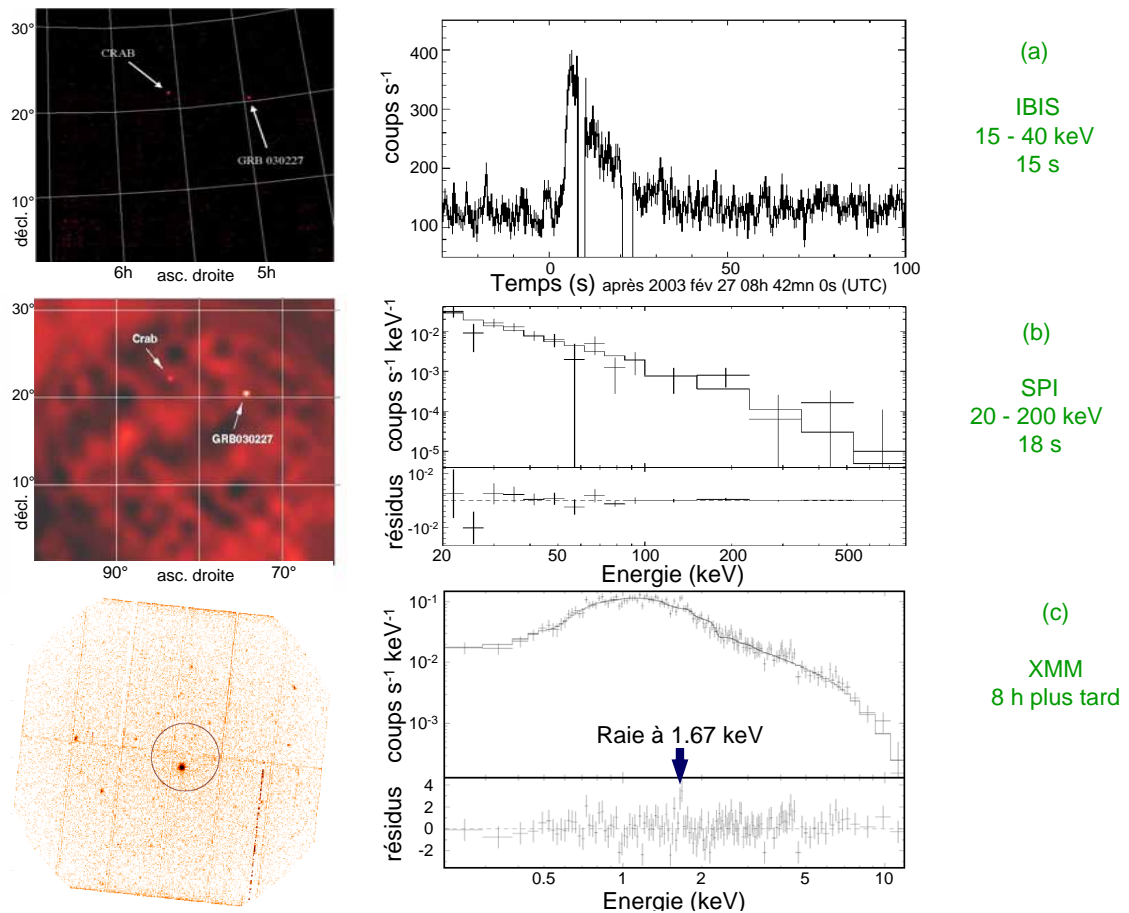


FIGURE 7.1 – Le premier sursaut gamma vu par *INTEGRAL* pendant la phase de vérification des performances des instruments lors de l’observation de la nébuleuse du Crabe en 2003, d’après Mereghetti et al [232]. (a, en haut à gauche) GRB030227 a été détecté par le logiciel temps-réel IBAS à l’ISDC à partir de l’analyse des données de télémessure de l’instrument ISGRI dans une image de durée 15 s pour la bande d’énergie 15-40 keV. La source a été localisée avec une précision de 5 minutes d’arc sur le ciel et un message a été envoyé en moins d’une heure au réseau GCN. (a, en haut à droite) courbe de lumière enregistrée par ISGRI ; la source est si forte que des portions de données sont perdues dans l’envoi de la télémessure vers le sol. (b) SPI a également observé la source et permis d’en dériver un spectre dans la bande 20-200 keV (flux de $1.1 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). (c) Un ordre de dépointage du télescope spatial XMM-Newton de l’ESA sur l’emplacement de la source gamma a été émise 8 heures après sa détection, ce qui a permis d’observer la rémanence en rayons X de cette source, et d’obtenir une indication d’émission dans la raie à 1.67 keV qui signerait la présence de fer dans cette source.

7.1. LES SURSAUTS GAMMA

du CNES, puis sur le satellite *SVOM*, c'est pourquoi depuis 2006 nous poursuivons activement son développement.

Dans ce chapitre de perspectives je présenterai d'abord les sursauts gamma comme objets astrophysiques, avant de présenter notre projet ECLAIRS sur *SVOM*, et en particulier son système embarqué dont je suis en charge, dédié à la recherche et localisation en temps-réel des sursauts gamma sur le ciel.

7.1 Les sursauts gamma

Les sursauts gamma (GRB pour *Gamma-Ray Burst* en anglais) sont des événements cosmiques éphémères, détectés à un taux d'environ un par jour, à l'aide d'observatoires opérant en rayons gamma, par l'apparition d'une bouffée de rayons gamma durant quelques secondes, en provenance d'un point imprévisible de la voûte céleste. Des observations de suivi rapide à l'emplacement de la source détectée, au moyen de télescopes opérant en rayons X, dans le visible, et en radio, permettent souvent de détecter une émission rémanente associée qui s'efface progressivement. Ces observations ont permis de montrer que les sursauts gamma sont des sources pour la plupart situées à des distances cosmologiques, ce qui en fait, au vu de leur luminosité observée, les phénomènes intrinsèquement les plus brillants de tout l'Univers, depuis le *Big Bang*, et l'on pense qu'ils sont liés à la formation de trous noirs de masse stellaire.

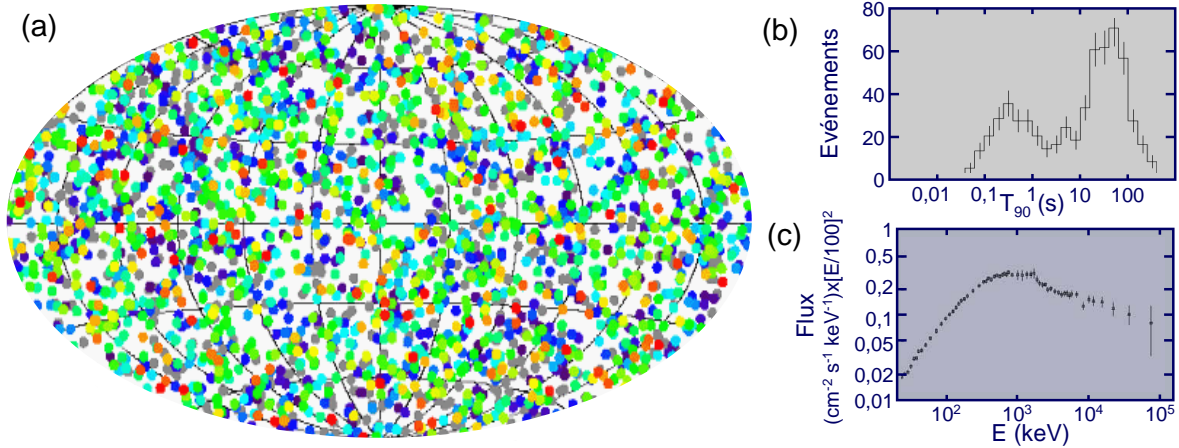


FIGURE 7.2 – Principaux résultats de BATSE, d'après [243] : (a) distribution isotrope sur le ciel de 2704 sursauts gamma (en coordonnées galactiques, code couleur en fonction de la dureté du spectre en énergie), (b) distribution bimodale en durée (T_{90} =durée intégrant de 5% à 95% de la fluence du sursaut), (c) spectre typique de sursaut (avec $E_{pic} \sim 200$ keV, énergie des photons rayonnés au pic de probabilité).

Historique rapide Les sursauts gamma ont été décelés da fin des années 1960 à l'aide de détecteurs gamma montés sur satellites², qui enregistrent une augmentation de taux

2. les premiers GRB étaient détectés en 1967 par les satellites américains *Vela* de surveillance du traité d'interdiction des essais d'armes nucléaires dans l'atmosphère terrestre et dans l'espace (premier sursaut gamma jamais découvert : GRB670702, par Vela-4). La première publication à leur sujet est parue en 1973 [188].

7.1. LES SURSAUTS GAMMA

de comptage dans la bande des rayons gamma, qui peut varier, selon l'événement, entre une dizaine de millisecondes à une dizaine de minutes.

L'origine de ces événements est restée un mystère jusqu'au milieu des années 1990, pendant lesquelles le détecteur BATSE à bord du satellite *CGRO* de la NASA a certes établi une carte de leur distribution sur le ciel, isotrope, composée de 2704 de ces événements accumulés en 9 ans d'observation [243] (voir Fig. 7.2). Des études statistiques ont par ailleurs montré qu'environ 80% des ces sursauts émettent des photons gamma durant moins d'une minute, et qu'il y a une classe de sursauts dits "courts" avec une durée de moins de quelques secondes, les autres étant qualifiés de "longs".

La percée dans la compréhension du phénomène n'a été obtenue que 30 ans après sa première détection, en 1997, par la découverte d'une émission rémanente (*afterglow* en anglais) faisant suite à plusieurs sursauts gamma, détectée d'abord dans la bande des rayons X [144] par le satellite italo-néerlandais *Beppo-SAX*³, puis dans le visible [286] et en radio [159], ce qui a permis d'identifier les galaxies hôtes de ces événements et de mesurer leur décalage spectral vers le rouge, et par conséquent démontrer qu'ils se situent à des distances cosmologiques.

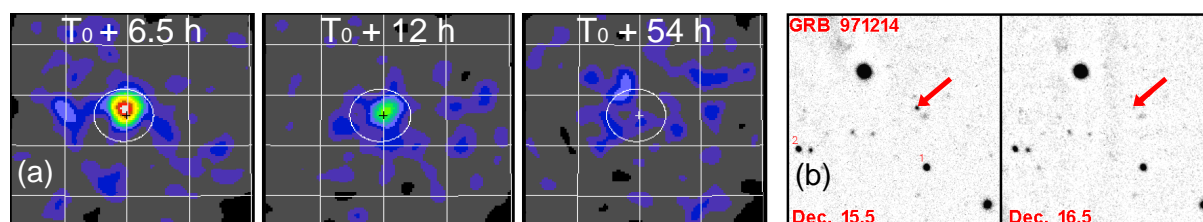


FIGURE 7.3 – Exemple d'observation de la rémanence du sursaut gamma GRB971214 par (a) *Beppo-SAX* en rayons X, puis (b) dans le visible au sol, d'après [306].

De nos jours, la plupart des sursauts gamma exploitables en termes de décalage vers le rouge sont détectés par le satellite *Swift* de la NASA (lancé en novembre 2004), à l'aide d'un instrument à grand champ (BAT), suivi de la réorientation du satellite en mode autonome (amélioration depuis *Beppo-SAX*), afin d'observer aussi rapidement que possible la rémanence du sursaut et d'étudier les structures temporelles présentes dans sa courbe de lumière, à l'aide de télescopes embarqués à petit champ de vue, opérant en rayons X (XRT) et en UV/visible (UVOT).

Modèles de sursauts gamma Les observations ont permis de montrer que les sursauts gamma sont la signature d'explosions très énergétiques qui se produisent dans l'Univers, pour la plupart d'entre elles à des distances cosmologiques, et l'on postule qu'elles sont liés à la formation de trous noirs de masse stellaire.

3. Le premier sursaut gamma avec détection de la rémanence associée a été GRB970228, détecté par *Beppo-SAX*. La séquence d'observations se déroulait ainsi, à titre d'exemple, pour un autre d'entre eux, GRB971214 : suite à sa découverte par la caméra à grand champ WFC de *Beppo-SAX* qui a permis de déterminer sa localisation avec une précision de 4 minutes d'arc (confirmé par BATSE), le satellite *Beppo-SAX* est réorienté après 6.5 h pour placer l'événement dans le champ de son télescope à rayons X, qui détecte une source dont l'éclat diminue avec le temps jusqu'à disparaître en dessous du seuil de détection au bout de 2 jours (voir Fig 7.3). Cet événement a également pu être observé par toute une série de télescopes au sol, qui ont pu déterminer le décalage vers le rouge de la galaxie hôte : $z=3.42$. L'événement a donc eu lieu 1.9 milliards d'années après le *Big Bang*, sachant que son âge actuel est estimé à 13.7 milliards d'années [305]

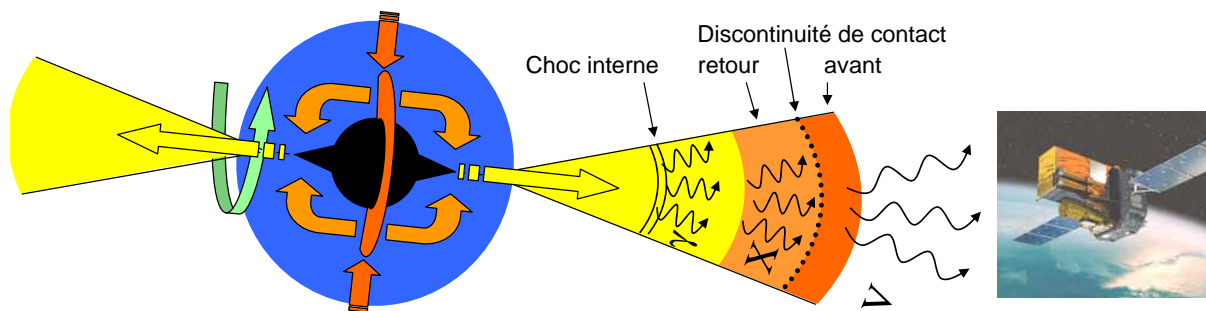


FIGURE 7.4 – Schéma de principe du modèle de sursaut gamma long (*collapsar*). Lorsque le combustible nucléaire arrive à manquer au sein d'une étoile très massive ($> 50 M_{\odot}$), son cœur s'effondre sous sa propre gravité sans que rien ne puisse l'arrêter : il y a formation d'un trou noir au sein de l'étoile. Si l'étoile est en rotation très rapide, son moment d'inertie piège la matière des régions équatoriales de l'étoile dans un disque interne de plasma, alors que la matière des régions polaires est plus facilement aspirée dans le trou noir, si bien que deux canaux s'y ouvrent, par lesquels des particules sont éjectées à des vitesses relativistes (avec un facteur de Lorentz $\Gamma > 100$) sous forme de deux jets formant des angles d'ouverture de quelques degrés. Des instabilités magnéto-hydrodynamiques dans le disque interne proche du trou noir (durée de l'orbite stable la plus interne ~ 1 ms = échelle de variabilité attendue) se reflètent à l'extérieur de l'étoile dans le jet relativiste par la présence de coquilles de matière plus lentes qui sont rattrapées par des coquilles plus rapides, produisant des chocs (chocs internes) et des résonances dans le jet, accompagnés de l'accélération de particules qui rayonnent en produisant de photons gamma (GRB), principalement par effet synchrotron, émis à une certaine distance de l'étoile où le jet est devenu transparent au rayonnement. Lors du contact du jet avec le milieu interstellaire, un nouveau choc (choc externe) se propage en avant dans ce milieu, d'où résulte la rémanence observable dans le visible, les rayons X et la bande radio. Un choc en retour dans le jet pourrait être responsable de l'émission prompte en rayons X et dans le visible, observable pour certains GRB.

7.1. LES SURSAUTS GAMMA

Les modèles les plus populaires sont (i) le *collapsar*, c'est-à-dire l'effondrement gravitationnel d'une étoile très massive en rotation rapide, pour les sursauts gamma à durée dite longue (au delà de ~ 2 s) observés principalement dans les galaxies à fort taux de formation d'étoiles, et (ii) la coalescence de deux objets compacts (comme des étoiles à neutrons) en orbite dans un système binaire pour les sursauts dits courts, observés dans des galaxies en dehors des régions de formation d'étoiles.

Ces événements sont accompagnés d'écoulements de matière relativiste, des jets collimatés⁴ avec des angles d'ouverture de quelques degrés, orientés dans la direction de l'observateur. Des modèles prédisent que les rayons gamma sont émis dans les chocs internes qui ont lieu dans ces jets, alors que l'émission rémanente est produite par interaction du jet sur le milieu circumstellaire (voir Fig. 7.4). L'énergie rayonnée en gamma par les jets⁵ d'un sursaut gamma est de l'ordre de 10^{51} erg, ce qui correspond à la totalité de l'énergie cinétique d'une explosion typique de supernova convertie en rayons gamma, sachant que dans le visible celle-ci ne rayonne que de l'ordre de 10^{49} erg. Au vu de ces chiffres, les sursauts gamma sont par conséquent les explosions les plus énergétiques observées dans l'Univers depuis le big-bang.

Quelques sursauts gamma remarquables Nous avons déjà discuté GRB030329 (section 6.4.1), la véritable pierre de Rosette établissant le lien entre sursauts gamma longs et supernovæ SN Ic sousjacentes, confortant le modèle de *collapsar* pour cette classe de sursauts.

Le sursaut GRB050509B, de la classe des sursauts courts, a été le premier à avoir été associé à une galaxie ancienne, sans activité de formation d'étoiles, confortant le modèle de coalescence d'étoiles à neutres pour cette classe de sursauts.

Le sursaut GRB080319B a été détecté par *Swift* et simultanément observé par le télescope à grand champ polonais, PIOTRTHESKY. Avec une magnitude dans le visible de 6, c'est l'événement le plus lointain (situé à $7 \cdot 10^9$ d'années lumière, soit à mi-distance de l'horizon de l'Univers) qu'un observateur aurait pu voir à l'œil nu.

Le sursaut GRB080916C (détecté par le satellite *Fermi* de la NASA, lancé en juin 2008) a émis à ce jour la plus grande quantité d'énergie totale (9000 supernovæ typiques dans l'hypothèse isotrope) et les photons de plus haute énergie jamais détectés (> 100 GeV).

Le sursaut GRB090423 a été détecté à un décalage vers le rouge $z=8.3$, ce qui en fait la source astrophysique la plus lointaine jamais observée. Mis à part le rayonnement du fond cosmologique émis à $z \sim 1100$, quand l'Univers était âgé de 3 minutes, GRB090323 est situé

4. L'émission sous forme de jets a été proposée pour résoudre le problème de l'énergétique de certains sursauts. Par exemple GRB971214 émettrait $3 \cdot 10^{53}$ erg en rayons gamma, dans l'hypothèse d'une émission isotrope, soit 300 fois plus que l'énergie cinétique d'une supernova typique, ce qui est difficile à imaginer. L'émission par jets a été révélée par la détection d'une cassure dans la décroissance temporelle observée de la rémanence, interprétée comme le moment où le facteur de Lorentz Γ des particules a décré (et donc le cône de visibilité relativiste s'est ouvert) à un niveau tel que l'observateur puisse voir toute la surface d'émission du jet. Cependant, depuis les observations d'un grand nombre de sursauts par *Swift*, et en particulier le suivi en rayons X de leur rémanence par le XRT, la belle image d'une cassure achromatique (indépendante de la longueur d'onde) de leur courbe de lumière, attendue dans le modèle géométrique des jets, n'est plus aussi nette dans beaucoup de cas. La compréhension de la rémanence s'avère plus complexe qu'attendue.

5. Dans l'hypothèse d'une émission isotrope, c'est-à-dire sans qu'elle ne soit produite dans des jets collimatés, l'énergie rayonnée en gamma doit être augmentée d'un facteur cent à mille, ce qui rendrait le phénomène totalement incompris.

7.1. LES SURSAUTS GAMMA

plus loin que les plus distants quasars observés. L'étoile associée, l'une des toutes premières lumières allumées dans les ténèbres de l'Univers primordial, aurait explosé seulement 650 millions d'années après le *Big Bang*⁶.

Objectifs de l'étude des sursauts gamma L'observation de sursauts gamma permet d'étudier la physique même de l'événement (contraindre les modèles de sursauts gamma, la physique des écoulements relativistes, leur lien avec les supernovæ), de déterminer la distance de l'événement (mesure du décalage vers le rouge de la galaxie hôte), de l'utiliser comme source de lumière d'arrière fond (qui illumine l'Univers qui nous en sépare), ou d'utiliser un lot statistique d'entre eux pour l'étude de l'histoire de la formation des étoiles et comme outil cosmologique.

Les sursauts mettent en jeu des processus physique extrêmes :

- *Physique des jets relativistes et chocs.* Des processus hydrodynamiques complexes (écoulements relativistes, similaires aux noyaux actifs de galaxies et aux microquasars) et des mécanismes d'émission variés (thermique, synchrotron, effet Compton, etc) sont en jeu dans les sursauts gamma. Les écoulements ultra-relativistes de matière prennent naissance lors de la formation d'un trou noir (modèles du *collapsar* ou de la coalescence d'objets compacts). Des chocs internes au jet lui-même accélèrent des particules et produiraient l'émission des rayons gamma observés. L'origine de l'émission prompte dans le visible (comme pour GRB090423 ou GRB990123[269]) est beaucoup moins connue. Elle pourrait être la conséquence d'un choc en retour dans le jet lors de son interaction avec le milieu interstellaire. L'émission prompte en X pourrait résulter de chocs internes ou externes, mais elle pourrait aussi être de l'émission thermique émise lorsque le jet devient transparent. Certains modèles prédisent un précurseur en X.
- *Physique du moteur central.* Des modèles tentent de lier les observations à l'activité du trou noir en formation. La variabilité de l'émission prompte en gamma serait liée aux instabilités du tore de débris ceinturant le trou noir. L'étude de la rémanence en X (surtout avec *Swift*) montre dans certains cas de sursauts une recrudescence répétée de l'émission X très tardivement (10^4 s), ce qui pourrait indiquer une activité encore soutenue du moteur central.

Les sursauts gamma sont des sources astrophysiques d'un intérêt remarquable :

- *Lien avec les supernovæ.* Ce lien a été établi pour la première fois avec le sursaut long GRB030329. Traceurs d'explosions d'étoiles très massives au confins de l'Univers observable, les sursauts pourraient permettre la mesure du taux de formation d'étoiles au cours de l'histoire de l'Univers (en fonction du décalage vers le rouge z), et, à terme, la détection des toutes premières étoiles de l'Univers (étoiles de Population III), estimées avoir été formées à $z \sim 10-15$. Après les âges sombres de l'Univers qui ont débuté avec la formation d'atomes neutres à l'époque de la recombinaison ($z \sim 1100$), ces premières lumières pourraient avoir été à l'origine de la réionisation de l'Univers et de sa métallicité. La question de la capacité des étoiles de Population III à engendrer des sursauts gamma est encore débattue (Belczynski, Bulik et al, 2007 [125]).
- *Phares pour illuminer l'avant plan.* En illuminant l'Univers par leur forte luminosité et sur de très larges distances, les sursauts gammas pourraient servir à étudier la matière sur la ligne de visée. Comme les quasars, les sursauts gamma illuminent le milieu interstellaire des galaxies hôtes et le milieu intergalactique, dont les propriétés s'impriment

6. Pour la cosmologie standard, $\Omega_\Lambda=0.7$, $\Omega_M=0.3$, $H_0=71$ km/s/Mpc, calculateur : [305].

7.1. LES SURSAUTS GAMMA

dans le spectre de la rémanence observée (raies d'absorption ou d'émission). Contrairement aux quasars, les sursauts gamma permettent des études plus directes, car leurs galaxies hôtes ne sont ni à noyau actif, ni très massives, et l'environnement n'est pas ionisé par la radiation de la source.

- *Coalescence d'étoiles à neutrons et ondes gravitationnelles.* Les sursauts courts pourraient être le résultat de coalescences d'étoiles à neutrons, comme l'indique pour la première fois le sursaut GRB050509B. Par conséquent, un tel système binaire, en rotation de plus en plus rapide avant coalescence, devrait émettre des ondes gravitationnelles, que de futurs observatoires (de type *LISA*) seraient en mesure de détecter.
- *Rayons cosmiques et neutrinos.* Le gros des rayons cosmiques est constitué de particules accélérées dans les ondes de choc créées par les vestiges de supernovæ dans le milieu interstellaire. Mais l'origine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie ($>1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV}$ jusqu'à des centaines d'EeV) reste encore mystérieuse⁷. Les sursauts gamma, dotés d'une formidable capacité d'accélération de particules, dont des protons (p), pourraient être à leur origine. Des collisions à très haute énergie dans les jets des sursauts gamma pourraient créer des neutrinos de haute énergie ($pp \rightarrow \pi \rightarrow \nu$), détectables par les télescopes à neutrinos actuellement opérationnels (tels *ANTARES*⁸, *Amanda*) ou futurs (*IceCube*, *Km3net*).
- *Cosmologie.* L'étude des propriétés physiques des sursauts gamma n'est non seulement importante pour la compréhension de l'objet astrophysique en lui même, mais aussi afin de savoir s'ils peuvent être utilisées comme "chandelles standards" à des fins de cosmologie (à l'instar des SN Ia dont on estime la luminosité intrinsèque à partir de leurs propriétés temporelles, permettant l'estimation de leur distance). De premières tentatives d'études cosmologiques⁹ à l'aide de jeux statistiques de sursauts gamma s'avèrent fructueuses [162].

Stratégie actuelle d'observation Actuellement la communauté scientifique mondiale des sursauts gamma est impliquée dans une stratégie d'observation en trois étapes.

La première étape (i) repose sur des missions spatiales capables de détecter les sursauts gamma, et de fournir à la communauté internationale des alertes rapides avec une précision de localisation de quelques minutes d'arc : essentiellement *Swift* avec ~ 100 sursauts par an, et en moindre mesure *INTEGRAL* avec ~ 1 sursaut par mois, *Fermi* avec \sim quelques sursauts par an détectés à très haute énergie et localisés à la minute d'arc (par LAT) et ~ 300 sursauts par an localisés à seulement $\sim 1^\circ$ (par GBM) ; mentionnons aussi la mission *Agile*. La deuxième étape (ii) consiste à employer des télescopes robotiques au sol, d'un champ de vue de quelques minutes d'arc, capables de se repointer très rapidement et de manière autonome en direction de la source de l'alerte, afin de détecter la rémanence et

7. L'observatoire *Auger* a récemment montré qu'ils proviendraient des zones les plus denses en galaxies d'une portion de l'Univers local : *Auger* a montré l'existence de la coupure GZK par la diminution du flux au delà de 40 EeV. A cette énergie les particules ont un libre parcours moyen de $\sim 200 \cdot 10^6$ années lumière car ils interagissent avec les photons du fond diffus cosmologique, et ne peuvent donc provenir que de l'Univers local.

8. *ANTARES* a implémenté la recherche de neutrinos corrélés spatialement et temporellement avec une alerte de sursaut gamma du GCN [153]

9. Elles nécessitent des GRB avec mesure de *redshift* z , et tirent profit d'une corrélation observée entre l'énergie E_{peak} et l'énergie $E_\gamma = E_{iso}(1 - \cos \theta)$, où E_{iso} est l'énergie rayonnée en gamma dans l'hypothèse isotopique, qui est corrigée à l'aide de θ , l'angle d'ouverture du jet, estimé à partir du moment de changement de pente dans la courbe de lumière observée dans le visible.

7.1. LES SURSAUTS GAMMA

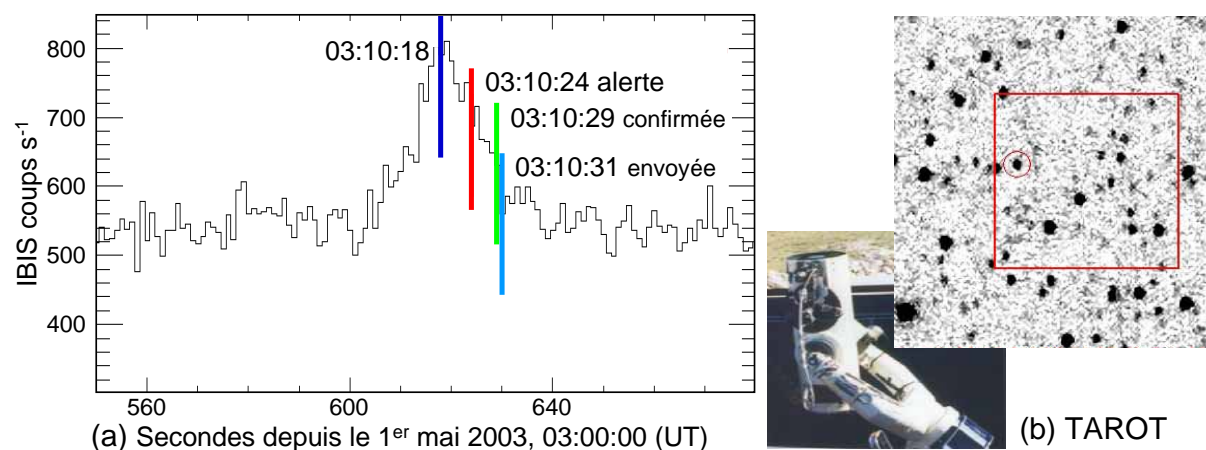


FIGURE 7.5 – Le sursaut gamma GRB030501 démontre l’emploi de télescopes robotiques au sol pour affiner la position des sursauts gamma par la détection de leur rémanence dans le visible. En effet, cet événement, surnommé ”sursaut du premier mai”, représente à ce jour le record en rapidité d’observation suite à une alerte : (a) l’outil IBAS détecte un événement dans la télémessure temps-réel d’*INTEGRAL* à 3h 10mn 18s, fabrique une alerte sursaut gamma à 3h 10mn 24s, la vérifie et l’envoie à 3h 10 mn 31s. (b) 19 secondes plus tard, un petit télescope robotique de 25 cm de diamètre, TAROT [304], débute l’observation de la boîte d’erreur de quelques minutes d’arc indiquée dans l’alerte d’*INTEGRAL*, et obtient, à partir d’une image de 30 secondes d’exposition, la détection d’une nouvelle source et sa localisation avec une précision de l’ordre de la seconde d’arc.

d’en affiner la position à la seconde d’arc. La troisième étape (iii) emploie les plus grands télescopes de la planète (dont ceux du VLT de l’ESO), qui de par leur très petit champ de vue nécessitent cette position affinée (d’où le côté crucial de l’étape n° 2). Ils permettent d’obtenir *in fine* le spectre de la rémanence et une détermination précise du décalage vers le rouge de la galaxie hôte et donc la distance de la source.

Pour (ii), beaucoup de télescopes robotiques sont actuellement en opération ou en construction dans le monde entier. La Fig. 7.5 montre un exemple de la stratégie à l’œuvre, sur un sursaut d’*INTEGRAL* avec le télescope français TAROT [132], qui détient pour ce sursaut (GRB030501) le record de rapidité de repointage après alerte (19 s). Pour le suivi de sursauts gamma à fort décalage vers le rouge (exemple GRB090423), des télescopes robotisés opérant dans l’infrarouge, comme prévu dans le cadre de *SVOM*, seraient fort utiles. En ce qui concerne l’étape (iii), la communauté européenne contribue actuellement à XSHOOTER[237], un instrument de seconde génération du VLT de l’ESO, dédié à la spectroscopie dans le visible et l’infra-rouge proche, qui permet à partir de 2009 l’observation de l’environnement de sursauts gamma, le milieu interstellaire de la galaxie hôte et le milieu intergalactique sur la ligne de visée.

Vu les taux de détection donnés en (i), l’on voit que quasiment toute la chaîne repose actuellement sur *Swift*, auquel on peut souhaiter longue vie, cependant il est clair que pour le dixième anniversaire de son lancement, en 2014, il lui faudra un successeur ! La mission *SVOM*, que nous développons actuellement, est susceptible de prendre la relève à ce moment là¹⁰.

10. La NASA a toujours – depuis une décennie – dans ses cartons l’énorme mission *EXIST*, prévue

7.2 La mission SVOM

La mission *SVOM* pour *Space-based multi-wavelength Variable Objects Monitor* (moniteur spatial d'objets variables) s'est concrétisée fin 2006, comme partie d'un important lot d'accords de coopération, conclus au niveau des présidents français Jacques Chirac et chinois Hu Jintao. Auparavant il y a bien sûr eu des contacts très fructueux entre le CNES (agence spatiale française) et la CNSA (son homologue chinois), ainsi que la CAS (académie des sciences de Chine) et nous¹¹. En effet en 2005 nous avons mené ensemble avec le CNES, avec succès, une étude de faisabilité (Phase A) d'un projet de micro-satellite, dénommé *ECLAIRS*, dédié à la détection des sursauts gamma (Schanne et al, 2005 [40], 2006 [27]). La proposition du CNES de transposer pratiquement telsquels l'élément de détection du micro-satellite, le télescope *ECLAIRS*, sur la future mission franco-chinoise, du coup orientée sur l'étude des sursauts gamma, fut accueillie très favorablement par les scientifiques et responsables chinois, si bien que la phase A de *SVOM* a démarrée en mars 2007 avec une importante rencontre des spécialistes français et chinois qui s'est tenue à Xi'an.

Objectifs de *SVOM* comme successeur de *Swift* Le but de *SVOM* (voir Fig. 7.6) est de fournir à la communauté internationale un nombre important de détections en temps-réel de sursauts gamma sur le ciel, dotées d'une bonne localisation (précision de quelques minutes d'arc comme pour *Swift*).

SVOM tentera de détecter une proportion plus importante de sursauts très distants (et donc de spectres décalés vers les basses énergies par l'expansion de l'Univers) que *Swift*, grâce à l'emploi du détecteur à grand champ de vue (2 sr), dénommé *ECLAIRS*, optimisé pour des sursauts riches en rayons X (avec un seuil aussi bas que 4 keV). De plus *SVOM* aura une bande spectrale très large (4-3000 keV, donc de l'ordre de celle de *GBM* sur *Fermi*, comparée à seulement 15-150 keV pour *Swift*), ce qui lui permettra la détermination précise des paramètres spectraux du sursaut, dont l'énergie au pic (E_{peak}), cruciaux pour les modélisations cosmologiques.

SVOM emploiera, comme *Swift*, la méthode de dépointage rapide du satellite afin de placer des instruments à petit champ de vue sur la source détectée, à savoir un télescope X (du style de celui qui a déjà fait le succès de *Swift*) afin de localiser à 20 secondes d'arc près une grande partie des sursauts, et un télescope à grand diamètre (très sensible) pouvant localiser à la seconde d'arc près la source et opérant dans le visible (bande rouge, contrairement au télescope opérant dans l'ultra-violet de *Swift*, assez mal adapté à des sources cosmologiques donc décalées vers le rouge).

Outre les instruments embarqués sur satellite, la mission *SVOM* aura à sa disposition des moyens d'observation au sol dédiés, des télescopes à grand champ de vue asservi sur celui du satellite pour la détection de l'émission prompte, et des télescopes robotiques pour le suivi de la rémanence.

pour la deuxième moitié de la décennie à venir, ce qui laisse planer un doute si elle *EXIST*era un jour. La mission *Janus* a été récemment proposée à la NASA pour cette même échéance, mais elle n'a pas survécu à la deuxième étape de la sélection.

11. Laboratoires : CEA Saclay, CESR Toulouse, IAP Paris, APC Paris, LAM Marseille, LATT Toulouse, OHP Saint Michel l'Observatoire, MIT Boston

7.2. LA MISSION SVOM

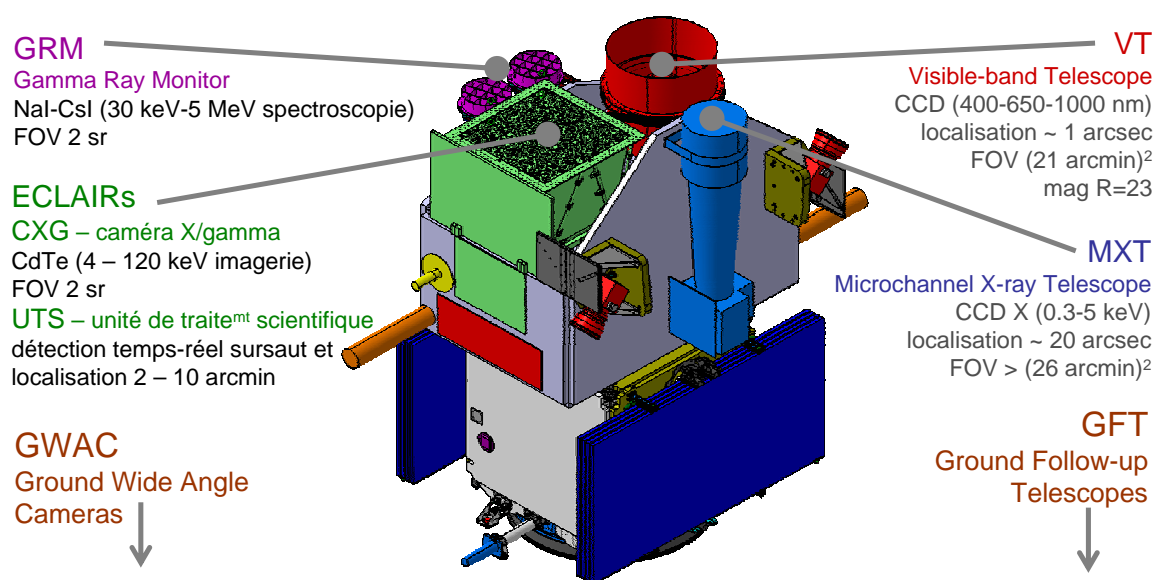


FIGURE 7.6 – Principaux éléments de la mission *SVOM*. Sur la partie gauche sont mentionnés les détecteurs à grand champ de vue : ECLAIRS (détection et localisation du sursaut, effectuées en temps-réel par l'UTS embarquée), GRM (*moniteur de rayons gamma* dédié à la spectrométrie), GWAC (*caméra grand angle au sol* pour l'observation de l'éventuelle émission prompte dans le visible). Sur la partie droite on trouve les détecteurs à petit champ de vue, nécessitant un repointage sur la localisation donnée par l'UTS d'ECLAIRS. Ils sont dédiés à l'observation de la rémanence du sursaut et à l'affinage de sa localisation : MXT (*télescope à microcanaux à rayons X*), VT (*télescope opérant en bande visible*), GFT (*télescope pour le suivi sol* opérant en bande visible et proche infra-rouge).

7.2. LA MISSION SVOM

Les instruments de *SVOM* Les instruments de *SVOM* sont présentés en Fig. 7.6 :

- ECLAIRS¹² : un télescope X et γ à masque codé, placé devant un détecteur d'une surface de 1024 cm² de CdTe (80×80 pixels de 4 mm de côté). Son grand champ de vue (2 sr) et sa bonne sensibilité lui permettent de détecter environ 80 sursauts par an dans la bande d'énergie de 4-120 keV et de les localiser en temps-réel sur le ciel à mieux que 10 arcmin (à la limite de détection ; rayon du cercle d'erreur à 90% de niveau de confiance).
- GRM¹³ : un spectromètre capable de déterminer les caractéristiques spectrales des sursauts sur une large bande de 30 keV à 5 MeV, grâce à deux détecteurs de 280 cm² de surface chacun, observant le champ de vue d'ECLAIRS (2 sr), sans capacité de localisation. Chaque détecteur est constitué de deux couches, NaI et CsI, entourées d'un scintillateur plastique qui, avec le CsI, permet d'anti-coïncider les rayons cosmiques.
- MXT¹⁴ : un télescope X à petit champ de vue (> 26 arcmin), utilisé après réorientation du satellite sur la source suite à une détection de la part d'ECLAIRS, permettant de focaliser des rayons X (0.3-5 keV) au moyen d'un concentrateur à microcanaux (focale 1 m, surface efficace 50 cm² à 1 keV) sur un détecteur CCD X, afin d'observer la rémanence du sursaut en rayons X et d'affiner sa localisation à mieux que 20 arcsec.
- VT¹⁵ : un télescope de 45 cm de diamètre à petit champ de vue (21×21 arcmin²) opérant dans le visible (bande R 400-700 nm et I 700-1000 nm), permettant l'observation de la rémanence dans le visible (couleur rouge, sensibilité limite : magnitude 22 en 30 s d'exposition) et l'affinage de sa localisation à 1 arcsec.
- GFT¹⁶ : des télescopes robotiques dédiés au sol (au Mexique et près de Pékin), de champ de vue adapté à la boîte d'erreur de localisation d'ECLAIRS, permettant le suivi rapide de la rémanence du sursaut dans l'infra-rouge et le rouge, et l'affinage de sa position.
- GWAC¹⁷ : des télescopes à grand champ de vue, observant le même champ qu'ECLAIRS, permettant l'étude de l'émission prompte du sursaut dans le visible.

Stratégie d'observation et orbite La stratégie d'observation de *SVOM* sera de sorte à favoriser l'observation par les moyens sol, et donc d'augmenter la proportion des sursauts avec détermination du décalage vers le rouge, un sursaut avec distance connue ayant beaucoup plus de valeur (voir Fig. 7.7). Cette stratégie implique que la Terre occulte en moyenne 23% du champ de vue d'ECLAIRS, réduisant d'autant son temps d'observation, et introduisant un bruit de fond asymétrique sur le détecteur et variable au cours de l'orbite, le bruit de fond X cosmique, principale composante de bruit de fond d'ECLAIRS, étant masqué par la Terre.

L'orbite prévue pour *SVOM* est circulaire autour de la Terre, de période ~ 90 min, à basse altitude (entre 600-650 km) afin d'évoluer en dessous des ceintures magnétiques de

12. Laboratoires impliqués : CEA Saclay pour la maîtrise d'œuvre du projet, l'électronique de détection temps-réel UTS, le centre de traitement scientifique, les ASICS de lecture du plan de détection ; CESR Toulouse pour la réalisation du plan de détection ; APC Paris pour la réalisation du masque ; IAP Paris pour du traitement scientifique ; CNES pour le support projet

13. *Gamma-Ray Monitor*. Laboratoires : IHEP Pékin

14. *Microchannel X-ray Telescope*. Consortium de laboratoires français (CEA Saclay, LAM Marseille, CESR Toulouse) et anglais (Université de Leicester) sous la maîtrise d'œuvre du CNES

15. *Visible Telescope*. Laboratoires : NAOC Pékin, XIOPM Xian, SECM Shanghai

16. *Ground Follow-up Telescope*. Laboratoires : LATT Toulouse, LAM Marseille, NAOC Pékin

17. *Ground-based Wide Angle Camera*. Laboratoires : NAOC Pékin

7.2. LA MISSION SVOM

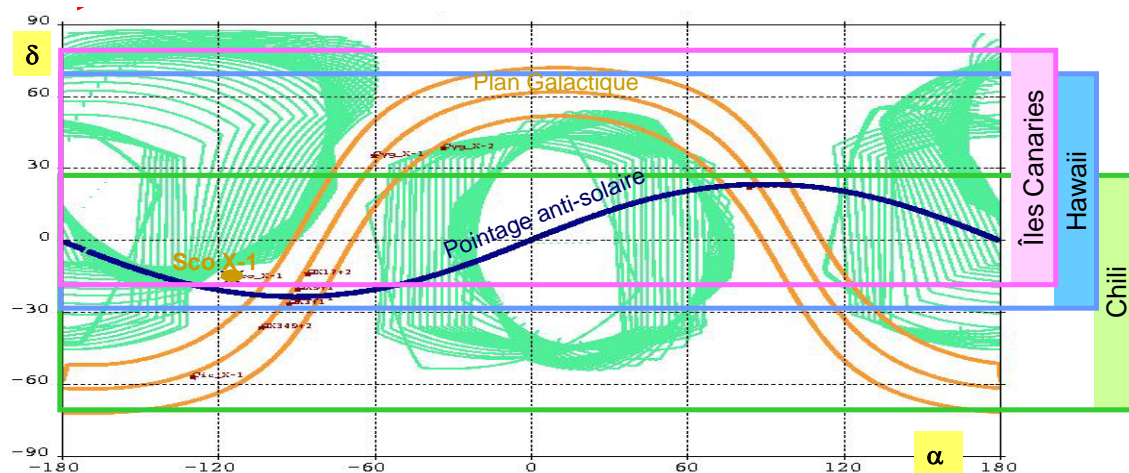


FIGURE 7.7 – La stratégie de pointage du champ de vue d’ECLAIRS (en vert) sur *SVOM* suit généralement un pointage anti-solaire (à $\pm 45^\circ$) avec évitement de Sco X-1 et du plan galactique, qui comporte des sources brillantes en rayons X et qui est opaque dans le visible pour le suivi sol des sursauts. La simulation montre que 73% du champ de vue d’ECLAIRS est immédiatement visible par au moins l’un des 3 sites majeurs de télescopes sol, et par tous en moins de 12 h (Cordier et al, 2008 [9]).

la Terre et de diminuer ainsi le bruit de fond induit par les particules chargées piégées. L’orbite est inclinée (entre $20\text{-}30^\circ$) par rapport à l’équateur, ce qui fait passer le satellite dans la région de l’anomalie sud-atlantique du champ magnétique terrestre, où le bruit de fond des particules chargées augmente tellement que des détections fiables semblent compromises durant une dizaine de minutes pour les orbites passant dans la zone, soit 13% du temps.

7.2.1 Le télescope ECLAIRS

ECLAIRS (Schanne et al, 2008 [10], Mandrou, Schanne et al, 2008 [8]), développé sous maîtrise d’œuvre du CEA Saclay, (Fig. 7.8) est un télescope à masque codé similaire à ISGRI sur *INTEGRAL* (précédemment développé au CEA Saclay).

Son plan de détection (réalisé au CERN Toulouse), de 36 cm de côté et de 1024 cm^2 de surface sensible, est composé de 80×80 pixels de CdTe d’un mm d’épaisseur et de 4 mm de côté, espacés de 0.5 mm (si bien que la grille du détecteur a un pas de 4.5 mm). Les pixels de CdTe de type Schottky à contacts en platine (développés par ACRO RAD Japon), combinés à une électronique de lecture à base d’ASICs à très faible courant de fuite (IDeF-X, développés au CEA Saclay) permettent d’atteindre le seuil de détection très bas de 4 keV seulement (contre $>15\text{ keV}$ pour *Swift*), l’un des atouts principaux d’ECLAIRS pour être apte à détecter une fraction plus importante de sursauts cosmologiques dont le rayonnement est écalé vers les basses énergies.

Le masque codé d’ECLAIRS, monté à 46 cm au dessus du plan de détection, d’une taille de 54 cm de côté, est composé de 100×100 pixels – dont 40% sont transparents – de 5.4 mm de côté (soit un rapport de pas de grille $F_{m/d}=1.2$ entre masque et détecteur, choisi – tout en gardant une bonne sensibilité – pour lever la dégénérescence de localisation qu’aurait entraîné dans le cas $F_{m/d}=1$ l’espace de 0.5 mm entre pixels de détecteur). La Fig. 7.9a

7.2. LA MISSION SVOM

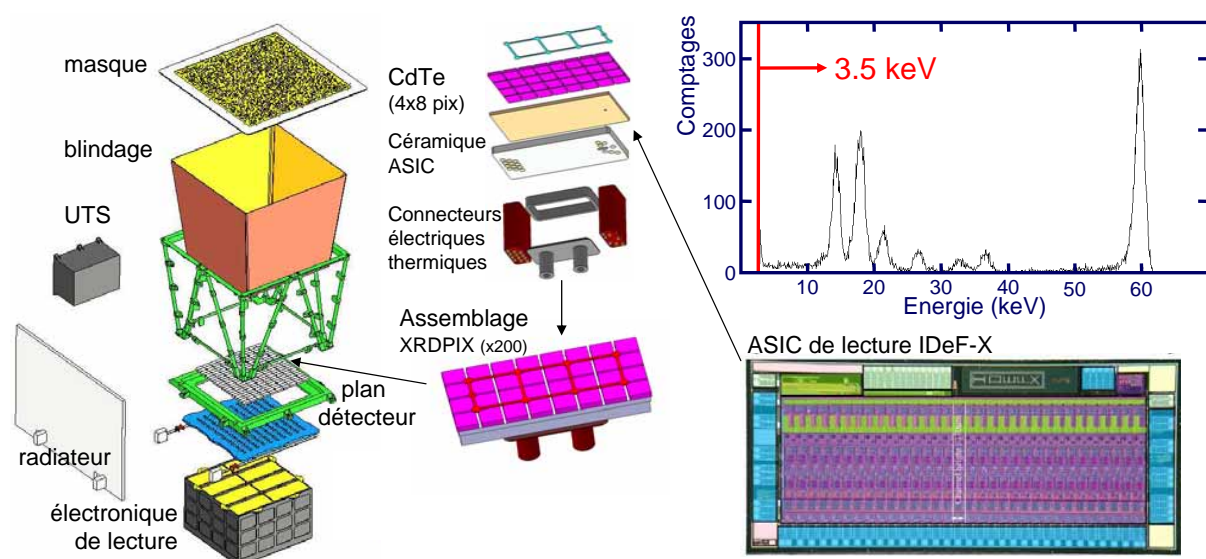


FIGURE 7.8 – ECLAIRS se compose principalement d’un masque codé, du plan de détection entouré d’un blindage et de l’électronique associée. Le plan détecteur se compose de 200 modules XRDPIX très compacts, à 32 pixels de CdTe chacun couplés à un ASIC de lecture à bas bruit, permettant d’obtenir une bonne performance spectroscopique (ici spectre en obtenu avec une source d’américium-241) et notamment un seuil en énergie très bas (<4 keV) ce qui est remarquable pour ce type de détecteurs non cryogéniques (refroidis par radiateur seulement), et qui confère à ECLAIRS un potentiel de détection de sursauts cosmologiques important.

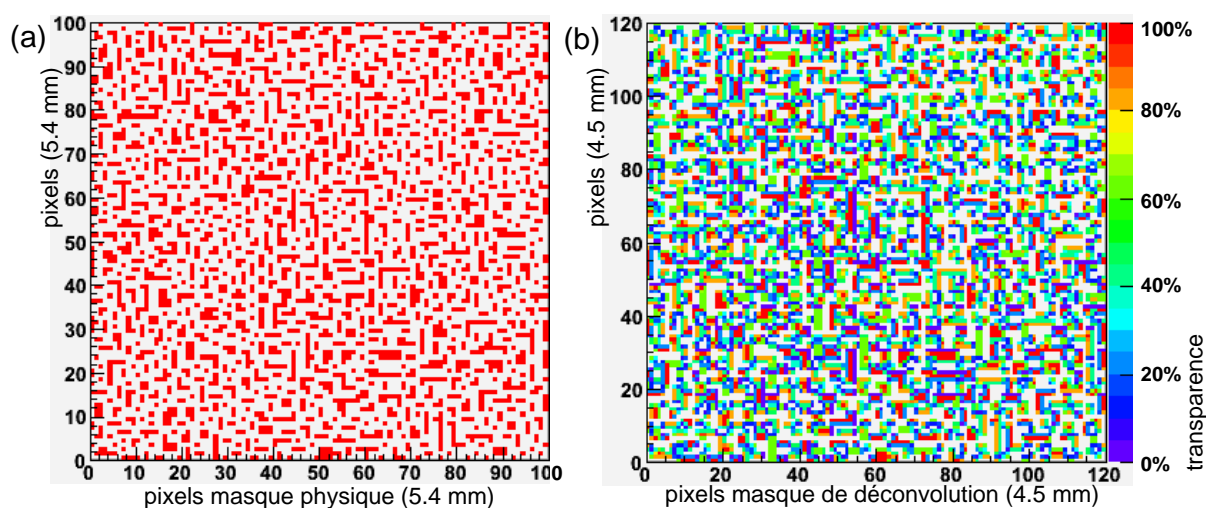


FIGURE 7.9 – Exemple de masque d’ECLAIRS. (a) masque physique (sur une grille de 5.4 mm) avec transparence de 30%, à structure aléatoire biaisée de sorte à obtenir un masque autoporteur (en un seul morceau) avec de bonnes propriétés de déconvolution. (b) masque rebinné sur la grille du détecteur (soit un pas de 4.5 mm) utilisé pour la déconvolution de l’image détecteur.

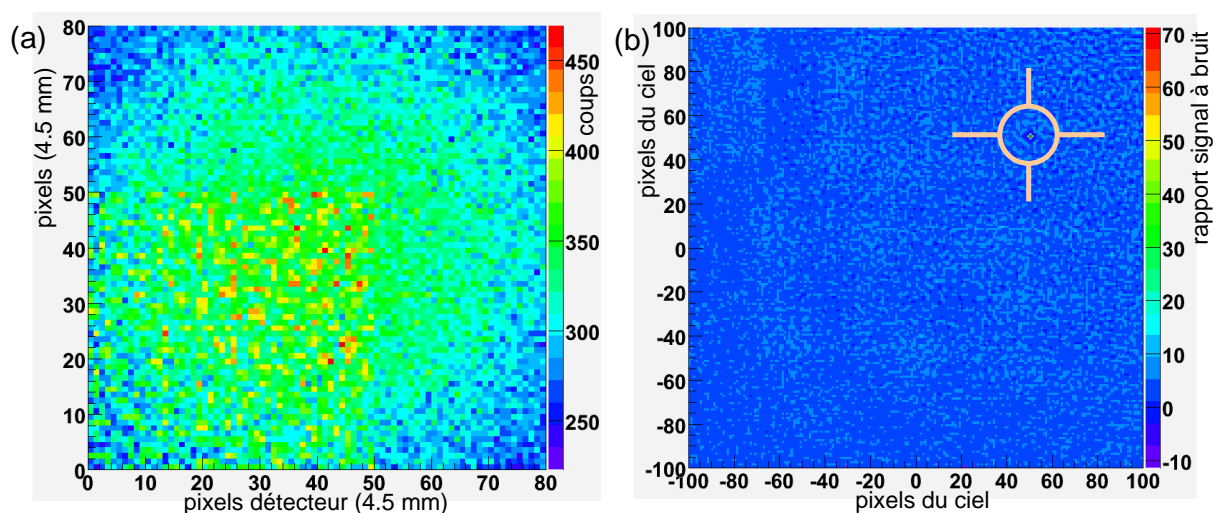


FIGURE 7.10 – Exemple de déconvolution d’une image détecteur d’ECLAIRS. (a) image détecteur, appelée aussi *shadowgramme* (nombre de coups enregistré par chaque pixel du détecteur). L’exemple montre une intégration (durant 1000 s dans la bande 4-50 keV) du bruit de fond cosmique (structure bombée) et de la projection à travers le masque des photons d’une source d’intensité 640 photons/cm^2 , placée à 32° hors axe, au pixel (50,50) du ciel. (b) image du ciel en rapport signal à bruit, reconstruite par déconvolution de l’image détecteur (corrigée de la structure spatiale du bruit de fond) avec le masque rebinné. Dans l’exemple, le maximum est trouvé à $SNR_{image} = 68\sigma$; après ajustement du pic du maximum, la position de la source est retrouvée à <2 arcmin de la position vraie. Les 200×200 pixels du ciel soutiennent le dièdre de $88^\circ \times 88^\circ$ d’angles d’ouverture, d’un angle solide de 2 sr. La taille d’un pixel est de 33 arcmin au centre, et diminue en s’approchant du bord du champ de vue.

7.2. LA MISSION SVOM

montre un exemple de dessin de masque que j'ai réalisé, qui a de bonnes propriétés de déconvolution (apparentées à celles d'un masque purement aléatoire), tout en étant auto-porteur et qui supporte les contraintes d'assemblage. Ainsi ce masque pourra être usiné (par APC Paris) dans une plaque de Tantale de 0.6 mm d'épaisseur, en découpant les trous transparents du motif de sorte à garantir par l'absence de matière la transparence à 4 keV pour les pixels dits transparents, et une opacité de $>90\%$ à des énergies <120 keV pour les pixels dits opaques. Le blindage latéral, qui définit le champ de vue de 2 sr d'ECLAIRS est assuré par une succession de feuilles d'aluminium, de cuivre et de plomb, pour laquelle une plaque suivante absorbe les raies de fluorescence de la précédente.

Simulation des performances J'ai développé pour ECLAIRS un programme de simulation Monte-Carlo de suivi simplifié des photons dans l'instrument, qui prend en compte le bruit de fond (cosmiques et interne), les absorptions des matériaux issus d'une simulation Monte-Carlo détaillée de l'instrument (par Patrick Sizun), les passages de la Terre devant le champ de vue du télescope dus à la stratégie d'observation de *SVOM* (fournis par Jacques Foliard du CNES). Le programme de simulation propage aussi à travers l'instrument les photons de sursauts gamma avec des caractéristiques spectrales et de distances réalistes (modélisés par Frédéric Daigne). Les images détecteur (*shadow-grammes*) qui en résultent sont traitées par l'algorithme d'imagerie que j'ai développé pour l'UTS (avec le support d'Aleksandra Gros et de Pierre Kestener, exemple Fig. 7.10).

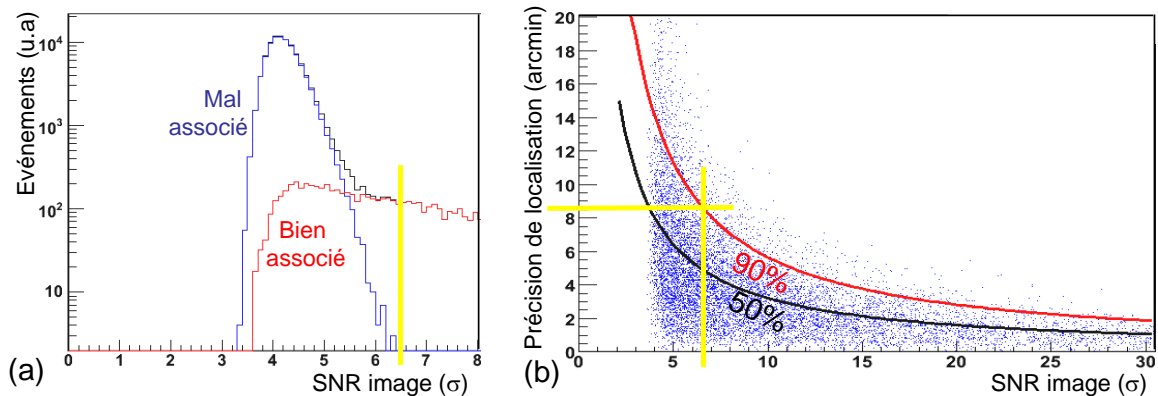


FIGURE 7.11 – Précision de localisation d'ECLAIRS. (a) Distribution des rapports signal à bruit (SNR_{image}) pour chaque pixel maximum d'une série d'images déconvoluées correspondant à un jeu de sursauts gamma réalistes, dont beaucoup de très faibles ; Au delà de $\sim 6.5 \sigma$ le pic maximum représente avec une très bonne confiance la position de la source (bien associé), alors qu'en dessous une fluctuation du bruit dans l'image ressort souvent comme pixel maximum (mal associé). (b) A cette limite de détection, le rayon du cercle d'erreur de localisation intrinsèque de la caméra est meilleur que 8.2 arcmin pour 90% des cas ; pour une source forte, il diminue jusqu'à 2 arcmin.

La capacité de localisation de l'instrument (prenant en compte son algorithme de déconvolution et d'ajustement de la largeur de la réponse à une source ponctuelle) est meilleure que ~ 9 arcmin à la limite de détection (voir Fig. 7.11) ($SNR_{image} = 7\sigma$). Au delà de cette limite, en prenant en compte les absorptions des matériaux du détecteur, issus de la simulation Monte-Carlo détaillée, j'estime que le nombre de sursauts gamma de type longs (incluant les sursauts riches en X, mais excluant les sursauts courts) qu'ECLAIRS

7.2. LA MISSION SVOM

peut détecter dans la bande 4-50 keV est de ~ 50 par an. Ce chiffre peut être porté à ~ 65 par an en combinant plusieurs bandes d'énergie et en recherchant des maxima sur plusieurs pixels du ciel. Parmi ces sursauts, 30% auraient un décalage vers le rouge au delà de 5, et 20% au delà de 7. Ces résultats sont préliminaires (publication à paraître).

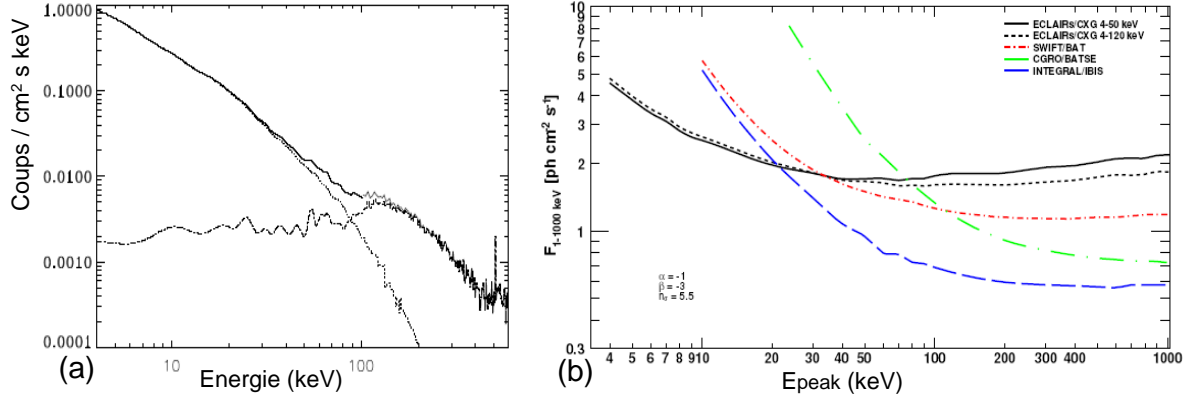


FIGURE 7.12 – Sensibilité d'ECLAIRS (Godet et al, 2009 [5]). (a) Bruit de fond attendu composé des rayons X du fond cosmique à basse énergie, et du bruit interne induit par les particules. (b) Flux d'un sursaut gamma au seuil de détection en fonction de l'énergie au pic (E_{peak}) du sursaut. Pour des sursauts à bas E_{peak} (comme attendu pour les sursauts cosmologiques), ECLAIRS est plus sensible que *Swift* (malgré sa plus petite surface mais grâce à son seuil bas de détection à 4 keV).

En comparant sa sensibilité à d'autres missions (voir Fig. 7.12) on montre qu'ECLAIRS est particulièrement adapté à la détection de sursauts enrichis en photons γ à basse énergie (en particulier des sursauts cosmologiques à faible E_{peak}).

7.2.2 L'unité de traitement scientifique à bord d'ECLAIRS

La satellite *SVOM* en orbite basse ne dispose pas d'un lien de télémétrie permanent à grand débit avec le sol. Les données de photons acquises par ECLAIRS sont donc trop volumineuses pour être envoyées par télémétrie temps-réel au sol, afin d'y être traitées pour détecter l'apparition d'un sursaut gamma (à l'instar du système IBAS d'*INTEGRAL*) et d'alerter rapidement les observateurs au sol. De plus, il n'y a pas de lien temps-réel de télécommande du satellite pouvant servir à réorienter celui-ci rapidement depuis le sol afin de pointer les instruments à petit champ de vue (SXT, VT) vers la source.

Par conséquent une Unité de Traitement Scientifique (UTS) des données d'ECLAIRS, embarquée à bord du satellite est prévue pour : (i) détecter et localiser l'apparition d'une nouvelle source gamma en temps-réel à partir des données d'ECLAIRS, (ii) émettre rapidement et de façon autonome une demande de repointage au satellite dans le cas d'un candidat de sursaut gamma, et (iii) alerter les observateurs au sol de l'événement en leur communiquant rapidement la position déterminée.

Comme je suis responsable scientifique de l'UTS, j'ai effectué un découpage de l'UTS en fonctions, j'ai proposé et documenté [14, 6] une série de traitements à effectuer par l'UTS pour la détection et localisation des sursauts, j'ai développé les algorithmes correspondants (avec le support d'Aleksandra Gros et de Pierre Kestener), algorithmes que j'ai implémenté

7.2. LA MISSION SVOM

dans un logiciel (UTS-SSM pour *UTS scientific software model*, en C++) tournant sur station de travail Linux, et optimisé avec l'aide de plusieurs stagiaires successifs (Orlane Barrière, Benjamin L'Huillier, Matthieu Courtois), avant de le porter sur la cible matérielle visée. J'ai également créé des données réalistes d'entrée à l'UTS à l'aide de ma simulation Monte-Carlo du télescope ECLAIRS, incluant le bruit de fond en provenance du ciel avec masquage par la Terre, le bruit de fond interne et pour lequel les sursauts gamma sont issus (avec l'apport de Diego Götz) d'une bibliothèque provenant de BATSE.

Réseau d'alerte sol Afin de pouvoir alerter la communauté de la détection d'un sursaut gamma, ECLAIRS dispose d'un émetteur VHF à bord du satellite (sous responsabilité du CNES), et d'un réseau de stations de réception VHF disposées au sol sous la trace du satellite, sur le modèle du système déjà employé par le satellite HETE-2, à ceci près qu'avec une inclinaison de l'orbite de 30° une quarantaine de stations sont à prévoir, pour certaines dans les endroits les plus reculés de la planète. Chacune de ces stations écoute en permanence d'éventuels messages du satellite à l'aide d'une antenne, d'un tuner radio, et d'un ordinateur avec connexion internet pour la réexpédition des messages au centre de traitement scientifique, installé au CEA Saclay. Avec un débit de données de 350 bit/s pour la liaison VHF, les messages d'alerte sursaut de l'UTS (Fig. 7.13, documentés dans [4]) sont transmis en temps-réel (avec un délai de quelques secondes) aux GFT de *SVOM* et plus largement aux télescopes robotiques des observateurs du monde entier.

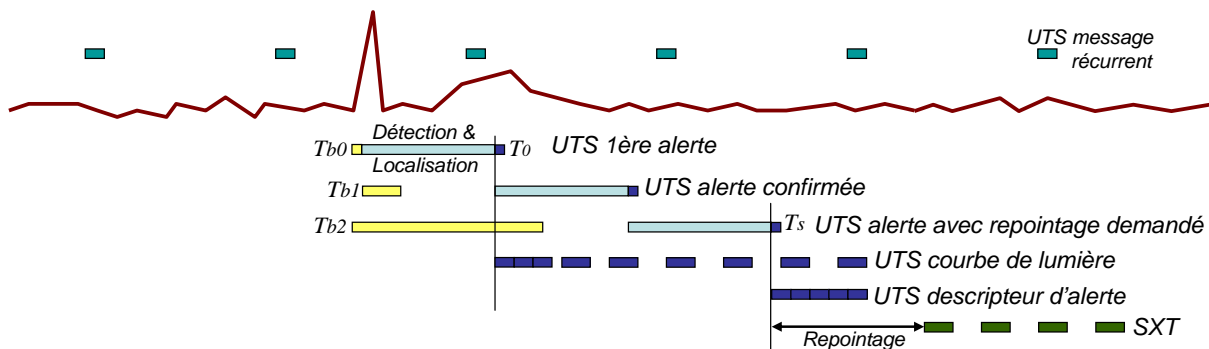


FIGURE 7.13 – Scénario prévu pour l'envoi de messages sur le réseau VHF. Au temps T_0 l'UTS a détecté et localisé (<10 arcmin) une nouvelle source avec un niveau de confiance SNR_{image} dépassant le seuil d'alerte VHF, en utilisant la plage temporelle débutant à T_{b0} , après un délai lié au traitement (notamment 2 s pour la déconvolution) ; au même moment commence l'envoi de la courbe de lumière du sursaut. Suite à cette première alerte, une meilleure plage temporelle (débutant à T_{b1}) est trouvée et une alerte confirmée est émise, comportant une localisation plus précise. Une plage temporelle couvrant une encore plus grande partie du sursaut (débutant à T_{b2}) permet finalement une localisation avec un niveau de confiance dépassant le seuil de requête de repointage du satellite, qui est émise. Si elle est acceptée, l'analyse du sursaut par l'UTS s'arrête là (le ciel commence à défiler devant l'instrument, condition très difficile pour un algorithme d'imagerie embarqué) ; un résumé du sursaut est envoyé par VHF. Après repointage le SXT analyse la rémanence et peut émettre une position affinée (<10 arcsec) par VHF.

Fonctions de l'UTS Les fonctions de l'UTS se résument en :

- **Acquisition** : L’UTS reçoit les coups individuels détectés par ECLAIRS (énergie, pixel) et les comptages du GRM (nombre de coups, bande d’énergie), effectue leur datation, et les envoie à la mémoire de masse du satellite, pour leur transmission au sol, qui s’effectue dès qu’une station de réception à haut débit (bande X) est en visibilité. Des données de surveillance de l’équipement UTS et du déroulement de son algorithme de déclenchement sont également générées vers la mémoire de masse.
- **Déclenchement par augmentation de taux de comptage (DC)** : L’UTS utilise les mêmes données d’entrée afin d’effectuer la détection d’une augmentation significative d’un taux de comptage (nombre de coups par unité de temps) sur des plages temporelles allant de 10 ms à 40 s – une telle augmentation peut signer la bouffée de photons gamma d’un sursaut qui serait actif durant cette plage – suivie de la localisation éventuelle d’une nouvelle source associée (déconvolution des données d’ECLAIRS de la plage temporelle considérée, recherche de source nouvelle).
- **Déclenchement par l’image (DI)** : Sur toute plage temporelle longue, de 20 s à 20 min, l’UTS tente systématiquement de localiser dans l’image correspondante une éventuelle nouvelle source (sans augmentation au préalable d’un taux de comptage qui est indiscernable de l’évolution du bruit de fond pour un sursaut long et peu intense).
- **Localisation** : Dans le cas du déclenchement (DC) ou (DI) la localisation s’effectue en construisant l’image du plan détecteur d’ECLAIRS (aussi appelé *shadowgramme*, correspondant à la Fig. 7.10a) sur la plage temporelle et bande d’énergie considérée, à laquelle on soustrait le bruit de fond, avant d’effectuer la déconvolution par le masque pour obtenir l’image du ciel (Fig. 7.10b). Dans celle-ci est recherché l’excès le plus important en rapport signal à bruit SNR_{image} , ne correspondant pas à la position d’une source présente dans le catalogue des sources connues, en utilisant la direction de pointage du satellite. Si SNR_{image} dépasse le seuil de fluctuation du bruit, un candidat sursaut a été trouvé. Sa position est affinée à mieux que 1 pixel du ciel (~ 33 arcmin) en ajustant la forme du pic dans l’image par la fonction de réponse instrumentale, permettant d’obtenir les précisions de localisation citées (Fig. 7.11b).
- **Messages temps-réel VHF** : Si une nouvelle source a été localisée avec un bon niveau de confiance SNR_{image} , l’UTS génère une séquence d’alerte (Fig. 7.13) sur le réseau VHF (donnant, entre autres, position et niveau de confiance), ainsi que les courbes de lumière observées par ECLAIRS et le GRM (en plusieurs bandes d’énergie et résolutions temporelles) afin de connaître les caractéristiques spectrales et temporelles de l’événement¹⁸ ; ces alertes sont retransmises aux télescopes au sol GFT et GWAC du système SVOM et aux observateurs de la communauté (pour les alertes les plus pertinentes). Hors période de sursaut détecté, des messages VHF récurrents sont produits, comportent des localisations ayant été jugées trop peu significatives pour déclencher une alerte, mais utilisables par le GWAC comme indication où chercher des sources transitoires dans la bande visible.
- **Requêtes de repointage satellite** : Si une nouvelle source a été localisée avec un excellent niveau de confiance SNR_{image} , sa position est envoyée au satellite afin de le faire pivoter sur lui même pour repointer (en quelques minutes) l’axe optique des télescopes à petit champ de vue (SXT et VT) en direction de la source pour son suivi.
- **Configuration et surveillance** : L’UTS est reconfigurable par télécommande depuis le sol (paramètres des algorithmes, mise à jour des logiciels). Il produit également des

18. Ces informations peuvent servir à déterminer une pseudo-indication de distance du sursaut, le pseudo-décalage vers le rouge, qui est une loi de corrélation empirique avec z , et qui se calcule à partir de la durée, l’intensité et le E_{peak} du sursaut.

7.2. LA MISSION SVOM

données de télémessure auxiliaires (*housekeeping*) permettant de surveiller son bon fonctionnement.

Traitements de l'UTS Afin de réaliser ces fonctions UTS, j'ai conçu les algorithmes correspondant au déclenchement (DI et DC) et à la localisation de l'UTS (Schanne et al, 2007 [14], et [6]), que j'ai par la suite implémentés dans le modèle logiciel UTS-SSM (en C++ sur station de travail), un logiciel proche de celui qui s'exécutera sur la cible matérielle visée pour le système embarqué, afin d'en optimiser les paramètres et valider les performances face à divers types de sursauts.

Les traitements à effectuer par l'UTS, que j'ai conçus, sont montrés sur le schéma synoptique de la Fig. 7.14.

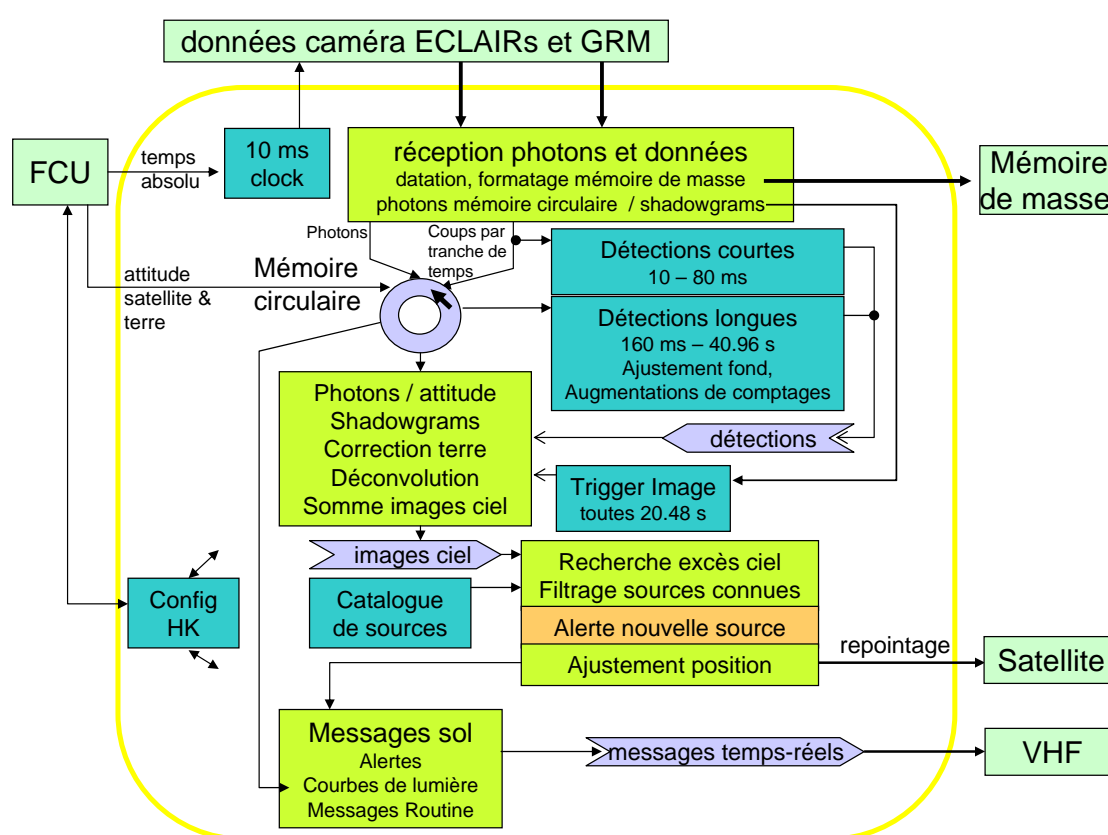


FIGURE 7.14 – Synoptique du fonctionnement interne de l'UTS d'ECLAIRS.

L'UTS est configuré et mis en mode opérationnel par le système FCU (unité de commande d'ECLAIRS, réalisée par le CNES), auquel il envoie également les données *housekeeping*, ainsi que les données destinées à la mémoire de masse, à la transmission VHF, et à la réorientation de la plateforme satellite. L'UTS reçoit depuis la plateforme (par l'intermédiaire du FCU) la base de temps, l'attitude du satellite et la direction du centre de la Terre, qu'il stocke dans une mémoire circulaire interne (contenant un historique des valeurs reçues sur une fenêtre temporelle glissante de durée prédéterminée ~ 20 min).

En opération, pour chaque fenêtre temporelle de 10 ms (définie par l'UTS), l'UTS reçoit sur 8 liens de transfert depuis les 8 secteurs de la caméra d'ECLAIRS les coups individuels détectés (énergie, pixel, temps fin) et depuis le GRM les comptages (nombre de coups sur

7.2. LA MISSION SVOM

plusieurs bandes d'énergies). Il date ces données et les envoie vers la mémoire de masse. Par ailleurs l'étage d'entrée de l'UTS

- (i) stocke dans la mémoire circulaire de l'UTS les coups détectés par ECLAIRS (pixel et bande d'énergie),
- (ii) les utilise pour construire toutes les 20 s des *shadowgrammes* (sur plusieurs bandes d'énergies) destinées au Déclenchement par l'Image (DI),
- (iii) détermine pour le Déclenchement par Comptage (DC) toutes les 80 ms le nombre de coups détectés dans plusieurs bandes d'énergie (au plus 4 pour ECLAIRS) et zones du plan détecteur (9 zones correspondant au plan entier, ses 4 moitiés et ses 4 quadrants),
- (iv) détermine toutes les 80 ms les valeurs maximales de ces compteurs sur les sous-divisions temporelles considérées (10 ms, 20 ms et 40 ms), afin de déclencher sur des durées plus courtes que 80 ms.

Déclenchement par l'image Pour le Déclenchement par l'Image (DI), les *shadowgrammes*, matrice des coups sur le détecteur $D_C(i, j)$, construits toutes les 20 s sont d'abord corrigés du bruit de fond en ajustant une forme à cette image (de type $a(i^2 + j^2) + bi + cj + d + eS(i, j)$, avec la composante quadratique pour le fond cosmique et la composante linéaire pour le masquage partiel du champ de vue par la Terre, en ajoutant éventuellement un modèle des sources connues dans le champ de vue), puis en la soustrayant. L'image résiduelle est ensuite déconvoluée (équivalent à la formule 1.1, traduite à l'aide de transformées de Fourier, pour l'accélérer), pour obtenir l'image du ciel en coups et en variance, $S_C(x, y)$ et $S_V(x, y)$.

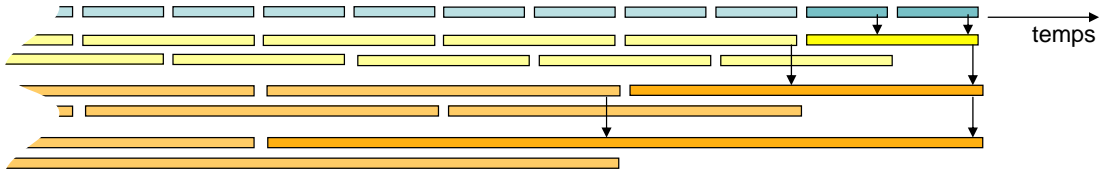


FIGURE 7.15 – Somme de tranches temporelles successives (Somme des images du ciel pour le Déclenchement par l'Image).

Les images successives du ciel obtenues toutes les 20 s sont ensuite utilisées dans un schéma de sommation (voir Fig. 7.15) afin de construire des images du ciel sur les tranches temporelles de taille $2^n \times 20$ s jusqu'à 20 min ($n = 6$) suivant un schéma d'entrelacement temporel des tranches. Chaque 20 s, les images du ciel ainsi construites (pouvant aller plus ou moins loin dans le passé) sont évaluées pour y rechercher l'excès du pixel du ciel (x, y) le plus significatif en terme de

$$SNR_{image} = \frac{S_C(x, y)}{\sqrt{S_V(x, y)}}. \quad (7.1)$$

qui ne correspond pas à un point (x, y) situé sur Terre ou à la position d'une source connue (déterminée à partir d'un catalogue de sources connues et de l'attitude satellite).

Un excès significatif SNR_{image} déclenche l'affinage de la position (x_f, y_f) , par ajustement d'une gaussienne autour de la position (x, y) dans l'image en coups, de largeur fixée à la largeur de la réponse instrumentale (FWHM=1.56 pixels), atteignant 10 arcmin de

7.2. LA MISSION SVOM

précision de localisation à la limite de détection ($SNR_{image} \sim 5.5\sigma$). Cette position est transmise dans le message d’alerte VHF, et le cas échéant dans la requête de réorientation du satellite.

La Fig. 7.16 montre l’exemple du Déclenchement par l’Image obtenu avec le ”modèle logiciel” de l’UTS sur un sursaut particulièrement intéressant car très lointain détecté par *Swift* et extrapolé dans la bande 4-50 keV d’ECLAIRS.

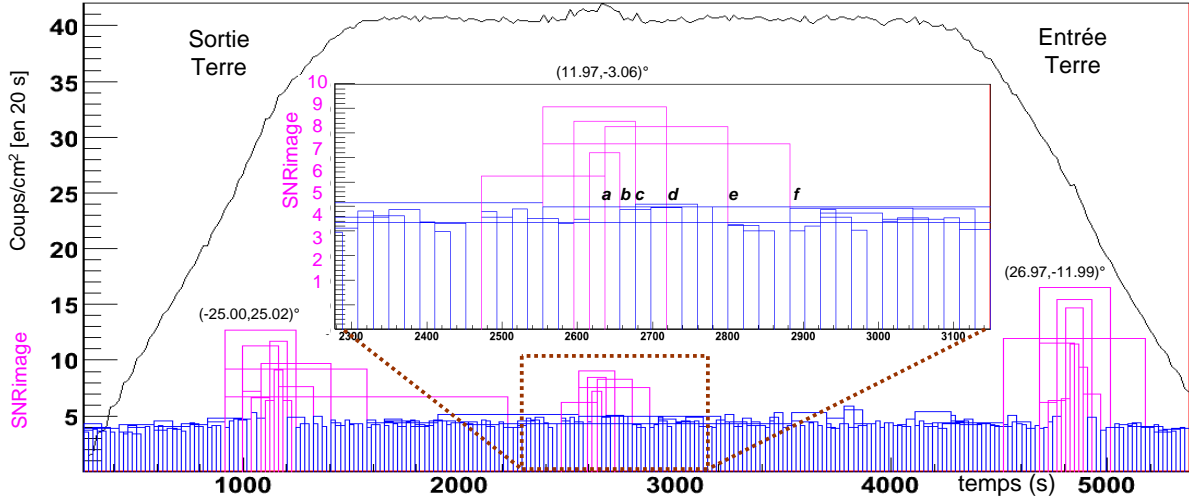


FIGURE 7.16 – Illustration du Déclenchement par l’Image de l’UTS d’ECLAIRS. Sur une orbite du satellite le bruit de fond croît lorsque la Terre dégage le champ de vue du télescope et fait entrer le fond diffus X cosmique, et décroît lorsque la Terre le masque de nouveau. Sur ces trois portions le même sursaut a été placé 3 fois (à moins de 35° de l’axe optique), correspondant au sursaut GRB050904, le premier sursaut de *Swift* à très grand *redshift* ($z=6.3$), dont l’intensité a été diminuée d’un facteur 4 et les caractéristiques spectrales (flux au pic= $0.7 \text{ ph/cm}^2/\text{s}$ dans 15-150 keV avec indice spectral 1.4) extrapolées dans la bande 4-50 keV d’ECLAIRS. Ce sursaut est détecté dans les 3 cas, le moins bien dans le deuxième cas (zoom) lorsque le champ de vue est totalement dégagé mais néanmoins encore à $SNR_{image}=9\sigma$ pour la meilleure des images construites et 6 fois (a-f) au delà de 6σ pour un Déclenchement par l’Image (DI) sur la base de temps de 20 s (rectangles : meilleure détection à chaque pas de 20 s, hauteur= SNR_{image} , largeur=plage temporelle considérée, du début de plage au moment où l’image est évaluée, et où l’UTS a donc connaissance de la localisation : a-f; meilleure localisation obtenue à d).

Déclenchement par comptage Pour le Déclenchement par Comptage (DC), nous avons vu en (iii) ci-dessus que l’étage d’entrée de l’UTS fournit la valeur du nombre de coups déterminée sur chaque tranche de 80 ms (pour les bandes d’énergies et les zones détecteurs considérées). Celle-ci est additionnée en mémoire circulaire, à celle de la tranche de temps précédente, de sorte à obtenir pour chaque compteur l’historique de l’intégrale $I(t)$ de ses nombres de coups en fonction du temps¹⁹. Cette astuce est particulièrement adapté pour obtenir le nombre de coups d’une tranche temporelle du passé ($t_1 < t_2$) par

19. démarré à $I=0$ au temps du démarrage de l’UTS $t = 0$

7.2. LA MISSION SVOM

simple différence $C = I(t_2) - I(t_1)$, réduisant ainsi les calculs de sommations répétées²⁰.

La tâche de détection des augmentations de comptage scrute l'avancée des écritures dans cette mémoire circulaire, dans le but d'évaluer l'apparition d'un excès de taux de comptage. Le nombre de coups N détectés pour chaque bande d'énergie (4), zone détecteur (9) et tranche de temps considérée allant de 80 ms à $40.96 \text{ s} = 2^9 \times 80 \text{ ms}$ (voir Fig. 7.17 pour leur séquence²¹), est comparé à la valeur attendue par l'évolution du bruit de fond B , en calculant le rapport signal à bruit (en incluant une variance minimale B_{min} dans le cas de très faibles nombres de coups) :

$$SNR_{counts} = \frac{N - B}{\sqrt{\max(B, B_{min})}}. \quad (7.2)$$

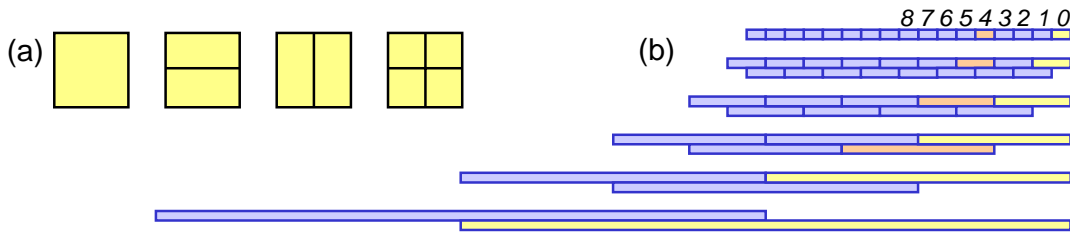


FIGURE 7.17 – (a) Zones du plan détecteur. (b) Tranches temporelles successives évaluées par le Déclenchement par Comptages de l'UTS. L'exemple montre six tranches à évaluer au temps courant (0), et quatre (au temps de 4 tranches de 80 ms dans le passé).

La valeur du bruit de fond B est basée sur l'évolution passée du taux de comptage. J'ai entrepris l'optimisation de la modélisation du bruit de fond avec mes stagiaires Benjamin L'Huillier et Matthieu Courtois et l'équipe de SUPELEC Metz de Michel Barret. Un filtrage par ondelettes des taux de comptages a été étudié, cependant il ne permet pas de répondre aux contraintes temps-réel; un modèle à base de filtre de Kalman a aussi été étudié, mais il est difficile à stabiliser dans le cas de variations brusques du fond. Le modèle finalement retenu évalue cycliquement (au moins toutes les 20 s pour chaque bande d'énergie et zone) le bruit de fond en utilisant un ajustement linéaire du fond sur des tranches de 20 s et une durée de ~ 5 min, suivi de l'élimination des excès (pouvant être dus à des sursauts passés), et d'un ajustement quadratique (en dehors des périodes d'excès) épousant les formes d'entrée et de sortie de la Terre du champ de vue.

Les valeurs SNR_{counts} (prises au carré avec signe pour éviter le calcul de racines carrées) sont comparées à des seuils programmables (dépendant des tranches temporelles, bandes d'énergies et zones considérées; ces valeurs pouvant être issues de l'analyse à l'aide de ma simulation Monte-Carlo simplifiée d'ECLAIRS). Les excès par rapport aux seuils sont stockés dans une mémoire tampon.

L'évaluation des excès du tampon est effectuée par une tâche cyclique (au plus une fois toutes les ~ 2 s, durée typique d'une déconvolution sur la cible embarquée). Elle extrait

²⁰. Si cette différence s'avère être négative, il suffit de lui ajouter le *modulo* de l'intégrateur I , soit 2^{32} s'il est codé sur 32 bit.

²¹. Avec ce schéma, le nombre d'évaluations de tranches des temps est $2^9|_{80ms} + 2 \times 2^8|_{160ms} + 2 \times 2^7|_{320ms} + \dots + 2|_{40.96s}$ en 40.96 s, soit 375 s^{-1} , pour 4×9 combinaisons de bandes d'énergie et de zones, soit un total de 1350 par seconde.

7.2. LA MISSION SVOM

du tampon l'excès en SNR_{counts} le plus important (non encore traité) et qui ne soit pas trop ancien (< 60 s), pour le présenter à la fonction de localisation (qui en détermine le SNR_{image} associé, critère final de déclenchement). Il est aussi envisagé d'évaluer des doublets (ou même tripets) temporels, en calculant la valeur de SNR_{counts} globale sur deux (ou trois) tranches temporelles disjointes, qui peut être supérieure à celle de la plage temporelle qui les englobe (car elle peut comporter une période sans signal notamment dans le cas de sursauts à structure temporelle multi-pics).

La localisation des excès en SNR_{counts} s'effectue en extrayant de la mémoire circulaire les photons correspondant à la page temporelle et la bande d'énergie déterminée, pour en former un *shadowgramme*. Après soustraction du bruit de fond (issu d'une exposition longue durée récente) et déconvolution, l'image du ciel résultante est évaluée pour y rechercher l'excès du pixel du ciel (x, y) le plus significatif en terme de $SNR_{image}(x, y) = S_C(x, y)S_V(x, y)^{-1/2}$ ne correspondant pas à un point (x, y) situé sur Terre ou à la position d'une source connue. Dans le cas d'un excès significatif au dessus du seuil d'alerte, l'affinage de la position et l'émission de l'alerte sont effectués.

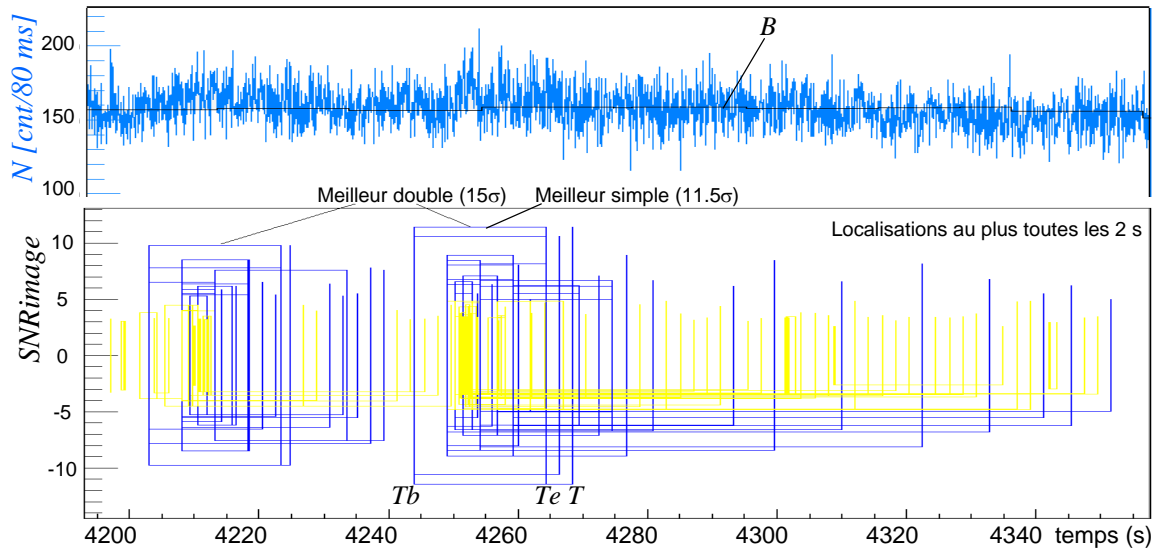


FIGURE 7.18 – Illustration du Déclenchement par augmentation de taux de Comptage de l'UTS d'ECLAIRS sur un exemple de sursaut faible. En haut : évolution du taux de comptage toutes les 80 ms durant un sursaut à deux pics temporels. En bas : localisations effectuées (au plus une toutes les 2 secondes) en sélectionnant à chaque fois le meilleur SNR_{counts} connu dans le tampon. En bleu résultats des localisations au delà de 5.5σ en SNR_{image} (ordonnée + et $-SNR_{image}$ pour permettre la lecture du graphe), en jaune en deçà. La meilleure localisation (11.5σ) est obtenue au temps T sur la plage temporelle (Tb, Te) . L'événement ressort à 15σ en détection double.

La Fig.7.18 illustre le déclenchement par Comptages dans le modèle logiciel UTS-SSM. Puisqu'il n'y a pas égalité entre SNR_{counts} et SNR_{image} , des plages temporelles avec un SNR_{counts} plus faible (évaluées forcément plus tard) permettent d'obtenir *in fine* la détection de la source (meilleur SNR_{image}). L'algorithme d'affinage de la position d'un sursaut tire profit de l'évolution dans le temps de ce dernier, et utilise au mieux de ses capacités ce que la dynamique temporelle de l'événement lui réserve.

7.2. LA MISSION SVOM

Déclenchement par comptage sur durées courtes Le Déclenchement par Comptage (DC) sur des durées très courtes (10 ms, 20 ms, 40 ms, 80 ms), que nous avons vu en (iv) ci-dessus, est effectué uniquement sur les valeurs de comptages N déterminées comme maximales parmi plusieurs de ces tranches successives, pour limiter la combinatoire²². Ce mécanisme évite de trop fréquents calculs de SNR_{counts} , qui surchargeraient la puissance de calcul du système.

Hardware de l'UTS Pour réaliser les fonctions de traitement, le système matériel embarqué de l'UTS emploie des composants soumis aux contraintes liées à l'environnement spatial (tenue aux radiations, fiabilité du système) et au contexte politique (exportation vers la Chine²³).

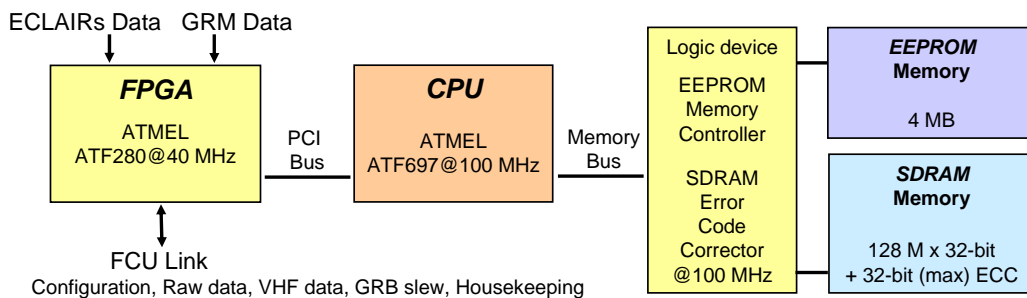


FIGURE 7.19 – Hardware de l'UTS d'ECLAIRS actuellement à l'étude.

Le système actuellement à l'étude au CEA Saclay pour réaliser l'UTS, mis au point avec mes collègues de l'IRFU/SEDI (Hervé Le Provost, Pierre Kestener, Christophe Flouzat, Modeste Donati), est présenté en Fig. 7.19. Il est basé sur un circuit logique de configuration programmable (FPGA), un processeur (CPU de type Leon-2), et un système de mémoire (EEPROM contenant les logiciels, et SDRAM pour stocker les données).

Le FPGA (de type ATF280 du constructeur Atmel à Nantes, 40 MHz), est le circuit programmable de ce type le plus volumineux en nombre de portes logiques, qui soit actuellement disponible, durci aux radiations et exportable. Ce FPGA effectue le traitement répétitif *front-end* du système. En particulier il réceptionne les données d'ECLAIRS et du GRM, les écrit dans la mémoire, et les relit pour les envoyer au FCU (qui les transmet à la mémoire de masse chinoise pour l'émission par bande X). Il gère le lien *Spacewire* avec le FCU pour la réception des commandes, de la datation et de l'attitude, ainsi que l'envoi des données *housekeeping*, du VHF et du repointage. Il effectue également un pré-traitement pour les algorithmes de déclenchement sursaut gamma, afin de décharger le processeur. Ainsi, pour le Déclenchement par l'Image (DI) il construit, toutes les 20 s, les *shadowgrammes* sur les bandes d'énergies considérées et les envoie au processeur. Pour le Déclenchement par Comptages (DC) il construit et envoie au processeur, toutes les 80 ms, les comptages durant cette tranche temporelle, intégrés sur les bandes d'énergies et

22. Ainsi si l'on recherche les maxima sur des périodes de 320 ms, pour 4 bandes d'énergie et 9 zones de détecteur, il y a $4 \times 4 \times 9 / 0.320 = 450 \text{ s}^{-1}$ évaluations à effectuer, contre $(100|_{10ms} + 2 \times 50|_{20ms} + 2 \times 25|_{40ms} + 2 \times 12.5|_{80ms}) \times 3 \times 9 = 9900 \text{ s}^{-1}$ pour la combinatoire complète sur des tranches temporelles entrelacées de moitié sauf celle de 10 ms.

23. C'est ainsi qu'il est impossible d'employer des composants électroniques figurant sur la liste ITAR du gouvernement américain.

7.2. LA MISSION SVOM

zones détecteur considérés. Pour le Déclenchement par Comptages sur tranches temporelles courtes, il détermine et envoie également au processeur, toutes les 80 ms, les valeurs maximales (durant cette tranche temporelle) des comptages sur les sous-tranches plus courtes (10 ms, 20 ms, 40 ms).

Le processeur (de type Leon-2 ATF697 du constructeur Atmel, 100 MHz, 86 Mips, 23 Mflops) s'interconnecte directement au FPGA à l'aide d'un bus PCI (33 MHz max) et adresse la mémoire (de type SDRAM du constructeur 3D+) par l'intermédiaire d'un circuit programmable qui implémente la détection et correction d'erreurs dans la mémoire et l'interface avec l'EEPROM qui contient le logiciel. Le système d'opération à l'étude est RTEMS. Comme le modèle de logiciel UTS-SSM, le logiciel embarqué de l'UTS est programmé en GNU C++. Il implémente la gestion de l'écriture dans les mémoires circulaires (insertion des données du FPGA toutes les 80 ms par interruption), leur relecture par la fonction du Déclenchement par Comptages, la réception des *shadowgrammes* depuis le FPGA pour le Déclenchement par l'Image, la localisation par déconvolution à base de FFT, et l'affinage de la position d'alerte par ajustement. Il génère également les créations des messages VHF et de repointage du satellite, envoyés au FCU par l'intermédiaire du FPGA.

Le système hardware est en phase de développement, avec codage de la partie FPGA et processeur embarqué, ainsi que les moyens de tests associés. Pour démontrer la faisabilité du concept et ajuster les paramètres clés (comme les nombres de bandes d'énergie, de tranches temporelles, etc), un premier modèle baptisé *data processing model* (DPM) est en cours de réalisation (en 2009) à base de cartes d'évaluation employant un FPGA de type Xilinx en attente de disponibilité de l'ATF280, et le processeur Leon-2 ciblé.

Mes publications principales relatives à ce chapitre

- 2005** *The ECLAIRs Micro-Satellite for Multi-Wavelength Studies of Gamma-Ray Burst Prompt Emission*, IEEE Transactions on Nuclear Science, 52, 2778 (2005), Schanne, S., Atteia, J.-L., Barret, D., Basa, S., Boer, M., Cordier, B., Daigne, F., Ealet, A., Goldoni, P., Klotz, A., Limousin, O., Mandrou, P., Mochkovitch, R., Paltani, S., Paul, J., Petitjean, P., Pons, R., & Skinner, G. [40]
- 2006** *The ECLAIRs micro-satellite mission for gamma-ray burst multi-wavelength observations*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 567, 327 (2006), Schanne, S., Atteia, J.-L., Barret, D., Basa, S., Boer, M., Cassé, F., Cordier, B., Daigne, F., Klotz, A., Limousin, O., Manchanda, R., Mandrou, P., Mereghetti, S., Mochkovitch, R., Paltani, S., Paul, J., Petitjean, P., Pons, R., Ricker, G., & Skinner, G.. [27]
- 2008** *The trigger function of the space borne gamma-ray burst telescope ECLAIRs*, Proc of 30th ICRC, 3-12 July 2007, Merida, Mexico (2007), Schanne, S., Cordier, B., Götz, D., Gros, A., Kestener, P., Le Provost, H., L'Huillier, B. & Mur, M. [14]
- 2008** *The ECLAIRs telescope onboard the SVOM mission for gamma-ray burst studies*, American Institute of Physics Conference Series, 1000, 581 (2008), Schanne, S., for the ECLAIRs collaboration [10]
- 2009** *Monte-Carlo simulations of the background of the coded-mask camera for X- and Gamma-rays on-board the Chinese-French GRB mission SVOM*, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A Vol. 603, Issue 3, 365-371 (2009), Godet, O., Sizun, P., Barret, D., Mandrou, P., Cordier, B., Schanne, S. & Remoué, N. [5]

Perspective professionnelle

Les perspectives de mon travail à venir se ciblent sur la préparation de la détection puis l'étude des sursauts gamma.

Tout d'abord avec *INTEGRAL*, financé aujourd'hui jusque fin 2012, et avec SPI en particulier, j'étudierai les sursauts gamma de la mission, pour lesquels nous disposons à Saclay des droits aux données, ensemble avec nos post-docs Diego Götz et Zelika Bosnjak.

Ensuite avec la mission *SVOM*, nous collecterons un lot important de sursauts à grand décalage vers le rouge, donc particulièrement intéressants pour les études cosmologiques. La France et la Chine, par le biais du CNES et de la CNSA, ont récemment annoncé qu'ils considèrent *SVOM* comme mission décidée, en fait la prochaine mission d'astronomie des deux pays, avec un engagement financier chiffré et solide. Nous espérons donc pouvoir démarrer en 2010 la phase de réalisation du télescope ECLAIRs et celle de l'UTS associée.

En tant que responsable scientifique de l'équipement UTS, mon travail actuel consiste à spécifier le système, à définir ses algorithmes scientifiques, à les tester sur un modèle logiciel temporel que je développe, et à encadrer la réalisation du système à l'IRFU par notre équipe qui comporte actuellement 9 personnes (avec une charge de travail chiffrée à 24 homme ans de savoir faire du CEA, bénéficiant d'un important financement extérieur de la part du CNES). Comme architecte des données sur ECLAIRs je suis aussi en charge de la spécification du contenu et du flot des données échangées par ECLAIRs avec SVOM (par le biais du FCU, en particulier avec le GRM, le système d'alerte VHF et la mémoire de masse chinoise, ensemble avec nos collègues du CNES et de l'IHEP).

Pour valider scientifiquement les algorithmes que j'ai proposés, je réalise une bibliothèque de sursauts et de bruit de fond, que je propage à travers ma simulation Monte-Carlo simplifiée d'ECLAIRs pour générer les entrées tests de l'UTS et optimiser sa précision de localisation et le nombre de sursauts détectés.

Notre travail suivant sera d'implémenter ces algorithmes dans le système électronique et de procéder à leurs réglages, et dans ce contexte je propose de diriger une thèse en mathématiques appliquées au traitement du signal. Nous réaliserons ensuite les différents modèles de l'UTS (depuis ceux d'ingénierie au modèle de vol). Suivront les phases de test et d'étalonnage au sol. Nous implémenterons également le traitement des alertes générées par l'UTS dans le système du segment sol.

Après le lancement, vers 2015, commencera notre quête des explosions des toutes premières étoiles de l'Univers. Je prendrai part au centre de surveillance des performances de l'instrument et de l'UTS en particulier. Comme scientifique en poste (avocat sursaut) je serai présent pour réagir et valider rapidement les alertes générées. J'étudierai la physique de l'émission X et gamma prompte des sursauts, puis j'appliquerai notre lot de sursauts intéressants accumulés aux études pour la cosmologie (dont les paramètres cosmologiques de l'Univers), ensemble avec une équipe de thésards et de post-docs que je dirigerai.

Chapitre 8

Conclusions

En l'an 2009, soit 15 ans après la fin de mes études à Supélec et au DEA Champs Particules Matière, il est temps de faire cette synthèse de mon parcours professionnel, qui, alors qu'il s'est entièrement déroulé au sein de l'IRFU du CEA Saclay (dénommé DAPNIA jusqu'en 2008), a été très varié, et donc très enrichissant, puisque j'ai œuvré au sein de trois services de cet Institut de Recherche : SPP, SEI et SAp.

Mouvements Ainsi de 1994 à 1997 j'ai effectué ma thèse en physique des particules (au SPP) sur l'expérience $NA48$ du CERN, durant laquelle j'ai mesuré le taux d'embranchement du processus de désintégration rare $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ [100], et participé à la construction du détecteur [17], et notamment de son système de déclenchement destiné à sélectionner les désintégrations $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$ [95], afin de déterminer avec précision l'amplitude du phénomène de violation directe de CP [90] dans le système des mésons K par la comparaison du nombre de désintégrations $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$ à celles de $K \rightarrow \pi^0 \pi^0$.

De 1997 à 2007 j'ai œuvré pour le spectromètre SPI du satellite *INTEGRAL* de l'ESA, et ce mémoire porte donc essentiellement sur cette période de 10 ans, durant laquelle j'ai d'abord contribué à la conception de l'électronique embarquée DFEE de SPI (au SEI, maintenant SEDI), puis à l'intégration et l'étalonnage au sol et en vol de SPI, suivi d'observations scientifiques et de leur interprétation astrophysique (au SAp).

Depuis 2007, l'essentiel de mon temps est consacré au développement de l'unité de traitement scientifique UTS du télescope ECLAIRS, prévu pour être embarqué à bord du satellite sino-français *SVOM* de recherche de sursauts gamma.

Fil conducteur J'ai donné à ce mémoire le titre d'*Astronomie de raies gamma avec le Spectromètre SPI du satellite INTEGRAL – de la conception instrumentale et microélectronique à la nucléosynthèse et l'antimatière galactiques*, qui me paraît approprié pour résumer le fil conducteur qui relie les domaines divers auxquels j'ai contribué, présentés tout au long de ces chapitres.

En effet les *raies gamma* issues de sources radioactives sont à la base des tests d'intégration et de l'étalonnage de l'instrument au sol, les raies du bruit de fond servent à son étalonnage en vol, l'étude du système binaire accrétant Vela X-1 comporte l'observation des raies cyclotron à 27 et 54 keV suscités dans le champ magnétique de son étoile à neutrons, l'étude des raies astrophysiques détectées à 1809 keV (et à 1173 et 1332 keV) permet

d'observer la production des isotopes radioactifs d'aluminium-26 (et de fer-60) par des processus de nucléosynthèse encore actifs actuellement au sein de la Voie lactée, et enfin l'étude de la raie astrophysique à 511 keV issue d'annihilations de positrons au cœur de la Galaxie permet de contraindre la nature de la source énigmatique de ces positrons, pour laquelle l'explication par des processus de nucléosynthèse rencontre encore des difficultés, et qui a nourri des spéculations sur une origine touchant à la cosmologie, à savoir la production de ces positrons par de la matière noire.

8.1 Synthèse

Je voudrais présenter ici la synthèse des chapitres de ce mémoire, en mentionnant les points clés, en citant les articles dont je suis auteur ou co-auteur, et en rendant hommage aux personnes avec lesquelles j'ai coopéré.

chapitre 1 - L'astronomie gamma spatiale

Dans ce chapitre introductif je résume les principales missions spatiales qui ont contribué à l'astronomie des rayons gamma, leurs techniques d'observation, et les objets astrophysiques étudiés.

Parmi les précurseurs d'*INTEGRAL*, on compte le satellite américain *CGRO*, opérationnel de 1991 à 2000, avec ses télescopes *COMPTEL* et *OSSE* qui ont donné des contributions importantes aux études des raies à 1809 keV et à 511 keV respectivement, ainsi que *EGRET* pour l'émission γ à plus haute énergie, et *BATSE* dans le domaine des sursauts gamma.

Mais par beaucoup d'aspects, notamment l'emploi de la technique du masque codé utilisée par tous les instruments X et γ d'*INTEGRAL*, de *Swift* ensuite, puis d'*ECLAIRS* sur *SVOM* à l'avenir, il faut considérer comme leur principal précurseur le télescope *SIGMA*, réalisé et exploité par le CEA Saclay et le CESR Toulouse, et embarqué sur le satellite soviétique/russe *GRANAT*, opérationnel de 1989 à 1998.

chapitre 2 - Le Spectromètre SPI du satellite INTEGRAL

Afin d'améliorer les paramètres sensibilité, résolution spatiale et résolution en énergie par rapport à ses précurseurs, le satellite *INTEGRAL* [30] de l'ESA est conçu avec deux instruments principaux, à savoir l'imageur *IBIS* dont le plan de détection *ISGRI* a été développé au CEA Saclay, et le spectromètre *SPI* conçu sous maîtrise d'œuvre du CNES, avec le CESR Toulouse pour le développement de sa caméra au germanium, le MPE Garching pour son système d'anti-coïncidence *ACS* en *BGO*, et le CEA Saclay pour son électronique numérique *DFEE* et son étalonnage.

Dans ce chapitre je présente les principales caractéristiques de *SPI* [72, 80, 85, 89], dont la définition scientifique a été fédérée par nos PI Gilbert Vedrenne du CESR et Volker Schönfelder du MPE, avec le soutien technique remarquable de notre chef de projet *SPI* Marie-Anne Clair et des équipes du CNES Toulouse, lors de réunions de collaboration fréquentes, auxquelles j'ai participé (dès 1998 et en tant que Co-I à partir de 2000).

chapitre 3 - L'électronique numérique DFEE de SPI

Nous avons conçu l'électronique numérique DFEE de SPI dans une belle équipe au CEA Saclay, parfaitement organisée par Bertrand Cordier (responsable scientifique du DFEE) et René Duc (chef de projet du DFEE), qui ont su établir un climat de collaboration fructueuse en interne et jouer le rôle de tampon vers l'extérieur lorsque le planning était serré (alors qu'en fin de compte le DFEE a été le premier sous-système livré de SPI).

De début 1998 à mi 2000, comme ingénieur au sein du SEI, j'ai en particulier développé le circuit microélectronique numérique (ASIC) du DFEE, ensemble avec Michel Mur grâce à ses énormes talents d'ingénieur redoublés du don de savoir mettre en place une coopération très fructueuse et efficace. Ensemble avec Modeste Donati j'ai également participé à la mise au point du logiciel embarqué du DFEE ; et lors de la validation du système et de son intégration au CNES j'ai pu bénéficier de l'aide de notre scientifique du contingent Thomas Larqué, avec le soutien en développement logiciel de Jean-Louis Fallou.

Puisque le DFEE fonctionne parfaitement en vol, et ce de manière continue depuis 7 ans maintenant, dans ce chapitre, je n'ai pas pu résister à présenter son ASIC, en particulier ses fonctionnalités [96], et le flot de sa conception [81], publiés jusqu'ici uniquement dans des rapports internes [86, 88].

chapitre 4 - De l'intégration de SPI aux premières observations

La phase d'intégration de SPI, à laquelle j'ai participé à plusieurs niveaux, s'est déroulée au CNES Toulouse de 1999 à 2001, et s'est appuyée sur plusieurs modèles de SPI, depuis l'EM (modèle d'ingénierie destiné aux tests d'intégration électriques et fonctionnels) au FM (modèle destiné au vol). Dès la conception du DFEE, notre équipe a conduit des réflexions (ensemble avec Jean-Pierre Roques et Pierre Mandrou du CESR, responsables scientifiques de la camera de SPI) pour prévoir les tests ultérieurs du système intégré. C'est ainsi que nous avons incorporé au DFEE des fonctionnalités de *timing* dédiées, utilisées pour les tests d'alignement temporel des voies de détection (comme la possibilité de réorienter en interne du DFEE des signaux de l'ACS ou de saturation des Germaniums pour fabriquer des événements à format spéciaux). Les tests d'intégration de SPI ont été planifiés grâce à Yves André du CNES, notre excellent ingénieur système de SPI, et le SPITOG (le *SPI Test & Operations Group* que nous avons créé et que j'ai présidé). Ils ont été conduits, ensemble avec Jean-Pierre Roques et Pierre Mandrou du CESR et l'équipe du CNES, en salle blanche à Toulouse [82] et au site ESA à Noodwijk.

Le modèle de vol complet de SPI a été étalonné en avril 2001 au centre du CEA de Bruyères le Châtel [75, 83], grâce au soutien de Serge Joly et Sylvain Crespin de ce centre de la DAM, où il nous a été possible d'utiliser des sources radioactives de haute intensité dans des conditions de sécurité optimales, et tirer profit de l'accélérateur Van de Graaff du centre [73], auprès duquel une salle blanche dédiée à accueillir notre équipement spatial a été construite. Ces tests ont permis de déterminer l'efficacité et l'homogénéité de la caméra de SPI [71, 79], sur tout son domaine d'énergie et à différents angles d'incidence. Ce travail a fait l'objet de la thèse [120] que David Attié a menée dans notre groupe au Sap de 2001 à 2004, et que j'ai co-encadrée avec Bertrand Cordier.

Après le lancement d'*INTEGRAL* le 17 octobre 2002 depuis Baïkonour, nous avons conduit dans le cadre du SPITOG la phase de réglage de SPI en vol, depuis le MOC (*Mission*

Operations Center) de l'ESA à Darmstadt [69]. Dans une observation dédiée, la nébuleuse du Crabe (source γ la plus brillante du ciel et dont le spectre est bien connu et stable, source ponctuelle pour SPI) a servi à vérifier l'étalonnage de l'instrument en vol et à apporter notamment à basse énergie des corrections issues de mesures de Bruyères le Châtel [47], permettant d'affiner la réponse instrumentale [70, 78].

Dans ce chapitre je présente également nos observations de la source ponctuelle Vela X-1 (système binaire composé d'une étoile à neutrons orbitant autour d'une étoile très massive) de la région des Voiles. A l'aide des outils de déconvolution standard (SPIROS) disponibles pour SPI [67, 46, 44], David Attié a étudié dans sa thèse [120] les données de Vela X-1 de la première année d'observation de SPI [37, 50]. Mais ce n'est qu'avec 3×10^6 s (35 jours) d'exposition sur la région des Voiles, que j'ai obtenues dans le cadre d'un appel d'offre de l'ESA pour observations avec *INTEGRAL* en *temps ouvert*, et grâce au travail de ma stagiaire Lucie Gérard [161] (été 2006, pour le traitement de données de SPI) et de notre post-doc Diego Götz (pour l'analyse de données d'ISGRI), qu'il a été possible de mettre en évidence l'existence de la raie cyclotron du fondamental à 27 keV et de confirmer l'harmonique à 54 keV, ce qui permet de déterminer une intensité du champ magnétique de $B = 3.6 \times 10^{12}$ Gauss proche de la surface de l'étoile à neutrons [24]. Par ailleurs les caractéristiques des raies cyclotron n'ont pas varié durant des éruptions de Vela X-1 détectées lors de cette observation.

chapitre 5 - La nucléosynthèse galactique avec SPI

Ce chapitre présente nos travaux concernant l'observation de la nucléosynthèse galactique avec SPI, par la détection de raies gamma émises lors de la désintégration de noyaux radioactifs synthétisés par des sites astrophysiques. Ces travaux ont fait l'objet d'une collaboration avec le groupe de Roland Diehl du MPE, responsable vis à vis de l'ESA pour l'analyse de ces données.

Aluminium-26 Nous avons d'abord étudié la raie la plus intense, celle à 1809 keV émise par de l'aluminium-26, dont les résultats ont fait l'objet d'une publication dans *Nature* [35] et d'autres revues [34, 20, 42, 58, 65].

L'établissement d'une carte galactique des régions d'émission en provenance de l'aluminium-26 avait été le résultat phare de COMPTEL : cette carte est très bien corrélée avec la distribution des étoile jeunes et massives de la Galaxie, ce qui avait appuyé l'hypothèse que ce sont principalement elles qui synthétisent cet isotope, mais COMPTEL manquait de résolution spectrale pour aller plus loin.

L'étude de cette raie a été effectuée avec les outils du MPE (développés par Andy Strong et Hubert Halloin), consistant en un ajustement de la carte d'émission de COMPTEL aux données de SPI, ensemble avec un modèle de bruit, pour différentes bandes d'énergie autour de la raie. Ces observations avec SPI ont apporté la preuve que la raie à 1809 keV est fine, compatible avec la résolution spectrale instrumentale, ce qui limite la vitesse des noyaux d'aluminium-26 à moins de 100 km/s au moment de leur désintégration, alors qu'ils sont injectés par les étoiles massives (soit par supernovæ, soit par vents d'étoiles de Wolf Rayet) à plus de 1000 km/s. Avec une durée de vie d'un million d'années avant de se désintégrer, ces noyaux ont donc le temps de ralentir et atteindre la vitesse standard de turbulence du milieu interstellaire. De plus il apparaît que la raie à 1809 keV est décalée

8.1. SYNTHÈSE

vers les hautes énergies aux longitudes négatives galactiques, et (légèrement) vers les basses énergies aux longitudes positives, ce qui indique que ces noyaux sont entraînés par la rotation générale de la Galaxie. Ces deux résultats soulignent qu'il est très improbable que l'aluminium-26 provienne d'une région particulière de formation d'étoiles située dans l'avant plan sur la ligne de visée du radian central de la Galaxie, comme l'avait laissé croire l'observation du vol ballon GRIS qui rapportait une raie élargie (Naya et al, 1996 [239]).

A partir de la mesure du flux mesuré à 1809 keV de $(3.3 \pm 0.4) \times 10^{-4}$ ph cm⁻² s⁻¹ en provenance du radian central de la Galaxie, nous avons déduit par modèle une masse à l'équilibre (entre production et désintégration) de $M_{eq} = 2.8 \pm 0.8 M_{\odot}$ d'aluminium-26 présent en permanence dans la Galaxie, ce qui implique un taux actuel de supernovæ gravitationnelles et donc de formation d'étoiles massives de 1.9 ± 1.1 par siècle dans la Galaxie.

Fer-60 Nous avons également étudié les raies à 1173 et 1332 keV [16, 43, 59, 52], émises par du fer-60, dont on attend qu'il soit également synthétisé par des étoiles massives.

Dans une analyse des données de 2.5 ans d'observations, nous avons obtenu une détection à 4.9σ des deux raies combinées, ce qui est une première, avec pour chacune d'elles un flux mesuré de $(4.4 \pm 0.9) \times 10^{-5}$ ph cm⁻² s⁻¹ dans le radian central de la Galaxie, ce qui correspond à un rapport de flux de $(14.8 \pm 6.0)\%$ entre fer-60 et aluminium-26, compatible avec les prédictions récentes de 18.5% des modèles de nucléosynthèse de Limongi & Chieffi, 2006 [210].

Modélisation du bruit de fond et outils d'analyse de Saclay Le bruit de fond de SPI en vol [68, 77, 76] (très difficile à prévoir pour l'orbite hors ceintures de radiation terrestres) était une surprise, tant il comporte de nombreuses raies d'activation des matériaux. Ainsi des raies de bruit de fond sont sous-jacentes à toutes les raies d'intérêt astrophysique, si bien qu'une grande partie de l'énergie du consortium SPI a été investie dans la compréhension et la modélisation de ce bruit de fond, variable en temps, et inhomogène sur la caméra. Notre groupe du CEA de Saclay a participé à cet effort. De plus pour l'analyse de l'émission émanant de régions diffuses dans des raies spectrales, le CESR et le MPE développent chacun de leur côté leurs logiciels, si bien qu'aucun logiciel standard n'existe dans la distribution de l'ISDC (comme il en existe pour les sources ponctuelles : SPIROS, développé par Paul Connel et Gerry Skinner [274]).

Pour ces raisons j'ai développé notre propre suite logicielle ASPI (que je présente dans la section 5.3.3 sans la résumer ici), avec le soutien important de notre thésard Patrick Sizun (en thèse de 2003 à 2007) et l'aide de nos post-docs David Maurin (2003-2006) et Clarisse Hammadache (2006-2007). Notre méthode ("ON-OFF") est différente de celles développées au CESR et au MPE, néanmoins nous obtenons des résultats similaires pour l'aluminium-26 et l'étude de la raie à 511 keV.

Pour l'aluminium-26, nous soustrayons, dans une bande de signal de largeur $\pm 20^\circ$ en latitude galactique, le bruit de fond obtenu par un modèle basé sur les observations en dehors de cette bande (où aucun signal n'est attendu). Indépendant d'un modèle de l'émission, cette méthode est donc complémentaire à celle de notre publication dans Nature [35] qui prend comme modèle la carte de l'aluminium-26 de COMPTEL. Nous détectons clairement la raie à 1809 keV en provenance du radian central de la Galaxie (à 22σ dans les données

8.1. SYNTHÈSE

acquises jusqu'à mi 2006), avec un flux de $(2.48 \pm 0.13) \times 10^{-4}$ ph cm⁻² s⁻¹ (compatible avec celui de notre publication Nature) et une largeur de 3.13 keV (incluant la largeur instrumentale de 3 keV, ce qui indique également que cette raie est fine).

Aluminium-26 dans la région des Voiles J'ai appliqué les méthodes de la suite logicielle ASPI à la recherche d'émission à 1809 keV en provenance d'aluminium-26 attendu dans la région des Voiles [25, 53], puisque cette région comporte deux vestiges de supernovæ jeunes (<10000 ans et <700 ans) et une étoile de Wolf-Rayet, tous candidats à la synthèse de cet isotope.

Après l'étude de 1.7 Ms d'observations de la région des Voiles, je détermine un flux à 1809 keV de $(6.5 \pm 1.9$ (stat) ± 2.4 (syst)) $\times 10^{-5}$ ph cm⁻² s⁻¹, compatible avec l'indication à 3σ obtenue par COMPTEL (Diehl et al, 1995 [149]). Notre résultat a une significativité de 3.4σ avec l'erreur statistique seule, qui est réduite à 2.1σ avec l'erreur systématique déterminée à partir de différents modèles de bruit de fond. Il correspond alors plutôt à une non détection avec une limite supérieure du flux à 1809 keV de 1.3×10^{-4} ph cm⁻² s⁻¹ (à 95% de niveau de confiance). Vu les erreurs systématiques inhérentes à la méthode, ni l'utilisation du jeu de données total de 3 Ms, ni l'étude spectrale de l'éventuelle raie à 1809 keV ne permet vraiment d'apporter des informations supplémentaires.

chapitre 6 - L'émission galactique à 511 keV et son interprétation

Ce chapitre est consacré à la raie galactique à 511 keV, détectée il y a plus de 35 ans, étudiée dernièrement par OSSE, et maintenant par SPI avec des apports nouveaux. Mes travaux observationnels sur cette raie ont été conduits à Saclay avec notre suite logicielle ASPI, ensemble avec notre thésard Patrick Sizun. Elles ont également fait l'objet d'une collaboration avec le groupe du CESR (responsable vis à vis de l'ESA pour l'analyse de ces données), gravitant autour de Jürgen Knödlseher, Pierre Jean et Georg Weidenspointner. Mes travaux d'interprétation de cette émission, produite par l'annihilation de positrons dans les régions centrales de la Galaxie, ont été menés dans notre groupe du CEA Saclay, grâce aux discussions très intenses et fructueuses avec Michel Cassé, aux calculs de Patrick Sizun, et à l'apport de Jacques Paul et de Bertrand Cordier.

Analyse de la raie à 511 keV avec outils de Saclay Nous avons étudié¹ (à l'aide de nos logiciels ASPI) l'émission à 511 keV en provenance du ciel dans une région de 30° de rayon autour du centre galactique (là où elle a été détectée auparavant, pointés "ON"). Elle apparaît comme résidu au dessus du bruit de fond sous-jacent (de flux ~ 50 fois plus important que le signal astrophysique dans la raie), qui a été modélisé à partir des pointés du télescope en dehors de cette région (là où aucun signal important n'est attendu, pointés "OFF"), en utilisant SPI en mode *godet de lumière* (avec la somme des coups détectés par les 19 détecteurs de SPI, et sans effectuer de corrélation avec le masque). Avec cette méthode "ON-OFF" une raie fine (de largeur compatible avec la résolution instrumentale), de flux $\sim 10^{-3}$ ph cm⁻² s⁻¹, est clairement détectée dans les régions centrales de la Galaxie, avec le maximum d'émission situé au centre galactique. Mais ici, sans la corrélation avec

1. Etude présentée dans la section 5.3.3 du chapitre 5 pour plus de cohérence de présentation des outils ASPI.

8.1. SYNTHÈSE

le masque, et du fait du champ de vue de $\sim 35^\circ$ de diamètre du *godet de lumière*, l'étude de la taille de la région d'émission du ciel est impossible.

Pour la déterminer, nous avons ajouté dans notre analyse du *godet de lumière* une méthode d'ajustement de modèles aux données. Ici un modèle supposant une morphologie particulière pour l'émission à 511 keV (représenté par une gaussienne 2D à symétrie de révolution, centrée sur le centre galactique, et de largeur fixée comme paramètre) est projeté à travers le masque de SPI (pour chaque pointé) et ajusté à l'ensemble des données (ON+OFF), simultanément avec le modèle du bruit de fond. En variant ce paramètre, le meilleur ajustement est trouvé pour 7° de largeur (FWHM), ce qui représente notre détermination de la taille de la région d'émission du ciel. Pour cette largeur fixée, en répétant l'étude dans des bandes d'énergie entre 300 et 545 keV, nous faisons apparaître le spectre de l'émission, composé de la raie centrée à 511 keV, d'un flux de $(1.09 \pm 0.13) \times 10^{-3}$ ph $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, et de largeur intrinsèque de 3.3 ± 0.5 keV (pour une résolution instrumentale de 2 keV), ainsi qu'une composante d'ortho-positronium, dont le flux permet d'estimer qu'une fraction de $f_{Ps} = 93 \pm 13\%$ de toutes ces annihilations de positrons s'effectue par l'état intermédiaire de positronium.

Observations de la raie à 511 keV par SPI La raie à 511 keV a été étudiée à l'aide des outils du CESR (développés par Jürgen Knödlseher) avec publications [41, 18, 33], dans Nature [12], et conférences [7, 11, 22, 29, 39].

Ainsi par une méthode de déconvolution directe (Richardson-Lucy) utilisant les informations du masque, l'émission à 511 keV originaire du bulbe galactique est détectée dès la première année d'observation [41] avec un flux de $\sim 10^{-3}$ ph $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, et la morphologie d'une gaussienne 2D symétrique de largeur 8° . Par la même méthode, on obtient une morphologie identique pour l'émission de l'ortho-positronium à plus basse énergie [33], ce qui démontre son lien avec la raie à 511 keV.

Avec plus de données, et une méthode d'ajustement de modèles, des caractéristiques spectrales [180, 18] et morphologiques [12] plus précises sont obtenues. Ainsi le spectre d'annihilation des positrons dans le bulbe galactique peut être décrit par une raie à 511 keV avec une composante fine et une composante élargie, de flux respectivement (0.72 ± 0.12) et $(0.35 \pm 0.11) \times 10^{-3}$ ph $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, et de largeurs 5.4 ± 1.2 et 1.3 ± 0.4 keV (FWHM), et un continuum d'ortho-positronium dont le flux conduit à une fraction de positronium de $(96.7 \pm 2.2)\%$; ceci correspondrait à une annihilation des positrons à 49% dans la phase tiède neutre, et à 51% dans la phase tiède ionisée du milieu interstellaire. Des ajustements de modèles font également ressortir de l'annihilation de positrons dans le disque galactique, avec un flux de $(0.6 \pm 0.1) \times 10^{-3}$ ph $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [18], soit un facteur ~ 1.4 en rapport de flux bulbe/disque. Dans un ajustement particulier le flux du disque apparaît dissymétrique [12], avec un facteur 1.8 en flux pour les longitudes négatives par rapport aux longitudes positives.

Sources astrophysiques de positrons La morphologie observée de la projection des zones d'annihilation de positrons sur le ciel, avec une composante similaire à la taille du bulbe galactique et une composante distribuée selon le disque galactique, suggèrent que les positrons s'annihilent effectivement dans ces régions de la Galaxie. Le flux mesuré du bulbe, rapporté à sa distance proche du centre galactique, y implique un taux d'annihilation de $1.3 \cdot 10^{43}$ e^+ /s, alors que le taux estimé pour le disque est de $\sim 0.6 \cdot 10^{43}$ e^+ /s. Par

8.1. SYNTHÈSE

confinement des positrons de par leur rayon de giration dans des champs magnétiques, on peut supposer que les sources responsables de l'émission du bulbe sont à chercher dans le bulbe et celles du disque dans le disque.

Dans la recherche des sources astrophysiques capables d'injecter ces quantités de positrons dans le bulbe ou le disque galactiques, certaines sont éliminées, principalement pour des questions de taux de production de positrons : la source diffuse du rayonnement cosmique, les pulsars, les microquasars, et le trou noir central de la Galaxie. Les LMXB à spectre dur, de distribution présentant une asymétrie similaire à celle observée dans le flux à 511 keV du disque galactique, ont été proposées comme candidats dans notre publication Nature [12], cependant il reste d'importantes incertitudes sur leur taux de production de positrons.

Le candidat astrophysique le plus crédible est constitué des désintégrations β^+ de noyaux radioactifs produits par la nucléosynthèse galactique.

En effet l'aluminium-26 (noyau radioactif β^+), synthétisé par les étoiles massives et éjecté dans le milieu interstellaire (lors de supernovæ ou par le vent d'étoiles de Wolf-Rayet), a été détecté (chapitre 5) avec une distribution dans le disque galactique, mais avec un flux tel qu'il ne peut fournir que le quart des positrons du disque, et sans contribuer à ceux du bulbe. D'autres isotopes, tels le titane-44, sont produits en quantité moindre par ces étoiles.

Le nickel-56 (se désintégrant en cobalt-56, noyau radioactif β^+) est produit dans la phase d'explosion des supernovæ, mais les positrons produits restent piégés dans les enveloppes des supernovæ gravitationnelles classiques, alors que 3% d'entre eux peuvent s'échapper des supernovæ thermonucléaires (SN Ia), et beaucoup plus des hypernovæ asymétriques du type SN2003dh [62, 55, 38], issues d'étoiles très massives en rotation rapide (comme nous le montrons en section 6.4). Les hypernovæ de ce type pourraient contribuer à la source du bulbe, car elles sont attendues dans la région active de formation d'étoiles du noyau galactique, cependant leur taux d'explosion semble également trop faible pour en faire un injecteur important de positrons.

Dans le bulbe formé de très anciennes étoiles, on s'attend à des explosions thermonucléaires de naines blanches, les SN Ia, qui peuvent injecter $8 \cdot 10^{52}$ e^+ par événement. Cependant, nous démontrons (section 6.3.2) que le taux d'explosion des SN Ia dans le bulbe (~ 0.05 par siècle) est trop faible d'un facteur ~ 10 pour en faire le principal injecteur des positrons du bulbe. Par contre avec un taux estimé de ~ 0.5 SN Ia par siècle dans le disque galactique, elles seraient tout à fait suffisantes pour expliquer la production des positrons du disque. Ceci résoudrait l'origine des positrons du disque, mais laisserait intacte l'énigme de l'origine de ceux du bulbe.

Récemment une hypothèse nouvelle est apparue (Lingenfelter et al, 2009 [211]), pour tirer profit de l'importante production de positrons par les SN Ia du disque galactique : celle d'un transport à grande échelle par canalisation magnétique de positrons des SN Ia du disque vers le bulbe galactique, lieu de leur annihilation. Ce que l'on observerait alors serait uniquement la distribution de matière sur laquelle ces positrons s'annihilent, sans rapport avec l'emplacement de leurs sources. Ces mécanismes de transport nécessitent cependant encore d'être approfondis.

Source hypothétique de matière noire légère Face à la difficulté rencontrée par les candidats astrophysiques à l'injection de positrons dans le bulbe, est apparue l'hypothèse

d'une production de positrons par une substance mise en évidence par ailleurs dans la région centrale de la Galaxie : la matière noire, qui pourrait s'annihiler avec son antiparticule pour produire une paire e^+e^- , donc les positrons à la source de la raie à 511 keV observée. Cependant, les particules de matière noire les plus populaires, les WIMPs, produiraient également un rayonnement γ à haute énergie, d'un flux similaire à la raie à 511 keV, non observé par exemple par EGRET. C'est ainsi qu'une particule de matière noire *légère* a été proposée, d'une masse inférieure à ~ 100 MeV/ c^2 (Boehm et al, 2004 [129], et [56, 38]), ce qui éviterait la production indésirée de ce rayonnement γ de haute énergie.

Avec Patrick Sizun lors de sa thèse [273] et Michel Cassé, nous avons calculé le rayonnement que produiraient les positrons issus de cette particule hypothétique (section 6.6) lors de leur thermalisation ou de leur annihilation en vol. En confrontant notre estimation de flux à l'observation de COMPTEL entre 1 et 30 MeV, nous arrivons à la conclusion [28, 23] qu'une petite fenêtre est permise pour la masse de cette particule, qui se situe entre 0.511 et 6.5 MeV (à 95% de niveau de confiance), pour une annihilation de positrons dans le milieu tiède ionisé à 51%, tel qu'il est observé par SPI.

chapitre 7 - Perspectives : sursauts gamma avec ECLAIRS/SVOM

Après 10 ans de travaux dans le cadre du *projet* SPI (de 1997 à 2007), et puisqu'une nouvelle mission d'astrophysique nucléaire se situe actuellement encore au delà des horizons de visibilité de l'ESA et de la NASA, l'arrivée dans le laboratoire d'un nouveau projet de satellite destiné à la recherche de sursauts gamma, *SVOM*, soutenu par le CNES et censé être opérationnel dans les 5 ans à venir, arrive à point nommé, avec en plus un contexte franco-chinois de ce projet très enrichissant sur le plan culturel.

Dans ce chapitre je présente le télescope X/ γ ECLAIRS embarqué sur *SVOM*, une aventure à laquelle je participe de fait depuis 2005, et à plein temps depuis 2007. La conception d'ECLAIRS est similaire à celle d'ISGRI, mais ECLAIRS possède un champ de vue bien plus important (2 sr, pour augmenter le nombre de sursauts détectés), et un seuil bas en énergie de seulement 4 keV (ce qui le rend particulièrement sensible aux sursauts les plus lointains). Notre groupe à l'IRFU a la maîtrise d'œuvre d'ECLAIRS, et je suis impliqué dans la définition scientifique et technique de son système.

Je présente aussi l'Unité de Traitement Scientifique (UTS) d'ECLAIRS, qui localise les sursauts gamma en temps-réel sur le ciel, afin de communiquer leur position aux observateurs au sol ainsi qu'au satellite pour réorienter ses instruments à petit champ sur la source afin de suivre sa rémanence. En tant que responsable scientifique de l'UTS, je suis chargé de l'étude, de la conception, et de l'encadrement de la réalisation à l'IRFU (en coopération avec Hervé Leprovost, Pierre Kestener et Christophe Flouzat du SEDI) de ce système embarqué temps-réel, à base de FPGA et de CPU qualifiés pour le spatial, tolérants aux radiations et exportables en Chine. Dans le contexte du projet UTS, j'ai effectué les études des algorithmes scientifiques de détection et de localisation (avec le soutien d'Aleksandra Gros et de Diego Götz), et j'en ai conçu un modèle logiciel, destiné à être implanté sur la cible matérielle. Durant ces études j'ai aussi bénéficié des apports fructueux de plusieurs stagiaires (Orlane Barrière en 2005 [121], Benjamin L'Huillier en 2007 [209], Matthieu Courtois en 2008 [145], et JingFang Hao en 2008 [169]) que j'ai encadrés.

8.2 Le mot de la fin

J'ai essayé de préserver dans ce mémoire l'aspect pluridisciplinaire de mes travaux de recherche, qui comportent à la fois des développements instrumentaux, la conception de logiciels, des analyses de données d'observations astrophysiques, et leur interprétation associée. C'est pourquoi ce mémoire, qui peut paraître un peu long, n'est pas uniquement focalisé sur ce qui est souvent considéré comme la partie la plus noble, la cerise sur le gâteau d'une vie de chercheur : les découvertes et les publications prestigieuses.

Puisque pour moi la recherche – et diriger des recherches en particulier – comporte bien plus qu'encadrer des personnes (stagiaires, thésards ou post-docs), destinées à traiter des données, pour alimenter une interprétation théorique ; il s'agit (i) de s'impliquer personnellement avec toutes ses capacités de physicien mais aussi d'ingénieur au sein des *projets* de recherche dans lesquels on s'est engagé, et (ii) de fédérer un travail de *groupe*, apte à avancer ensemble vers une même finalité, de façon à démultiplier le potentiel des individus par le gain d'énergie d'interaction.

Remerciements

J'ai effectué ma thèse en physique des particules à l'IRFU dans l'équipe de l'expérience NA48/CERN, dont je remercie chacun, composée de physiciens du SPP et d'ingénieurs du laboratoire TRAPS du SEDI. Je voudrais remercier tout particulièrement Michel Mur qui m'a proposé l'embauche au CEA pour un travail commun au SEDI.

Comme ingénieur au SEDI j'ai eu la chance de participer à la réalisation de l'électronique numérique de SPI/*INTEGRAL* dans une équipe bien soudée SEDI-SAp, dont je remercie vivement chacun, en particulier le chef de projet René Duc, qui a instauré la confiance pour accomplir le travail – conclu avec le lancement en direct d'Asie centrale !

C'est à Bertrand Cordier, responsable scientifique de notre électronique puis collègue et ami, que je dois beaucoup pour la suite de mon parcours, et à qui je voudrais exprimer ici ma gratitude. Après les réalisations techniques il m'a offert la continuité comme scientifique sur le projet SPI, comme physicien instrumentaliste pour la validation scientifique de l'instrument, puis comme Co-Investigateur scientifique dans le consortium SPI, ce qui m'a permis de choisir un thème scientifique et d'avoir droit aux données de vol. Pour les étudier, après ma demande de mutation comme astrophysicien au SAp, j'ai rejoint le laboratoire LDS qu'il dirige, et où j'ai bénéficié de son soutien constant. Nous avons ensuite entamé l'aventure des sursauts gamma avec ECLAIRS qui nous a menés – une fois même en train transsibérien en passant par le lac Baïkal ! – jusqu'à Pékin dans la collaboration franco-chinoise très enrichissante de la mission satellite *SVOM*.

Je tiens à remercier mes chefs de services et d'institut au CEA Saclay : d'abord Joël Feltesse (ex-chef du DAPNIA, maintenant IRFU) et François Darnieaud (ex-chef du SEDI) pour mon embauche et l'accord donné dès ce moment à une future mutation interne vers un service scientifique, puis Pierre-Olivier Lagage (chef du SAp) pour la concrétisation de cette mutation et sa reconnaissance, et Philippe Chomaz (directeur de l'IRFU).

Je remercie tout particulièrement les membres de mon jury : comme président, Pierre Binétruy, qui fut aussi mon professeur de physique théorique il y a 15 ans au DEA CPM et mon rapporteur de thèse il y a 12 ans, comme rapporteurs, Tomek Bulik, Margarita Hernanz, et Etienne Parizot pour l'évaluation de mon travail par des yeux extérieurs, comme représentant de SPI, mon Co-I Pierre Jean, ainsi que mes collègues seniors du CEA, Michel Cassé (excusé à la soutenance pour empêchement) et Jacques Paul – merci pour les très nombreuses discussions passionnantes sur l'astrophysique et la culture en général. Merci pour la relecture approfondie du manuscrit.

Au cours de ces douze années depuis mon embauche en 1998 j'ai rencontré dans mon travail beaucoup de personnes très compétentes et motivées, et je ne peux évidemment pas citer chacun nommément. Néanmoins chacun se reconnaîtra pour recevoir mes remerciements, tant pour le travail commun que pour tous les moments de convivialité que nous avons pu vivre ensemble.

Ainsi je remercie tous mes collègues de SPI, en particulier les Co-I, mes collègues du CEA Saclay, CESR, MPE, ISDC, GSFC et CSNSM (les P-I Gilbert Vedrenne et Volker Schönfelder, puis Jean-Pierre Roques et Roland Diehl qui ont pris la relève, et en particulier Dominique Chambellan, Maurice Gros, Philippe Durouchoux, François Tola, Elsa André, Nathalie Baby, Peter von Ballmoos, Laurent Bouchet, Jürgen Knödlseher, Pierre Mandrou, Pascale Ramon, Philippe Paul, Gerry Skinner, Georg Weidenspointner, Robert Georgii, Hubert Halloin, Andreas von Kienlin, Giselher Lichti, Andy Strong, Cornelia Wunderer, Volker Beckmann, Pierre Dubath, Chris Shrader, Steve Struner, Bonnard Teegarden, Jürgen Kiener et Vincent Tatischeff), les équipes du CNES (en particulier Marie-Anne Clair, chef de projet SPI, et Yves André, ingénieur système – merci pour les bons moments passés à Toulouse), et toutes les autres équipes avec qui j’ai travaillé sur cette mission (dont ceux du CEA Bruyères le Châtel, de l’ESA à Noordwijk et Darmstadt). Sur le projet *SVOM* la liste est également déjà longue, merci aux Co-I d’ECLAIRS, de *SVOM*, et à tous mes collègues du CNES et des labos français et chinois impliqués.

Aussi je remercie chaleureusement mes collègues de Saclay, tout particulièrement nos thésards sur SPI, David Attié et Patrick Sizun – qui se sont investis avec motivation et créativité dans l’analyse difficile des données de SPI, nos post-docs sur SPI, David Maurin, Clarisse Hamadache et Zeljka Bosnjak, mes stagiaires sur SPI et ECLAIRS, Orlane Barrière, Lucie Gérard, Benjamin L’Huillier, Matthieu Courtois et Jing-Fang Hao, et mes collaborateurs Florence Joset-Geisler, Thomas Larqué et Michel Barret. Je remercie vivement aussi mes collègues de l’équipe UTS, du SEDI et du SAp, en particulier Hervé Le Provost, Pierre Kestener, Modeste Donati, Christophe Flouzat, Diego Götz et Aleksandra Gros, ainsi que ceux de l’équipe projet ECLAIRS, en particulier Christophe Cara, Michel Fesquet, Thierry Tourrette et Henri Triou. Je voudrais remercier tout particulièrement mes collègues du labo gamma au SAp, et ceux des bâtiments 141 et 709 du CEA Saclay (SPP, SEDI et SAp), notamment Shebli Anvar, Jean Ballet, Florian Bauer, Claire Blondel, François Bugeon, Claude Chapuis, Sylvain Chaty, Rémi Chipaux, Arnaud Claret – c’est bientôt ton tour !, Christelle Cloué, Stéphane Corbel, François Dali, Frédéric Daigne, Pascal Debu, Anne Decourchelle, Luc Dumaye, Sandrine Emery, Jean-Louis Fallou, Philippe Ferrando, Andrea Formica, Andrea Goldwurm – qui m’a conseillé d’écrire un mémoire conséquent !, Benoît Horeau, Philippe Laurent – qui m’avait bien dit de faire beaucoup plus court !, François Lebrun – aussi pour les superbes fêtes d’anniversaire d’*INTEGRAL*, Olivier Limousin, Edoardo Mazzucato, Aline Meuris, Félix Mirabel, Dominique Monvoisin, Bernard Peyaud, Matthieu Renaud, Jérôme Rodriguez, Aymeric Sauvageon et Bertrand Vallage – aussi pour ses conseils sur l’après thèse.

Comme la préparation de cette HDR et la rédaction du mémoire représentent un investissement somme toute non négligeable en temps, celui-ci m’a fait un peu trop défaut en cette année 2009. Je remercie ma petite famille d’avoir accepté ces contraintes et de m’avoir constamment soutenu. Merci de tout cœur à mes enfants, mon petit Martin et mon bébé Simon, et à mon épouse Magdalena. Je remercie aussi chaleureusement ma maman, Anne-Marie, pour son aide et son soutien. Merci aussi à mon frère Thomas avec conjointe Heike, ma sœur Nathalie et mon beau-frère Markus.

Manuscrit rédigé en 2009 à Saclay, Limours et Ommersheim.

Troisième partie

Annexes

Acronymes et conventions

Les conventions d'écriture et de typographie que j'ai choisies tout au long du manuscrit sont résumées en Tab. 8.1.

Le langage du spatial étant rempli d'acronymes, je tenais à donner la signification des sigles et abréviations utilisés dans ce manuscrit, présentés en Tab. 8.2. La version électronique en "pdf" du manuscrit permet l'accès aux références sur internet.

TABLE 8.1 – Conventions.

un Germanium	un détecteur au germanium de SPI
le germanium	signifie l'élément Ge
la Galaxie, galactique	se réfère à notre galaxie, la Voie lactée
une galaxie	se réfère à une galaxie en général
positron	synonyme de positon
novæ	synonyme de novas
supernovæ	synonyme de supernovas
hypernovæ	synonyme de hypernovas
3.141592	les nombres sont écrits avec un point décimal et non une virgule
3.14±0.01	sauf explicité, les erreurs citées sont des erreurs statistiques à 1 σ
<i>Bremsstrahlung</i>	les mots et expressions étrangères sont typographiés <i>ainsi</i>
<i>INTEGRAL</i>	les missions spatiales et moyens de recherche sont typographiés <i>AINSI</i>
SPI	les instruments et expériences sont typographiés AINSI
Tab.	se réfère à une table
Fig.	se réfère à une figure
eq.	se réfère à une équation

TABLE 8.2 – Acronymes.

ACS	<i>Anti-Coincidence System</i> , bouclier d'anti-coïncidence actif de SPI
ACT	<i>Advanced Compton Telescope</i> , projet de télescope Compton de la NASA
ADC	<i>Analogue to Digital Converter</i> , convertisseur analogique-numérique
AFEE	<i>Analogue Front-End Electronics</i> , boîtiers d'électronique analogique des détecteurs au Germanium de SPI
AGILE	<i>Astro-rivelatore Gamma a Immagini Leggero</i> , satellite de l'ASI pour l'observation de rayons gamma de haute énergie, en opération depuis 2007
AIM	<i>Astrophysique Instrumentation et Modélisation</i> , unité mixte de recherche créée en 2005, implantée au SAP, dont il regroupe la plupart des astrophysiciens CEA, CNRS et universitaires.

ANTARES	<i>Astronomy with Neutrino Telescope and Abyssal RESearch</i> , télescope sous-marin à neutrinos, installé au large de Toulon, en opération depuis 2007
AO	<i>Appel d'Offre</i> à observations sur <i>INTEGRAL</i> , dans le cadre du <i>temps ouvert</i> à propositions d'observation
APC	<i>Astro-Particules et Cosmologie</i> , laboratoire de l'Université Paris 7 - Denis Diderot, et unité mixte de recherche, créée en 2005, avec implication du SAp et du SPP de l'IRFU
ASI	<i>Agenzia Spaziale Italiana</i> , agence spatiale italienne
ASIC	<i>Application Specific Integrated Circuit</i> , circuit intégré dédié à une application spécifique
ASPI	logiciel d'analyse de données de SPI développé au CEA Saclay
BAT	<i>Burst Alert Telescope</i> , détecteur grand champ de sursauts gamma à bord de <i>Swift</i>
BATSE	<i>Burst And Transient Spectrometer Experiment</i> , à bord de <i>CGRO</i>
<i>Beppo-SAX</i>	<i>"Beppo" (Giuseppe Occhialini) Satellite per Astronomia X</i> , satellite de l'ASI pour l'astronomie de rayons X, en opération de 1997 à 2003
BGO	<i>Bismuth Germanate Oxyde</i> , détecteur scintillant formant l'ACS de SPI, permettant la réduction du bruit de fond
<i>Big-bang</i>	<i>Le grand boum</i> , naissance de l'Univers (dans une phase dense et chaude) qui s'étend et se refroidit depuis
C++	langage de programmation (évolution du C), d'autres langages que j'ai pratiqué sont : Basic (C64 et Amiga), Assembleur (processeurs Motorola 6502, 6809, 68000), Modula-2, Pascal (Apple et Turbo-Pascal), Fortran (F77), C, csh, Java, Maple, VHDL
CAMK	<i>Centrum Astronomiczne im. M. Kopernika, PAN</i> , centre de recherche astronomique de l'académie des sciences de Pologne
CCST	<i>Contrôle, Commande, Status et Test</i> , module interne dans l'ASIC du DFEE qui réalise les fonctions cités ; ou bien port série de liaison avec le micro-contrôleur du DFEE pour réaliser ces mêmes fonctions
CEA	<i>Commissariat à l'Energie Atomique</i> , dont le centre le plus important est situé à Saclay
CEM	<i>Compatibilité Electro-Magnétique</i> , tests et validations associés
CERN	<i>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire</i> , laboratoire européen de physique des particules, à Mérin et Prévessin près de Genève
CESR	<i>Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements</i> , à Toulouse
CFR	<i>Contrat de Formation par la Recherche</i> du CEA
CMOS	<i>Complementary Metal Oxyde Semiconductor</i> , technologie de circuits micro-électroniques
CNES	<i>Centre National d'Etudes Spatiales</i> , agence spatiale française
CNRS	<i>Centre National de Recherche Scientifique</i>
<i>CGRO</i>	<i>Compton Gamma-Ray Observatory</i> , satellite de la NASA pour l'observation de rayons gamma, en opération de 1991 à 2000

Co-I	<i>Co-Investigateur</i> scientifique d'un instrument sur satellite, membre du comité scientifique qui s'engage sur l'instrument, hiérarchiquement placé sous la responsabilité du PI
COBE	<i>Cosmic microwave Background Explorer</i> , satellite de la NASA donnant la première carte des fluctuations du fond diffus cosmologique à 2.7 K
COMPTEL CP	<i>Compton Telescope</i> à bord de <i>CGRO</i> symétrie de la nature pour les interactions forte, électromagnétique et la gravitation, mais brisée pour l'interaction faible. La transformation CP d'un processus consiste à inverser la parité et le signe des charges.
CPU	<i>Central Processing Unit</i> , microprocesseur
CsI	Iodure de Césium, détecteur à scintillation, utilisé pour des gamma de quelques centaines de keV à 5 MeV
CST	<i>Centre Spatial de Toulouse</i> , centre du CNES à Toulouse
CXG	<i>Caméra X et Gamma</i> d'ECLAIRS
DAM	<i>Direction des Applications Militaires</i> du CEA
DAPNIA	<i>Département d'Astrophysique, de Physique des Particules, de Physique Nucléaire et d'Instrumentation Associée</i> , renommé IRFU
DEA	<i>Diplôme d'Etudes Approfondies</i> , renommé <i>Mastère-2 Recherche</i>
DESY	<i>Deutsches Elektronensynchrotron</i> , laboratoire de physique des particules allemand avec centres à Hambourg et Zeuten
DFEE	<i>Digital Front-End Electronics</i> , électronique numérique frontale de SPI
DIMRI	<i>Département d'Instrumentation et de Métrologie pour la mesure des Rayonnements Ionisants</i> , au CEA Saclay, renommé LIST
DLR	<i>Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt</i> , agence spatiale allemande
DPE	<i>Digital Processing Equipment</i> , ordinateur de bord d' <i>INTEGRAL</i>
DPRAM	<i>Dual-Port Random-Access Memory</i>
DPTA	<i>Département de Physique Théorique et Appliquée</i> de la DAM du CEA
DSM	<i>Direction des Sciences de la Matière</i> du CEA
DSP	<i>Digital Signal Processor</i> , micro-processeur spécialisé dans le traitement de signaux numériques
DTM	<i>Décodeur de Télémessure</i> , l'un de mes logiciels utilisé par le SPITOG
ECLAIRS	télescope de détection de sursauts gamma, embarqué à bord de <i>SVOM</i> , composé de la CXG et de l'UTS
EDELWEISS	<i>Expérience pour Détecter Les Wimps En Site Souterrain</i> , avec implication du SPP de l'IRFU
EEPROM	<i>Electrically-Erasable Programmable Read-Only Memory</i>
EGRET	<i>Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope</i> à bord de <i>CGRO</i>
EGSE	<i>Electrical Ground Support Equipment</i> , système électrique pour simuler lors des tests au sol l'environnement d'un système spatial
EM	<i>Engineering Model</i> , modèle représentatif des fonctions électriques d'un système, jargon du spatial
erg	unité d'énergie : $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J} = 0.624 \cdot 10^{12} \text{ eV} = 624 \text{ GeV}$
EROS	<i>Expérience de Recherche d'Objets Sombres</i> , avec implication du SPP de l'IRFU

ESA	<i>European Space Agency</i> , agence spatiale européenne
ESAC	<i>European Space Astronomy Centre</i> , centre de l'ESA de Villafranca del Castillo près de Madrid
ESO	<i>European Southern Observvatory</i> , observatoire austral européen
ESOC	<i>European Space Operations Center</i> , centre de l'ESA à Darmstadt
ESTEC	<i>European Space Research and Technology Centre</i> , centre de l'ESA à Noordwijk
eV	énergie acquise par une charge électrique élémentaire (par exemple l'électron) accélérée par une différence de potentiel de 1 V.
FCU	<i>French Control Unit</i> , unité de commande-contrôle d'ECLAIRS sur SVOM
FEE	<i>Front-End Electronics</i> , boîtiers d'électronique analogique de l'ACS de SPI
<i>Fermi-GST</i>	<i>Fermi Gamma-ray Space Telescope</i> , satellite de la NASA pour l'observation de rayons gamma de haute énergie, en opération depuis 2008
FFT	<i>Fast Fourier Transform</i> , transformée de Fourier rapide
FIFO	<i>First In First Out</i> , mémoire tampon ou file d'attente, le premier entré étant le premier sortant
FM	<i>Flight Model</i> , modèle de vol d'un équipement spatial
FPGA	<i>Field Programmable Gate Array</i> , circuit d'électronique numérique, dont la fonction logique est configurable, se programme souvent en VHDL
FWHM	<i>Full Width at Half Maximum</i> , largeur à mi-hauteur
GBM	<i>Gamma-ray Burst Monitor</i> , moniteur de sursauts gamma à bord de <i>Fermi</i>
GCN	<i>Gamma-ray burst Coordinates Network</i> , réseau mondial permettant la publication rapide sur internet de la position sur le ciel d'un sursaut gamma nouvellement détecté, permettant son suivi par d'autres moyens d'observation.
GEANT	Logiciel de modélisation et de simulation d'interactions physiques de particules dans des matériaux de détecteurs, développé à l'origine au CERN
GFT	<i>Ground-based Follow-up Telescope</i> , télescope de suivi de sursauts gamma, basée au sol, opérant dans le visible, associée à SVOM
<i>GLAST</i>	<i>Gamma-ray Large Area Space Telescope</i> , renommé en <i>Fermi-GST</i>
<i>GRANAT</i>	<i>Gamma Rentgenovskii Astronomitcheskii Naoutchnii Apparat</i> (appareil scientifique d'astronomie en rayons X et gamma), satellite soviétique/russe en opération de 1989 à 1998
GNU	<i>GNU's Not Unix</i> (acronyme récuratif), suite de logiciels libres
GRB	<i>Gama-Ray Burst</i> , sursaut gamma
GRM	<i>Gamma-Ray burst Monitor</i> , détecteur de rayons gamma à bord de SVOM
GRIPS	<i>Gamma-Ray Burst Investigation with Polarimetry and Spectroscopy</i> , projet de télescope Compton du MPE, proposé à ESA Cosmic Vision
GSFC	<i>Goddard Space Flight Center</i> de la NASA à Greenbelt, près de Washington DC, USA
GSI	<i>Gesellschaft für Schwerionenforschung</i> , institut allemand de recherche d'ions lourds, à Darmstadt

GWAC	<i>Ground-based Wide Angle Camera</i> , caméra grand champ basée au sol opérant dans le visible, associée à <i>SVOM</i>
HEAO	<i>High Energy Astronomy Observatory</i> , programme de 3 satellites d'observation γ la NASA, lancés entre 1977 et 1979, dont <i>HEAO 2</i> rebaptisé Einstein Observatory, et <i>HEAO 3</i> comportant un détecteur au <i>Ge</i> cryogénique (appelée C1)
HERA	<i>Hadron-Elektron Ring Anlage</i> , collisionneur de protons et électrons (ou positrons) à DESY, en opération de 1992 à 2007
HETE-2	<i>High Energy Transient Explorer</i> , satellite de la NASA pour la détection de sursauts gamma, en opération de 2000 à 2007
HK	<i>House-Keeping</i> , données de "ménage", formé de tables synthétiques permettant de vérifier le bon fonctionnement d'une expérience (HK-techno), ou synthèse de données scientifiques (HK-science) issues d'une expérience
HMXB	<i>High-mass X-ray binary</i> , système binaire avec objet compact accrétant de la matière d'une étoile compagnon de forte masse
HSL	<i>High Speed Link</i> , lien de communication entre le DFEE et le DPE
IAP	<i>Institut d'Astrophysique de Paris</i>
IBAS	<i>INTEGRAL Burst Alert System</i> , système de détection de sursauts gamma d' <i>INTEGRAL</i>
IBIS	<i>Imager on Board the INTEGRAL Satellite</i>
ICE	<i>Institut de Ciències de l'Espai</i> , institut des sciences spatiales du conseil supérieur de recherche scientifique d'Espagne, Barcelone
IHEP	<i>Institute of High Energy Physics</i> , Beijing, Chine
IKI	<i>Institut Kosmitcheskikh Issledovaniï</i> , institut de recherche spatiale de l'académie des sciences de Russie, Moscou
IN2P3	<i>Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules</i> du CNRS
INTEGRAL	<i>International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory</i> , satellite de l'ESA, en opération depuis 2002
IRFU	<i>Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers</i> du CEA Saclay, anciennement DAPNIA
ISDC	<i>INTEGRAL Science Data Center</i> , à Versoix près de Genève
ISGRI	<i>INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager</i> , caméra au CdTe d'IBIS
ISOC	<i>INTEGRAL Science Operations Centre</i> , à Villafranca del Castillo près de Madrid, au site de l'ESAC
ITAR	<i>International Trade in Arms Regulation</i> , liste du gouvernement américain qui régule les exportations d'armements (les composants américains figurant sur cette liste, y compris des composants électronique, sont interdits d'exportation dans certains pays, dont la Chine)
JEM-X	<i>Joint European X-Ray Monitor</i> à bord d' <i>INTEGRAL</i>
LAM	<i>Laboratoire d'Astrophysique de Marseille</i>
LAT	<i>Large Area Telescope</i> , détecteur des traces de paires $e^+ e^-$ à bord de <i>Fermi</i>

LATT	<i>Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse - Tarbes</i>
LDS	Laboratoire de Détection Spatiale du SAp (scindé en plusieurs laboratoires en 2009, dont le LISIS)
<i>LEP</i>	<i>Large Electron-Positron collider</i> , collisionneur d'électrons et de positrons du CERN, en opération de 1989 à 2000
<i>LHC</i>	<i>Large Hadron Collider</i> , collisionneur de protons du CERN, démarré en 2008
LISIS	Laboratoire Interface Science - Instruments Spatiaux du SAp (né en 2009 de la scission du LDS)
LIST	<i>Laboratoire d'Intégration des Systèmes et des Technologies</i> du CEA, anciennement DIMRI
LSL	<i>Low-Speed Link</i> , lien de communication entre le DFEE et le DPE
LMXB	<i>Low-Mass X-ray Binary</i> ; système binaire avec objet compact accrétant de la matière d'une étoile compagnon de faible masse
MGSE	<i>Mechanical Ground Support Equipment</i> , équipement de support et de manutention de SPI utilisé pour les étalonnages au sol
MIT	<i>Massachusetts Institute of Technology</i> , à Boston, USA
MOC	<i>Mission Operation Center</i> , pour INTEGRAL situé à l'ESOC, Darmstadt
MPA	<i>Max-Planck Institut für Astrophysik</i> , institut allemand de recherche astrophysique, basé à Garching
MPE	<i>Max-Planck Institut für extraterrestrische Physik</i> , institut allemand de recherche spatiale, basé à Garching
NA48	<i>North Area experiment number 48</i> (expérience de physique des particules au CERN dédiée à l'étude de la violation directe de CP)
NaI	Iodure de Sodium, détecteur à scintillation, utilisé pour des gamma de 50 keV à quelques MeV
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i> , agence spatiale américaine
OHP	<i>Observatoire de Haute Provence</i> , à Saint-Michel l'Observatoire
OMC	<i>Optical Monitoring Camera</i> à bord d' <i>INTEGRAL</i>
OSSE	<i>Oriented Scintillation Spectrometer Experiment</i> , à bord de <i>CGRO</i>
PCA	<i>Principal Components Analysis</i> , analyse en composantes principales, méthode d'analyse du bruit de fond utilisée dans ASPI
PCI	<i>Peripheral Component Interconnect</i> , standard de bus local d'un système d'ordinateur
Phase A-E	Phasage des missions spatiales, terminologie du CNES : phase de faisabilité, phase d'étude détaillée, phase de conception et validations, phase d'exploitation après le lancement, phase d'exploitation après l'arrêt des opérations
PI	<i>Principal Investigator</i> , chef d'un instrument embarqué sur satellite, équivalent au spokesman d'une expérience de physique des particules
PSD	<i>Pulse-Shape Discriminator</i> , électronique de discrimination des formes d'impulsion des signaux analogiques dans les détecteurs au Germanium de SPI

QM	<i>Qualification Model</i> , modèle représentatif du FM servant à la validation en environnement spatial (simulation des vibrations au lanceur, tests thermiques en enceintes à vides)
RAM	<i>Random-Access Memory</i> , mémoire vive
RHESSI	<i>Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager</i> , satellite de la NASA pour l'observation d'éruptions solaires, en opération depuis 2002
ROOT	<i>René Brun's Object Oriented Toolkit</i> , librairie logicielle écrite en C++, développée au CERN, successeur de l'outil d'analyse de données PAW
ROSAT	<i>Röntgensatellit</i> , satellite de la DLR pour l'observation en rayons X, en opération de 1990 à 1999
Rsci	<i>Responsable scientifique</i> vis à vis de l'ESA pour une observation du <i>temps garanti</i> d'INTEGRAL
RTEMS	<i>Real-Time Executive for Multiprocessor Systems</i> , système d'exploitation temps-réel
SAP	<i>Service d'Astrophysique</i> , au sein de l'IRFU
RXTE	<i>Rossi X-Ray Timing Explorer</i> , satellite de la NASA pour l'observation d'objets variables en rayons X, en opération depuis 1995
SDRAM	<i>Synchronous Dynamic Random Access Memory</i> , mémoire dynamique synchrone à accès aléatoire
SED	<i>Service d'Etude des Détecteurs</i> , regroupé avec le SEI pour former le SEDI
SEDI	<i>Service d'Electronique, de Détecteurs et de l'Informatique</i> , au sein de l'IRFU
SEI	<i>Service d'Electronique et de l'Informatique</i> , regroupé avec le SED pour former le SEDI
SEL	<i>Single Event Latch-up</i> , dans un circuit électronique numérique, destruction (irréversible) d'une bascule dont la sortie reste collée à une valeur, suite à l'impact d'une particule ionisante
SEU	<i>Single Event Upset</i> , dans un circuit électronique numérique, changement d'état incontrôlé mais réversible (après ré-initialisation) d'une bascule, suite à l'impact d'une particule ionisante
SIG	<i>Service d'Instrumentation Générale</i> , regroupé avec le SGPI pour former le SIS
SIGMA	<i>Système d'Imagerie Gamma à Masque Aléatoire</i> , télescope français sur GRANAT, première utilisation des masques codés en astronomie gamma, développé au CESR et SAP du CEA Saclay
SIMDIA	Caisson de la société Intespace au CNES à Toulouse, utilisé pour les tests en vide thermique d'instruments spatiaux d'un diamètre inférieur à 3 m
SIS	<i>Service d'Instrumentation et de gestion des Systèmes</i> , au sein de l'IRFU
SN Ia	Supernova de type Ia (explosion thermonucléaire d'un naine blanche)
SN Ib/c, II	Supernovae gravitationnelles (effondrement d'étoile massive)
SNR	<i>Supernova Remnant</i> , vestige de supernova ; coquille étendue de matière éjectée par une supernova
SPI	<i>Spectromètre abord du satellite INTEGRAL</i>

SPIROS	<i>SPI Iterative Removal of Sources</i> , programme de reconstruction de sources ponctuelles à partir des données de SPI, disponible à l'ISDC
SPITOG	<i>SPI Test and Operations Group</i> , groupe de test et d'opération de SPI
SPP	<i>Service de Physique des Particules</i> , au sein de l'IRFU
SPS	<i>Super Proton Synchrotron</i> , accélérateur de protons du CERN
SUPÉLEC	<i>Ecole Supérieure d'Electricité</i> , grande école française répartie sur trois campus (à Gif sur Yvette, Metz et Rennes) délivrant le diplôme d'ingénieur SUPÉLEC
SVOM	<i>Space based multi-wavelength Variable Objects Monitor</i> (futur satellite de recherche de sursauts gamma)
Swift	Satellite de la NASA pour l'observation de sursauts gamma, en opération depuis 2004
SXT	<i>Soft X-ray Telescope</i> , télescope à rayons X mous à bord de <i>SVOM</i>
TAC	<i>Time Allocation Committee</i> , comité d'allocation du temps d'observation d' <i>INTEGRAL</i>
temps mort	La durée, suite à un premier événement enregistré, pendant laquelle une voie de détection reste insensible à un autre événement
TAROT	<i>Télescope à Action Rapide pour les Objets Transitoires</i> , 2 exemplaires, situés sur le plateau de Calern en France et à la Silla au Chili
ToO	<i>Target of Opportunity</i> , source éphémère à observer rapidement, nécessitant l'interruption du programme d'observation en cours
UTS	<i>Unité de Traitement Scientifique</i> embarquée d' <i>ECLAIRS</i> , chargée de la détection et localisation de sursauts gamma en temps-réel
UTS-SSM	<i>UTS Scientific Software Model</i> , modèle logiciel simulant les traitements scientifiques effectués par l'UTS
WMAP	<i>Wilkinson Microwave-background Anisotropy Probe</i> , satellite de la NASA dédié aux études du bruit de fond diffus cosmologique
VHDL	<i>VLSI Hardware Description Language</i>
VHF	<i>Very High Frequency</i> , bande de fréquence radio entre 30 et 300 MHz
VLSI	<i>Very Large Scale Integrated circuit</i>
VLT	<i>Very Large Telescope</i> de l'ESO au Chili
WIMP	<i>Weakly Interacting Massive Particle</i> , particule massive n'interagissant que par le biais de l'interaction faible (candidat à la matière noire)
XRT	<i>X-Ray Telescope</i> , télescope à rayons X à bord de <i>Swift</i>
XSHOOTER	Spectrographe de deuxième génération du VLT, installé depuis 2009
VT	<i>Visible-band Telescope</i> , télescope à bord de <i>SVOM</i> , opérant dans le visible
ZEUS	<i>Zweites Experiment mit Uran-Spektrometer</i> , deuxième expérience sur HERA (l'autre s'appelle H1, avec implication du SPP)

Table des figures

1	Statistiques sur mes publications	xxvi
1.1	Spectre électromagnétique	5
1.2	Processus non-thermiques	6
1.3	Accélérateur de particules cosmique, la nébuleuse du Crabe	7
1.4	Accélération de particules cosmiques	8
1.5	Absorption atmosphérique à 50 %	9
1.6	Principe de la caméra à masque codé.	12
2.1	Photos du modèle de vol d' <i>INTEGRAL</i>	17
2.2	Vue semi-transparente d' <i>INTEGRAL</i>	19
2.3	Le détecteur ISGRI d' <i>INTEGRAL</i>	22
2.4	Schéma des sous-systèmes du télescope SPI d' <i>INTEGRAL</i>	23
2.5	Le masque codé de SPI	24
2.6	Le plan de détection de SPI et son cryostat.	26
2.7	Processus d'interaction au sein d'un détecteur en germanium et numérotation des détecteurs de SPI.	27
2.8	Types d'événements (SE, PE, ME et fonction ACS) dans les détecteurs de SPI.	28
2.9	Résolution en énergie de SPI et phases de recuit.	29
2.10	Température du cryostat de 2003 à 2008	30
2.11	Evolution du taux de comptage de 2003 à 2008	32
3.1	Système d'acquisition des données à bord de SPI.	36
3.2	Photos des cartes électroniques du DFEE de SPI.	38
3.3	Schéma des cartes électroniques du DFEE de SPI.	39
3.4	Génération des événements SE, PE et ME par l'ASIC du DFEE.	42
3.5	Schéma fonctionnel interne de l'ASIC du DFEE de SPI.	43
3.6	Fonctionnel de l'associations en objets primaires dans l'ASIC du DFEE de SPI.	44
3.7	Fonctionnel de l'acquisition des énergies dans l'ASIC du DFEE de SPI.	45

3.8	Dialogue HSL d'envoi des données par l'ASIC du DFEE au DPE.	46
3.9	Schéma du banc de test de l'ASIC du DFEE	50
3.10	Structures de test de l'ASIC prévues dès sa conception	51
3.11	Flot de conception de l'ASIC du DFEE	52
3.12	Floorplan de l'ASIC du DFEE	53
3.13	Photo d'un ASIC du DFEE	54
3.14	Equipe DFEE du SAp et SEI de CEA Saclay	55
4.1	Photo du SPITOG lors de la phase d'intégration de SPI en salle blanche au CNES en 2001.	58
4.2	Tests d'intégration du modèle de vol de SPI à Toulouse	60
4.3	Système de tests du de l'EM de SPI, utilisé à Toulouse	61
4.4	Paramètres de configuration du DFEE de SPI	62
4.5	Modes de test d'alignement en temps prévus dans le DFEE	62
4.6	Résultat des test d'alignement en temps des entrées du DFEE	63
4.7	Etalonnage en énergie de SPI en enceinte à vide à Toulouse	64
4.8	Organisation du site d'étalonnage de SPI à Bruyères le Châtel	66
4.9	Photo de SPI installé en salle blanche à Bruyères le Châtel	67
4.10	Comptages enregistrés avec une source de ^{137}Cs placée à 8 m	69
4.11	Homogénéité du plan de détection de SPI dans l'axe optique et à 8°	70
4.12	L'accélérateur et la cible refroidie utilisée	71
4.13	Spectre de photons à haute énergie produit par la réaction nucléaire $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$	72
4.14	Efficacité de SPI avec le masque retiré, mesurée sur toute sa gamme d'énergie	73
4.15	Photos de la mise en œuvre de la source haute intensité de ^{24}Na	74
4.16	Raie à 1332 keV de la source à haute intensité de ^{60}Co	75
4.17	Image dans la raie à 2.7 MeV de la source à haute intensité de ^{24}Na	75
4.18	Transparence du masque et blindage à la raie à 661 keV	76
4.19	Générateur X pour les étalonnages d' <i>INTEGRAL</i> à Noordwijk	77
4.20	Résolution en énergie de SPI en vol	79
4.21	Spectres de bruit de fond de SPI	80
4.22	Spectre de bruit de fond de SPI	81
4.23	Sensibilité de SPI	82
4.24	Observation du Crabe avec SPI	84
4.25	Observation du Crabe avec SPI	84
4.26	Observation de Vela X-1 avec ISGRI et SPI	91
4.27	Courbes de lumière de Vela X-1 avec ISGRI et SPI	92
4.28	Phasogrammes de Vela X-1 avec ISGRI et SPI	92

4.29	Spectre de Vela X-1 avec SPI	93
4.30	Spectre de Vela X-1 avec ISGRI et JEM-X	93
4.31	Spectre persistant moyen de Vela X-1 avec JEM-X, SPI et ISGRI	94
5.1	Carte à 1.8 MeV de COMPTEL	101
5.2	Spectre à 1.8 MeV de SPI	103
5.3	Décalage de la raie à 1.8 MeV vu par SPI en fonction de la longitude galactique	104
5.4	Détection du fer-60 par SPI	106
5.5	Figure schématique des sources présentes dans la région des Voiles.	108
5.6	Systématiques dans l'analyse du signal à 1809 keV dans les Voiles.	110
5.7	Données 511 keV, analyse en composantes principales (PCA).	119
5.8	Données 511 keV, évolution en fonction du temps.	122
5.9	Données 511 keV, distribution du signal résiduel excédant le bruit de fond.	123
5.10	Données 511 keV, spectre.	124
5.11	Données 511 keV. Ajustement de modèle spatial	126
5.12	Ajustement de modèle spatial gaussien, spectre large	128
5.13	Données 1809 keV, évolution du bruit de fond.	129
5.14	Données 1809 keV, résidus par rapport au bruit de fond.	130
5.15	Données 1809 keV, signal en fonction de la longitude galactique.	131
5.16	Données 1809 keV, modèle linéaire et bayésien du bruit de fond	133
5.17	Données 1809 keV, signal en fonction de la longitude galactique.	134
5.18	Données 1809 keV en 5 bandes d'énergie, signal en fonction de la longitude galactique.	135
5.19	Données 1809 keV, spectre du disque galactique et de la région des Voiles.	136
5.20	Données 1809 keV de la seule phase à 17 détecteurs, spectre du disque galactique et de la région des Voiles.	137
5.21	Données 1809 keV, spectre de la régions centrale galactique, du Cygne et des Voiles.	138
6.1	Carte et spectre à 511 keV de OSSE	146
6.2	Première carte à 511 keV de SPI	147
6.3	Carte de l'émission d'ortho-positronium de SPI	148
6.4	Spectre autour de 511 keV du bulbe et du disque galactique par SPI	149
6.5	Image de déconvolution à 511 keV avec 54 Ms de données de SPI	149
6.6	Courbe de lumière de SN Ia et fraction d'échappement de positrons	160
6.7	Taux de supernovæ de type Ia en fonction de la couleur B-K de la galaxie hôte, et détermination de la couleur B-K du bulbe galactique	164
6.8	Spectre et courbe de lumière de GRB030329/SN2003dh	169

6.9	Schéma de la Galaxie vue par la tranche	172
6.10	Schéma de la zone du noyau de la Galaxie	173
6.11	Distributions de matière noire	180
6.12	Pertes d'énergies de positrons et section efficace d'annihilation	183
6.13	Spectre des positrons et fraction d'annihilation en vol	184
6.14	Spectre des photons rayonnés	185
6.15	Contraintes sur la masse de la particule de matière noire légère	185
7.1	Premier sursaut gamma vu par <i>INTEGRAL</i>	192
7.2	Principaux résultats de BATSE	193
7.3	Exemple d'observation de la rémanence d'un sursaut gamma par <i>Beppo-SAX</i>	194
7.4	Schéma d'un sursaut gamma long (<i>collapsar</i>)	195
7.5	Le sursaut gamma du premier mai 2003 détecté par <i>INTEGRAL</i>	199
7.6	Principaux éléments de la mission <i>SVOM</i>	201
7.7	Stratégie de pointage de <i>SVOM</i>	203
7.8	Principaux éléments d'ECLAIRS	204
7.9	Masque d'ECLAIRS	204
7.10	Déconvolution d'un shadowgramme d'ECLAIRS	205
7.11	Précision de localisation d'ECLAIRS	206
7.12	Sensibilité d'ECLAIRS	207
7.13	Envoi de messages de l'UTS d'ECLAIRS sur le réseau VHF	208
7.14	Synoptique de l'UTS d'ECLAIRS	210
7.15	Sommation de ciels successifs	211
7.16	Illustration du Déclenchement par l'Image de l'UTS d'ECLAIRS	212
7.17	Tranches temporelles évaluées par le Déclenchement sur Comptages	213
7.18	Illustration du Déclenchement par augmentation de taux de Comptage de l'UTS d'ECLAIRS	214
7.19	Hardware de l'UTS d'ECLAIRS	215

Liste des tableaux

1.1	Principales missions spatiales d'astronomie gamma	10
2.1	Propriétés des trois instruments X- γ d' <i>INTEGRAL</i>	20
3.1	Propriétés de la technologie MG1-RT de l'ASIC du DFEE	48
4.1	Liste des sources radioactives à basse intensité pour les étalonnages de SPI	69
4.2	Liste des principales raies de la résonance à $E_p = 550$ keV pour l'étalonnage en efficacité de SPI	73
4.3	Liste des sources radioactives à haute intensité pour les étalonnage des SPI	75
4.4	Flux et indice spectral de la nébuleuse du Crabe	85
4.5	Ajustements des spectres de Vela X-1 obtenus avec SPI (hors sursaut et durant un sursaut), et ajustement simultané (hors sursaut) des données ISGRI et SPI. Les paramètres w et D représentent la largeur et profondeur des raies cyclotron. Sont également précisées les valeurs du χ^2 des ajustements et leur nombre de degrés de liberté ndf	94
5.1	Liste des isotopes issus de la nucléosynthèse présentant des raies gamma observables	99
5.2	Ajustement de la raie 2γ	127
6.1	Distances de propagation des positrons injectés à 1 MeV ou à 100 MeV dans un milieu de densité $n_H=0.1$ cm $^{-3}$, par ionisation (i) d'un milieu neutre ou interactions coulombiennes (c) dans un milieu ionisé.	152
6.2	Taux d'explosion de supernovæ par unité de masse galactique	163
6.3	Contraintes COMPTEL sur la matière noire légère.	186
8.1	Conventions.	III
8.2	Acronymes.	III

Bibliographie

Dans la première partie de cette bibliographie sont présentées les publications dont je suis auteur ou co-auteur, par ordre chronologique inverse, du numéro [3] à [103]. Sont marqués par (*) les articles importants dans notre contexte, et par (**) les articles principaux (comme définis dans la partie Dossier de ce manuscrit).

Dans la deuxième partie sont listées les demandes d'observations dont je suis co-auteur soumis aux appels d'offres d'observations sur INTEGRAL portant sur la partie dite *temps ouvert* aux observateurs du monde entier, de [104] à [116].

Dans la troisième partie sont référencées les publications citées, dont je ne suis pas co-auteur, par ordre alphabétique du nom du premier auteur, de [117] à [297].

Dans la dernière partie se trouvent les références aux sites internet cités.

La version électronique en "pdf" de ce mémoire permet d'accéder à un article complet dont le titre est encadré (si elle est fournie avec le dossier "articles"). Pour cela : cliquez sur le titre encadré avec le bouton droit de la souris, puis sélectionnez "ouvrir dans une nouvelle fenêtre".

Publications dont je suis co-auteur

- [1] (*) S. Schanne, J. Paul, J. Wei, S.-N. Zhang, S. Basa, J.-L. Atteia, D. Barret, A. Claret, B. Cordier, F. Daigne, O. Godet, D. Götz, P. Mandrou *The future Gamma-Ray Burst Mission SVOM*, Proc. of The Extreme Sky, October 13-17, 2009, Otranto, Italy. PoS(extremesky2009)097, arXiv :1005.5008 (2009)
- [2] Triou, H., Cordier, B., Götz, D., Schanne, S., Tourrette, T., Mandrou, P., Pons, R., Godet, O., Remoué, N., Barret, D.; Atteia, J.-L., Jouret, M. *The ECLAIRs telescope onboard the SVOM mission for gamma-ray burst studies*, Proc. of SPIE, 7449 (2009)
- [3] Remoué, N., Barret, D., Godet, O., Mandrou, P., Pons, R., Fesquet, M., Götz, D., Limousin, O., Schanne, S., Sizun, P., Lachaud, C., Gonzales, F., Jouret, M., *ECLAIRs, the Trigger Telescope for the SVOM Mission*, Gamma-Ray Bursts : 6th Huntsville Symposium. American Institute of Physics Conference Series, 1133, 76-78 (2009)
- [4] Schanne, S. *ECLAIRs UTS management of VHF data*, document interne à la collaboration ECLAIRs, ref. EDMS : I-017625 (2009)
- [5] (**) Godet, O., Sizun, P., Barret, D., Mandrou, P., Cordier, B., Schanne, S., Remoué, N., *Monte-Carlo simulations of the background of the coded-mask camera for X- and Gamma-rays on-board the Chinese-French GRB mission SVOM*, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A Vol. 603, Issue 3, 365-371 (2009)
- [6] Schanne, S. & Le Provost, H. *ECLAIRs UTS Technical Design Report*, document interne à la collaboration ECLAIRs, ref. EDMS : I-017629 (2008)
- [7] Weidenspointner, G., Skinner, G., Jean, P., Knödlseider, J., von Ballmoos, P., Diehl, R., Strong, A., Cordier, B., Schanne, S., & Winkler, C., *Positron astronomy with SPI/INTEGRAL*, New Astronomy Review, 52, 7-10, 454 (2008)
- [8] (*) Mandrou, P., Schanne, S., Cordier, B., Pons, R., Barret, D., Amoros, C., Lacombe, K., Fesquet, M., Limousin, O., Sizun, P., Lebrun, F., Gonzalez, F., & Jouret, M., *The Wide-Field X and Gamma-Ray Telescope ECLAIRs aboard the Gamma-Ray Burst Multi-Wavelength Space Mission SVOM*, 2008 Nanjing GRB conference, June 2008, Nanjing, China. American Institute of Physics Conference Series, 1065, 338 (2008)
- [9] (*) Cordier, B., Desclaux, F., Foliard, J., & Schanne, S., *SVOM pointing strategy : how to optimize the redshift measurements ?*, American Institute of Physics Conference Series, 1000, 585 (2008)

- [10] (**) Schanne, S. for the ECLAIRs collaboration, *The ECLAIRs telescope onboard the SVOM mission for gamma-ray burst studies*, American Institute of Physics Conference Series, 1000, 581 (2008)
- [11] Skinner, G. K., Weidenspointner, G., Jean, P., Knödlseeder, J., von Ballmoos, P., Bignami, G., Diehl, R., Strong, A., Cordier, B., Schanne, S., & Winkler, C., *Asymmetric 511 Kev Positron Annihilation Line Emission From The Inner Galactic Disk*, AAS/High Energy Astrophysics Division, 10, #10.32 (2008)
- [12] (***) Weidenspointner, G., Skinner, G., Jean, P., Knödlseeder, J., von Ballmoos, P., Bignami, G., Diehl, R., Strong, A. W., Cordier, B., Schanne, S., & Winkler, C., *An asymmetric distribution of positrons in the Galactic disk revealed by γ -rays*, Nature, 451, 159 (2008)
- [13] (*) Götz, D., Falanga, M., Senziani, F., De Luca, A., Schanne, S., & von Kienlin, A., *IGR J08408-4503 : A New Recurrent Supergiant Fast X-Ray Transient*, ApJL, 655, L101 (2007)
- [14] (**) Schanne, S., Cordier, B., Götz, D., Gros, A., Kestener, P., Le Provost, H., L’Huillier, B., & Mur, M., *The trigger function of the space borne gamma-ray burst telescope ECLAIRs*, 30th ICRC, 3-12 July 2007, Merida, Mexico, arXiv :0711.3754 (2007)
- [15] Knödlseeder, J., Lonjou, V., Weidenspointner, G., Jean, P., Strong, A., Diehl, R., Cordier, B., Schanne, S., & Winkler, C., *Soft gamma-ray galactic ridge emission as unveiled by SPI aboard INTEGRAL*, The First GLAST Symposium, 921, 130 (2007)
- [16] (**) Wang, W., Harris, M. J., Diehl, R., Halloin, H., Cordier, B., Strong, A. W., Kretschmer, K., Knödlseeder, J., Jean, P., Lichti, G. G., Roques, J. P., Schanne, S., von Kienlin, A., Weidenspointner, G., & Wunderer, C., *SPI observations of the diffuse ^{60}Fe emission in the Galaxy*, A&A, 469, 1005 (2007)
- [17] Fanti, V., et al. (NA48 Collaboration), *The beam and detector for the NA48 neutral kaon CP violation experiment at CERN*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 574, 433 (2007)
- [18] (**) Jean, P., Weidenspointner, G., Knödlseeder, J., Skinner, G., von Ballmoos, P., Roques, J-P., Vedrenne, G., Diehl, R., Strong, A., Cordier, B., Schanne, S., Teegarden, B., & Winkler, C. *Spectral analysis of the Galactic positron annihilation emission*, 6th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 622 (2006)
- [19] Hamadache, C., Cordier, B., Sizun, P., Schanne, S., & Maurin, D., *Search for gamma ray emission from $^{12}\text{C}^*$ and $^{16}\text{O}^*$ decays in the Galaxy with INTEGRAL/SPI*, 6th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 622 (2006)
- [20] Diehl, R., Halloin, H., Kretschmer, K., Lichti, G.G., Schönfelder, V., Strong, A.W., von Kienlin, A., Wang, W., Jean, P., Knödlseeder, J., Roques, J.-P., Weidenspointner, G., Schanne, S., Winkler, C., & Wunderer, C. *^{26}Al gamma-ray line observations from the Galaxy*, 6th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 622 (2006)
- [21] Knödlseeder, J., Weidenspointner, G., Jean, P., Diehl, R., Strong, A., Halloin, H., Cordier, B., Schanne, S., & Winkler, C., *Imaging the Gamma-Ray Sky with SPI aboard INTEGRAL*, 6th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 622 (2006)
- [22] Weidenspointner, G., Knoedlseeder, J., Jean, P., Skinner, G. K., Roques, J. -, Vedrenne, G., Milne, P., Teegarden, B. J., Diehl, R., Strong, A., Schanne, S., Cordier,

- B., & Winkler, C., *The sky distribution of 511 keV positron annihilation line emission as measured with INTEGRAL/SPI*, 6th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 622 (2006)
- [23] (**) Sizun, P., Cassé, M., Schanne, S., & Cordier, B., *Constraints on the injection energy of positrons in the Galactic centre region*, 6th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 622 (2006)
- [24] (**) Schanne, S., Götz, D., Gerard, L., Sizun, P., Falanga, M., Hamadache, C., Cordier, B., & von Kienlin, A., *INTEGRAL Observations of the Vela Region Focusing on Vela X-1*, 6th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 622 (2006)
- [25] (**) Schanne, S., Sizun, P., Maurin, D., Cordier, B., von Kienlin, A., & Hamadache, C., *Evidence for 1809 keV Gamma-Ray Emission from ^{26}Al Decays in the Vela Region with INTEGRAL/SPI*, 6th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 622 (2006)
- [26] (**) Schanne, S., Cassé, M., Sizun, P., Cordier, B., & Paul, J., *Type Ia Supernova Rate in the Galactic Center Region*, 6th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 622 (2006)
- [27] (**) Schanne, S., Atteia, J.-L., Barret, D., Basa, S., Boer, M., Cassé, F., Cordier, B., Daigne, F., Klotz, A., Limousin, O., Manchanda, R., Mandrou, P., Mereghetti, S., Mochkovitch, R., Paltani, S., Paul, J., Petitjean, P., Pons, R., Ricker, G., & Skinner, G., *The ECLAIRs micro-satellite mission for gamma-ray burst multi-wavelength observations*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 567, 327 (2006)
- [28] (**) Sizun, P., Cassé, M., & Schanne, S., *Continuum γ -ray emission from light dark matter positrons and electrons*, Phys. Rev. D, 74, 063514 (2006)
- [29] Weidenspointner, G., Jean, P., Knödelseder, J., Skinner, G., von Ballmoos, P., Roques, J. P., Vedrenne, G., Milne, P., Teegarden, B. J., Diehl, R., Strong, A., Schanne, S., Cordier, B., & Winkler, C., *New Clues to the Origin of Galactic Positrons*, SF2A-2006 : Semaine de l'Astrophysique Francaise, 213 (2006)
- [30] (**) Schanne, S., *Observing with a space-borne gamma-ray telescope : selected results from INTEGRAL*, Journal of Physics Conference Series, 41, 46 (2006)
- [31] Brandt, S., Budtz-Jørgensen, C., Lund, N., Götz, D., Schanne, S., Rodriguez, J., & von Kienlin, A., *Refined position of IGR J08408-4503 by JEM-X on INTEGRAL*, The Astronomer's Telegram, 817, 1 (2006)
- [32] Götz, D., Schanne, S., Rodriguez, J., Leyder, J.-C., von Kienlin, A., Mowlavi, N., & Mereghetti, S., *Outburst of a new source IGR J08408-4503 detected by INTEGRAL*, The Astronomer's Telegram, 813, 1 (2006)
- [33] (**) Weidenspointner, G., Shrader, C. R., Knödlseder, J., Jean, P., Lonjou, V., Guessoum, N., Diehl, R., Gillard, W., Harris, M. J., Skinner, G. K., von Ballmoos, P., Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schanne, S., Sizun, P., Teegarden, B. J., Schönfelder, V., & Winkler, C., *The sky distribution of positronium annihilation continuum emission measured with SPI/INTEGRAL*, A&A, 450, 1013 (2006)
- [34] (**) Diehl, R., Halloin, H., Kretschmer, K., Strong, A. W., Wang, W., Jean, P., Lichti, G. G., Knödlseder, J., Roques, J.-P., Schanne, S., Schönfelder, V., von Kienlin, A., Weidenspointner, G., Winkler, C., & Wunderer, C., *^{26}Al in the inner Galaxy. Large-scale spectral characteristics derived with SPI/INTEGRAL*, A&A, 449, 1025 (2006)

- [35] (***) Diehl, R., Halloin, H., Kretschmer, K., Lichti, G. G., Schönfelder, V., Strong, A. W., von Kienlin, A., Wang, W., Jean, P., Knödlseeder, J., Roques, J.-P., Weidenspointner, G., Schanne, S., Hartmann, D. H., Winkler, C., & Wunderer, C., *Radioactive ^{26}Al from massive stars in the Galaxy*, *Nature*, 439, 45 (2006)
- [36] Schanne, S., Götz, D., Falanga, M., Sizun, P., Forot, M., von Kienlin, A., & Cordier, B., *INTEGRAL observations of the Vela region focussing on Vela X-1*, 36th COSPAR Scientific Assembly, 36, 3017 (2006)
- [37] (*) Attié, D., Schanne, S., Sizun, P., Kreykenbohm, I., Staubert, R., Kretschmar, P., von Kienlin, A., & Chernyakova, M., *Search for cyclotron lines in INTEGRAL/SPI spectra of Vela X-1*, *Advances in Space Research*, 38, 1448 (2006)
- [38] (**) Schanne, S., Cassé, M., Paul, J., & Cordier, B., *Hypernovae and light dark matter as possible Galactic positron sources*, *Advances in Space Research*, 38, 1443 (2006)
- [39] Weidenspointner, G., Knödlseeder, J., Jean, P., Lonjou, V., von Ballmoos, P., Gillard, W., Harris, J. M., Marcowith, A., Skinner, G. K., Vedrenne, G., Shrader, C. R., Teegarden, B. J., Guessoum, N., Diehl, R., Schönfelder, V., Schanne, S., & Winkler, C., *A Mystery of the Galactic Bulge : SPI Observations of Positron Annihilation*, SF2A-2005 : Semaine de l'Astrophysique Française, 471 (2005)
- [40] (**) Schanne, S., Atteia, J.-L., Barret, D., Basa, S., Boer, M., Cordier, B., Daigne, F., Ealet, A., Goldoni, P., Klotz, A., Limousin, O., Mandrou, P., Mochkovitch, R., Paltani, S., Paul, J., Petitjean, P., Pons, R., & Skinner, G., *The ECLAIRs Micro-Satellite for Multi-Wavelength Studies of Gamma-Ray Burst Prompt Emission*, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 52, 2778 (2005)
- [41] (**) Knödlseeder, J., Jean, P., Lonjou, V., Weidenspointner, G., Guessoum, N., Gillard, W., Skinner, G., von Ballmoos, P., Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schanne, S., Teegarden, B., Schönfelder, V., & Winkler, C., *The all-sky distribution of 511 keV electron-positron annihilation emission*, *A&A*, 441, 513 (2005)
- [42] Mowlavi, N., Knödlseeder, J., Meynet, G., Dubath, P., Diehl, R., Lichti, G., Schanne, S., & Winkler, C., *^{26}Al production in γ^2 Velorum*, *Nuclear Physics A*, 758, 320 (2005)
- [43] Harris, M. J., Knödlseeder, J., Jean, P., Cisana, E., Diehl, R., Lichti, G. G., Roques, J.-P., Schanne, S., & Weidenspointner, G., *Detection of γ -ray lines from interstellar ^{60}Fe by the high resolution spectrometer SPI*, *A&A*, 433, L49 (2005)
- [44] Dubath, P., Knödlseeder, J., Skinner, G. K., Connell, P., Kreykenbohm, I., Strong, A., Sizun, P., Attié, D., Schanne, S., Cordier, B., Bouchet, L., & von Kienlin, A., *The INTEGRAL spectrometer SPI : performance of point-source data analysis*, *MNRAS*, 357, 420 (2005)
- [45] Schanne, S., *Searching for the origin of the positron annihilation line observed by INTEGRAL/SPI in the Galactic bulge region*, Article de vulgarization dans ISDC Newsletter 16 (2004)
- [46] Dubath, P., Kreykenbohm, I., Knödlseeder, J., Connell, P., Skinner, G. K., Strong, A., Sizun, P., Attié, D., Schanne, S., Cordier, B., Bouchet, L., & von Kienlin, A., *Performance of SPI Point-Source Data Analysis*, 5th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 552, 841 (2004)
- [47] (*) Sizun, P., Shrader, C. R., Attié, D., Dubath, P., Schanne, S., Cordier, B., Sturmer, S. J., Bouchet, L., Roques, J.-P., Skinner, G. K., & Connell, P., *The INTE-*

- GRAL/SPI Response and the Crab Observations*, 5th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 552, 815 (2004)
- [48] Lonjou, V., Knödlseeder, J., Roques, J. P., Skinner, G. K., von Ballmoos, P., Jean, P., Paul, P., Weidenspointner, G., Wunderer, C., & Schanne, S., *SPI Energy Calibration*, 5th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 552, 713 (2004)
- [49] (*) Cordier, B., Attié, D., Cassé, M., Paul, J., Schanne, S., Sizun, P., Jean, P., Roques, J.-P., & Vedrenne, G., *Search for a Light Dark Matter Annihilation Signal in the Sagittarius Dwarf Galaxy*, 5th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 552, 581 (2004)
- [50] (*) Kretschmar, P., Staubert, R., Kreykenbohm, I., Chernyakova, M., von Kienlin, A., Larsson, S., Pottschmidt, K., Wilms, J., Sidoli, L., Santangelo, A., Segreto, A., Attie, D., Sizun, P., & Schanne, S., *INTEGRAL Broadband Spectroscopy of VELA X-1*, 5th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 552, 267 (2004)
- [51] Jourdain, E., Roques, J. P., Bouchet, L., Mandrou, P., Vedrenne, G., Schönfelder, V., Boggs, S., Caraveo, P., Cordier, B., Diehl, R., Durouchoux, P., von Kienlin, A., Knödlseeder, J., Lichti, G., Matteson, J., Sanchez, F., Schanne, S., Strong, A., von Ballmoos, P., & Wunderer, C., *First Observations of Cygnus X-1 with SPI/INTEGRAL*, 5th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 552, 195 (2004)
- [52] Knödlseeder, J., Cisana, E., Diehl, R., Lichti, G., Harris, M., Jean, P., Kretschmer, K., von Kienlin, A., Roques, J.-P., Schanne, S., Schönfelder, V., Vedrenne, G., Weidenspointner, G., & Wunderer, C., *Search for Gamma-Ray Line Emission from the Radioactive Decay of ^{60}Fe with SPI*, 5th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 552, 123 (2004)
- [53] Maurin, D., Schanne, S., Sizun, P., Attié, D., Cordier, S., Diehl, R., Gros, M., Jean, P., von Kienlin, A., & Knödlseeder, J., *Search for ^{26}Al Emission in the Vela Region with INTEGRAL/SPI*, 5th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 552, 107 (2004)
- [54] von Kienlin, A., Attié, D., Schanne, S., Cordier, S., Diehl, R., Iyudin, A. F., Lichti, G. G., Roques, J.-P., Schönfelder, V., & Strong, A., *Search for ^{44}Ti Gamma-Ray Line Emission from GRO J0852-4642 with INTEGRAL/SPI*, 5th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 552, 87 (2004)
- [55] (**) Schanne, S., Cassé, M., Cordier, B., & Paul, J., *Hypernovae as Possible Sources of Galactic Positrons*, 5th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 552, 73 (2004)
- [56] (**) Cassé, M., Fayet, P., Schanne, S., Cordier, B., & Paul, J., *INTEGRAL and Light Dark Matter*, 5th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 552, 65 (2004)
- [57] Mowlavi, N., Knödlseeder, J., Dubath, P., Meynet, G., Diehl, R., Lichti, G., Schanne, S., & Winkler, C., *Search For ^{26}Al in Gamma Velorum*, 5th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 552, 39 (2004)
- [58] Diehl, R., Kretschmer, K., Lichti, G., Schönfelder, V., Strong, A. W., von Kienlin, A., Knödlseeder, J., Jean, P., Lonjou, V., Weidenspointner, G., Roques, J.-P., Vedrenne, G., Schanne, S., Mowlavi, N., Winkler, C., & Wunderer, C., *Al Studies with INTEGRAL's Spectrometer SPI*, 5th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 552, 27 (2004)
- [59] Harris, M. J., Knödlseeder, J., Jean, P., Cisana, E., Lichti, G., Diehl, R., Kretschmer, K., Von Kienlin, A., Roques, J.-P., Schanne, S., Weidenspointner, G., & Wunderer, C., *Preliminary results of INTEGRAL/SPI measurements of radioactive ^{60}Fe in the Galaxy*, Bulletin of the American Astronomical Society, 36, 950 (2004)

- [60] Teegarden, B., Cisana, E., Cordier, B., Diehl, R., Harris, M., Jean, P., Lonjou, V., Knödlseeder, J., Kretschmer, K., Lichti, G., Roques, J. P., Schanne, S., Schönfelder, V., Skinner, G. K., Strong, A., Valesia, M., von Ballmoos, P., von Kienlin, A., & Weidenspointner, G., *An Overview of Gamma-Ray Line Results from the INTEGRAL Spectrometer (SPI)*, Bulletin of the American Astronomical Society, 36, 949 (2004)
- [61] Teegarden, B. J., Watanabe, K., Knoedlseeder, J., Jean, P., Lonjou, V., Weidenspointner, G., Skinner, G., von Ballmoos, P., Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schanne, S., & Schoenfelder, V., *INTEGRAL/SPI Observations of Electron-Positron Annihilation Radiation from our Galaxy*, Bulletin of the American Astronomical Society, 36, 1482 (2004)
- [62] (**) Cassé, M., Cordier, B., Paul, J., & Schanne, S., *Hypernovae/Gamma-Ray Bursts in the Galactic Center as Possible Sources of Galactic Positrons*, ApJL, 602, L17 (2004)
- [63] Attié, D., Chernyakova, M., Kretschmar, P., Kreykenbohm, I., Schanne, S., Sizun, P., Staubert, R., & von Kienlin, A., *Cyclotron lines in INTEGRAL/SPI spectra of Vela X-1*, 35th COSPAR Scientific Assembly, 35, 2862 (2004)
- [64] Schanne, S., Cassé, M., Cordier, B., & Paul, J., *Hypernovae and light dark matter as possible Galactic positron sources*, 35th COSPAR Scientific Assembly, 35, 2307 (2004)
- [65] Diehl, R., Knödlseeder, J., Lichti, G. G., Kretschmer, K., Schanne, S., Schönfelder, V., Strong, A. W., von Kienlin, A., Weidenspointner, G., Winkler, C., & Wunderer, C., *SPI measurements of Galactic ^{26}Al* , A&A, 411, L451 (2003)
- [66] (*) Bouchet, L., Jourdain, E., Roques, J. P., Mandrou, P., von Ballmoos, P., Boggs, S., Caraveo, P., Cassé, M., Cordier, B., Diehl, R., Durouchoux, P., von Kienlin, A., Knödlseeder, J., Jean, P., Leleux, P., Lichti, G. G., Matteson, J., Sanchez, F., Schanne, S., Schoenfelder, V., Skinner, G., Strong, A., Teegarden, B., Vedrenne, G., & Wunderer, C., *SPI/INTEGRAL observation of the Cygnus region*, A&A, 411, L377 (2003)
- [67] Diehl, R., Baby, N., Beckmann, V., Connell, P., Dubath, P., Jean, P., Knödlseeder, J., Roques, J.-P., Schanne, S., Shrader, C., Skinner, G., Strong, A., Sturmer, S., Teegarden, B., von Kienlin, A., & Weidenspointner, G., *SPI-specific analysis method and software overview*, A&A, 411, L117 (2003)
- [68] (*) Jean, P., Vedrenne, G., Roques, J. P., Schönfelder, V., Teegarden, B. J., von Kienlin, A., Knödlseeder, J., Wunderer, C., Skinner, G. K., Weidenspointner, G., Attié, D., Boggs, S., Caraveo, P., Cordier, B., Diehl, R., Gros, M., Leleux, P., Lichti, G. G., Kalemci, E., Kiener, J., Lonjou, V., Mandrou, P., Paul, P., Schanne, S., & von Ballmoos, P., *SPI instrumental background characteristics*, A&A, 411, L107 (2003)
- [69] (**) Roques, J. P., Schanne, S., von Kienlin, A., Knödlseeder, J., Briet, R., Bouchet, L., Paul, P., Boggs, S., Caraveo, P., Cassé, M., Cordier, B., Diehl, R., Durouchoux, P., Jean, P., Leleux, P., Lichti, G., Mandrou, P., Matteson, J., Sanchez, F., Schönfelder, V., Skinner, G., Strong, A., Teegarden, B., Vedrenne, G., von Ballmoos, P., & Wunderer, C., *SPI/INTEGRAL in-flight performance*, A&A, 411, L91 (2003)
- [70] (*) Sturmer, S. J., Shrader, C. R., Weidenspointner, G., Teegarden, B. J., Attié, D., Cordier, B., Diehl, R., Ferguson, C., Jean, P., von Kienlin, A., Paul, P., Sánchez, F.,

- Schanne, S., Sizun, P., Skinner, G., & Wunderer, C. B., *Monte Carlo simulations and generation of the SPI response*, A&A, 411, L81 (2003)
- [71] (**) Attié, D., Cordier, B., Gros, M., Laurent, P., Schanne, S., Tauzin, G., von Ballmoos, P., Bouchet, L., Jean, P., Knödlseeder, J., Mandrou, P., Paul, P., Roques, J.-P., Skinner, G., Vedrenne, G., Georgii, R., von Kienlin, A., Lichti, G., Schönfelder, V., Strong, A., Wunderer, C., Shrader, C., Sturmer, S., Teegarden, B., Weidenspointner, G., Kiener, J., Porquet, M.-G., Tatischeff, V., Crespín, S., Joly, S., André, Y., Sanchez, F., & Leleux, P., *INTEGRAL/SPI ground calibration*, A&A, 411, L71 (2003)
- [72] (**) Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schönfelder, V., Mandrou, P., Lichti, G. G., von Kienlin, A., Cordier, B., Schanne, S., Knödlseeder, J., Skinner, G., Jean, P., Sanchez, F., Caraveo, P., Teegarden, B., von Ballmoos, P., Bouchet, L., Paul, P., Matteson, J., Boggs, S., Wunderer, C., Leleux, P., Weidenspointner, G., Durouchoux, P., Diehl, R., Strong, A., Cassé, M., Clair, M. A., & André, Y., *SPI : The spectrometer aboard INTEGRAL*, A&A, 411, L63 (2003)
- [73] Kiener, J., Gros, M., Tatischeff, V., Attie, D., Bailly, I., Bauchet, A., Chapuis, C., Cordier, B., Deloncle, I., Porquet, M. G., Schanne, S., de Sereville, N., & Tauzin, G., *New determinations of gamma-ray line intensities of the $E_p = 550$ keV and $E_p = 1747$ keV resonances of the $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ reaction*, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A 519, 623 (2004)
- [74] Wunderer, C. B., Strong, A. W., Attie, D., von Ballmoos, P., Connell, P., Cordier, B., Diehl, R., Hammer, J. W., Jean, P., von Kienlin, A., Knoedlseeder, J., Lichti, G. G., Mandrou, P., Paul, J., Paul, P., Reglero, V., Roques, J.-P., Sanchez, F., Schanne, S., Schoenfelder, V., Shrader, C., Skinner, G. K., Sturmer, S. J., Teegarden, B. J., Vedrenne, G., & Weidenspointner, G., *Imaging with the coded aperture gamma-ray spectrometer SPI aboard INTEGRAL*, Proc. of SPIE, 4851, 1269 (2003)
- [75] (**) Schanne, S., Cordier, B., Gros, M., Attie, D., von Ballmoos, P., Bouchet, L., Carli, R., Connell, P., Diehl, R., Jean, P., Kiener, J., von Kienlin, A., Knoedlseeder, J., Laurent, P., Lichti, G. G., Mandrou, P., Paul, J., Paul, P., Roques, J.-P., Sanchez, F., Schoenfelder, V., Shrader, C., Skinner, G. K., Strong, A. W., Sturmer, S. J., Tatischeff, V., Teegarden, B. J., Vedrenne, G., Weidenspointner, G., & Wunderer, C. B., *Calibration of the spectrometer aboard the INTEGRAL satellite*, Proc. of SPIE, 4851, 1132 (2003)
- [76] Wunderer, C. B., Weidenspointner, G., Cordier, B., Diehl, R., Jean, P., v. Kienlin, A., Knoedlseeder, J., Leleux, P., Lichti, G., Roques, J.-P., Schanne, S., Schoenfelder, V., Shrader, C., Skinner, G., Strong, A., Sturmer, S., Teegarden, B., & Vedrenne, G., *First look at Gamma-ray background lines in the SPI Ge detector spectra*, Bulletin of the American Astronomical Society, 35, 609 (2003)
- [77] Teegarden, B. J., Jean, P., Skinner, G. K., Weidenspointner, G., Attie, D., Cordier, B., Diehl, R., Knödlseeder, J., Schanne, S., Shrader, C., & Sturmer, S., *SPI (Spectrometer for INTEGRAL) Background and Sensitivity*, Bulletin of the American Astronomical Society, 35, 609 (2003)
- [78] Sturmer, S. J., Weidenspointner, G., Shrader, C., Teegarden, B., Attie, D., Cordier, B., Diehl, R., Jean, P., Paul, P., Schanne, S., Skinner, G., & Wunderer, C., *Simulations of the INTEGRAL/SPI Calibration and Generation of Instrument Response Matrices*, Bulletin of the American Astronomical Society, 35, 609 (2003)

- [79] Attié, D., Cordier, B., Schanne, S., & Gros, M., *Ground calibration of the INTEGRAL Spectrometer SPI*, SF2A-2003 : Semaine de l'Astrophysique Française, 373 (2003)
- [80] Schanne, S., *Overview of the Spectrometer aboard the INTEGRAL satellite*, Moriond 2002 Astrophysics Conference, Les Arcs, March, 2002 (2002)
- [81] (**) Mur, M., Cordier, B., Donati, M., Duc, R., Fallon, J. L., Larqué, T., Louis, F., Schanne, S., & Zonca, E., *The digital front-end electronics for the space-borne INTEGRAL-SPI experiment : ASIC design, design for test strategies and self-test facilities*, IEEE Transactions on Nuclear Science, 49, 2492 (2002)
- [82] (**) Schanne, S., Cordier, B., Gros, M., Mur, M., Crespín, S., Joly, S., Knödlseider, J., Mandrou, P., Paul, P., Roques, J.-P., Vedrenne, G., Andre, Y., Clair, M.-A., Clauss, P., Georgii, R., Lichti, G., von Kienlin, A., & Dubath, P., *The space-borne INTEGRAL-SPI gamma ray telescope : test and calibration campaigns*, IEEE Transactions on Nuclear Science, 49, 1226 (2002)
- [83] Schanne, S., *Pre-launch calibration campaign of the gamma-ray spectrometer aboard the INTEGRAL satellite*, New Astronomy Reviews, 46, 605 (2002)
- [84] Schanne, S., *INTEGRAL et l'astronomie gamma*, article de vulgarization dans ScintillationS n°52 (journal du DAPNIA), Octobre 2001.
- [85] Jean, P., Vedrenne, G., Schönfelder, V., Albernhe, F., Borrel, V., Bouchet, L., Caraveo, P., Connell, P., Cordier, B., Denis, M., Coszach, R., Diehl, R., Durouchoux, P., Georgii, R., Juchniewicz, J., von Kienlin, A., Ködlseder, J., Larqué, T., Leleux, J. M. L. P., Lichti, G., Lin, R., Mandrou, P., Matteson, J., Mur, M., Paul, P., Roques, J. P., Sanchez, F., Schanne, S., Sharder, C., Skinner, G., Slassi-Sennou, S., Strong, A., Sturmer, S., Teegarden, B., von Ballmoos, P., & Wunderer, C., *The Spectrometer SPI of the INTEGRAL Mission*, American Institute of Physics Conference Series, 510, 708 (2000)
- [86] Mur, M., Schanne, S., *DFEE User Manual*, document interne à la collaboration SPI, ref. SEI-SPI-MM-466-01 (2001)
- [87] Fanti, V., et al. (NA48 Collaboration), *Precision measurement of the Ξ^0 mass and branching ratios of the decays $\Xi^0 \rightarrow \Lambda(\gamma)$ and $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0(\gamma)$* , Eur. Phys. Journal C, 12, 69 (2000)
- [88] Mur, M., Schanne, S., *L'ASIC DFEEA51C du DFEE de SPI*, document interne à la collaboration SPI, ref. SEI/SPI/MM/98-0253 (1999)
- [89] (*) Vedrenne, G., Schönfelder, V., Albernhe, F., Borrel, V., Bouchet, L., Caraveo, C., Connell, P., Cordier, B., Denis, M., Coszach, R., Diehl, R., Durouchoux, P., Georgii, R., Jean, P., Juchniewicz, J., von Kienlin, A., Knödlseider, J., Larqué, T., Lavigne, J.M., Leleux, P., Lichti, G.G., Lin, R., Mandrou, P., Matteson, J., Paul, P., Roques, J.P., Sanchez, F., Schanne, S., Skinner, G., Slassi-Sennou, S., Strong, A.W., Sturmer, S., Teegarden, B., von Ballmoos, P., & Wunderer, C., *The SPI Telescope aboard INTEGRAL*, Astroph. Letters and Communications, 39, 325 (1999)
- [90] (*) Fanti, V., et al. (NA48 Collaboration), *A new measurement of direct CP violation in two Pion decays of the neutral Kaon*, Physics Letters B, 465, 335 (1999)
- [91] Fanti, V., et al. (NA48 Collaboration), *Measurement of the decay rate and form factor parameter α_K^* in the decay $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$* , Physics Letters B, 458, 553 (1999)

- [92] Fantì, V., et al. (NA48 Collaboration), *Direct search for light gluinos*, Physics Letters B, 446, 117 (1999)
- [93] Fantì, V., et al. (NA48 Collaboration), *A Measurement of the Transverse Polarization of Lambda Hyperons produced in inelastic p-n Reactions at 450-GeV Proton Energy*, European Physical Journal C, 6, 265 (1999)
- [94] Anvar, S., Cogan, J., Debu, P., Formica, A., Le Provost, H., Mandjavidze, I., Mur, M., Schanne, S. and Vallage, B., *Online track reconstruction and level 2 triggering in NA48*, IEEE 1998 Nuclear Science Symposium, Toronto, Ontario, Canada, 8-14 Nov 1998 (1998)
- [95] Anvar, S., Bugeon, F., Debu, P., Fallou, J. L., Provost, H. L., Louis, F., Mur, M., Schanne, S., Tarte, G., & Vallage, B., *The charged trigger system of NA48 at CERN*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 419, 686 (1998)
- [96] (**) Lafond, E., Mur, M., & Schanne, S., *The digital ASIC for the Digital Front End Electronics of the SPI astrophysics gamma-ray experiment.*, IEEE Transactions on Nuclear Science, 45, 1836 (1998)
- [97] Anvar, S., Bugeon, F., Debu, P., Fallou, J. L., Le Provost, H., Louis, F., Mur, M., Schanne, S., Tarte, G., & Vallage, B., *The charged trigger system of NA48 at CERN*, IEEE Transactions on Nuclear Science, 45, 1776 (1998)
- [98] Bender, M., et al. (NA48 Collaboration), *First measurement of the rate $K_L^0 \rightarrow \pi\mu\nu\gamma$* , Physics Letters B, 418, 411 (1998)
- [99] Schanne, S., *Measurement of the branching ratio for the decay $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ and development of a trigger system for the NA48 experiment at CERN*, Thèse de Doctorat, DAPNIA-SPP-97-1006, Oct 26, 1997, 239pp (1997)
- [100] (*) Fantì, V., et al. (NA48 Collaboration), *Measurement of the decay rate and parameter of the decay $K_L \rightarrow \mu\mu\gamma$* , Zeitschrift für Physik C, 76, 4, 653 (1997)
- [101] Schanne, S., *Status of the NA48 experiment at CERN*, Moriond 1997 Electroweak Physics Conference, Les Arcs, March 15-22, 1997 (1997)
- [102] Bederede, D., Cheze, J. B., de Beer, M., Debu, P., Durand, D., Edard, S., Gosset, L., Heitzmann, J., Louis, F., Mazzucato, E., Migliori, A., Peyaud, B., Schanne, S., Steinkamp, O., Tarte, G., Turlay, R., & Vallage, B., *High resolution drift chambers for the NA48 experiment at CERN*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 367, 88 (1995)
- [103] Schanne, S., *Portrait de l'expérience NA48 avec esquisse de son système de déclenchement*, Journées Jeunes Chercheurs 1995, Mont St. Odile, December 17-21, 1995.

Appels d'offres dont je suis co-auteur

- [104] Schanne, S., Cordier, B., Cassé, M., Paul, J., Sizun, P., Maurin, D., Attié, D., Gros, M., Knödlseher, J., Jean, P., von Kienlin, A., Diehl, R., *Deep survey of the Vela region for nucleosynthesis studies through ^{26}Al , ^{60}Fe and e^+e^- annihilation lines*, Proposition d'observation à l'AO2 d'INTEGRAL, septembre 2003; durée 2 Ms; observation rejetée.

- [105] von Kienlin, A., Attié, D., Cordier, B., Diehl, R., Iyudin, A., Lichti, G., Schanne, S., Schönfelder, V., Zuber, K. *The Nature of SNR RX J0852-4622 / GRO J0852-4642*, Proposition d'observation à l'AO2 d'INTEGRAL, septembre 2003 ; durée 2 Ms ; observation rejetée.
- [106] Schanne, S., Sizun, P., Maurin, D., Cordier, B., Gros, M., Attié, D., von Kienlin, A., Jean, P., Cassé, M., Paul, J., *Deep survey of the Vela region for nucleosynthesis studies through ^{26}Al , ^{60}Fe and e^+e^- annihilation lines*, Proposition d'observation à l'AO3 d'INTEGRAL, octobre 2004 ; durée 3 Ms ; observation acceptée et effectuée.
- [107] Cordier, B., Schanne, S., Jean, P., Attié, D., Sizun, P., Cassé, M., Paul, J., Roques, JP., Vedrenne, G., *Search for MeV Dark Matter signature in the Sagittarius Dwarf Galaxy*, Proposition d'observation à l'AO3 d'INTEGRAL, octobre 2004 ; durée 700 ks ; observation rejetée.
- [108] Schanne, S., Sizun, P., Hamadache, C., Cordier, B., von Kienlin, A., Jean, P., Cassé, M., Paul, J., *Nucleosynthesis studies in the Vela region through ^{26}Al , ^{60}Fe and e^+e^- annihilation lines*, Proposition d'observation à l'AO4 d'INTEGRAL, avril 2006 ; durée 3 Ms ; observation rejetée.
- [109] Cordier, B., Schanne, S., Jean, P., Sizun, P., Hamadache, C., Cassé, M., Paul, J., Roques, JP., Vedrenne, G., *Search for 511 keV emission from light dark matter annihilation in the Sagittarius Dwarf Galaxy*, Proposition d'observation à l'AO4 d'INTEGRAL, avril 2006 ; durée 700 ks ; observation rejetée.
- [110] Hamadache, C., Schanne, S., Tatischeff, V., Kiener, J., Cordier, B., Diehl, R., Cassé, M., *MeV gamma-ray line study in the inner Galaxy with INTEGRAL/SPI*, Proposition d'observation sur 2 ans (Key Project) à l'AO5 d'INTEGRAL, janvier 2007 ; durée 3 Ms ; observation rejetée.
- [111] Diehl, R., Hartmann, D., Hernanz, M., von Kienlin, A., Knödlseeder, J., Schanne, S., Strong, A., *Nucleosynthesis Lines throughout the Galaxy*, Proposition d'observation sur 2 ans (Key Project) à l'AO5 d'INTEGRAL, janvier 2007 ; durée 5 Ms ; observation rejetée.
- [112] Weidenspointner, G., Skinner, G., Knödlseeder, J., Jean, P., von Ballmoos, P., Guesoum, N., Milne, P., Diehl, R., Strong, A., Bazzano, A., De Cesare, G., Ubertini, P., Schanne, S., Cordier, B., *THE ORIGIN(S) OF POSITRONS IN OUR GALAXY*, Proposition d'observation sur 2 ans (Key Project) à l'AO5 d'INTEGRAL, janvier 2007 ; durée 8 Ms ; observation rejetée.
- [113] Schanne, S., Sizun, P., Hamadache, C., Cordier, B., von Kienlin, A., Jean, P., Cassé, M., Paul, J., *Vela region nucleosynthesis studies based on ^{26}Al , ^{60}Fe and e^+e^- annihilation lines*, Proposition d'observation à l'AO5 d'INTEGRAL, avril 2007 ; durée 3 Ms ; observation rejetée.
- [114] von Kienlin, A., Diehl, R., Iyudin, A., Lichti, G., Schanne, S., *A possible 44Ti excess in the Perseus OB 2 association ?*, Proposition d'observation à l'AO5 d'INTEGRAL, avril 2007 ; durée 1.5 Ms ; observation acceptée en grade B.
- [115] Götz, D., Claret, A., Cordier, B., Paul, J., Schanne, S., Ghirlanda, G., Ghisellini, G., Covino, S., Mereghetti, S., Vianello, G., Tiengo, A., Hurley, K., von Kienlin, A., Bissaldi, E., Basa, S., Klotz, A., Atteia, J.L., Hartmann, D., Malesani, D., *Broad-Band GRB Observations using INTEGRAL and GLAST*, Proposition d'observation à l'AO7 d'INTEGRAL, avril 2008 ; observation acceptée.

- [116] Götz, D., Claret, A., Cordier, B., Paul, J., Schanne, S., Ghirlanda, G., Ghisellini, G., Covino, S., Mereghetti, S., Vianello, G., Tiengo, A., Hurley, K., von Kienlin, A., Bissaldi, E., Basa, S., Klotz, A., Atteia, J.L., Hartmann, D., Malesani, D., *Broad-Band GRB Observations using INTEGRAL and Fermi*, Proposition d'observation à l'AO7 d'INTEGRAL, février 2009 ; observation acceptée.

Autres publications citées

- [117] Aharonian, F.A & Atoyan, A.M., *Sov. Astron. Lett.* 7, 395 (1981)
- [118] Aharonian, F.A. & Atoyan, A.M., *Cosmic gamma-rays associated with annihilation of relativistic $e^+ e^-$ pairs*, *Phys. Lett. B* 99, 301 (1981)
- [119] Anderson, C.D, *The positive electron*, *Phys. Rev.* 43, 491 (1933)
- [120] Attié, D., *Détermination de la réponse instrumentale du spectromètre INTEGRAL/SPI et application à l'observation des raies gamma nucléaires de la région des Voiles*, Thèse de doctorat (2005), mené au CEA Saclay, co-encadrée par B. Cordier et S. Schanne.
- [121] Barrière, O., *Etude de la détection de sursauts gamma par le microsatellite ECLAIRs*, stage de 4ème année d'études à l'école d'ingénieur ESTACA, effectué au CEA Saclay, dirigé par S. Schanne (2005).
- [122] Barris, B. J. and Tonry, J. L., *The Rate of Type Ia Supernovae at High Redshift*, *ApJ* 637, 427-438 (2006)
- [123] Beacom, J.F., Bell, N.F. & Bertone, G., *Gamma-Ray Constraint on Galactic Positron Production by MeV Dark Matter*, *Phys. Rev. Lett.* 94(17), 171301 (2005)
- [124] Beacom, J.F. & Yüksel, H., *Stringent Constraint on Galactic Positron Production*, *Phys. Rev. Lett.* 97(7), 071102 (2006)
- [125] Belczynski, K., Bulik, T., Heger, A. & Fryer, C., *The lack of Gamma-Ray Bursts from Population III binaries*, *ApJ*, 664, 986-999 (2007)
- [126] Benoit-Lévy, A. & Chardin, G., *Do we live in a "Dirac-Milne" universe?*, arXiv :0903.2446 (2009) & Benoit-Lévy, A. & Chardin, G., *Proc. of SF2A 2008*, 347 (2008)
- [127] Bland-Hawthorn, J. & Cohen, M., *The Large-Scale Bipolar Wind in the Galactic Center*, *ApJ* 582, 246 (2003)
- [128] Boehm, C., Enßlin, T.A, Silk, J., *Can annihilating Dark Matter be lighter than a few GeVs?* *J. Phys. G* 30, issue 3, 279-285 (2004).
- [129] Boehm, C., Hooper, D., Silk, J., Cassé, M. & Paul, J., *MeV Dark Matter : Has It Been Detected?* *Phys. Rev. Lett.* 92, 101301 (2004)
- [130] Boehm, C., Fayet, P., Silk, J., *Light and heavy dark matter particles*, *Phys. Rev. D* 69, issue 10, id. 101302 (2004)
- [131] Boehm, C. & Uwer, P., *Revisiting Bremsstrahlung emission associated with Light Dark Matter annihilations*, hep-ph/0606058, Rapport CERN-PH-TH/2006-080 (2006)
- [132] Boer, M., & Klotz, A., *GCN Circ. N° 2188* (2003)
- [133] Cappellaro, E., Barbon, R. & Turatto, M., *Supernova Statistics*, *Proc. of IAU Colloq.* 192, 65-71 (2003).
- [134] Cassé, M., Paul, J., Bertone, G., Sigl, G., *Gamma Rays from the Galactic Bulge and Large Extra Dimensions*, *Phys. Rev. Lett* 92, 1102 (2004)
- [135] Cha, A., Sembach, K. & Danks, A., *The Distance to the Vela Supernova Remnant*, *ApJ*, 515, L25 (1999)
- [136] Chan, K.-W. & Lingenfelter, R., *Positrons from supernovae*, *ApJ*, 405, 614 (1993)

- [137] Chardin, G., *Gravitation, C, P and T symmetries and the Second Law*, American Institute of Physics Conference Series, 643, 385-390 (2002).
- [138] Chary, R. & Elbaz, D., *Cosmic Infrared Background Constraints on the Evolution of the Dust-enshrouded Star Formation Rate*, ApJ 556, 562-581 (2001)
- [139] Chen, W., Gehrels, N., and Diehl, R., *Understanding COMPTEL Al-26 1.8 MeV map features*, ApJ, 440, L57 (1995)
- [140] Cheng, K.S., Chernyshov, D.O., Dogiel, V.A., *Annihilation Emission from the Galactic Black Hole*, ApJ 645, 1138 (2006)
- [141] Churazov, E., Sunyaev, R., Sazonov, S. et al, *Positron annihilation spectrum from the Galactic Centre region observed by SPI/INTEGRAL* MNRAS 357, 1377 (2005)
- [142] Clayton, D.D. & Craddock, W.L., *Radioactivity in Supernova Remnants*, ApJ 142, 189 (1965)
- [143] Clowe, D., Bradac, M., Gonzalez, A.H, et al, *A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter*, ApJ 648, L109-L113 (2006)
- [144] Costa, E., Frontera, F., Heise, J. et al, *Discovery of an X-ray afterglow associated with the γ -ray burst of 28 February 1997*, Nature 387, 783 (1997).
- [145] Courtois, M., *Recherche de sursauts gamma par analyse du taux de comptage de la caméra X et gamma d'ECLAIRS*, stage de fin d'études à l'école d'ingénieur SUPELEC, effectué au CEA Saclay, dirigé par S. Schanne, suivi par M. Barret de SUPELEC (2008)
- [146] Dermer, C.D. & Skibo, J.G., *Annihilation Fountain in the Galactic Center Region*, ApJL, 487, 57 (1997)
- [147] Dermer, C.D. & Murphy, R.J., *Annihilation radiation in the Galaxy*, ESA SP-459, 115-122 (2001)
- [148] Diehl, R., Dupraz, C., Bennett, K., et al, *COMPTEL observations of Galactic ^{26}Al emission*, A&A 298, 445 (1995)
- [149] Diehl, R., Bennett, K., Bloemen, H. et al. *1.809 MeV gamma-rays from the Vela region*, A&A 298, L25-L28 (1995)
- [150] Diehl, R., Oberlack, U., Plüschke, S. et al., *1.8 MeV Gamma-Rays from the Vela region* Astro. Lett. and Comm. 38, 357 (1999)
- [151] Diehl, R., Leising, M., *Gamma-Rays from Positron Annihilation*, INTEGRAL Workshop 7, Proc. of Science, arXiv :0906.1503 (2009)
- [152] Diemand, J., Moore, B., Stadel, J., *Velocity and spatial biases in CDM subhalo distributions*, MNRAS 352, issue 2, 535-546 (2004)
- [153] Dornic, D., Basa, S., Brunner, J. et al, *Neutrino detection of transient sources with optical follow-up observations*, SF2A 11/2008, 199 (2008).
- [154] Dwek, E., et al. *Morphology, near-infrared luminosity, and mass of the Galactic bulge from COBE DIRBE observations*, ApJ 445, 716-730 (1995)
- [155] Eisenhauer, F., Schödel, R., Genzel, R. et al 2003, *Geometric Determination of the Distance to the Galactic Center*, ApJ 597, L121
- [156] Fatuzzo, M. & Melia, F., *A Kinship Between the EGRET Supernova Remnants and Sagittarius A East*, ApJ 596, 1035 (2003)

- [157] Fayet, P., *Light spin-1/2 or spin-0 dark matter particles*, Phys. Rev. D 70, 023514 (2004)
- [158] Figer, D.F., et al. *An Extended Star Formation History for the Galactic Center from Hubble Space Telescope NICMOS Observations*, ApJ 601, 319-339 (2004)
- [159] Frail, D.A., Kulkarni, S.L., Nicastro, S.R. et al, *The radio afterglow from the γ -ray burst of 8 May 1997*, Nature 389, 261 (1997).
- [160] Freedman, W.L., Madore, B.F., Gibson, B.K. et al, *Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant*, ApJ 553, 47 (2001).
- [161] Gérard, L., *Etude du pulsar Vela X-1 avec le spectromètre INTEGRAL/SPI*, de stage de mastère 1 recherche, mené au CEA Saclay sous la responsabilité de S. Schanne (2006)
- [162] Ghirlanda, G., Ghisellini, G., Lazzati, D., Firmani, C., *Gamma-Ray Bursts : New Rulers to Measure the Universe*, ApJL, 613, 13 (2004) & Ghirlanda, G., Ghisellini, G., Firmani, C., *Gamma-ray bursts as standard candles to constrain the cosmological parameters*, New J. Phys., 8, 123 (2006)
- [163] Goldwurm, A., Ballet, J., Cordier, B. et al, *Sigma/GRANAT soft gamma-ray observations of the X-ray nova in Musca - Discovery of positron annihilation emission line*, ApJL 389, 79 (1992)
- [164] Guessoum, N., Jean, P., Knödseder, J. et al, *Modeling the Early Annihilation Radiation Spectrum from INTEGRAL/SPI* Proc. 5th INTEGRAL Workshop, ESA-SP 522, 57 (2004)
- [165] Guessoum, N., Jean, P., Gillard, W., *The lives and deaths of positrons in the interstellar medium*, A&A 436, 171 (2005)
- [166] Güsten, R. & Philipp, S. D., *Galactic Center Molecular Clouds*, Proc.Phys. 91, 253-264 (2004)
- [167] Hajdas, W., Bühler, P., Egel, C. et al, *Radiation environment along the INTEGRAL orbit measured with the IREM monitor*, A&A, 411, L43-L47 (2003).
- [168] Hamuy, M., Phillips, M.M., Suntze, N.B. et al, *The Morphology of Type Ia Supernovae Light Curves*, Astron. J. 112, 2438-2447 (1996)
- [169] Hao, Jingfang, *Monte Carlo simulation of the GRM aboard SVOM and Swift data analysis*, stage pré-doctoral, effectué au CEA Saclay, dirigé par S. Schanne (2008)
- [170] Hernanz, M. & José, J., *Radioactivities from Novae*, New Astronomy Review, 50, 504-508 (2006).
- [171] Higdon, J.C., Lingenfelter, R.E. & Rothschild, R.E., *The Galactic annihilation radiation and the propagation of positrons in the interstellar medium*, ApJ 698, issue 1, 350-379 (2009)
- [172] Hirsch, J.E., *An index to quantify an individual's scientific research output*, PNAS 102, 46, 16569-16572 (2005)
- [173] Hjorth, J., Sollerman, J., Møller, P. et al, *A very energetic supernova associated with the γ -ray burst of 29 March 2003*, Nature 423, 847 (2003)
- [174] Hooper, D., Ferrer, F., Boehm, C., Silk, J., Paul, J., Evans, N.W., Casse, M., *Possible Evidence for MeV Dark Matter In Dwarf Spheroidals*, Phys. Rev. Lett. 93, 161302 (2004)

- [175] Hoyle, F., & Fowler, W. A., *Nucleosynthesis in Supernovae*, ApJ, 132, 565 (1960)
- [176] Hunter, S.D., Bertsch, D.L., Catelli, J.R. et al, *EGRET Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission from the Galactic Plane*, ApJ 481, 205 (1997)
- [177] Iyudin, A.F., Schönfelder, V.; Bennett, K. et al, *Emission from ^{44}Ti associated with a previously unknown Galactic supernova*, Nature 396, 142 (1998)
- [178] Iyudin, A.R., Diehl, R., Bloemen, H. et al, *COMPTEL observations of Ti-^{44} gamma-ray line emission from Cas A*, A&A 284, L1-L4 (1994)
- [179] Jean, P., Knödlseeder, J., Lonjou, V., et al, *Early SPI/INTEGRAL measurements of 511 keV line emission from the 4th quadrant of the Galaxy*, A&A, 407, L55-L58 (2003)
- [180] Jean, P., Knödlseeder, J., Gillard, W., et al, *Spectral analysis of the Galactic e^+e^- annihilation emission*, A&A, 445, issue 2, 579-589 (2006)
- [181] Johnson, III, W.N. & Haymes, R.C., *Detection of a Gamma-Ray Spectral Line from the Galactic-Center Region*, ApJ 184, 103-126 (1973)
- [182] Jourdain, E. & Roques, J.P., *5 years of survey on the Crab Nebula with SPI/INTEGRAL*, Proc. of Science, arXiv :0809.5018
- [183] Katsuda, S., Tsunemi, H., & Mori, K., *Is Vela Jr. a young supernova remnant?*, Adv. space res. vol. 43, no 6., 895-899 (2009)
- [184] Kent, S. M., *Galactic structure from the spacelab infrared telescope. III - A dynamical model for the Milky Way bulge*, ApJ 387, 181-188 (1992)
- [185] Kiener, J., Habilitation à Diriger des Recherches, Université Paris 11, 2008.
- [186] Kim, S., Martin, C.L. et al, *Antarctic Submillimeter Telescope and Remote Observatory Observations of CO $J=7\rightarrow 6$ and $J=4\rightarrow 3$ Emission toward the Galactic Center Region*, ApJ 580, 896 (2002)
- [187] Kinzer, R.L., Milne, P.A., Kurfess, J.D., et al, *Positron Annihilation Radiation from the Inner Galaxy*, ApJ 559, 282 (2001)
- [188] Klebesadel, R., Strong, I.B., Olson, R.A., *Observation of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin*, ApJ 182, L85 (1973).
- [189] Knödlseeder, J., *Implications of 1.8 MeV Gamma-Ray Observations for the Origin of ^{26}Al* , ApJ 510, 915 (1999)
- [190] Knödlseeder, J., Bennett, K., Bloemen, H. et al, *A multiwavelength comparison of COMPTEL 1.8 MeV ^{26}Al line data*, A&A, 344, 68 (1999)
- [191] Knödlseeder, J., Dixon, D., Bennett, K. et al, *Image reconstruction of COMPTEL 1.8 MeV ^{26}Al line data*, A&A 345, 813 (1999) et Thèse de doctorat (1999)
- [192] Knödlseeder, J., Valsesia, M., Allain, M. et al, *SPI/INTEGRAL Observation of 1809 keV Gamma-Ray Line Emission from the CYGNUS X Region*, Proceedings of 5th INTEGRAL Workshop, ESA SP-552 (2004)
- [193] Koch, H.W & Motz, J.W., *Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data*, Rev. Mod. Phys., 31, 920-955 (1959)
- [194] Kravtsov, A.V., Klypin, A.A., Bullock, J.S., Primack, J.R., *The Cores of Dark Matter Dominated Galaxies : theory vs. observations*, ApJ 502, 48 (1998)
- [195] Kreykenbohm, I., Kretschmar, P., Wilms, J. et al, *Vela X-1 as seen by RXTE*, A&A, 341, 141-150 (1999)

- [196] Kreykenbohm, I., Coburn, W. et al, *Confirmation of two cyclotron lines in Vela X-1*, A&A, 395, 129 (2002)
- [197] Kreykenbohm, I, *X-ray spectra of highly magnetized neutron stars in binary systems*, Doktor der Naturwissenschaften, Eberhard-Karls-Universität Tübingen (2004)
- [198] Kurfess, J.D., Johnson, W.N., Kinzer, R.L. et al, *Oriented Scintillation Spectrometer Experiment observations of Co-57 in SN 1987A*, ApJ 399, L137-140 (1992)
- [199] La Barbera et al., *Pulse phase spectroscopy of Vela X-1 in the 8-100 keV band*, A&A, 400, 993 (2003)
- [200] Lang, K.R., *Astrophys. formulae*, Springer, New York, 3rd edition (1999)
- [201] La Rosa, T.N., Nord, M.E., Lazio, T.J.W. & Kassim, N.E., *New Nonthermal Filaments at the Galactic Center : Are They Tracing a Globally Ordered Magnetic Field ?*, ApJ, 607, 302-308 (2004)
- [202] Launhardt, R. Zylka, R. & Mezger, P. G., *The nuclear bulge of the Galaxy. III. Large-scale physical characteristics of stars and interstellar matter*, A&A 384, 112-139 (2002)
- [203] Lebrun, F., Leray, JP., Lavocat, P. et al, *ISGRI : The INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager*, A&A, 411, L141 (2003)
- [204] Lebrun, F., Terrier, R., Bazzano, A. et al, *Compact sources as the origin of the soft gamma-ray emission of the Milky Way*, Nature, 428, 293-296 (2004)
- [205] Lee, B.W. & Weinberg, S., *Cosmological lower bound on heavy-neutrino masses*, Phys. Rev. Lett. 39, 165-168 (1977)
- [206] Leising, M.D. & Share, G.H., *The gamma-ray light curves of SN 1987A*, ApJ 357, 638-648 (1990)
- [207] Leising, M. & Diehl, R., *Gamma-Ray line studies of nuclei in the cosmos*, Proc. of Science, arXiv :0903.0772 (2009)
- [208] Leventhal, M., MacCallum, C.J., Stang, P.D. *Detection of 511 keV positron annihilation radiation from the galactic center direction*. Astrophys. J. 225, L11-L14 (1978)
- [209] L'Huillier, B., *Etude de la détection d'augmentation du taux de comptage pour le télescope ECLAIRs*, stage de fin d'études à l'école d'ingénieur SUPELEC, effectué au CEA Saclay, dirigé par S. Schanne, suivi par M. Barret de SUPELEC (2007)
- [210] Limongi, M. & Chieffi, A., *The Nucleosynthesis of ^{26}Al and ^{60}Fe in Solar Metallicity Stars Extending in Mass from 11 to 120 M_{\odot} : The Hydrostatic and Explosive Contributions*, ApJ, 647, 483-500 (2006)
- [211] Lingenfelter, R.E., Higdon, J.C., Rothschild, R. E., *Is There a Dark Matter Signal in the Galactic Positron Annihilation Radiation ?*, Phys. Rev. Lett., vol. 103, issue 3, id. 031301 (2009)
- [212] Lonjou, V., Weidenspointner, G., Knödlseher, J. et al., *SPI Observations of Positron Annihilation Radiation from the 4th Galactic Quadrant : Spectroscopy*, ESA SP-552, 129 (2004)
- [213] Longair, M.S., *High-Energy Astrophysics*. Cambridge Univ. Press, Vol. 2, Ch. 19 (1981)
- [214] Longair, M.S., *High Energy Astrophysics*. Cambridge Univ. Press, 2ème édition, (1992).

- [215] Lund, N., Budtz-Jørgensen, C., Westergaard, N., et al, *JEM-X : The X-ray monitor aboard INTEGRAL*, A&A, 411, L231 (2003)
- [216] Maeda, Y., Baganoff, F.K. et al, *Chandra Study of Sagittarius A East : A Supernova Remnant Regulating the Activity of Our Galactic Center ?*, ApJ 570, 671 (2002)
- [217] Maeda, K. & Nomoto, K., *Bipolar Supernova Explosions : Nucleosynthesis and Implications for Abundances in Extremely Metal-Poor Stars*, ApJ 598, 1163 (2003)
- [218] Mahoney, W.A., Ling, J.C., Jacobson, A.S., Lingenfelter, R.E., *Diffuse galactic gamma-ray line emission from nucleosynthetic Fe-60, Al-26, and Na-22 - Preliminary limits from HEAO 3*, ApJ 262, 742 (1982)
- [219] Mahoney, W.A., Ling, J.C. & Wheaton, W.A., *HEAO 3 observations of the Galactic center 511 keV line*, ApJS 92, 387-391 (1994)
- [220] Maihara, T., et al, *2.4 μ m Observation of the Galaxy and Galactic Structure*, Publ. Astron. Soc. Japan 30, 1-20 (1978)
- [221] Mannucci, F., Della Valle, M., Panagia, N., Cappellaro, E. et al, *The supernova rate per unit mass*, A&A 433, 807-814 (2005)
- [222] Mannucci, F., Della Valle, M. and Panagia, N., *Two populations of progenitors for Type Ia supernovae ?* MNRAS 370, 773-783 (2006)
- [223] Mannucci, F., Maoz, D. et al, *The supernova rate in local galaxy clusters*, 2008MNRAS, 383, 1121 (2008)
- [224] Martin, P., Knödseder, J., Diehl, R. and Meynet, G., *New estimates of the gamma-ray line emission of the Cygnus region from INTEGRAL/SPI observations*, A&A, 506, V2, 703-710 (2009)
- [225] Mas-Hesse, J., Giménez, A., Culhane, J., et al, *OMC : An Optical Monitoring Camera for INTEGRAL. Instrument description and performance*, A&A, 411, L261 (2003)
- [226] Masters, T. : Practical neural recipes in C++. Academic Press, 1993. Masters, T. : Advanced algorithms for neural networks. A C++ sourcebook. John wiley & Sons, 1995.
- [227] Matsumoto, T., et al. *Balloon observation of the central bulge of our Galaxy in near infrared radiation*, AIP Conf. Proc. 83, 48-52 (1982)
- [228] Matteson, J., Pelling, M., Bowman, B. et al., *An observation of the Galactic center region with the HEXAGONE high resolution gamma-ray spectrometer*, AIP Conf. Proc. 232, 45-51 (1991)
- [229] Matteucci, F., Romano, D. & Molaro, P., *Light and heavy elements in the Galactic bulge*, A&A 341, 458 (1999)
- [230] Matz, S.M., Share, G.H., Leising, M.D., et al, *Gamma-ray line emission from SN1987A*, Nature 331, 416-418 (1988)
- [231] McKee, C. F., & Ostriker, J. P., *A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate*, ApJ, 218, 148 (1977)
- [232] Mereghetti, S., Götz, D., Borkowski, J. et al, *The INTEGRAL Burst Alert System*, A&A, 411, L291-L297 (2003)
- [233] Milne, P. A., The, L.-S. & Leising, M. D., *Positron Escape from Type IA Supernovae*, ApJS 124, 503-526 (1999).

- [234] Milne, P.A., The, L.S. & Leising, M.D., *Late Light Curves of Type Ia Supernovae*, ApJ 559, 1019 (2001)
- [235] Milne, P.A., Kurfess, J.D., Kinzer, R.L. et al, *OSSE/SMM/TGRS observations of positron annihilation radiation*, ESA SP-459, 145-148 (2001)
- [236] Mirabel, F., Rodriguez, L. F., Cordier, B., Paul, J. & Lebrun, F., *A double-sided radio jet from the compact Galactic Centre annihilator 1E140.7-2942*, Nature, 358, 215 (1992)
- [237] Moorwood, A. & D'Odorico, S., March 2004, ESO Messenger 115, 8 (2004) & X-Shooter
- [238] Navarro, J.F., Frenk, C.S., White, S.D., *The Structure of Cold Dark Matter Halos*, ApJ 462, 563 (1996)
- [239] Naya, J.E., Barthelmy, S.D., Bartlett, L.M., et al. 1996, *Detection of high-velocity ^{26}Al towards the Galactic Centre*, Nature, 384, 44 (1996)
- [240] Nomoto, K., Maeda, K., Mazzali, P.A. et al, *Hypernovae and other Black-Hole forming Supernovae*, astro-ph/0308136 (2003)
- [241] Oberlack et al (1997), Thèse de doctorat (1997), Technische Universität München.
- [242] Ore, A. & Powell, J.L, *Three-Photon Annihilation of an Electron-Positron Pair*. Phys. Rev., 75 :1696-1699 (1949)
- [243] Paciesas, W.S., Meegan, C.A., Pendleton, G.N. et al, *The Fourth BATSE Gamma-Ray Burst Catalog (Revised)*, ApJS 122, 465 (1999) & Paciesas, W.S., Baltic Astronomy 13, 187-192 (2004).
- [244] Pages, L., Bertel, E. et al, CEA Saclay-R-3942 (1970)
- [245] Parizot, E., Cassé, M., Lehoucq, R., Paul, J., *GRBs and the 511 keV emission of the Galactic bulge*, A&A, 432, issue 3, 889-894 (2005)
- [246] Paul, J., *Positrons in the Universe*, Nucl. Instr. Meth. B, 221, 215-224 (2004)
- [247] Paul, P., *Etalonnage, mesure et analyse des performances du Spectromètre SPI/INTEGRAL* Thèse de Doctorat, Université Toulouse III (2002)
- [248] Plüschke, S., Diehl, R., Schönfelder, V. et al, *The COMPTEL 1.809 MeV survey*, ESA-SP, 459, 55 (2001) et Doktorarbeit (2001), Technische Universität München.
- [249] Podsiadlowski, Ph., Mazzali, P.A., Nomoto, K. et al 2004, *The Rates of Hypernovae and Gamma-Ray Bursts : Implications for their Progenitors*, ApJL, 607, 17-20 (2004)
- [250] Portegies Zwart, S., McMillan, S. & Baumgardt, H., *Life and Death of Young Dense Star Clusters near the Galactic Center*, Astr. Soc. of the Pacific, 322, 439 (2004)
- [251] Prantzos, N. & Diehl, R., *Radioactive ^{26}Al in the galaxy : observations versus theory*, Phys. Rep., 267, 1, 1 (1996)
- [252] Prantzos, N., *On the intensity and spatial morphology of the 511 keV emission in the Milky Way* A&A 449, issue 3, 869-878 (2006)
- [253] Press, W. H. et al, *Numerical recipes in C++ : the art of scientific computing*, Cambridge Univ. Press (2002)
- [254] Price, P.A., Fox, D.W. et al, *The bright optical afterglow of the nearby γ -ray burst of 29 March 2003*, Nature 423, 844 (2003)

- [255] Purcell, W.R., Cheng, L.X., Dixon, D.D., et al, *OSSE Mapping of Galactic 511 keV Positron Annihilation Line Emission*, ApJ 491, 725 (1997)
- [256] Quaintrell, H., et al, *The mass of the neutron star in Vela X-1 and tidally induced non-radial oscillations in gamma-Vel*, A&A, 401,313 (2003)
- [257] Ramaty, R. & Lingefelter, R.E, *Al-26, A galactic source of gamma-ray line emission*, ApJL 213, 5 (1977)
- [258] Reglero, V., et al, *IBIS mask pre-calibration matrix*, ESA SP-459, 619 (2001)
- [259] Renaud, M., Vink, J., Decourchelle, A. et al, *An INTEGRAL/IBIS view of young Galactic SNRs through the ^{44}Ti gamma-ray lines*. New Astron. Rev., 50, 540-543 (2006)
- [260] Renaud, M., *Les jeunes vestiges de supernova et INTEGRAL : raies du ^{44}Ti et Emission non-thermique*. Thèse de doctorat, Univ. D. Diderot, Paris, (2006), mené au CEA Saclay sous la responsabilité de F. Lebrun.
- [261] Riegler, G.R., Ling, J.C., Mahoney, W.A. et al, *Variable positron annihilation radiation from the galactic center region*, ApJL, 248, 13-16 (1981)
- [262] Robin, A.C., Reylé, C., Derrière, S. & Picaud, S., *A synthetic view on structure and evolution of the Milky Way*, A&A 409, 523-540 (2003)
- [263] Rodrigo, J.M, *INTEGRAL/SPI Coded Mask Subsystem : General Requirements Specification*, Rapport technique 3, CNES, 2000. SPI/SG/3/6604/UVA.
- [264] Rodriguez-Fernandez, N.J. & Martin-Pintado, J., *The Galactic center ISM as seen in the infrared*, ESA SP-577, 319 (2005)
- [265] Röpke, F. K., et al. *Type Ia supernova diversity in three-dimensional models*, A&A 453, 203-217 (2006)
- [266] Roques, J.P., communication privée, réunion de Co-I SPI à Garching, avril 2008
- [267] Rugel, G., et al. *New Measurement of the Fe-60 Half-Life*, Phys. Rev. Lett. 103, 072502 (2009)
- [268] Salvo, M. E., et al. *The template type Ia supernova 1996X*, MNRAS 321, 254-268 (2001)
- [269] Sari, R., & Piran, T., *GRB 990123 : The Optical Flash and the Fireball Model*, ApJL 517, 109 (1999)
- [270] Scannapieco, E., & Bildsten, L. *The Type Ia Supernova Rate*. astro-ph/0507456 (2005).
- [271] Schönfelder, V., *History of Gamma-Ray line Astronomy*, ESA SP-459 (2000)
- [272] Share, G.H., Kinzer, R.L., Kurfess, J.D et al, *Detection of galactic Al-26 gamma radiation by the SMM spectrometer*, ApJ 292, L61 (1985)
- [273] Sizun, P., *Étude de l'annihilation électron-positon dans la région du centre Galactique avec le spectromètre INTEGRAL/SPI*, Thèse de doctorat (2006), mené au CEA Saclay sous la responsabilité de M. Cassé et Ph. Durouchoux, encadrée par B. Cordier et S. Schanne.
- [274] Skinner, G. & Connell, P., *The Spiros imaging software for the Integral SPI spectrometer*, A&A 411, L123 (2003)
- [275] Skinner, G., von Ballmoos, P., Gehrels, N. & Krizmanic, J., *Fresnel lenses for X-ray and gamma-ray astronomy*, Proc. of SPIE, Vol. 5168, 459 (2004)

- [276] Smith, D.M., *Gamma-Ray Line Observations with RHESSI*, ESA-SP 552, 45 (2004)
- [277] Spergel, D.N., Bean, R., Doré, O., et al, *Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Implications for Cosmology*, ApJS 170, 377 (2007)
- [278] Stanek, K.Z., Matheson, T. et al, *Spectroscopic Discovery of the Supernova 2003dh Associated with GRB 030329*, ApJ 591, L17 (2003)
- [279] Strong, A.W., Bloemen, H., Diehl, R., Hermsen, W. & Schönfelder, V. *COMPTEL Skymapping : a New Approach Using Parallel Computing*, Astroph. Lett. & Comm. 39, 209 (1999)
- [280] Strong, A.W., Diehl, R., Halloin H. et al., *Gamma-ray continuum emission from the inner Galactic region as observed with INTEGRAL/SPI*, A&A, 444, 495-503 (2005)
- [281] Sunyaev, R.A., Titarchuk, L.G., *Comptonization of X-rays in plasma clouds - Typical radiation spectra*, A&A, 86, 121 (1980)
- [282] Sunyaev, R., Churazov, E., Gilfanov, M. et al, *Three spectral states of 1E 1740.7-2942 - From standard Cygnus X-1 type spectrum to the evidence of electron-positron annihilation feature*, ApJL, 383, 49 (1991)
- [283] Timmes, F.X, Woosley, S.E., Hartmann, D.H. & Hoffman, R.D., *The Production of ^{44}Ti and ^{60}Co in Supernovae*, ApJ 464, 332 (1996)
- [284] Thornton, K., Gaudlitz, M. et al, *Energy Input and Mass Redistribution by Supernovae in the Interstellar Medium*, ApJ, 500, 95 (1998)
- [285] Uemura, M., Kato, T. et al, *Structure in the early afterglow light curve of the γ -ray burst of 29 March 2003*, Nature 423, 843 (2003)
- [286] Van Paradijs, J., Groot, P.J., Galama, T. et al, *Transient optical emission from the error box of the γ -ray burst of 28 February 1997*, Nature 386, 686 (1997)
- [287] von Ballmoos, P., Halloin, H., Evard, J. et al, *CLAIRE : First light for a gamma-ray lens*, Exp. Astron. 20, 253-267 (2005)
- [288] Vreeswijk et al, Circulaire GCN 7451 (2008)
- [289] Weidenspointner, G., Kiener, J., Gros, M. et al, *First identification and modelling of SPI background lines*, A&A 411, L113-L116 (2003)
- [290] Williams, G.G. & Milne, P.A., *The Late-Time Light Curves of Type Ia SNe : SN2000cx*, Bullet. Americ. Astr. Soc. 34, 663 (2002)
- [291] Winkler, C., et al, *The INTEGRAL mission*, A&A, 411, L1 (2003)
- [292] Woosley, S.E. & Weaver, T.A, *Explosive neon burning and Al-26 gamma-ray astronomy*, ApJ 238, 1017 (1980)
- [293] Woosley, S.E. & Heger, A., *The Light Curve of the Unusual Supernova SN 2003dh*, submitted to ApJ, astro-ph/0309165 (2003)
- [294] Woosley, S.E. & Weaver, T.A, *The Evolution and Explosion of Massive Stars. II. Explosive Hydrodynamics and Nucleosynthesis*, ApJS, 101, 181 (1995)
- [295] Zoccali, M., Renzini, A. et al, *Age and metallicity distribution of the Galactic bulge from extensive optical and near-IR stellar photometry*, A&A 399, 931 (2003)
- [296] Zombeck, M.V., *Handbook of Astronomy and Astrophysics*, Cambridge University Press (1990)
- [297] Zwicky, F., *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*, Helvetica Phys. Acta, 6, 110-127 (1933), & Zwicky, F., *On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae*, ApJ 86, 217 (1937).

Sites internet cités

- [298] Site HEASARC de la NASA, Missions spatiales à haute énergie.
- [299] Site CGRO de la NASA, Compton Gamma-Ray Observatory.
- [300] Site SIGMA/GRANAT et SPI/INTEGRAL du CESR, Sigma and SPI pages at CESR.
- [301] Site NuDat du BNL, National Nuclear Data Base, Brookhaven National Laboratory.
- [302] Site ADS de Harvard, Astronomy Data Search, Harvard University.
- [303] Site ISI Web Of Science, recherche de publications scientifiques et création de rapports de citation.
- [304] Site TAROT de l'OHP, Télescopes à Action Rapide pour les Objets Transitoires
- [305] Calculateur de distance à partir du décalage vers le rouge : Cosmology Calculator I, Ned Wright, UCLA.
- [306] Page web sur les sursauts gamma (dont GRB971214) de Jochen Greiner du MPE. localized GRBs.
- [307] 2MASS/J. Carpenter, M. Skrutskie, R. Hurt, Site de 2MASS