

# HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Présentée par

**Arnaud Claret**  
CEA-Saclay

## **Effets des radiations sur les observatoires spatiaux, de la conception à l'exploitation**

Soumise aux rapporteurs le 9 avril 2010  
Soutenue le 6 octobre 2010 devant le jury composé de

Thomas Patzak	Président et rapporteur interne
Peter von Ballmoos	Rapporteur
Tomasz Bulik	Rapporteur
Jean-Luc Attéa	Examineur
Jacques Paul	Examineur



Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives – Centre de Saclay  
Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'Univers  
Service d'astrophysique



---

# Remerciements

Il y a beaucoup de personnes que je souhaiterais remercier pour leur support, je me limiterai donc à remercier celles qui ont un rapport direct avec mon implication en instrumentation astronomique et le sujet de ce mémoire, les radiations spatiales. Je précise qu'il n'y a pas d'ordre d'importance dans la liste des personnes citées ci-dessous et que l'ordre de citation est davantage chronologique :

- **Pierre Léna** et **Jean-Marie Mariotti**<sup>†</sup> pour m'avoir donné le goût de l'instrumentation en astronomie à travers leurs cours et mes travaux pendant ma formation à l'observatoire de Meudon, ainsi que **Jean-Paul Leray** pour m'avoir formé au travail de laboratoire tout au long de ma thèse au CEA.
- **François Lebrun** pour m'avoir sensibilisé pendant ma thèse effectuée sous sa direction, à l'intérêt de s'investir dans l'interprétation de petits détails, activité certes chronophage et pas toujours couronnée de succès, mais pouvant néanmoins s'avérer être l'unique clef pour la compréhension fine d'un problème et sa résolution. Je garde de François une image assez caractéristique de l'astronome gamma, toujours en bute à des problèmes ardues liés au développement d'instruments et à l'analyse des données, mais qui ne relâche jamais ses efforts pour en venir à bout. L'inspiration insufflée par François est encore bien présente en moi et je lui en suis reconnaissant.
- **Catherine Césarsky** pour m'avoir embauché au CEA et donné ainsi l'opportunité de travailler dans un organisme assez unique en France, où les activités de recherche et de développements techniques sont intimement liées.
- **Philippe Lavocat** et **Bertrand Cordier** pour m'avoir suggéré de créer la Cellule Radiations Spatiales (CRS) au sein de l'Irfu, **Michel Talvard** pour son support spontané, moral et financier, aux activités de la CRS. Bien sûr **tous les membres de la CRS** pour leurs contributions, mais plus particulièrement **Jean-Etienne Sauvestre** pour l'interprétation des tests sous faisceau, **Benoît Horeau** pour l'organisation des tests, **Olivier Limousin** pour le formidable terrain de jeu offert par le biais des caméras CdTe qu'il développe au CEA, **Philippe Laurent** et **Rémi Chipaux** pour l'aide apportée dans les simulations Monte-Carlo. Mais aussi l'ensemble de mes collaborateurs extérieurs à la CRS qui m'ont aidé à résoudre des problèmes épineux, en particulier **Pierre Mandrou** du CESR, **Robert Ecoffet** et **Guy Rolland** du CNES, **Sébastien Bourdarie** et **Daniel Boscher** de l'ONERA, **Petteri Nieminen** et **Giovanni Santin** de l'ESA. Le contenu du manuscrit leur doit beaucoup.
- **Bertrand Cordier** pour sa reconnaissance du travail effectué « dans l'ombre » et la motivation qu'il sait insuffler aux membres de son laboratoire, les poussant ainsi à servir la

science en s'impliquant dans le développement de projets scientifiques nouveaux. De plus, Bertrand a toujours su donner une dimension de franche camaraderie au sein de son équipe, ce qui m'a souvent procuré la sensation d'aller retrouver un ami plutôt que d'aller travailler, et je le remercie pour cela aussi.

- **Jacques Paul** pour m'avoir confié la responsabilité du centre scientifique français de SVOM, me donnant ainsi l'opportunité d'exploiter l'ensemble de mes compétences scientifiques et techniques au service d'un seul et même projet sur une thématique qui m'est chère, celle des sursauts gamma. Jacques a toujours donné une dimension hautement humaine aux projets dont il est l'initiateur, ce qui me procure aussi la satisfaction de servir ceux qu'on pourrait appeler « ces hommes qui font la science ».
- **Jean-luc Attéia** et **Diego Götz** pour les discussions qui m'ont souvent aidé à démêler le puzzle observationnel des sursauts gamma.
- Il serait injuste de ne pas remercier aussi **tous les membres des équipes SIGMA, ISO, VISIR et SVOM** au sein desquelles j'ai travaillé, mais il serait fastidieux de vouloir tous les énumérer sans risquer d'en oublier. Ils se reconnaîtront et j'espère qu'ils accepteront mon témoignage de reconnaissance sans avoir été nommés individuellement.
- **Philippe Chomaz** et **Pierre-Olivier Lagage** pour m'avoir convaincu de l'intérêt de rédiger une HDR, ce qui m'a d'abord permis de prendre un certain recul sur mes compétences, et m'ouvre aujourd'hui les portes de la formation des étudiants, ce à quoi je suis effectivement attaché.

J'exprime ma gratitude envers les **membres du jury**, en particulier les **rapporteurs** qui m'ont fait l'honneur d'accepter de juger ce travail. Je remercie **Jacques Paul** et **Philippe Laurent** pour avoir eu la gentillesse de relire mon manuscrit.

Enfin, je voudrais exprimer ma reconnaissance à **mon épouse Cécile** pour m'avoir encouragé et aidé à trouver le temps nécessaire à la rédaction de ce mémoire, pendant lequel elle gérait seule le cocon familial et l'éducation de nos enfants, Antoine et Paul. C'est donc tout naturel que ce mémoire lui soit dédié.

# Avant-propos

J'expose ici les trois raisons principales qui m'ont poussé à choisir comme sujet de mémoire les effets des radiations sur les observatoires spatiaux.

La première raison est d'ordre pragmatique. En effet, même si j'estime que ma contribution principale à l'édifice scientifique concernera à terme la thématique des sursauts gamma, il me faut encore attendre quelques années avant de pouvoir le démontrer. Mon implication dans cette thématique a commencé lors de ma thèse de doctorat (1994), au travers des résultats obtenus à l'aide de la mission spatiale franco-soviétique GRANAT et elle se poursuit aujourd'hui au travers de la mission spatiale sino française SVOM pour laquelle j'assume le rôle de responsable scientifique du centre de mission français. Entre les deux, j'ai contribué à d'autres télescopes spatiaux et aux diverses thématiques scientifiques qui leur étaient associées, sans toutefois abandonner celle des sursauts gamma. Même s'ils s'annoncent très prometteurs et permettront sans aucun doute d'apporter des éclairages nouveaux, je ne peux pas attendre de récolter les résultats scientifiques de SVOM pour démontrer ma capacité à encadrer des doctorants dans ce domaine puisque le lancement de SVOM n'est pas prévu avant fin 2014. Néanmoins, j'éprouve déjà une certaine satisfaction vis à vis des résultats attendus, en particulier du fait de contribuer au développement technique de ce projet spatial de grande ampleur.

La deuxième raison, d'ordre plus personnel que la première, tient justement à ce double intérêt, pour la science bien sûr, mais aussi pour les développements techniques sans lesquels la science ne serait possible. D'ailleurs, je n'éprouve le sentiment du devoir accompli envers une thématique scientifique qu'au travers d'une implication sur les deux plans, scientifique d'une part, et technique d'autre part. C'est là une caractéristique de mon profil et elle se retrouve tout au long de mon parcours professionnel au cours duquel j'ai été conduit à m'impliquer dans divers projets, certains étant embarqués dans l'espace, d'autres opérés depuis le sol, dans le domaine des hautes énergies et infrarouge. D'ailleurs, les compétences variées que j'ai acquises au travers des projets spatiaux et sol, ainsi que l'aspect multi longueurs d'onde tant sur le plan scientifique que celui de l'analyse des données, sont un atout qu'il me plait aujourd'hui de mettre au service du projet SVOM qui requiert des compétences dans tous ces domaines. En effet, le projet SVOM met en œuvre non seulement plusieurs télescopes embarqués dans l'espace mais aussi des télescopes opérant au sol. Plus généralement, en ce qui concerne les expériences embarquées, il s'agit de prendre en considération les contraintes spatiales dès le début du projet, du fait notamment que l'espace cumule un grand nombre de contraintes simultanées. Parmi elles, mais non des moindres, la contrainte radiative est extrêmement pénalisante car elle impacte directement la durée de vie des instruments et l'évolution de leurs performances, ainsi que l'analyse des données et la qualité des observations. Les effets des radiations doivent donc être pris en compte dès les premières phases de

conception (durée de vie, performances), et jusqu'à la phase d'exploitation (analyse des données et production scientifique). Ce sont ces aspects technico scientifiques que j'ai choisi de développer dans ce mémoire, les méthodes que j'expose s'appliquant à n'importe quel projet spatial. En ce qui concerne l'astrophysique des hautes énergies, et plus particulièrement les sursauts gamma, la contrainte radiative est au cœur des préoccupations pendant toute la durée de l'exploitation scientifique. En effet, les détecteurs utilisés, sensibles aux photons gamma (signal recherché), sont aussi de formidables détecteurs de particules (composante de bruit à minimiser). Ce n'est d'ailleurs pas un hasard si les astronomes gamma se situent, plus souvent que les autres, à l'interface entre l'observation astrophysique et la physique expérimentale.

La troisième raison est d'ordre plus idéologique, et je vais insister sur le fait que mon double intérêt pour la science et la technique n'est pas qu'une simple affaire de goût ! En effet, ce double intérêt est au cœur d'une nécessité bien réelle, incontournable pour garantir le succès d'une mission spatiale, et je m'en explique ci-après. En tant que scientifique, il convient de faire évoluer la connaissance et on peut le faire principalement de deux façons : en bâtissant des modèles théoriques capables de rendre compte des observations ou bien alors en élaborant des nouveaux projets capables de nous enrichir des observations qui font défaut à la connaissance du moment. S'il arrive parfois que ces informations manquantes proviennent de simulations numériques faites sur ordinateurs, il faut bien admettre que l'on a toujours besoin de données d'entrées nouvelles et d'ailleurs, même les simulations numériques en ont besoin. L'observation, qui seule permet de recueillir ces données d'entrée nouvelles, joue donc un rôle fondamental dans l'évolution de la science, et c'est la raison pour laquelle il est capital de construire des projets novateurs. Mais à l'origine de ces derniers, on trouve des scientifiques, car eux seuls savent ce qui fait défaut à la connaissance du moment. Le caractère novateur d'un projet étant lié le plus souvent à une évolution récente de la technologie, plus rarement à une évolution des techniques de traitement du signal, les scientifiques porteurs de projets doivent donc se tenir à l'affût des évolutions des technologies instrumentales et des techniques de traitement du signal. À cela correspond un certain profil de scientifiques qui acceptent de consacrer moins de temps à la théorie et plus de temps aux évolutions technologiques. Ces scientifiques sont souvent baptisés « les scientifiques instrumentalistes », avec parfois une connotation négative dans certains esprits, alors que sans eux, il n'y aurait pas de nouveaux projets et donc pas de nouvelles données. La science ne s'arrêterait pas pour autant, mais elle en pâtirait sévèrement. D'un certain point de vue, ce qui précède peut ressembler à un plaidoyer pour les scientifiques instrumentalistes dont je fais partie, mais ce n'est pas là le but ultime de mes propos. Je cherche plutôt à convaincre le lecteur de la nécessité de s'impliquer dans les développements techniques en tant que scientifique. En résumé, je suis profondément convaincu que, dans le cadre du développement de projets novateurs, les scientifiques doivent travailler au plus proche des ingénieurs, et pas seulement à leurs côtés. Pour finir, je citerais à ce propos deux extraits du dernier compte-rendu du séminaire de prospectives scientifiques 2009 du CNES, en

réponse à la question posée « Comment renforcer la partenariat entre le CNES et la communauté scientifique ? » :

- Réponse de **Catherine Césarsky (Haut Commissaire du CEA)** : « La diminution effective du potentiel technique des laboratoires est un vrai danger, qu'il s'agisse des développements des matériels spatiaux, surtout dans le domaine des sciences de l'Univers, ou du traitement des données spatiales, surtout dans le domaine des sciences de la Terre et de l'environnement. Il faudra que le CNES s'implique davantage dans ces activités. Néanmoins, la conception d'instruments en amont et la validation de leurs performances en aval doivent rester du côté des laboratoires, comme bien entendu l'utilisation scientifique des données produites. »
- Réponse de **Yannick Descatha (Président du CNES)** : « Tous les laboratoires de recherche n'ont pas les moyens techniques nécessaires à la réalisation d'instruments spécialisés de plus en plus sophistiqués et l'industrie hésite à assumer les risques associés au développement de moutons à cinq pattes ... On peut penser à des équipes intégrées CNES-labos, comme ça s'est d'ailleurs déjà fait avec succès. J'envisage aussi la possibilité de détacher de jeunes embauchés quelques temps pour dans un laboratoire avant qu'ils ne reviennent à Toulouse après cette expérience très formatrice. »

Ces réponses, données par deux des plus hautes instances scientifiques et techniques, ne peuvent que renforcer mes convictions personnelles, ainsi que mon désir de former des chercheurs qui travailleront aussi à l'interface entre la science et la technique. Cela dit, je n'ai pas totalement exclu de ce mémoire les aspects purement phénoménologiques dans la mesure où j'expose quelques uns de mes résultats scientifiques à propos des sursauts gamma dans le chapitre consacré à mon projet de recherche. J'y ai inséré autant de publications à caractère technique (sur les effets des radiations) qu'à caractère plus scientifique (sur les sursauts gamma). Il se trouve d'ailleurs que les effets des radiations sont étroitement connectés à l'optimisation du retour scientifique du projet SVOM dédié à l'étude des sursauts gamma, et auquel je participe en tant que responsable scientifique du centre de mission français. Par contre, j'ai exclu de ce mémoire l'exposé de mes résultats scientifiques sans rapport avec les sursauts gamma, comme ceux obtenus dans d'autres thématiques scientifiques à travers les projets ISO et VISIR, sur lesquels j'ai travaillé après ma thèse de doctorat et avant de m'impliquer dans le projet SVOM.





# Introduction

Ce mémoire constitue le dossier que je dépose à l'université Denis Diderot de Paris 7 pour l'obtention du diplôme d'habilitation à diriger des recherches. Il est constitué de trois sections principales :

- I. La première section est une synthèse de mes activités, présentée sous la forme des documents suivants : un bref curriculum vitae, la liste de mes responsabilités scientifiques et administratives, mon implication dans des comités et évaluations scientifiques ainsi que dans des expertises techniques, un résumé chronologique de mon parcours de recherche, la liste des mes activités d'encadrement d'étudiants et d'enseignement à l'Université, un résumé de mes activités internationales (comme l'organisation de conférences ou d'écoles, ainsi que les présentations à des conférences internationales ou de divulgation scientifique), et enfin les statistiques sur mes publications scientifiques.
- II. La deuxième section contient la liste complète des mes publications.
- III. En dernière section, on trouve mon manuscrit traitant des « Effets des radiations sur les observatoires spatiaux, de la conception à la réalisation ».

## Table des matières

I. SYNTHÈSE DES ACTIVITÉS.....	11
Curriculum vitae .....	13
Responsabilités scientifiques et administratives .....	14
Comités et évaluations scientifiques et techniques .....	14
Parcours de recherche .....	15
Activités d'encadrement.....	16
Activités d'enseignement .....	16
Activités internationales.....	17
Statistiques sur mes publications .....	17
II. LISTE COMPLETE DES PUBLICATIONS.....	19
Articles publiés dans des revues à comité de lecture [A] .....	21
Articles publiés dans des comptes-rendus de conférence [C] .....	27
Télégrammes à l'Union Astronomique Internationale [T].....	32
Articles de divulgation scientifique.....	33
III. MANUSCRIT.....	35



## **I. SYNTHÈSE DES ACTIVITÉS**



---

## Curriculum vitae

---

Nom : **Claret**

Prénom : **Arnaud**

Date de naissance : **9 septembre 1965**

Lieu de naissance : **Tarbes**

Nationalité : **Française**

Situation de famille : **marié, 2 enfants**

### **CEA Saclay — DSM/IRFU/Service d'Astrophysique**

AIM — Unité Mixte de Recherche CEA - CNRS - Université Paris VII — UMR n° 7158

Orme de Merisiers, Bat. 709, 91191 Gif-sur-Yvette, France

Tel : +33 1 69 08 37 62

Fax : +33 1 69 08 65 77

E-mail : [arnaud.claret@cea.fr](mailto:arnaud.claret@cea.fr)

### **Ingénieur Chercheur au**

Commissariat à l'énergie atomique de Saclay (CEA-Saclay)

Direction des sciences de la matière (DSM)

Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'univers (IRFU)

Service d'astrophysique (SAP)

Laboratoire des interfaces science instruments spatiaux (LISIS)

Date d'arrivée dans l'unité (CFR) : août 1991

Début CDI (ingénieur chercheur) : août 1994

Classement actuel : E4 depuis juillet 2005

### **Membre de**

Groupe de Recherche Européen sur les sursauts gamma (GDRE GRB)

Groupe de Recherche sur les phénomènes cosmiques à haute énergie (GDR PCHE)

Centre de Compétence Technique environnement atmosphérique et spatial (CCT ENV du CNES)

### **Domaines de recherche**

- Astronomie gamma et infrarouge
- Méthode d'analyse des données d'astronomie gamma et infrarouge
- Instrumentation sol et espace
- Effets des radiations

### **Cursus et diplômes**

- 1994 Thèse de doctorat de l'Université Paris 7, obtenue avec les Félicitations du jury  
Sujet « Etude et usages des lobes secondaires du télescope spatial SIGMA », sous la direction de François Lebrun
- 1991 DEA de l'Université Paris 7, obtenu mention B  
Spécialité Astrophysique et techniques spatiales
- 1990 Maîtrise de physique fondamentale de l'Université Paris 7, obtenue mention TB

### **Langues**

- Français, Anglais
- Notions d'Espagnol

### **Sports**

- Aviation : pilote professionnel, instructeur aviation légère
- Tir sportif de précision : compétition au niveau régional, plusieurs qualifications en national

---

## **Responsabilités scientifiques et administratives**

---

### **Responsable scientifique du FSC (French Science Center) de la mission franco-chinoise SVOM (Space-based Variable Object Monitor)**

- Responsable de la définition des besoins scientifiques
- Responsable pour le CNES et le CEA de la livraison du FSC
- Responsable de la collaboration inter laboratoires (CESR Toulouse, IAP Paris, LAM Marseille, LATT Toulouse) pour la mise en place des centres ASM (*Alert and Science Management*) et EIC (*ECLAIRs Instrument Center*) sur Saclay, MIC (*MXT Instrument Center*) sur Toulouse
- Coordination des équipes (~30 ETP) pour le développement des logiciels d'analyse des données

### **Co-Investigateur de la mission spatiale SVOM et du télescope ECLAIRs**

- Définition de la stratégie d'alerte diffusée en temps réel à la communauté internationale
- Contribution à l'optimisation du profil mission (stratégie d'observation, effet des radiations)
- Contribution à la définition du télescope ECLAIRs, des tests de qualification et d'étalonnage

### **Responsable de la Cellule Radiations Spatiales (CRS) de l'Irfu (CEA Saclay)**

- Fondateur de la CRS en 2003
- Coordination du travail de 24 experts pour les besoins des projets spatiaux de l'Irfu
- Responsable de l'animation de la CRS (ateliers, séminaires, cours)
- Responsable du serveur Web de documentation en ligne

---

## **Comités et évaluations scientifiques et techniques**

---

### **Comités scientifiques**

- Président de la session environnement spatial du congrès international RADECS en 2007
- Membre du comité scientifique de l'école française de simulations Monte-Carlo Geant4 en 2007 (Paris) et 2008 (Annecy)
- Membre du *Joint Science Committee* (JSC) de SVOM

### **Evaluations scientifiques**

- Relecteur des publications de la communauté RADECS depuis 2007
- Relecteur des publications de la communauté NSREC depuis 2009
- Relecteur des publications pour les revues à comité de lecture, à plusieurs reprises notamment pour les revues *Astronomy and Astrophysics* et *Transactions on Nuclear Science*

### **Expertises techniques**

- Membre du groupe d'expertise (3 personnes) en charge de définir la politique de tolérance aux radiations des équipements électroniques du projet ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*)
- Membre du comité d'évaluation du logiciel d'environnement spatial Omere développé sous contrat CNES par la société TRAD
- Représentant ISOCAM au sein du GWG (*Glitch Working Group*) de l'ESA entre 1998 et 2001

---

## Parcours de recherche

---

### Télescope spatial gamma GRANAT/SIGMA (1991-1994)

- Thèse de doctorat sous contrat CFR au service d'astrophysique du CEA-Saclay
  - Modélisation des lobes secondaires du télescope gamma SIGMA
  - Etude de l'émission gamma galactique diffuse et de quelques binaires X
  - Détection des sursauts gamma
- Catalogue des sursauts gamma détectés avec GRANAT (SIGMA, PHEBUS et WATCH)
- Localisation de sursauts gamma au moyen du réseau interplanétaire IPN3 (PI Kevin Hurley)

### Caméra infrarouge spatiale ISO/ISOCAM (1994-1998)

- Etalonnages
  - Spécification et tests au sol des séquences d'observations d'étalonnage en vol
  - Mesure des performances en vol et contrôle de la qualité des observations à la station de réception des données à la station ESA de Villafranca (Madrid)
  - Analyse et interprétation des effets induits par les impacts de particules cosmiques
- Centre ISO français du CEA
  - Développement du système d'analyse interactive des données (CIA)
  - Encadrement des astronomes visiteurs
- Programme d'observation
  - Emission infrarouge autour du grand annihilateur 1E1740-2942, la source de jet relativiste SS433, le candidat trou noir Cygnus X-1, le répéteur gamma mou SGR1806-20, le système binaire Circinus X-1 et la source superluminique GRS1915+105 (PI F. Mirabel)
  - Emission infrarouge des restes de supernovae Cas-A, Kepler et PCW103 (PI P.-O. Lagage)
  - Détection de poussières préplanétaires autour des pulsars (PI Lydie Koch-Miramond)
  - Suivi des sursauts gamma GRB 970402 (PI A. Castro-Tirado) et GRB 970508 (PI L. Hanlon)

### Spectro-imageur infrarouge sol VLT/VISIR (1998-2004)

- Etalonnages
  - Spécification de la phase de recette de l'instrument
  - Responsable du simulateur d'étoiles
  - Campagnes de tests au sol
- Programme d'observation
  - *Commissioning* de l'instrument
  - Emission infrarouge autour du trou noir hyper massif Sagittarius A\*

### Télescope spatial gamma SVOM/ECLAIRs (depuis 2005)

- Responsable scientifique du centre scientifique français FSC
  - Définition des besoins scientifiques
  - Partage des responsabilités France-Chine et interlabos français (CEA, CESR, IAP, LAM, LATT)
- Déploiement du centre de mission au CEA-Saclay
  - Analyse temps réel des données sursauts et diffusion immédiate à la communauté internationale (télescopes robotisés et grands télescopes)
  - Analyse différée des données des sources haute énergie présentes dans le champ de vue

- Gestion des commandes et surveillance de l'instrument ECLAIRs

### **Instrumentation spatiale (depuis 2003)**

- Responsable et fondateur de la Cellule Radiations Spatiales (24 experts CEA)
- Projets ayant fait l'objet de tests et études : ISOCAM, ISGRI, PACS, IDefX, SIMBOL-X, MIRI, DUNE, ECLAIRs

---

## **Activités d'encadrement**

---

### **Participation à l'encadrement de doctorants et post-docs**

- 2009+ Stage post-doctoral de Diego Götz sous contrat CNES, effectué sous la direction de Bertrand Cordier  
Contribution à la mise en place du traitement temps réel et différé de l'alerte de SVOM ; 1 publication cosignée
- 1998 Thèse de Yaël Fuchs intitulée « Environnement des micro quasars et autres sources de rayonnement à haute énergie dans notre galaxie », effectuée sous la direction de Félix Mirabel, soutenue le 29 octobre 2001 à l'Université Paris 11  
Encadrement dans le traitement des données ISOCAM ; 2 publications cosignées
- 1997 Thèse de Thomas Douvion intitulée « Apport des observations infrarouges à l'étude des restes de supernovae », effectuée sous la direction de Pierre-Olivier Lagage, soutenue le 29 septembre 2000 à l'Université Paris 11  
Encadrement dans le traitement des données ISOCAM ; 1 publication cosignée

### **Responsable de stagiaires**

- 2004 Stage de 2<sup>ème</sup> année master recherche de Pierre-Olivier Constantin intitulé « Environnement spatial et bruit de fond de SIMBOL-X », en codirection avec Philippe Ferrando
- 1999 Stage de 2<sup>ème</sup> année d'école Supélec de Fabrice Abott intitulé « Simulation de *glitches* avec Geant4 »
- 1996 Stage de 2<sup>ème</sup> de l'institut de physique de Lisbonne de Laura Barros intitulé « Analyse de données en astrophysique »

### **Autres**

- Responsable des stages « Découverte du monde de l'entreprise » de : Aurélie Huelou (2001), Antoine Navarro (2001), Astrid Dubois (1995) et Pauline Bernard (1995)
- Responsable des stagiaires et thésards au service d'astrophysique en 1994 et 1995

---

## **Activités d'enseignement**

---

### **Université Paris Denis Diderot**

- 6 heures de cours en Master M2PRO pendant 4 ans de 2005 à 2009
- 32 heures de TP en Master M2PRO en 2008

### **Université Versailles Saint-Quentin**

- 72 heures de TP en Licence L1 pendant 2 ans de 2001 à 2003



---

## Activités internationales

---

### Organisation d'écoles et conférences

- Membre du comité d'organisation de l'école « *Exploring the Dawn of the Universe with Gamma-Ray Bursts* » à Cargèse du 17 au 22 mai 2010
- Membre du comité d'organisation de l'école « Geant4 », au LAPP (Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules), du 18 au 21 novembre 2008 et du 25 au 28 novembre 2008
- Membre du comité d'organisation de l'école « Geant4 », au Ministère de la recherche à Paris du 4 au 8 Juin 2007
- Organisateur de plusieurs séminaires, cours et ateliers à l'Irfu dans le cadre de la CRS

### Contributions à des conférences, écoles ou ateliers

- Participation à plus de 20 conférences internationales avec contribution orale ou poster et invité à 3 séminaires en France et à l'étranger.
- Participation à la table ronde du premier atelier RADPRED (prédiction des effets singuliers sur l'électronique) les 14-15 janvier 2010
- Participation aux tables rondes des ateliers RADSOL (effets des radiations pour les applications au sol) les 11-12 juin 2008 et 25-26 juin 2009
- Conférencier à l'exposition « 40 ans d'astrophysique spatiale au CEA » retraçant les étapes de l'exploration spatiale menée au CEA à partir des années soixante

---

## Statistiques sur mes publications

---

La **liste complète de mes publications** à la date du 01/01/2010, classées en publications à comité de lecture (code A), publications dans des comptes-rendus de conférences (code C), télégrammes ou circulaires à l'IAU (code T) est reportée dans la section suivante, en page 19.

### **Nombre total de publications scientifiques = 89**

- 52 articles publiés dans des revues à comité de lecture, dont 9 en premier auteur et 5 en deuxième auteur
- 34 articles publiés dans des comptes-rendus de conférences
- 3 télégrammes à l'Union Astronomique Internationale

### **Facteur de Hirsch H = 17**

A la date du 01/01/2010, le site ADS faisait apparaître 80 publications à mon nom et un total de 1334 citations.



## **II. LISTE COMPLETE DES PUBLICATIONS**



---

## Articles publiés dans des revues à comité de lecture<sup>1</sup> [A]

---

### 1. The Dark UNiverse Explorer (DUNE): proposal to ESA's Cosmic Vision

*Co-investigators:* A. Refregier, M. Douspis, Y. Mellier, B. Milliard, P. Schneider, H.-W. Rix, R. Bender, F. Eisenhauer, R. Scaramella, L. Moscardini, L. Amendola, F. Pasian, F.-J. Castander, M. Martinez, R. Miquel, E. Sanchez, S. Lilly, G. Meylan, M. Carollo, F. Wildi, J. Peacock, S. Bridle, M. Cropper, A. Taylor, J. Rhodes, J. Hong, J. Booth, S. Kahn ;

*WG coordinators:* A. Amara, N. Aghanim, J. Weller, M. Bartelmann, L. Moustakas, R. Somerville, E. Grebel, J.-P. Beaulieu, M. Della Valle, I. Hook, O. Lahav, A. Fontana, D. Bedereade ;

*Science:* F. Abdalla, R. Angulo, V. Antonuccio, C. Baccigalupi, D. Bacon, M. Banerji, E. Bell, N. Benitez, S. Bonometto, F. Bournaud, P. Capak, F. Casoli, L. Colombo, A. Cooray, F. Courbin, E. Cypriano, H. Dahle, R. Ellis, T. Erben, P. Fosalba, R. Gavazzi, E. Gaztanaga, A. Goobar, A. Grazian, A. Heavens, D. Johnston, L. King, T. Kitching, M. Kunz, C. Lacey, F. Mannucci, R. Maoli, C. Magneville, S. Matarrese, P. Melchior, A. Melchiorri, M. Meneghetti, J. Miralda-Escude, A. Omont, N. Palanque-Delabrouille, S. Paulin-Henriksson, V. Pettorino, C. Porciani, M. Radovich, A. Rassat, R. Saglia, D. Sapone, C. Schimd, J. Tang, C. Tao, G. La Vacca, E. Vanzella, M. Viel, S. Viti, L. Voigt, J. Wambsganss ;

*Instrument:* E. Atad-Ettdgui, E. Bertin, O. Boulade, I. Bryson, C. Cara, L. Cardiel, A. Claret, E. Cortina, G. Dalton, C. Dusmesnil, J.-J. Fourmond, K. Gilmore, . Hofmann, P.-O. Lagage, R. Lenzen, A. Rasmussen, S. Ronayette, S. Seshadri, Z.H. Sun, H. Teplitz, M. Thaller, I. Tosh, H. Vaith, A. Zacchei

*Experimental Astronomy, vol. 23, issue 1, pp. 17-37, (2008).*

### 2. Simulations of galactic cosmic ray impacts on the Herschel/PACS bolometer arrays with Geant4 code

C. Bongardo, P. M. Andreani, K. Okumura, B. Horeau, A. Claret, G. de Zotti, R. Giannitrapani, and F. Longo

*Experimental Astronomy, vol. 22, issue 1-2, pp. 109-128, (2008).*

### 3. Impact of magnetic storms on the dark current of the space infrared camera ISO/ISOCAM

A. Claret, D. Boscher, S. Bourdarie, P. Gallais, P. Laurent, and G. Rolland

*RADECS 2007, September 10-14, 2007, Deauville, France, (2007).*

### 4. Irradiation tests performed on the Herschel/Pacs bolometer arrays

B. Horeau, A. Claret, L. Rodriguez, N. Billot, O. Boulade, E. Doumayrou, K. Okumura, and J. Le Pennec

*RADECS 2006, September 27-29, 2006, Athens, Greece, (2006).*

### 5. Omere 3.1, a new space radiation environment freeware

P. F. Peyrard, T. Beutier, C. Chatry, R. Ecoffet, G. Rolland, C. Inguibert, P. Calvel, R. Mangeret, T. Carriere, and A. Claret

*RADECS 2006, September 27-29, 2006, Athens, Greece, (2006).*

---

<sup>1</sup> J'ai inclus dans cette section les articles présentés au RADECS dans la mesure où ils sont eux aussi soumis à un comité de lecture international, composé en moyenne de 5 « referees », souvent plus, qui doivent tous accepter le papier pour publication.

- 6. Effects of cosmic protons and trapped electrons on the INTEGRAL/ISGRI instrument**  
A. Claret, O. Limousin, F. Lugiez, P. Laurent, F. Lebrun, M. Renaud, and A. Sauvageon  
*RADECS 2005, September 19-23, 2005, Cape d'Agde, France (2005).*
- 7. INTEGRAL: In flight behavior of ISGRI and SPI**  
F. Lebrun, J.-P. Roques, A. Sauvageon, R. Terrier, P. Laurent, O. Limousin, F. Lugiez, and A. Claret  
*Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A, vol. 541, issue 1-2, pp. 323-331, (2005).*
- 8. Particle effects on the ISGRI instrument on-board the INTEGRAL satellite**  
A. Claret, O. Limousin, F. Lugiez, P. Laurent, and M. Renaud  
*IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 51, issue 2, pp. 3413-3419, (2004).*
- 9. Mid-infrared observations of GRS 1915+105 during plateau and flaring states**  
Y. Fuchs, I. F. Mirabel, and A. Claret  
*Astronomy and Astrophysics, vol. 404, pp. 1011-1021, (2003).*
- 10. A 2.4-12 microns spectrophotometric study with ISO of Cygnus X-3 in quiescence**  
L. Koch-Miramond, P. Abraham, Y. Fuchs, J.-M. Bonnet-Bidaud, and A. Claret  
*Astronomy and Astrophysics, vol. 396, pp. 877-884, (2002).*
- 11. Monte-Carlo simulations of cosmic-ray and internal radiation effects on ISOCAM on board ISO**  
A. Claret, and H. Dzitko  
*Experimental Astronomy, vol. 13, issue 3, pp. 135-152, (2002).*
- 12. A search for possible interactions between ejections from GRS 1915+105 and the surrounding interstellar medium**  
S. Chaty, L. F. Rodriguez, I. F. Mirabel, T. R. Geballe, Y. Fuchs, A. Claret, C. J. Cesarsky, and D. Cesarsky  
*Astronomy and Astrophysics, vol. 366, pp. 1035-1046, (2001).*
- 13. Glitch effects in ISOCAM long wave detector**  
A. Claret, H. Dzitko, J. Engelmann, and J.-L. Starck  
*Experimental Astronomy, vol. 10, issue 2/3, pp. 305-318, (2000).*
- 14. Cosmic ray effects on the ISOCAM long wave Detector**  
H. Dzitko, A. Claret, and J. Engelmann  
*Experimental Astronomy, vol. 10, issue 2/3, pp. 279-290, (2000).*
- 15. Observations of cosmic gamma-ray bursts with the main detector of the SIGMA telescope on board the GRANAT observatory**  
R. A. Burenin, O. V. Terekhov, R. A. Sunyaev, A. V. D'Yachkov, N. G. Khavenson, B. S. Novikov, I. D. Tserenin, K. M. Sukhanov, P. Goldoni, A. Claret, A. Goldwurm, J. Paul, F. Pelaez, E. Jourdain, J.-P. Roques, and G. Vedrenne  
*Astronomy Letters, vol. 26, pp. 413-422, (2000).*

- 16. ISO detection of a 60  $\mu\text{m}$  source near GRB 970508**  
L. Hanlon, R. J. Laureijs, L. Metcalfe, B. McBreen, B. Altieri, A. Castro-Tirado, A. Claret, E. Costa, M. Delaney, M. Feroci, F. Frontera, T. Galama, J. Gorosabel, P. Groot, J. Heise, M. Kessler, C. Kouveliotou, E. Palazzi, J. van Paradijs, L. Piro, and N. Smith  
*Astronomy and Astrophysics*, vol. 359, pp. 941-947, (2000).
- 17. Gamma-ray burst arrival-time localizations: simultaneous observations by Ulysses, Pioneer Venus Orbiter, SIGMA, WATCH, and PHEBUS**  
K. Hurley, J. Laros, S. Brandt, E. E. Fenimore, R. W. Klebesadel, J. Terrell, T. Cline, C. Barat, M. Boer, J.-P. Dezalay, R. Sunyaev, O. Terekhov, A. Kuznetsov, S. Sazonov, N. Lund, A. Claret, J. Paul, and A. Castro-Tirado  
*The Astrophysical Journal*, vol. 533, issue 2, pp. 884-889, (2000).
- 18. Transient particle effects on the ISOCAM instrument on-board the Infrared Space Observatory**  
A. Claret, H. Dzitko, and J. J. Engelmann  
*IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 46, issue 6, pp. 1511-1518, (1999).
- 19. ISO observations of the environment of the soft gamma-ray repeater SGR 1806-20**  
Y. Fuchs, F. Mirabel, S. Chaty, A. Claret, C. J. Cesarsky, and D. A. Cesarsky  
*Astronomy and Astrophysics*, vol. 350, pp. 891-899, (1999).
- 20. GRANAT/SIGMA observation of GRB 920723 soft gamma-ray afterglow**  
R. A. Burenin, A. A. Vikhlinin, O. V. Terekhov, A. Y. Tkachenko, S. Y. Sazonov, M. R. Gilfanov, E. M. Churazov, R. A. Sunyaev, P. Goldoni, A. Claret, A. Goldwurm, J. Paul, J. P. Roques, E. Jourdain, G. Vedrenne, and P. Mandrou  
*Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, Vol. 138, pp. 443-444, (1999).
- 21. Afterglow of the gamma-ray burst of July 23, 1992, as observed by the SIGMA/Granat telescope**  
R. A. Burenin, A. A. Vikhlinin, O. V. Terekhov, A. Y. Tkachenko, S. Y. Sazonov, M. R. Gilfanov, E. M. Churazov, R. A. Sunyaev, P. Goldoni, A. Claret, A. Goldwurm, J. Paul, J.-P. Roques, E. Jourdain, G. Vedrenne, and P. Mandrou  
*Astronomy Letters*, vol. 25, issue 7, pp. 411-416, (1999).
- 22. GRANAT/SIGMA observation of the early afterglow from GRB 920723 in soft gamma-rays**  
R. A. Burenin, A. A. Vikhlinin, M. R. Gilfanov, O. V. Terekhov, A. Y. Tkachenko, S. Y. Sazonov, E. M. Churazov, R. A. Sunyaev, P. Goldoni, A. Claret, A. Goldwurm, J. Paul, J. P. Roques, E. Jourdain, F. Pelaez, and G. Vedrenne  
*Astronomy and Astrophysics*, vol. 344, L53-L56, (1999).
- 23. ISOCAM data processing**  
J.-L. Starck, A. Abergel, H. Aussel, M. Sauvage, R. Gastaud, A. Claret, X. Desert, C. Delattre, and E. Pantin  
*Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, vol. 134, pp. 135-148, (1999)

**24. ISO observations of the GRB 970402 error box**

J. Castro-Tirado, L. Metcalfe, R. Laureijs, B. Altieri, J. Gorosabel, L. Hanlon, B. McBreen, N. Smith, E. Costa, M. Feroci, E. Palazzi, L. Nicastro, F. Frontera, [A. Claret](#), and M. Kessler  
*Astronomy and Astrophysics*, vol. 330, pp. 14-18, (1998)

**25. Dust formation in the Cassiopeia A supernova**

P.-O. Lagage, [A. Claret](#), J. Ballet, F. Boulanger, C. J. Cesarsky, D. Cesarsky, C. Fransson, and A. Pollock  
*Astronomy and Astrophysics*, vol. 315, L273-L276, (1996).

**26. ISOCAM view of high energy sources**

F. Mirabel, [A. Claret](#), C. J. Cesarsky, O. Boulade, and D. A. Cesarsky  
*Astronomy and Astrophysics*, vol. 315, L113-L116, (1996).

**27. ISOCAM observations of the Antennae galaxies**

L. Vigroux, F. Mirabel, B. Altieri, F. Boulanger, C. Cesarsky, D. Cesarsky, [A. Claret](#), C. Fransson, P. Gallais, D. Levine, S. Madden, K. Okumura, and D. Tran  
*Astronomy and Astrophysics*, vol. 315, L93-L96, (1996).

**28. ISOCAM in flight**

C. J. Cesarsky, A. Abergel, P. Agnese, B. Altieri, J. L. Augueres, H. Aussel, A. Biviano, J. Blommaert, J. F. Bonnal, F. Bortoletto, O. Boulade, F. Boulanger, S. Cazes, D. A. Cesarsky, A. Chedin, [A. Claret](#), M. Combes, J. Cretolle, J. K. Davies, F. X. Desert, D. Elbaz, J. J. Engelmann, G. Epstein, A. Franceschini, P. Gallais, R. Gastaud, M. Gorisse, S. Guest, T. Hawarden, D. Imbault, M. Kleczewski, F. Lacombe, D. Landriu, J. Lapegue, P. Lena, M. S. Longair, R. Mandolesi, L. Metcalfe, N. Mosquet, L. Nordh, K. Okumura, S. Ott, M. Perault, F. Perrier, P. Persi, P. Puget, T. Purkins, Y. Rio, T. Robert, D. Rouan, A. Roy, O. Saint-Pe, J. Sam Lone, A. Sargent, M. Sauvage, F. Sibille, R. Siebenmorgen, F. Sirou, A. Soufflot, J. L. Starck, D. Tiphene, D. Tran, G. Ventura, L. Vigroux, F. Vivares, and R. Wade  
*Astronomy and Astrophysics*, vol. 315, L32-L37, (1996).

**29. Hard X-ray variability of X-ray Nova Persei 1992: GRANAT/SIGMA results**

A. Vikhlinin, E. Churazov, M. Gilfanov, R. Sunyaev, A. Finoguenov, A. Dyachkov, R. Kremnev, K. Sukhanov, J. Ballet, A. Goldwurm, B. Cordier, [A. Claret](#), M. Denis, J. F. Olive, J. P. Roques, and P. Mandrou  
*The Astrophysical Journal*, vol. 441, no. 2, pp. 779-785, (1995).

**30. SIGMA/GRANAT observations of the bright nearby millisecond pulsar PSR J0437-4715**

D. Barret, J. B. Stephen, J. F. Olive, P. Mandrou, P. Laurent, M. Denis, [A. Claret](#), B. Cordier, E. Churazov, M. Gilfanov, R. Sunyaev, A. Dyachkov, N. Khavenson, N. Kuleshova, V. Kovtunenkov, and K. Sukhanov  
*Astronomy and Astrophysics*, vol. 288, pp. 472-474, (1994).

**31. Localization and spectra of gamma-ray bursts observed within the sidelobes of the SIGMA telescope**

[A. Claret](#), F. Lebrun, J. Paul, B. Cordier, F. Pelaez, E. Jourdain, M. Niel, J.-P. Roques, O. Terekov, V. Lobachev, D. Denisenko, R. Sunyaev, E. Churazov, M. Gilfanov, A. Dyachkov, and N. Khavenson  
*Astronomy and Astrophysics*, vol. 287, pp. 824-828, (1994).



- 32. Spectral characteristics of gamma-ray bursts observed by the anticoincidence shield of the SIGMA telescope aboard GRANAT**  
F. Pelaez, L. Bouchet, E. Jourdain, M. Niel, A. Claret, P. Laurent, F. Lebrun, J. Paul, O. Terekhov, R. Sunyaev, A. Kuznetsov, D. Denisenko, M. Gilfanov, E. Churazov, N. Khavenson, and A. Diachkov  
*The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 92, no. 2, pp. 651-653, (1994).
- 33. SIGMA observations of the bright X-ray transient Nova Persei: a new black hole candidate?**  
J.-P. Roques, L. Bouchet, E. Jourdain, P. Mandrou, A. Goldwurm, J. Ballet, A. Claret, F. Lebrun, A. Finoguenov, E. Churazov, M. Gilfanov, R. Sunyaev, B. Novikov, I. Chulkov, N. Kuleshova, and I. Tserenin  
*The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 92, no. 2, pp. 451-454, (1994).
- 34. Review of GRANAT/SIGMA observations of the galactic center region**  
E. Churazov, M. Gilfanov, R. Sunyaev, N. Khavenson, B. Novikov, A. Dyachkov, R. Kremnev, K. Sukhanov, B. Cordier, P. Paul, P. Laurent, A. Claret, L. Bouchet, J. P. Roques, P. Mandrou, and G. Vedrenne  
*The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 92, no. 2, pp. 381-385, (1994).
- 35. Observations of the pulsar PSR 1509-58 with the SIGMA telescope**  
P. Laurent, J. Paul, A. Claret, P. A. Caraveo, M. C. Schmitz-Fraysse, E. Jourdain, J. P. Roques, P. Mandrou, E. Churazov, M. Gilfanov, R. Sunyaev, A. Finoguenov, A. Sitdikov, A. Vikhlinin, A. Dyachkov, and N. Khavenson  
*Astronomy and Astrophysics*, vol. 286, pp. 838-840, (1994).
- 36. Localization and spectrum of the X-ray transient source GRS 1915+105**  
Finoguenov, E. Churazov, M. Gilfanov, R. Sunyaev, A. Vikhlinin, A. Dyachkov, N. Khavenson, I. Tserenin, M. C. Schmitz-Fraysse, M. Denis, J. P. Roques, P. Mandrou, A. Claret, J. Ballet, B. Cordier, and A. Goldwurm  
*The Astrophysical Journal*, vol. 424, no. 2, pp. 940-942, (1994).
- 37. Discovery of a low-frequency broad quasi-periodic oscillation peak in the power density spectrum of Cygnus X-1 with Granat/SIGMA**  
Vikhlinin, E. Churazov, M. Gilfanov, R. Sunyaev, A. Dyachkov, N. Khavenson, R. Kremnev, K. Sukhanov, J. Ballet, P. Laurent, L. Salotti, A. Claret, J. F. Olive, M. Denis, P. Mandrou, and J. P. Roques  
*The Astrophysical Journal*, vol. 424, no. 1, pp. 395-400, (1994).
- 38. SIGMA hard X-ray observations of the burst source MXB 1728-34**  
A. Claret, A. Goldwurm, B. Cordier, J. Paul, J.-P. Roques, L. Bouchet, M.-C. Schmitz-Fraysse, P. Mandrou, E. Churazov, M. Gilfanov, R. Sunyaev, N. Khavenson, A. Diachkov, B. Novikov, R. Kremnev, and V. Kovtunencko  
*The Astrophysical Journal*, vol. 423, no. 1, pp. 436-440, (1994).
- 39. The radio/infrared counterpart of the hard X-ray transient in Aquila: a possible source of repeated soft gamma-ray bursts**  
F. Mirabel, P. A. Duc, P. A. Rodriguez, R. Teyssier, J. Paul, A. Claret, M. Auriere, D. Golombek, and J. Marti  
*Astronomy and Astrophysics*, vol. 282, no. 2, L17-L20, (1994).

- 40. Sidelobes of the SIGMA telescope**  
A. Claret, F. Lebrun, P. Laurent, and J. P. Leray  
*Astronomy and Astrophysics*, vol. 282, no. 3, pp. 1034-1040, (1994).
- 41. Location and spectrum of the X-ray transient source GRS 1915+105**  
A. V. Finogenov, A. A. Vikhlinin, M. R. Gilfanov, R. A. Syunyaev, E. M. Churazov, A. V. Dyachkov, N. G. Khavenson, I. D. Tserenin, M. S. Schmitz-Fraysse, M. Denis, J. P. Roques, P. Mandrou, A. Claret, J. Ballet, B. Cordier, and A. Goldwurm  
*Astronomy Letters*, vol. 19, issue 6, pp. 435-437, (1993).
- 42. On the hard X-ray variability of Centaurus A**  
E. Jourdain, L. Bassani, J. P. Roques, P. Mandrou, J. Ballet, A. Claret, P. Laurent, F. Lebrun, A. Finogenov, E. Churazov, M. Gilfanov, R. Sunyaev, A. Dyachkov, N. Khavenson, K. Sukhanov, and R. Kremnev  
*The Astrophysical Journal*, vol. 412, no. 2, pp. 586-592, (1993).
- 43. X-ray observations of 4U 1700-377/HD 153919 at 35-1300 keV by the SIGMA telescope of the Granat observatory**  
A. F. Sitdikov, M. R. Gilfanov, R. A. Syunyaev, E. M. Churazov, A. V. Dyachkov, R. S. Kremnev, K. G. Sukhanov, N. R. Kuleshova, P. Mandrou, J. P. Roques, L. Bouchet, G. Vedrenne, P. Laurent, A. Claret, B. Cordier, and A. Goldwurm  
*Astronomy Letters*, vol. 19, issue 3, pp. 188-194, (1993).
- 44. Hard X-ray observations of the Large Magellanic Cloud. Upper limits for flux of Supernova 1987A**  
A. V. Finogenov, M. R. Gilfanov, S. A. Grebenev, R. A. Syunyaev, E. M. Churazov, R. S. Kremnev, K. G. Sukhanov, N. G. Kuleshova, F. Lebrun, A. Claret, A. Goldwurm, P. Laurent, E. Jourdain, J. P. Roques, P. Mandrou, and F. Pelaez  
*Astronomy Letters*, vol. 19, issue 2, pp. 69-72, (1993).
- 45. Sigma upper limits to the hard X-ray/soft gamma-ray emission from the millisecond pulsars of the nearby globular cluster 47 Tucanae**  
D. Barret, P. Mandrou, M. Denis, J. F. Olive, P. Laurent, A. Claret, F. Lebrun, J. Paul, R. Sunyaev, E. Churazov, M. Gilfanov, A. Dyachkov, N. Khavenson, B. Novikov, R. Kremnev, and A. Sukhanov  
*The Astrophysical Journal Letters*, vol. 405, no. 2, L59-L62, (1993).
- 46. A high-sensitivity search for gamma-ray bursts by the SIGMA telescope on board GRANAT (the Galactic center and all sky data)**  
R. Sunyaev, E. Churazov, M. Gilfanov, O. Terekhov, A. Dyachkov, N. Khavenson, V. Kovtunenkov, R. Kremnev, A. Claret, F. Lebrun, A. Goldwurm, J. Paul, F. Pelaez, J. L. Atteia, P. Mandrou, and G. Vedrenne  
*The Astrophysical Journal*, vol. 402, no. 2, pp. 579-584, (1993).
- 47. Discovery of the high energy emission from the transient X-ray pulsar GRS 0834-430**  
M. Denis, J. P. Roques, D. Barret, F. Lei, F. Lebrun, A. Claret, A. Goldwurm, J. P. Leray, E. Churazov, M. Gilfanov, R. Sunyaev, A. Bogomolov, N. Khavenson, N. Kuleshova, I. Tserenin, and K. Sukhanov  
*Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, vol. 97, no. 1, pp. 333-334, (1993).

**48. Observations of black hole candidates with GRANAT**

S. Grebenev, R. Sunyaev, M. Pavlinsky, E. Churazov, M. Gilfanov, A. Dyachkov, N. Khavenson, K. Sukhanov, P. Laurent, J. Ballet, A. Claret, B. Cordier, E. Jourdain, M. Niel, F. Pelaez, and M. C. Schmitz-Fraysse

*Astronomy and Astrophysics Supplement Series, vol. 97, no. 1, pp. 281-287, (1993).*

**49. SIGMA observations of two X-ray transients - KS1731-260 and TrA X-1**

D. Barret, P. Mandrou, J. P. Roques, M. Denis, F. Lebrun, A. Claret, A. Goldwurm, P. Laurent, E. Churazov, M. Gilfanov, R. A. Sunyaev, A. Bogomolov, N. Khavenson, N. Kuleshova, I. Tserenin, and K. Sukhanov

*Astronomy and Astrophysics Supplement Series, vol. 97, no. 1, pp. 241-243, (1993).*

**50. SIGMA observations of bright X-ray binaries**

P. Laurent, A. Claret, B. Cordier, F. Lebrun, M. Denis, L. Bouchet, F. Lei, D. Barret, E. Churazov, M. Gilfanov, R. Sunyaev, A. Dyachkov, N. Khavenson, R. Kremnev, K. Sukhanov, and N. Kuleshova

*Astronomy and Astrophysics Supplement Series, vol. 97, no. 1, pp. 225-227 (1993).*

**51. A search for weak gamma-ray bursts with GRANAT/SIGMA**

R. Sunyaev, E. Churazov, M. Gilfanov, O. Terekhov, A. Dyachkov, N. Khavenson, V. Kovtunenkov, R. Kremnev, A. Claret, F. Lebrun, A. Goldwurm, J. Paul, F. Pelaez, J. L. Atteia, P. Mandrou, and G. Vedrenne

*Astronomy and Astrophysics Supplement Series, vol. 97, no. 1, pp. 85-88, (1993).*

**52. A new hard X-ray source 15 arcmin away from 3C 273?**

E. Jourdain, L. Bassani, J. P. Roques, P. Mandrou, J. Ballet, A. Claret, A. Goldwurm, F. Lebrun, A. Finogenov, E. Churazov, M. Gilfanov, R. Sunyaev, A. Dyachkov, N. Khavenson, B. Novikov, and N. Kuleshova

*The Astrophysical Journal Letters, vol. 395, no. 2, L69-L72, (1992).*

---

**Articles publiés dans des comptes-rendus de conférence [C]**

---

**53. SVOM: a new mission for gamma-ray burst studies**

D. Götz, J. Paul, S. Basa, J. Wei, S. N. Zhang, J.-L. Atteia, D. Barret, B. Cordier, A. Claret, J. Deng, X. Fan, J. Y. Hu, M. Huang, P. Mandrou, S. Mereghetti, Y. Qiu, and B. Wu

*GAMMA-RAY BURSTS: Sixth Huntsville Symposium ; Published as AIP Conference Proceedings, vol. 1133, pp. 25-30, (2009).*

**54. Status of the Simbol-X Background Simulation Activities**

C. Tenzer, U. Briel, A. Bulgarelli, R. Chipaux, A. Claret, G. Cusunamo, E. Dell'Orto, V. Fioretti, L. Foschini, S. Hauf, E. Kendziorra, M. Kuster, P. Laurent, and A. Tiengo,

*SIMBOL-X: FOCUSING ON THE HARD X-RAY UNIVERSE: Proceedings of the 2nd International Simbol-X Symposium ; Published as AIP Conference Proceedings, Vol. 1126, pp. 75-78, (2009)*

**55. Summary of the DUNE mission concept**

A. Refregier and the DUNE collaboration

*Space Telescopes and Instrumentation 2008: Optical, Infrared, and Millimeter, held in June 23-28, 2008, Marseille, France ; Edited by J. M. Oschmann, M. W. M. de Graauw, and H. A. MacEwen ; Proceedings of the SPIE, Volume 7010, pp. pp. 701018-701018-9 (2008).*

**56. The focal plane instrumentation for the DUNE mission**

J. Booth and the DUNE collaboration

*Space Telescopes and Instrumentation 2008: Optical, Infrared, and Millimeter, held in June 23-28, 2008, Marseille, France ; Edited by J. M. Oschmann, M. W. M. de Graauw, and H. A. MacEwen ; Proceedings of the SPIE, Volume 7010, pp. 70101D-70101D-8 (2008).*

**57. Alert distribution network and public data of the SVOM mission**

A. Claret, on behalf of the SVOM collaboration

*GAMMA-RAY BURSTS 2007: Proceedings of the Santa Fe Conference ; Published as AIP Conference Proceedings, vol. 1000, pp. 569-572, (2008).*

**58. Monte Carlo simulations of stacked X-ray detectors as designed for SIMBOL-X**

C. Tenzer, E. Kendziorra, A. Santangelo, M. Kuster, P. Ferrando, P. Laurent, A. Claret, and R. Chipaux,

*Space Telescopes and Instrumentation II: Ultraviolet to Gamma Ray ; Edited by M. J. L. Turner and G. Hasinger ; Published as Proceedings of the SPIE, vol. 6266, pp. 62662O, (2006).*

**59. DUNE: the Dark Universe Explorer**

A. Refregier, O. Boulade, Y. Mellier, B. Milliard, R. Pain, J. Michaud, F. Safa, A. Amara, P. Astier, E. Barrelet, E. Bertin, S. Boulade, C. Cara, A. Claret, L. Georges, R. Grange, J. Guy, C. Koeck, L. Kroely, C. Magneville, N. Palanque-Delabrouille, N. Regnault, G. Smadja, C. Schimd, and Z. Sun  
*Space Telescopes and Instrumentation I: Optical, Infrared, and Millimeter ; Edited by J. C. Mather, H. A. MacEwen, and M. W. M. de Graauw ; Published as Proceedings of the SPIE, vol. 6265, pp. 62651Y, (2006).*

**60. View of Beta Pictoris by the VLT**

E. Pantin, P.-O. Lagage, C. Doucet, J. W. Pel, R. F. Peletier, and A. Claret

*Protostars and Planets V : Proceedings of the Conference held in October 24-28, 2005, in Hilton Waikoloa Village, Hawai ; Published as LPI Contribution no. 1286, pp. 8162, (2005).*

**61. ISGRI CdTe camera in-flight behavior**

O. Limousin, O. Limousin, A. Claret, E. Delagnes, P. Laurent, F. Lebrun, F. Lugiez, A. Sauvageon and R. Terrier

*Proceedings of IEEE Conference: 13th International Workshop on Room-Temperature Semiconductor X- and Gamma-ray Detectors, Portland, USA, (2003).*

**62. Understanding and modeling glitch effects in ISOCAM and other future space telescopes**

A. Claret, and K. Okumura

*IR Space Telescopes and Instruments ; Edited by J. C. Mather ; Published as Proceedings of the SPIE, vol. 4850, pp. 824-835, (2003).*

**63. Characterization in the laboratory of VISIR, the mid-infrared imager and spectrometer for the VLT**

P.-O. Lagage, J.-W. Pel, A. Claret, S. Damstra, D. Dubreuil, G. A. Durand, E. Elswijk, P. Galdemard, A. N. de Jong, G. Kroes, C. Lyraud, E. Pantin, J. Pragt, Y. Rio, A. Schoenmaker, M. Authier, J. Belorgey, J.-F. Gournay, M. Lortholary, Y. Lussignol, and C. Veysiere  
*Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes ; Edited by L. Masanori and A. F. M Moorwood ; Published as Proceedings of the SPIE, vol. 4841, pp. 923-931, (2003).*

**64. Calibration of VISIR, the VLT mid-infrared imager/spectrometer**

A. Claret, P.-O. Lagage, E. Pantin, D. Dubreuil, P. Galdemard, A. Schoenmaker, and J.-W. Pel  
*Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes ; Edited by L. Masanori and A. F. M. Moorwood ; Published as Proceedings of the SPIE, vol. 4841, pp. 252-262 (2003).*

**65. The ISOCAM Interactive Analysis System (CIA): a review of seven years of development**

S. Ott, R. Gastaud, S. Guest, M. Delaney, J. Sam-Lone, J.-L. Starck, B. Ali, H. Aussel, A. Claret, D. Landriu, M.-A. Miville-Deschenes, M. Sauvage, and F. Vivares  
*The calibration legacy of the ISO Mission ; Proceedings of a conference held Feb 5-9, 2001 ; Edited by L. Metcalfe, A. Salama, S.B. Peschke and M.F. Kessler ; Published as ESA Publications Series, ESA SP-481, pp. 275, (2003).*

**66. Understanding and modelling glitch effects in ISOCAM**

A. Claret, and H. Dzitko  
*The calibration legacy of the ISO Mission ; Proceedings of a conference held Feb 5-9, 2001 ; Edited by L. Metcalfe, A. Salama, S.B. Peschke and M.F. Kessler ; Published as ESA Publications Series, ESA SP-481, pp. 207, (2003).*

**67. Observations of Cygnus X-3 in quiescence in the 2.4-12 micron range with ISO**

L. Koch Miramond, J.-M. Bonnet-Bidaud, P. Abraham, and A. Claret  
*Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei : Proceedings of the ESO Workshop held at Garching, Germany, 6-8 September 1999 ; Edited by L. Kaper, E. P. J. van den Heuvel, and P. A. Woudt ; Published by Springer, pp. 137, (2001).*

**68. ISO observations of the environment of the soft gamma-ray repeater SGR 1806-20**

Y. Fuchs, F. Mirabel, S. Chaty, A. Claret, C. J. Cesarsky, D. A. Cesarsky, and O. Boulade  
*Nuclear Physics B Proceedings Supplements ; Proceedings of the Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology held in Paris, France, 14-18 December, 1998 ; vol. 80, pp. 11/08, (2000).*

- 69. CIA V4. 0 - News about data analysis with the ISOCAM interactive analysis system**  
S. Ott, R. Gastaud, B. Ali, M. Delaney, S. Guest, A. Abergel, B. Altieri, J.-L. Augueres, H. Aussel, J.-P. Bernard, A. Biviano, J. Blommaert, O. Boulade, F. Boulanger, C. Cesarsky, D. Cesarsky, P. Chaniel, V. Charmandaris, R.-R. Chary, A. Claret, A. Coulais, C. Delattre, F.-X. Desert, T. Deschamps, P. Didelon, D. Elbaz, Y. Fuchs, P. Gallais, K. Ganga, G. Helou, M. Kong, F. Lacombe, D. Landriu, O. Laurent, P. Le Coupanec, J. Li, L. Metcalfe, M.-A. Miville-Deschenes, K. Okumura, M. Perault, S. Peschke, A. Pollock, P. Roman, D. Rouan, M. Rupen, J. S. Lone, M. Sauvage, R. Siebenmorgen, J.-L. Starck, D. Tran, R. Tuffs, D. van Buren, L. Vigroux, F. Vivares, and H. Wozniak  
*Astronomical Data Analysis Software and Systems IX ; Edited by N. Manset, C. Veillet, and D. Crabtree, Astronomical Society of the Pacific ; Published as ASP Conference Proceedings, vol. 216, pp. 599, (2000).*
- 70. GRANAT/SIGMA observations of early afterglows from gamma-ray bursts in soft gamma-rays**  
F. A. Pelaez, E. Jourdain, J. P. Roques, G. Vedrenne, R. A. Burenin, A. A. Vikhlinin, M. R. Gilfanov, O. V. Terekhov, A. Y. Tkachenko, S. Y. Sazonov, E. M. Churazov, R. A. Sunyaev, P. Goldoni, A. Claret, A. Goldwurm, and J. Paul  
*American Astronomical Society, 194th AAS Meeting, #03.01 ; Published as Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 31, pp. 825, (1999).*
- 71. ISOCAM observations of young supernova remnants**  
T. Douvion, P.-O. Lagage, J. Ballet, F. Boulanger, C. J. Cesarsky, D. Cesarsky, and A. Claret  
*The Universe as Seen by ISO. Edited by P. Cox and M. F. Kessler ; Published as ESA Publications Series, ESA-SP 427, pp. 301, (1999).*
- 72. Dust formation in supernovae**  
P.-O. Lagage, T. Douvion, J. Ballet, F. Boulanger, C. J. Cesarsky, D. Cesarsky, and A. Claret  
*Solid Interstellar Matter: The ISO Revolution, Les Houches Workshop, February 2-6, 1998 ; Edited by L. d'Hendecourt, C. Joblin, and A. Jones ; Published by EDP Sciences and Springer-Verlag, pp. 285, (1999).*
- 73. Data analysis with ISOCAM interactive analysis system - Preparing for the future**  
S. Ott, R. Gastaud, A. Abergel, B. Altieri, J.-L. Augueres, H. Aussel, J.-P. Bernardi, A. Biviano, J. Blommaert, O. Boulade, F. Boulanger, C. Cesarsky, D. A. Cesarsky, V. Charmandaris, A. Claret, M. Delaney, C. Delattre, T. Deschamps, F.-X. Desert, P. Didelon, D. Elbaz, P. Gallais, K. Ganga, S. Guest, G. Helou, M. Kong, F. Lacombe, D. Landriu, O. Laurent, P. Lecoupanec, J. Li, L. Metcalfe, K. Okumura, M. Perault, A. Pollock, D. Rouan, J. Sam-Lone, M. Sauvage, R. Siebenmorgen, J.-L. Starck, D. Tran, D. Vanburen, L. Vigroux, and F. Vivares  
*Astronomical Data Analysis Software and Systems VII ; Edited by R. Albrecht, R.N. Hook and H.A. Bushouse ; Published as ASP Conference Series, vol. 145, pp. 275, (1998).*
- 74. ISOCAM data processing**  
J.-L. Starck, and A. Claret  
*Data Analysis in Astronomy, Proceedings of the Fifth Workshopp. Ettore Majorana Centre for Scientific Culture, Erice, Italy. 27 Oct - 3 Nov, 1996 ; Edited by V. Di Gesu, M. J. B. Duff, A. Heck, M. C. Maccarone, L. Scarsi and H. U. Zimmerman, Published by World Scientific Press, pp. 25-30, (1997).*

- 75. Design and implementation of CIA, the ISOCAM interactive analysis system**  
S. Ott, A. Abergel, B. Altieri, J.-L. Augeres, H. Aussel, J.-P. Bernard, A. Biviano, J. Blommaert, O. Boulade, F. Boulanger, C. Cesarsky, D. A. Cesarsky, A. Claret, C. Delattre, M. Delaney, T. Deschamps, F.-X. Desert, P. Didelon, D. Elbaz, P. Gallais, R. Gastaud, S. Guest, G. Helou, M. Kong, F. Lacombe, J. Li, D. Landriu, L. Metcalfe, K. Okumura, M. Perault, A. M. T. Pollock, D. Rouan, J. Sam-Lone, M. Sauvage, R. Siebenmorgen, J.-L. Starck, D. Tran, D. van Buren, L. Vigroux, and F. Vivares  
*Astronomical Data Analysis Software and Systems VI ; Edited by G. Hunt and H. E. Payne. ; Published as ASP Conference Series, vol. 125, pp. 34, (1997).*
- 76. The diffuse galactic continuum emission detected by SIGMA below 1 MeV**  
A. Claret, F. Lebrun, J. Paul, A. W. Strong, J. P. Roques, L. Bouchet, I. Malet, P. Mandrou, N. Khavenson, and A. Dyachkov  
*Proceedings of the 30th COSPAR Meeting held in Hamburg, Germany, 1994 ; Gamma-ray Astronomy, Edited by N. Gehrel ; Published by Pergamon Press, Oxford ; Advances in Space Research, vol. 15, no. 5, pp. 57-60, (1995).*
- 77. Hard X-ray observations of black-hole candidates**  
M. Gilfanov, E. Churazov, R. Sunyaev, A. Vikhlinin, A. Finoguenov, A. Sitdikov, A. Dyachkov, N. Khavenson, P. Laurent, J. Ballet, A. Claret, A. Goldwurm, J. P. Roques, P. Mandrou, M. Niel, and G. Vedrenne  
*The Lives of the Neutron Stars. Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on the Lives of the Neutron Stars, held in Kemer, Turkey, August 29-September 12, 1993 ; Edited by M.A. Alpar, U. Kiziloglu, and J. van Paradijs ; Published by Kluwer Academic, Dordrecht, The Netherlands, Boston, Massachusetts ; pp. 331-334, (1995).*
- 78. Review of GRANAT observations of AGNs.**  
E. M. Churazov, M. R. Gilfanov, A. Finoguenov, R. Sunyaev, M. Chernyakova, Y. Apalkov, S. Grebenev, I. Lagunov, E. Jourdain, J. P. Roques, P. Mandrou, L. Bouchet, J. Ballet, A. Claret, P. Laurent, and F. Lebrun  
*IAU Symposium no. 159: Multi-wavelength continuum emission of AGN ; pp. 63-72, (1994).*
- 79. Multiwavelength observations of the possible soft gamma-ray burster GRS 1915+105**  
F. Mirabel, P. A. Duc, R. Teyssier, J. Paul, A. Claret, L. F. Rodriguez, M. Auriere, D. Golombek, and J. Marti  
*Published as AIP Conference Proceedings, no. 304, pp. 351-355, (1994).*
- 80. SIGMA observations of hard X-ray and soft gamma-ray emission from X-ray binaries**  
P. Laurent, A. Claret, F. Lebrun, J. Paul, M. Dennis, D. Barret, L. Bouchet, P. Mandrou, R. Sunyaev, E. Churazov, M. Gilfanov, N. Khavenson, A. Dyachkov, B. Novikov, R. Kremnev, and V. Kovtunencko  
*Published as Advances in Space Research, vol. 13, no. 12, pp. 139-148, (1993).*
- 81. SIGMA observations of two new hard X-ray and soft gamma-ray transients: GX 354-0 and Nova Persei**  
A. Claret, J. Ballet, A. Goldwurm, F. Lebrun, J. P. Roques, L. Bouchet, M. C. Schmitz-Fraysse, P. Mandrou, R. Sunyaev, and E. Churazov  
*Published as Advances in Space Research, vol. 13, no. 12, pp. 735-738, (1993).*

- 82. SIGMA/GRANAT observations of hard X-ray emission from type I X-ray bursters**  
D. Barret, J. P. Roques, P. Mandrou, M. Denis, A. Claret, P. Laurent, F. Lebrun, J. Paul, R. Sunyaev, and E. Churazov  
*Published as Advances in Space Research, vol. 13, no. 12, pp. 719-722, (1993).*
- 83. Sigma observations of hard X-ray and soft gamma-ray emission from X-ray binaries**  
P. Laurent, A. Claret, F. Lebrun, J. Paul, M. Dennis, D. Barret, L. Bouchet, P. Mandrou, R. Sunyaev, and E. Churazov  
*Published as Advances in Space Research, vol. 13, no. 12, pp. 139-148, (1993).*
- 84. SIGMA observations of the burst source GX 354-00**  
A. Goldwurm, A. Claret, B. Cordier, J. Paul, J. P. Roques, L. Bouchet, M. C. Schmitz-Fraysse, P. Mandrou, R. Sunyaev, E. Churazov, M. Gilfanov, N. Khavenson, A. Dyachkov, B. Novikov, R. Kremnev, and V. Kovtunencko  
*Published as AIP Conference Proceedings, no. 280, pp. 366-370, (1993).*
- 85. Hard X-ray observations of active galactic nuclei with SIGMA**  
J. Ballet, F. Lebrun, J. Paul, A. Claret, E. Jourdain, L. Bassani, L. Bouchet, P. Mandrou, R. Sunyaev, and E. Churazov  
*In MPI fuer Extraterrestrische Physik, X Ray Emission from Active Galactic Nuclei and the Cosmic X Ray Background, pp. 50-53, (1992).*
- 86. Multispectral diffraction-limited imaging with the double-Fourier method - Simulations for the VLT**  
A. Claret, J. M. Mariotti, and P. Lena  
*ESO Conference on High-Resolution Imaging by Interferometry II : Ground-Based Interferometry at Visible and Infrared Wavelengths, held in Garching bei Munchen, Germany, October 15-18, 1991 ; Edited by J.M. Beckers and F. Merkle ; Published by European Southern Observatory, Garching bei Munchen, Germany, 1992. pp. 835, (1992).*

---

## Télégrammes à l'Union Astronomique Internationale [T]

---

- 87. Gamma-Ray Bursts**  
A. Claret, E. Jourdain, E. Churazov, and M. Gilfanov  
*IAU Circular 5579, August 8, 1992.*
- 88. Crab Nebula**  
R. Sunyaev, E. Churazov, M. Gilfanov, A. Claret, J. Ballet, J. P. Dezalay, and P. Mandrou  
*IAU Circular 5481, March 21, 1992.*
- 89. Galactic Center Region**  
M. Gilfanov, E. Churazov, A. Claret, and J. P. Dezalay  
*IAU Circular 5474, March 13, 1992.*



---

## Articles de divulgation scientifique

---

**90. VISIR, a taste of scientific potential**

E. Pantin, P.-O. Lagage, A. Claret, C. Doucet, A. Kaufer, H.-U. Kaufl J.-W. Pel, R. F. Peletier, R. Siebenmorgen, A. Smette, and M. Sterzik

*ESO Messenger, no.119, pp. 25-29, (March 2005)*



### **III. MANUSCRIT**

**EFFET DES RADIATIONS SUR LES OBSERVATOIRES SPATIAUX,  
DE LA CONCEPTION A L'EXPLOITATION**

# Table des matières

<b>PLAN GENERAL .....</b>	<b>39</b>
<b>CHAPITRE 1 PARTICULES SPATIALES, CARACTERISTIQUES ET EFFETS .....</b>	<b>41</b>
Objet .....	44
Plan .....	44
1.1 Contraintes spatiales .....	46
1.2 Panorama général de l'environnement radiatif .....	58
1.3 Particules cosmiques .....	70
1.4 Particules solaires .....	76
1.5 Particules piégées .....	85
1.6 Particules atmosphériques.....	100
1.7 Aspects dynamiques .....	104
1.8 Mécanismes d'interaction rayonnement matière.....	121
1.9 Caractérisation des effets radiatifs.....	125
1.10 Comparatif des orbites.....	142
<b>CHAPITRE 2 PRISE EN COMPTE PROJET ET RETOUR D'EXPERIENCE .....</b>	<b>157</b>
Objet .....	158
Plan .....	159
2.1 Notions de développement de projet.....	160
2.2 Evaluation de l'impact des contraintes radiatives .....	161
2.3 Sélection des composants électroniques.....	177
2.4 Tests de validation .....	186
2.5 Simulations numériques .....	192
2.6 Retour d'expérience .....	198
Publication 2-1.....	203
Publication 2-2.....	217
Publication 2-3.....	227
Publication 2-4.....	247
Publication 2-5.....	257
Principales publications afférentes à ce chapitre .....	264
<b>CHAPITRE 3 CELLULE RADIATIONS SPATIALES, EXPERTISE ET ENSEIGNEMENT .....</b>	<b>267</b>
Objet .....	268
Plan .....	268
3.1 Cellule Radiations Spatiales .....	269

---

<b>3.2 Expertise</b> .....	<b>276</b>
<b>3.3 Enseignement</b> .....	<b>279</b>
<b>CHAPITRE 4 PROJET DE RECHERCHE</b> .....	<b>283</b>
<b>Objet</b> .....	<b>284</b>
<b>Plan</b> .....	<b>284</b>
<b>4.1 Sursauts gamma</b> .....	<b>285</b>
Publication 4-1.....	299
Publication 4-2.....	307
Publication 4-3.....	313
Publication 4-4.....	321
Publication 4-5.....	327
<b>4.2 Projet SVOM</b> .....	<b>339</b>
<b>4.3 Problématiques liées à l'environnement spatial</b> .....	<b>361</b>
<b>Principales publications afférentes à ce chapitre</b> .....	<b>373</b>
<b>SYNTHESE</b> .....	<b>375</b>
<b>Résumé</b> .....	<b>377</b>
<b>Conclusions et perspectives</b> .....	<b>378</b>
<b>ANNEXES</b> .....	<b>383</b>
<b>Annexe 1 — BIBLIOGRAPHIE</b> .....	<b>385</b>
<b>Annexe 2 — SITES WEB UTILES</b> .....	<b>389</b>
<b>Annexe 3 — SYMBOLES</b> .....	<b>390</b>
<b>Annexe 4 — GLOSSAIRE DES SIGLES</b> .....	<b>391</b>
<b>Annexe 5 — LISTE DES TABLEAUX</b> .....	<b>395</b>
<b>Annexe 6 — LISTE DES FIGURES</b> .....	<b>396</b>

# Plan général

À propos de l'organisation du mémoire, on trouve d'abord en tête de chaque chapitre l'**objet du chapitre**, c'est-à-dire l'objectif que je me fixe vis à vis du lecteur, puis le **plan du chapitre**, plus détaillé que le plan général donné ci-dessus et permettant au lecteur qui le souhaite de sauter certains paragraphes en vue d'une lecture accélérée. En fin de chapitre, je donne la liste de mes **principales publications** qui leur sont afférentes, liste dont sont exclues les publications à caractère astrophysique qui ne sont pas en rapport étroit avec le thème du chapitre. Je fais aussi référence à quelques figures et paragraphes de quelques publications qui sont alors directement insérées dans le corps du chapitre. Je décris ci-dessous le fil conducteur de ce mémoire qui comporte quatre chapitres principaux.

En guise d'introduction et de support aux autres chapitres, le **chapitre 1** dresse un tableau général des contraintes radiatives. La première partie de ce chapitre est consacrée aux particules spatiales à la source des contraintes radiatives. La deuxième partie est consacrée à la caractérisation de leurs effets sur les systèmes embarqués. La dernière partie contient une synthèse sur la criticité des orbites terrestres utilisées pour les observatoires spatiaux.

Le **chapitre 2** concerne la prise en compte des contraintes radiatives dans le cadre d'un projet scientifique. Le chapitre précédent ayant posé les bases du problème, ce chapitre expose comment il convient le gérer, depuis les premières phases d'étude jusqu'à l'exploitation, en passant par les phases de définition, de tests et de validation. À travers mon expérience personnelle, l'accent est mis sur l'importance du retour d'expérience à prendre en compte pour les projets futurs.

Le **chapitre 3** est consacré à la communauté d'experts que j'ai fondée au sein de l'Irfu, la cellule radiations spatiales. On y trouve un descriptif de l'objectif de cette cellule, son mode de fonctionnement, et un résumé des actions liées à la transmission du savoir. J'y évoque aussi mes activités d'expertise effectuées dans un cadre plus large que la cellule radiations et mes activités d'enseignement à l'Université.

Le **chapitre 4** traite des sursauts gamma. On y trouve d'abord un résumé de mes travaux effectués depuis ma thèse de doctorat et à travers divers projet comme SIGMA et ISO. Je présente ensuite le projet de recherche SVOM sur lequel je travaille actuellement, et dans lequel je suis impliqué en tant que responsable scientifique du centre scientifique français. Nous verrons que les effets radiatifs attendus pour SVOM interviennent bien au-delà de la conception des instruments ou du simple retour d'expérience, et qu'ils sont au cœur de l'exploitation scientifique de la mission.

La dernière partie de ce mémoire est une **synthèse** qui contient un court **résumé** des chapitres précédents ainsi que les **conclusions et perspectives** de mon travail. J'y rappelle mes principales compétences sur les plans scientifique et instrumental et je donne les perspectives de travail et d'encadrement pour les années à venir.

Dans les annexes, on trouvera successivement la **bibliographie** (les références étant indiquées entre crochets dans le texte), une liste non exhaustive de **site Web utiles**, la liste des **symboles** utilisés, un **glossaire** des sigles (termes techniques, instruments et missions spatiales, instituts et organisations), et enfin la liste des **tableaux** et des **figures**.

# Chapitre 1

## Particules spatiales, caractéristiques et effets

### Sommaire

---

<b>Objet</b> .....	<b>44</b>
<b>Plan</b> .....	<b>44</b>
<b>1.1 Contraintes spatiales</b> .....	<b>46</b>
1.1.1 Caractéristiques d'un projet spatial.....	46
1.1.2 Contraintes d'ordre environnemental.....	47
Avant le lancement.....	48
Pendant le lancement et la mise en orbite.....	48
Lors des opérations en orbite.....	48
1.1.3 Contrainte radiative et anomalies de fonctionnement .....	53
Rappel historique .....	53
De l'espace au sol .....	54
Vers une météorologie spatiale .....	57
<b>1.2 Panorama général de l'environnement radiatif</b> .....	<b>58</b>
1.2.1 Vent solaire.....	58
1.2.2 Activité solaire .....	61
Activité magnétique .....	61
Cycle solaire.....	61
Indice d'activité solaire $F_{10.7}$ .....	63
1.2.3 Particules interplanétaires de haute énergie .....	63
Particules cosmiques .....	63
Particules solaires.....	63
1.2.4 Magnétosphère terrestre .....	64
Topographie .....	64
Influence de l'activité solaire.....	67
1.2.5 Filtrage magnétosphérique .....	67
Rigidité magnétique et bouclier magnétique .....	67
Effet d'ombre de la Terre .....	69
1.2.6 Héliosphère .....	69
<b>1.3 Particules cosmiques</b> .....	<b>70</b>
1.3.1 Origine .....	70
Composante principale (haute énergie).....	70
Composante anormale (basse énergie).....	71
1.3.2 Caractéristiques.....	71



Spectre .....	71
Modulation solaire .....	73
Effet Forbush .....	73
Isotropie .....	73
1.3.3 Modélisation .....	74
Modèle CREME .....	74
Modèle GCR ISO .....	76
<b>1.4 Particules solaires .....</b>	<b>76</b>
1.4.1 Origine .....	76
1.4.2 Caractéristiques .....	77
Événements de type graduel .....	78
Événements de type impulsif .....	80
Sites d'événements .....	80
1.4.3 Modélisation .....	80
Modèle statistique SOLPRO .....	81
Modèle statistique JPL 91 .....	81
Modèle statistique ESP .....	84
Modèle pire cas CREME 86 .....	84
Modèle pire cas CREME 96 .....	85
Modèle pire cas IOFLAR .....	85
<b>1.5 Particules piégées .....</b>	<b>85</b>
1.5.1 Mécanismes de piégeage .....	85
Mouvement de giration .....	85
Points miroirs .....	86
Cône de perte .....	86
Mouvement de dérive azimutale .....	87
Ceintures de Van Allen .....	88
Caractéristiques temporelles des mouvements .....	88
1.5.2 Caractéristiques .....	89
Géométrie et population .....	89
Energie et extension .....	91
Coordonnées magnétiques B-L .....	91
Influence du champ magnétique terrestre .....	92
Influence de l'activité solaire .....	93
Anisotropie .....	95
1.5.3 Modélisation .....	95
Modèles AE8 et AP8 .....	95
Modèle POLE .....	99
<b>1.6 Particules atmosphériques .....</b>	<b>100</b>
1.6.1 Origine .....	100
1.6.2 Caractéristiques des neutrons .....	101
Spectre .....	101
Influence du blindage magnétosphérique .....	102
1.6.3 Modélisation .....	103
<b>1.7 Aspects dynamiques .....</b>	<b>104</b>
1.7.1 Tempêtes magnétiques .....	104
Orages et sous-orages magnétiques .....	104
Reconnexion magnétique .....	105
Indices d'activité magnétique .....	105
Occurrence des tempêtes .....	108
1.7.2 Aurores polaires .....	109
Origine et trajet des particules précipitées .....	110
Cause et prédiction des aurores .....	111
1.7.3 Evolution rapide des ceintures .....	111
Instabilités liées aux mouvements des particules piégées .....	112

Injection de particules solaires et perturbation du champ magnétique .....	112
Variation séculaire et dérive de la SAA.....	114
Transition jour nuit au niveau de l'ionosphère .....	115
1.7.4 Influence des activités humaines .....	117
Injection artificielle de particules dans les ceintures .....	117
Précipitation forcée de particules piégées .....	118
1.7.5 Modèles dynamiques .....	119
Modèles CRESSPRO et CRESSELE .....	119
Modèle ESA SEE1 .....	119
Modèle Salammbô .....	120
Domaines de validité .....	120
<b>1.8 Mécanismes d'interaction rayonnement matière.....</b>	<b>121</b>
1.8.1 Interaction avec le cortège électronique.....	121
Isolants .....	121
Semi-conducteurs.....	121
1.8.2 Interaction avec le noyau .....	122
Energie de recul faible.....	122
Energie de recul importante.....	122
1.8.3 Deux classes d'effets, cumulatifs et singuliers .....	123
Effets cumulatifs .....	123
Effets singuliers .....	123
1.8.4 Résumé sur les mécanismes et les effets .....	123
<b>1.9 Caractérisation des effets radiatifs.....</b>	<b>125</b>
1.9.1 Pouvoir d'arrêt (LET et NIEL) .....	125
Définitions .....	125
Allure générale .....	126
Utilisation pratique.....	126
Ordres de grandeur .....	128
Comparaison du LET et du NIEL.....	129
1.9.2 Pouvoir de pénétration (Range) .....	130
Définitions .....	130
Utilisation pratique.....	131
Ordres de grandeur .....	132
1.9.3 Effets de dose (TID) .....	133
Définition.....	133
Dimensionnement de la contrainte.....	133
Ordres de grandeur .....	134
Exemples de manifestation .....	134
1.9.4 Effets de déplacements (DD).....	135
Définition.....	135
Dimensionnement de la contrainte.....	135
Ordres de grandeurs.....	136
Exemples de manifestation .....	136
1.9.5 Effets singuliers (SEE).....	138
Définition.....	138
Dimensionnement de la contrainte.....	139
Ordres de grandeur .....	140
Exemples de manifestation .....	141
<b>1.10 Comparatif des orbites.....</b>	<b>142</b>
1.10.1 Définition et usages des orbites .....	143
1.10.2 Comparaison qualitative.....	144
1.10.3 Comparaison quantitative .....	145
Ensemble d'orbites étalon.....	145
Comparaison en termes de particules.....	146
Comparaison en termes d'effets .....	152

1.10.4 Influence de l'inclinaison .....	154
1.10.5 Influence de la date de lancement et de la durée de mission.....	155

## Objet

---

L'objectif de ce chapitre est triple. D'abord décrire l'environnement radiatif au voisinage de la Terre et ses effets sur les instruments embarqués dans l'espace, ce qui nous conduira à introduire les modèles d'environnement spatial. J'insisterai notamment sur le fait que ces modèles comportent bon nombre d'approximations, néanmoins inévitables pour décrire une réalité des plus complexes où tout se mord la queue, et qu'il est essentiel de maîtriser afin d'esquisser le tableau des contraintes radiatives auxquelles sera soumis un instrument spatial. Ensuite, il s'agira de classer par familles les effets induits par les radiations et de les caractériser, en vue de leur prise en compte projet et du retour d'expérience qui font l'objet du chapitre 2. Enfin, je présenterai une contribution personnelle qui consiste en une synthèse de la contrainte radiative associée aux orbites couramment pour les instruments spatiaux, ceci afin de fournir au lecteur la capacité d'évaluer rapidement la criticité de l'environnement du projet spatial auquel il s'intéresse. Je m'appuierai aussi sur ce chapitre, en particulier les aspects dynamiques, pour exposer au chapitre 4 les applications dans le cadre de mon projet de recherche. Pris dans son ensemble, ce chapitre peut servir de cours sur les effets de l'environnement radiatif, que j'ai d'ailleurs déjà enseigné à l'Université Paris Diderot dans le cadre du master pro de photo détection, et qu'il me faudra enseigner aux doctorants que je souhaite encadrer (voir l'avant-propos de ce mémoire). J'ai rédigé ce chapitre aussi dans le but de diffuser cet enseignement aux membres du groupe radiations que j'anime au sein de mon département de recherche, la cellule radiations spatiales de l'Irfu (voir chapitre 3).

## Plan

---

Première partie (§1.1 à §1.7) — En guise d'introduction, je dresse un tableau général des contraintes spatiales (§1.1) afin de replacer les contraintes liées aux effets radiatifs dans le contexte plus large des contraintes spatiales, et je souligne l'importance croissante de la contrainte radiative qui ne concerne plus seulement les projets spatiaux, mais aussi l'avionique et toutes sortes d'installations situées au sol. Puis j'esquisse le panorama général (topographie et population) de l'environnement spatial (§1.2) en introduisant successivement les notions de vent et d'activité solaires, de particules interplanétaires, de magnétosphère, de filtrage magnétosphérique et enfin d'héliosphère. Une fois ce décor planté, on est en mesure d'aborder plus en détail les particules cosmiques (§1.3), solaires (§1.4), piégées (§1.5), et atmosphériques (§1.6), en s'attachant pour chacune d'elles à donner leur origine, leurs caractéristiques, et décrire les modèles correspondants. Dans les paragraphes précédents, les aspects dynamiques sont abordés seulement à l'échelle du cycle solaire, les autres aspects dynamiques étant traités au paragraphe suivant (§1.7), qui servira d'ailleurs de base pour traiter des perturbations attendues pénalisant la distribution des alertes sursaut gamma dans le cadre du projet SVOM (voir chapitre 4, projet de recherche).

Deuxième partie (§1.8 et §1.9) — J'aborde ici les mécanismes d'interaction avec la matière (§1.8), en séparant les interactions avec le cortège électronique de celles impliquant le noyau, et je dégage deux familles principales d'effets (cumulatifs et singuliers). La

caractérisation de ces effets (§1.9) nécessite au préalable l'introduction des notions de pouvoir d'arrêt, perte d'énergie par ionisation et non ionisante, pouvoir de pénétration. Trois types d'effets sont alors définis : effet de dose, effet de déplacement et effet singulier, pour lesquels je donne des ordres de grandeurs et des exemples de manifestation.

Troisième partie (§1.10) — Après avoir défini les orbites usuelles en termes de paramètres orbitaux mais aussi d'avantages/inconvénients, je les compare, d'abord en termes de population de particules puis en termes d'effets sur les systèmes.

## 1.1 Contraintes spatiales

### 1.1.1 Caractéristiques d'un projet spatial

Ce qui caractérise le spatial, c'est d'abord un ensemble de contraintes : un niveau de qualité élevé, une haute technicité, une durée importante des projets, des contraintes techniques fortes, des collaborations complexes, un référentiel spécifique. Certaines de ces contraintes se retrouvent bien sûr dans beaucoup d'autres domaines d'instrumentation scientifique, mais ce qui est spécifique du spatial c'est la simultanéité des conditions particulières et les méthodes choisies pour les prendre en compte. D'abord, les contraintes techniques sont prises en compte tout au long de la vie du projet, avant le lancement, pendant le lancement et la mise en orbite, et bien sûr lors des opérations en vol. Ensuite, les instruments scientifiques embarqués sont des objets originaux pour lesquels il s'agit de maîtriser les risques, à la fois d'ordre programmatiques et techniques. De plus, les équipements spatiaux ne sont pas réparables (le cas de Hubble est unique), ce qui implique de prendre en compte l'absence de droit à l'erreur et aux pannes, réaliser des tests de validation poussés, réaliser des études de fiabilité, sélectionner des composants, des matériaux et des procédés qualifiés.

En ce qui concerne les partenaires et l'organisation, une mission spatiale implique des agences, des industriels et des laboratoires. Les missions internationales (c'est-à-dire la quasi-totalité) demandent des organisations complexes comportant des aspects politiques avec leurs aléas. Un référentiel commun a été élaboré (ECSS<sup>1</sup> pour *European Cooperation on Space Standardization*), comportant des normes d'ingénierie, d'assurance produit, d'organisation et de management des projets. Ces pratiques constituent une culture scientifique et technique de la communauté spatiale. En termes de développement, cela se traduit par :

- L'intégration, dès le début de la conception, des contraintes spécifiques du spatial (environnement, fiabilité, testabilité dans des conditions représentatives). Pour cela, on a recours à l'ingénierie concourante, de façon très structurée dans les agences, de façon moins formelle dans les labos.
- Le développement de différents modèles (analytiques, d'ingénierie, de qualification et de vol) contribuant à la démonstration de l'adéquation aux exigences et à la maîtrise des risques.
- Des contraintes de développement par des jalons très formels (revues), qui sont des points de rendez-vous entre les différents acteurs à tous les niveaux et correspondent à des décisions programmatiques.

---

<sup>1</sup> ECSS est accessible sur le site de l'ESA à l'adresse <http://www.ecss.nl/>

Pour un laboratoire participant au développement d'un projet spatial, il faut réunir diverses compétences pour participer aux phases préliminaires (dimensionnement de l'instrument par rapport au besoin scientifique et étude de faisabilité) et si possible être en mesure de prendre la maîtrise d'œuvre d'un instrument ou d'une partie « noble » (par exemple le plan détecteur). D'où la nécessité d'être capable de constituer une équipe projet incluant une forte composante système, mais aussi scientifique. En effet, si un laboratoire décide de s'impliquer dans un projet spatial, c'est bien évidemment parce qu'il y voit un intérêt majeur pour ses programmes de recherche, mais la prise en compte de l'ensemble des contraintes spatiales décrites ci-dessus ayant inmanquablement un impact sur les performances attendues et/ou le retour scientifique, il est impératif que des scientifiques intéressés aux objectifs de la mission s'impliquent dans le développement du projet. Néanmoins, ce travail ne s'improvise pas. Il résulte plutôt d'une certaine expérience du domaine spatial, indispensable afin d'évaluer les conséquences des choix technologiques faits par les ingénieurs et éventuellement leur proposer d'étudier d'autres solutions et/ou des adaptations du scénario mission, afin de maintenir au meilleur niveau les performances scientifiques. C'est un travail passionnant mais très exigeant à plus d'un titre :

- Ce travail demande d'abord une grande réactivité puisque l'on ne peut pas se permettre de passer trop de temps à estimer l'impact d'un choix technologique sans pénaliser le cycle de développement du projet.
- Afin de hisser et maintenir le projet à l'étude au meilleur niveau dans un contexte de compétition internationale, il s'agit bien souvent de prendre en compte le retour d'expérience de beaucoup de projets passés, sans toutefois se montrer trop conservateur car cela limiterait les innovations.
- Ce travail demande beaucoup d'énergie et de temps pendant lequel les scientifiques fortement impliqués peuvent moins se consacrer à la théorie. De plus, ce travail peut s'avérer très frustrant dans la mesure où les phases d'études préliminaires ne déboucheront pas toutes sur un projet.

C'est ce type de travail que j'ai choisi d'exercer au CEA, en mettant plus particulièrement l'accent sur les compétences liées aux effets des radiations sur les observatoires spatiaux.

### ***1.1.2 Contraintes d'ordre environnemental***

Les observatoires spatiaux sont exposés à une multitude d'environnements qui ne sont pas présents à la surface de la Terre, incluant les débris orbitaux et les micrométéorites, les radiations UV, les plasmas chauds et froids, les particules neutres et chargées, etc. L'interaction de l'environnement spatial avec les systèmes embarqués dans les satellites génère des dégradations de matériaux, des changements thermiques, des contaminations, des excitations, de la luminescence, de l'accumulation de charges, des erreurs, des pertes de communication et de navigation, des

dommages radiatifs, du bruit de fond induit, etc. Les principales contraintes spatiales sont résumées ci-après, elles doivent être prises en compte tout au long de la vie du système.

### **Avant le lancement**

#### Microgravité

Les équipements sont développés à la surface de la Terre où ils sont soumis à la pesanteur, alors qu'ils doivent fonctionner aussi en condition d'apesanteur une fois en vol.

#### Conditions climatiques et de propreté

Le modèle de vol d'un satellite peut, dans certains cas, être stocké plusieurs années avant de prendre place dans la coiffe d'une fusée. Il convient aussi d'envisager une attente supplémentaire sur l'ère de lancement dans des conditions parfois sévères (en particulier, présence de chaleur humide).

### **Pendant le lancement et la mise en orbite**

#### Accélération, chocs, vibrations, dépressurisation

La phase de lancement se caractérise par des phases de vibrations acoustiques dues à la propagation des gaz d'échappement des lanceurs<sup>2</sup>, ainsi que par des chocs provenant de la séparation des étages lanceurs. De plus, on ne dispose pas (ou alors très peu) de contrôle des équipements dans ces conditions transitoires sévères. L'ensemble de ces contraintes mécaniques doit être soigneusement pris en compte et vérifié, tant par des simulations que par des essais spécifiques.

#### Limitation de masse et de volume

Les lanceurs ayant des capacités d'emport limitées, les équipements doivent être aussi légers et compact que possible, ce qui est difficilement compatible avec la résistance mécanique dont ils doivent faire preuve.

### **Lors des opérations en orbite**

#### Puissance disponible limitée

Si les satellites ne disposent que de peu d'énergie c'est d'abord parce que les batteries, qui sont le plus souvent rechargées par des panneaux solaires, ne peuvent pas en fournir beaucoup. Mais c'est aussi parce que les dissipations de calories engendrées par de trop grandes consommations d'énergie sont un problème à prendre en compte.

---

<sup>2</sup> L'intensité des vibrations peut atteindre 150 dB sur une gamme de fréquence allant de 30 Hz à 10 kHz !

### Equilibre thermique

Une fois en orbite, les satellites sont soumis à des cyclages thermiques extrêmement pénalisants. D'une face à l'autre, les températures des satellites peuvent varier de  $-170^{\circ}\text{C}$  à  $+150^{\circ}\text{C}$  suivant l'exposition vers le Soleil ou l'espace froid. Ainsi, un satellite en orbite géostationnaire subit jusqu'à 1 000 cycles thermiques au cours de sa vie orbitale, cette valeur pouvant dépasser 30 000 cycles pour un satellite évoluant sur une orbite basse qui le soumet à un cycle jour/nuit par révolution. À l'intérieur du satellite, la température est généralement régulée de façon à maintenir les équipements dans une gamme acceptable.

### Vide spatial

On doit également tenir compte de l'exposition au vide qui entraîne des contraintes supplémentaires liées à la contamination, ce qui impose un choix approprié des matériaux. Si on peut procéder à des opérations de cuisson et dégazage sous vide avant le vol, des opérations de décontamination par chauffage peuvent être effectuées pendant le vol. La présence dans le vide a aussi un impact majeur sur les aspects thermiques évoqués ci-dessus. En effet, l'absence de gaz supprime la convection et les équilibres thermiques sont alors uniquement régis par les deux autres processus (conduction et rayonnement). On peut contrôler les aspects thermiques par la conduction à l'aide d'un choix approprié de matériaux (en particulier les « super-isolants ») et par le rayonnement grâce à leurs propriétés d'émissivité. Enfin, l'absence de gaz peut entraîner un phénomène de « grippage » entre deux pièces mécaniques en contact. Le gaz jouant un rôle de lubrifiant qui n'existe plus dans le vide spatial, un choix ad hoc de matériaux et de traitements de surface sont donc nécessaires pour s'affranchir de ce problème.

### Oxygène atomique

La présence d'oxygène atomique dans les hautes couches de l'atmosphère terrestre va provoquer divers phénomènes : érosion des couches organiques superficielles, oxydation avec formation de produits nouveaux et stables sur les surfaces (par exemple contacts électriques transformés en oxyde non conducteur, perte de réflectivité des miroirs), luminescence liée à l'interaction des atomes avec les surfaces pouvant perturber certaines expériences de détection optique. En guise de parades, l'expérimentation au sol associée à la simulation permet de prédire les érosions subies par les matériaux, ces prédictions étant comparées à des mesures en vol.

### Rayonnement UV

La source prépondérante émettrice d'UV est le Soleil. Le rayonnement directement issu du Soleil est à flux parallèle, tandis que le flux solaire réfléchi par la Terre (albédo) est diffus. L'énergie des photons UV (quelques eV) est suffisante pour provoquer des ruptures de liaison dans les chaînes moléculaires (par exemple dans les polymères) ou la création de centres colorés dans les matériaux transparents. Il en résulte des modifications de propriétés physico-chimiques des matériaux et, dans certains cas, une fragilisation. La présence de rayonnement UV peut aussi renforcer les effets de



contamination évoqués plus haut. Pour se prémunir de ces effets, il s'agit là encore, d'un choix de matériaux et d'évaluation des dérives (transmittance et réflectance des optiques, coefficient d'absorption et d'émissivité des matériaux de contrôle thermique).

#### Micrométéorites et débris

Tous les satellites sont exposés à un flux de particules dont l'origine est soit naturelle (micrométéorites), soit due à l'activité spatiale elle-même (débris).

Les micrométéorites sont des particules de très faible masse (de  $10^{-12}$  g à 1 g), mais dont la vitesse relative avec le véhicule spatial est très importante (10 à 70 km/s). On distingue deux composantes de micrométéorites : la première est omnidirectionnelle (fond continu de micrométéorites astéroïdaux), la seconde est directionnelle et périodique (orages météoritiques dus à des essaims cométaires).

En ce qui concerne les débris engendrés par la conquête spatiale, des évaluations récentes comptabilisent environ 10 000 objets d'une taille supérieure à 10 cm, 200 000 objets entre 1 et 10 cm, 35 000 000 d'objets entre 0,1 et 1 cm, les débris d'une taille inférieure à 1 mm étant bien sûr encore plus nombreux.

Les particules plus grosses peuvent entraîner la perforation de parois, dont la conséquence peut être la fuite de dispositifs pressurisés, la surpression temporaire par onde de choc dans les réservoirs, la déflagration, etc. Il n'est pas possible d'envisager la protection contre des débris de taille supérieure à 1 cm au moyen de blindage. C'est la raison pour laquelle ce type de débris est cartographié, afin de prévoir les évitements nécessaires. Bien que faible, la fluence des particules de taille moyenne, comprise entre 1 cm ( $\sim 10^{-5}/\text{m}^2/\text{an}$ ) et 1 mm ( $\sim 10^{-2}/\text{m}^2/\text{an}$ ), engendre des risques non négligeables, surtout pour les grandes structures (panneaux solaires ou miroirs de grands télescopes) et les conséquences sont évaluées en termes de risque. Les particules de plus petite taille produisent un effet de « sablage » qui conduit à une augmentation de la diffusion lumineuse et à une modification des propriétés thermiques des matériaux. Elles peuvent aussi produire une délamination des matériaux composites ou multicouches, ainsi que des effets de contamination des surfaces voisines provoqués par la projection de produits divers.

#### Décharges électrostatiques et couplages électromagnétiques

Les satellites possèdent des parties diélectriques (panneaux solaires, revêtement de contrôle thermique) qui se chargent sous l'effet du plasma environnant. La charge différentielle entre deux parties du satellite (par exemple diélectrique/métal), ainsi que la charge absolue entre le satellite et son environnement, peut conduire à des décharges électrostatiques dont il faut se prémunir. Compte tenu du rapport de masse entre les électrons et les protons, donc du rapport de vitesse, et donc de la densité de courant, la charge est essentiellement due aux électrons qui, suivant leur énergie, chargeront la surface ( $E < 10$  keV), ou bien se déposeront en profondeur et chargeront des éléments internes comme les circuits imprimés ou les gaines de câble. Au cours d'un orage magnétique

(déformation des lignes de champ géomagnétiques par le flux de particules ionisées du vent solaire, voir §1.7), le satellite est plongé dans un plasma chaud de plusieurs keV et ses constituants se chargent à des potentiels différents selon leurs propriétés de photoémission, leurs capacités et leur conductivité. Dès qu'une différence de potentiel supérieure à un seuil de claquage de 5-10 kV est atteinte, il se produit une décharge en arc. Cette décharge est génératrice de perturbations radioélectriques dont il résulte des déclenchements intempestifs de bascules électroniques. Les techniques de protection sont fondées sur les choix de matériaux et leur épaisseur (pour minimiser les risques de décharges internes) et aussi sur des règles de conception.

### Radiations

Pendant toute sa vie en orbite, le satellite est bombardé par un flux de particules (rayons cosmiques, particules solaires et piégées, voir §1.3, 1.4 et 1.5) qui déposent de l'énergie dans les matériaux cibles, induisant ainsi une variété d'effets selon les processus physiques impliqués. Les particules chargées peuvent déposer de l'énergie de deux façons.

D'abord, elles peuvent interagir avec les électrons des atomes cibles, les arrachant de leurs orbites autour du noyau, les libérant ainsi dans le milieu environnant (domaine de l'ionisation). Le résultat est la création de paires électron-trou dont le comportement est gouverné par les propriétés électriques du dispositif. Un autre processus d'ionisation est engendré par le ralentissement soudain de particules chargées pénétrant dans la matière dense, une partie de leur énergie cinétique étant alors transformée en rayonnement X ou gamma qui peut ioniser la matière (rayonnement Bremsstrahlung, dit aussi de freinage).

Ensuite, les particules chargées peuvent interagir non plus avec les électrons mais avec les noyaux des atomes cible, par le biais de l'interaction électromagnétique ou nucléaire. Bien que beaucoup moins probable, ce processus transfère une partie de l'énergie de la particule incidente au noyau cible, qui peut être déplacé (domaine des déplacements atomiques). Le résultat est une modification de la structure cristalline, autrement dit la création de défauts dont l'accumulation modifie les propriétés optiques (transparence, couleur, absorption), mécaniques (module d'Young, fréquence d'oscillation), ou encore électroniques du dispositif. Dans les semi-conducteurs, ces défauts contribuent à la création des niveaux de pièges additionnels dans la bande interdite. Ces niveaux supplémentaires peuvent modifier à leur tour la réponse du dispositif à la création d'une paire électron-trou par le biais du processus d'ionisation. Il se peut même que les atomes déplacés acquièrent suffisamment d'énergie de recul pour ioniser à leur tour la matière le long de leur parcours. C'est un peu comme si on avait introduit une source d'ions dans le dispositif, et cette radiation secondaire s'ajoute à celles des particules dites primaires.

Les principales contraintes radiatives sont résumées dans le Tableau 1.1. Dans la suite de ce mémoire, on se focalisera sur l'environnement radiatif de haute énergie, correspondant aux trois dernières lignes de ce tableau, c'est-à-dire ceux qui induisent des effets de dose d'ionisation, de déplacements atomiques et des événements singuliers. Selon la nature diffuse ou locale du dépôt

d'énergie, deux classes majeures d'effets émergent, les effets cumulatifs et les effets singuliers. La première classe d'effets, les effets cumulatifs, consistent en la réduction de la durée de vie du composant due à l'accumulation de dose ionisante ou de déplacements atomiques, conduisant à une dégradation lente de ses performances et au final, à sa perte. La deuxième classe d'effets, les effets singuliers, consistent en l'apparition de défauts fonctionnels, parfois destructifs, correspondant à des dépôts d'énergie soudains et localisés. Ces effets sont traités en termes de probabilités.

Tableau 1.1 — Panorama des effets radiatifs.

Effet radiatif	Impact sur le système	Environnement spatial
Chargement de surface	Biais instrumental Fuite de puissance Dommages physiques	0,01 – 100 keV Electrons
Dose de surface	Changement des propriétés thermiques, électriques et optiques	UV, oxygène atomique, particules
Chargement diélectrique	Décharges électriques causant des dommages physiques	100 keV Electrons
Dose d'ionisation	Dégradation des performances Perte de fonctions Perte de la mission	100 keV Protons (piégés et solaires) Electrons piégés
Déplacements atomiques (dose non ionisante)	Dégradation des composants optiques et des cellules solaires	> 10 MeV Protons (piégés et solaires) Electrons piégés Neutrons
Événements singuliers	Corruption de données Images bruitées Interruption de services Perte de la mission	> 10 MeV/uma Protons (piégés et solaires) Ions lourds (cosmiques et solaires) Neutrons

NB : Les cases ombrées correspondent aux effets traités dans ce mémoire.

### 1.1.3 Contrainte radiative et anomalies de fonctionnement

#### Rappel historique

C'est le satellite Telstar, lancé le 10 juillet 1962, qui a réellement ouvert l'ère des satellites de télécommunication, avec la retransmission en direct d'un programme télévisé des États-Unis vers la France. Il s'agissait du premier satellite équipé de transpondeurs (système d'amplification) et par conséquent le premier satellite actif de télécommunication. Le 9 juillet 1962, la veille du lancement de Telstar, les États-Unis avaient procédé à un test d'explosion nucléaire en haute altitude. Les niveaux extrêmement élevés de radiation induite par les électrons injectés par cette explosion nucléaire dans les ceintures de radiations ont causé des dégradations de certains composants électroniques à bord de Telstar, et finalement la perte du satellite le 21 février 1963. Ainsi, Telstar a été le premier satellite perdu à cause des effets radiatifs, et même si cette perte a une cause humaine, elle a inauguré, dès le début de l'exploration spatiale, une longue série d'anomalies induites par les radiations.

Plus tard, en 1978, est apparue une nouvelle classe d'effets lorsque la société Intel a découvert que des basculements anormaux de bits avaient lieu, au niveau du sol cette fois, sur des mémoires de type DRAM (pour *Dynamic Random Access Memory*). Ces effets, dénommés effets singuliers dans la mesure où ils étaient déclenchés par une seule particule, ont été attribués à des traces d'uranium et de thorium présentes dans les matériaux d'encapsulation. Il a été établi rapidement que les ions, protons et neutrons pouvaient eux aussi produire des effets singuliers, qui n'ont d'ailleurs pas tardé à devenir la cause majeure des dysfonctionnements de composants utilisés dans l'espace.

Plus généralement, en dehors des deux dates clé mentionnées ci-dessus, la problématique des effets des rayonnements sur l'électronique est apparue dans les années 1970 avec les contraintes liées aux applications militaires. La problématique de la fiabilité de l'électronique en environnement spatial est apparue dans les années 1980, mais même si les radiations ne représentent qu'une partie des contraintes spatiales décrites plus haut, les expériences embarquées y sont devenues de plus en plus sensibles. En effet, l'intégration croissante des technologies microélectroniques, poussée par la nécessité d'augmentation des performances et des capacités des circuits intégrés, entraîne une diminution des dimensions géométriques des dispositifs, celle-ci modifiant la sensibilité vis-à-vis de l'environnement radiatif. Les premiers aléas logiques dans les avions ont été mesurés au début des années 1990. La nécessité pour les équipementiers de sécuriser le fonctionnement de leurs systèmes implique de connaître et comprendre l'origine de ces dysfonctionnements afin de mettre en place des outils de prédiction pouvant évaluer le niveau de sensibilité des composants utilisés. Les statistiques sur les anomalies de fonctionnement des satellites dues à l'environnement spatial sont reportées sur la Figure 1.1, où l'on notera que les effets radiatifs traités dans ce mémoire sont une cause majeure de ces anomalies.

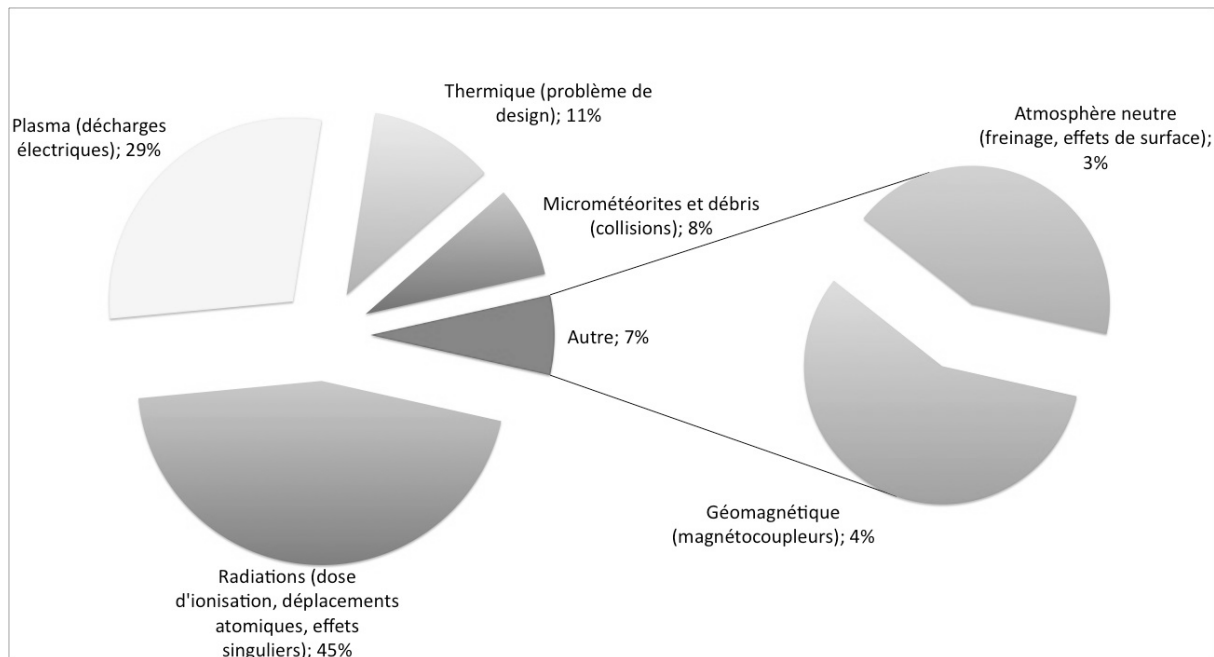


Figure 1.1 — Statistiques sur les anomalies dues à l'environnement spatial naturel (Tiré de la publication n°1390 de la NASA, août 1996).

### De l'espace au sol

Si le Soleil a conservé des caractéristiques identiques au long de l'histoire de l'homme, ce n'est que depuis peu que ses sautes d'humeur (éjections de matière et de rayonnement d'importance variable) perturbent le fonctionnement de nos sociétés technologiques. En effet, pour transmettre l'information et l'énergie, nous utilisons de plus en plus les mêmes vecteurs que la nature, c'est-à-dire des particules chargées et des ondes électromagnétiques. Ainsi, des pans entiers de notre environnement sont soumis aux sautes d'humeur du Soleil : télécommunications, fabrication et transport de l'électricité, transport du pétrole, trains, systèmes de positionnement, avions et satellites, etc.

Aborder les effets au sol pourrait paraître quelque peu hors sujet dans un mémoire qui traite des effets des radiations sur les systèmes embarqués dans l'espace, mais il n'en est rien. En effet, l'électronique moderne est de plus en plus sensible aux flux de neutrons et de muons que l'on retrouve à l'altitude de vol des avions et au niveau du sol (voir §1.6). On peut imaginer que les fabricants de composants électroniques (les fondeurs) devront développer des composants plus robustes aux effets radiatifs, et comme ce sont ces mêmes composants (conçus pour une utilisation au sol) dont disposera demain la communauté spatiale pour développer ses systèmes embarqués, il se peut que cela change la donne. Par ailleurs, la communauté spatiale, qui est la première à avoir été confrontée aux effets des radiations, est aussi la mieux placée pour fournir des outils de prédiction de ces effets afin d'en maîtriser au mieux les conséquences au sol. Dans ce mémoire, je me contenterai seulement de décrire très brièvement quelques méfaits engendrés par les tempêtes solaires qui perturbent directement notre société moderne, aussi bien en l'air qu'au sol.

### Augmentation de la dose reçue

Compte tenu de leur faible niveau de protection (Figure 1.2), les spationautes évitent les sorties dans l'espace en fonction de l'activité solaire mais ce n'est pas toujours possible ! On sait en effet que si l'éruption solaire d'août 1972, intervenue peu après la mission Apollo 16 (avril 1972) et peu avant la mission Apollo 17 (décembre 1972), avait eu lieu pendant l'une de ces missions, elle aurait été fatale aux astronautes puisque la dose létale aurait été atteinte au bout de 10 heures seulement après le début de l'éruption, et ce même s'ils étaient restés à l'intérieur du module lunaire. Heureusement, de telles éruptions sont rares, mais il est clair que la possibilité de les prédire serait d'une grande aide pour planifier les missions. Les passagers des avions sont exposés eux aussi à des doses de rayonnement supplémentaires (à peu près équivalente à la dose reçue lors d'un scanner).

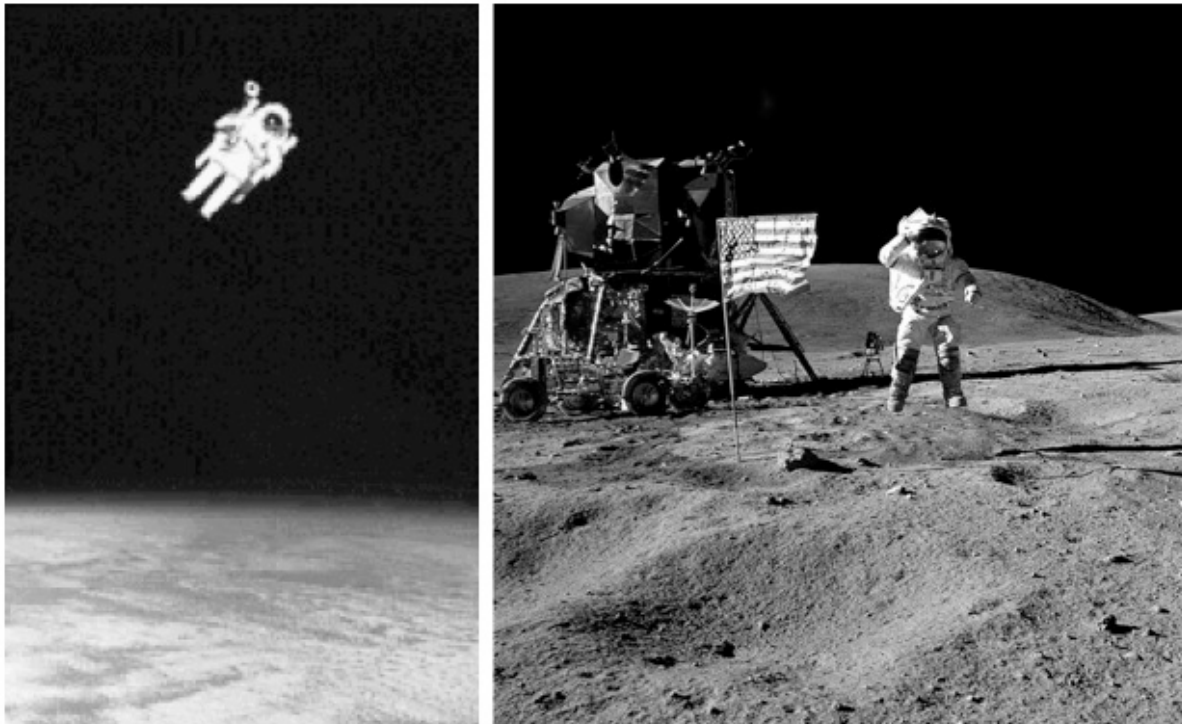


Figure 1.2 — Faible niveau de protection des astronautes lors des passages dans l'anomalie sud atlantique en orbite basse (à gauche), ou à l'occasion des événements solaires en orbite interplanétaire (à droite).

### Freinage des satellites

Les éruptions solaires réchauffent aussi la haute atmosphère, la faisant gonfler et augmentant la force de trainée qui s'exerce sur les satellites évoluant en orbite basse, à moins de 600 km d'altitude. Par exemple, le satellite japonais ASCA a été victime de cet effet lors de la tempête du 14 juillet 2000. La perte de puissance et de contrôle de l'altitude résultante s'est alors soldée par sa rentrée prématurée dans l'atmosphère quelques mois plus tard.

### *Perturbation des communications*

Les éruptions solaires émettent des bouffées de rayonnement qui entraînent une augmentation de l'absorption des ondes radio dans l'ionosphère, interférant avec la transmission des ondes courtes et les signaux du système GPS. Les opérateurs de satellite reportent alors les séquences de commandes critiques, surveillent les satellites au cours de la tempête et prennent la main en cas de commandes erronées. Les utilisateurs du GPS basculent vers des systèmes de navigation de secours. Les particules de haute énergie interférant aussi avec les communications radio des avions, en particulier aux hautes latitudes, les compagnies aériennes seraient contraintes, et ce pendant plusieurs jours, de modifier l'itinéraire de centaines de vols en cas de tempête majeure.

### *Perturbation des réseaux électriques*

Au cours d'une tempête solaire, d'autres problèmes pèsent sur les réseaux électriques au sol, pourtant déjà fragiles. Comme tous les gros dispositifs électriques, les transformateurs sont reliés à la terre pour des raisons d'isolation. Si en temps normal le sol est considéré comme neutre, ce n'est plus le cas lorsque des courants s'y propagent. Or les courants engendrés dans l'ionosphère par une tempête magnétique induisent à leur tour des courants continus dans le sol. Les courants géomagnétiques induits peuvent pénétrer les transformateurs et les griller, comme lors de la tempête de mars 1989 (Figure 1.3).

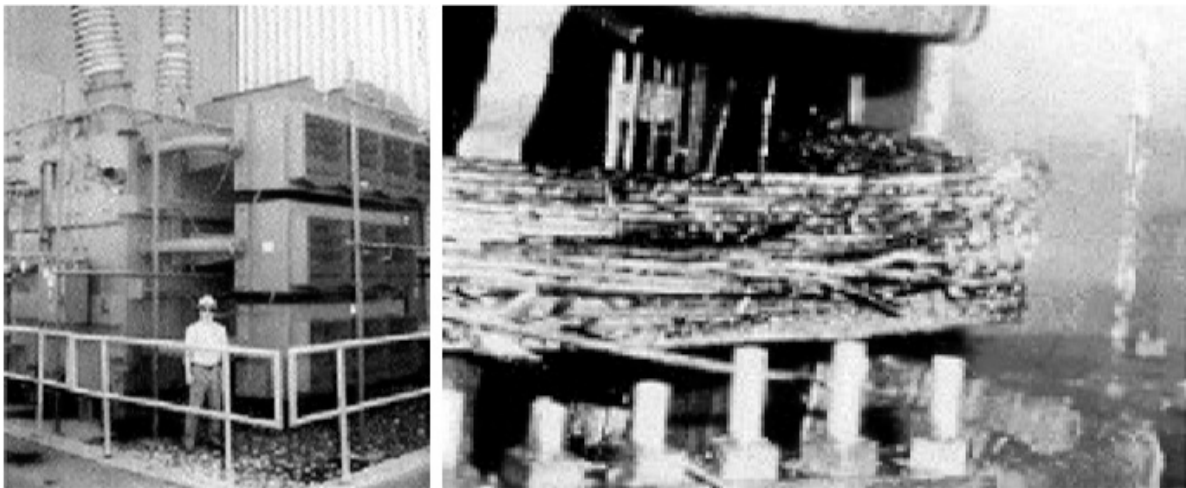


Figure 1.3 — Dommages causés à un transformateur électrique situé à l'interconnexion Pennsylvania - New Jersey - Maryland (États-Unis) lors de l'éruption solaire de mars 1989.

Cette même tempête a été directement responsable de l'effondrement du réseau électrique Hydro-Québec, ce qui a plongé 6 millions de personnes dans le noir pendant 9 heures et entraîné des millions d'euros de pertes. Même sans arriver à cette extrémité, le courant continu peut saturer le transformateur pendant une moitié du cycle du courant alternatif et déformer ce dernier. Une partie du courant est alors décalée vers des fréquences que les transformateurs ne peuvent pas filtrer.

Comme une tempête magnétique affecte l'ensemble des transformateurs d'un pays en même temps, on peut vite s'approcher d'un effondrement général du réseau. Les réseaux électriques fonctionnent tellement près de la marge de défaillance qu'il suffirait de peu pour les faire basculer dans le chaos. Ces mêmes courants géomagnétiques induits provoquent aussi la corrosion des pipelines.

#### Perturbation des systèmes électroniques

Les pluies de protons solaires, des flots de protons accélérés accompagnant parfois les éjections de masse coronale (voir §1.4.2), peuvent effacer les mémoires électroniques.

#### Evolution du climat

La météorologie spatiale est suspectée d'avoir une influence sur l'évolution du climat qui est actuellement une des préoccupations majeures de notre société. Certes, beaucoup de phénomènes y contribuent, comme la dérive des continents, les courants océaniques, le volcanisme, la position de la Terre dans l'espace, les fluctuations de la constante solaire, etc. Mais, même si cela reste à confirmer, il existerait aussi des couplages plus subtils comme par exemple l'impact des rayons cosmiques, dont les flux au voisinage de la Terre sont fortement influencés par l'activité solaire (voir §1.3.2). Il semble en effet que le rayonnement cosmique favorise la formation de noyaux de nucléation dans la basse atmosphère, sur lesquelles les gouttes d'eau peuvent se condenser et donner naissance à des nuages.

#### **Vers une météorologie spatiale**

Les effets d'une tempête solaire (résumés sur la Figure 1.4) induisent des coûts importants pour la société, même ceux induits par des tempêtes solaires mineures. En 2004, le centre de vol spatial du Goddard de la NASA a examiné le marché de l'électricité entre le 1<sup>er</sup> juin 2000 et le 31 décembre 2001. Il a conclu que les tempêtes solaires avaient augmenté d'environ 380 millions d'euros le coût global de l'électricité consommée au cours de cette période. Le ministère de la défense des États-Unis a estimé que les perturbations provoquées par la météo solaire sur les satellites publics coûtent environ 75 milliards d'euros par an. Les assureurs des satellites ont déboursé près de 1,5 milliards d'euros entre 1996 et 2005 pour couvrir les dégâts sur des satellites commerciaux et les pertes incidentes dont beaucoup ont été provoquées par une météo spatiale défavorable. Certes, la NASA et la *National Science Foundation* américaine tentent depuis 20 ans de développer des capacités de prévision, et le centre de prévision de la NOAA fournit des prévisions à plus de 1 000 entreprises et agences gouvernementales. Son budget annuel de 4,5 millions d'euros est cependant dérisoire comparé aux quelques 400 milliards d'euros de recettes mondiales engendrées par les activités de télécommunications et de prévisions météorologiques classiques qui reposent sur ces alertes. De ce côté-ci de l'atlantique, un projet européen de système de surveillance de la météo spatiale peine à émerger, et l'ESA ne finance jusqu'ici que des projets pilotes.



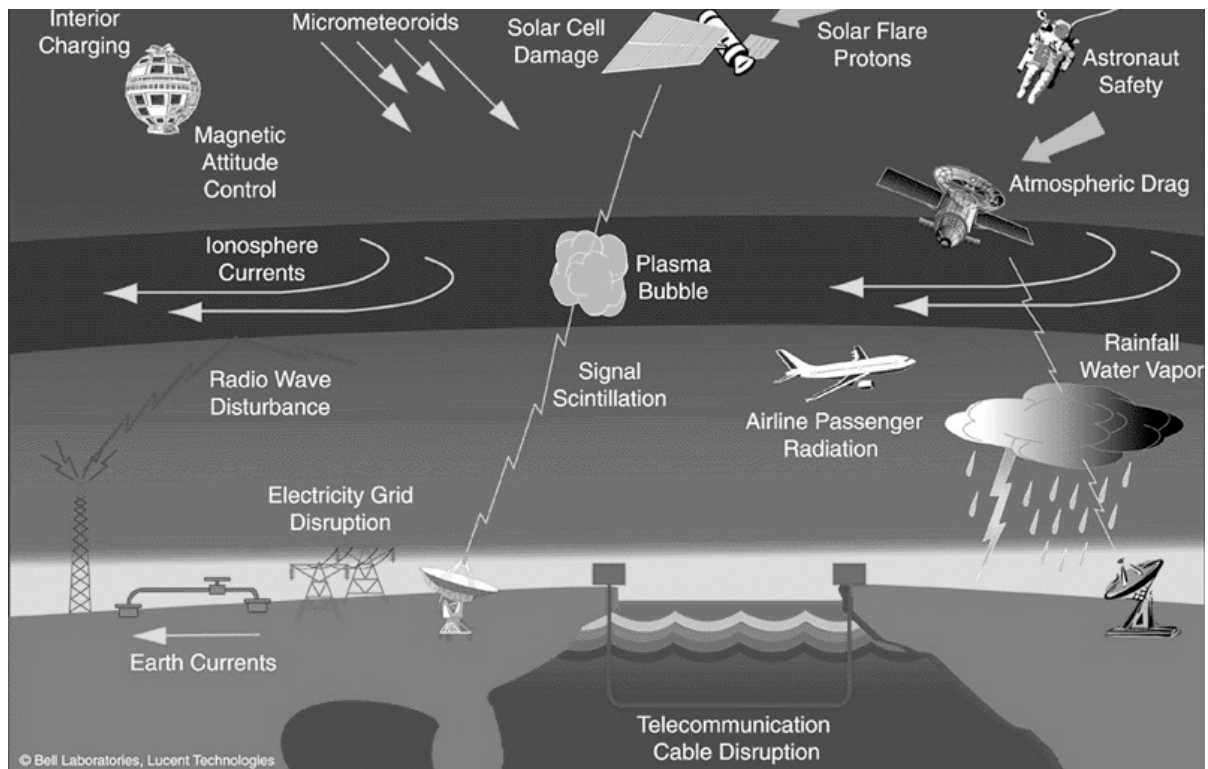


Figure 1.4 — Principaux effets d’une tempête solaire, depuis l’espace jusqu’au sol (Crédit Bell Laboratories, Lucent Technologies).

## 1.2 Panorama général de l’environnement radiatif

Cette section dresse un panorama général de l’environnement spatial où les différentes populations de particules trouvent leur origine et évoluent, avant d’aborder plus en détails les caractéristiques de ces particules dans les sections suivantes (§1.3, 1.4 et 1.5). On abordera ici succinctement le vent solaire, l’espace interplanétaire, la magnétosphère terrestre, le blindage magnétosphérique, l’atmosphère terrestre et l’héliosphère.

### 1.2.1 Vent solaire

La couronne solaire (Figure 1.5) s’étend vers l’espace interplanétaire jusqu’à plusieurs diamètres solaire<sup>3</sup>. Sa température élevée procure suffisamment d’énergie aux électrons, leur permettant d’échapper à l’attraction du Soleil. Le déséquilibre électrique qui en résulte provoque l’éjection de protons et d’ions plus lourds. La couronne solaire émet ainsi un flux continu d’électrons, de protons, les noyaux d’hélium (7 à 8%) et quelques ions plus lourds en faible quantité, appelés collectivement vent solaire. Le plasma voyage à grande vitesse, l’énergie des particules variant de 0,5 à 2 keV/nucléon (Figure 1.6). La vitesse moyenne du vent solaire n’est pas uniforme sur la surface solaire : elle est en moyenne de ~800 km/s sur les pôles et de ~350 km/s sur la zone équatoriale.

<sup>3</sup> Le diamètre solaire est d’environ 1,4 millions de km.

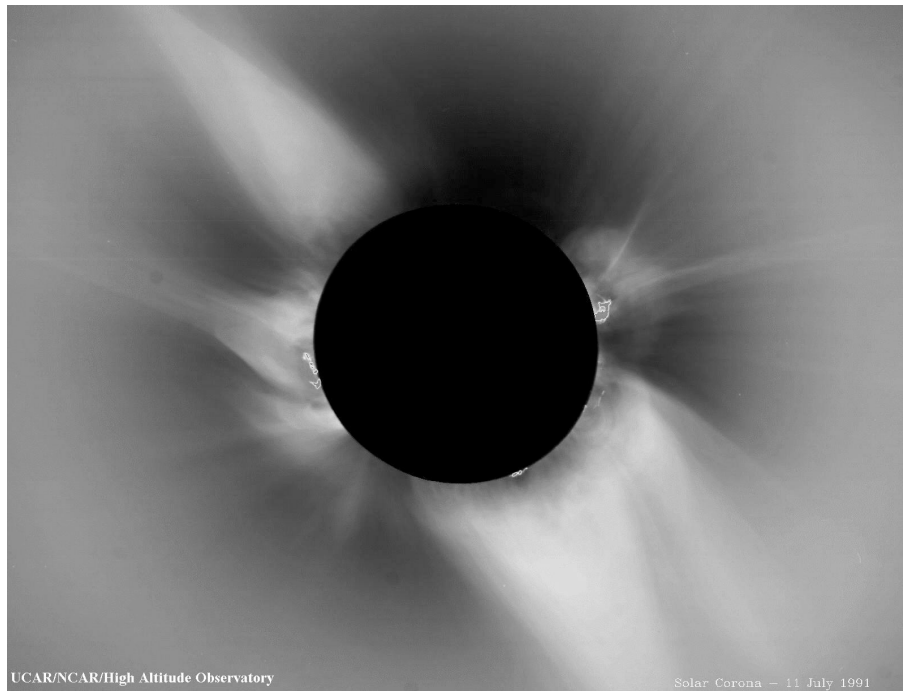


Figure 1.5 — Couronne solaire photographiée lors d'une éclipse, où l'on distingue aussi des protubérances de régions actives au bord du disque.

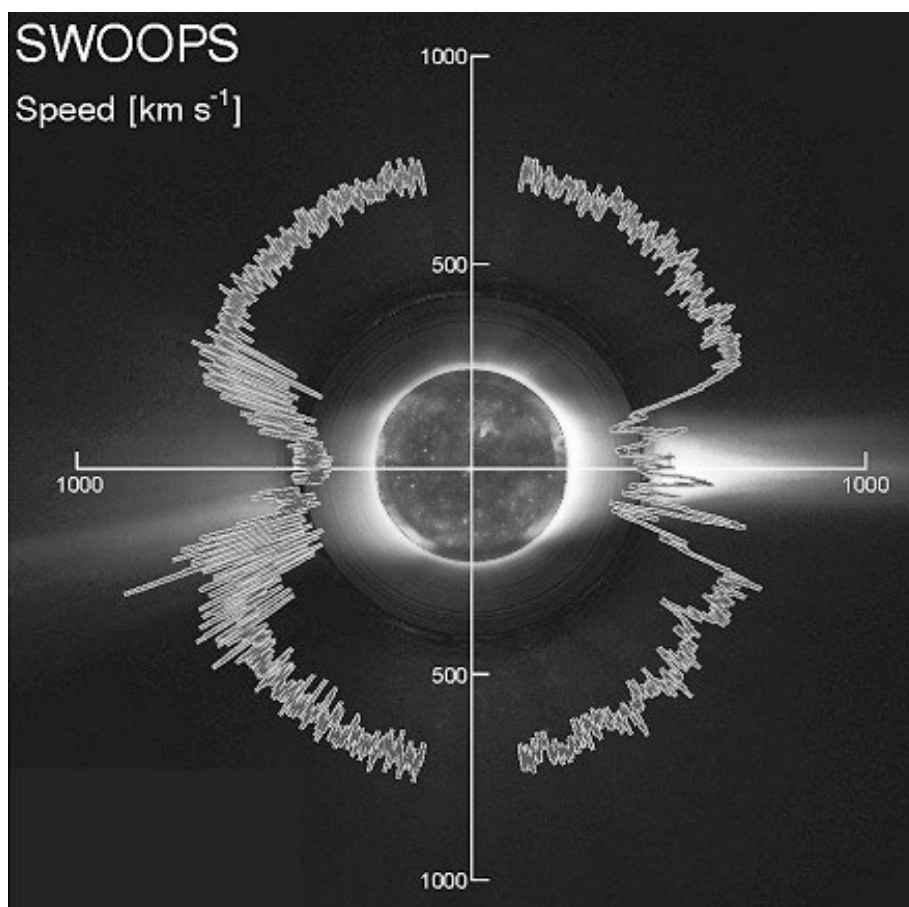


Figure 1.6 — Mesures de vitesse du vent solaire par l'instrument SWOOPS à bord de la sonde ULYSSES.

Le gaz éjecté est si chaud que les particules sont homogénéisées dans un plasma dilué (densité de particules de l'ordre de  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  au niveau du Soleil et  $10 \text{ cm}^{-3}$  au niveau de l'orbite terrestre). La densité d'énergie du plasma éjecté dépassant celle du champ magnétique, le champ magnétique solaire y est gelé. Le vent solaire emporte donc avec lui une infime partie du champ magnétique solaire. Ceci est à l'origine de l'existence du champ magnétique interplanétaire dont les lignes dessinent une spirale d'Archimède (dite de Parker). Au niveau de l'orbite terrestre, le champ magnétique interplanétaire fait un angle d'à peu près  $45^\circ$  avec la direction Soleil-Terre (Figure 1.7).

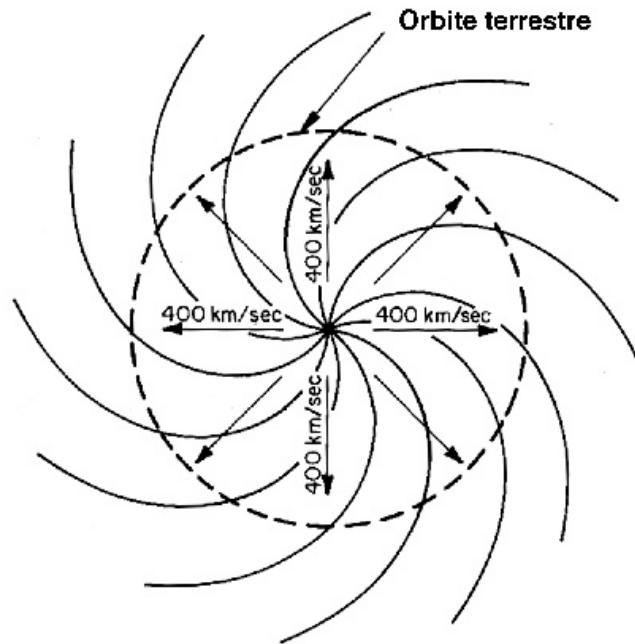


Figure 1.7 — Structure spirale du champ magnétique solaire guidant le vent solaire.

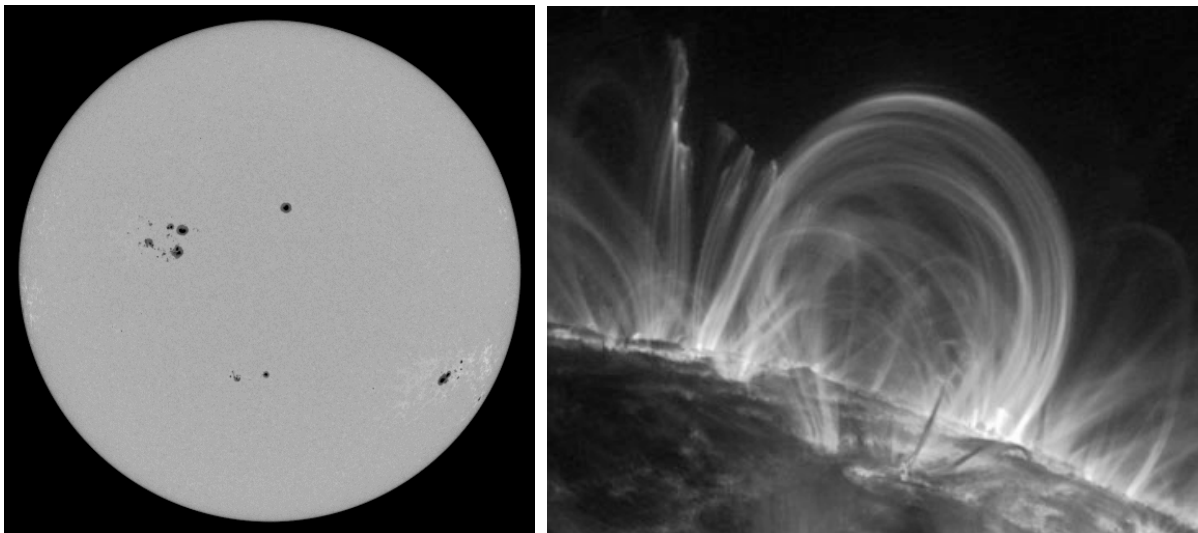


Figure 1.8 — À gauche, photo du disque solaire où l'on aperçoit des groupes de taches rapprochées et d'autres plus isolées. À droite, boucles magnétiques au-dessus de la photosphère visualisées par le satellite TRACE à 17,1 nm (extrême UV), la grande boucle s'étendant sur plus de 30 fois le diamètre de la Terre !

## 1.2.2 Activité solaire

### Activité magnétique

L'activité solaire est connue de longue date puisque les taches solaires (Figure 1.8, à gauche) ont été découvertes par Galilée en 1610. Aujourd'hui, on sait que c'est la génération de champ magnétique à l'intérieur du Soleil qui est responsable de son activité. Plus précisément, les courants électriques liés aux mouvements de matière induisent un champ magnétique qui peut émerger à la surface. Les taches solaires sont des centres d'activité dont l'origine magnétique est très liée à la rotation différentielle du Soleil. Elles sont dues à l'émergence de boucles de champ magnétiques transportées par convection jusqu'au niveau de la photosphère (Figure 1.8, à droite), et elles interviennent dans les processus d'émission de particules énergétique (voir §1.4).

### Cycle solaire

Les taches solaires ont été dénombrées depuis leur découverte et un indice d'activité solaire a été introduit. Il s'agit du nombre de taches solaires défini par la relation simple :

$$R = 10g + f$$

où  $f$  désigne le nombre de taches isolées et  $g$  le nombre de groupes de taches (qui en comportent 10 en moyenne). Une estimation de  $R$ , aussi appelé « nombre de Wolf », a été effectuée depuis les premières observations de Galilée.

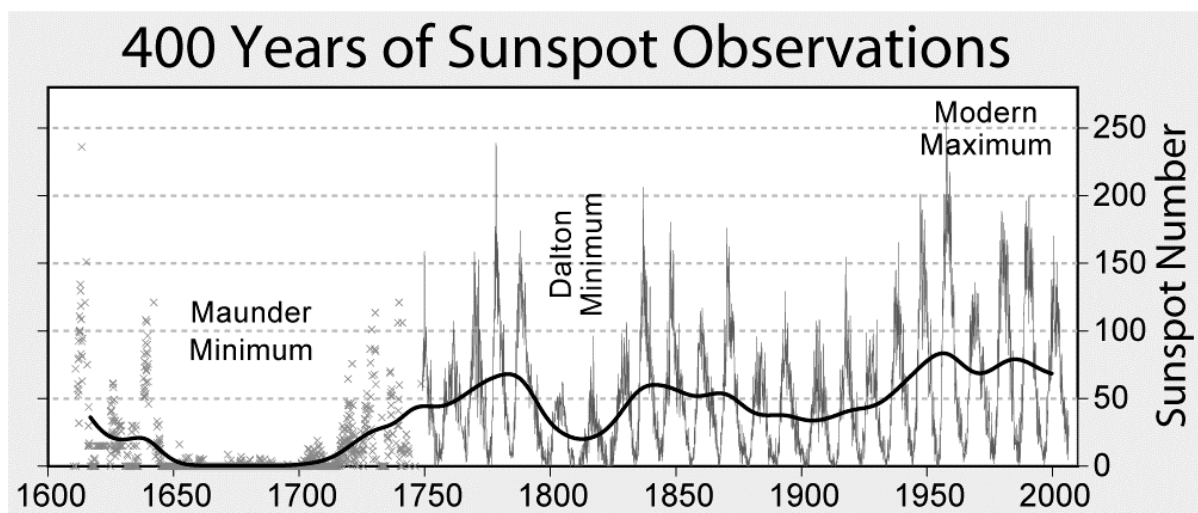


Figure 1.9 — Historique du cycle solaire depuis l'époque de Galilée jusqu'à nos jours.

On peut illustrer l'évolution de l'activité solaire en se basant sur le nombre moyen annuel de taches (Figure 1.9). En 1983, Schwabe s'est aperçu que l'activité solaire présentait une nature cyclique de période  $11 \pm 2$  ans. Il s'agit bien d'une périodicité moyenne et non absolue, certains cycles ne durent que 10 ans, d'autres 12 ans ou plus. Si l'on considérait la polarité magnétique des taches solaires, la périodicité réelle du cycle solaire est de 22 ans dans la mesure où ces polarités

s'inversent sur deux cycles consécutifs. D'autre part, on constate une périodicité secondaire de 80 ans modulant l'amplitude des cycles, et on peut d'ailleurs trouver dans la littérature des périodicités encore plus grande, de l'ordre de 400 ans. Toujours sur la Figure 1.9, on remarquera aussi que le cycle solaire a traversé une période creuse de 1645 à 1715, appelée minimum de Maunder. Cette période, sans tache sur le disque solaire, a correspondu à une période climatique froide baptisée « petit âge de glace ». À l'époque du minimum de Maunder, plusieurs rivières ont gelé et les champs restaient couverts de neige pendant toute l'année, et ce même à basse altitude. Les cycles solaires se suivent donc, mais ils ne se ressemblent pas.

Au cours d'un cycle donné, on observe aussi beaucoup de fluctuations (Figure 1.10) plus ou moins en liaison avec les éruptions solaires qui sont des événements imprévisibles dans leur apparition, amplitude, durée, mais aussi en composition. Cette dernière correspond en effet à la composition de la couronne solaire modulée par la configuration et l'intensité des champs magnétiques perçue pendant ces événements.

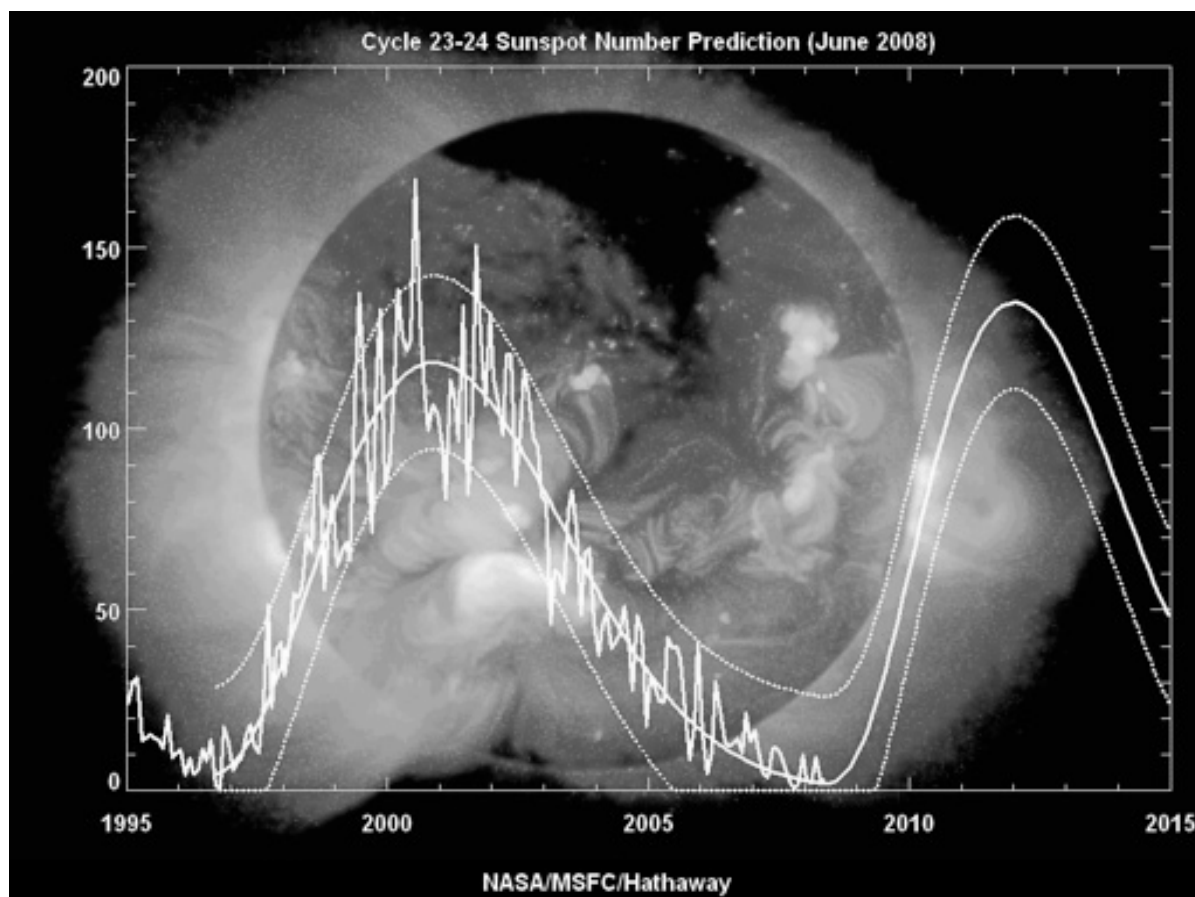


Figure 1.10 — Zoom sur le dernier cycle solaire (cycle 23) : les lignes continues et pointillées correspondent à des prédictions basées sur le cycle précédent, mais qui sont le sujet de beaucoup de controverses, surtout actuellement, le dernier minimum solaire initialement prévu pour 2007 s'étant fait attendre jusqu'en 2009.

### **Indice d'activité solaire $F_{10.7}$**

Le nombre de taches solaires ne suffit pas pour chiffrer l'activité du Soleil. En effet, le nombre de taches ne correspond pas directement aux phénomènes d'éruptions ou aux éjections de masse coronale (voir §1.4). Mais déterminer un bon indice n'est pas chose aisée, car que doit-il caractériser ? Le nombre de taches, le nombre de filaments et de protubérances, le nombre d'éjections de masse coronale à un instant donné ? Le rayonnement radio du Soleil est apparu comme un bon indice au sens large, dans la mesure il dépend à la fois de la température du lieu d'émission et de sa concentration électronique, toutes deux variant avec l'activité. De surcroît, il présente l'avantage important de pouvoir être mesuré depuis le sol. C'est la longueur d'onde de 10,7 cm qui a été adoptée internationalement. Même si d'autres auraient pu être choisies, celle-ci a bénéficié des nombreux développements techniques pendant la seconde guerre mondiale. Le flux solaire à 10,7 cm est appelé « indice décimétrique ». Il est noté  $F_{10.7}$  et est exprimé en unités de  $10^{22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$ , appelée unité de flux solaire.

### **1.2.3 Particules interplanétaires de haute énergie**

Parmi les particules interplanétaires, on distinguera les particules cosmiques et les particules solaires. Comme la magnétosphère terrestre a une grande influence sur leurs caractéristiques, je ne ferai que les évoquer dans un premier temps, et je reviendrai plus tard sur leur description, respectivement aux §1.3 et §1.4.

#### **Particules cosmiques**

En plus du vent solaire, l'espace interplanétaire contient des particules chargées très énergétiques, appelées rayons cosmiques trouvant leur origine bien au-delà de notre système solaire. Les particules cosmiques sont composées d'ions de toutes les espèces, mais les abondances sont dominées par celle des protons. Leurs caractéristiques sont données au §1.3.

#### **Particules solaires**

Certaines taches solaires peuvent évoluer et devenir des phénomènes localisés extrêmement violents : il s'agit des éruptions solaires dont l'origine est attribuée à des phénomènes de reconnexion des lignes de champ magnétique. Les éruptions solaires sont accompagnées d'une émission très intense de photons couvrant un large spectre, du domaine radio aux rayons X. En libérant une énergie colossale<sup>4</sup>, elles produisent un échauffement du plasma et provoquent l'accélération de particules : électrons, protons et ions lourds. Les caractéristiques de ces particules solaires énergétiques sont différentes de celles du vent solaire (voir §1.4). Les éruptions solaires peuvent aussi avoir des manifestations terrestres (voir §1.1.3 et §1.7).

---

<sup>4</sup> Lors d'une éruption solaire, jusqu'à  $10^{25}$  J sont libérés en quelques minutes.

## 1.2.4 Magnétosphère terrestre

### Topographie

Le champ géomagnétique résulte d'une part du champ interne créé par la Terre (dû aux mouvements de convection dans le noyau terrestre), et d'autre part du champ externe dû aux courants circulant dans l'ionosphère et la magnétosphère.

La Figure 1.11 représente les lignes de champ magnétique terrestre dans le plan méridien de la magnétosphère. Jusqu'à 4 ou 5 rayons terrestres, le champ magnétique est proche d'un champ dipolaire, de configuration relativement symétrique. Au-delà, il n'est plus possible de négliger le champ magnétique externe<sup>5</sup>, et la configuration du champ géomagnétique prend finalement la forme indiquée sur la Figure 1.11. Les lignes de champ géomagnétique sont en quelque sorte façonnées par le vent solaire, il en résulte une cavité appelée magnétosphère terrestre.

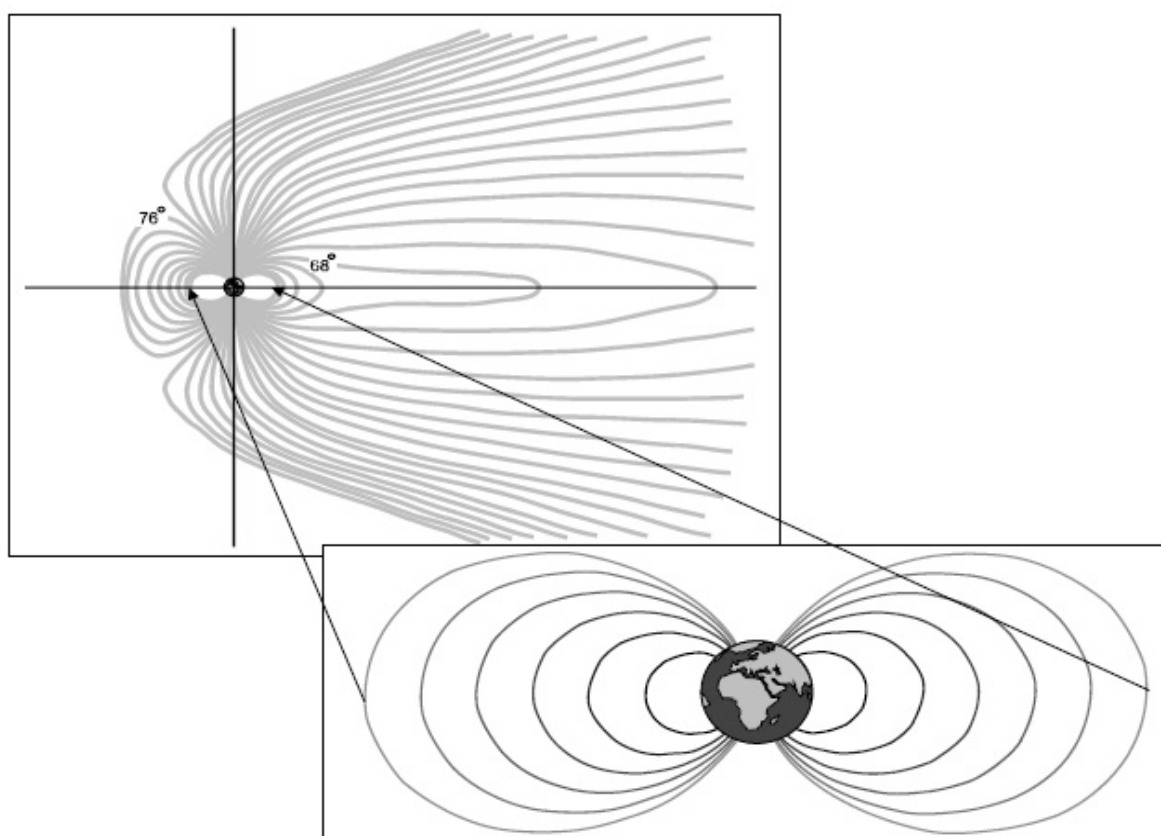


Figure 1.11 — Lignes de champ géomagnétique (Figure tirée de [Barth, 2009]).

---

<sup>5</sup> À la surface de la Terre, la contribution externe au champ magnétique total reste inférieure à 1%, sauf dans les zones aurorales (hautes latitudes) où elle peut atteindre 10%.

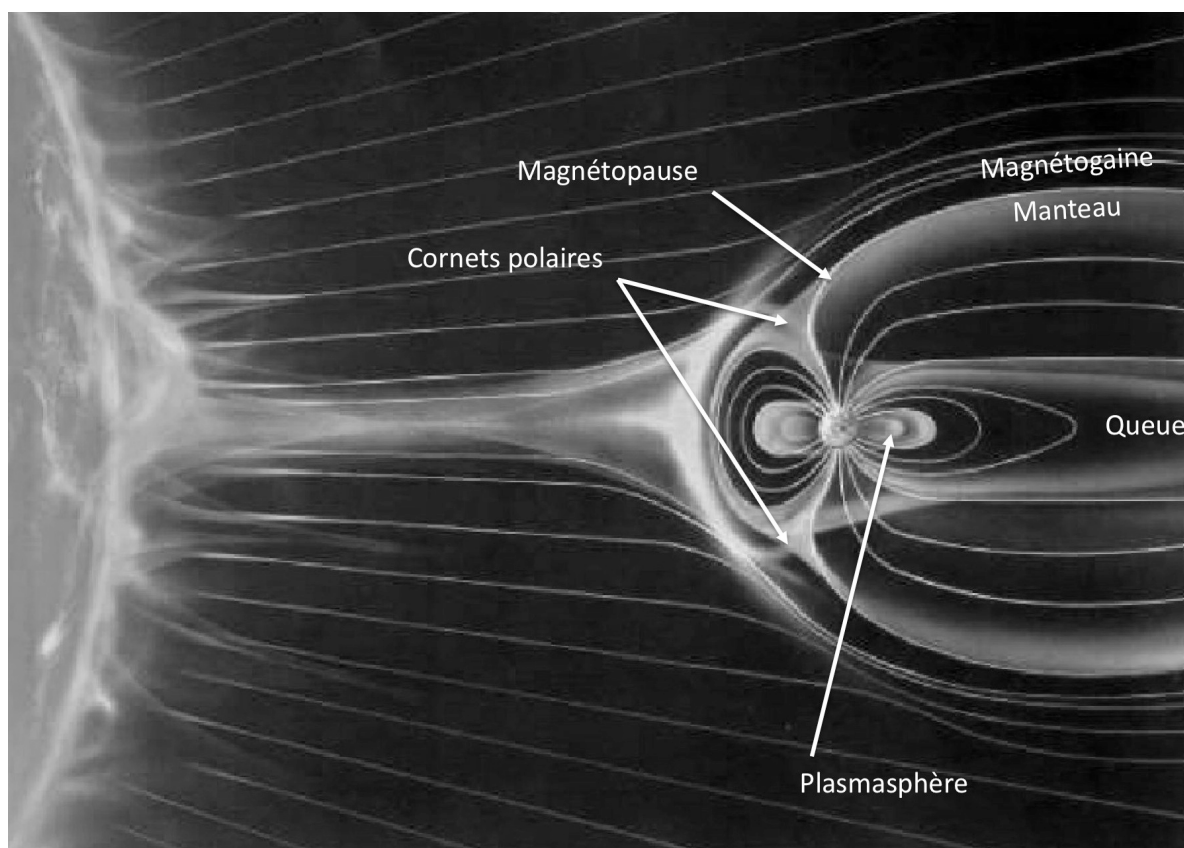


Figure 1.12 — Représentation schématique de la magnétosphère terrestre (Crédit NASA).

La magnétosphère est donc une région de l'espace dominée par l'interaction entre le vent solaire et le champ géomagnétique. Elle se présente comme une cavité naturelle au sein du milieu interplanétaire, au centre de laquelle se trouve la Terre, qui de ce fait se trouve relativement protégée des phénomènes extérieurs (voir §1.2.5). La Figure 1.12 en donne une représentation schématique où l'on distingue les principales zones décrites ci-dessous :

- *L'onde de choc* : le vent solaire, assimilable à un fluide avec son champ magnétique gelé, se déplace à une vitesse supersonique et comprime le champ géomagnétique jusqu'à l'équilibre des pressions magnétiques, où il y a alors formation d'une onde de choc.
- *La magnétopause* : c'est la surface en chaque point de laquelle la pression externe du vent solaire est égale à la pression interne du champ géomagnétique<sup>6</sup>. La magnétopause limite la magnétosphère. Cette frontière est assez fine : environ 1 000 km d'épaisseur, ce qui est peu à l'échelle de la magnétosphère. En première approximation, elle est quasi étanche au vent solaire (plus de 99,9% du vent solaire est dévié).

<sup>6</sup> La pression du vent solaire est donnée par  $2n m V \cos^2(\alpha)$ ,  $n$  désignant la densité du plasma,  $m$  la masse des particules,  $V$  leur vitesse et  $\alpha$  l'angle du vecteur vitesse par rapport à la normale à la surface. La pression interne du champ géomagnétique est quant à elle proportionnelle à  $B^2$ ,  $B$  désignant l'intensité du champ géomagnétique.



- *La magnétogaine* : située entre l'onde de choc et la magnétopause, elle est remplie d'un plasma provenant directement du vent solaire, qui ne pénètre pas la magnétopause située juste en dessous. C'est une zone turbulente où la vitesse du vent solaire est subsonique.
- *La queue magnétosphérique* : c'est la zone étirée par le vent solaire du côté antisolaire. Elle correspond à la connexion des lignes de champ géomagnétiques avec les lignes de champ magnétique interplanétaire. Il en résulte une forme très dissymétrique de la magnétosphère puisque son extension côté solaire fluctue entre 5 et 10  $R_T$  tandis que l'extension côté antisolaire s'étire jusqu'à  $\sim 300 R_T$  (soit 2 millions de km).
- *Le manteau* : c'est la zone intermédiaire entre la queue magnétosphérique et la magnétopause.
- *La plasmasphère* : il s'agit d'une région plasmatique interne dense. Elle a une allure torique limitée par les lignes de champ géomagnétique qui sont approximativement dipolaires à cet endroit. C'est d'abord là qu'on trouve les *ceintures de radiations*, aussi appelées ceintures de Van Allen, du nom de leur découvreur. Le champ magnétique terrestre y contraint le mouvement des particules chargées par un mécanisme de piégeage (voir §1.5.1), en les faisant spiraler autour des lignes de champs et décrire des mouvements d'aller-retour d'un pôle magnétique à l'autre. Elles subissent aussi un mouvement de dérive longitudinale, d'est en ouest ou d'ouest en est, selon le signe de leur charge. Ces ceintures contiennent des électrons (d'énergie allant jusqu'à 10 MeV), ainsi que des protons (de plusieurs centaines de MeV), dont la distribution spatiale est assez complexe (voir §1.5.2). Le Soleil est d'ailleurs responsable de variations court et long terme de leur localisation et de leur flux. Une spécificité des ceintures de radiations terrestre est dénommée *anomalie sud atlantique*. Elle est due au fait que le champ magnétique terrestre n'est pas seulement incliné de  $11^\circ$  par rapport à l'axe de rotation de la Terre, mais aussi excentré latéralement d'environ 500 km. Il en résulte un abaissement de la ceinture de radiations au-dessus d'une région située au large de l'atlantique sud, et par conséquent les particules chargées sont davantage présentes dans cette région à relativement basse altitude ( $< 1000$  km). Cette zone particulière se déplace avec le temps en raison des variations du champ magnétique terrestre (voir §1.5.2).
- *Les cornets polaires* : ce sont les régions séparant les lignes de champ fermées (côté solaire) des lignes de champ ouvertes (côté antisolaire). On notera sur la Figure 1.12 que les cornets polaires ne sont pas situés au-dessus des pôles géographiques, mais sont situés tous les deux du côté jour (côté solaire). Au voisinage des cornets polaires, l'étanchéité de la magnétopause n'est pas parfaite. Si ces régions jouent bien un rôle dans le phénomène d'aurore polaire, il ne faut pas croire pour autant qu'elles en sont à

l'origine, en précipitant les particules du vent solaire dans l'atmosphère terrestre. D'ailleurs, si c'était le cas, les particules précipitées dans les cornets polaires devraient former de préférence des aurores du côté jour (voir Figure 1.12), or c'est exactement l'inverse qui se produit. Le phénomène des aurores est plus complexe et je reviendrai au §1.7.2 sur le rôle des cornets polaires dans le phénomène des aurores polaires.

### **Influence de l'activité solaire**

Comme elle résulte de l'interaction du vent solaire avec le champ géomagnétique, la cavité magnétosphérique n'est pas statique ; elle est soumise aux variations du vent solaire et du champ magnétique interplanétaire. Il en résulte une dynamique complexe à l'origine des phénomènes d'orages magnétiques qui seront décrits au §1.7.1, et dont les manifestations terrestres ont été déjà évoquées au §1.1.3 à propos des courants géomagnétiques induits.

La déformation de la magnétosphère du fait de l'activité solaire est illustrée sur la Figure 1.13, où l'on peut constater qu'elle est fortement comprimée côté Soleil, et ce d'autant plus que le Soleil est actif. Son rayon passe de  $\sim 60\,000$  km en période de minima solaire à seulement  $\sim 30\,000$  km en période de maxima solaire, ou encore en unités de rayon terrestre de 10 à 5  $R_T$ .

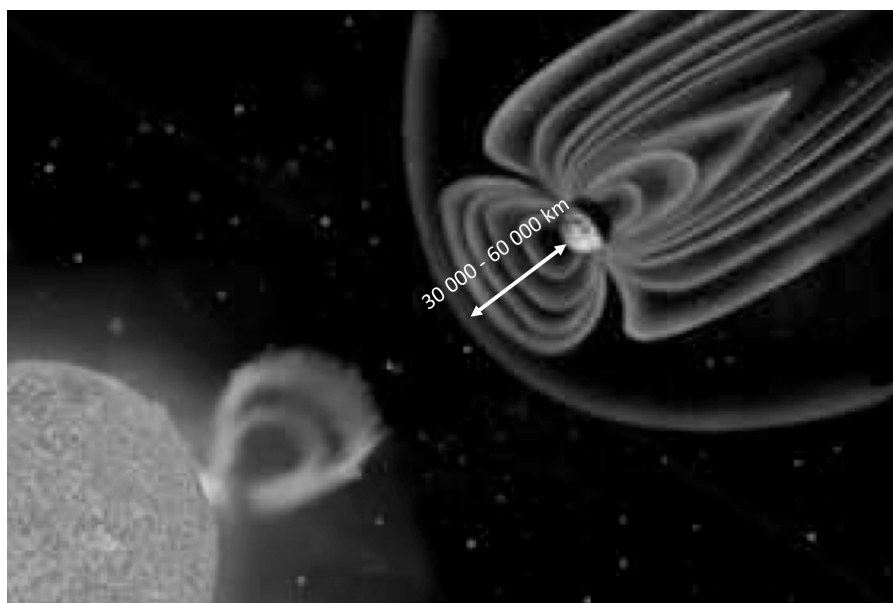


Figure 1.13 — Déformation de la magnétosphère induite par l'activité solaire.

### **1.2.5 Filtrage magnétosphérique**

#### **Rigidité magnétique et bouclier magnétique**

Les particules chargées étant déviées par un champ magnétique, certaines particules n'ont pas les caractéristiques requises pour pénétrer dans la magnétosphère. Il s'en suit un filtrage magnétosphérique, gouverné par la rigidité magnétique de la particule. La rigidité magnétique s'écrit :

$$R = p \frac{A}{Z}$$

où  $p$  représente sa quantité de mouvement,  $A$  son nombre de masse et  $Z$  son numéro atomique. D'autre part, le rayon de courbure  $\rho$  d'une particule de charge  $q$  arrivant avec un angle  $\theta$  sur une ligne de champ magnétique d'intensité  $B$ , est donné par la formule du rayon de Larmor ( $\rho = mV/qB$ ). Ce dernier est donc proportionnel à la rigidité magnétique de la particule et inversement proportionnel au champ magnétique :

$$r_{Larmor} = \frac{p}{qB} \sin \theta \propto \frac{R}{B}$$

Ainsi, la trajectoire d'un ion est d'autant moins courbée par un champ magnétique donné que sa rigidité magnétique est élevée. Un ion extérieur à la magnétosphère ne pourra atteindre un endroit donné de la magnétosphère que si sa rigidité magnétique est supérieure à une valeur  $R_c$  de coupure. On peut calculer  $R_c$  en différents points de la magnétosphère (Figure 1.14) et construire une carte en coordonnées géomagnétiques (voir le § Coordonnées magnétiques B-L en page 91 à propos de ce système de coordonnées).

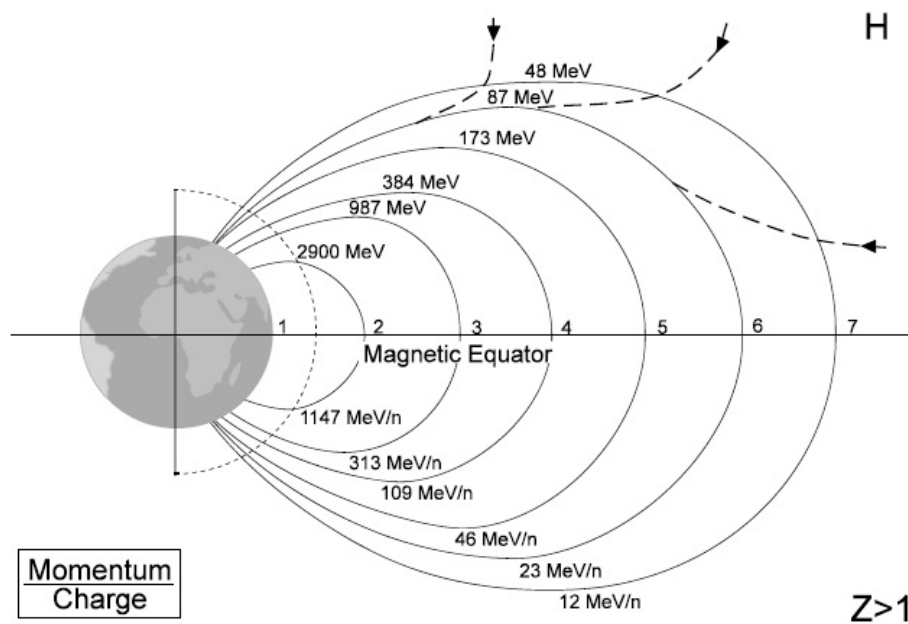


Figure 1.14 — Carte de rigidité magnétique (Figure tirée de [Barth, 2009]).

On notera en particulier que la rigidité magnétique de coupure est plus faible à haute latitude, ce qui permet à davantage de particules d'y pénétrer, d'où la notion de filtrage magnétosphérique, ou plus généralement de bouclier magnétique.

### Effet d'ombre de la Terre

Mentionnons aussi qu'en raison de son caractère dense et solide, la Terre elle-même peut arrêter les particules parvenant dans son voisinage. Elle produit un effet d'ombre qui bloque l'accès des particules à certaines régions auxquelles elles auraient accès sans la présence de la Terre. Les satellites voisins de la Terre bénéficient de cet effet d'ombre, que l'on peut formaliser par un facteur correctif  $\Omega$  lié à l'angle solide de la Terre vu depuis l'orbite du satellite à l'altitude  $h$  :

$$\Omega = 2\pi \frac{1 - \sqrt{(R_T + h)^2 - R_T^2}}{R_T + h}$$

### 1.2.6 Héliosphère

Au-delà de notre système solaire, le vent solaire supersonique ralentit en rencontrant le gaz présent dans le milieu interstellaire (gaz d'hydrogène et d'hélium baignant la Galaxie), formant une grosse bulle appelée *héliosphère* (Figure 1.15). Le gaz subit un choc terminal qui le maintient derrière l'*héliopause* marquant la limite entre l'héliosphère et le milieu interstellaire. Le vent solaire, qui a ralenti à des vitesses subsoniques et a dévié en direction du flux interstellaire, se retrouve alors dans une région appelée *héliogaine*. On estime que le choc terminal se produit à une distance comprise 80 et 100 UA du Soleil et que l'héliopause se trouve quelque part entre 120 et 150 UA. À une distance de plus de 100 UA du Soleil, la sonde Voyager 1 de la NASA a dépassé le choc terminal de l'héliosphère et s'approche de l'espace interstellaire.

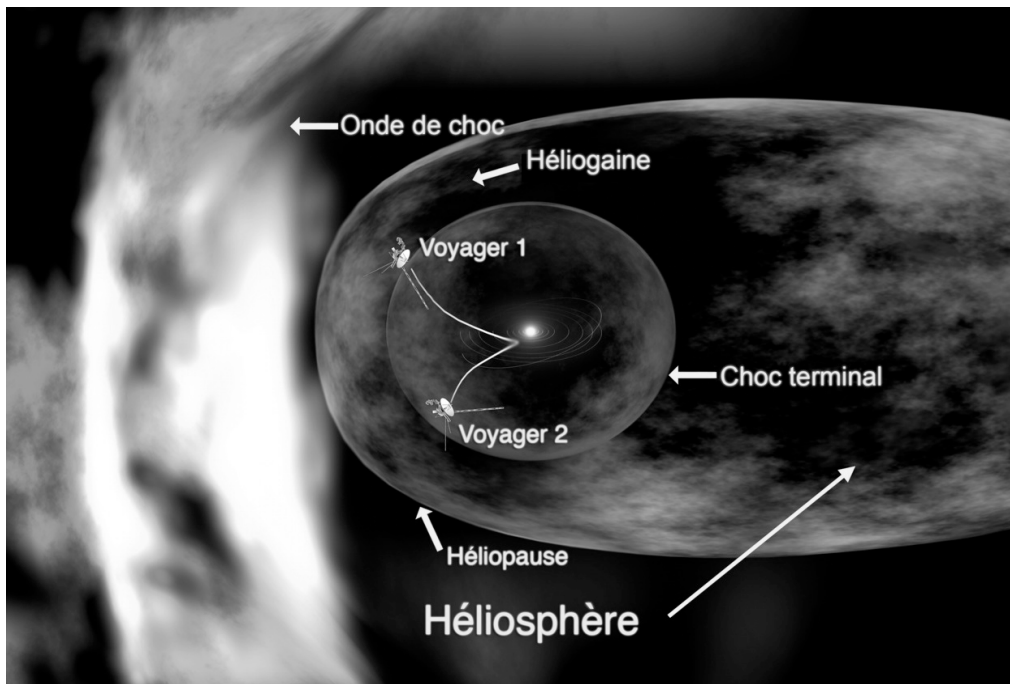


Figure 1.15 — Représentation de l'héliosphère où l'on peut voir l'emplacement des sondes Voyager à l'aube de 2005 (Crédit NASA/Walt Feimer).

## 1.3 Particules cosmiques

Dans cette section, je décris plus en détails les particules cosmiques évoquées au §1.2.3, en abordant successivement leur origine, leurs caractéristiques et leur modélisation.

### 1.3.1 Origine

#### Composante principale (haute énergie)

Le rayonnement cosmique (**GCR** pour *Galactic Cosmic Rays*) a été découvert en 1912 par Victor Hess (ce qui lui a valu le prix Nobel 1935), mais il a fallu attendre la fin des années 1930 pour identifier la nature de ce rayonnement, à savoir des ions totalement ionisés. Sa composition (Figure 1.16) nous renseigne sur son origine. Il s'agit d'un rayonnement de noyaux dont les abondances relatives diffèrent toutefois de celles de la matière galactique locale à cause des réactions de spallation se produisant au cours de sa trajectoire, et qui ont pour effet un enrichissement en noyaux légers (Li, Be, B) et en noyaux intermédiaires (Sc, V, Cr, Mg). On retiendra que le rayonnement cosmique est essentiellement constitué de protons (87%), de noyaux d'hélium (12%), les autres éléments plus lourds ne représentant que 1% du total. La source du gros des rayons cosmiques est sans doute liée à des éruptions stellaires responsables de l'injection d'ions dans l'espace interstellaire. Ces ions seraient ensuite accélérés à des énergies très élevées par des ondes de choc produites lors de l'explosion de supernovæ. Les mécanismes à l'origine des rayons cosmiques les plus énergétiques sont, encore aujourd'hui, très débattus par les spécialistes du domaine.

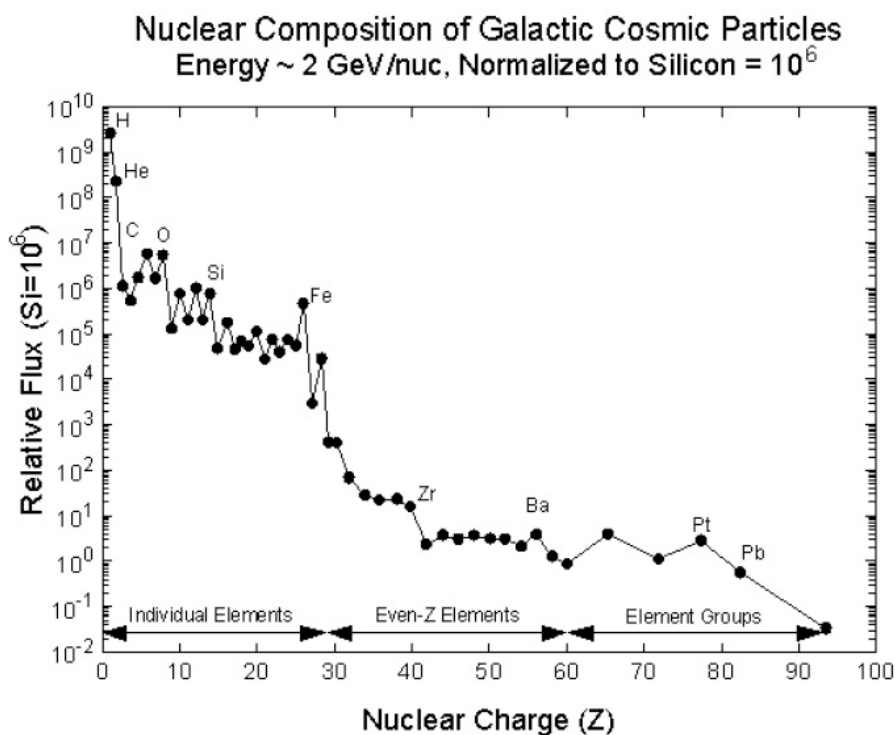


Figure 1.16 — Abondances relatives normalisées à celle du silicium (abondance Si fixée à  $10^6$ ) des ions de 2 GeV/nucléon du rayonnement cosmique d'après [Medwaldt, 1988].

### **Composante anormale (basse énergie)**

Une autre source de particules d'origine galactique a été baptisée la composante anormale du rayonnement cosmique (**ACR** pour *Anomalous Cosmic Rays*). Les ACR sont composés de noyaux d'hélium, et aussi d'ions plus lourds, ayant des énergies supérieures à 50 MeV/nucléon. La composition inhabituelle d'ACR reflète le fait que seuls les atomes avec des potentiels de première ionisation relativement élevés (au-dessus de  $\sim 13,6$  eV) y sont présents, c'est-à-dire qu'elle est similaire à celle des atomes neutres du gaz interstellaire. On pense donc qu'ils trouvent leur origine dans le gaz interstellaire qui pénètre facilement l'héliosphère du fait de sa charge neutre. À environ 1,3 UA, ces atomes neutres deviennent simplement ionisés, soit par photo ionisation par les photons UV solaires, soit par échange de charge par collisions avec des protons du vent solaire. Ces particules simplement ionisées sont ensuite entraînées dans les flots du vent solaire, qui les conduit jusqu'au choc terminal du vent solaire (voir §1.2.6 et Figure 1.15). C'est là qu'ils seraient accélérés de  $\sim 1$  keV/nucléon jusqu'à des énergies de plusieurs dizaines de MeV/nucléon. Toutefois, les collisions dans la région du choc terminal font que certains ions peuvent être encore épluchés de quelques électrons, atteignant des états de charge plus élevés (+2, +3, +4, etc.), ce qui leur permet d'atteindre des énergies plus élevées. Comme les ACR ne sont pas totalement ionisés, ils ne sont pas déviés par le champ magnétique terrestre aussi efficacement que les rayons cosmiques galactiques de la même énergie. La composante ACR est suspectée d'être à l'origine des ions lourds piégés dans les ceintures de radiations (voir §1.5.2).

### **1.3.2 Caractéristiques**

#### **Spectre**

Les ions cosmiques possèdent des énergies variant de 1 GeV à plus de  $10^{20}$  eV, ce qui représente une énergie absolument colossale pour des objets aussi petits<sup>7</sup>. Leur flux décroît grossièrement comme l'inverse du carré de l'énergie et varie avec l'activité solaire, jusqu'à des énergies de quelques 10 GeV comme le montre la Figure 1.17 représentant le spectre de quelques ions cosmiques (H, He, Fe). On remarquera sur cette figure que pour une espèce donnée les courbes se divisent en dessous de 10 GeV/nucléon, la courbe la plus élevée correspondant au minimum d'activité solaire, la courbe la plus basse au maximum d'activité. C'est le phénomène de modulation solaire décrit plus bas qui génère ces variations d'intensité pour des énergies inférieures à 1-3 GeV. À plus basse énergie encore, en dessous de 600 MeV, le déficit d'ions correspond aux particules qui sont éliminées par les cavités magnétiques solaire et terrestre. Aux très basses énergies, la remontée correspond à la composante anormale des rayons cosmiques décrite plus haut.

---

<sup>7</sup> L'ion le plus énergétique jamais détecté possède une énergie de  $3 \cdot 10^{20}$  eV, soit près de 50 J, ce qui correspond en gros à l'énergie d'une balle de tennis servie par un champion, ou encore à celle d'une boule de pétanque lâchée de plusieurs étages !

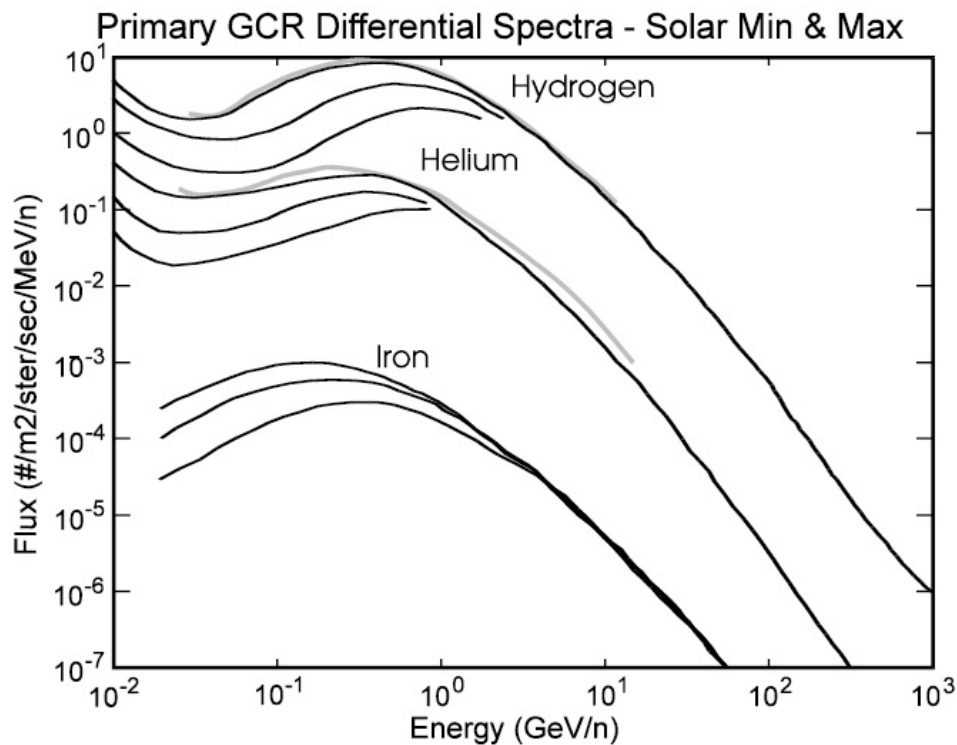


Figure 1.17 — Spectre en énergie de quelques ions du rayonnement cosmique (hydrogène, hélium et fer), le spectre de l'hydrogène ayant été multiplié par 5 afin de mieux le distinguer de celui de l'hélium (Crédit Smart and Shea, Handbook of geophysics and the space environment, 1985).

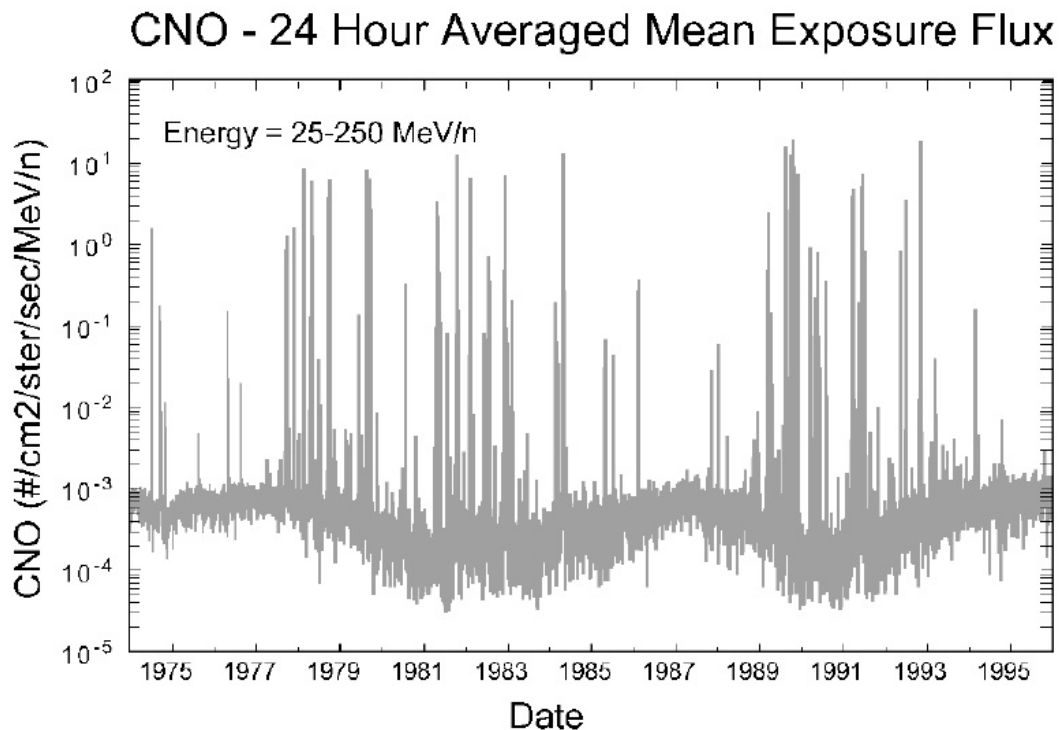


Figure 1.18 — Modulation solaire en forme de sinusoïde des ions cosmiques du groupe C-N-O illustrée à travers des mesures IMP-8. Les pics étroits correspondent aux ions émis lors des éruptions solaires.

### **Modulation solaire**

Les ions cosmiques sont toujours présents au voisinage de la Terre, mais leur flux augmente puis diminue lentement selon le cycle solaire. Le Soleil module les spectres interstellaires locaux à la frontière de l'héliosphère (Figure 1.15), dont la taille plus importante en période de Soleil actif maintient plus ou moins loin les ions cosmiques. La Figure 1.18 illustre le phénomène de modulation solaire en montrant les variations de fluence de quelques ions cosmiques (C, N, O) enregistrées par le satellite IMP-8 sur une période de 20 ans. Les ions cosmiques sont à leur niveau le plus haut en période de minima solaire, et à leur niveau le plus bas en période de maxima ; leur fluence variant d'un facteur de 2 à 10 selon l'énergie de l'ion considéré.

### **Effet Forbush**

Tous les rayonnements, et en particulier les rayons cosmiques, qui parviennent au voisinage terrestre échauffent la haute atmosphère, accroissent sa densité et produisent une averse de particules secondaires qui se précipitent vers le sol (voir §1.6). Contrairement à l'intuition, on peut observer une décroissance des doses de rayonnement cosmique après une forte activité solaire. Cet effet paradoxal est connu sous le nom « d'effet Forbush », du nom de son découvreur, qui étudia les rayons cosmiques dans les années 1930 et 1940. Quand une région active du soleil explose et forme une éjection de masse coronale (voir §1.4), d'immenses nuages de gaz chauds sont éjectés dans l'espace, et devant l'ampleur de l'explosion, ces masses emportent non seulement du gaz mais également des nœuds de champs magnétiques capables de dévier les particules chargées. Ainsi, une éjection de masse coronale se dirigeant vers la Terre, peut emporter au loin des particules chargées provenant des rayons cosmiques. Grâce aux effets défecteurs du champ magnétique, ces particules sont temporairement déviées et n'atteignent plus la Terre. La décroissance dure jusqu'à 24 heures et la remontée se fait en quelques jours.

### **Isotropie**

Hors magnétosphère, le rayonnement cosmique est globalement isotrope, ce qui s'interprète par le fait que les ions sont diffusés par les champs magnétiques interstellaires tout au long de leur parcours. Les flux de rayons cosmiques sont isotropiques en dehors des régions de l'espace dominées par les particules et le champ magnétique solaire. Les mesures des sondes Pioneer et Voyager montrent que la composition des rayons cosmiques dépend faiblement de la distance au soleil. Le gradient radial est de moins de 10%/UA entre 0,3 et 40 UA pour la composante principale (haute énergie). Le gradient en latitude est de l'ordre de 0,5%/degré. En ce qui concerne la composante anormale (basse énergie), les gradients sont un peu plus élevés, atteignant 15%/UA et 3-6%/degré. En dessous de quelques GeV/nucléon, les ions subissent le filtrage magnétosphérique (voir §1.2.5) et l'isotropie n'est plus respectée. Les flux de rayons cosmiques (majoritairement chargés positivement) ne sont pas les mêmes côté est et côté ouest du fait de leur déviation par champ géomagnétique. C'est « l'effet est-ouest ».



### 1.3.3 Modélisation

On trouvera ci-dessous une description des modèles les plus utilisés aujourd'hui dans le cadre des phases d'études des projets spatiaux : CREME (version 86 et 96) et GCR ISO.

#### Modèle CREME

Le code CREME (*Cosmic Ray Effects on Micro-Electronics*) a été développé par le NRL (*Naval Research Laboratory*) avec le support de la NASA. Ce code permet entre autre d'évaluer la contribution des rayons cosmiques pour une orbite donnée, on verra au §1.4.3 qu'il procure aussi des estimations pour les événements solaires. CREME a été développé en 1981, puis une mise à jour a été faite en 1986. Depuis lors, CREME est devenu un outil de conception largement utilisé dans l'industrie aérospatiale.

La version CREME 86 propose quatre modèles différents pour déterminer la contribution des rayons cosmiques que l'on peut choisir par le biais du paramètre d'entrée M :

- M=1 : seulement les GCR
- M=2 : GCR + composante ACR (totalement ionisée)
- M=3 : pire cas (90% de niveau de confiance) des GCR
- M=4 : GCR + composante ACR (simplement ionisée)

L'option M=2, qui considère la composante ACR comme totalement ionisée, conduisant à une sous-estimation des effets, n'est pas recommandée. Quant à l'option M=4, qui à l'inverse considère la composante ACR comme simplement ionisée, ce qui tend à surestimer les effets induits, doit plutôt être considérée comme un pire cas. Pour ces deux options, l'influence du cycle solaire sur les flux des ACR est ignorée. L'option M=3 n'est guère meilleure dans la mesure où elle considère le spectre des cosmiques calculé en période de minimum solaire, auquel est ajouté une contribution provenant d'événements solaires moyens à des énergies inférieures à 100 MeV/nucléon, ce qui ne correspond pas vraiment à des conditions représentatives. En 1993, les deux seules options recommandées étaient donc M=1 pour estimer le cas standard (correspondant au pic de flux pour le minimum solaire de 1975), et M=4 pour estimer le pire cas (correspondant aussi au flux en minimum solaire, mais incluant la composante ACR simplement ionisée).

La Figure 1.19 compare les options M=1 (cas standard en minimum solaire) et M=3 (pire cas) pour les protons et les alphas cosmiques. On notera que pour les énergies inférieures à 10 MeV, les flux donnés par CREME sont ceux à 10 MeV. Globalement, on considère que les facteurs d'incertitude sont de l'ordre de 2 pour ces modèles.

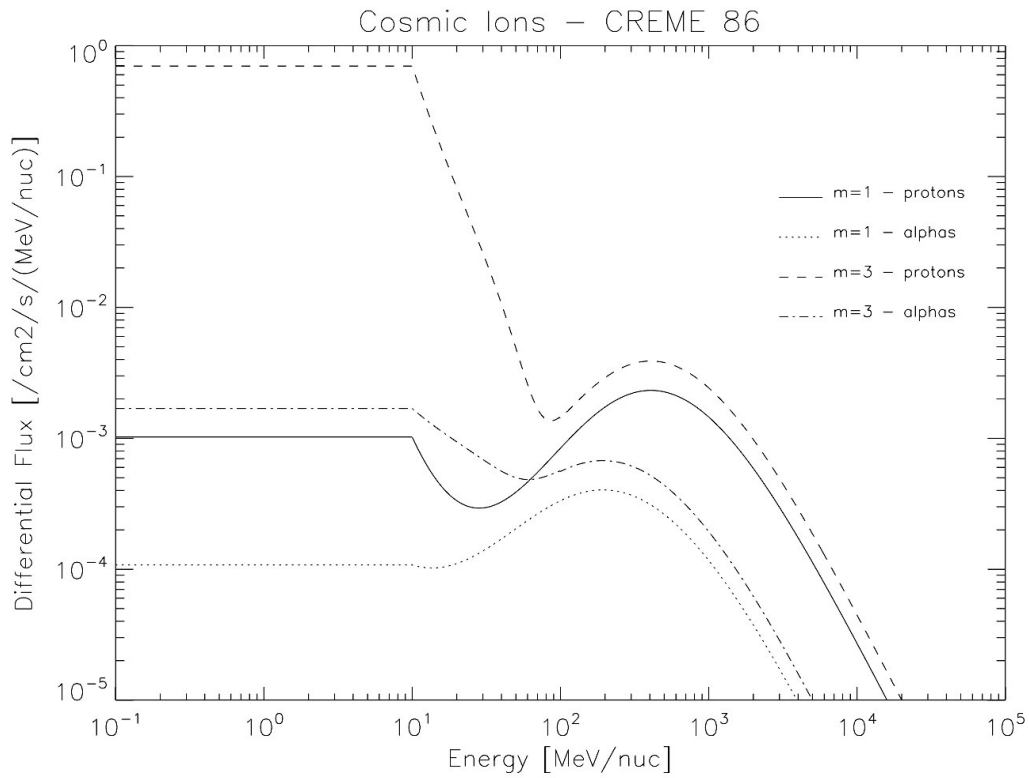


Figure 1.19 — Flux des protons et alphas cosmiques modélisés par CREME 86 avec M=1 et M=3 en période de minimum solaire. L'orbite choisie ici est une orbite géostationnaire à 36 000 km d'altitude.

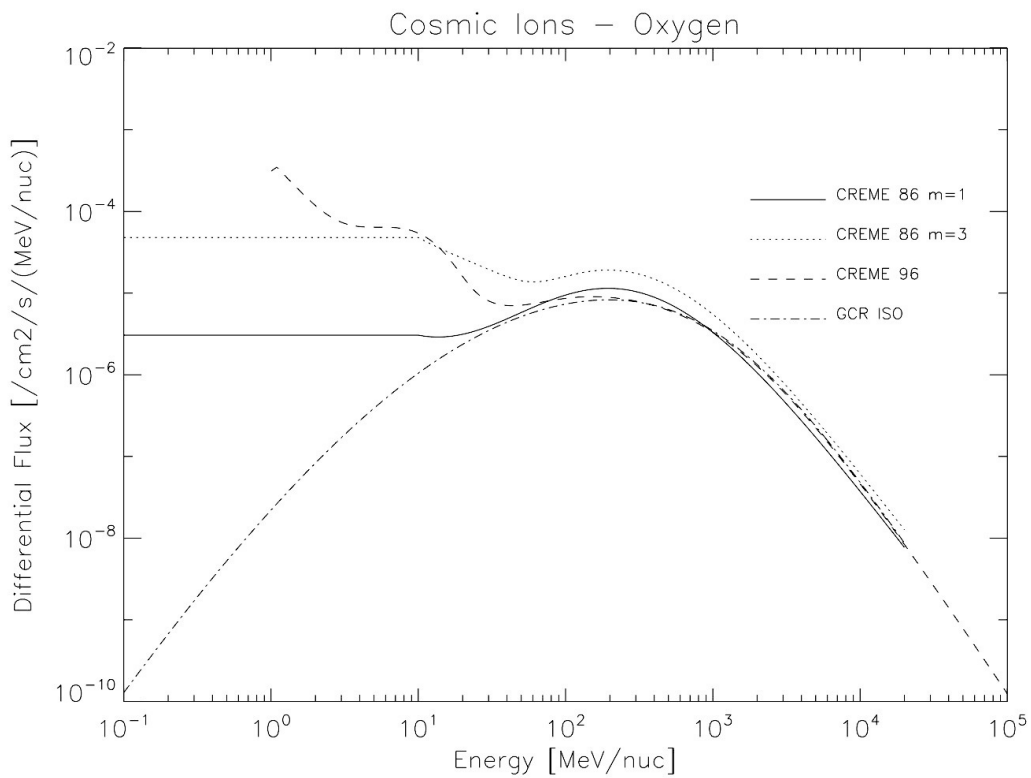


Figure 1.20 — Comparaison des flux différentiels d'ions oxygène déterminés par les modèles CREME 86 (M=1 et M=3), CREME 96 et GCR ISO au minimum solaire.

Dans la mise à jour suivante de CREME qui date de 1996, les choix ont été réduits puisque CREME 96 ne propose plus que les deux options suivantes :

- Flux maximum (en période de minimum solaire), incluant la composante ACR (les défauts de la version précédente ayant été corrigés, notamment à partir des dernières mesures de spectre, composition et état de charge réalisées par SAMPEX et d'autres satellites)
- Flux minimum (en période de maximum solaire)

Ces deux choix donnent donc une fourchette haute et basse des flux attendus. La modulation solaire a été améliorée dans cette version par rapport à celle de 1986, ce qui permet à l'utilisateur d'estimer les flux pour une date spécifique. La NASA recommande fortement d'utiliser CREME 96 plutôt que CREME 86, mais un inconvénient majeur de la version améliorée est qu'elle fait l'objet de restriction d'exportation. Elle n'est donc disponible que par le biais d'une interface Web, ce qui est très pénalisant, voir réhibitoire pour des applications commerciales ou militaires.

### **Modèle GCR ISO**

Le modèle GCR ISO (*Galactic Cosmic Ray, International Organization for Standardization*) est le modèle recommandé aujourd'hui pour l'estimation de l'impact des rayonnements cosmiques. Dans ce modèle, la variation selon le cycle solaire des spectres de particules est calculée à partir des nombres de Wolf (indice d'activité solaire R calculé à partir du dénombrement des taches solaires, voir §1.2.2) établis pour les cycles solaires 21 à 23 (couvrant la période allant de 1976 à 2007). Comme il s'agit en général de prédire les flux attendus pour une mission future et que les nombres de Wolf correspondant n'ont pas encore été mesurés, ce modèle se base sur ceux du dernier cycle (1996-2007).

À titre de comparaison avec les modèles précédemment recommandés, la Figure 1.20 montre les flux différentiels des ions oxygène estimés par les modèles CREME et GCR ISO.

## **1.4 Particules solaires**

Dans cette section, je décris plus en détails les particules solaires évoquées au §1.2.3, en abordant successivement leur origine, leurs caractéristiques et leur modélisation.

### **1.4.1 Origine**

Les particules solaires énergétiques (**SEP** pour *Solar Energetic Particle*) sont des particules de haute énergie provenant du Soleil. Elles sont composées de protons, électrons et d'ions lourds dont

l'énergie va de quelques dizaines de keV jusqu'au GeV<sup>8</sup>. Les SEP peuvent provenir de deux processus d'accélération :

- Le premier processus d'accélération a lieu dans l'espace interplanétaire par l'intermédiaire d'ondes de choc associées à une *éjection de masse coronale* (**CME** pour *Coronal Mass Ejection*). Il semble que les CME soient toujours associées aux SEP les plus intenses, même si seulement ~1% des CME produisent des SEP intenses. De plus, les CME sont considérées comme responsables des plus grosses perturbations magnétiques (voir §1.7.2 à propos des aurores polaires) qui peuvent avoir des impacts jusqu'au niveau du sol (voir §1.1.3-De l'espace au sol).
- Le deuxième processus d'accélération a lieu près du Soleil, sur un *site d'éruption solaire*, à travers l'onde de choc associée à un changement de configuration magnétique d'un groupe de taches solaires.

Attention toutefois à ne pas confondre ces particules énergétiques (SEP) émises au cours d'événements d'une durée limitée, avec celles du vent solaire, variable lui aussi mais néanmoins émis en permanence et contenant des particules d'énergie beaucoup plus faible.

### 1.4.2 Caractéristiques

Les événements solaires peuvent provoquer des accroissements colossaux des flux de particules interplanétaires, de plusieurs ordres de grandeurs plus élevés que la contribution des rayons cosmiques. Historiquement, on a d'abord distingué les événements ordinaires (OR pour *Ordinary events*) des événements anormalement grands (AL pour *Anomalous Large events*) plus riches en particules d'énergie élevée. Selon cette classification, les événements de type AL, bien que peu fréquents (~1 par cycle solaire), étaient considérés comme majeurs dans la mesure où l'ensemble des événements de type OR intervenant au cours d'un cycle était négligeable dès qu'un événement de type AL survenait. Bien qu'aujourd'hui désuète, on trouve encore cette classification dans d'excellents ouvrages relativement récents, mais néanmoins écrits à une époque où les connaissances sur les événements solaires étaient en pleine évolution. Compte tenu de l'évolution des connaissances sur les taux d'occurrence des événements solaires et sur leur origine, il semble plus pertinent aujourd'hui de classer les événements suivant le mécanisme d'accélération mis en jeu, mécanisme qui débouche sur des caractéristiques temporelles différentes. On parlera donc plutôt d'événements de type *impulsif* (durant quelques heures) et de type *graduel* (durant plusieurs jours), le caractère impulsif ou graduel pouvant être attribué à ces événements selon l'observation de la décroissance de l'émission X associée.

---

<sup>8</sup> Les plus rapides des particules pouvant atteindre jusqu'à 80% de la vitesse de la lumière.

### Événements de type graduel

Comme on peut le constater sur la Figure 1.21, ces événements peuvent durer plusieurs jours. L'événement d'août 1972 fait partie des événements les plus intenses jamais enregistrés ( $\sim 2 \cdot 10^{10}$  protons/cm<sup>2</sup> d'énergie supérieure à 10 MeV). Cet événement est donc très dimensionnant du point de vue de la dose reçue, par contre son spectre ne s'étend pas au-delà des 300 MeV. D'autres événements plus énergétiques (au-delà du GeV) sont quant à eux plus pénalisants du point de vue du pouvoir de pénétration des protons.

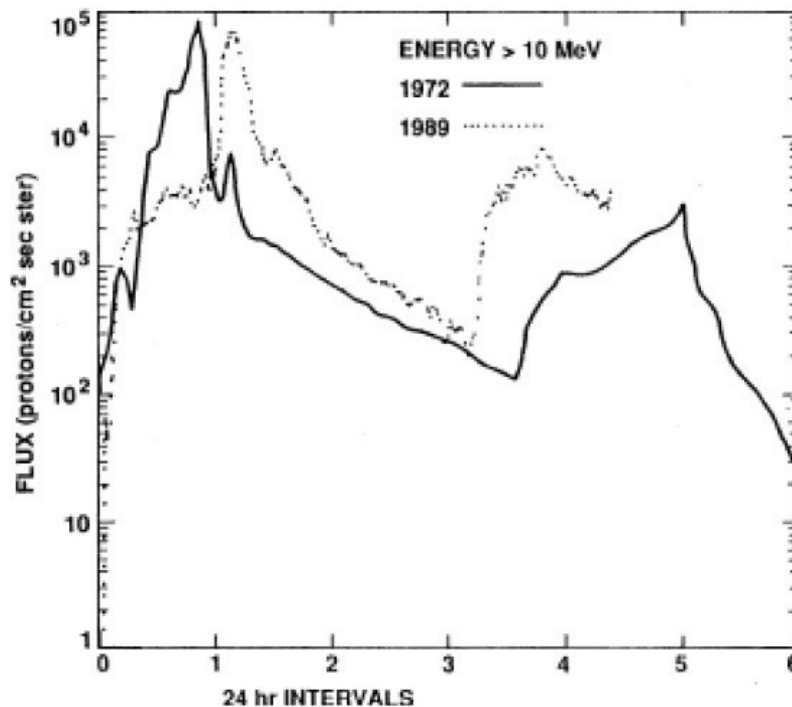


Figure 1.21 — Evolution de la fluence de protons d'énergie supérieure à 10 MeV lors des événements d'août 1972 et octobre 1989.

À titre d'illustration, la Figure 1.22 compare les spectres de quatre événements solaires incluant ceux d'août 1972 et octobre 1989 évoqués ci-dessus, ainsi que deux plus récents de juillet 2000<sup>9</sup> et d'octobre 2003. En période de maximum solaire, on observe à peu près 10 événements de type graduel par an. Comme on peut s'y attendre, il existe une certaine corrélation entre le taux d'occurrence de ces événements et l'activité solaire. Néanmoins, il faut insister sur le fait que ces événements, et pas les moindres d'entre eux, peuvent tout à fait survenir au beau milieu d'une période de minima solaire (Figure 1.23). On retiendra que, grossièrement, deux événements successifs sont plus rapprochés en période de maximum solaire (délai maximum constaté : 2 mois) qu'en période de minimum solaire (délai maximum constaté : 2 ans).

<sup>9</sup> Cet événement est aussi appelé l'événement du jour de la bastille puisqu'il a eu lieu le 14 juillet 2000 !

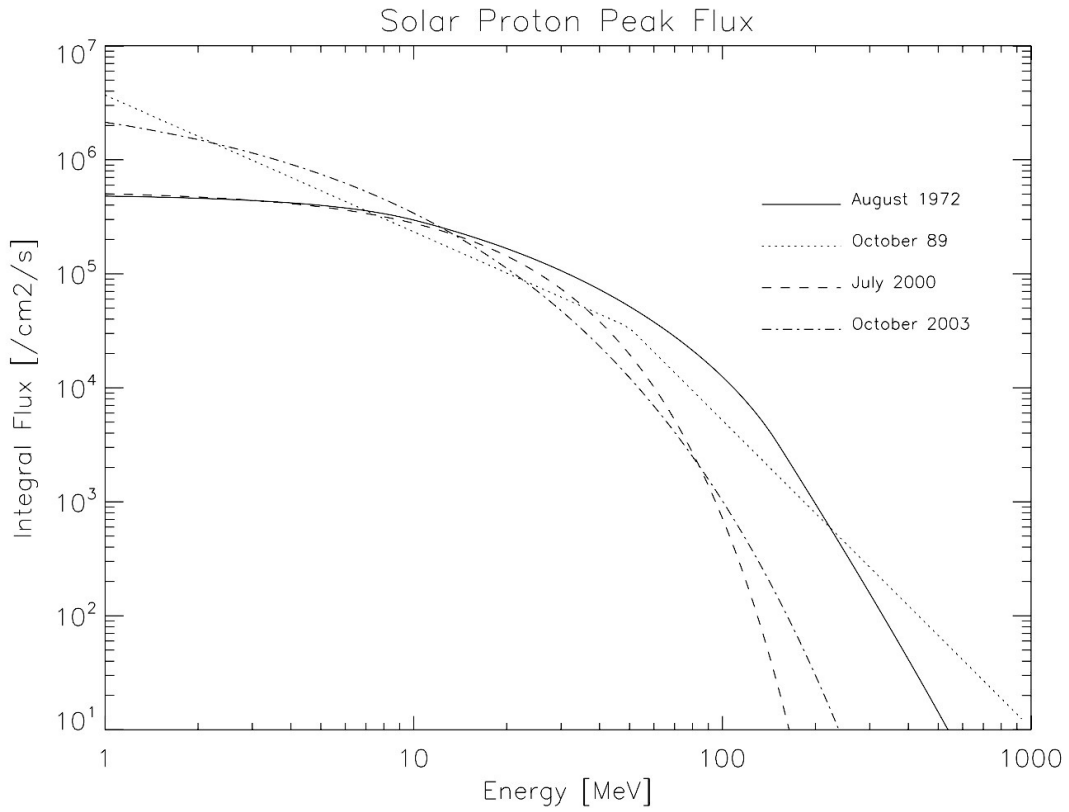


Figure 1.22 — Comparaison des pics de flux intégrés de protons solaire (pire heure) pour les événements d’août 1972, octobre 1989, juillet 2000 et octobre 2003.

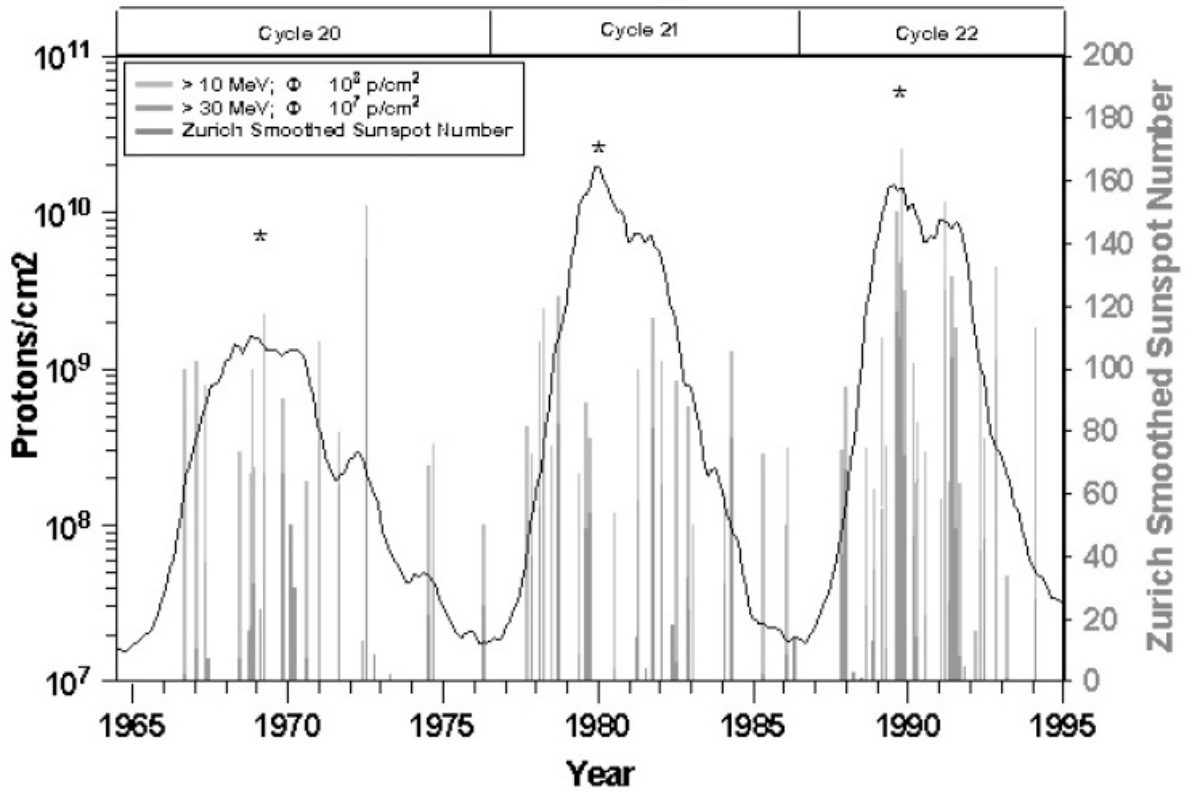


Figure 1.23 — Occurrence des SEP (traits verticaux) pendant les cycles solaires 20 à 22. Les astérisques repèrent les maximums solaires séparés de 11 ans entre deux cycles.

Les événements de type graduel sont fortement associés à des CME. On constate d'ailleurs, que contrairement aux ions d'origine cosmique (GCR), les ions émis lors des événements solaires ne sont pas totalement ionisés. Leur état d'ionisation correspondant à celui de la couronne solaire, on peut considérer que c'est de là qu'ils proviennent, d'où en partie leur association à des CME. Même si la composition ionique est variable d'un événement à l'autre, il en résulte une composition de base qui est modulée par la configuration et l'intensité des champs magnétiques perçus par ces ions lors des phases d'injection et de propagation. L'énergie de ces ions s'étend de quelques dizaines à quelques centaines de MeV/nucléon. Leur spectre étant moins dur que celui des GCR, ils sont plus sensibles à l'écrantage magnétosphérique (voir §1.2.5). Par contre, pendant la durée de ces événements, les flux émis peuvent être 100 à 1 000 fois plus élevés que le fond continu dû aux GCR.

### **Événements de type impulsif**

En période de maximum solaire, on observe approximativement 1 000 événements de type impulsif par an. Ils représentent la majorité des événements observés. En se basant encore une fois sur la composition des ions émis lors de ces événements, on pense que les ions proviennent de l'intérieur du Soleil et seraient accélérés directement par des sites d'éruption.

### **Sites d'événements**

En se reportant à la Figure 1.5, on notera que les protons sont astreints à suivre une ligne de champ en forme de spirale plus longue que le chemin direct Soleil-Terre suivi par les photons. Comme de surcroît les protons se propagent moins vite que les photons émis en même temps, la détection des photons émis lors d'un événement solaire permet d'anticiper avec quelques heures d'avance l'arrivée des protons au voisinage de la Terre.

On observe aussi que la longitude solaire du site d'un événement solaire (CME ou éruption) n'est pas sans lien avec le temps de montée des flux de particules et la sévérité de l'événement. Il semblerait que la longitude 60° ouest soit la plus propice à produire des flux dans le domaine du GeV/nucléon, et que la longitude 30° ouest soit quant à elle plus à propice produire des augmentations très fortes de flux particules d'énergie supérieures à 10 MeV/nucléon.

### **1.4.3 Modélisation**

Les événements solaires ne sont pas distribués uniformément durant le cycle solaire et, dans l'état actuel des connaissances, il est impossible d'en prévoir de manière déterministe la date et l'importance. C'est donc une approche statistique qui est utilisée pour estimer la fluence moyenne des particules attendues au voisinage de la Terre pour une mission donnée. Parmi les modèles qui spécifient un environnement moyen en termes de fluence de protons, on décrira d'abord le premier modèle statistique (SOLPRO), puis le modèle probablement le plus utilisé jusqu'à aujourd'hui (JPL 91), et enfin le modèle le plus récent (ESP) qui est recommandé dans le cadre du standard ECSS. Un autre besoin relatif à la spécification de l'environnement induit par les événements solaires

consiste à définir un modèle d'environnement pire cas, c'est-à-dire donnant le spectre maximum de protons et ions solaire rencontré dans l'espace. Là encore, plusieurs modèles existent et on se contentera de décrire les plus utilisés aujourd'hui : CREME 86, CREME 96 et IOFLAR.

### **Modèle statistique SOLPRO**

SOLPRO a été développé en 1975 par le GSFC (*Goddard Space Flight Center*) de la NASA. Il fournit la fluence de protons d'énergie comprise entre 10 et 100 MeV pour des missions longues (c'est-à-dire à l'échelle d'un cycle solaire). Les estimations de fluence sont basées sur les observations faites pendant le cycle 20 (1964,9-1976,5). C'est ce modèle qui a introduit la distinction, aujourd'hui désuète, entre les événements ordinaires (OR) et anormalement grands (AL) introduite plus haut (§1.4.2), à savoir les événements de type OR pour lesquels la fluence par événement n'excède pas  $10^9$  protons/cm<sup>2</sup>, et les événements AL basés sur l'observation unique d'août 1972 dont le spectre mesuré entre 10 et 150 MeV sert de référence. Bien qu'ils soient beaucoup plus nombreux, les événements de type OR sont négligés à partir du moment où un événement de type AL est prédit.

En entrée, le modèle SOLPRO demande deux paramètres qui sont : le niveau de confiance (que l'on peut choisir entre 80-99%, c'est-à-dire la probabilité que la fluence réellement observée n'excède pas la fluence prédite) et la durée de mission pendant le maximum solaire (que l'on peut choisir entre 0 et 72 mois, la durée maximale correspondant au 7 ans de Soleil actif durant un cycle). En sortie, le modèle SOLPRO fournit : la distribution en énergie des protons provenant d'événements de type OR, une estimation du nombre d'événements de type AL (supposés être identiques à celui d'août 1972) et la distribution en énergie des protons associés.

Le modèle SOLPRO présente les limitations majeures suivantes : il est essentiellement basé sur l'événement d'août 1972, il ne fournit pas les fluences de protons d'énergie inférieure à 10 MeV (pourtant nécessaire à l'évaluation de la dégradation des cellules des panneaux solaires, voir §1.9.4) et il surestime beaucoup les fluences de protons pour les missions longues. La première limitation citée est la plus dommageable car les cycles solaires sont assez différents les uns des autres. Par exemple, un événement de type AL a eu lieu pendant le cycle 20 (1964,9-1976,5), cet événement représentant à lui tout seul la quasi-totalité de la fluence cumulée de protons. À l'inverse, le cycle 21 (1976,5-1986,8) a été plutôt calme sans événement majeur, et le cycle 22 suivant (1986,8-1996,4) a été très actif avec plusieurs événements importants. Une première amélioration a donc d'abord consisté à travailler sur un échantillon de données plus large, sitôt qu'il a été disponible.

### **Modèle statistique JPL 91**

Une analyse statistique plus complète a été menée par le JPL (*Jet Propulsion Laboratory*) avec le support de la NASA et a conduit au modèle JPL 91. L'ensemble de données utilisées pour ce modèle est constitué d'un enregistrement journalier presque continu entre 1956 et 1998 des flux moyens de protons au-dessus des énergies seuils de 1, 4, 10, 30 et 60 MeV. Les événements de



protons sont définis comme la fluence totale survenant sur une série de jours pendant lesquels la fluence de protons a dépassé un certain seuil (respectivement de 10, 5, 1, 1, et 1  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$  pour les cinq énergies seuils ci-dessus). Les propriétés statistiques des événements survenus au cours de la période active du cycle solaire (c'est-à-dire de 2 ans avant à 4 ans après l'année du maximum solaire) sont considérées séparément de celles qui se produisent au cours de la période autour du minimum solaire.

Ce modèle suppose qu'aucune fluence significative de protons n'est émise au cours des périodes de Soleil calme. Par conséquent, seules les données recueillies au cours des 7 années actives des cycles solaires ont été utilisées. Cette analyse a conduit aux résultats suivants :

- L'ensemble des événements individuels constitue en fait un continuum d'événements allant du moins critique au plus critique, jetant un certain flou sur la distinction d'événements de type AL et OR introduite dans SOLPRO.
- Pendant les 7 ans de Soleil actif, la probabilité d'observer un nombre donné d'événements au cours d'une période suit une loi de Poisson.

Le modèle JPL 91 se présente comme une série de courbes de probabilité de dépasser une certaine fluence au cours d'une mission d'une durée donnée (1, 2, 3, 5 et 7 ans). Les courbes de probabilité (axe des ordonnées) en fonction de la fluence (axe des abscisses) sont données pour diverses durées de mission et les énergies seuils de 1, 4, 10, 30 et 60 MeV. Pour utiliser les courbes de probabilité, il s'agit d'abord d'identifier celle qui correspond au nombre d'années de Soleil actif au cours de la mission considérée (soit 7 pour une mission durant un cycle solaire entier de 11 ans). Il faut alors choisir sur l'axe des ordonnées un niveau de confiance (en se rappelant qu'un niveau de confiance de 95% signifie que seulement 5% des missions identiques à celle considérée subiront une fluence plus grande) et l'axe des abscisses donne la fluence qui ne sera pas dépassée avec le niveau de confiance choisi. Dans l'implémentation numérique du modèle, les courbes de probabilité sont représentées comme un ensemble de points discrets entre lesquels une interpolation est effectuée. La Figure 1.24 montre l'influence du niveau de confiance choisi sur les fluences prédites par le modèle JPL 91.

Le modèle JPL 91 présente les limitations majeures suivantes : le domaine d'énergie des protons est limité à 60 MeV, et les fluences de protons sont sous estimées pour les missions durant entre 18 mois et 3 ans. La première limitation citée est la plus dommageable car les protons d'énergie supérieure à 60 MeV sont à même de contribuer significativement aux effets radiatifs (effets de dose décrits au §1.9.3, effets de déplacements décrits au §1.9.4, et effets singuliers décrits au §1.9.5). Afin d'y pallier, des extrapolations à plus haute énergie du modèle sont disponibles. En fait, comme le modèle précédent SOLPRO, le modèle JPL 91 souffre d'une approche empirique ne reposant ni sur des fondements physiques forts, ni sur une approche mathématique adaptée. À défaut de mieux, ce modèle est resté la référence pendant de nombreuses années mais tend à être supplanté progressivement par le modèle ESP décrit ci-dessous.

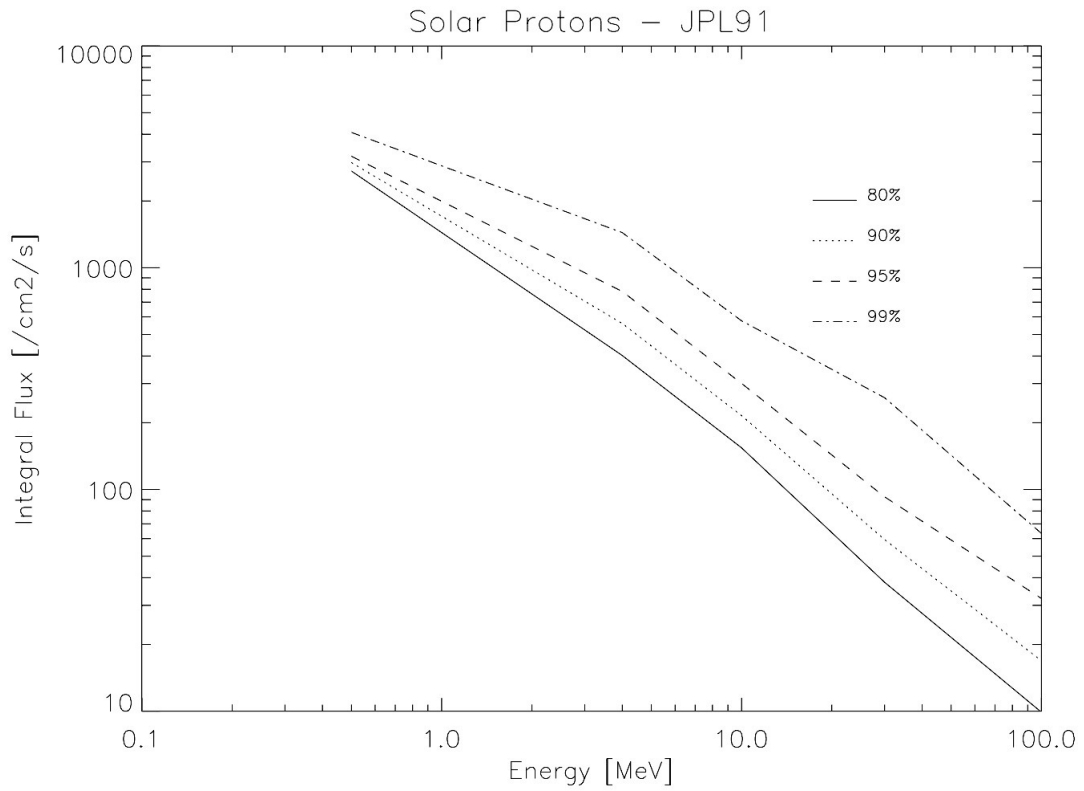


Figure 1.24 — Influence du niveau de confiance sur la fluence de protons prédite par le modèle JPL91 pour le cycle solaire 23. L'orbite choisie ici est une orbite géostationnaire à 36 000 km d'altitude.

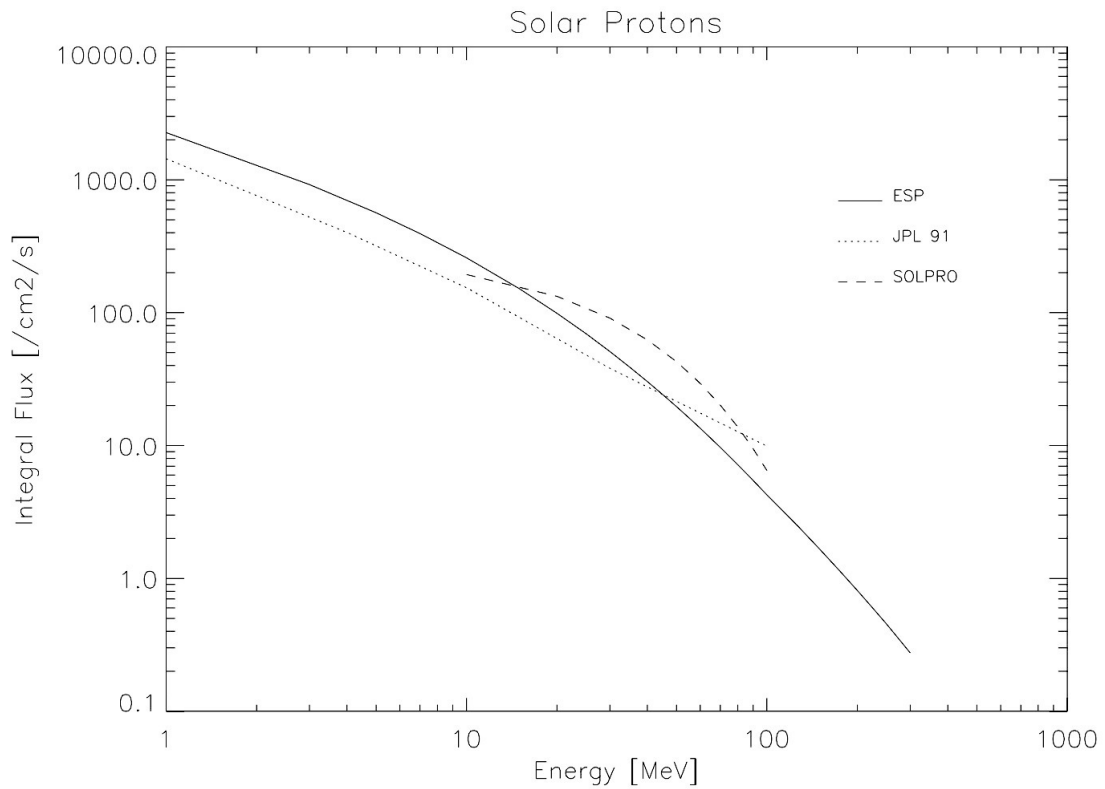


Figure 1.25 — Comparaison des fluences de protons prédites par les modèles SOLPRO, JPL 91 et ESP pour le cycle solaire 23. L'orbite choisie ici est une orbite géostationnaire à 36 000 km d'altitude.

### Modèle statistique ESP

La difficulté à bien décrire la distribution de la fluence des protons solaires résulte de la nature incomplète des données, en particulier pour les événements à grande fluence qui ne sont pas nombreux. La caractérisation de la nature probabiliste de ces grands événements étant très critique du point de vue des effets radiatifs, cela a conduit la NASA à mettre au point récemment un nouveau modèle, le modèle ESP (*Emission of Solar Protons*), qui est devenu aujourd'hui le nouveau standard recommandé par l'ECSS. Avant d'en dire plus sur ce qui caractérise ce modèle vis-à-vis des précédents, la Figure 1.25 compare les fluences de protons estimées par les trois modèles statistiques SOLPRO, JPL 91 et ESP.

Le modèle ESP se caractérise par une approche plus précise pour décrire la distribution des fluences de protons [Xapsos, 1996]. Il s'appuie notamment sur la méthode du maximum d'entropie qui permet de générer ou sélectionner une distribution de probabilité lorsque le jeu de données est incomplet. Cette méthode consiste à choisir la distribution qui maximise l'entropie (mesure de l'incertitude), tout en étant soumise à des contraintes imposées par les informations disponibles. Cela conduit à choisir la distribution la moins biaisée vis à vis de l'information manquante, ce qui représente une amélioration importante par rapport aux méthodes empiriques utilisées dans les modèles précédents. En outre le modèle ESP utilise une base de données plus large que le modèle JPL 91, offrant ainsi une gamme d'énergie étendue de 1 MeV à 300 MeV, comme on peut le constater sur la Figure 1.25.

### Modèle pire cas CREME 86

Le modèle CREME 86 fournit une estimation raisonnable du pic de flux, cette estimation étant basée sur l'événement d'août 1972. De même que pour la partie modélisation des rayons cosmiques (voir §1.3.3), CREME 86 propose plusieurs options au travers du paramètre d'entrée M :

- M=5 : pic de flux d'un événement ordinaire, avec une composition moyenne
- M=6 : pic de flux d'un événement ordinaire, avec une composition pire cas
- M=7 : pic de flux pire cas (10%), avec une composition moyenne
- M=8 : pic de flux pire cas (10%), avec une composition pire cas
- M=9 : pic de flux de l'événement d'août 1972, avec une composition moyenne
- M=10 : pic de flux de l'événement d'août 1972, avec une composition pire cas
- M=11 : pic de flux d'un événement pire cas composite, avec une composition moyenne
- M=12 : pic de flux d'un événement pire cas composite, avec une composition pire cas

Malgré les nombreuses options disponibles (M=5 à 12), il faut savoir que ce modèle est valable uniquement pour le spectre pire cas des protons, et qu'il fournit des estimations non réalistes pour les ions plus lourds.

### **Modèle pire cas CREME 96**

Le modèle CREME 96 est basé sur l'événement d'octobre 1989. Plusieurs spectres pire cas sont fournis :

- Le spectre maximum de protons observé en octobre 1989
- Un spectre pire cas moyenné sur un jour
- Un spectre pire cas moyenné sur une semaine

Contrairement à la version précédente (CREME 86), la version CREME 96 peut être utilisée à la fois pour les protons et pour les ions plus lourds. D'après le standard ECSS, c'est ce modèle qui doit être utilisé afin de définir les flux pire cas des protons solaires.

### **Modèle pire cas IOFLAR**

Le modèle IOFLAR a été développé par l'ONERA. Il est basé sur l'événement riche en ions de septembre 1977. Il fournit un spectre pire cas moyenné sur un jour, où chaque espèce d'ions ( $Z=1$  à 28) présente un spectre en lois de puissance (indice -2,5).

## **1.5 Particules piégées**

Le champ magnétique terrestre peut piéger de façon plus ou moins stable les particules chargées. Il en résulte la présence de « ceintures de radiations », structures toroïdales nichées à l'intérieur de la magnétosphère. Avant d'exposer les caractéristiques de ces ceintures (géométrie et population) déjà évoquées au §1.2.4 à propos de la plasmasphère, je décris au préalable les mécanismes de piégeage.

### **1.5.1 Mécanismes de piégeage**

Pour comprendre l'origine du piégeage, nous allons décrire successivement les mouvements de giration autour d'une ligne de champ puis d'aller-retour entre les points miroirs en s'appuyant sur la Figure 1.26.

#### **Mouvement de giration**

Une particule chargée suit une trajectoire hélicoïdale autour d'une ligne de champ magnétique (mouvement lié à la force de Lorentz  $q \mathbf{V} \wedge \mathbf{B}$ , où  $\mathbf{B}$  représente le vecteur champ magnétique et  $\mathbf{V}$  le vecteur vitesse de la particule de charge  $q$ ). Ce mouvement de giration autour des lignes de champ quasi dipolaire de la Terre est représenté sur la Figure 1.26 où est également figuré l'angle d'attaque  $\theta$  de la particule par rapport au champ magnétique.

### Points miroirs

L'intensité de  $B$  varie le long de la ligne de champ et ce gradient est responsable de l'effet miroir qui fait rebrousser chemin à la particule chargée. L'effet miroir est sous-tendu par l'invariance du moment magnétique de la particule et de son énergie cinétique. En effet, le moment magnétique  $\mu$  de la particule s'exprime :

$$\mu = \frac{1}{2} m \frac{V_{\perp}^2}{B}$$

où  $V_{\perp}$  désigne la composante de vitesse perpendiculaire au champ magnétique. Le moment magnétique étant invariant, si  $B$  augmente il doit en être de même pour  $V_{\perp}$ . Or, l'énergie cinétique de la particule, qui est proportionnelle à  $(V_{\perp}^2 + V_{\parallel}^2)$ , reste aussi constante. Et si  $V_{\perp}$  augmente, alors  $V_{\parallel}$  doit diminuer. Ainsi, la particule rebrousse chemin lorsque  $V_{\parallel}$  s'annule.

### Cône de perte

L'altitude du point miroir dépend de l'angle d'attaque  $\theta$  de la particule par rapport au champ magnétique. L'angle d'attaque étant de  $90^\circ$  au point miroir, la conservation du moment magnétique peut s'écrire :

$$\frac{1}{2} m \frac{V^2 \sin^2 \theta_{eq}}{B_{eq}} = \frac{1}{2} m \frac{V^2}{B_m}$$

où  $B_{eq}$  et  $B_m$  représentent respectivement le module du champ au niveau de l'équateur et du point miroir. On en déduit que :

$$B_m = \frac{B_{eq}}{\sin^2 \theta_{eq}}$$

On comprend alors que si l'angle  $\theta_{eq}$  est petit à l'approche de la ligne de champ au niveau de l'équateur, alors  $B_m$  est grand. Autrement dit, l'altitude du point miroir, qui est définie par l'intensité du champ  $B_m$ , est d'autant plus basse que l'angle d'attaque est petit. Pour peu que l'altitude du point miroir soit inférieure à la limite haute de l'atmosphère terrestre, alors la particule y est précipitée et elle n'est plus piégée. Pour que la particule fasse un trajet aller-retour entre un point miroir et son point conjugué dans l'autre hémisphère, il faut donc que l'angle d'attaque soit supérieur à une valeur limite  $\theta_0$  qui définit un cône d'ouverture illustré sur la Figure 1.26. À l'intérieur de ce cône, les particules sont perdues pour les ceintures, on l'appelle donc cône de perte. Mentionnons au passage que lorsque le Soleil est actif, l'atmosphère terrestre se dilate par chauffage et le point miroir peut se situer alors dans la haute atmosphère, conduisant à la précipitation des particules dans l'atmosphère. L'activité solaire a donc une influence sur la précipitation des particules dans l'atmosphère terrestre.

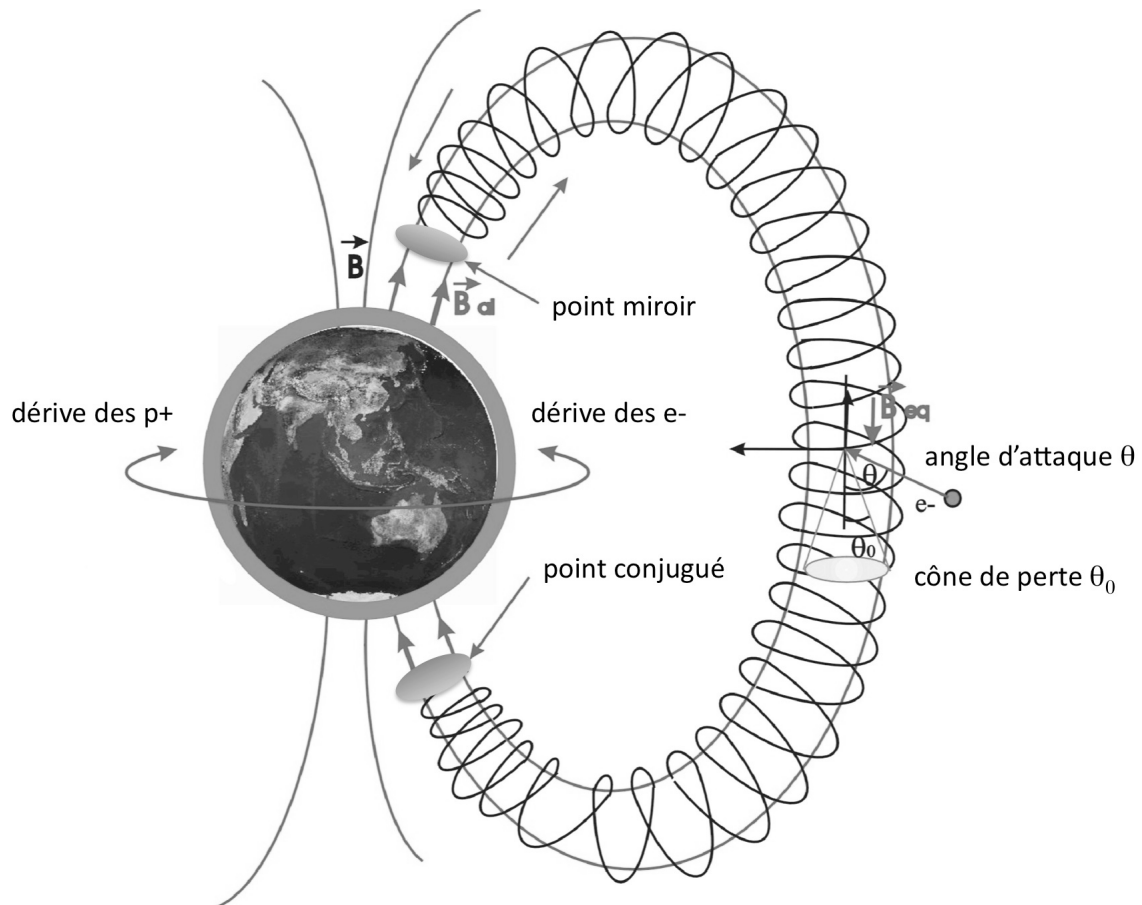


Figure 1.26 — Mécanisme de piégeage des particules : mouvement de giration induit par la force de Lorentz, mouvement d'aller-retour entre deux points miroirs en raison de la conservation du moment magnétique (Figure adaptée de [SREC]).

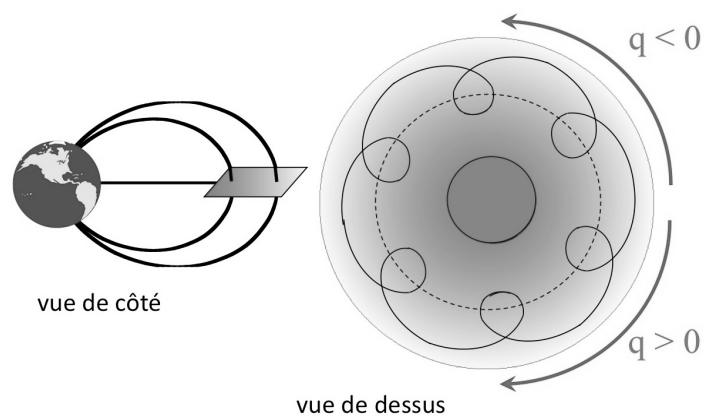


Figure 1.27 — Mouvement de dérive azimuthale induit par le gradient radial du champ magnétique (Figure adaptée de [SREC]).

### Mouvement de dérive azimuthale

Pour comprendre l'origine du mouvement de dérive azimuthale autour de la Terre, on se reportera à la Figure 1.27. À cause du gradient radial du champ magnétique terrestre, le rayon de Larmor ( $r = mV/qB$ ) diminue quand la particule se rapproche de la Terre, à l'instar du blindage

magnétosphérique déjà évoqué au §1.2.5. Cela induit un mouvement de dérive des particules chargées autour de la Terre, le sens de cette dérive étant contraire pour des particules de charge opposée. Le mouvement de dérive azimutale s'effectue vers l'est pour les électrons, vers l'ouest pour les protons.

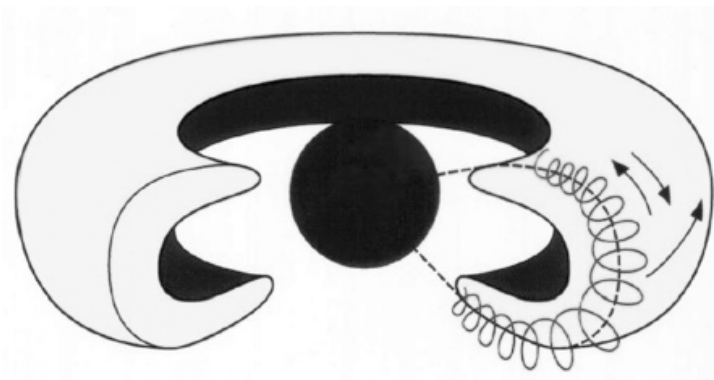


Figure 1.28 — Formation d'une coquille en forme de ceinture.

### Ceintures de Van Allen

Le mouvement de dérive, combiné aux autres mouvements des particules autour et le long des lignes de champ, entraîne la création d'une véritable coquille (Figure 1.28), plus communément appelée ceinture de radiations, ou ceintures de Van Allen du nom de leur découvreur. La limite basse des ceintures correspond à l'atmosphère terrestre dans la mesure où celle-ci entraîne la perte de toutes les particules piégées (cône de perte). La limite haute est moins nette, elle est définie par l'intensité minimale du champ magnétique (en présence de perturbations) qui permet aux particules de rester piégées.

### Caractéristiques temporelles des mouvements

On trouvera dans le Tableau 1.2 les principales caractéristiques temporelles des mouvements de giration, de rebond et de dérive azimutale, pour les protons et électrons de 1 MeV situés dans la coquille L=2 (coordonnées magnétiques expliquées plus bas, page 91 du §1.5.2).

Tableau 1.2 — Caractéristiques temporelles des mouvements de particules chargées de 1 MeV dans la coquille L=2.

Energie 1 MeV Coquille L=2	Rayon de giration	Période de giration	Période de rebond	Période de dérive
Proton	25 km	10 ms	1 s	1 000 s
Electron	1 km	1 $\mu$ s	0,1 s	1 000 s

## 1.5.2 Caractéristiques

### Géométrie et population

Sur la Figure 1.29, on distingue différentes zones de piégeage, les deux ceintures dites interne et externe, ainsi que la ceinture d'ions. Voyons quels types de particules peuplent ces différentes zones.

La ceinture interne est peuplée d'électrons et de protons issus de la désintégration des neutrons libres dont la durée de vie est de 13 min suivant le processus  $n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$ . Les neutrons nécessaires à ce processus de désintégration proviennent principalement de réactions nucléaires qui se produisent entre les ions des éruptions solaires et du rayonnement cosmique d'une part, et les noyaux d'oxygène et d'azote présents dans la haute atmosphère d'autre part. Les neutrons d'origine solaire sont aussi une source de neutrons qui peuvent subir le même processus de désintégration, mais cette source est secondaire.

La ceinture externe est essentiellement peuplée par un mécanisme d'injection à partir de la queue magnétosphérique (côté antisolaire) lors des événements solaires. Cette injection est très sensible aux fluctuations du champ magnétique fortement perturbé par les nuages de particules chargées injectées par le Soleil. Il en résulte des propriétés dynamiques de la ceinture externe.

La ceinture d'ions est peuplée par les ions issus de la composante anormale des rayons cosmiques (ACR, voir §1.3.1). Les mesures indiquent toutefois que ces ions présenteraient un spectre très pentu et auraient donc peu de chances de représenter un grand danger du point de vue de l'irradiation, sauf éventuellement pour les systèmes très faiblement protégés (blindés par moins de 13 mm d'aluminium) et seulement le long de quelques tronçons de certaines orbites.

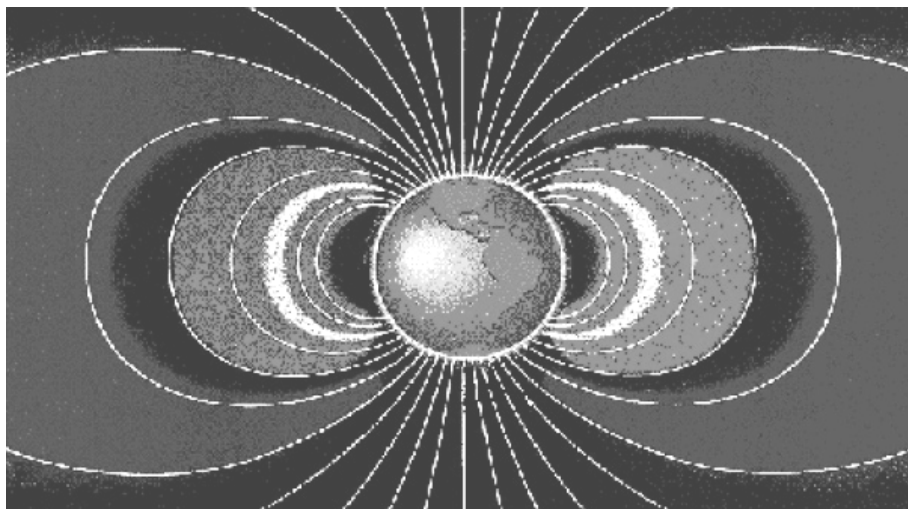


Figure 1.29 — Représentation schématique des ceintures de radiations de Van Allen : ceinture interne, ceinture externe et ceinture d'ions (zone claire de la ceinture interne). On notera que la zone noire située entre les ceintures interne et externe ne correspond pas à une zone de vide totalement dépeuplée de particules (voir texte plus bas à propos de la région dite *slot* et aussi Figure 1.38 à propos des modèles AE8 et AP8).



La région du slot se situe en gros entre les ceintures interne et externe. Elle correspond à une atténuation du flux causée par les transferts d'énergie entre le plasma et les ondes radio basse fréquence (type *whistler*) qui influent sur les angles d'attaque des électrons, les faisant rentrer dans leur cône de perte et précipiter dans l'atmosphère terrestre. Même si les sursauts d'activité solaires peuvent injecter des particules dans cette région (voir §1.7.3), celles-ci en sont évacuées après quelques jours. On a d'abord pensé que ces ondes radio basse fréquence étaient générées par de la turbulence au sein des ceintures de radiation. Des travaux plus récents effectués par la NASA suggèrent qu'elles seraient en fait générées par les éclairs d'orage au sein même de l'atmosphère terrestre, mais ce résultat est toujours débattu à l'heure actuelle.

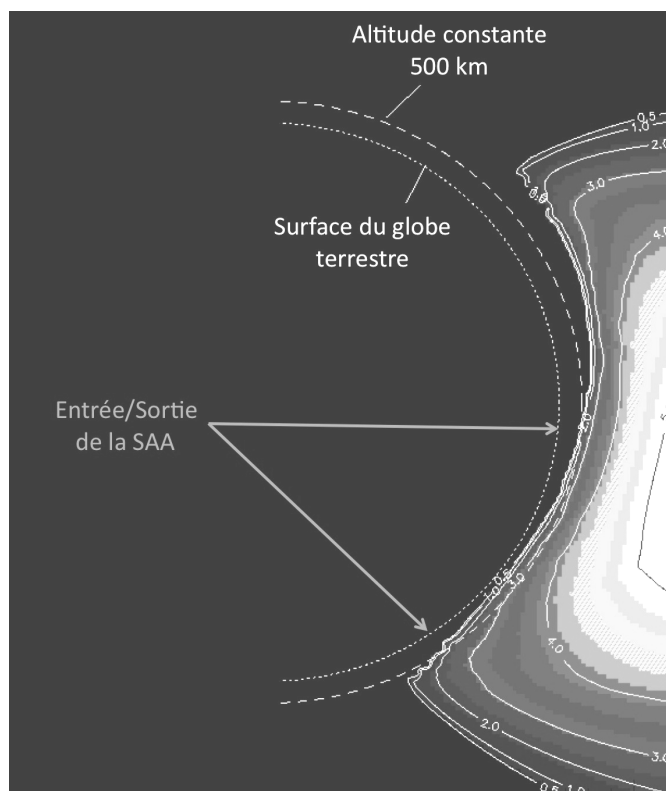


Figure 1.30 — Coupe verticale de la ceinture interne montrant que l'altitude de sa limite basse n'est pas constante. C'est la zone interceptée par les satellites en orbite basse qui délimite la SAA.

La région de l'anomalie de l'atlantique sud (SAA pour South Atlantic Anomaly) n'est rien d'autre qu'une zone particulière de la ceinture interne. En effet, les ceintures de radiations sont symétriques par rapport à l'axe magnétique de la Terre, qui est incliné d'environ 11 degrés par rapport à l'axe de rotation de la Terre, mais aussi décalé latéralement d'un peu plus que 500 km. Ce décalage latéral fait que la base de la ceinture interne est plus proche de la surface terrestre au-dessus de l'océan atlantique sud, et par voie de conséquence plus éloigné de la surface de la Terre de l'autre côté, au niveau de l'océan pacifique nord. C'est ce qui fait que, pour une même altitude, le flux de particules est plus intense au-dessus de cette région de l'atlantique sud (Figure 1.30). Cette zone particulière des ceintures ne se manifeste que pour les satellites artificiels évoluant en orbite

basse. À mesure que l'altitude augmente, les satellites interceptent une zone de plus en plus large de la ceinture interne. On a coutume de dire que la taille de la SAA augmente avec l'altitude, mais c'est presque un abus de langage.

### Energie et extension

Hormis les ions issus de la composante anormale des rayons cosmiques, les particules piégées sont essentiellement des protons et des électrons. Les énergies les plus communément rencontrées s'étendent de quelques keV à quelques dizaines de MeV pour les électrons et une centaine de MeV pour les protons. Le Tableau 1.3 résume les caractéristiques générales des ceintures de radiations. Ce tableau ne donne que des ordres de grandeurs car les caractéristiques détaillées sont très dépendantes de l'endroit précis que l'on considère. Pour plus de détails, le lecteur est renvoyé au §1.5.3 qui traite des modèles de particules piégées. En général, les flux des particules piégées sont d'ailleurs représentés dans le système de coordonnées magnétiques B-L décrit ci-dessous.

Tableau 1.3 — Caractéristiques générales des particules piégées dans les ceintures.

Particule	Energie	Extension
Electron	1 keV – 30 MeV	1 – 10 $R_T$
Proton	1 keV – 100 MeV	1 – 7 $R_T$

### Coordonnées magnétiques B-L

Le système de coordonnées magnétiques B-L, introduit par Mc Ilwain, tire parti de la symétrie du dipôle magnétique. On se reportera à la Figure 1.31 qui représente une ligne de champ du dipôle magnétique de moment  $K_0$ .

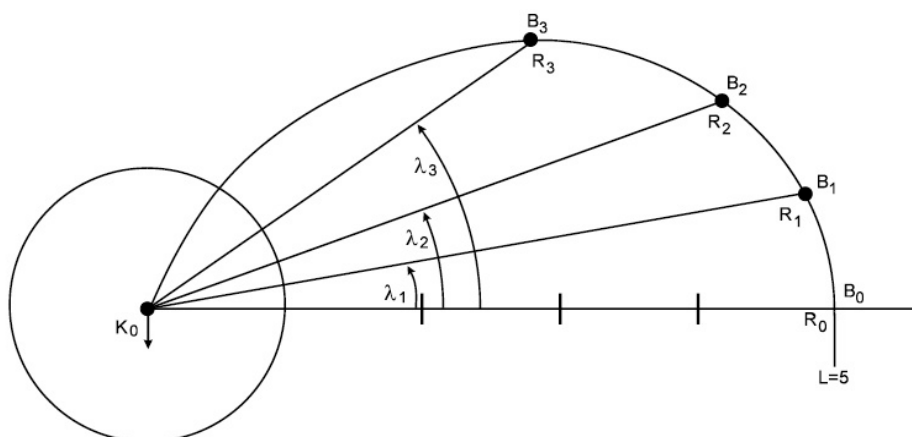


Figure 1.31 — Système de coordonnées magnétiques B-L de Mc Ilwain.

Un point précis de cette ligne de champ, là où le module du champ vaut  $B_i$  à cet endroit particulier, peut être repéré par sa latitude géomagnétique  $\lambda_i$  et sa distance au centre de la Terre  $R_i$ . Le long de la ligne de champ,  $R_i$  et  $\lambda_i$  sont liés par la relation  $R_i = R_0 \cos^2 \lambda_i$ ,  $R_0$  correspondant à l'intersection de la ligne de champ avec le plan équatorial. La valeur de  $L$  est définie par le rapport entre  $R_0$  et  $R_T$  (rayon terrestre) :

$$L = \frac{R_0}{R_T}$$

La coordonnée  $L$  représente donc la distance entre le centre de la Terre et le point d'intersection d'une ligne de champ magnétique terrestre avec le plan équatorial, elle s'exprime en nombre de rayons terrestre. On notera qu'en se rapprochant de la Terre le long de la ligne de champ, la valeur de  $L$  demeure la même à mesure que la latitude géomagnétique augmente. Si l'on considère une orbite polaire de basse altitude, on rencontrera les grandes valeurs de  $L$  aux latitudes terrestres importantes. La coordonnée  $B$  est donnée quant à elle par la relation :

$$B = \frac{K_0}{R_0^3} \frac{\sqrt{4 - 3 \cos^2 \lambda}}{\cos^6 \lambda}$$

Cette description supposant implicitement une symétrie azimutale ( $L$  est indépendant de la longitude géomagnétique), elle peut se révéler insuffisante aux altitudes élevées où le vent solaire produit une dissymétrie jour/nuit. De plus, Le champ magnétique terrestre n'étant pas exactement celui d'un dipôle, il faut effectuer des corrections aux valeurs de  $B$  selon les besoins. Enfin, cette description ne tient pas compte des variations temporelles liées à l'activité solaire.

### **Influence du champ magnétique terrestre**

La composante interne du champ magnétique terrestre est quasi dipolaire (voir Figure 1.11), notamment à cause des courants de convection au sein du noyau terrestre. Ces courants de convection induisent aussi une variation lente du champ magnétique terrestre. Son intensité diminue de  $\sim 20$  nT/an, ce qui correspond à une variation de  $\sim 6\%$  sur 100 ans. Lorsque le champ magnétique terrestre s'affaiblit, la ceinture intérieure de Van Allen se rapproche de la Terre, ce qui se traduit par un élargissement de la SAA à une altitude donnée.

Les courants de convection induisent aussi une rotation du champ magnétique interne qui se traduit par un déplacement latéral de la SAA de  $\sim 0,3^\circ$ /an, correspondant à la rotation différentielle entre le noyau terrestre et la surface du globe. Cette dérive de la SAA n'est pas prise en compte dans les modèles statiques décrits ci-dessous, et pour lesquels les modèles de champ magnétique ont été normalisés par rapport aux années 1960 ou 1970. Ce n'est pas gênant lorsque l'on souhaite déterminer les fluences intégrées sur toute la durée d'une mission spatiale ; mais ça le devient lorsque l'on a besoin de connaître la localisation exacte de la SAA et/ou les flux de particules que l'on y trouve, comme par exemple lors des phases d'opérations de satellites ou pour l'analyse de leurs

données instrumentales. On peut certes appliquer une transformation de type rotation sur les coordonnées latitude/longitude afin de refléter la dérive du champ magnétique interne, mais la précision du résultat obtenu est discutable.

### Influence de l'activité solaire

Les fluences des particules piégées varient cycliquement en réponse au cycle solaire. Les populations de protons et d'électrons sont censées baisser pendant les phases maximales de l'activité solaire car davantage de particules sont précipitées dans l'atmosphère terrestre, puisqu'elle est alors davantage dilatée par chauffage solaire (voir §1.5.1 à propos de l'altitude des points miroirs). C'est bien ce que l'on constate pour les protons de la ceinture interne (Figure 1.32) et les électrons de la ceinture externe (Figure 1.33) qui montre l'évolution des flux superposés à l'activité solaire.

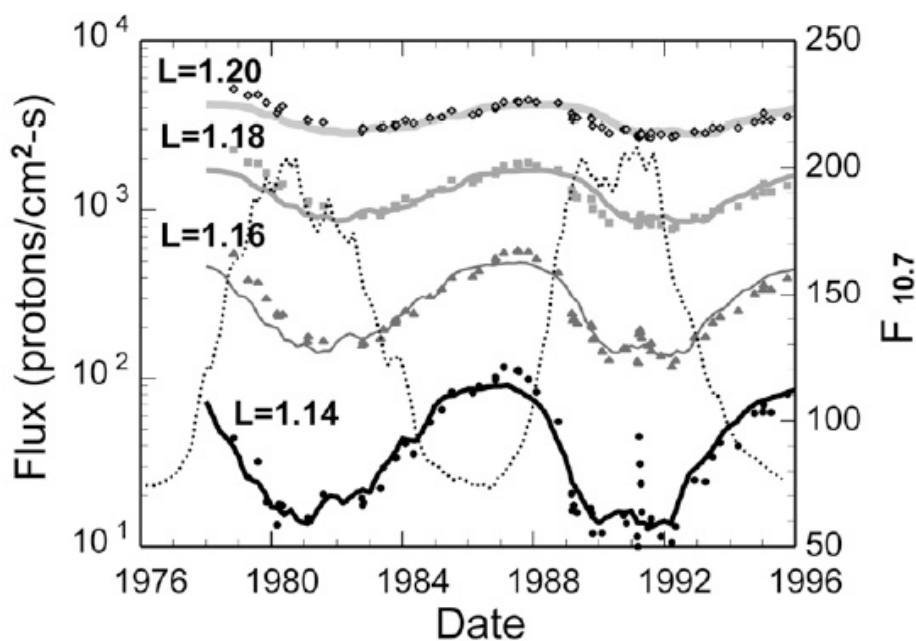


Figure 1.32 — Evolution temporelle des flux de protons piégés à basse altitude, superposée à l'activité solaire (courbe en pointillés, indice  $F_{10.7}$ ). Les flux de protons sont représentés pour des latitudes géomagnétiques correspondant à différentes coquilles magnétiques L (Figure tirée de [Huston, 1998]).

Mais en même temps que davantage de particules sont perdues dans l'atmosphère pendant le maximum d'activité solaire, on assiste aussi à de formidables injections d'électrons qui compensent largement ces pertes. En période de maximum solaire, le bilan net peut correspondre à une augmentation globale de la population d'électrons, à l'inverse de celle des protons. En fait, la situation est relativement complexe car cette augmentation n'a pas la même amplitude dans toutes les régions de la magnétosphère (ceinture interne ou externe), ni pour toutes les énergies d'électrons, comme l'atteste la Figure 1.33 où l'on note qu'elle est plus importante pour les électrons de haute énergie.

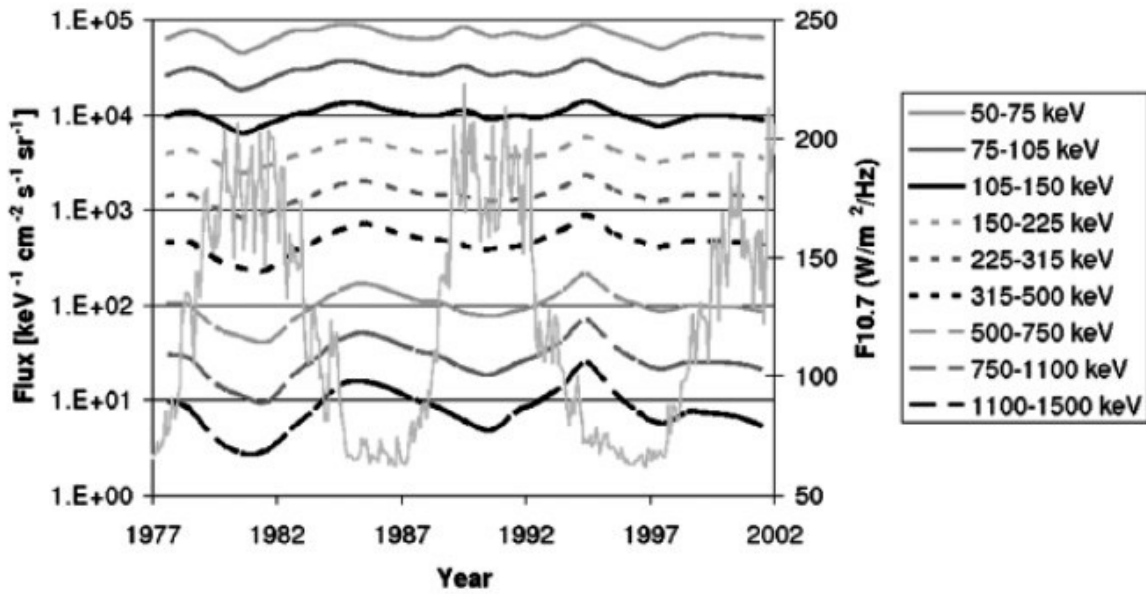


Figure 1.33 — Evolution temporelle des flux d'électrons de diverses énergies piégés au niveau de l'orbite géostationnaire, superposée à l'activité solaire, d'après [Boscher, 2003].

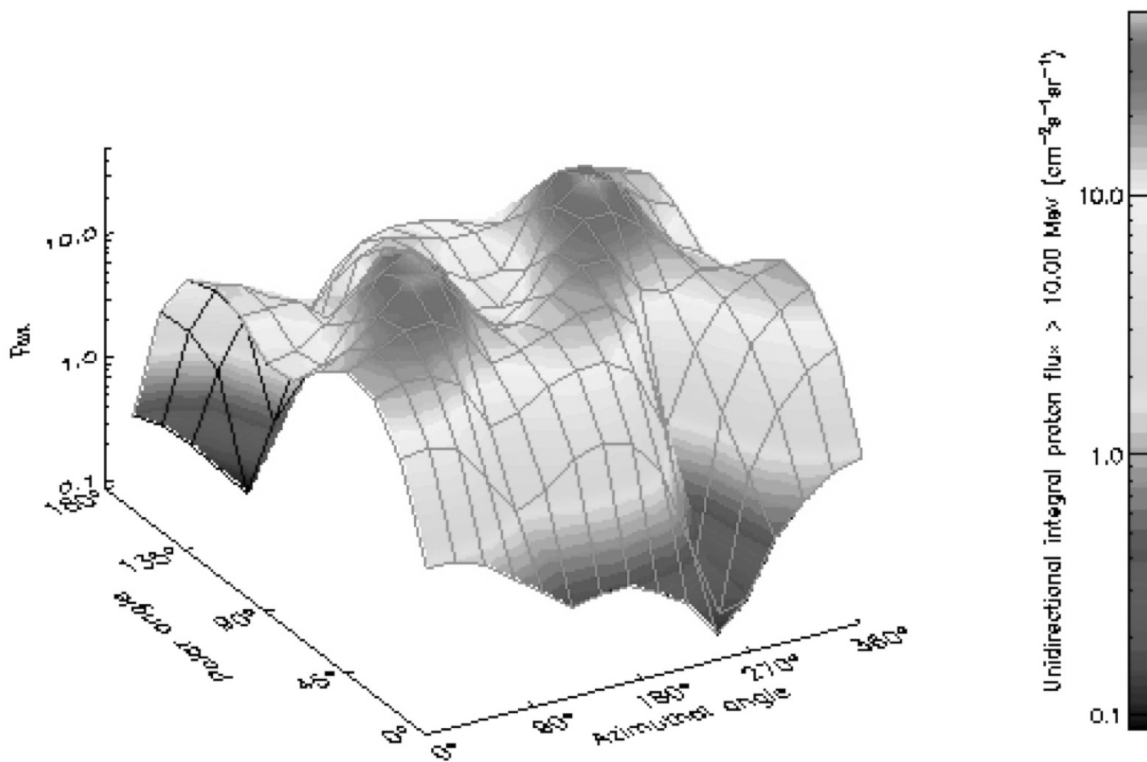


Figure 1.34 — Dépendance angulaire du flux de protons d'énergie  $> 10$  MeV telle qu'elle est modélisée par le modèle AP8MAX pour une orbite héliosynchrone à 800 km d'altitude. L'axe polaire du repère est parallèle au vecteur vitesse du satellite, l'angle d'azimut est mesuré dans le plan perpendiculaire (Crédit SPENVIS).

## Anisotropie

À basse altitude (< 2 000 km), les particules piégées interagissent avec l'atmosphère neutre terrestre. Le rayon de giration des protons piégés d'énergie > 1 MeV est comparable à l'échelle de hauteur de l'atmosphère (voir Tableau 1.2), ce qui signifie qu'ils rencontrent différentes densités atmosphériques lors d'un mouvement de giration. Notons bien que ce n'est pas le cas pour les électrons qui n'ont pas du tout le même rayon de giration. En conséquence, les flux de protons (et pas ceux des électrons) dépendent de leur direction d'arrivée dans le plan perpendiculaire au champ magnétique local (ainsi que sur leur angle d'attaque). L'anisotropie qui en résulte est aussi appelée « l'effet est-ouest », comme pour les rayons cosmiques bien que l'origine du phénomène ne soit pas la même (voir §1.3.2). Cette anisotropie correspond à des différences de flux d'un facteur trois ou plus pour les protons en provenance de diverses directions azimutales autour d'un satellite. L'anisotropie est illustrée sur la Figure 1.34, qui montre la dépendance angulaire du flux intégral de protons d'énergie > 10 MeV, telle qu'elle est modélisée dans AP8MAX (voir plus bas) le long d'une orbite héliosynchrone à 800 km d'altitude.

### 1.5.3 Modélisation

#### Modèles AE8 et AP8

Des mesures effectuées à bord de nombreux satellites ont permis d'établir de modèles de flux des électrons et protons piégés. Les modèles les plus couramment utilisés ont été développés par la NASA, il s'agit des modèles AE8 pour les électrons [Vette, 1991] et AP8 pour les protons [Sawyer, 1976]. Dans les dénominations AE8/AP8, les lettres E et P désignent respectivement les modèles associés aux électrons et aux protons, et le chiffre 8 signifie qu'il s'agit de la version 8. Ces modèles existent sous deux formes, en période d'activité solaire minimum (AE8\_MIN et AP8\_MIN) et maximum (AE8\_MAX et AP8\_MAX). Je me contenterai ici d'illustrer brièvement leur contenu en termes de flux de particules, les limitations de ces modèles étant abordées au chapitre suivant qui traite de la prise en compte projet (§2.2.3).

Les protons d'énergie > 10 MeV sont illustrés sur la Figure 1.35 et les électrons d'énergie > 500 keV sur la Figure 1.36. Un autre mode de représentation intéressant consiste à regarder la variation des flux de particules dans le plan de l'équateur ( $B/B_0=1$ ) en fonction de leur éloignement par rapport à la Terre. On peut alors tracer des courbes de flux en fonction de L pour différentes énergies pour les protons, pour les électrons. Pour les protons (Figure 1.37), on visualise que leur énergie s'étend de quelques dizaines de keV à plusieurs centaines de MeV, avec une intensité jusqu'à  $10^5 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  pour des énergies au-delà de 30 MeV. Les protons les plus énergétiques (> 30 MeV) s'étendent jusqu'à  $L \sim 3,5$  environ, ce qui est dû à la dynamique du piégeage. Par conséquent, même s'il y a une baisse brutale de la concentration de protons de haute énergie à  $L > 2,4$ , il n'y a pas de région vide entre les deux ceintures comme pouvait le laisser croire la Figure 1.29 qui est très schématique. Pour les électrons (Figure 1.38), on note que leur énergie s'étend de quelques dizaines

de keV à 7 MeV, avec une intensité atteignant  $10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour des énergies au-delà de 0,5 MeV. On remarquera la présence de deux pics d'intensité séparant la ceinture interne de la ceinture externe, mais de même que pour les protons, il n'y a pas de région vide entre les deux ceintures.

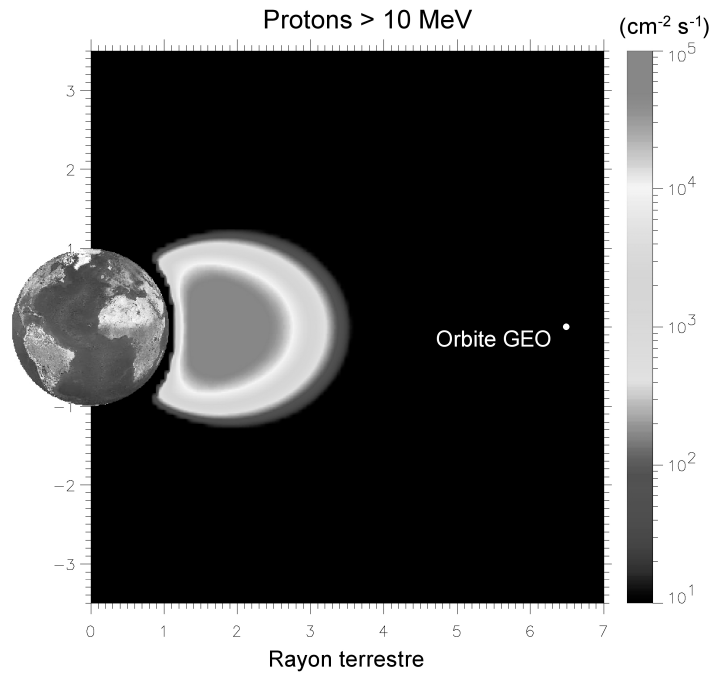


Figure 1.35 — Coupe verticale montrant les flux de protons > 10 MeV modélisés par AP8 (Crédit ONERA).

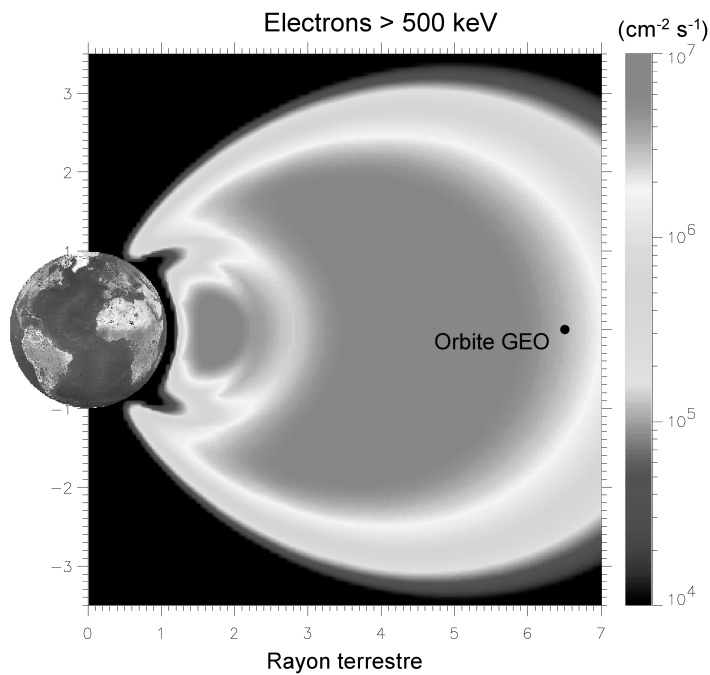


Figure 1.36 — Coupe verticale montrant les flux d'électrons > 500 keV modélisés par AE8 (Crédit ONERA).

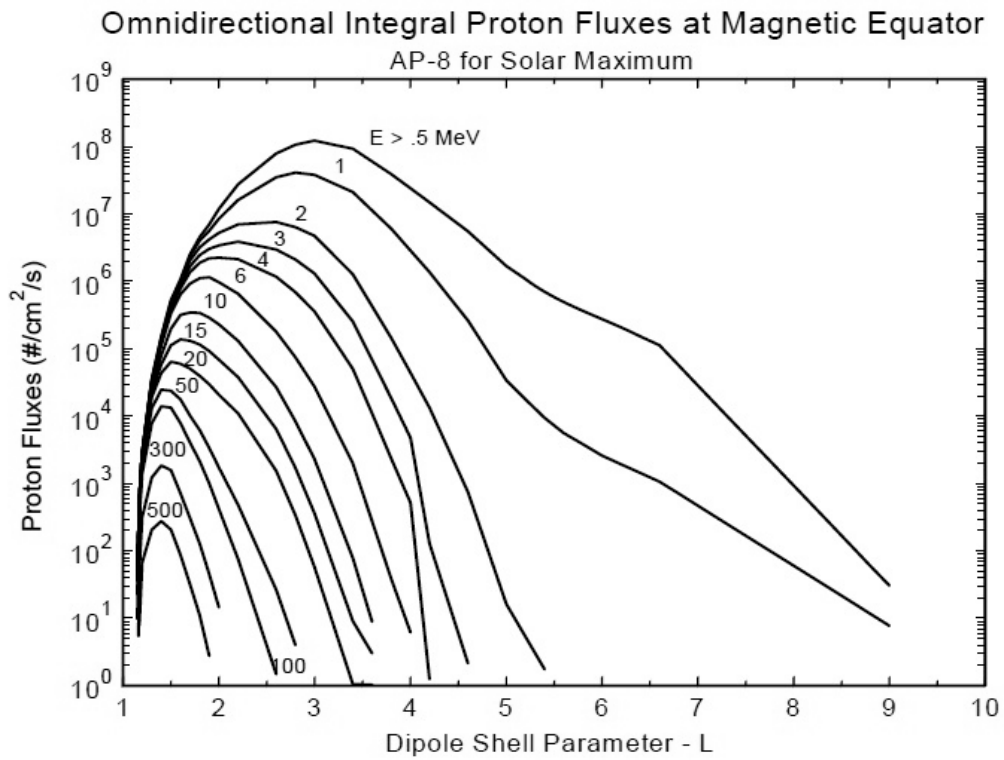


Figure 1.37 — Variation des flux des protons piégés en fonction de leur distance radiale dans le plan de l'équateur magnétique en maximum solaire (AP8\_MAX).

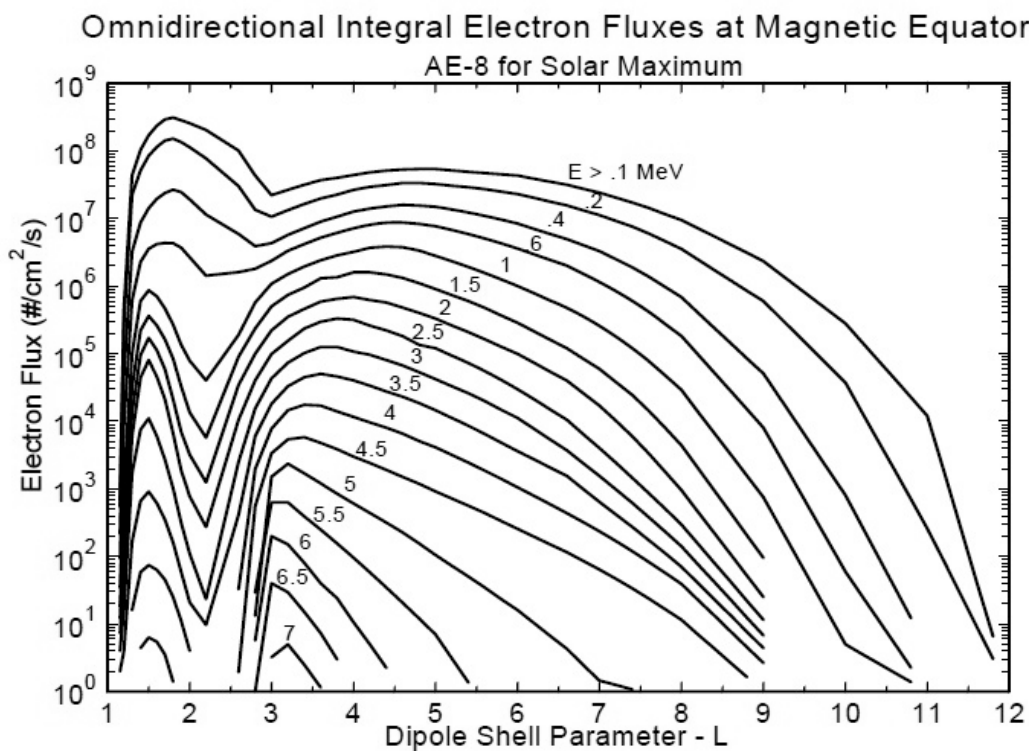


Figure 1.38 — Variation des flux des électrons piégés en fonction de leur distance radiale dans le plan de l'équateur magnétique en maximum solaire (AE8\_MAX).



On peut aussi visualiser la région de la SAA et celle des cornets polaires en projetant les contours de flux de particules de la ceinture interne sur une carte graduée en longitude/latitude terrestre. Les flux de protons sont visibles sur la Figure 1.39, où l'on délimite bien la zone de la SAA. Les flux des électrons sont visibles sur la Figure 1.40, où l'on délimite aussi la zone correspondant à la SAA et où on note aussi la présence de flux importants d'électrons aux latitudes élevées (nord et sud). Ces latitudes importantes correspondent aux grandes valeurs de la coordonnée magnétique L, les électrons associés proviennent donc de la ceinture externe comme le montre la coupe verticale du modèle d'électrons AE8 (voir Figure 1.36).

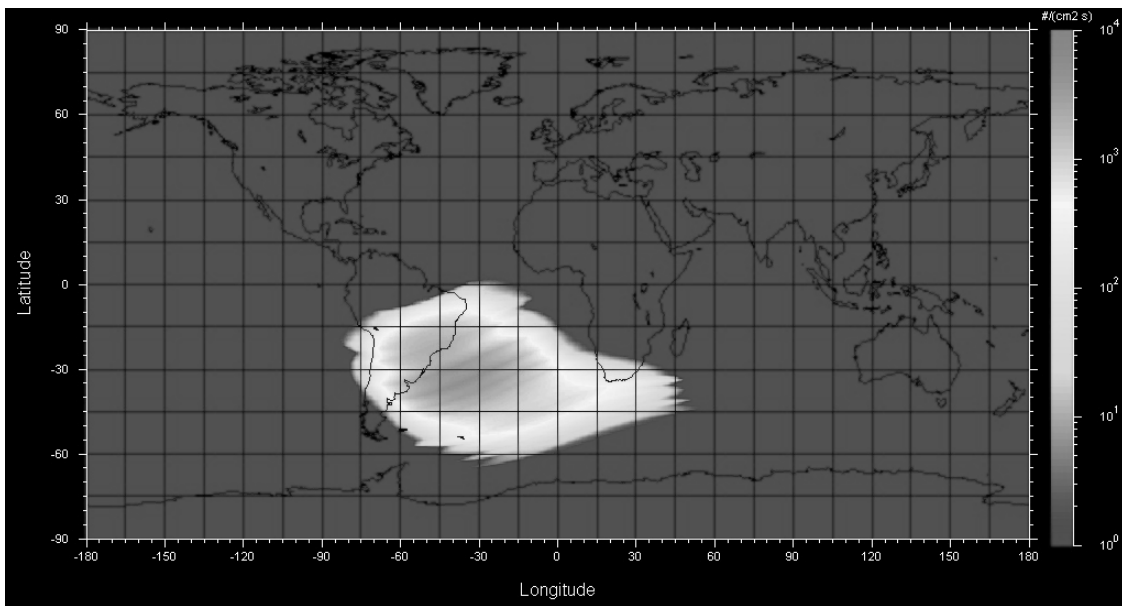


Figure 1.39 — Contours de flux de protons (en  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) d'énergie  $> 10$  MeV des ceintures de radiations à 600 km d'altitude.

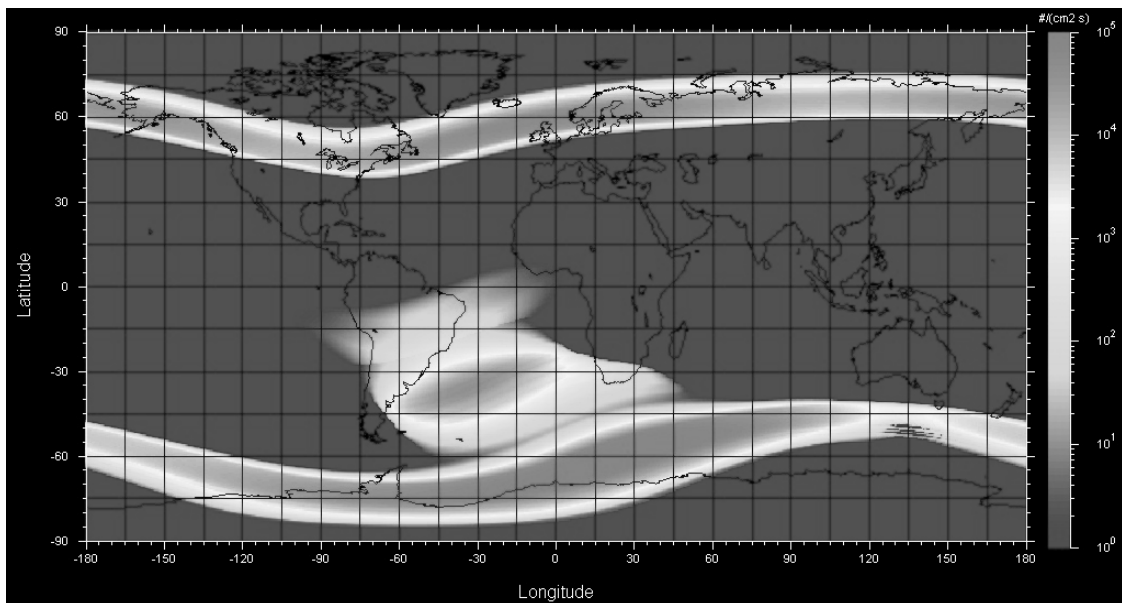


Figure 1.40 — Contours de flux d'électrons (en  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) d'énergie  $> 1$  MeV des ceintures de radiations à 600 km d'altitude.

Le choix du modèle de champ magnétique a une certaine importance dans la modélisation des flux de particules piégées. Le standard ECSS recommande de choisir les modèles de champ magnétiques indiqués dans le Tableau 1.4. Comme il est difficile de définir le pourcentage de Soleil MIN et MAX à appliquer pour des missions non prévues exclusivement en période de minimum ou maximum solaire, une méthode conservatrice (pire cas) consiste à considérer les modèles AE8\_MAX pour les flux d'électrons et AP8\_MIN les flux de protons. En effet, les flux d'électrons sont maximums en période d'activité solaire intense. À l'inverse, c'est en période de minimum solaire, alors que l'atmosphère terrestre est moins dilatée et que les précipitations de protons dans l'atmosphère sont moindres et que leurs flux sont plus importants. Par ailleurs, le choix d'un modèle de champ magnétique particulier conditionne aussi la forme et la position de la SAA, ce qui est important pour les satellites évoluant en orbite basse, dans la mesure où cela a une influence sur les opérations et l'analyse des données. Une difficulté vient du fait que les modèles de champ magnétique ne sont valables que pour une époque bien particulière.

Tableau 1.4 — Modèles de champ magnétiques recommandés pour AE8 et AP8.

Epoque de la mission	AP8	AE8
Soleil MIN	Jensen Cain 1960	Jensen Cain 1960
Soleil MAX	GSFC 12/66	Jensen Cain 1960

### Modèle POLE

Le modèle POLE a été développé par l'ONERA en collaboration avec le LANL (*Los Alamos National Laboratory*). Il est basé sur les mesures effectuées par les satellites géostationnaires du LANL couvrant une période de deux cycles solaires et demi (1976-2001). Il fournit les flux différentiels d'électrons entre 30 keV et 2 MeV pour les trois configurations suivantes :

- Le pire cas (flux maximum en période de Soleil actif)
- Le cas favorable (flux minimum en période de Soleil calme)
- Le cas intermédiaire (moyenne des flux entre les deux cas précédents)

Cependant, ce modèle est limité au cas particulier de l'orbite géostationnaire, et ne concerne donc que la population des électrons à cette altitude.



utiliser ces mêmes composants à bord des futurs satellites. Aux altitudes des avions et des ballons, ce sont les neutrons qui sont prépondérants. Les électrons, malgré leur flux proche de celui des neutrons, ne peuvent déposer suffisamment de charges de façon localisée dans un composant électronique et ne sont donc pas dangereux. Quant aux protons, muons et pions, leurs flux sont au minimum deux ordres de grandeur en dessous de celui des neutrons. On retiendra que les particules atmosphériques les plus dangereuses pour les systèmes électroniques sont donc les neutrons.

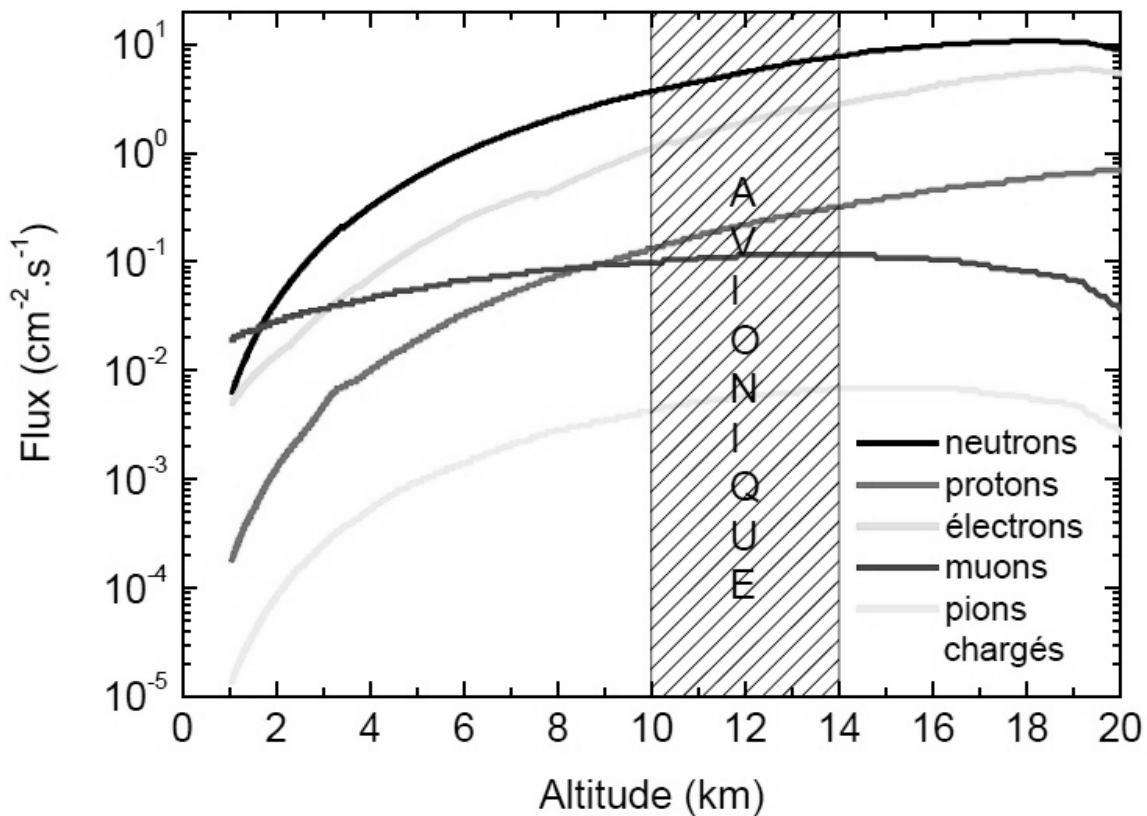


Figure 1.42 — Flux des particules atmosphériques en fonction de l'altitude<sup>10</sup>.

## 1.6.2 Caractéristiques des neutrons

### Spectre

Les neutrons atmosphériques peuvent être produits par deux types de réactions nucléaires [Hess, 1961] :

- Choc direct entre les particules cosmiques de haute énergie et les atomes de l'atmosphère, donnant les *fast neutrons* ou *knock-on neutrons* d'énergie comprise entre 5 MeV et 1 GeV.

<sup>10</sup> K. O'Brien, « The natural environment », United States Department of energy, 720805-P1, 1971

- Désexcitation par émission de neutrons des atomes de l'atmosphère excités par les rayons cosmiques, processus d'évaporation donnant les neutrons d'énergie comprise entre 0,1 MeV et 10 MeV.

Certains des neutrons produits sont émis hors de l'atmosphère (17%) tandis que d'autres sont capturés par absorption, notamment par le biais de la réaction  $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$  (64% du nombre total de neutrons). Il en résulte le spectre énergétique d'équilibre dans l'atmosphère présenté en Figure 1.43. On notera d'abord que la distribution énergétique des neutrons ne varie pas avec l'altitude, et aussi la présence du pic d'absorption aux alentours du MeV.

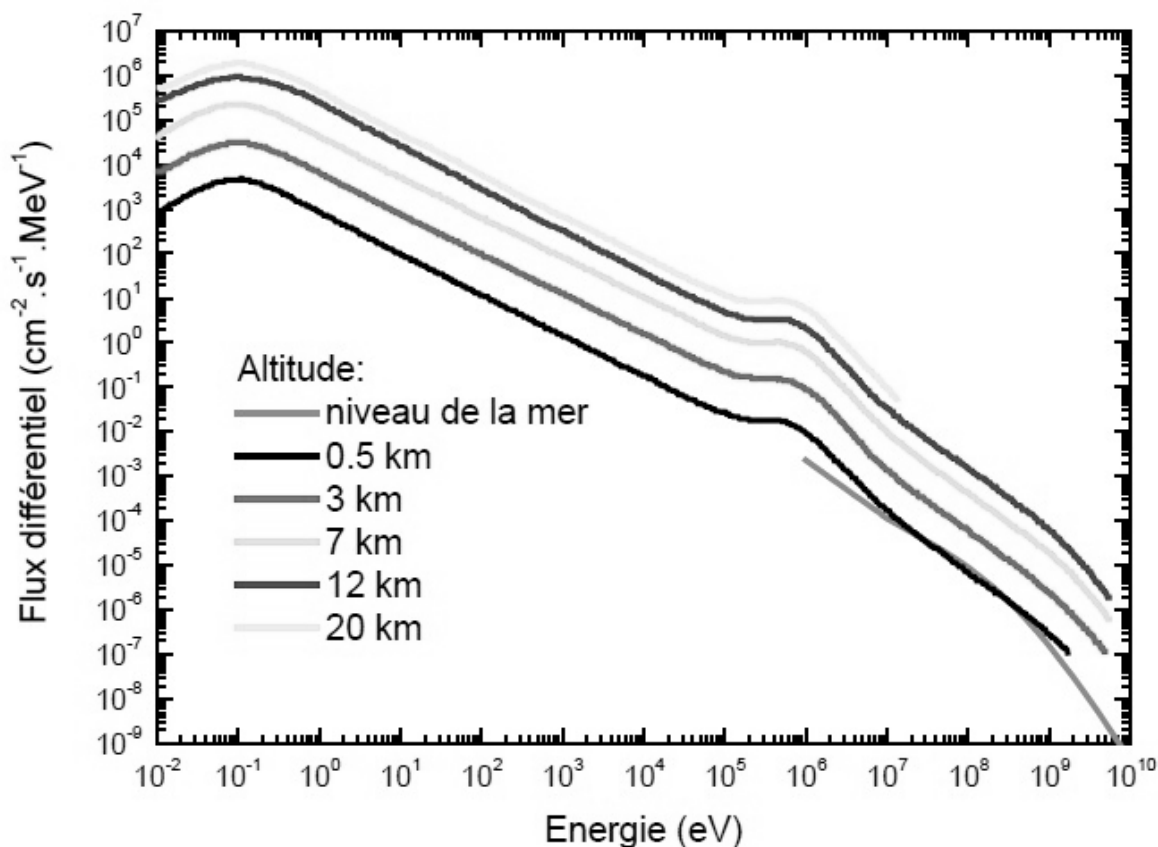


Figure 1.43 — Flux différentiel des neutrons pour différentes altitudes. Les flux au niveau de la mer proviennent de New York City [JEDEC<sup>11</sup>, JESD 2001], les autres correspondent à la latitude de 44° [Hess, 1961].

### Influence du blindage magnétosphérique

Compte tenu du blindage magnétosphérique qui influe sur le flux de rayons cosmiques arrivant sur l'atmosphère terrestre, les flux de neutrons dépendent de la latitude, ils sont plus importants aux hautes latitudes (Figure 1.44). On observe également une influence de l'activité solaire qui intervient à deux niveaux. En période d'activité solaire, on assiste à un gonflement de

<sup>11</sup> JEDEC, Joint Electronic Devices Engineering Council

l'héliosphère qui repousse au loin les rayons cosmiques, sources de neutrons atmosphériques. Les flux de neutrons sont donc anti corrélés avec le cycle solaire. Lors des événements solaires qui injectent des protons au voisinage terrestre (en période de maximum solaire mais aussi en période de minima), ceux-ci peuvent générer des neutrons atmosphériques par collision avec l'atmosphère, et on peut assister à une augmentation temporaire du flux à l'occasion des événements solaires intenses.

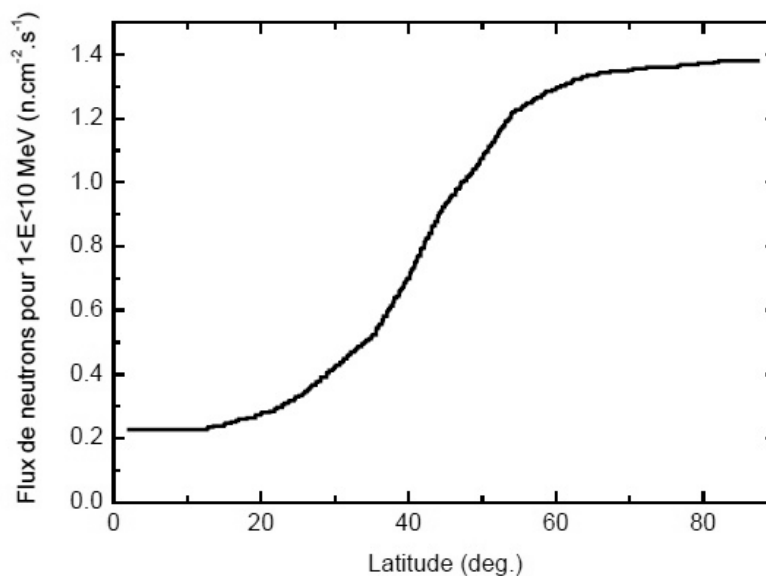


Figure 1.44 — Variation du flux de neutrons de 1 à 10 MeV en fonction de la latitude terrestre d'après [Normand, 1993].

### 1.6.3 Modélisation

S'il existe bien des modèles de flux de neutrons atmosphériques, ils sortent du cadre de ce mémoire dans la mesure où ils sont à usage des avionneurs. En effet, ils ont été bâtis à partir de mesures réalisées au moyen de moniteurs de particules embarqués dans des avions lors de vols intercontinentaux effectués à diverses altitudes et diverses longitudes.

En ce qui concerne les neutrons que l'on peut rencontrer dans l'espace (albédo terrestre), le standard ECSS précise qu'il n'existe pas aujourd'hui de modèle suffisamment mature pour être utilisé comme standard. Certaines valeurs sont disponibles par le biais du modèle QARM<sup>12</sup> (*QinetiQ Atmospheric Radiation Model*). Ce modèle a été développé par QinetiQ, un fournisseur international de services technologiques et de solutions pour des applications liées à la défense, la sécurité et les marchés connexes, principalement au Royaume-Uni et États-Unis.

---

<sup>12</sup> Le modèle QARM est utilisable via une interface Web à l'adresse <http://qarm.space.qinetiq.com> pour un usage limité et à des fins non commerciales.

## 1.7 Aspects dynamiques

Je n'ai considéré jusqu'ici que les aspects plus ou moins statiques de l'environnement spatial ou autrement dit, moyennés dans le temps à l'échelle du cycle solaire (11 ans). Or, la magnétosphère présente des aspects très dynamiques sur des échelles de temps bien plus courtes, ce qui a bien sûr des répercussions importantes sur les flux de particules rencontrées.

Je commencerai en abordant le phénomène de tempêtes magnétiques (§1.7.1), ce qui me conduira à introduire les indices d'activité magnétique qui seront utilisés tout au long de cette section, et aussi au chapitre 4 dans le cadre de l'exploitation scientifique du projet SVOM. Parmi les phénomènes hautement instables de la magnétosphère, les aurores polaires, provoquées par une précipitation massive de particules dans la haute atmosphère, sont les plus spectaculaires. Même si elles mettent en relief ces zones particulières appelées les cornets polaires, on verra qu'elles sont davantage liées aux tempêtes magnétiques (§1.7.2). Je traiterai ensuite de l'évolution rapide des ceintures, SAA incluse, suite aux injections de particules et perturbations magnétiques naturelles induites par le Soleil et la Terre (§1.7.3) ou artificielles (§1.7.4). Je terminerai par un descriptif rapide des modèles dynamiques (§1.7.5).

### 1.7.1 Tempêtes magnétiques

#### Orages et sous-orages magnétiques

À la fin du 19<sup>ème</sup> siècle, des savants étudiaient les fluctuations temporelles du champ magnétique mesuré au sol, sous les régions aurorales. Ils avaient remarqué des modifications du champ magnétique qui duraient typiquement 3 jours et pendant lesquelles ils observaient beaucoup d'aurores. Ils appelèrent ces événements des orages magnétiques. Ils observèrent aussi des fluctuations plus brèves, de l'ordre d'une heure, pendant lesquelles des aurores apparaissaient également. Comme ces événements avaient souvent lieu pendant les orages, ils les appelèrent des sous-orages. Ils pensaient que les sous-orages étaient une conséquence des orages, mais ce n'était pas exact.

Les orages sont des reconfigurations lentes de la magnétosphère, elles sont dues à un afflux de vent solaire, lui-même dû à des éruptions solaires, alors que les sous-orages sont des reconfigurations plus rapides de la magnétosphère qui ne sont pas une conséquence des orages. Des sous-orages ont lieu fréquemment, et ce même quand il n'y a pas d'orage. La confusion venait du fait que les orages créent des conditions propices à des sous-orages plus fréquents et plus intenses, ceux-là même qui étaient mesurables avec les appareils de l'époque. Néanmoins, même aujourd'hui, cette confusion qui consiste à croire que les sous-orages sont une conséquence, ou bien encore une composante des orages magnétiques, est entretenue par leurs dénominations trompeuses. Il faut retenir que les orages sont des reconfigurations lentes de la magnétosphère induites par un afflux de vent solaire, alors que les sous-orages sont des reconfigurations rapides de la magnétosphère pas

forcément induite par le Soleil. Pour résumer, les orages magnétiques sont une condition qui favorise l'apparition des sous-orages, mais ils ne leur sont pas une condition nécessaire.

### **Reconnexion magnétique**

Le phénomène de reconnexion magnétique faisant intervenir des notions très pointues de magnétohydrodynamique, je me contenterai simplement d'évoquer ce phénomène. En plus des orages magnétiques, on s'est rendu compte que l'orientation du champ magnétique interplanétaire avait aussi une forte influence sur le déclenchement des sous-orages. Des modèles théoriques ont été développés depuis les années 1960, montrant que lorsque le champ magnétique interplanétaire est orienté vers le sud (dans le sens contraire du champ magnétique terrestre), des phénomènes appelés reconnexion se produisent au niveau de la magnétopause (voir la topologie de la magnétosphère décrite au §1.2.4). Lors de ces phénomènes, cette frontière n'est plus étanche au vent solaire, et beaucoup de matière d'origine solaire s'engouffre dans l'environnement de la Terre, déclenchant des sous-orages. Cette idée est supportée expérimentalement par le fait que beaucoup de sous-orages très forts sont observés pendant que le champ magnétique interplanétaire est orienté vers le sud. Mais cette idée a aussi des points faibles :

- Les sites de reconnexion sont vraisemblablement très petits (quelques kilomètres, ou moins). La rareté de ces événements, et la petitesse des zones de reconnexion ne permettent pas encore d'évaluer l'importance de ces phénomènes. Sont-ils fréquents ou rares, désordonnés ou non ?
- Depuis quelques années, les sondes spatiales permettent de mesurer quasiment en permanence les caractéristiques du champ magnétique interplanétaire (sonde Wind par exemple). Des travaux ont alors montré de nombreux cas de sous-orages qui se déclenchent lorsque le champ magnétique interplanétaire est orienté vers le nord (et non plus le sud comme mentionné plus haut) et alors qu'il n'y a pas d'orage magnétique. L'orientation du champ magnétique interplanétaire vers le sud est un facteur qui favorise le déclenchement des sous-orages, mais ce n'est pas un facteur nécessaire.

Pour résumer la situation par une image simple, on peut dire que des événements comme un orage magnétique, ou un retournement du champ magnétique interplanétaire, sont des sortes de coups de pieds donnés à la magnétosphère. Si celle-ci est dans une configuration instable, ces coups de pieds vont accélérer sa reconfiguration ou la rendre plus brutale, mais sans eux, une reconfiguration rapide (i.e. un sous-orage) peut quand même se produire.

### **Indices d'activité magnétique**

La complexité des phénomènes magnétosphériques pose le problème de leurs suivis afin de percevoir rapidement leurs caractéristiques majeures. Le champ géomagnétique est la résultante du champ intrinsèque de la Terre, avec ses variations propres (voir plus bas le §1.7.3 à propos de la variation séculaire), et des perturbations liées aux interactions avec le vent solaire et aux courants



ionosphériques. Ces interactions sont différentes selon la latitude d'observation. L'idée de définir un indice global date de 1939, c'est-à-dire avant l'ère numérique. Aussi le premier d'entre eux, appelé **K**, est relativement imprécis. Dans le souci de bâtir une base de données permettant l'étude à long terme des variations du champ, on continue cependant à le calculer. Il décrit l'activité magnétique de 3 heures en 3 heures. Les composantes horizontales du champ sont mesurées, puis on en retranche les variations qu'on sait être dues à des phénomènes terrestres, globaux ou locaux. Les observatoires sont au nombre de 13 dont deux seulement dans l'hémisphère sud. Il n'y en a ni en Afrique, ni en Amérique Latine, ni en Asie, ni en Europe de l'est et aucun n'est localisé dans une mer ou un océan. Dans chaque observatoire, le champ magnétique est moyenné sur 3 heures, et calé sur une échelle quasi logarithmique **K** qui va de 0 (pas d'activité) à 9 (conditions très actives). Cet indice est donc un code. Les indices **K** sont ensuite moyennés, en appliquant une pondération qui tente de tenir compte à la fois de la mauvaise répartition des stations de mesures, et du fait que les excursions magnétiques sont plus importantes à haute qu'à basse latitude. Cette moyenne donne un « indice planétaire » **Kp** (*planetarische Kennziffer*). Pour le raffiner un peu, on lui autorise 28 valeurs, comprises entre 0 et 9, avec trois possibilités pour un nombre intermédiaire (par exemple 5-, 5, 5+).

Cependant, comme l'échelle **K** ne permet aucun calcul arithmétique, on a défini en 1951 un indice linéaire noté **Ap** (amplitude planétaire équivalente). Puisque la tendance régulière des variations du champ a été retirée, l'indice **Ap** représente la seule perturbation du champ magnétique. À haute latitude, le comportement magnétique devient très spécifique. L'indice **AE** (*Auroral Electrojet*) a été construit pour les zones aurorales : les stations de mesure se trouvent entre  $\pm 60^\circ$  et  $\pm 71^\circ$  de latitude géomagnétique. Les déviations de l'indice **AE** par rapport à une ligne de base journalière sont appelées des sous-orages magnétiques, qui peuvent durer de quelques dizaines de minutes à quelques heures. De façon similaire, les régions équatoriales sont sensibles au courant annulaire dont les perturbations ne dépendent ni de l'heure locale ni de la longitude. Un réseau de 5 observatoires répartis autour de l'équateur fournit l'indice **Dst** (*Disturbance Storm Time*) qui correspond à la moyenne horaire des perturbations. De grandes déviations négatives de l'indice **Dst** sont le signe d'un accroissement de l'intensité du courant annulaire et apparaissent généralement sur des échelles de temps d'environ une heure. La diminution de l'intensité peut prendre beaucoup plus longtemps, de l'ordre de plusieurs heures. La durée totale de la perturbation correspond à ce qu'on appelle un orage magnétique

Les principaux indices d'activité magnétique sont donnés dans le Tableau 1.5. On peut accéder facilement via internet aux valeurs de ces indices qui sont mis à jour régulièrement (voir les sites utiles donnés en annexe). Pour se faire une idée plus complète de la météo spatiale du moment, on peut aussi combiner ces indices avec les indicateurs de l'activité solaire (voir §1.2.1 à propos du vent solaire et §1.2.2-Indice d'activité solaire  $F_{10.7}$  à propos de l'indice décimétrique). C'est précisément l'objet de la météorologie spatiale dont les enjeux sociaux et économiques ont déjà été évoqués (voir §1.1.3).

Tableau 1.5 — Principaux indices d'activité magnétique.

Indice	Description	Echelle/Unité
K	<b>Perturbation locale du champ magnétique, établie sur une période de 3 heures</b> : l'indice K code la fluctuation de la composante horizontale du champ selon une échelle quasi logarithmique. La conversion de la fluctuation maximale (nT) en indice K varie d'un observatoire à l'autre de sorte que le taux d'occurrence des valeurs de K soient les mêmes pour tous les observatoires (fluctuations plus importantes à haute latitude). Les indices K sont donnés toutes les trois heures afin de discriminer les véritables perturbations du champ géomagnétique des variations produites par les courants ionosphériques.	28 pas de 0 (calme) à 9 (perturbé)
Kp	<b>Indice planétaire, perturbation globale du champ géomagnétique</b> : Kp est la moyenne arithmétique des valeurs de K mesurées dans 13 observatoires (dont 2 pour l'hémisphère sud). Du point de vue des opérations spatiales affectées par le niveau de tempête magnétique, ce sont les valeurs de Kp supérieures à 5 qui sont préoccupantes.	Idem K
a	<b>Amplitude équivalente</b> : les valeurs de K de 0 à 9 (échelle logarithmique) sont converties en les valeurs 0, 3, 7, 15, 27, 48, 80, 140, 240, 400 (échelle linéaire).	28 pas de 0 à 400
A	<b>Moyenne journalière de l'amplitude équivalente</b> : A est la moyenne journalière de 8 indices a.	Idem a
Ap	<b>Amplitude équivalente planétaire</b> : Ap correspond à l'indice A moyenné sur un ensemble de stations spécifiques, celles qui mesurent Kp.	Idem a
Cp	<b>Valeur qualitative journalière</b> : Cp correspond à la somme des indices Ap au cours d'une journée.	de 0 à 2,5 par pas de 0,1
C9	Conversion de l'indice Cp en 10 niveaux.	de 0 à 9 par pas de 1
AE	<b>Auroral electrojet</b> : l'indice AE est construit à partir des mesures de la composante horizontale du champ à haute latitude géomagnétique. Il correspond à l'activité dans les zones aurorales et la queue de la magnétosphère. Les déviations de AE correspondent à un <u>sous-orage</u> .	nT
Dst	<b>Disturbance Storm Time</b> : l'indice Dst est construit à partir des mesures à basse latitude. Les déviations négatives sont causées par le courant de dérive ( <i>ring courant</i> ) qui circule autour de la terre d'est en ouest dans le plan équatorial, et dont l'intensité est couplée avec les paramètres du vent solaire. Une valeur négative de Dst indique qu'un <u>orage</u> est en cours, celui-ci étant d'autant plus intense que Dst est négatif.	nT

### Occurrence des tempêtes

Le taux d'occurrence des tempêtes magnétiques est fortement corrélé avec l'activité solaire. L'activité magnétique enregistrée au niveau du sol permet d'élaborer un indice Ap qui renseigne sur l'activité de la magnétosphère, et donc le nombre de tempêtes magnétiques qui se produisent. L'évolution au cours du temps du nombre de jours au cours desquels une tempête magnétique s'est produite montre une variation tout à fait corrélée avec le cycle solaire (Figure 1.45).

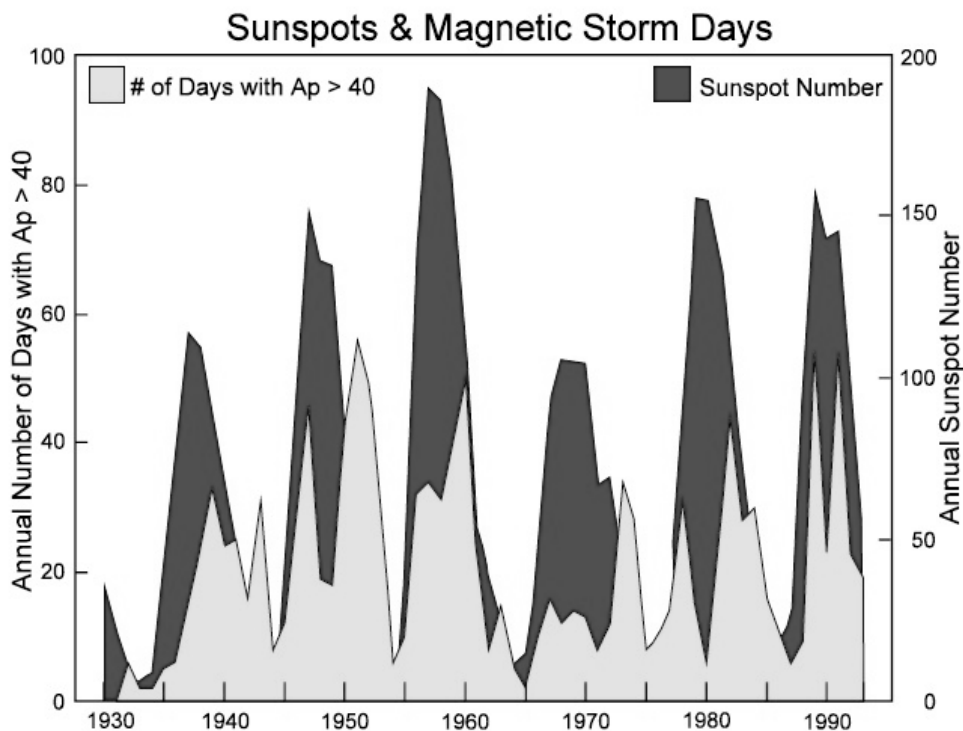


Figure 1.45 — Nombre de jours au cours desquels une tempête magnétique (courbe claire) mesuré à travers l'indice magnétique  $A_p > 40$ , en corrélation avec l'activité solaire (courbe foncée) mesurée à partir du nombre de tâches solaires (Crédit NOAA).

Sur la Figure 1.45, on observe tout de même deux pics d'occurrence des tempêtes magnétiques pour un seul pic correspondant au cycle solaire. Cela est dû au fait qu'au cours de la phase montante du cycle solaire, on observe couramment des tempêtes magnétiques induites par les CME, ces tempêtes magnétique étant plutôt violentes mais de courte durée. Alors qu'au cours de la phase descendante du cycle solaire, on observe plutôt des tempêtes magnétiques induites les trous coronaux, les tempêtes magnétiques associées étant alors généralement moins intenses mais plus longues.

Une autre variation cyclique, de période plus courte (27 jours), se superpose à la précédente. Elle est due à la rotation apparente des trous coronaux à la surface du Soleil qui tourne sur lui-même (rotation différentielle) selon une période moyenne de 27 jours. Les trous coronaux induisent eux aussi des injections de particules que l'on retrouve par exemple au niveau de l'orbite géostationnaire (Figure 1.46).

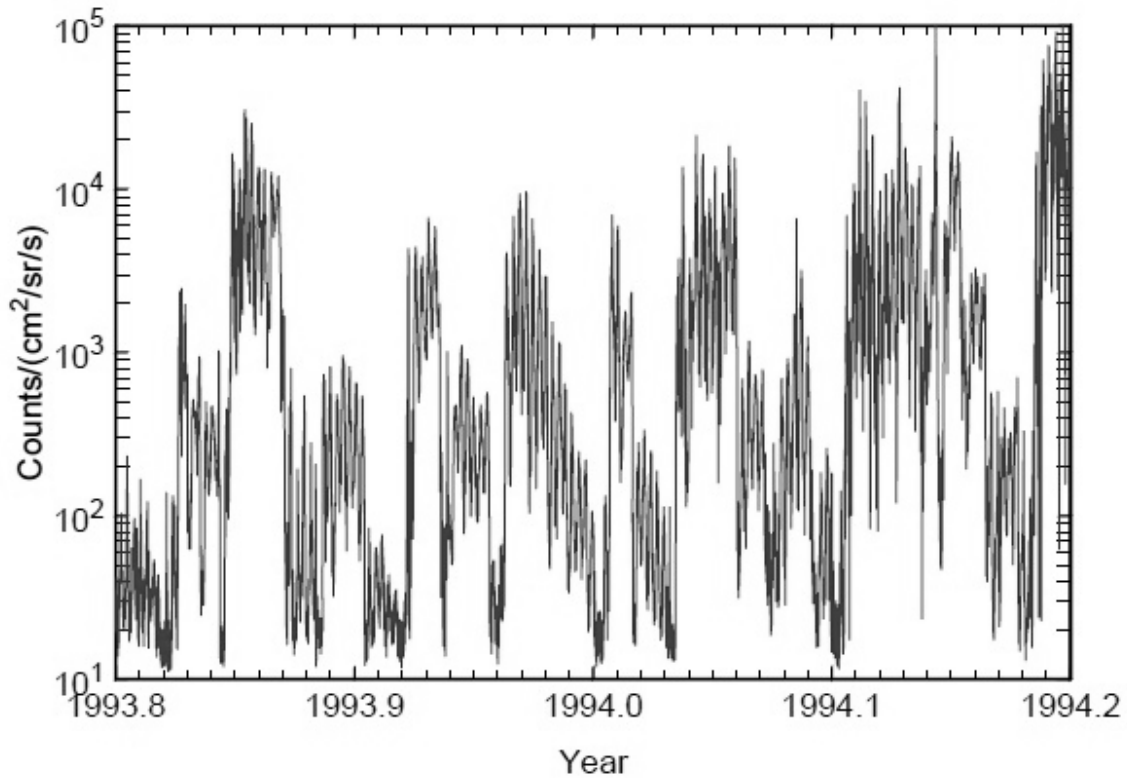


Figure 1.46 — Variation cyclique de 27 jours des flux d'électrons d'énergie > 2 MeV enregistrés par le satellite GOES-7 en orbite géostationnaire au-dessus de la longitude 112° ouest (Crédit NOAA).

### 1.7.2 Aurores polaires

Les aurores polaires sont des phénomènes spectaculaires qui illustrent bien les propriétés dynamiques de la magnétosphère. La Figure 1.47 montre une aurore polaire vue depuis le sol, et une autre vue depuis l'espace. Les couleurs vives verte et violette sont causées par l'oxygène et l'hydrogène atmosphérique réagissant à l'arrivée de bouffées d'électrons. La Figure 1.48 montre l'ovale auroral centré sur chaque pôle magnétique.



Figure 1.47 — Aurore polaire vue depuis le sol (à gauche) et depuis l'espace (à droite).

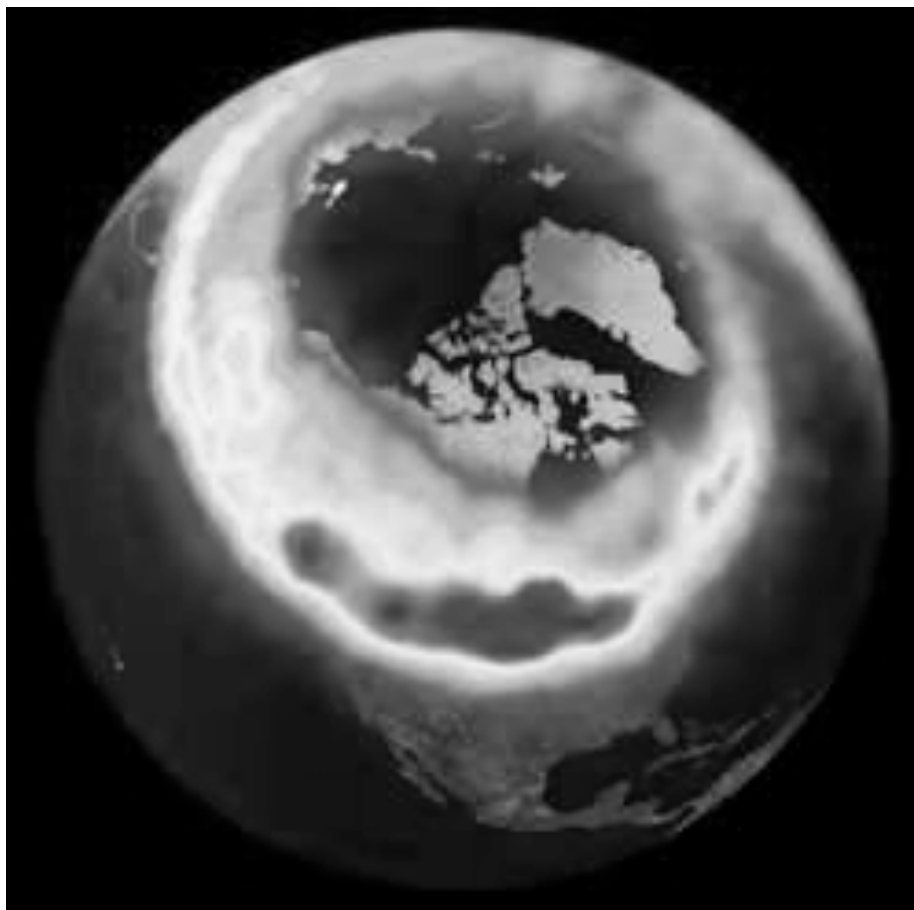


Figure 1.48 — Image composite d'une aurore boréale au-dessus du Canada observée dans la partie visible et ultraviolette par le satellite Polar.

Voyons à présent l'origine des particules précipitées, leur trajet au sein de la magnétosphère et ce qui cause leur précipitation.

### **Origine et trajet des particules précipitées**

On pourrait croire que les particules précipitées qui déclenchent les aurores proviennent des ceintures de Van Allen, mais c'est faux. Les particules très énergétiques qui parviennent à s'échapper des ceintures de Van Allen émettent des rayons X lorsqu'elles pénètrent dans l'atmosphère (rayonnement de freinage, ou Bremsstrahlung). Des mesures fines du rayonnement X atmosphérique ont permis de déceler les rayonnements X dus à ces particules et ont montré qu'il ne se produit pas aux latitudes aurorales, mais à des latitudes plus basses (points miroirs, voir §1.5.1). On sait par ailleurs que les particules précipitées qui déclenchent les aurores ont une énergie beaucoup plus faible que celle des particules piégées dans les ceintures de Van Allen. Les particules qui nous intéressent ici, celles qui génèrent les aurores, proviennent donc bien du vent solaire. Mais comment est-ce possible puisque la magnétopause est étanche à 99,9% aux particules provenant du vent solaire ? En fait, au voisinage des cornets polaires, l'étanchéité est moins bonne et les particules du vent solaire peuvent effectivement pénétrer dans la magnétosphère par les cornets polaires. Mais, à une certaine profondeur, elles sont repoussées par le champ magnétique de la Terre et sont alors

envoyées dans le manteau, une région de la queue magnétosphérique située sous la magnétopause (voir la topologie de la magnétosphère décrite au §1.2.4). Les particules éjectées dans le manteau ne contribuent pas immédiatement à la formation des aurores. En fait, certaines d'entre elles reviendront vers la Terre, et il se peut qu'elles soient précipitées dans la haute atmosphère et engendrent alors des aurores. Ce dernier trajet, du manteau vers la haute atmosphère, est le fruit d'un processus assez long et complexe qui fait intervenir les sous-orages magnétiques, c'est-à-dire des reconfigurations rapides de la magnétosphère.

### **Cause et prédiction des aurores**

Comme on vient de le voir, les aurores ne sont observables que pendant les sous-orages. Ce sont eux la vraie cause des aurores, et non pas les orages magnétiques. Mais il se peut qu'en visitant des sites d'actualités consacrés à la météorologie spatiale, on lise quelque chose comme « attention, il y a eu une éjection de masse coronale, elle est susceptible de heurter la Terre, il y aura sans doute des belles aurores ». Cette phrase peut prêter à confusion et il ne faudrait pas en déduire que ce sont les éjections de masses coronales (CME) qui sont responsables des aurores. En fait, la CME n'est pas directement responsable des aurores attendues, mais elle se traduit par une intensification du vent solaire qui, lui, intervient bien dans le processus décrit ci-dessus. Si l'éjection de masse coronale heurte la Terre, il y aura vraisemblablement un orage magnétique associé à la reconfiguration lente de la magnétosphère, et pendant cet orage, il y aura des sous-orages plus forts et plus fréquents qui généreront des aurores brillantes. Mais cela ne veut pas dire qu'il faut absolument une CME pour voir des aurores. On en verra aussi la plupart des autres nuits ; seulement, elles seront peut-être moins belles et moins fréquentes.

### ***1.7.3 Evolution rapide des ceintures***

Même si les ceintures de radiations correspondent à des zones de piégeage relativement stables, on ne peut pas pour autant les considérer comme tout à fait statiques. Une limitation majeure des modèles AE8 et AP8 tient d'ailleurs à leur caractère statique, alors que les ceintures de radiations présentent des aspects dynamiques. Cependant, il est important de considérer les propriétés dynamiques des ceintures selon différentes échelles de temps que l'on choisit en fonction de l'effet étudié (dégradation attendue). Par exemple, si l'on s'intéresse à des effets cumulatifs tels que la dose, alors il est inutile de considérer les variations à l'échelle de la minute (sous-orages) ou de la semaine (orages), et seules les variations à l'échelle du cycle solaire sont à considérer. En revanche, le caractère dynamique des ceintures de radiations sur de plus petites échelles de temps (de l'ordre de la minute, de l'heure, ou du jour) revêt une grande importance pour les problèmes liés aux accroissements brefs de flux, comme par exemple les décharges électrostatiques (que je ne traite pas dans ce mémoire, voir §1.1.2), ou bien les fausses détections de sursauts gamma en orbite basse (que je traite au chapitre 4).

Dans les paragraphes suivants, nous allons décrire successivement les aspects dynamiques liés au mouvement des particules piégées, à l'injection de particules solaires et aux fluctuations du champ magnétique terrestre (interne et externe).

### **Instabilités liées aux mouvements des particules piégées**

Pour être piégée au sein des ceintures, une particule doit satisfaire un certain nombre de conditions de charge, d'énergie, de position et d'orientation (angle d'attaque) qui peuvent varier pour plusieurs raisons :

- Par collision, il peut y avoir neutralisation de la charge et donc échappement
- Par diffusion, il peut y avoir modification de l'angle d'attaque par rapport à la ligne de champ pouvant entraîner la particule dans son cône de perte
- Les électrons très énergétiques perdent de l'énergie par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung), et peuvent à terme ne plus satisfaire aux conditions de piégeage

Ces phénomènes dynamiques se traduisent par des pertes de particules piégées et contribuent au vidage des ceintures, mais à l'inverse, il existe aussi d'autres phénomènes qui les remplissent. Il y a bien sûr une injection de particules dans la ceinture interne par le biais des rayons cosmiques heurtant la haute atmosphère (voir §1.5.2). La ceinture externe est quant à elle peuplée par des phénomènes hautement dynamiques liés à l'activité solaire. La prise en compte de ces phénomènes dynamiques fait l'objet de modèles élaborés des ceintures de Van Allen, que j'évoque plus bas au §1.7.5.

### **Injection de particules solaires et perturbation du champ magnétique**

La ceinture externe présente des niveaux de flux extrêmement dynamiques, avec des amplitudes de variation sur plusieurs ordres de grandeur, au point de masquer la variation périodique liée au cycle solaire. Les variations de flux des particules piégées dans la ceinture externe sont liées d'une part aux événements solaires qui y injectent des particules, et d'autre part aux tempêtes magnétiques qui perturbent le champ magnétosphérique, en particulier les CME. Les particules injectées par le Soleil peuvent (ou pas) migrer d'une coquille magnétique à une autre (valeur de L inférieure) au gré des perturbations magnétiques induites par les CME. Le phénomène de migration des protons vers des altitudes plus basses n'est observé que si une perturbation du champ magnétosphérique a lieu (Figure 1.49).

Les indices d'activité magnétique qui permettent de suivre ces perturbations (Kp, Ap, Dst, ...) ont été introduits (voir Tableau 1.5 page 107). Ils seront à nouveau évoqués au chapitre 4 dans le cadre de l'exploitation scientifique du projet SVOM, où il s'agira de discriminer les vraies détections de sursauts gamma des fausses détections, et ce en dépit des bouffées brèves de particules impactant les instruments lors de la traversée de « nuages » de particules se déplaçant à basse altitude (650 km pour le projet SVOM).

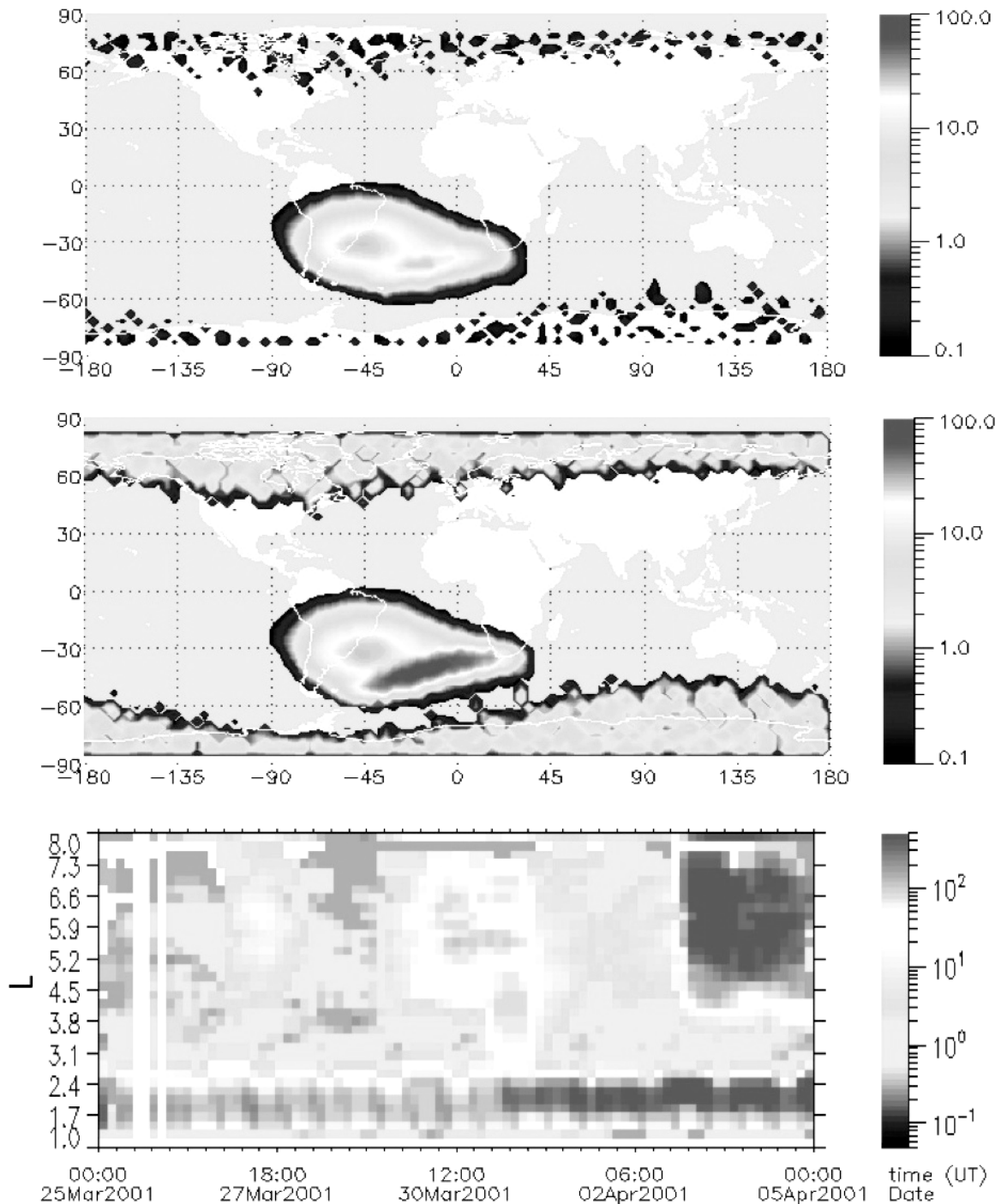


Figure 1.49 — Cartes longitude/latitude des flux de protons de 10 MeV enregistrés par le satellite SAC-C à 700 km d'altitude avant (image du haut) et après (image du milieu) une tempête solaire survenue autour du 30 mars 2001, où l'on note l'accroissement très net du flux de protons dans la moitié sud de la SAA. Sur l'image du bas, on visualise l'évolution temporelle des flux dans les différentes coquilles (L) et on s'aperçoit que les protons solaires injectés entre L=4 et L=8 un peu avant le 30 mars (zone claire) y demeurent confinés jusqu'au 31 mars, lorsqu'une perturbation du champ magnétique induite par une CME leur permet de migrer vers les coquilles internes entre L=1,5 et L=2,5 où ils restent piégés. Ce sont ces protons que l'on retrouve au niveau de la région sud de la SAA à 700 km (zone autour de L=2). On notera que la migration des protons solaires injectés le 3 avril vers les coquilles plus internes n'a pas lieu, alors qu'ils sont pourtant injectés en plus grand nombre que lors de l'événement du 30 mars (Crédit ONERA).



### Variation séculaire et dérive de la SAA

Un autre type de variation mesurable au niveau de la SAA est lié aux fluctuations du champ magnétique interne de la Terre. Celui-ci provient des courants dynamiques de fer en fusion dans le noyau terrestre (effet dynamo), et on appelle variation séculaire le lent changement du champ magnétique terrestre qui est lié à la stabilité globale de la géo dynamo sur des périodes allant de quelques années à des millénaires. En raison de la nature complexe de la géo dynamo, la variation séculaire a une allure relativement saccadée (Figure 1.50), et on observe notamment des changements brutaux de pente appelés *geomagnetic jerks*.

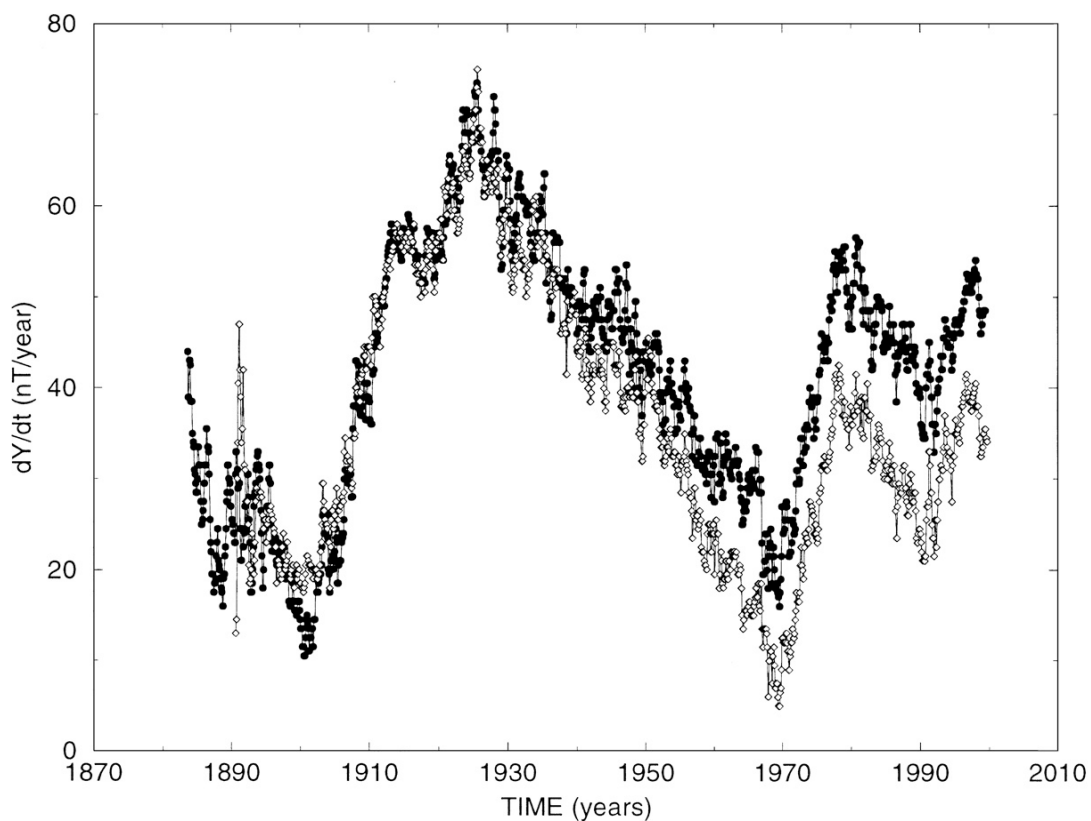


Figure 1.50 — Variation séculaire de la composante est du champ magnétique terrestre ( $dY/dt$ ) mesurée par l'observatoire de Chambon la Forêt (cercles pleins) et l'observatoire Niemegek (losanges) de 1883 à 2000, les *geomagnetic jerks* correspondant aux changements de pente (Figure tirée de [Mandea, 2000]).

On a vu au §1.5.2 que la position de la SAA découlait directement de la topographie du champ magnétique terrestre qui peut varier en raison des mouvements de fluide dans le noyau terrestre, et que les variations lentes induisaient une dérive moyenne de la SAA de  $\sim 0,3^\circ/\text{an}$  vers l'ouest. Les *geomagnetic jerks* correspondant à un changement de pente dans la variation séculaire font que des irrégularités se superposent au mouvement de dérive moyenne de la SAA : parfois elle se déplace soudainement vers l'est (à l'opposé du mouvement habituel) et la dérive change d'amplitude, comme cela a été observé dans les données de RXTE évoluant à  $\sim 500$  km d'altitude le long d'une orbite inclinée à  $23^\circ$  (Figure 1.51).

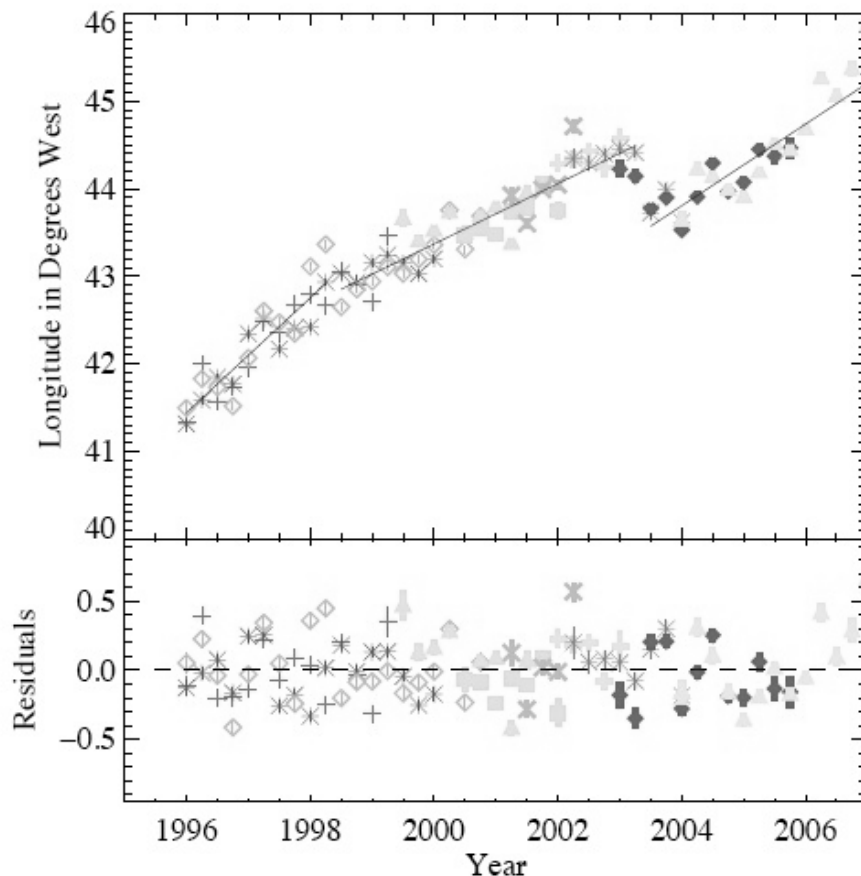


Figure 1.51 — Position de la SAA mesurée à partir des données de RXTE et différents ajustements de pente :  $0,65(1)^\circ/\text{an}$  pour la période 1996-1998,25 ;  $0,346(5)^\circ/\text{an}$  pour la période 1998,5-2003,25 ;  $0,46(1)^\circ/\text{an}$  pour la période 2003,5-2007 (Figure tirée de [Fürst, 2009]).

Ce phénomène de dérive (moyenne et changements brusques) devra être pris en compte dans le cadre du projet SVOM pour lequel il faudra définir une zone à risque du point de vue de la véracité des sursauts détectés depuis l'espace. J'y reviendrai au chapitre 4 dans le cadre de l'exploitation scientifique du projet SVOM que je dois mettre en place.

### Transition jour nuit au niveau de l'ionosphère

Depuis les années 1960, les engins spatiaux ont permis une meilleure compréhension in situ des phénomènes ionosphériques et les interactions avec la magnétosphère. De plus, durant ces mêmes années s'est développée une nouvelle technique d'étude de l'ionosphère depuis le sol : la diffusion incohérente. Dans cette technique, une onde UHF (400 MHz à 1 GHz suivant les installations) de très forte puissance (plusieurs centaines de kW) est émise vers l'ionosphère où elle est diffusée dans toutes les directions par les électrons ionosphériques. La puissance reçue au sol en retour est très faible et nécessite de grandes antennes et un traitement du signal pour extraire les informations. Cette technique permet d'avoir accès à la composition de l'ionosphère, la température des ions, ainsi qu'aux vitesses de déplacement de ces ions (vents ionosphériques).

On distingue généralement trois couches aux propriétés différentes vis-à-vis de la propagation des ondes :

- Couche D : altitude de 60 à 90 km, pression 2 Pa, température  $-76^{\circ}\text{C}$ , densité électronique  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ , constituée d'ions. Absorbante pour les ondes de fréquence inférieure à quelques MHz, elle apparaît avec le lever du Soleil et disparaît immédiatement après le coucher de celui-ci.
- Couche E : altitude de 90 à 120 km, pression 0,01 Pa, température  $-50^{\circ}\text{C}$ , densité électronique  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ , constituée d'oxygène et monoxyde d'azote moléculaires ionisés. Elle est diurne et présente tout au long du cycle solaire. Elle réfléchit les ondes de quelques MHz jusqu'à une fréquence limite qui dépend de l'angle d'incidence de l'onde sur la couche et de la densité de celle-ci. Au cours de l'été, en moyennes latitudes, apparaissent parfois pendant quelques dizaines de minutes, voire quelques heures, des nuages fortement ionisés dans la couche E (on parle de sporadique E ou Es).
- Couche F : altitude de 120 à 800 km, pression  $10^{-4}\text{Pa}$ , température  $1\,000^{\circ}\text{C}$ , densité électronique  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ , constituée d'atomes d'oxygène, d'azote et d'hydrogène. Très dépendante de l'activité solaire, elle présente un niveau d'ionisation très important pendant les maxima du cycle solaire. Son altitude fluctue en fonction du rayonnement solaire ; la couche F se décompose pendant la journée en deux sous-couches F1 et F2. Ces deux sous-couches se recombinent la nuit plusieurs heures après le coucher du Soleil mais il arrive qu'elles persistent toute la nuit lors des maxima d'activité solaire. Comme pour la couche E, le rôle de la couche F est essentiel pour la propagation des ondes courtes.

Les concentrations ioniques de l'ionosphère ne sont pas les mêmes du côté jour et du côté nuit. Durant la nuit, le pic de concentration de la région E est considérablement réduit (Figure 1.52) en raison des réactions chimiques et du changement rapide de polarisation verticale du champ électrique autour du coucher du Soleil. Le résultat est la formation d'une couche de conductivité élevée, au niveau de la transition jour nuit. Au moment du coucher du Soleil, ce phénomène provoque une augmentation de la précipitation des particules chargées de la SAA, connue sous le nom de *sunset enhancement*. En se reportant à nouveau à la Figure 1.52, on notera que l'activité solaire a aussi une influence sur ce phénomène.

Encore une fois, il s'agira de prendre en considération le phénomène de *sunset enhancement* dans le cadre de l'exploitation scientifique du projet SVOM (chapitre 4). En effet, si le logiciel d'analyse automatique des données de bord émet une alerte sursaut alors que le satellite se trouve au voisinage de la SAA, et que de plus le satellite se trouve au voisinage de la transition jour nuit, alors on aura d'autant plus de doutes sur la véracité de l'alerte envoyée au sol.

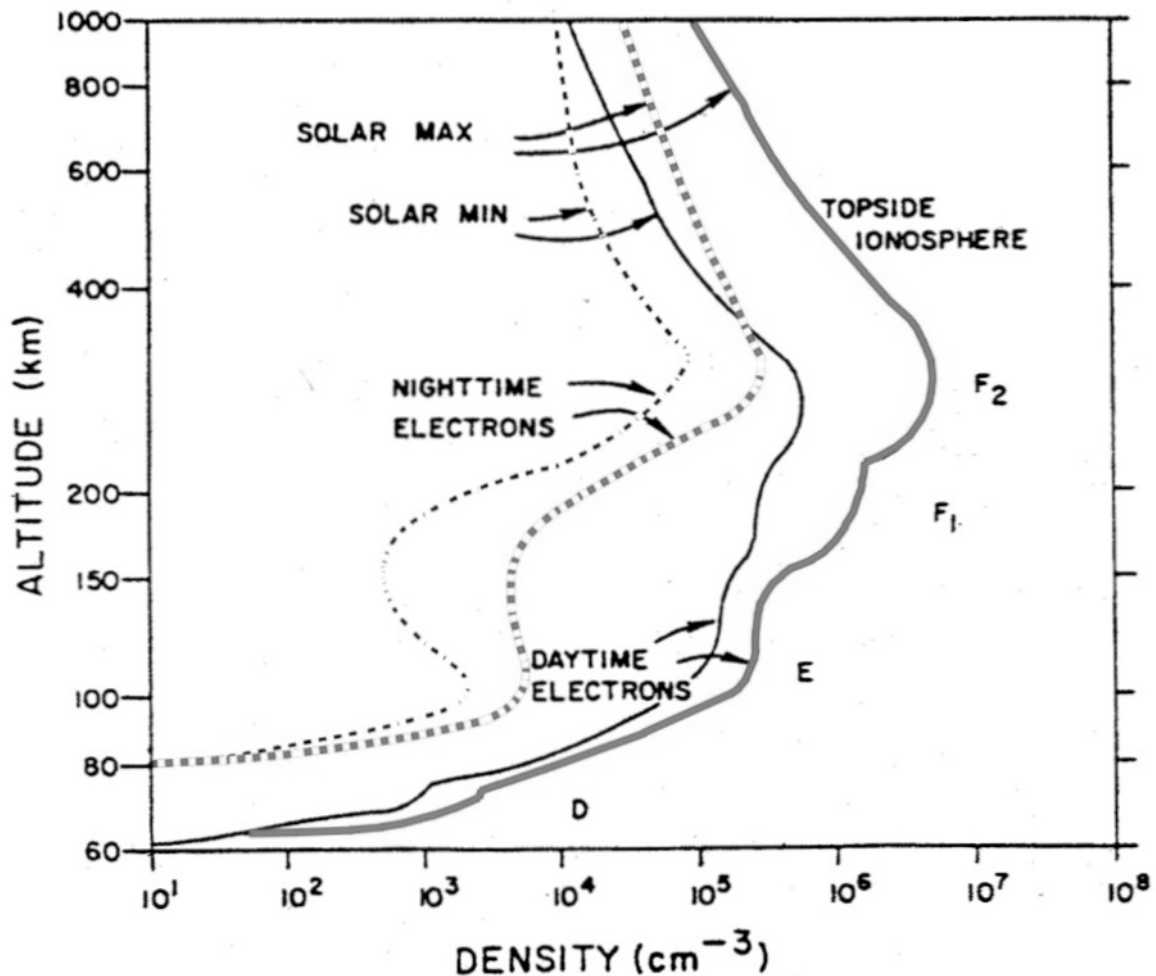


Figure 1.52 — Composition de l'ionosphère en fonction de l'altitude et de l'activité solaire.

### 1.7.4 Influence des activités humaines

#### Injection artificielle de particules dans les ceintures

Lors d'une explosion nucléaire exo atmosphérique, les rayonnements émis par l'arme atomique (essentiellement des  $\beta^-$  issus des débris de fission) sont piégés par les lignes de champ magnétiques terrestre. Il y a alors création d'une ceinture de radiation artificielle d'une assez grande stabilité, le mécanisme de piégeage étant identique à celui responsable des ceintures naturelles, celles de Van Allen. Ces explosions nucléaires exo atmosphériques ont été produites autour des années 1960 par les Américains (programmes Argus I à III et Starfish) et les Soviétiques. Les explosions Argus ont été réalisées pour étudier le piégeage des particules par les lignes de champ magnétique terrestre, l'essai militaire Starfish ayant quand à lui des finalités différentes. Au cours de cet essai effectué le 9 juillet 1962 à 400 km d'altitude au-dessus du pacifique, une aurore artificielle a été observée en Nouvelle-Zélande, tandis que la ville Honolulu, située à 1 500 km de l'explosion dans les îles Hawaiï, s'est trouvée plongée dans l'obscurité par suite des effets de l'impulsion électromagnétique nucléaire haute altitude. On peut toutefois espérer que ce type d'injection majeure de particules d'origine artificielle ne se produira plus à l'avenir.

### Précipitation forcée de particules piégées

Un autre type d'activité humaine agit sur les ceintures de radiations naturelles de Van Allen, il s'agit des émissions radio très basse fréquence (VLF) provenant des émetteurs situés au sol et utilisés dans le cadre des communications terrestres. J'ai déjà mentionné plus haut, à propos de l'origine de la région du slot dans la ceinture d'électrons (voir §1.5.2 et Figure 1.38), que les ondes radio basse fréquence (type *whistler*) générées par les éclairs d'orage au sein même de l'atmosphère terrestre, influent sur les angles d'attaque des électrons, les faisant rentrer dans leur cône de perte et précipiter dans l'atmosphère terrestre. Les ondes émises depuis le sol par des émetteurs puissants tels que celui de l'*US Navy*, le NWC (*North West Cape*, fréquence 19,8 kHz, puissance émise 1 MW) situé à l'ouest de l'Australie, peuvent traverser l'ionosphère pendant la nuit et agir sur les angles d'attaque des électrons piégés proches de l'équateur magnétique. Le phénomène est similaire à celui qui est à l'origine de la région dite du *slot*, à ceci près que les ondes émises par les émetteurs artificiels sont monochromatiques, alors que celles émises par les éclairs d'orages ont un large spectre. Certains travaux théoriques suggèrent même que les émissions humaines d'ondes VLF pourraient être la cause principale des pertes dans la ceinture interne, et que l'homme pourrait contrôler les ceintures de radiations afin de protéger les systèmes orbitant vis à vis des injections naturelles et artificielles d'électrons [Inan, 2003 ; Rodger, 2006].

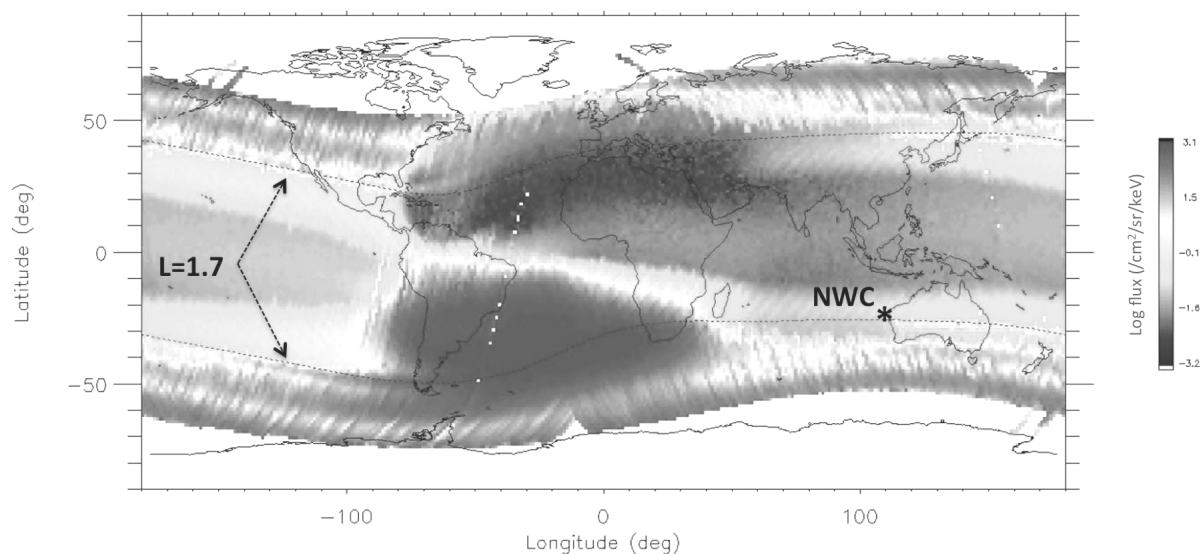


Figure 1.53 — Distribution géographique des électrons quasi piégés de 200 keV mesurés par le satellite DEMETER. Les électrons précipités à cause des émissions VLF de l'émetteur NWC sont repérables le long des contours  $L=1,7$  tracés en pointillés (Figure adaptée de [Sauvaud, 2008]).

La Figure 1.53 montre la distribution géographique des électrons quasi piégés de 200 keV telle qu'elle a été mesurée par le satellite DEMETER évoluant en orbite polaire à 700 km d'altitude. En dehors de la zone de flux intense correspondant à la SAA, de la zone conjuguée à faible flux (miroir de la SAA dans l'hémisphère nord), et des zones à haute latitude correspondant aux cornets polaires, on remarque la présence d'un surcroît d'électrons le long des contours  $L=1,7$  (trainées de

couleur claire). Ce surcroît d'électrons provient de la précipitation à plus basse altitude des électrons situés au-dessus de l'émetteur NWC, puis qui dérivent vers l'est à cause du gradient radial du champ magnétique (voir §1.5.1). Ils apparaissent des contours L=1,7 nord et sud du fait de leur mouvement de rebond entre deux points miroirs de cette coquille magnétique. Lorsque ces électrons rencontrent l'ouest de la SAA, ils y sont précipités, ce qui explique qu'on ne les voit plus le long du contour L=1,7 à l'est de la SAA.

Une nouvelle fois, il s'agira de prendre en considération ce phénomène de précipitation causée par l'homme dans le cadre de l'exploitation scientifique du projet SVOM (chapitre 4). En évoluant sur une orbite inclinée à 30°, SVOM viendra régulièrement tangenter ces zones à risque, même si le risque est limité durant le jour à cause de l'absorption des ondes VLF par l'ionosphère. Néanmoins, il faudra aussi prendre en compte les précipitations causées par les orages terrestres, notamment à l'ouest des États-Unis.

### **1.7.5 Modèles dynamiques**

#### **Modèles CRESSPRO et CRESSELE**

Le satellite américain CRESS a été lancé le 25 juillet 1990 sur une orbite GTO pour étudier les champs, plasmas et particules énergétiques de la magnétosphère. À l'issue des 14 mois d'opérations, des modèles dynamiques et empiriques des ceintures de radiations ont vu le jour.

Le modèle CRESSPRO [Meffert, 1994] fournit les flux de protons piégés d'énergie 1-100 MeV pour des valeurs de L comprises entre 1,15 et 5,5 pour deux états de la magnétosphère, l'état actif (CRESSPRO ACTIVE) et l'état calme (CRESSPRO QUIET). Ce modèle reflète en particulier la création d'une ceinture de protons suite à une éruption solaire synchronisée avec une tempête magnétique majeure.

Le modèle CRESSELE [Brautigam, 1995] fournit les flux d'électrons d'énergie 700 keV-5 MeV pour des valeurs de L comprises entre 2,5 et 6,5 pour six états de la magnétosphère, ainsi que pour un état pire cas et un état moyen. L'indice d'activité Ap (voir Tableau 1.5 page 107) moyenné sur 15 jours est le seul paramètre d'entrée. Ce modèle reflète en particulier la récurrence d'une période de 27 jours des tempêtes magnétiques, cette période de 27 jours étant liée à la rotation du Soleil (voir Figure 1.46 du §1.7.1-Occurrence des tempêtes).

Le problème majeur de ces deux modèles concerne leur représentativité compte tenu de la courte période de mesures à partir desquelles ils sont constitués, à savoir 14 mois en période de maximum solaire.

#### **Modèle ESA SEE1**

Le modèle ESA SEE1 [Vampola, 1996] fournit les flux d'électrons d'énergie > 100 KeV en fonction de l'indice d'activité Kp (voir Tableau 1.5 page 107). Ce modèle ayant été lui aussi construit à partir des mesures du satellite CRESS, le problème de sa représentativité se pose comme pour

CRESSPRO et CRESSELE. De plus, les flux d'électrons d'énergie  $> 1,5$  MeV sont extrapolés et notablement surestimés.

### Modèle Salammbô

Le code Salammbô a été développé par l'ONERA à partir des années 1990. Il permet de décrire la dynamique des ceintures de protons (10 keV-300 MeV) et d'électrons (10 keV-10 MeV) dans les coquilles qui s'étendent de  $L=1$  à 7, avec une résolution temporelle allant de une minute à plusieurs heures. Les entrées du modèle sont les indices d'activité magnétique  $K_p$  et  $Dst$  (voir Tableau 1.5 page 107), ainsi qu'une condition aux limites déduites des mesures effectuées par les satellites en orbite géostationnaire. Aujourd'hui, Salammbô a surtout permis de comprendre la dynamique des particules chargées piégées dans les ceintures suite à des tempêtes magnétiques d'intensité variable. Il offre aussi la possibilité de valider (ou non) la représentativité des diverses mesures existantes et de leur extrapolation dans le temps. Dans le futur, Salammbô devrait permettre de définir les conditions correspondant au pire cas des ceintures de radiations.

### Domaines de validité

La Figure 1.54 donne la couverture en coordonnées magnétiques ( $L, B$ ) et en énergie de chacun des modèles évoqués ci-dessus, en comparaison avec celle des modèles statiques AE8 et AP8 décrits plus haut (§1.5.3). On constate que les modèles dynamiques n'ont qu'une couverture très partielle au regard de celle des modèles statiques. Néanmoins, ils servent aujourd'hui de base de développement pour les modèles futurs visant à donner une description complète des ceintures de Van Allen.

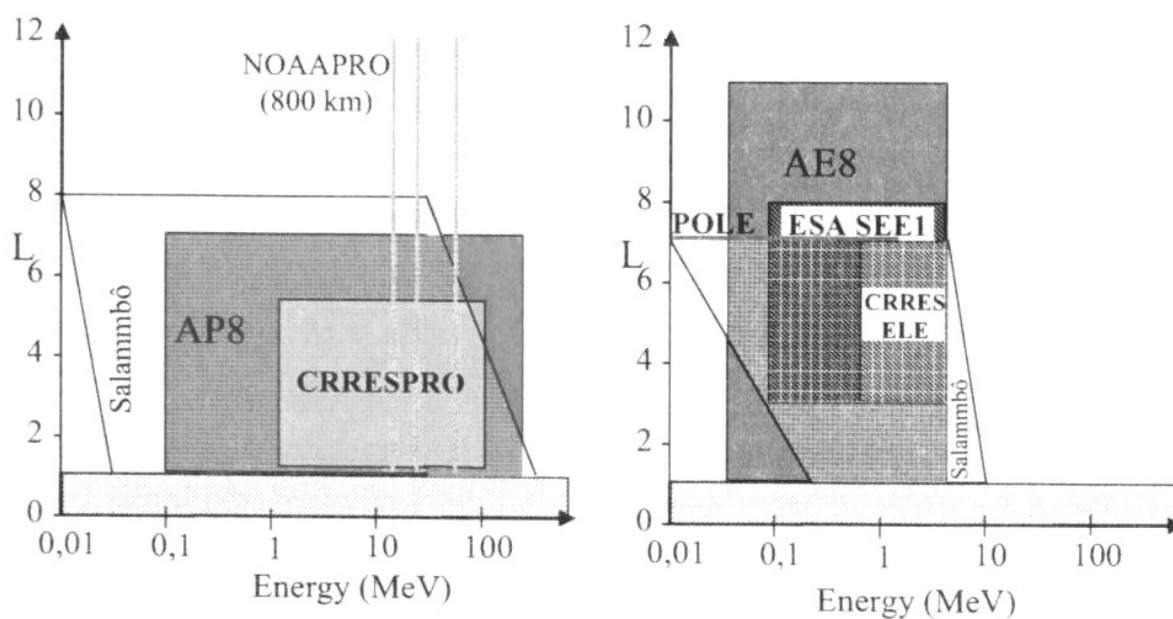


Figure 1.54 — Domaine de validité des modèles dynamiques des ceintures, comparée à celle des modèles statiques AE8 et AP8 (Figure tirée de [SREC]).

## 1.8 Mécanismes d'interaction rayonnement matière

Divers effets sont à considérer selon que la particule incidente interagit avec le cortège électronique ou le noyau des atomes du matériau cible. Les mécanismes et les effets qui en découlent sont différents. Le lecteur déjà familier avec ces notions pourra se reporter directement au résumé (§1.8.4).

### 1.8.1 Interaction avec le cortège électronique

La particule incidente arrache des électrons aux atomes qu'elle rencontre. Cette interaction électronique a pour résultat de créer des charges électriques à l'intérieur des matériaux rencontrés, c'est un effet d'ionisation directe. Notons bien que le nombre de charges électriques injectées ne correspond pas au nombre de charges incidentes. D'ailleurs, les rayons gamma peuvent ioniser un matériau bien que ce rayonnement soit constitué de photons de charge nulle. C'est bien donc l'énergie communiquée au matériau cible qui crée les charges internes, et non la charge elle-même de la particule incidente. On distingue néanmoins deux cas, selon que ce dépôt de charges se fait dans un isolant ou dans un semi-conducteur.

#### Isolants

Dans un isolant, les électrons excités, ceux auxquels la particule incidente a communiqué de l'énergie, vont occuper des états d'énergie supérieurs à ceux qu'ils occupent habituellement. La plupart de ces états se relaxent immédiatement et l'électron revient à sa position d'origine. Cependant, certains états (dits de piégeage) sont relativement stables, ils sont liés aux divers défauts présents dans l'isolant (par exemple des impuretés ou des ajustements des mailles cristallines aux interfaces entre matériaux). Ces états présentent des temps de relaxation allant de la minute au millénaire. En ce qui concerne les composants électroniques, les principaux isolants sont les oxydes présents dans les technologies, soit comme partie active du dispositif (technologie MOS, pour Métal – Oxyde – Semi-conducteur), soit comme oxyde de protection en surface des puces. L'effet général correspond à la création de plans électriquement chargés à l'intérieur ou à l'extérieur des structures actives du composant, ce qui modifie son comportement électrique.

#### Semi-conducteurs

Dans les semi-conducteurs, les électrons excités, toujours ceux auxquels la particule incidente a communiqué de l'énergie, vont quitter leur position et laisser un trou à la place. On parle de création de paires électron-trou. Même si une grande partie de ces paires électron-trou se recombinent rapidement, certaines ne peuvent le faire du fait des champs électriques locaux. Les charges étant mobiles dans un semi-conducteur, elles sont alors collectées par le dispositif et viennent contribuer aux courants véhiculés dans le circuit. On assiste donc à une injection de courant dans le semi-conducteur. Par exemple, une seule particule chargée (proton, électron) déposant



quelques MeV dans du silicium où l'énergie de création d'une paire électron-trou est de 3,6 eV, va générer plusieurs millions de paires électron-trou sur son passage. En atteignant les électrodes, les charges sont évacuées, créant ainsi une impulsion de courant transitoire. Comme on le verra plus tard en abordant les effets singuliers, l'impulsion de courant peut parfois provoquer le basculement d'un circuit dans un état stable où il n'était pas auparavant.

### **1.8.2 Interaction avec le noyau**

Le deuxième type d'interaction correspond à la collision entre la particule incidente et le noyau d'un atome du matériau cible. Il s'agit là d'une interaction nucléaire, qui est beaucoup plus rare que l'interaction avec le cortège électronique, mais qui en revanche libère une énergie beaucoup plus importante. Elle n'est efficace qu'avec des particules dont l'énergie cinétique est importante, c'est-à-dire soit des particules lourdes (ions, protons, neutrons), soit des particules légères mais rapides (électrons de très grande énergie). La particule peut interagir avec le noyau par collision élastique dont le résultat, si l'énergie incidente est suffisante (effet de seuil), est un déplacement du noyau impacté par transfert d'énergie cinétique. Si la particule parvient à franchir la barrière électrostatique du noyau (autre seuil), elle peut aussi interagir avec le noyau par collision inélastique dont le résultat est une fission du noyau nucléaire du noyau cible, les fragments étant alors projetés à l'intérieur du matériau. Dans les deux cas, la structure du matériau est affectée. On distingue néanmoins deux situations, selon l'importance de l'énergie des noyaux de recul.

#### **Energie de recul faible**

Si l'énergie des noyaux de recul est faible, on parle de déplacement atomique, c'est-à-dire que le noyau quitte sa position initiale dans la maille cristalline et vient se placer dans une position interstitielle en laissant une lacune derrière lui. Le résultat sera donc la création de défauts dans le cristal, qui eux-mêmes provoquent une augmentation du niveau de piégeage déjà évoqué plus haut à propos des mécanismes d'ionisation dans les isolants. Les déplacements atomiques vont donc contribuer à faciliter le piégeage des charges d'ionisation. Avec le temps, le nombre de défauts augmente et cette contribution s'aggrave.

#### **Energie de recul importante**

Si l'énergie des noyaux de recul est assez importante, les fragments du noyau (il s'agit d'ions lourds générés dans le composant) se comportent comme un faisceau de particules (dites secondaires) ionisantes. On parle d'ionisation secondaire car les fragments du noyau peuvent à leur tour ioniser le matériau sur leur chemin. L'interaction étant rare, elle ne contribue pas beaucoup à la création de niveaux de piégeage dans les isolants, mais comme l'énergie transférée est importante, elle contribue aux injections de courants transitoires dans les semi-conducteurs.

### **1.8.3 Deux classes d'effets, cumulatifs et singuliers**

Du point de vue du composant, il est possible de distinguer deux types d'effets, les effets cumulatifs et les effets singuliers, déjà introduits partiellement ci-dessus. À titre de comparaison, notons que les rayonnements produisent des effets analogues sur les organismes vivants : effet d'exposition cumulés (par exemple dégradation des tissus suite à une exposition prolongée au Soleil) et effets probabilistes ou stochastiques (par exemple taux de mutation dans les gènes pouvant provoquer un cancer).

#### **Effets cumulatifs**

Les effets cumulatifs correspondent à une dégradation continue des paramètres électriques du composant, puis à sa perte de fonctionnalité à cause de l'accumulation au cours de la mission de charges d'ionisation dans l'ensemble des oxydes du composant. Il s'agit d'effets dits de dose cumulée. Les niveaux de piégeage supplémentaires amenés par les déplacements atomiques induisent une aggravation des dégradations. Les effets cumulatifs s'inscrivent dans une problématique de durée de vie. La tenue du composant s'exprime, pour chaque paramètre électrique et pour la limite de fonctionnalité, en rad ou en Gray ( $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg} = 100 \text{ rad}$ ). Lorsque les phénomènes de déplacements atomiques ont une contribution importante, on exprime le dommage subi sur la mission par une fluence équivalente ( $\text{particules/cm}^2$ ). La tenue du composant est un paramètre intrinsèque et caractéristique de celui-ci. La durée de vie correspondante dépend de la criticité de l'orbite considérée.

#### **Effets singuliers**

Les effets singuliers correspondent à la conséquence du passage d'une particule énergétique unique en un point sensible du composant. La particule en question peut arriver directement de l'extérieur (proton, ion) ou être un noyau de recul généré dans le composant suite à une collision nucléaire de la particule incidente. La conséquence est une impulsion de courant transitoire conduisant à une perturbation fonctionnelle (erreur logique, transitoire, passage en court-circuit). Il s'agit d'un problème probabiliste de sûreté de fonctionnement et de disponibilité des systèmes. La sensibilité du composant s'exprime en termes de section efficace ( $\text{cm}^2$ ) et de seuil de sensibilité ( $\text{MeV/g/cm}^2$  pour les ions,  $\text{MeV}$  pour les protons, on verra pourquoi un peu plus tard, au §1.9.5). De même que pour les effets cumulés, la tenue est intrinsèque au composant et la fréquence de perturbation (ou taux d'événements) correspondante dépend de la criticité de l'orbite considérée.

### **1.8.4 Résumé sur les mécanismes et les effets**

Les effets sur les composants sont résumés sur la Figure 1.55 qui illustre la correspondance entre les mécanismes d'interaction et les différents effets, et dans le Tableau 1.6 qui fait le lien avec les particules responsables.

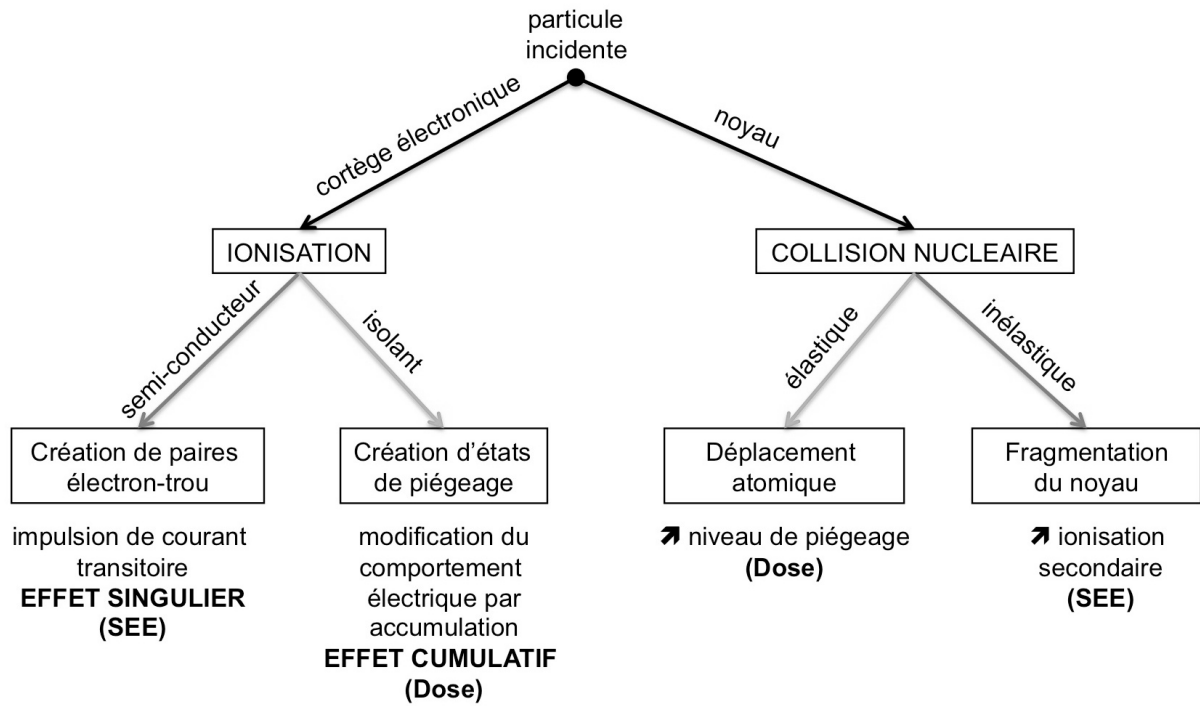


Figure 1.55 — Correspondance entre les mécanismes d’interactions et les effets.

Tableau 1.6 — Correspondance entre les effets et les particules responsables.

Mécanismes		Responsables	Effets	
$\Delta E_{\text{ionisation}}$ faible et homogène sur une longue période	Ionisation directe	<b>Particules les plus nombreuses (e-, p+) ou photons de freinage</b>	Contribution majeure	<b>Effet de dose cumulée</b> (diminution de la durée de vie du système)
Accumulation de $\Delta E_{\text{nucléaire}}$	Déplacement atomique	<b>Particules nombreuses, lourdes (p+, n) ou légères mais très énergétiques (e-)</b>	Augmentation des effets de dose par les défauts cristallins	
$\Delta E_{\text{ionisation}}$ élevé et soudain au mauvais endroit et au mauvais moment	Ionisation directe	<b>Particules énergétiques et lourdes (ions, p+)</b>	Contribution majeure	<b>Effet singulier</b> (défauts fonctionnels ou destruction du composant)
$\Delta E_{\text{nucléaire}}$ élevé et soudain au mauvais endroit et au mauvais moment	Ionisation secondaire (par noyau de recul)	<b>Particules énergétiques et lourdes (ions, p+, n)</b>	Contribution aux effets singuliers par les fragments du noyau	

## 1.9 Caractérisation des effets radiatifs

Dans le but de comprendre et analyser les effets radiatifs, il est essentiel de les quantifier, principalement en termes d'énergie déposée dans la matière, le dommage étant souvent proportionnel à l'énergie déposée par la particule incidente. On parle couramment de pouvoir d'arrêt d'un matériau (LET et NIEL) et de pouvoir de pénétration d'une particule (*Range*) que je vais définir avant d'aborder les effets.

### 1.9.1 Pouvoir d'arrêt (LET et NIEL)

#### Définitions

La perte d'énergie d'une particule incidente, autrement dit le pouvoir d'arrêt ( $dE/dx$ ) du matériau cible, sont clairement reliés au type de réaction considérée. Par conséquent, un pouvoir d'arrêt pour chaque type d'interaction se produisant entre la particule incidente et le matériau cible doit être défini et il est nécessaire, en préalable à tout calcul, de dresser la liste des interactions possibles. En s'appuyant sur ce qui a été expliqué plus haut, on distinguera deux types d'interactions : l'interaction avec les électrons conduisant au pouvoir d'arrêt électronique, et l'interaction avec le noyau conduisant au pouvoir d'arrêt nucléaire. Pour être complet, il convient de mentionner aussi le pouvoir d'arrêt radiatif correspondant à l'interaction de la particule chargée avec le champ électrique des atomes cibles et produisant le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). En somme, le pouvoir d'arrêt total se compose des trois contributions suivantes :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{electronique} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{nucléaire} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{radiatif}$$

Le pouvoir d'arrêt électronique provient de l'interaction de la particule incidente avec les électrons de la cible. Ceux-ci sont arrachés et leur déplacement a pour conséquence une ionisation du milieu. L'ionisation du matériau cible est caractérisée par la somme du pouvoir d'arrêt électronique et radiatif, elle est souvent appelée perte d'énergie linéique. Historiquement, on utilise plutôt une grandeur dérivée normalisée par rapport à la masse volumique  $\rho$  ( $\text{g}/\text{cm}^3$ ) du matériau cible, le LET (*Linear Energy Transfer*) défini par :

$$\rho \times LET \approx -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{electronique} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{radiatif}$$

L'autre contribution au pouvoir d'arrêt, le « LET nucléaire », provient de l'interaction de la particule incidente avec les noyaux de des atomes de la cible. La particule incidente cède une partie de son énergie aux noyaux du milieu, ceux-ci peuvent vibrer autour de leurs positions d'équilibre ou se fixer après un parcours dans le matériau. La contribution des phonons étant négligeable sur une

gamme d'énergie relativement large, le LET nucléaire se réduit aux pertes d'énergies non ionisante qu'on appelle NIEL (*Non Ionizing Energy Loss*), et qui s'écrit :

$$\rho \times NIEL \approx - \left. \frac{dE}{dx} \right)_{\text{nucléaire}}$$

Le LET et le NIEL sont donc homogènes à une perte d'énergie par unité de longueur divisée par la masse volumique du matériau cible. Les unités usuelles sont des MeV cm<sup>2</sup>/g ou bien encore des MeV cm<sup>2</sup>/mg.

### Allure générale

On peut trouver les valeurs du LET tabulées en fonction de l'énergie de la particule incidente sur Internet<sup>13</sup>, et ce pour une grande variété de matériaux cibles. En guise d'exemple, la Figure 1.56 montre le LET d'un ion d'aluminium dans le silicium, un des constituants majeurs des composants électroniques. On constate que la valeur maximale du LET électronique est supérieure à celle du LET nucléaire, ainsi un ion de forte énergie transfèrera plus d'énergie aux électrons qu'aux noyaux du matériau cible.

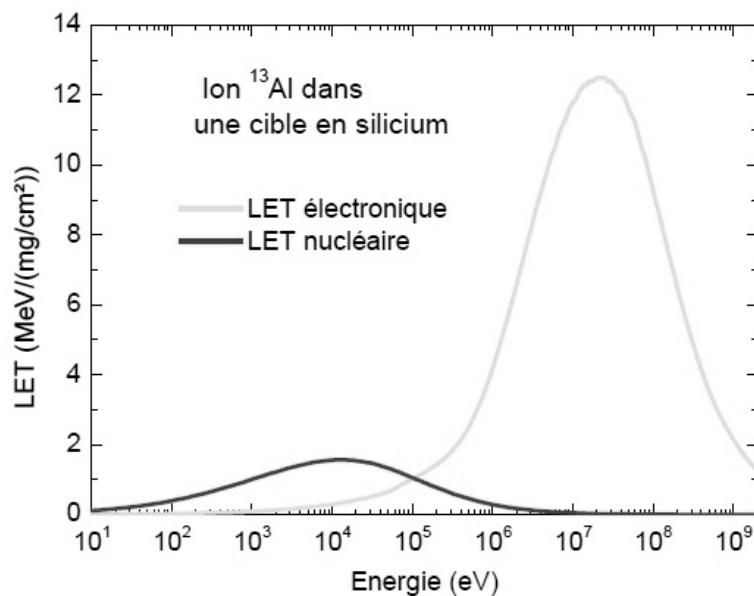


Figure 1.56 — Courbe de LET électronique et de NIEL (« LET nucléaire ») d'un ion d'aluminium (projectile) dans le silicium (cible), d'après SRIM2003 [Ziegler, 2003].

### Utilisation pratique

La connaissance du LET s'avère extrêmement utile pour estimer l'énergie déposée par une particule incidente traversant un matériau cible de masse volumique  $\rho$ . En effet, si on considère le LET d'une particule traversante pour laquelle on peut déterminer l'épaisseur traversée en fonction

<sup>13</sup> <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/contents.html>

de l'angle d'incidence, et on peut alors estimer grossièrement l'énergie déposée par cette particule en faisant l'opération suivante :

$$E_{\text{déposée}} = LET \times \rho_{\text{cible}} \times \text{épaisseur}_{\text{cible}}$$

Cependant, il ne s'agit là que d'une estimation qui présuppose que le LET de la particule est constant tout le long du parcours dans le matériau. En effet, la particule cédant de l'énergie au matériau cible tout au long de son parcours, son énergie diminue au fur et à mesure, et la valeur du LET à considérer n'est plus la même. Dans les cas où le LET augmente à mesure que l'énergie diminue, la particule va même céder de plus en plus d'énergie à mesure qu'elle ralentit. Par ailleurs, Les particules diffusant beaucoup (notamment les électrons) ne vont pas traverser le matériau cible en ligne droite et la longueur du parcours pourra être très largement sous-estimée, de même que l'énergie déposée.

À titre d'exemple, dans le cas d'un proton de 100 MeV impactant une couche d'hydrogène de 1,4 cm d'épaisseur, le calcul approché avec un LET constant nous dit que le proton ne déposera que 57,8 MeV le long des 1,4 cm parcourus, et par voie de conséquence en ressortira avec une énergie de 42,2 MeV. Le calcul plus précis, prenant en compte la variation du LET le long du parcours, nous dira que le proton s'arrête au bout de 1,35 cm après avoir cédé toute son énergie initiale dans l'aluminium (Figure 1.57). Ce dépôt maximal d'énergie, relativement localisé, correspond au pic de Bragg.

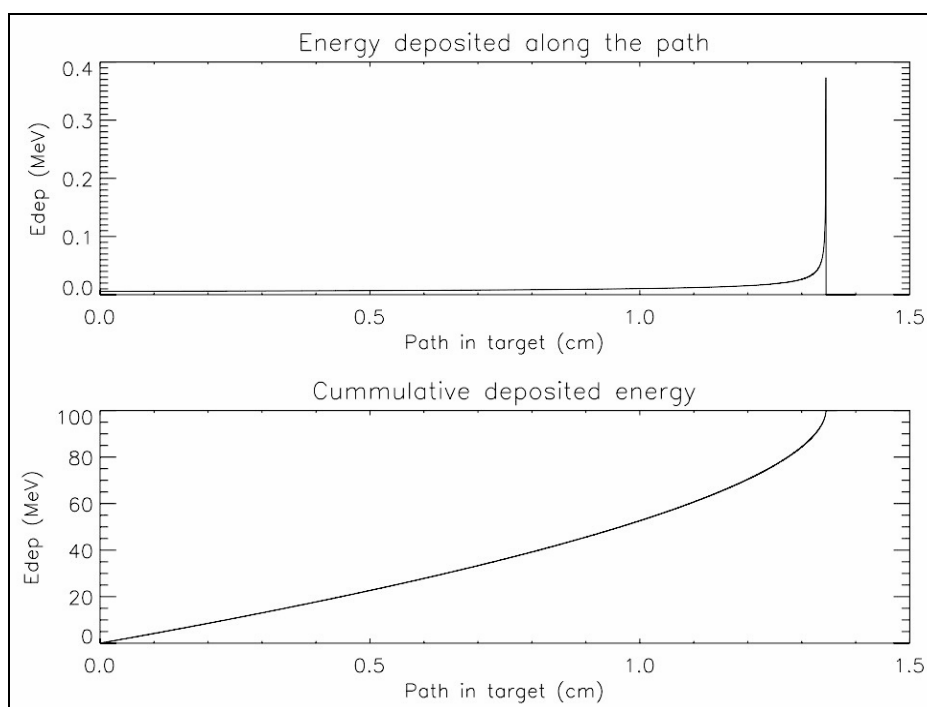


Figure 1.57 — Energie déposée le long de la trajectoire d'un proton de 100 MeV s'arrêtant après un parcours de 1,35 cm dans l'hydrogène. Le dépôt d'énergie par unité de longueur est à peu près constant le long du premier cm parcouru, puis le proton dépose brutalement toute son énergie.

### Ordres de grandeur

Quelques valeurs de LET sont visibles sur la Figure 1.58 (différentes particules incidentes dans un même matériau cible) et la Figure 1.59 (une même particule incidente dans différents matériaux cible).

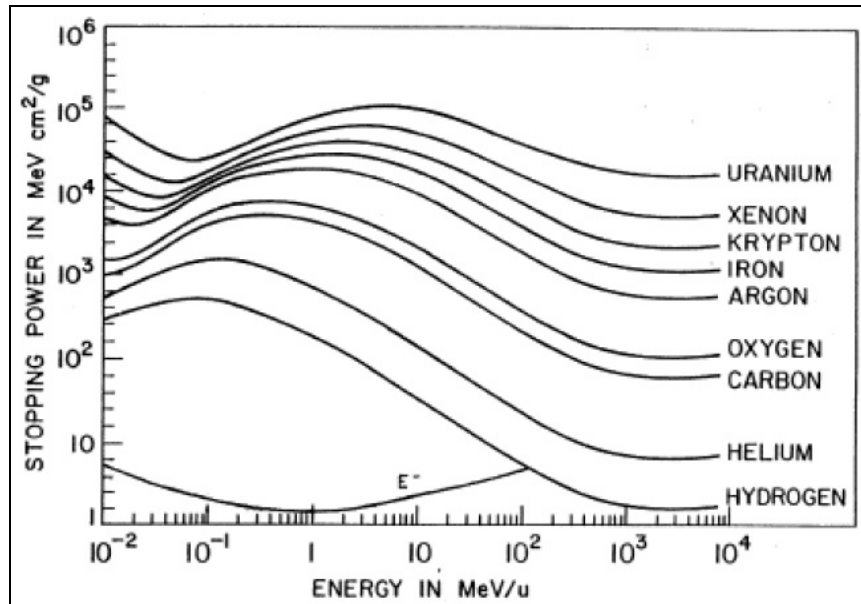


Figure 1.58 — Courbe de LET de divers ions, proton (noté *hydrogen*) et électron (noté E-) dans le silicium, en fonction de l'énergie de la particule incidente.

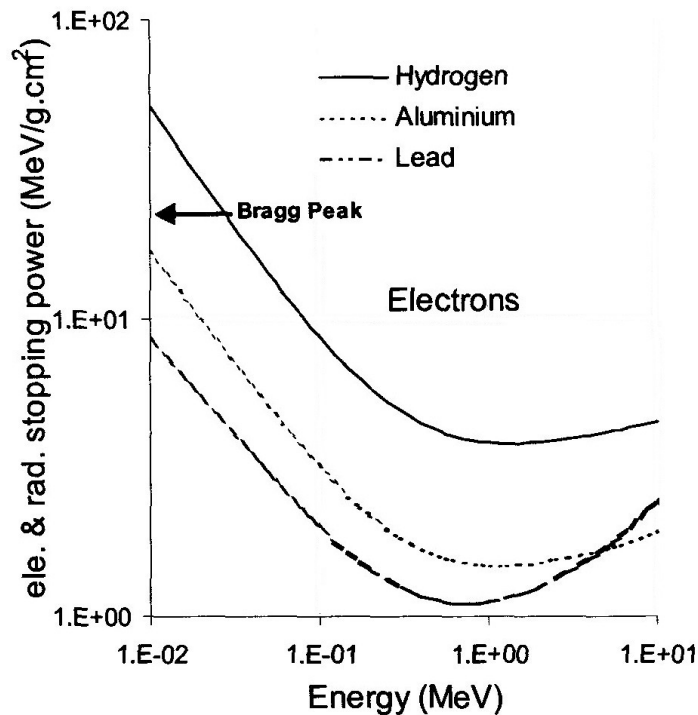


Figure 1.59 — Courbe de LET des électrons dans divers matériaux (Figure tirée de [SREC]).

Un examen rapide de la Figure 1.59 représentant le pouvoir d'arrêt des électrons par divers matériaux pourrait laisser croire que plus le matériau cible est lourd, moins il est efficace pour absorber les radiations, ce qui pourrait sembler curieux. En fait, il ne faut bien noter sur cette figure que le pouvoir d'arrêt représenté est un LET (exprimé en  $\text{MeV cm}^2/\text{g}$ ), c'est-à-dire normalisé par rapport à la masse volumique du matériau cible. Ce LET n'est représentatif que des sections efficaces d'interaction, qui sont ici plus grandes lorsque le numéro atomique ( $Z$ ) du matériau cible est plus petit. Si le pouvoir d'arrêt était exprimé en  $\text{MeV}/\text{cm}$ , alors le matériau le plus dense (Plomb) apparaîtrait comme celui ayant le plus grand pouvoir d'arrêt.

Pour finir, une règle du pouce, qui dit que pour les vitesses élevées, la proportionnalité  $LET \propto Z^2_{particule}$  se vérifie assez bien. On en déduit par exemple qu'à énergie incidente égale, les ions de fer ( $Z=26$ ) ont un pouvoir d'arrêt 676 fois plus important que les protons ( $Z=1$ ) dans le même matériau cible.

### Comparaison du LET et du NIEL

La Figure 1.60 compare le LET et le NIEL pour les protons, électrons et neutrons.

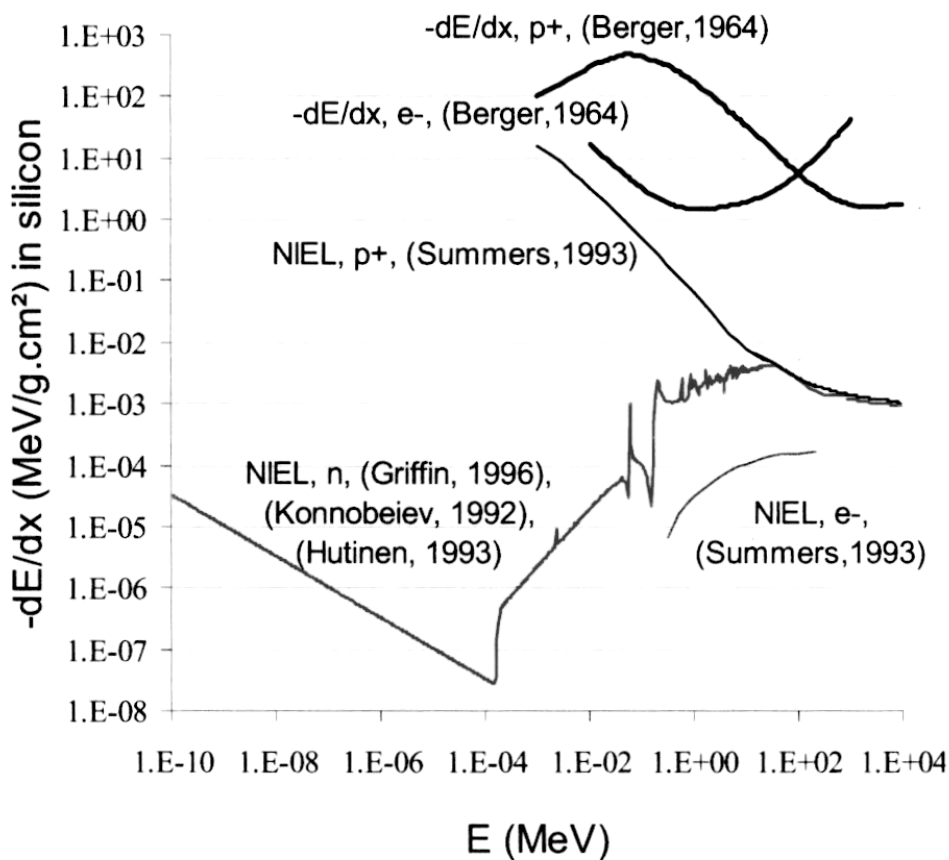


Figure 1.60 — Comparaison du LET et du NIEL pour les protons, électrons et neutrons (Figure tirée de [SREC]).



On retrouve bien sur cette figure que le ralentissement d'une particule chargée provient essentiellement de l'interaction avec les électrons du matériau cible (ionisation) puisque les LET des protons et électrons apparaissent supérieurs aux autres de plusieurs ordres de grandeur. C'est tout à fait logique si l'on considère que la probabilité d'interagir avec un noyau est beaucoup plus faible que celle d'interagir avec le magma d'électrons gravitant autour des noyaux. Néanmoins, il convient de modérer cet argument dans le cas des protons qui, à basse énergie ( $\sim$ keV), présente un LET et un NIEL du même ordre de grandeur. À haute énergie ( $> 50$  MeV), le NIEL des neutrons est très proche de celui des protons, qui se comportent un peu comme des neutrons dans la mesure où la barrière de potentiel Coulombien n'a plus d'effet sur leur trajectoire. Mais à basse énergie ( $< 200$  eV), les protons ne peuvent plus produire de déplacements atomiques par le biais des réactions nucléaires, alors que celles-ci peuvent se produire avec des neutrons thermiques.

### **1.9.2 Pouvoir de pénétration (*Range*)**

#### **Définitions**

En interagissant avec le matériau cible, chaque particule a une trajectoire individuelle de longueur variable. Dans l'absolu, la longueur du trajet parcouru demeure inconnue dans la mesure où le comportement d'une particule est gouverné par des lois statistiques, mais qui permettent néanmoins de déterminer un parcours moyen. Les fluctuations sont beaucoup moins importantes pour les particules lourdes (ions et protons) que pour les particules légères (électrons), pour lesquelles chaque collision provoque une déviation importante. Les particules légères et très diffusantes peuvent même rebrousser chemin, et ressortir par la face par laquelle elles ont pénétré le matériau cible.

Pratiquement, on est obligé d'estimer le parcours moyen d'un grand nombre de particules. Mais plusieurs définitions de profondeur de pénétration découlent de cette approche. Il y a une limite minimale à l'épaisseur d'une feuille de matériau donné derrière laquelle un faisceau de particules n'est plus détecté. Cette limite pratique (*Practical Range*) est la seule à être accessible par la mesure, mais elle dépend des conditions expérimentales et elle est difficile à corréler avec l'autre limite qui correspond au parcours le plus long (*Range*). Pour des électrons allant de 10 keV à quelques MeV (voir Figure 1.61), le *Practical Range* représente 70% du *Range*, et la probabilité de rencontrer un électron au-delà du *Practical Range* n'est pas nulle ( $\sim$ 10%).

La définition du *Practical Range* est ambiguë. Strictement parlant, elle devrait être définie en fonction de la probabilité de transmission et aussi du degré de précision des instruments de mesure. On rencontre d'ailleurs la notion de profondeur moyenne de pénétration qui, elle, correspond à l'épaisseur de matériau capable de stopper 50% du faisceau incident (voir Figure 1.61). Dans le cas de l'électron qui diffuse beaucoup, cette profondeur moyenne de pénétration diffère beaucoup du *Range*, d'environ 45% dans la gamme 10 keV à 1 MeV.

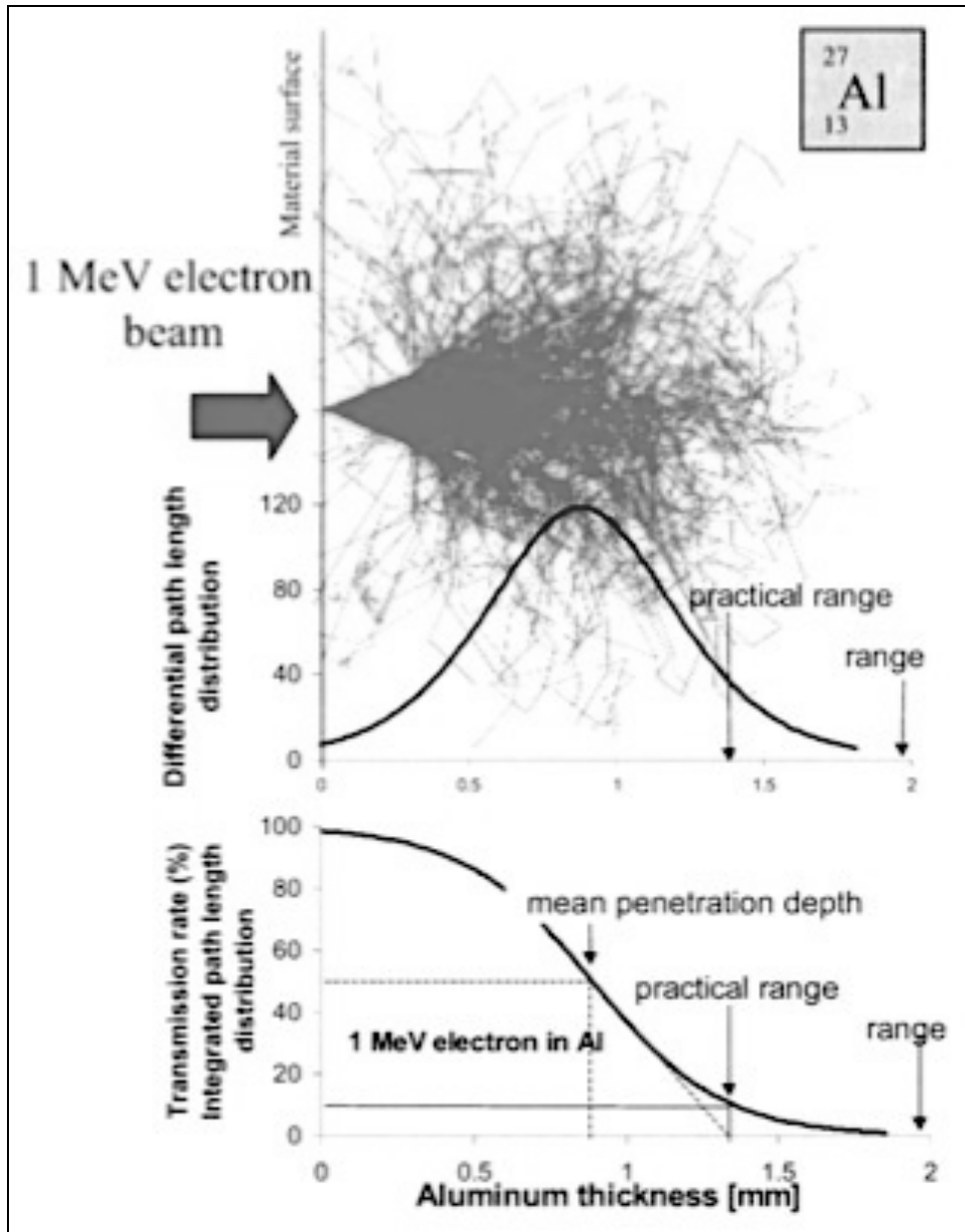


Figure 1.61 — Diverses définitions du pouvoir de pénétration (Figure tirée de [SREC]).

### Utilisation pratique

De même que pour le LET, on peut trouver sur Internet<sup>14</sup> les valeurs du *Range* tabulées en fonction de l'énergie de la particule incidente, et ce pour une grande variété de matériaux cible. Si le pouvoir d'arrêt est connu, on peut estimer le pouvoir de pénétration à l'aide de la formule suivante :

$$Range = \int_E^0 \frac{dE}{-\frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dx} \right)} = \int_E^0 \frac{dE}{LET}$$

<sup>14</sup> <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/contents.html>

### Ordres de grandeur

Quelques ordres de grandeur sont reportés dans le Tableau 1.7 pour les électrons et le Tableau 1.8 pour les protons. Les énergies incidentes ont été choisies afin de les rapprocher d'une grandeur caractéristique correspondant à la problématique de l'environnement spatial.

Tableau 1.7 — Pouvoir de pénétration des électrons dans l'aluminium.

Energie incidente	Pouvoir de pénétration	Rapprochement avec une grandeur caractéristique
2 MeV	3,5 mm	Séparation des composants sur une carte
5 MeV	9 mm	Énergie maximale des électrons de la ceinture interne
7 MeV	13 mm	Énergie maximale des électrons de la ceinture externe

Tableau 1.8 — Pouvoir de pénétration des protons dans l'aluminium.

Energie incidente	Pouvoir de pénétration	Rapprochement avec une grandeur caractéristique
7 MeV	0,3 mm	Énergie maximale des électrons de la ceinture externe pour comparaison
100 MeV	3 cm	Énergie typique des protons dans les ceintures
1 GeV	160 cm	Énergie typique des protons émis lors des éruptions solaires

On remarquera d'abord que les électrons de basse énergie ont un pouvoir de pénétration plus grand que les protons (le LET des protons est supérieur à celui des électrons jusqu'à environ 170 MeV), ce qui peut leur permettre d'impacter plusieurs composants voisins. On notera aussi que les protons des ceintures de radiation atteignent forcément les composants, ceux-ci étant généralement enfouis sous moins de 3 cm de blindage. Quant à ceux émis lors des éruptions solaires, il est clair qu'il est absolument impossible de s'en protéger efficacement. Les unités usuelles du *Range* sont des  $g/cm^2$ . En divisant par la masse volumique du matériau cible, on peut se ramener à des cm.

$$Range)_{cm} = \frac{Range)_{g.cm^{-2}}}{\rho_{cible}}$$

Enfin, une règle du pouce, analogue à celle du LET et applicable aux particules lourdes (protons et ions), dit que la proportionnalité  $Range \propto A_{particule} / Z^2_{particule}$  se vérifie assez bien.

### 1.9.3 Effets de dose (TID)

#### Définition

On appelle dose la quantité d'énergie déposée par unité de masse. L'unité légale est le Gray qui correspond au dépôt de 1 J/kg. Au sein de la communauté spatiale, on utilise encore couramment l'ancienne unité, le rad, qui vaut 100 erg/g, c'est-à-dire  $10^{-5}$  J/g, soit encore 0,01 Gray.

En général, quand on parle de dose, on sous-entend en fait dose d'ionisation totale (**TID**, *Total Ionization Dose*). Il faut donc préciser le matériau cible, car même pour une particule d'énergie donnée, le transfert d'énergie dépend du matériau cible. La majorité des composants électroniques étant réalisée en silicium, on rencontre souvent l'unité de dose sous la forme « rad (Si) », signifiant qu'elle a été déposée dans du silicium.

#### Dimensionnement de la contrainte

La dose reçue au niveau d'un composant dépend de son environnement, que l'on doit spécifier selon deux paramètres : la population de particules à laquelle le composant sera soumis, et l'épaisseur des blindages matériels qui entourent le composant. Pour un système embarqué, il n'y a donc pas « une » valeur de dose mais autant de doses reçues que d'environnements orbitaux envisagés pour la mission spatiale et de configurations matérielles entourant les composants constituant le système. Ces aspects seront traités plus loin, dans la partie dédiée à la prise en compte projet (§2.3).

La sensibilité d'un composant à la dose cumulée est représentée par la dérive de ses paramètres électriques en fonction de la dose, ainsi que par sa limite de fonctionnement. La dérive d'un paramètre électrique peut présenter plusieurs aspects : la dérive peut être linéaire, sous-linéaire (variation rapide au début puis s'atténuant) ou sur-linéaire (variation lente au début puis s'accéléralant). Les différents paramètres électriques d'un même composant peuvent suivre des courbes de variation différentes.

La tenue paramétrique d'un circuit est définie par la plus petite valeur de dose pour laquelle un paramètre sort de sa spécification, alors que la tenue fonctionnelle du circuit est définie la plus petite valeur de dose à partir de laquelle le circuit perd sa fonctionnalité. En général (cas des composants simples), la tenue paramétrique est inférieure à la tenue fonctionnelle, c'est-à-dire que les paramètres du circuit commencent à dériver, puis celui-ci finit par ne plus être fonctionnel. Dans le cas de composants complexes, on peut atteindre la limite de fonctionnalité alors que les paramètres observables ont à peine dérivé. Cela tient au fait que les paramètres mesurés sont les paramètres accessibles aux entrées-sorties du circuit, cette circuiterie d'entrées-sortie pouvant être plus résistante que la circuiterie interne, auquel cas les dégradations internes ne seront pas détectées jusqu'à ce que le circuit ne fonctionne plus. Il existe donc des cas où la défaillance est brutale, sans signe avant-coureur, ce qui ne simplifie pas le problème de la caractérisation de la contrainte.

### Ordres de grandeur

On peut très grossièrement classer les composants en fonction de leur tenue à la dose cumulée selon l'échelle suivante :

- 5 krad — 90% des composants
- 10 krad — 75% des composants
- 30 krad — 25% des composants (on parle alors de composants rad-tolérants)
- 50 krad — 10% des composants
- 100 krad — domaine des composants spécifiques, dits rad-hard.

La Figure 1.62 donne la fluence de particules nécessaire au dépôt de 1 rad (Si) en fonction de l'énergie de la particule. On constate ainsi, par exemple, que 1 rad peut être dû à  $2 \cdot 10^6 \text{ m}^{-2}$  protons de 10 MeV, ou  $2,5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$  électrons de 1 MeV, ou  $2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$  photons de 1 MeV ou  $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  neutrons de 1 MeV.

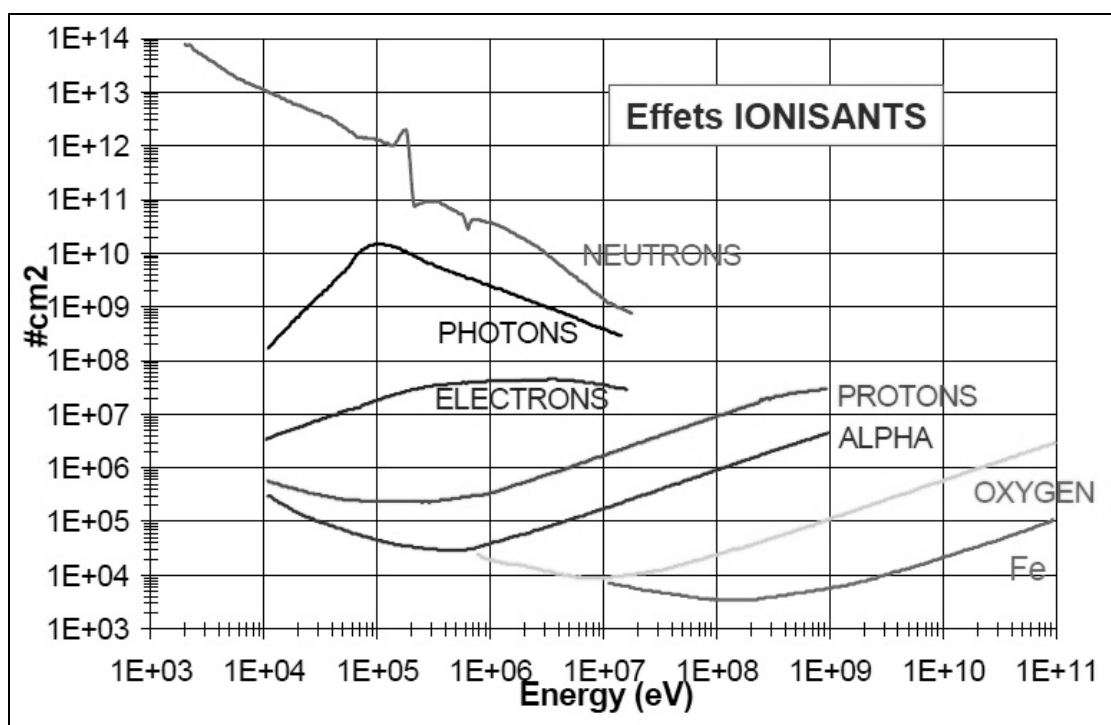


Figure 1.62 — Fluence (particules/cm<sup>2</sup>) équivalente à 1 rad (Si) en fonction de l'énergie de la particule responsable.

### Exemples de manifestation

Dans le cas d'un dispositif de type CCD, les effets de dose se manifestent par une dégradation lente de la résolution en énergie et de l'efficacité du transfert de charges. On peut noter des dégradations brutales de l'efficacité de transfert de charges, qui sont la conséquence d'une augmentation brutale de la dose reçue suite à des événements solaires (Figure 1.63).

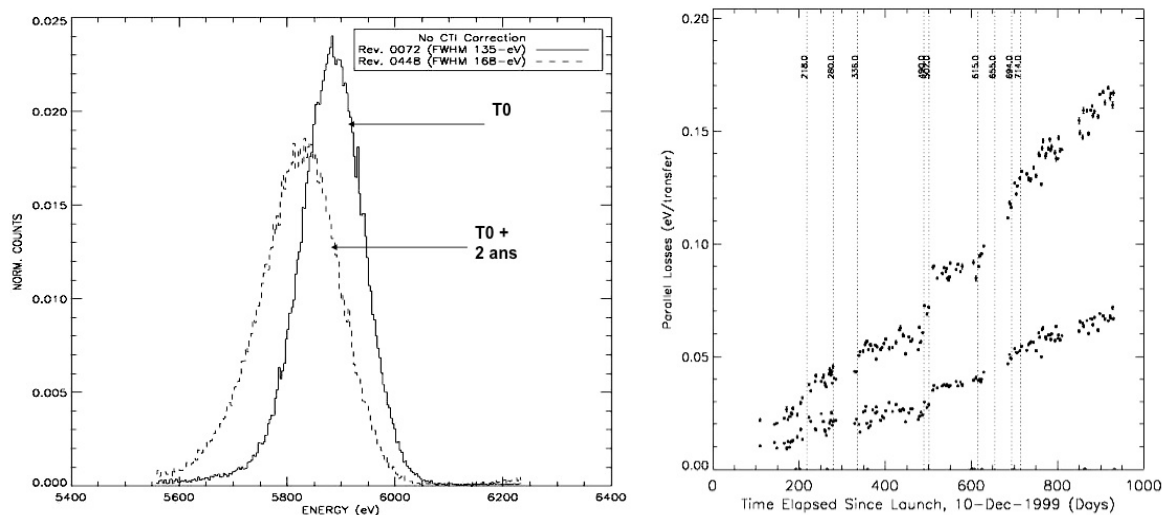


Figure 1.63 — Dégradation lente et progressive par effet de dose cumulée de la résolution en énergie (à gauche) et de l'efficacité de transfert de charge (à droite) sur un CCD de XMM/NEWTON (Contribution de P. Ferrando). Sur l'image de droite, on remarquera quelques sauts de dégradation plus brutale induits par les événements solaires.

Au-delà des conséquences de la dégradation des performances instrumentales, ces phénomènes apportent leur lot de contraintes très fortes pendant la phase d'exploitation. En effet, les variations de performances imposent un étalonnage régulier des instruments, qu'il faut alors répercuter sur l'analyse des données et transmettre à la communauté (utilisateurs et concepteurs). On s'aperçoit donc qu'au-delà de la résistance dont les systèmes embarqués doivent faire preuve pour fonctionner dans l'espace, les effets de dose sont aussi très pénalisants pour l'exploitation de ces systèmes, et cela fait partie des aspects à prendre en compte dans le cadre de leur développement.

### 1.9.4 Effets de déplacements (DD)

#### Définition

Les dommages causés par les déplacements atomiques, le plus souvent notés **DD** (*Displacement Damage*), s'expriment à partir du NIEL défini au §1.9.1 et de la fluence différentielle  $\Phi(E)$  des particules responsables. La quantité *DD* est homogène à des MeV/g, c'est-à-dire à une dose (énergie par unité de masse) :

$$DD \propto \int \frac{d\Phi(E)}{dE} \times NIEL(E) \times dE$$

#### Dimensionnement de la contrainte

La contrainte déplacements atomiques peut s'exprimer par une fluence équivalente reçue pendant la mission. La notion de fluence équivalente est obtenue en utilisant des tables d'équivalence des dommages créés entre un type de particules d'une certaine énergie et un autre. La

référence usuelle est le dommage créé par un proton de 1 ou 10 MeV. La table de fluence équivalente dépend bien évidemment du matériau cible considéré. Ces tables ont été construites en calculant le nombre de défauts créés dans un matériau donné par des fluences identiques de protons de 10 MeV et de 30 MeV par exemple. Ce calcul fait intervenir la notion de NIEL qui représente la perte d'énergie par interaction nucléaire. Le rapport du nombre de défauts créés fournit un quotient  $R$  et l'on considère alors que la dégradation que l'on observerait avec la fluence de protons de 30 MeV équivaut à celle que l'on aurait observée si on avait envoyé  $R$  fois cette fluence en utilisant des protons de 10 MeV. Ceci a pu être vérifié dans le passé pour des composants simples et épais. Néanmoins, les résultats observés sur des composants récents mettent en question l'applicabilité de la notion de fluence équivalente et il a été observé des comportements qui ne correspondent pas aux dommages prédits par la table d'équivalence. Cette différence s'explique par le fait que le calcul du nombre de défauts créés est un calcul en volume, valable uniquement pour les composants que l'on peut qualifier d'épais. Or aujourd'hui, les volumes à considérer sont plus proches de couches minces que de structures épaisses. Cette technique peut être néanmoins utilisée pour des composants relativement simples, comme les cellules des panneaux solaires par exemple. Dans ce cas, les entrées nécessaires pour le dimensionnement de la contrainte sont : le spectre de particules environnant le satellite, les blindages entourant le composant, et la table de dommage équivalent standard. À partir des deux premières entrées, on détermine le spectre transporté au niveau du composant, et à l'aide de la table équivalente, on transforme ce spectre en un chiffre qui représente la fluence équivalente sur la mission pour ce composant. En revanche, pour des composants sensibles aux effets de déplacements, mais très intégrés tels que les CCD ou APS, la notion simple de dommage équivalent est mise en défaut. Il n'est plus possible de travailler avec une table standard, et il faut caractériser le composant à diverses énergies au moyen de tests long et coûteux.

### **Ordres de grandeurs**

Des ordres de grandeur sont donnés sur la Figure 1.64 où on notera que les effets sont plus importants à basse énergie. On pourra aussi se reporter à la Figure 1.60 qui compare le LET au NIEL.

### **Exemples de manifestation**

Dans les CCD et APS, les déplacements provoquent une augmentation du courant d'obscurité moyen, déplace le centre de la distribution des courants d'obscurité et en change la forme, comme illustré sur la Figure 1.65, où l'on constate que les effets sont plus importants pour les protons les moins énergétiques (les plus déplaçant). Dans les dispositifs à transfert de charge (CCD), la création des niveaux supplémentaires de piégeage va contribuer, sans même qu'il soit besoin de considérer les charges apportées par l'ionisation, à diminuer l'efficacité du dispositif en bloquant les électrons sur ces niveaux et en empêchant leur transfert d'un puits de potentiel à l'autre. Cela a pour conséquence de dégrader l'efficacité de transfert de charge, comme cela a déjà été illustré plus haut (Figure 1.63). De plus, certains noyaux se placent sur des positions cristallines instables et oscillantes. Cet effet est avancé pour expliquer l'observation d'instabilités de type RTS (*Random Telegraph*

*Signal*) dans les courants d'obscurité de certains CCD après irradiation. Cet effet est illustré sur la Figure 1.66.

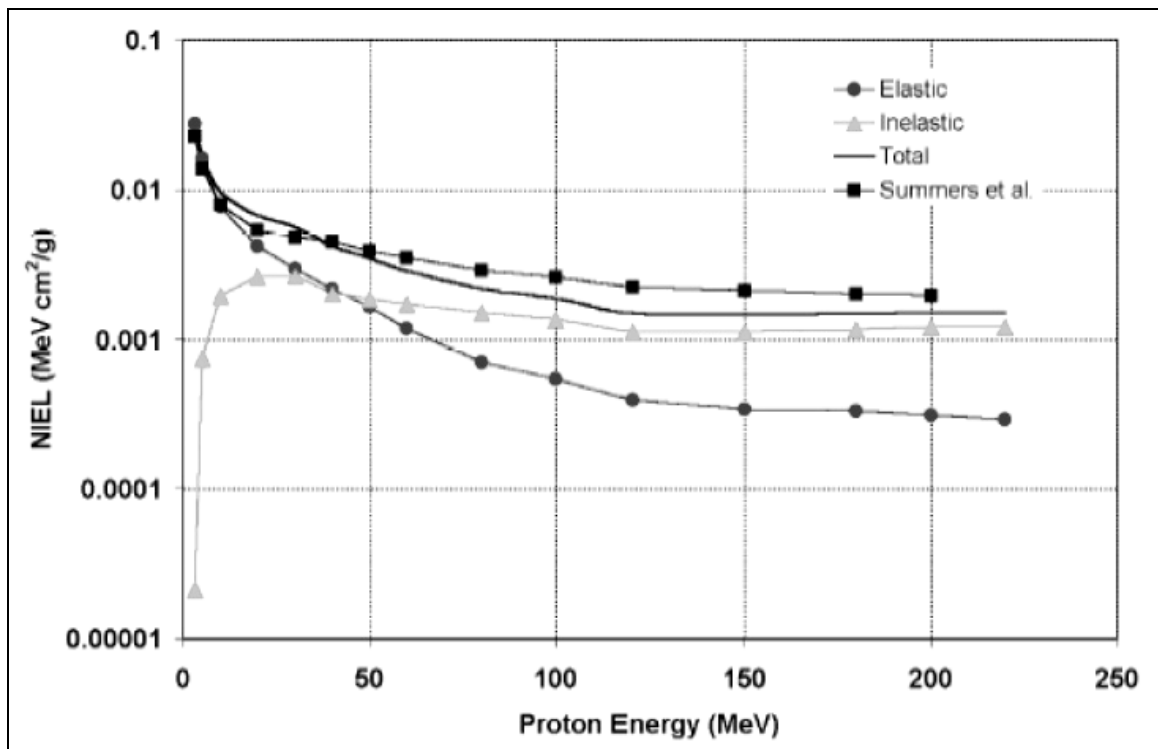


Figure 1.64 — NIEL du proton dans le silicium.

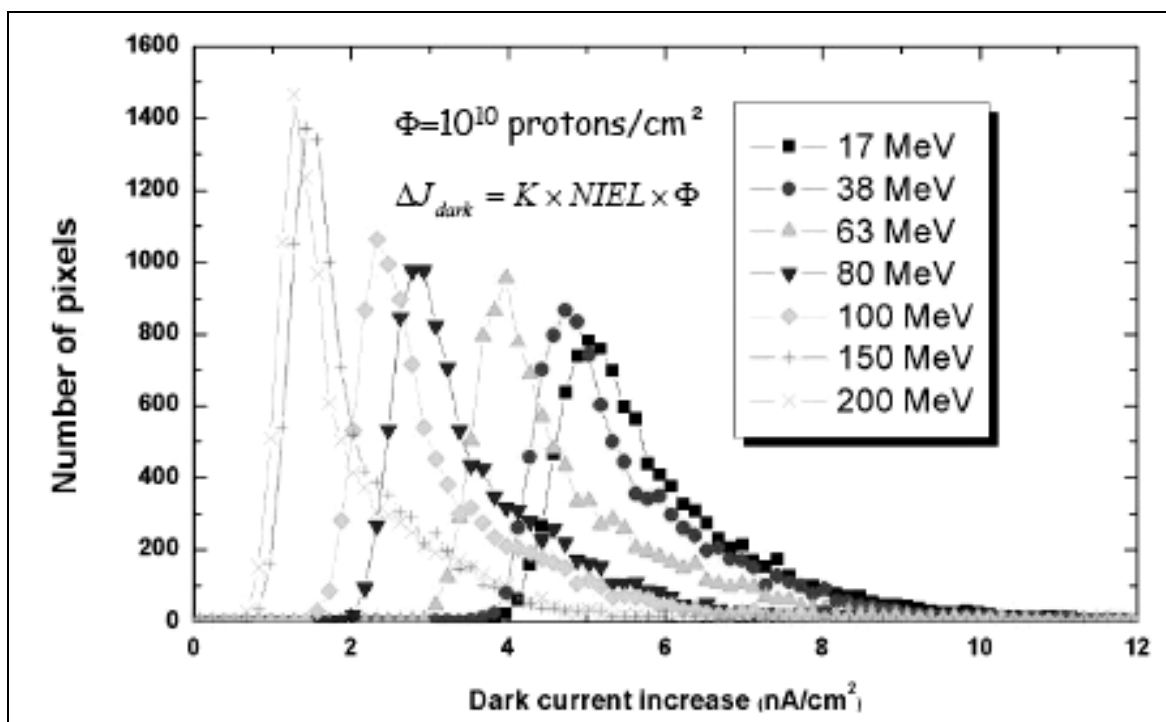


Figure 1.65 — Modification du courant d'obscurité provoquée par les déplacements.



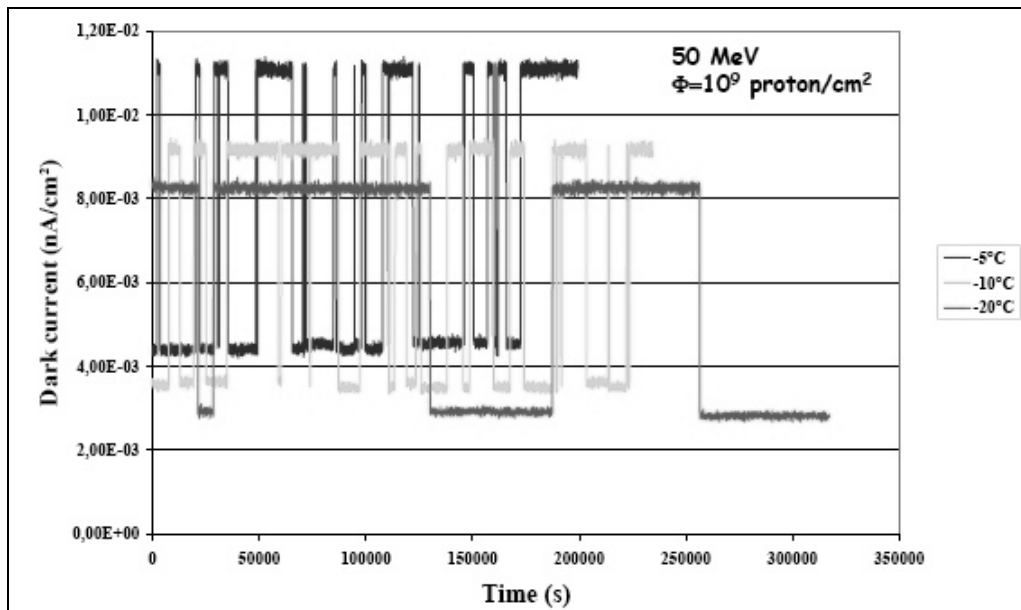


Figure 1.66 — Oscillation de pixel (effet RTS) provoquée par les déplacements.

### 1.9.5 Effets singuliers (SEE)

#### Définition

Considérons un ion traversant une jonction PN polarisée en inverse (voir Figure 1.67).

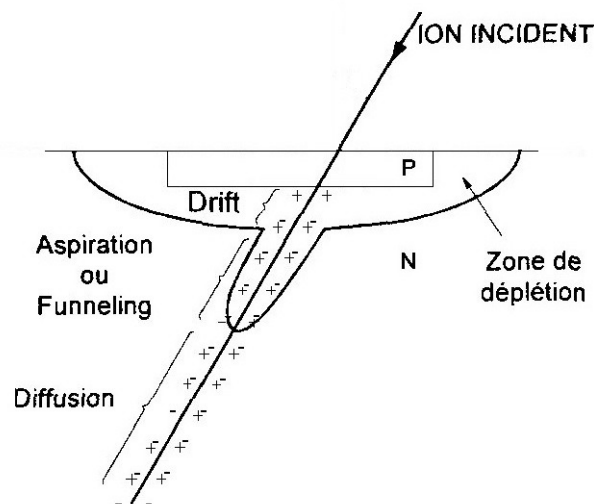


Figure 1.67 — Représentation de la trace d'un ion au travers d'une jonction PN bloquée (Figure tirée de [TTVS]).

Les charges créées le long de la trace de l'ion déforment la surface équipotentielle, il se forme un champ électrique axial entraînant les charges dans un mouvement d'aspiration (*funneling*). D'un point de vue temporel, ce phénomène dure quelques dizaines de picosecondes. La longueur typique d'aspiration des charges le long de la trace de l'ion peut atteindre 10 à 20  $\mu\text{m}$ . Par ailleurs, les porteurs de charge diffusent à partir de la trace de l'ion vers des zones de plus faible densité. Ce

phénomène de diffusion, plus lent, peut durer quelques dizaines de nanosecondes. C'est donc l'apparition soudaine d'un grand nombre de charge qui est à l'origine des phénomènes singuliers, qui peuvent se manifester de différentes façons décrites plus bas. La sensibilité du composant à un effet donné est mesurée par la charge critique  $Q_c$ , nécessaire pour faire apparaître la perturbation. L'énergie critique  $E_c$  qui en découle s'exprime :

$$E_c = E_{e-h} \times \frac{Q_c}{q}$$

où  $E_{e-h}$  désigne l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou et  $q$  la charge de l'électron.

### Dimensionnement de la contrainte

On doit distinguer deux cas, selon que l'ionisation est directe ou indirecte, autrement dit selon la particule responsable de l'événement singulier :

- Les ions du rayonnement cosmique, ou de certaines éruptions solaires particulièrement violentes, interagissent par ionisation directe. Dans ce cas, la grandeur caractéristique de l'interaction n'est pas l'énergie initiale de la particule, mais sa faculté à déposer de l'énergie dans le matériau cible, on dimensionne donc la contrainte en représentant les spectres de ions en fonction de leur LET.
- Les protons des ceintures de radiations, ou ceux des éruptions solaires en général, interagissent par interaction nucléaire et émission de noyau de recul dans les composants, c'est-à-dire par ionisation indirecte. Dans ce cas, c'est l'ion secondaire, émis *a priori* dans toutes les directions, et selon des énergies diverses, qui produit le phénomène singulier. Comme on n'a pas moyen de connaître l'énergie et le LET de l'ion secondaire, on caractérise le rayonnement incident par l'énergie des particules, et on dimensionne alors la contrainte en représentant les spectres de protons en fonction de leur énergie.

Dans la pratique, le taux d'événements singuliers est déterminé à l'aide de deux types de courbes reproduites en Figure 1.68 :

- Le premier type de courbe (1) caractérise l'environnement et donne le flux de particules par unité de surface et de temps en fonction du LET. Cette courbe est totalement indépendante du composant considéré, elle n'est représentative que de la contrainte environnementale. Par contre, il faut préciser l'origine des ions (cosmiques et/ou éruptions solaires) ainsi que le blindage considéré (magnétosphérique et/ou blindage satellite).
- Le deuxième type de courbe (2) est caractéristique du composant en donnant la section efficace de ce composant à un effet donné. Il faut donc préciser à quel type de SEE on se

réfère (SEU, SEL, etc.). Notons bien que si elle est homogène à une surface, la section efficace ne peut être assimilée à une surface réelle de nœuds sensibles du composant que dans le cas d'événements simples. Dans le cas d'événements dits multiples, si par exemple un seul ion peut faire changer d'états plusieurs bits mémorisés, la section efficace peut être supérieure à la surface réelle de la puce.

Les phénomènes singuliers apparaissent comme des phénomènes de type seuil/saturation, c'est-à-dire que si le transfert d'énergie est trop faible, rien ne se passe. Dans le cas idéalisé où le composant a une section efficace en forme d'échelon, on assimilera la section efficace à la valeur  $\sigma_{\text{sat}}$  quel que soit le LET supérieur ou égal à  $\text{LET}_{\text{seuil}}$ . La courbe (1) permet alors de lire directement le flux attendu  $\text{Flux}_{\text{seuil}}$  pour le  $\text{LET}_{\text{seuil}}$  correspondant, et on en déduit facilement le taux d'événements attendu  $n$  (en  $\text{s}^{-1}$ ) en faisant la multiplication :

$$n = \text{Flux}_{\text{seuil}} \times \sigma_{\text{sat}}$$

Dans le cas réel, il faut intégrer la courbe (2) afin de connaître le taux d'événements  $n$  :

$$n = \int \frac{d\text{Flux}(\text{LET})}{d\text{LET}} \times \sigma(\text{LET}) \times d\text{LET}$$

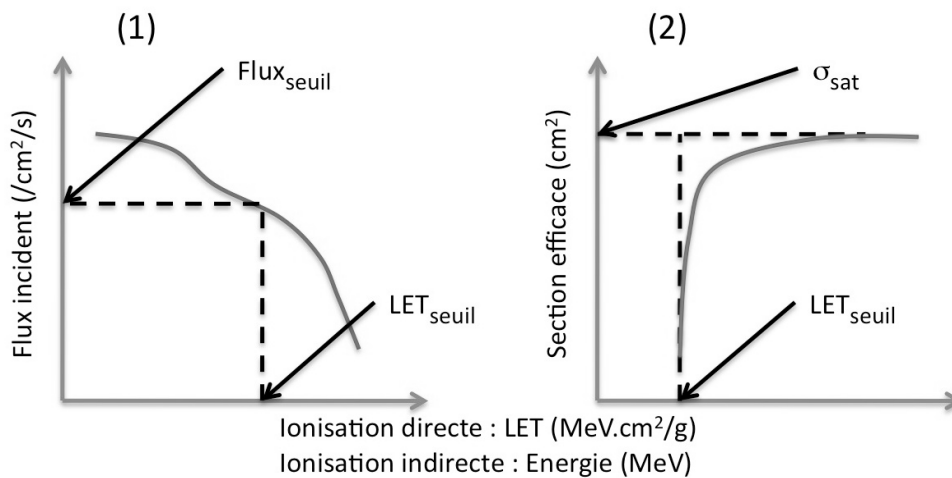


Figure 1.68 — Estimation du taux de SEE à partir de la grandeur caractéristique qui peut être le spectre de LET ou alors le spectre en énergie selon le type de particule, selon que l'ionisation est directe (causée par les ions cosmiques ou les protons des éruptions violentes) ou indirecte (causée par les protons piégés ou ceux des éruptions solaires classiques).

### Ordres de grandeur

À partir du moment où un composant affiche un LET seuil inférieur au LET maximal du silicium dans le silicium, cela signifie qu'il sera sensible aux ionisations secondaires (déplacement d'un noyau de silicium puis ionisation secondaire par le noyau de silicium déplacé), en plus des ionisations directes. Le LET maximal du silicium dans le silicium ( $15 \text{ MeV cm}^2/\text{mg}$ ) est donc une valeur

charnière. Cette valeur détermine en effet la possible sensibilité du composant aux protons, et non plus seulement aux ions. Un composant de LET seuil supérieur à  $15 \text{ MeV cm}^2/\text{mg}$  ne sera pas sensible aux protons. Si son LET seuil est inférieur à  $15 \text{ MeV cm}^2/\text{mg}$ , il y sera au contraire très sensible puisque les protons sont nombreux. En conséquence, l'effet de la diminution des LET seuils s'est répercuté de la manière suivante :

- Dans les années 1970, les LET seuils étaient en général supérieurs à  $30 \text{ MeV cm}^2/\text{mg}$ , les circuits sensibles aux ions lourds uniquement, et les taux observés en vol faibles.
- Dans les années 1980, les LET seuils sont passés sous la barrière des 30 puis  $15 \text{ MeV cm}^2/\text{mg}$  ce qui a entraîné une forte augmentation de sensibilité aux ions lourds (le taux variant comme l'inverse du carré du LET seuil) et l'apparition du problème de la sensibilité aux protons.
- Dans les années 1990, les LET seuils sont descendus sous  $1 \text{ MeV cm}^2/\text{mg}$ , entraînant l'explosion du risque protons et aussi une brusque augmentation du risque ions lourds sur les orbites basses faiblement inclinées (voir la Figure 1.83 du §1.10.3 à propos de la comparaison quantitative des orbites).

En ce qui concerne les seuils de certains événements singuliers destructifs (par exemple *latchup*, rupture de grille, etc.), ils ont suivi la même descente mais en restant cependant plus élevés que les seuils de phénomènes non destructifs.

### Exemples de manifestation

On trouvera ci-dessous une classification, volontairement incomplète, des phénomènes singuliers les plus courants.

Les phénomènes transitoires : le **SET** (*Single Event Transient*) correspond à l'apparition d'un signal transitoire dans un montage électronique. Il est lié à la collection de charges induites par le passage de la particule, et à la propagation de cette impulsion transitoire en sortie d'un circuit. Les composants concernés sont les composants linéaires (amplificateurs, comparateurs, régulateurs, etc.) ainsi que la logique combinatoire. La criticité de l'effet d'un SET réside dans sa propagation éventuelle au travers du schéma jusqu'à un nœud critique. D'une manière générale, la majorité des systèmes bien conçus ne sont pas sensibles au SET. En effet, le SET n'étant rien d'autre qu'une source supplémentaire de parasitage, la sensibilité d'un système au SET signifie qu'il pourrait être sensible à un parasitage d'une autre origine, électromagnétique ou instabilité de la tension par exemple. Afin de revenir à des considérations orientées davantage « utilisateur » plutôt que « concepteur », la Figure 1.69 montre un exemple de SET. On remarquera notamment que le signal parasite peut être d'amplitude comparable au signal recherché.

Les phénomènes de basculement : le **SEU** (*Single Event Upset*) correspond à un changement d'état d'un point mémoire ou un registre interne, sans dommage significatif pour l'élément. Cet effet n'est pas destructif, il s'agit tout simplement d'un SET qui se trouve verrouillé. Dans les circuits

modernes, le passage d'une particule peut affecter plusieurs cellules mémoires, provoquant des erreurs multiples appelées **MBU** (*Multiple Bit Upset*). Les erreurs multiples sont plus critiques que les erreurs simples car plus difficiles à détecter et à corriger, leur impact est donc plus grave. Selon l'organisation interne du composant, le MBU pourra se traduire par plusieurs bits faux sur un seul octet ou par plusieurs octets avec le même bit en erreur. Du point de vue fonctionnel, les basculements se traduisent par la pollution de zones mémoires, le déroutement d'un processeur (par impact sur le processeur lui-même, sur sa mémoire programme ou celle de travail), l'exécution d'instructions illégales, l'écriture d'octets dans des zones mémoires non autorisées y compris la mémoire programme, la production de résultats de calculs faux, etc.

Les phénomènes de court-circuit : le **SEL** (*Single Event Latchup*) correspond à un mécanisme de verrouillage électrique qui apparaît dans certaines technologies, essentiellement CMOS (*Complementary Metal-Oxide-Semiconductor*) présentant par construction une structure parasite thyristor. Lorsque le thyristor, bloqué en fonctionnement normal, est amorcé par le passage d'une particule, le composant passe en court-circuit. Il s'agit d'un phénomène destructif qui peut conduire à la perte du composant si rien n'est entrepris pour le désamorcer. Un court-circuit non désamorcé peut même entraîner des injections de courant sur les composants voisins et provoquer la perte de toute une carte ou tout un équipement.

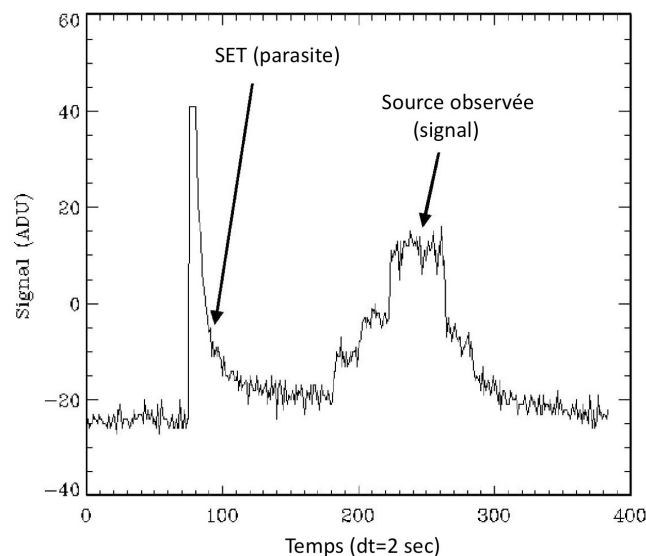


Figure 1.69 — Exemple de transitoire (SET) enregistré par un pixel de la caméra infrarouge spatiale ISOCAM. Le signal en marches d'escalier (source observée) est dû à des effets de mémoire du détecteur suite à un changement d'illumination.

## 1.10 Comparatif des orbites

Dans cette section, je donne une synthèse d'ordre pratique sur la criticité des orbites les plus courantes. Je compare les orbites, d'abord en termes de population de particules, puis en termes d'effets sur les systèmes embarqués.

### 1.10.1 Définition et usages des orbites

Les orbites sont classées en différentes familles, en fonction principalement de leur altitude et de leur inclinaison par rapport au plan de l'équateur terrestre :

- *GEO (GEOstationary orbit)* : orbite circulaire (excentricité nulle), située dans le plan de l'équateur (inclinaison nulle), à près de 36 000 km d'altitude. Elle est géosynchrone, c'est-à-dire que le satellite a la même vitesse de rotation angulaire que la Terre et demeure ainsi à la verticale d'une même région au sol.
- *GTO (Geostationary Transfer Orbit)* : un satellite destiné à une orbite géostationnaire est souvent d'abord injecté sur une orbite elliptique dite de transfert géostationnaire, dont l'apogée est proche de l'altitude définitive (36 000 km) et le périégée situé à ~200 km d'altitude. L'orbite est ensuite progressivement circularisée grâce à 3 ou 4 poussées du moteur d'apogée, mis à feu lors des passages du satellite à l'apogée.
- *MEO (Middle Earth Orbit)* : orbite circulaire intermédiaire entre orbite basse et géostationnaire, située à ~10 000 km d'altitude. La période orbitale est d'environ 6 heures.
- *LEO (Low Earth Orbit)* : orbite circulaire, située entre 500 à 2000 km d'altitude. La période orbitale est de l'ordre de quelques centaines de minutes.
- *EOS (Earth Observatory Orbit)* : orbite basse altitude (généralement 800 km) et inclinée à 90°, optimisée pour l'observation de la Terre dans la mesure où le satellite survole l'ensemble du globe terrestre en relativement peu de temps.
- *HEO (Highly Excentric Orbit)* : orbite très excentrique, dont l'apogée est située bien au-delà de la ceinture de radiation externe. La période orbitale est très variable selon le périégée et l'apogée. C'est par abus de langage que l'on emploie parfois le terme altitude pour une orbite excentrique, mais il faut alors comprendre altitude moyenne ou bien altitude à laquelle le satellite passe le plus de temps.

Les orbites GEO sont surtout utilisées pour les satellites de télécommunication ou d'observation météorologique. Les satellites dédiés aux télécommunications peuvent aussi évoluer en orbite basse, dans des essais (réseaux de téléphonie par satellite). Les orbites MEO sont occupées par des constellations de satellites dédiés au système GPS (*Global Positioning System*). Les satellites scientifiques, c'est-à-dire ceux qui nous concernent le plus ici, évoluent le plus souvent sur deux types d'orbites : des orbites fortement excentriques (HEO) bien adaptée à l'observation de l'Univers, et des orbites basses (LEO ou EOS). La proximité des orbites basses offre quelques avantages, comme par exemple un temps de latence (temps que met à parcourir un signal) très court et une puissance réduite pour entrer en contact avec eux, mais présentent aussi des inconvénients liés justement à la proximité de la Terre qui peut contraindre fortement la stratégie de pointage des

instruments destinés à l'observation de l'Univers plutôt que de la Terre. Les orbites fortement excentriques permettent de s'affranchir de ce problème, mais à l'inverse, amènent leur lot de contraintes sur le système de liaison bord-sol. Plus rarement, on doit s'intéresser aux trajectoires interplanétaires empruntées par les sondes dédiées à l'observation des planètes du système solaire. Il arrive que des satellites scientifiques soient prévus pour l'orbite GEO, notamment pour des questions de bilan de liaison bord-sol ou d'équilibre thermique, mais c'est assez rare. Plus récemment, des satellites scientifiques ont été placés en orbite autour des points de Lagrange L1 et L2, respectivement situés du côté solaire et antisolaire à 1,5 millions de km de la Terre, c'est-à-dire bien au-delà de la ceinture externe.

### **1.10.2 Comparaison qualitative**

Voyons à présents plus en détails les avantages et inconvénients des différentes orbites du point de vue de l'environnement radiatif. On s'intéressera d'abord aux flux de particules perçus à travers le blindage magnétosphérique (voir §1.2.5) offert par les différentes orbites dans la mesure où une première comparaison, d'ordre qualitatif, peut être établie en se basant sur l'efficacité du blindage magnétosphérique, variable selon les orbites. Le Tableau 1.9 récapitule l'exposition des orbites aux différentes sources de particules spatiales, l'orbite GTO n'y étant pas mentionnée en raison de son caractère temporaire (passage d'une orbite basse à géostationnaire). La Figure 1.70 résume quant à elle les principaux effets attendus en fonction du type de particules rencontrées. Il suffit de la rapprocher du Tableau 1.9 pour avoir une idée de la criticité des orbites en termes d'effets.

On notera que :

- Sur l'orbite GEO, le filtrage magnétosphérique est négligeable, aussi bien pour le rayonnement cosmique que pour les particules solaires.
- La situation n'est pas meilleure pour les satellites scientifiques orbitant sur des orbites HEO, dont l'apogée va bien au-delà de l'orbite GEO. Quant à la partie de l'orbite située en deçà de 40 000 km d'altitude, les satellites scientifiques ne sont en général pas en mode d'observation car lorsqu'ils sont alors plongés dans les ceintures de radiations, les niveaux de perturbations sont tels que les instruments d'observation sont inutilisables.
- En orbite basse (LEO et EOS), le filtrage est peu dépendant de l'altitude, mais très dépendant de l'inclinaison. Vis à vis des rayons cosmiques et des ions lourds solaires, la protection magnétosphérique est d'autant plus faible que l'inclinaison est élevée, pratiquement inexistante pour les orbites polaires (EOS). Par contre, le filtrage magnétosphérique est très efficace pour les protons solaires, même pour les orbites polaires où il dépasse 80% d'efficacité, les orbites moyennement inclinées (50°) étant protégées à 99%, et celles à inclinaison plus faible étant protégées à quasi 100%.

Tableau 1.9 — Comparaison qualitative des orbites en termes de population de particules. Le caractère + ou ++ a été attribué, soit en fonction du temps d'exposition passé à un endroit donné de la magnétosphère où l'on rencontre des particules, soit en fonction de l'importance des flux rencontrés. Lorsque la case est vide, cela signifie que l'orbite en question n'est pas concernée par le type de particules mentionné

Orbite	Particules			
	Interplanétaires		Piégées	
	Cosmiques	Solaires	Protons	Electrons
GEO	++	++		++
MEO			++	++
LEO			SAA	SAA
EOS	cornets polaires	cornets polaires <sup>1</sup>	SAA	SAA
HEO	++	++	+	+
sonde	++	++		
L2	++	++		queue ?

<sup>1</sup> ions lourds principalement, pas les protons

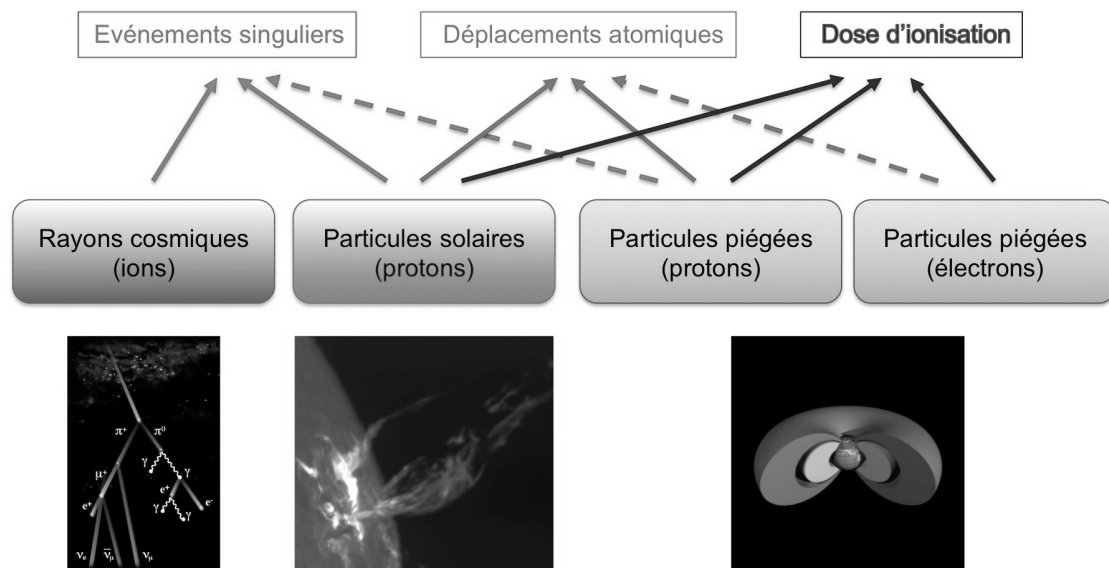


Figure 1.70 — Correspondance sources – effets.

### 1.10.3 Comparaison quantitative

#### Ensemble d'orbites étalon

Pour obtenir une comparaison quantitative des différentes orbites, il faut les définir de façon précise (inclinaison, périégée et apogée). Dans un premier temps, nous ferons abstraction de la date de lancement et de la durée de la mission. Le Tableau 1.10 résume les paramètres orbitaux choisis. Les orbites y sont classées par ordre croissant de distance moyenne à la Terre. Les orbites les plus



couramment utilisées pour les satellites scientifiques y sont repérées en gris clair. Afin de limiter le nombre de paramètres libres, on a considéré pour chacune de ces orbites la même date de lancement le (1<sup>er</sup> janvier 1996) et une durée de mission égale à 11 ans, c'est-à-dire que la période d'exploitation de la mission couvre toute la durée d'un cycle solaire (cycle 23 en l'occurrence). Les flux seront donc moyennés sur une période couvrant un cycle solaire entier.

Tableau 1.10 — Paramètres orbitaux choisis pour les orbites de l'ensemble étalon.

Orbite	Période	Inclinaison	Périgée	Apogée
LEO	97 min	30°	600 km	
EOS	99 min	98°	705 km	
MEO	6 h	51°	10 000 km	
GEO	24 h	0°	36 000 km	
HEO	3 jours	51°	10 000 km	155 000 km

### Comparaison en termes de particules

Pour chacune de ces orbites, on cherche ici à comparer quantitativement les spectres différentiels et intégraux des rayons cosmiques les plus abondants (protons et alphas), des protons solaires, et des particules piégées (protons et électrons). Les résultats ont été obtenus au moyen du logiciel Omere et sont référencés dans le Tableau 1.11. Les paramètres recommandés par le standard ECSS ont été utilisés pour chacun des modèles considérés, à savoir : CREME 86 (m=1) pour les rayons cosmiques en période de minimum solaire (pire cas), ESP (80% de confiance) pour les protons solaires, AP8\_MIN pour les protons piégés (pire cas), AE8\_MAX pour les électrons piégés (pire cas).

Tableau 1.11 — Références des figures pour la comparaison en termes de particules.

Type de particules et modèle utilisé	Spectre différentiel	Spectre intégral
Protons cosmiques (CREME 86, m=1, soleil min)	Figure 1.71	Figure 1.72
Alphas cosmiques (CREME 86, m=1, soleil min)	Figure 1.73	Figure 1.74
Protons solaires (ESP, 80% de confiance)	Figure 1.75	Figure 1.76
Protons piégés (AP8, soleil min)	Figure 1.77	Figure 1.78
Electrons piégés (AE8, soleil max)	Figure 1.79	Figure 1.80

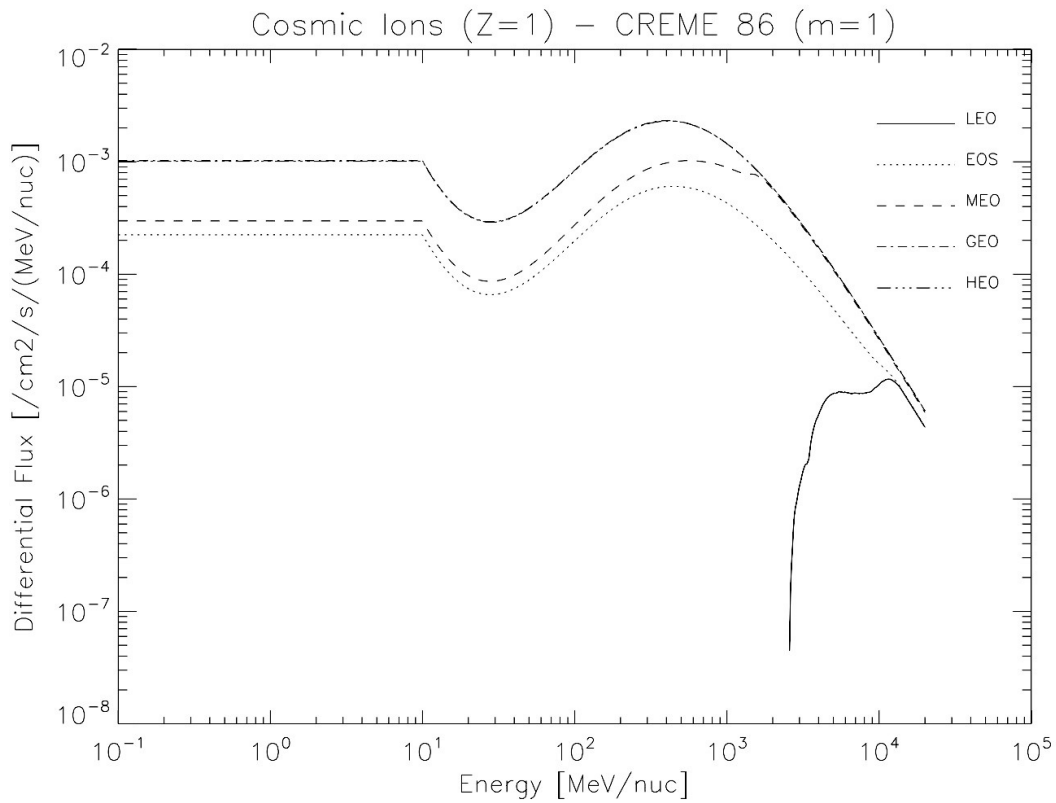


Figure 1.71 — Spectre différentiel des protons cosmiques pour diverses orbites. On notera en particulier l'atténuation magnétosphérique pour l'orbite basse altitude (LEO), et dans une moindre mesure l'orbite polaire (EOS) à cause du blindage magnétosphérique moins élevée à haute latitude (zone des cornets polaires).

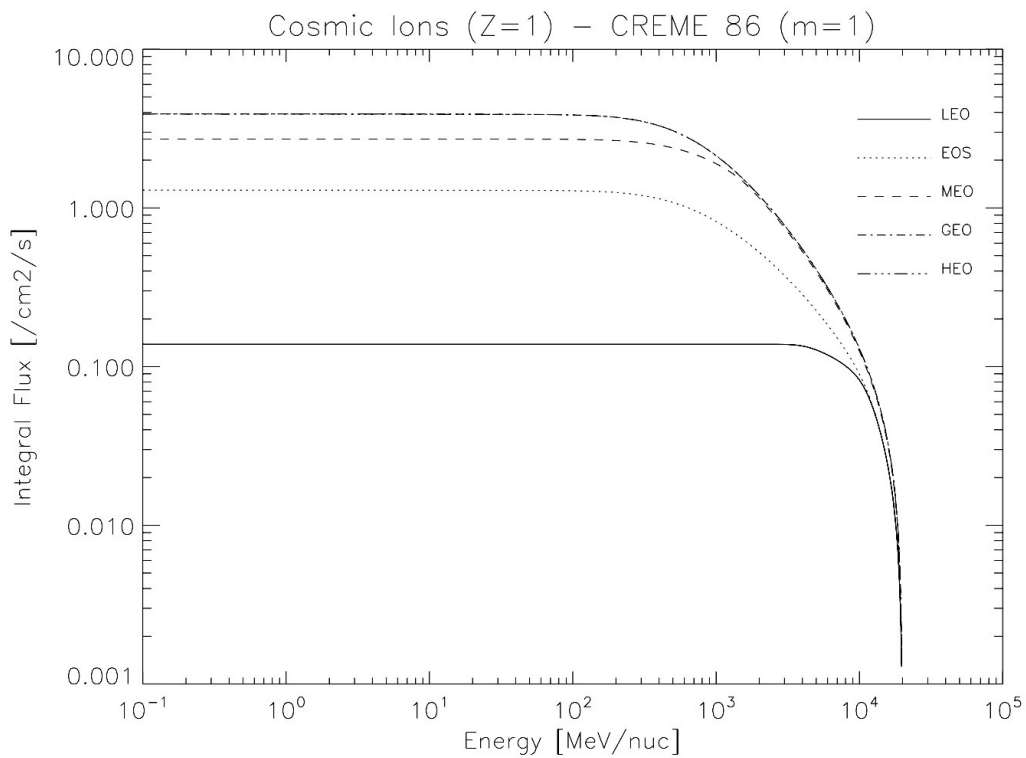


Figure 1.72 — Spectre intégral des protons cosmiques pour diverses orbites.

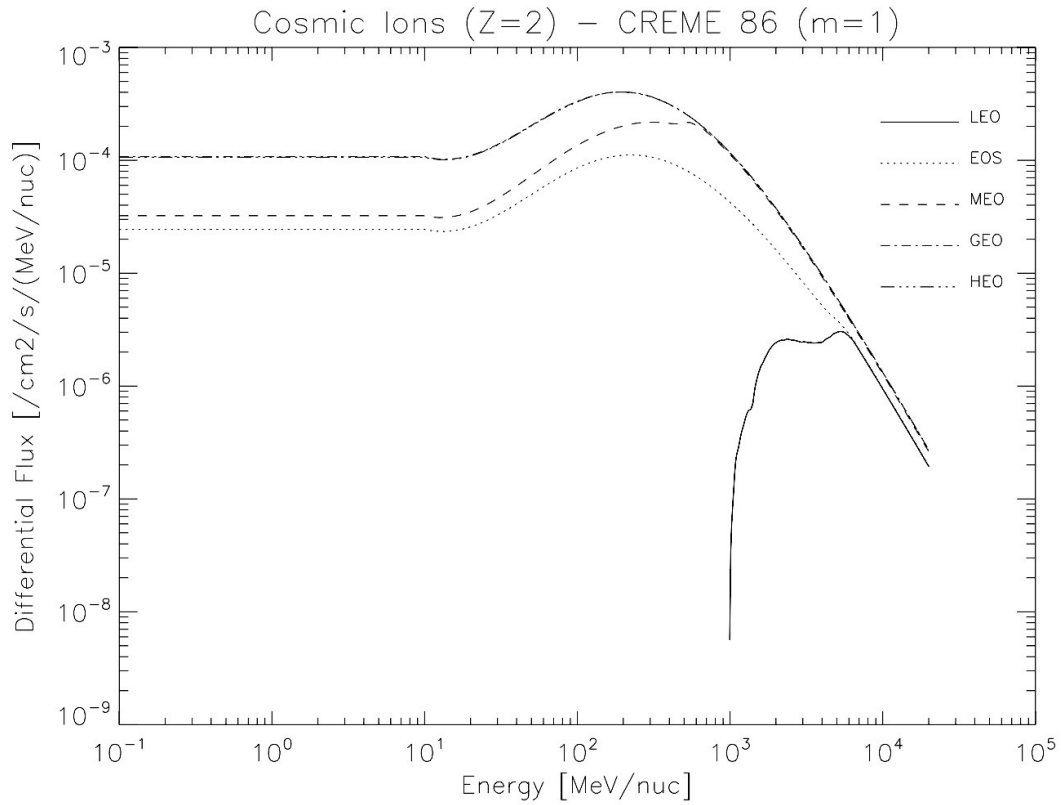


Figure 1.73 — Spectre différentiel des alphas cosmiques pour diverses orbites. On notera en particulier l'atténuation magnétosphérique pour l'orbite basse altitude (LEO), et dans une moindre mesure l'orbite polaire (EOS) à cause du blindage magnétosphérique moins élevée à haute latitude (zone des cornets polaires).

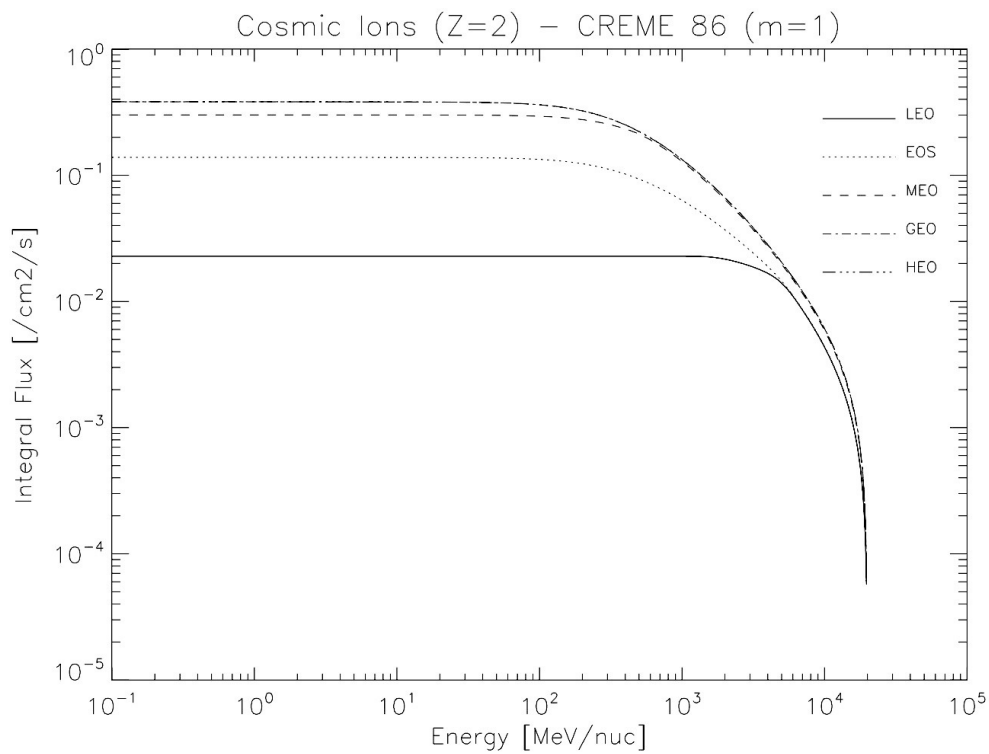


Figure 1.74 — Spectre intégral des alphas cosmiques pour diverses orbites.

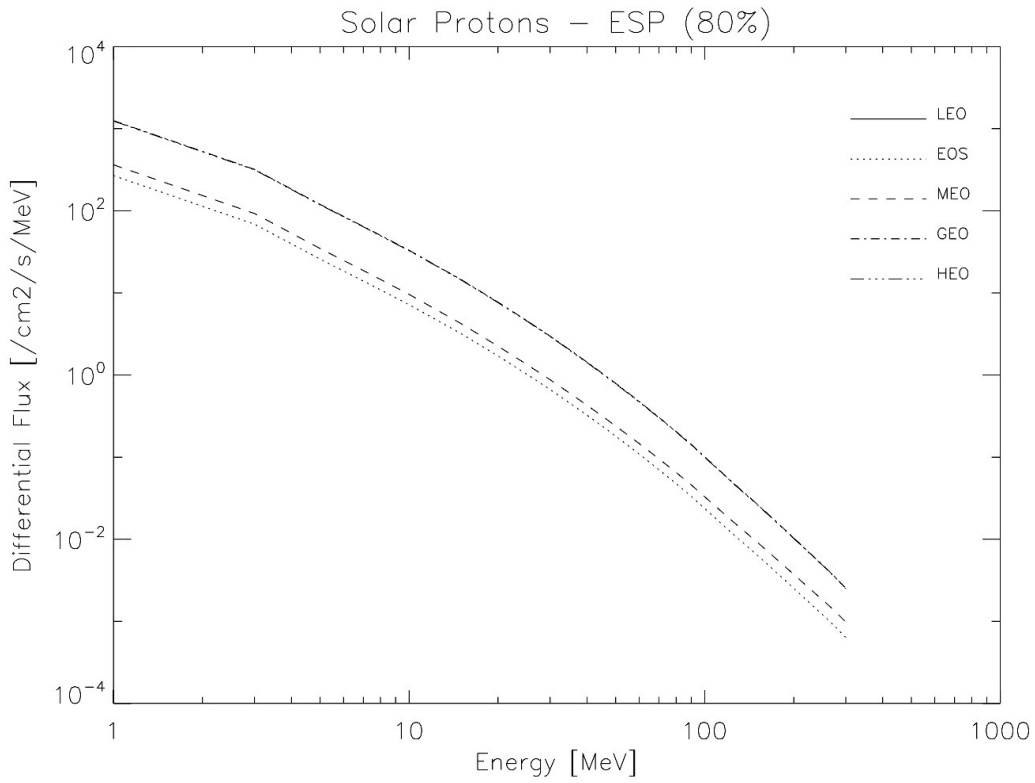


Figure 1.75 — Spectre différentiel des protons solaires pour diverses orbites. On notera en particulier l'atténuation magnétosphérique pour l'orbite basse altitude (absence de flux pour LEO), les flux les plus élevés se rencontrant pour les orbites GEO et HEO (courbes confondues).

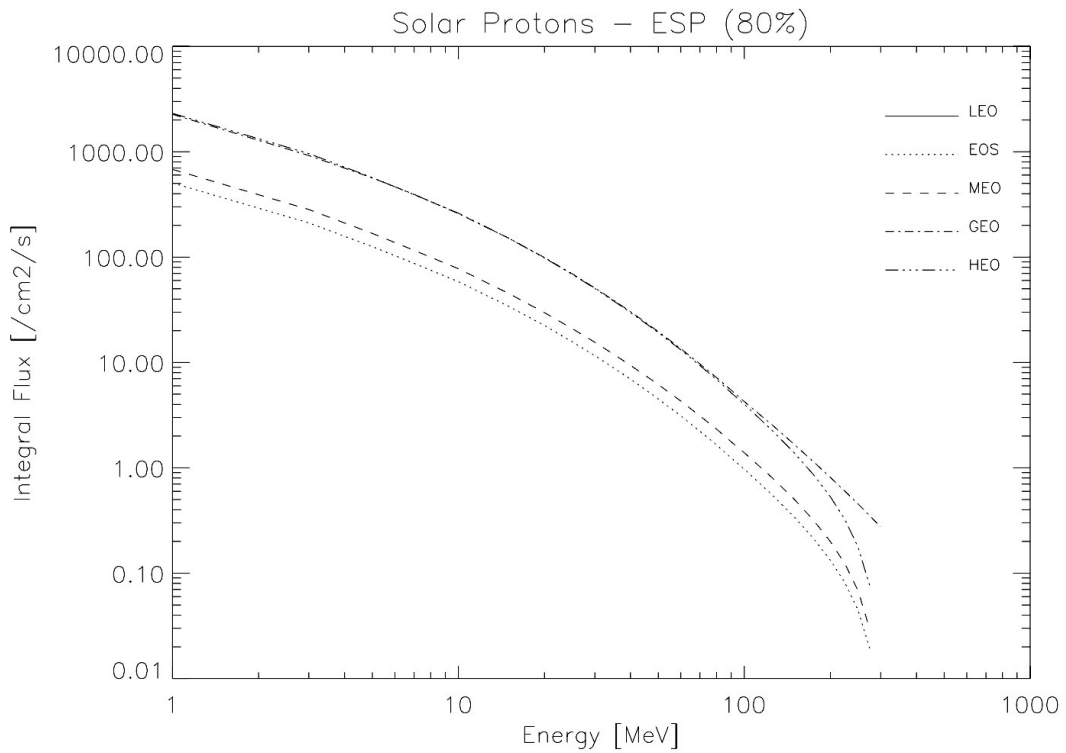


Figure 1.76 — Spectre intégral des protons solaires pour diverses orbites.

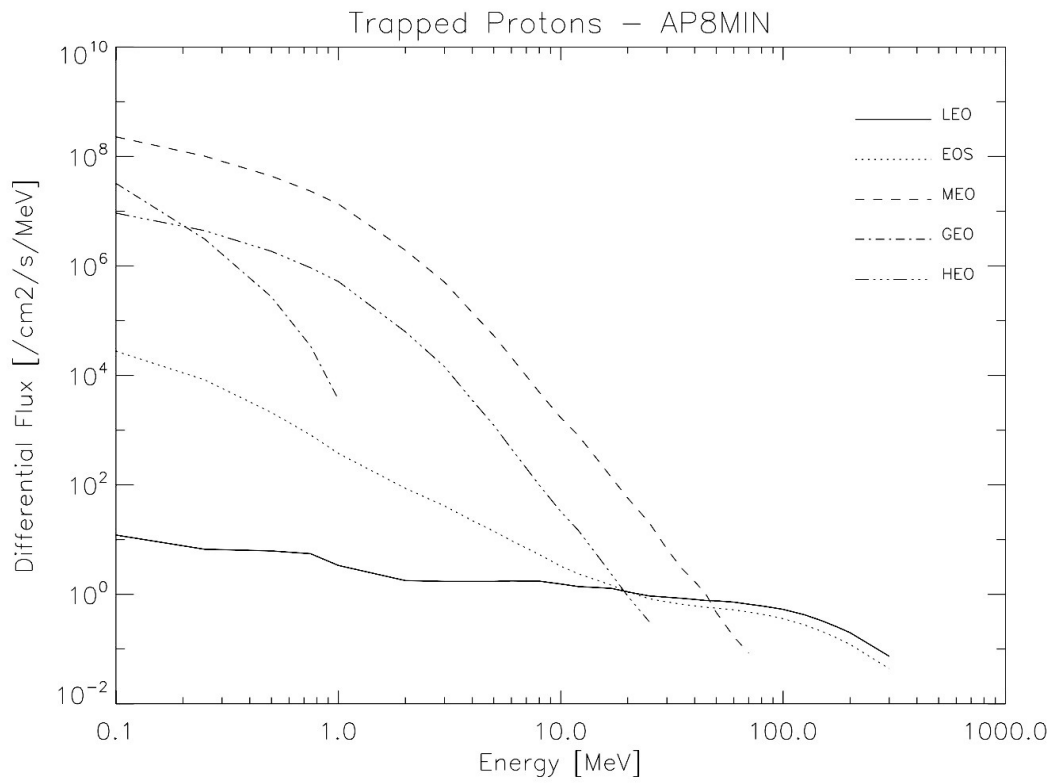


Figure 1.77 — Spectre différentiel des protons piégés pour diverses orbites. On notera en particulier l'effondrement des protons de haute énergie pour l'orbite GEO.

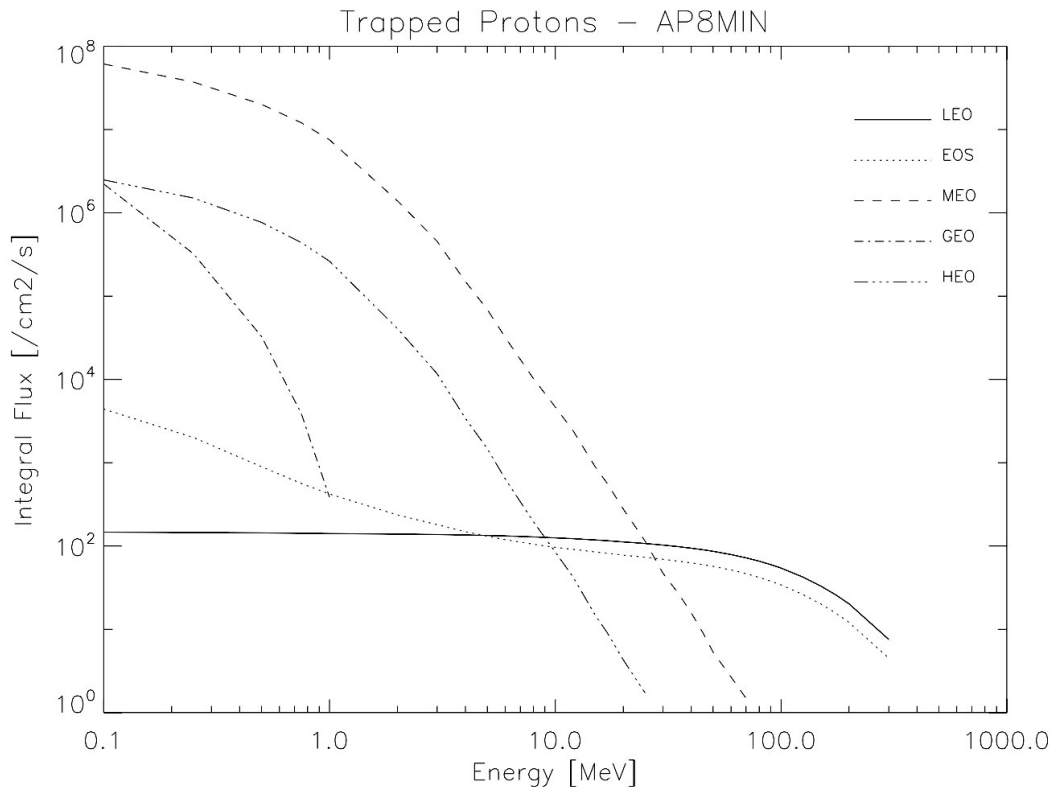


Figure 1.78 — Spectre intégral des protons piégés pour diverses orbites.

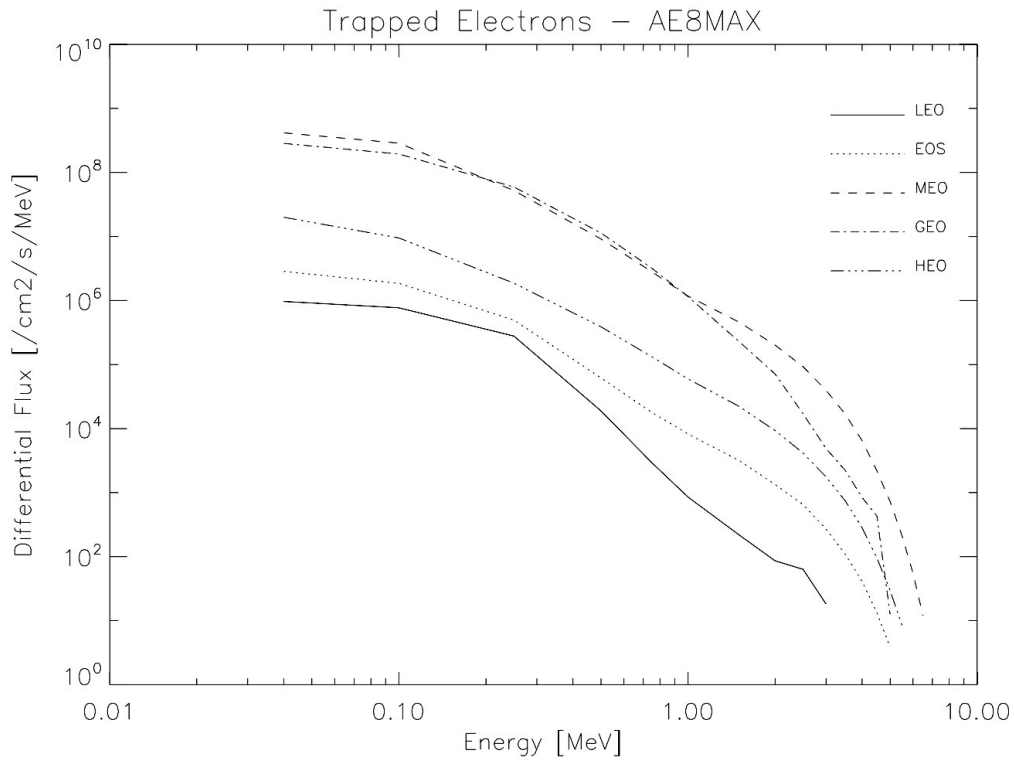


Figure 1.79 — Spectre différentiel des électrons piégés pour diverses orbites. On notera en particulier que les satellites en orbites à haute altitude (GEO, GTO, MEO) passent plus de temps dans la ceinture externe, conduisant à des flux plus intenses.

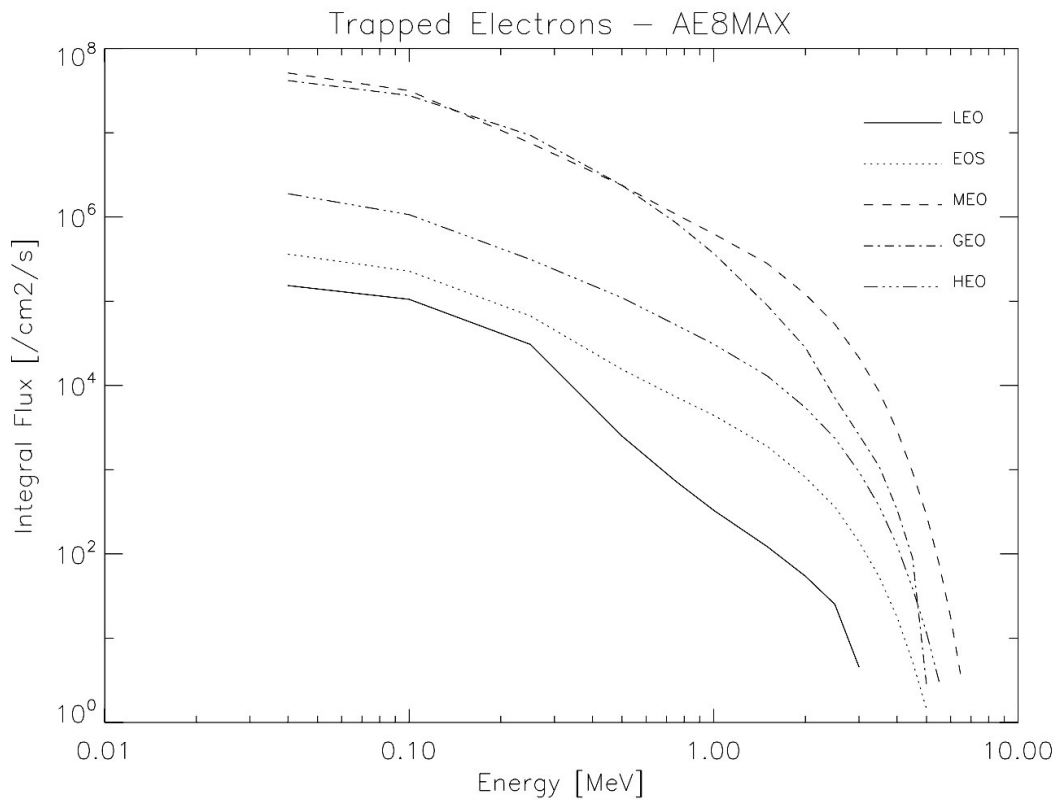


Figure 1.80 — Spectre intégral des électrons piégés pour diverses orbites.

Sur les figures précédentes, on constate que l'orbite HEO, souvent utilisée pour les observatoires spatiaux, représente un cas intermédiaire entre les orbites basses et l'orbite géostationnaire du point de vue des particules piégées, et qu'elle est équivalente à l'orbite géostationnaire du point de vue des particules solaires et cosmiques.

### Comparaison en termes d'effets

Toujours pour notre ensemble étalon d'orbites définies dans le Tableau 1.10, on peut caractériser les contraintes en termes d'effets. Les résultats sont montrés sur les figures suivantes :

- Figure 1.81, profil de dose pour les effets TID (*Total Ionizing Dose*)
- Figure 1.82, fluence de protons équivalents pour les DD (*Displacement Damage*)
- Figure 1.83, spectre de LET pour les SEE (*Single Event Effects*)

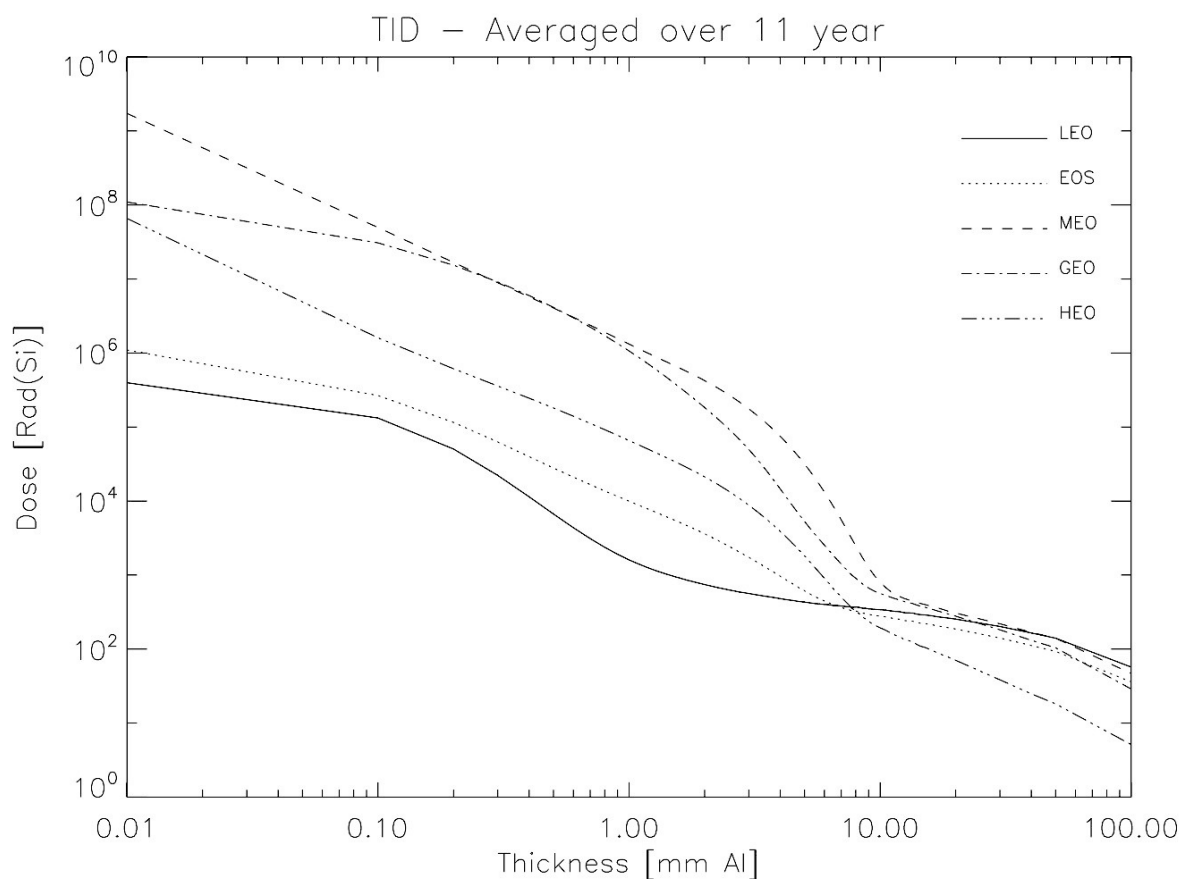


Figure 1.81 — Courbes de profil de dose annuelle pour diverses orbites. Pour un blindage typique de quelques mm d'aluminium, les orbites les plus pénalisantes sont celles situées au cœur des ceintures de particules piégées (MEO, GEO) et dans une moindre mesure HEO qui ne fait qu'y plonger périodiquement. À forte épaisseur de blindage, l'orbite les plus pénalisantes sont celles où l'on rencontre le plus d'électrons qui font contribuer à la dose par rayonnement de freinage, c'est donc l'orbite HEO qui est la plus favorable de ce point de vue.

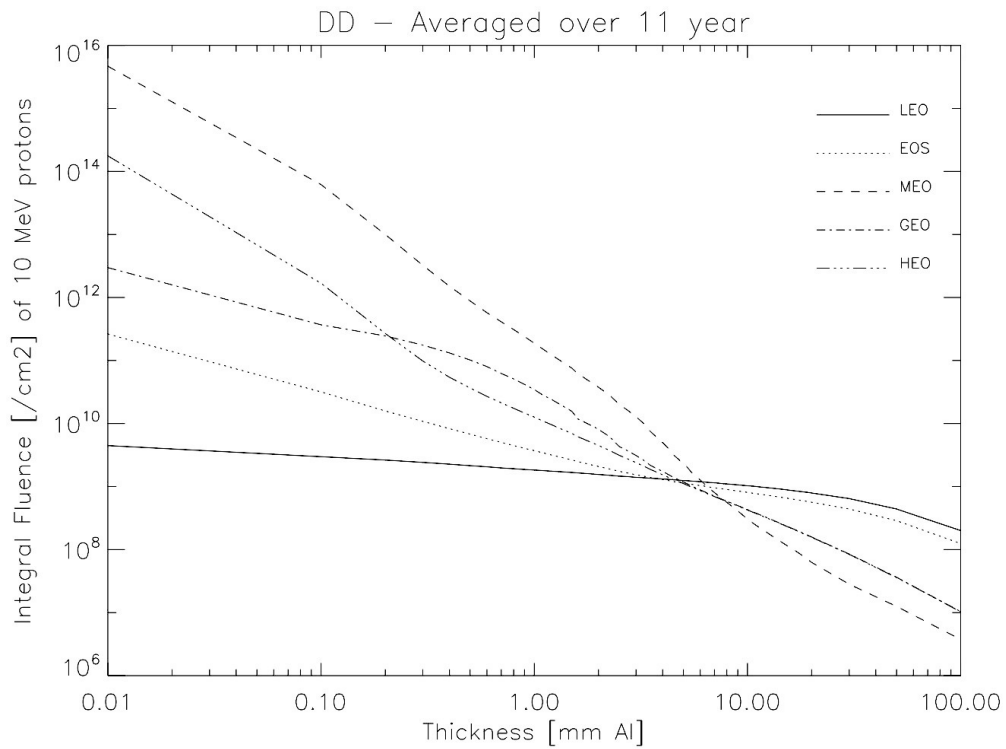


Figure 1.82 — Moyenne sur 1 an des fluences de protons équivalents (10 MeV) aux dommages causés par les déplacements atomiques pour diverses orbites. Pour interpréter les différences selon les orbites, on peut faire le rapprochement avec les Figure 1.75 et Figure 1.77 qui montrent les flux de protons (les plus déplaçant).

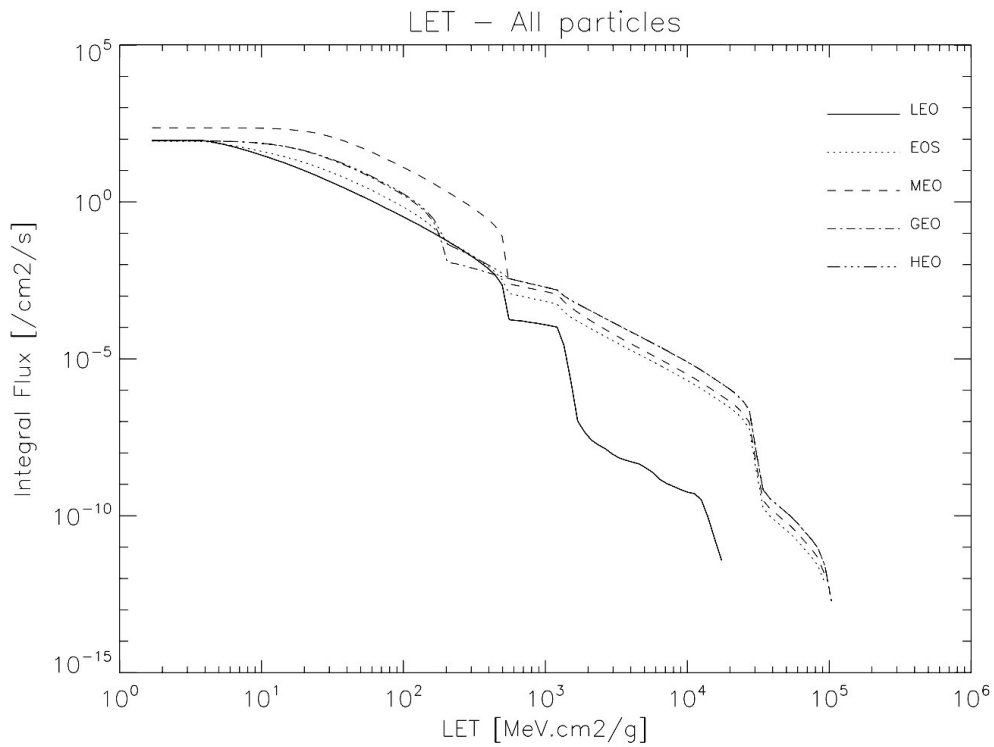


Figure 1.83 — Spectres de LET pour diverses orbites. On notera en particulier l'atténuation magnétosphérique pour l'orbite basse altitude (LEO), et les quelques cassures liées aux différentes abondances cosmiques.



### 1.10.4 Influence de l'inclinaison

Pour les satellites scientifiques opérant en orbite basse, et donc soumis à des passages successifs dans la SAA et aussi à la traversée des cornets polaires sur les orbites plus inclinées, la dépendance des flux de particules piégées en fonction de l'inclinaison est surtout importante dans l'intervalle compris entre 0 et 30°. Pour les inclinaisons supérieures à 30°, les flux augmentent graduellement jusqu'à l'inclinaison de 40-50°. Au-delà de 50°, l'augmentation de l'inclinaison a un effet moindre sur les flux de particules piégées. La Figure 1.84 montre cette dépendance au travers des flux de protons d'énergie > 1 MeV et d'électrons d'énergie > 0,1 MeV correspondant à différentes inclinaisons d'orbite à une altitude de 600 km.

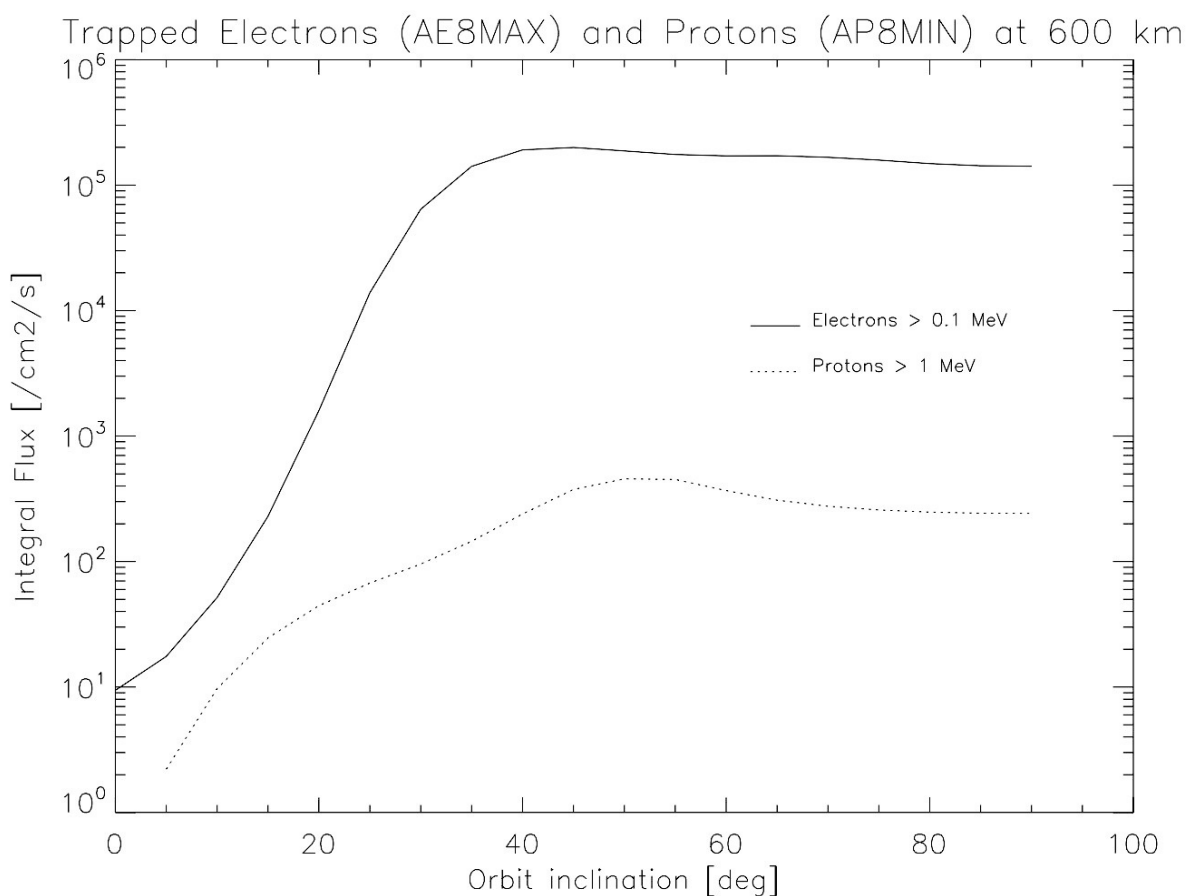


Figure 1.84 — Influence de l'inclinaison sur les flux de particules piégées long d'une orbite basse à 600 km d'altitude.

Attention tout de même, car comme on l'a vu au §1.5.3 à propos de la topographie des ceintures (voir aussi Figure 1.37 et Figure 1.38), le pic de flux de particules piégées dépend de l'énergie. Cela signifie que selon le type d'effet considéré et la sensibilité à cet effet du dispositif considéré, l'influence de l'inclinaison sera plus ou moins importante.

### 1.10.5 Influence de la date de lancement et de la durée de mission

La date de lancement et la durée de mission conditionnent le flux, et donc les effets, des particules solaires qui vont impacter la mission. Compte tenu du caractère aléatoire de l'activité solaire, on a considéré ci-dessus des missions de 11 ans, c'est-à-dire s'étalant sur la totalité d'un cycle solaire. Les observatoires spatiaux n'ont pas toujours des durées de vie aussi longues, parfois à peine 2 ans en fonction du système de refroidissement des détecteurs. Pour ce type de mission courte, il est clair que les flux solaires ne seront pas les mêmes si la mission est lancée en période de minima solaire ou en période de maxima solaire, qui durent respectivement environ 4 ans et 7 ans. Evidemment cela concerne surtout les missions les plus impactées par les flux solaires (voir à ce propos la Figure 1.75 qui place hors considération l'orbite basse faiblement inclinée). On estime alors le nombre d'années de Soleil actif sur la période considérée selon la Figure 1.85, et on fait une étude d'impact de la date de lancement pour différentes durées de mission.

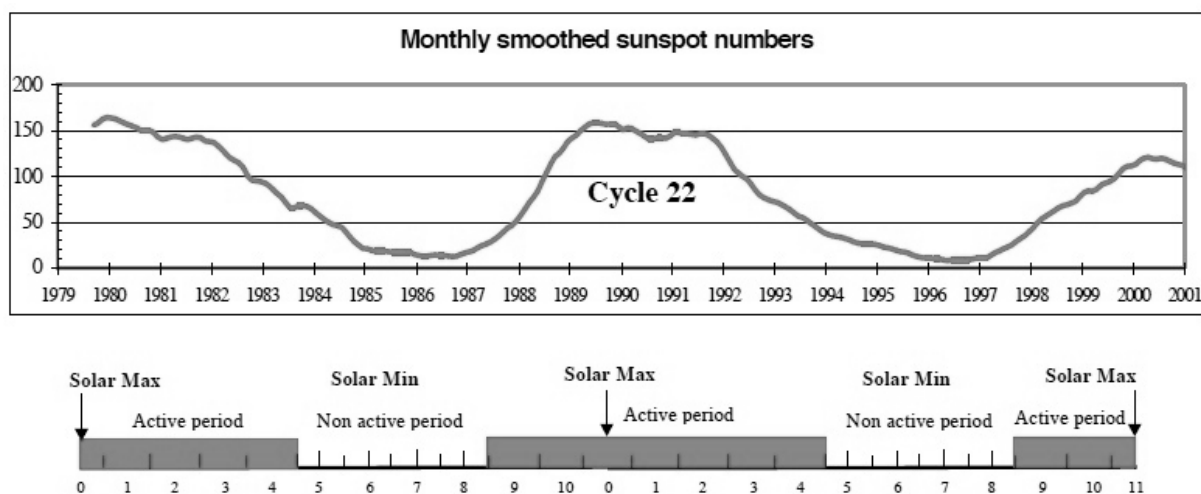


Figure 1.85 — Périodes de Soleil actif au cours d'un cycle de 11 ans.

Il faut garder beaucoup de recul par rapport aux conclusions de ce genre d'études, car l'intensité et le début du prochain cycle solaire sont très régulièrement sujets à controverses. De plus, il n'est pas rare que le planning de développement d'un télescope spatial subisse des retards<sup>15</sup> et que l'optimisation de la date de lancement ne puisse finalement pas être mise en œuvre. Néanmoins, l'étude d'impact de la date de lancement est nécessaire dans la mesure où les flux solaires produisent tous types d'effets (dose, déplacement et événements singuliers, voir Figure 1.70). Le plus simple est de dimensionner la contrainte sur un an d'activité solaire et de garder le nombre d'années de Soleil actif subi comme paramètre libre.

<sup>15</sup> On dit qu'une date de lancement devient vraiment crédible si elle se rapporte à un lancement dans l'année à venir.



# Chapitre 2

## Prise en compte projet et retour d'expérience

### Sommaire

---

<b>Objet</b> .....	<b>158</b>
<b>Plan</b> .....	<b>159</b>
<b>2.1 Notions de développement de projet</b> .....	<b>160</b>
<b>2.2 Evaluation de l'impact des contraintes radiatives</b> .....	<b>161</b>
2.2.1 Problématique .....	161
2.2.2 Parades .....	162
Outils d'optimisation du profil mission .....	162
Élaboration de procédures spécifiques d'analyse de données .....	164
Évaluation du taux de pollution des données .....	166
2.2.3 Limitations .....	169
Ancienneté des modèles de particules piégées .....	169
Prédiction de l'activité solaire .....	170
Variété des modèles d'environnement spatial.....	170
Prédiction du taux de pollution des données.....	171
2.2.4 Contributions personnelles .....	173
Optimisation du profil mission .....	173
Outils d'environnement spatial .....	173
Évaluation du taux de pollution des données .....	174
<b>2.3 Sélection des composants électroniques</b> .....	<b>177</b>
2.3.1 Problématique .....	177
2.3.2 Parades .....	177
Protection contre les effets cumulés.....	177
Protection contre les effets singuliers.....	178
Analyse sectorielle et protection additionnelle par blindage.....	179
2.3.3 Limitations .....	180
Méthode de calcul de la dose (TID) .....	180
Méthode de prédiction du taux d'événements singuliers (SEE).....	181
Techniques de durcissement .....	182
Règles d'exportation .....	182
Efficacité du blindage .....	182
2.3.4 Contributions personnelles .....	182
Expertise pour les projets spatiaux .....	182
Développement d'un outil de calcul de transport de particules .....	183

<b>2.4 Tests de validation .....</b>	<b>186</b>
2.4.1 Problématique .....	186
2.4.2 Moyens disponibles .....	187
Sources de photons gamma (tenue à la dose) .....	187
Accélérateurs de particules (tenue aux SEE et déplacements) .....	189
2.4.3 Limitations .....	189
Tests de tenue aux effets cumulés .....	189
Tests de tenue aux effets singuliers .....	190
2.4.4 Contributions personnelles .....	190
<b>2.5 Simulations numériques .....</b>	<b>192</b>
2.5.1 Problématique .....	192
2.5.2 Moyens disponibles .....	193
2.5.3 Limitations .....	193
Dynamique de l'environnement .....	193
Activation des matériaux .....	194
Comportement de l'électronique .....	194
Difficultés de développement .....	194
2.5.4 Contributions personnelles .....	195
Simulations pour divers projets spatiaux .....	195
Optimisation de moyens de calculs .....	197
<b>2.6 Retour d'expérience .....</b>	<b>198</b>
2.6.1 REX de SIGMA .....	198
Principe des collimateurs .....	198
Imagerie par masque codé .....	199
Télescope .....	200
Environnement spatial .....	201
Phénomènes inattendus, analyse et interprétation .....	201
Applications .....	202
Publication 2-1 .....	203
2.6.2 REX d'ISOCAM .....	211
Télescope .....	211
Environnement spatial .....	211
Phénomènes inattendus, analyse et interprétation .....	212
Applications .....	216
Publication 2-2 .....	217
Publication 2-3 .....	227
Publication 2-4 .....	247
2.6.3 REX d'INTEGRAL .....	253
Télescope .....	253
Environnement spatial .....	253
Phénomènes inattendus, analyse et interprétation .....	254
Applications .....	256
Publication 2-5 .....	257
<b>Principales publications afférentes à ce chapitre .....</b>	<b>264</b>

## Objet

---

L'objectif de ce chapitre est double. D'abord décrire la prise en compte projet des effets radiatifs tout au long de la vie d'un télescope spatial, depuis sa conception jusqu'à son exploitation en vol. Ensuite, en m'appuyant sur mon expérience personnelle, montrer l'importance du retour d'expérience à prendre en compte vis à vis des projets futurs, principalement dans le but de garantir leurs niveaux de performances.

## Plan

---

Première partie (§2.1 à §2.5) — Après une brève introduction aux différentes phases de développement d'un projet spatial (§2.1), je développe les grandes étapes de la prise en compte des effets radiatifs concernant les domaines suivants : l'évaluation de la contrainte radiative et son impact sur l'analyse des données (§2.2), la sélection des composants électroniques (§2.3), les tests de validation (§2.4), les simulations numériques (§2.5). Pour chacune de ces étapes, je présente la problématique, suivie des parades possibles et de leurs limitations. Pour chacune d'elles, j'évoque aussi l'implication des scientifiques dans ces différents processus, et je précise mes contributions personnelles.

Deuxième partie (§2.6) — La deuxième partie est entièrement consacrée au retour d'expérience que j'ai tiré des données de divers instruments ayant volé dans l'espace : le télescope gamma SIGMA à propos des fuites de blindage (§2.6.1), la caméra infrarouge ISOCAM à propos de l'environnement immédiat du détecteur et de l'influence des tempêtes magnétiques (§2.6.2), la caméra gamma ISGRI à propos du système de gestion automatique des pixels bruyants et du couplage capacitif (§2.6.3). Pour chacune de ces expériences spatiales, je décris d'abord les phénomènes inattendus observés en vol, puis je présente mon analyse et mon interprétation, et enfin je précise pour quel autre projet spatial ce retour d'expérience a été utilisé.

## 2.1 Notions de développement de projet

La logique de déroulement d'un projet est structurée en phases consécutives qui correspondent aux états successifs par lesquels passe le projet dans sa progression. Chaque projet a sa propre logique correspondant à ses objectifs et à son besoin strict mais la notion de phases de développement est commune à tous les projets. Il s'agit ici d'introduire brièvement les différentes phases de développement auxquelles on se référera dans la suite, en se limitant à décrire leurs objectifs respectifs, le lecteur étant renvoyé au standard européen ECSS (voir au §1.1 ou dans les annexes comment y accéder) pour davantage de précisions et d'exhaustivité :

- **Phase 0 (analyse mission)** : exprimer la mission en termes de besoins ; évaluer l'environnement et ses contraintes ; identifier les concepts possibles.
- **Phase A (faisabilité)** : affiner et valider les besoins ; explorer les concepts possibles (interfaces incluses) ; caractériser pour chacun les éléments critiques et estimer la faisabilité (technique, coûts, délais, organisation) et les risques ; recommander un ou plusieurs concepts.
- **Phase B (définition préliminaire)** : acquérir une définition précise, complète et cohérente de l'architecture système ; définir de façon préliminaire les solutions techniques retenues (interfaces incluses) ; figer la logique de déroulement ; préparer les consultations industrielles ; définir les dispositions concernant la préparation des phases E et F.
- **Phase C (définition détaillée)** : définir de façon détaillée la solution retenue ; vérifier que la définition correspond au besoin ; confirmer les conditions d'essais et de qualification ; engager des approvisionnements et les évaluations/qualifications des technologies ; préparer la production des modèles et l'exploitation.
- **Phase D (production et qualification)** : réaliser les produits et les qualifier ; vérifier l'aptitude opérationnelle du système.
- **Phase E (exploitation)** : préparer le lancement ; engager l'exploitation en vol et le retour d'expérience.
- **Phase F (démantèlement)** : cesser totalement ou partiellement l'utilisation du système (retrait de service, fin de vie du satellite).

L'ensemble des phases 0, A et B correspond à la **phase d'étude** du projet. En pratique, les phases C et D sont généralement indissociables en raison du caractère intégré des activités qu'elles englobent. L'ensemble des phases C/D est alors appelé **phase de développement**. Bien que chaque phase s'inscrive dans une logique séquentielle et ne soit pas en principe combinée aux autres phases, on peut décider d'entamer les activités de la phase suivante avant l'achèvement complet de toutes les tâches de la phase en cours et avant les conclusions attendues. Ce chevauchement d'activités (et

non de phases) permet de ne pas pénaliser le délai de livraison finale, mais cette décision est soumise à un processus d'évaluation des risques.

Les contraintes radiatives interviennent pendant toutes les phases d'un projet spatial, hormis la phase F qui concerne son démantèlement. Autrement dit, les contraintes radiatives sont présentes pendant toute la vie du projet, d'où le titre de ce mémoire « Effets des radiations sur les observatoires spatiaux, de la conception à l'exploitation ».

## 2.2 Evaluation de l'impact des contraintes radiatives

### 2.2.1 Problématique

Pendant la phase d'étude d'un projet, les phases 0 et A en particulier, il s'agit de définir le cahier des charges en termes de contraintes radiatives, c'est-à-dire qu'il faut dresser le tableau complet de l'environnement auquel sera soumis le projet à l'étude et de caractériser l'ampleur des effets attendus. Il est donc indispensable d'avoir de bonnes notions sur l'environnement radiatif et de maîtriser la caractérisation des contraintes associées. Ces notions ayant fait l'objet du chapitre 1, on s'intéressera ici plutôt aux aspects pratiques, en particulier aux outils d'environnement spatial qui permettent d'optimiser le profil mission.

Quelque soit l'épaisseur de blindage protégeant les zones sensibles d'un télescope spatial (par exemple les détecteurs et leur électronique de lecture), on sait qu'il y aura inévitablement des particules qui pourront les atteindre et que leurs performances en seront affectées. Il s'agit donc d'évaluer le nombre d'impacts de particules qui se manifesteront au niveau du plan détecteur, de trouver des méthodes d'analyse de données qui permettront de les repérer ou de les corriger, et aussi de vérifier que les effets résiduels n'affecteront pas le niveau de performance requis pour atteindre les objectifs scientifiques de la mission. On peut par exemple très bien s'accommoder d'une colonne manquante<sup>16</sup> sur un détecteur bidimensionnel, la parade consistant alors à effectuer des observations sous forme de mosaïque permettant de couvrir toute région du ciel avec au moins un pixel opérationnel. Par contre, on est démuné de parade si le nombre de particules qui impactent le détecteur et causent des effets de transitoires (par exemple des SET, encore appelés *glitches* évoqués au §1.9.5), a été sous-estimé au point que les procédures sont en quelque sorte aveuglées et rendues inopérantes par ce surcroît de bruit. L'évaluation de l'impact des particules sur les procédures d'analyse de données pour tout observatoire spatial est donc de grande importance, puisqu'il est directement lié aux performances finales des instruments.

---

<sup>16</sup> Le cas s'est produit pour ISOCAM, la colonne 24 du détecteur grande longueur d'onde (LW) étant devenue inopérante suite à des problèmes de connectiques survenus avant le lancement.



## 2.2.2 Parades

### Outils d'optimisation du profil mission

Si on ne peut pas agir directement sur l'environnement spatial lui-même, on peut par contre en atténuer les effets en optimisant le profil mission. Ceci peut se faire de différentes manières comme par exemple :

- En privilégiant une orbite moins exposée aux radiations, c'est-à-dire offrant un blindage magnétosphérique plus efficace ;
- En choisissant une date de lancement plus favorable en fonction de l'activité solaire prédite ;
- En adaptant les paramètres orbitaux (altitude, inclinaison) afin de diminuer la criticité de la contrainte.

Le travail consiste donc à dimensionner les contraintes associées à tous les effets attendus (dose cumulée, déplacements, événements singuliers), et ce pour les différents profils missions envisagés lors des phases 0 et A. Le dimensionnement de ces contraintes ayant été exposé (§1.9.3, §1.9.4 et §1.9.5, respectivement pour les effets de dose, les effets de déplacements atomiques et les effets singuliers), je n'y reviendrai donc pas ici. Une fois les contraintes déterminées pour tous les profils mission, on serait tenté de penser qu'il suffit de choisir le moins critique, mais ce serait sans compter les autres contraintes environnementales (thermique, bilan de liaison, etc.) exposées au début de ce mémoire (§1.1.2). Il s'agit donc de trouver des compromis afin d'optimiser globalement toutes les contraintes prises dans leur ensemble.

Omere<sup>17</sup> est un logiciel de calcul d'environnement spatial. Ce logiciel a été développé par la société TRAD (Toulouse) avec le soutien technique et financier du CNES. Il calcule l'environnement spatial en termes de flux de particules chargées, et quantifie les effets attendus des radiations sur l'électronique en terme de dose, de déplacements atomiques, d'effets singuliers et de dégradation des cellules solaires. Ce logiciel est distribué depuis 2003 via le site Web de la société TRAD<sup>18</sup>. Il existe d'autres outils, tels que Spenvis<sup>19</sup> (*SPace ENVironment Information System*, développé par l'institut d'aéronomie spatiale de Belgique avec le support de l'ESA) et Creme 96<sup>20</sup> (*Cosmic Ray Effects on Micro Electronics*, développé par le NRL avec le support de la NASA). Ces deux outils ne sont pas

---

<sup>17</sup> Le nom de ce logiciel ne correspond à aucun sigle ou acronyme, il a été choisi par le développeur principal qui lisait les écrits attribués à Homère (l'Illiade et l'Odyssée) en même temps qu'il a conçu ce logiciel.

<sup>18</sup> Omere est téléchargeable gratuitement à l'adresse <http://www.trad.fr/>

<sup>19</sup> Spenvis est accessible en ligne à l'adresse <http://www.spenvis.oma.be/spenvis/>

<sup>20</sup> Creme 96 est accessible en ligne à l'adresse <https://creme96.nrl.navy.mil/>

distribués mais seulement accessibles en ligne. Tous les calculs se font donc via une interface Web et on peut rapatrier ses résultats à la fin de la session. Ceci très pénalisant, voire rédhibitoire pour des applications commerciales ou militaires, dans la mesure où toutes les données sur lesquelles on travaille sont hébergées sur le site distant et la confidentialité absolument pas garantie. De plus, les capacités de stockage de données, ainsi que le nombre de profils mission que l'on peut stocker, sont bien entendu limités. Bien que l'accès à Spenvis et Creme 96 soit lui aussi gratuit, ma préférence va donc à Omere pour les raisons que je viens de citer.

À titre d'exemple, la Figure 2.1 montre un profil de dose calculé par Omere. Le profil de dose représente la dose déposée dans du silicium situé au centre d'une sphère d'aluminium de rayon variable, assimilable à l'épaisseur du blindage autour du composant sensible. On y distingue les contributions séparées des électrons piégés, des protons piégés, des protons solaires, ainsi que celle des photons gamma issus du rayonnement de freinage des particules dans le blindage du satellite.

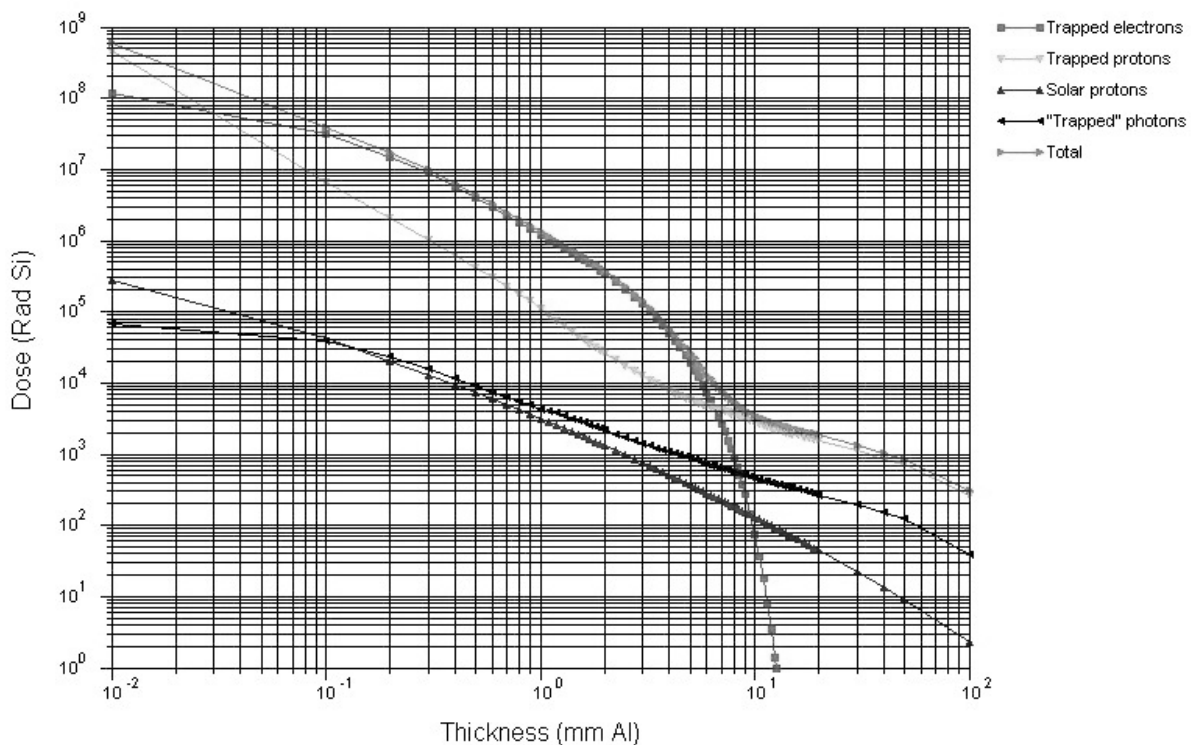


Figure 2.1 — Courbe de dose déterminée par le module shieldose2 du logiciel Omere. Il s'agit de la dose déposée au centre d'une sphère pleine d'aluminium de rayon variable représentant l'épaisseur du blindage environnant, les unités (Rad Si) rappelant que cette dose est déposée dans du silicium. Les *trapped photons* correspondent la dose induite par le freinage des électrons piégés dans le blindage (Bremsstrahlung). L'orbite considérée ici est celle d'ISO (périogée 1 000 km, apogée 70 500 km, inclinaison 0°, 20 mois de mission à partir de novembre 1995, un an de soleil actif).

Un autre exemple de sortie du logiciel Omere est illustré en Figure 2.2 qui montre les variations temporelles de flux attendues dans le cas d'un satellite évoluant en orbite basse et traversant périodiquement la SAA.

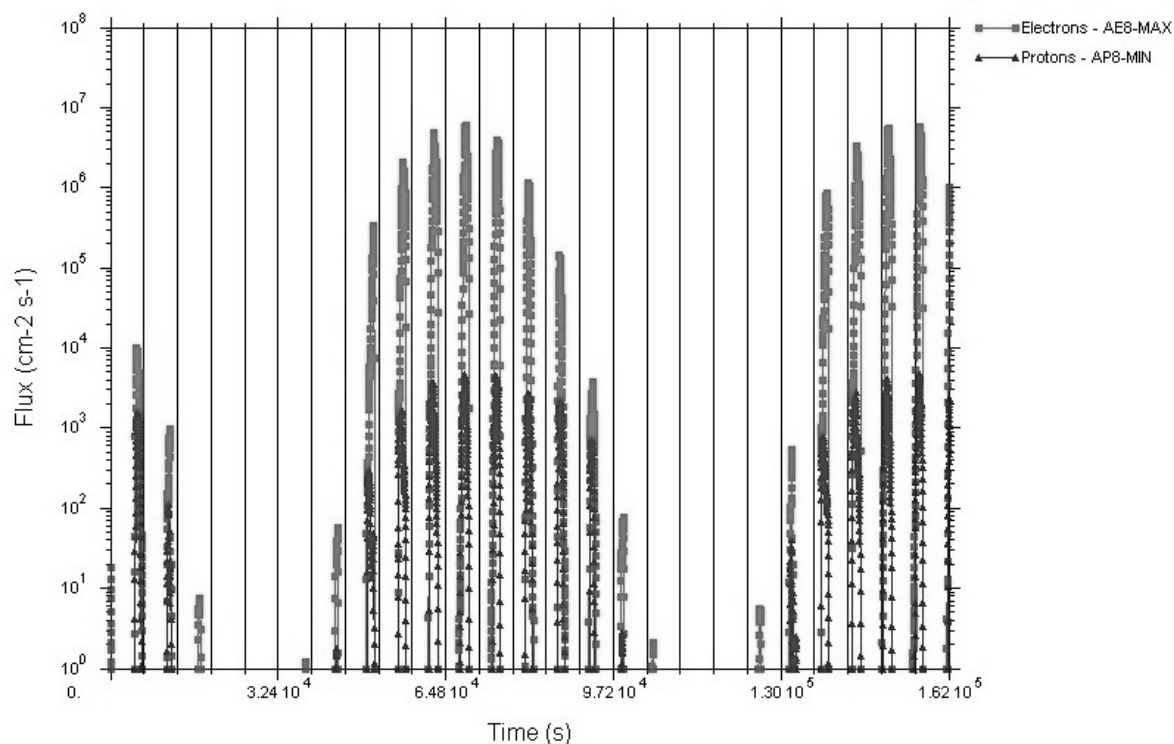


Figure 2.2 — Profils temporels de flux intégrés, calculés par le logiciel Omere, correspondant aux particules d'énergie > 100 keV rencontrées par un satellite évoluant en orbite basse soumis à des traversées régulières de la SAA. L'orbite considérée ici est celle de SVOM (orbite basse circulaire d'altitude de 600 km et inclinée à 30°).

### Élaboration de procédures spécifiques d'analyse de données

Les signaux parasites induits par le passage des particules cosmiques traversant les détecteurs ou leur électronique de lecture contribuent à la pollution des données en laissant sur le détecteur des traces plus communément appelées *glitches* (Figure 2.3). Ces traces peuvent être tellement nombreuses qu'elles rendent les données tout à fait inexploitables, comme cela arrive lors des événements solaires (Figure 2.4). Il est donc nécessaire de mettre au point des procédures spécifiques d'analyse de données afin de masquer les données polluées ou, dans les cas favorables, de les corriger. Ces procédures ne sont pas parfaites et il subsiste toujours des effets résiduels qu'il convient de minimiser. Plus généralement, il s'agit d'évaluer dans quelle mesure la chaîne complète des procédures d'analyse de données (par exemple correction des glitches, soustraction du courant d'obscurité, correction de champ plat, etc.) seront perturbées par les effets résiduels résultant de l'impact des particules spatiales, et de les améliorer avant l'arrivée des premières données une fois effectuée la mise en orbite. Cette démarche permet de jouer sur l'ampleur des effets résiduels d'origines différentes, comme par exemple les glitches, mais aussi la dégradation du courant d'obscurité, la dégradation de la résolution en énergie, etc. ... Cela permet aussi de déterminer les conséquences liées à la méconnaissance d'une information clef (le flux de particules primaires par exemple) et d'estimer la performance du système d'analyse des données en faisant varier le paramètre associé (le nombre de *glitches* attendus dans les images pour notre exemple).

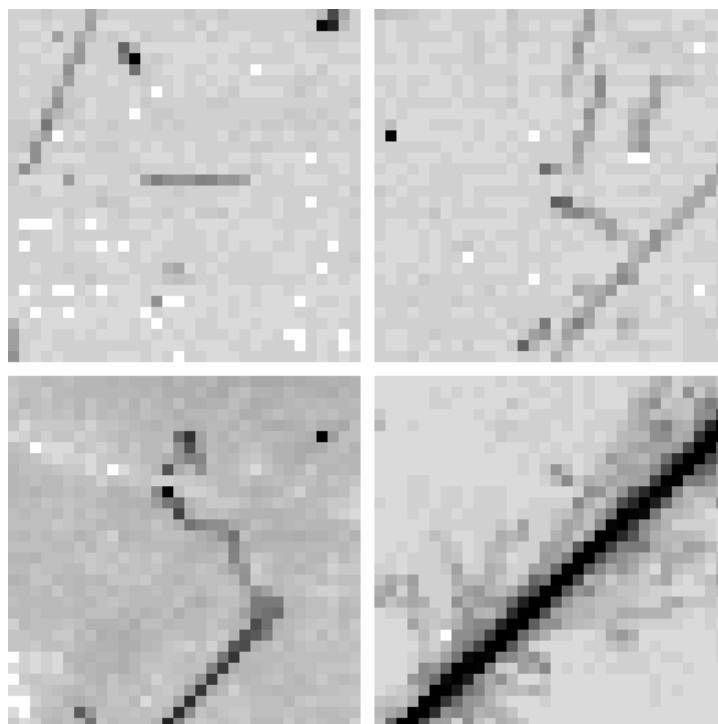


Figure 2.3 — Images 32×32 enregistrées par le détecteur infrarouge ISOCAM/LW pendant 5 s d'intégration (en haut à gauche) et 10 s d'intégration (en haut à droite) montrant les traces laissées par des protons cosmiques ; trace curviligne laissée par le recul d'un noyau atomique (en bas à gauche), trace importante laissée par le passage d'un ion lourd énergétique d'où partent aussi les traces laissées par des particules secondaires (en bas à droite). Tous les pixels impactés doivent être masqués par les procédures d'analyse de données, mais celles-ci deviennent inopérantes si le nombre de pixels à masquer est trop important.

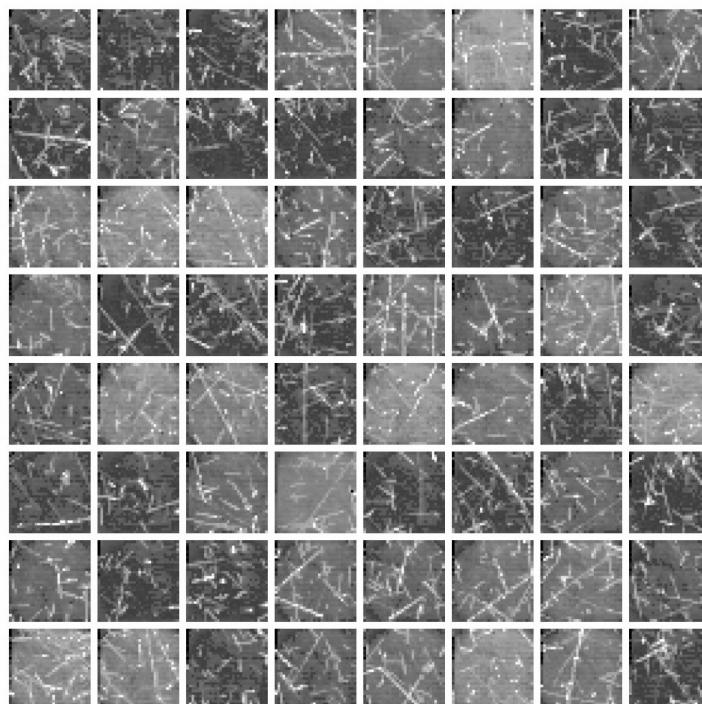


Figure 2.4 — Série d'images successives montrant le degré de pollution extrême des données d'ISOCAM/LW lors d'un événement solaire.

### **Evaluation du taux de pollution des données**

Pour pouvoir tester la robustesse d'une procédure d'analyse de données vis à vis des traces d'impacts laissées sur le détecteur (*glitches* de la Figure 2.3), il convient tout d'abord d'évaluer la contrainte en termes de taux d'impacts sur le détecteur. L'exercice est assez délicat pour les raisons suivantes :

- D'abord il y a plusieurs sources d'impacts, les particules dites primaires qui parviennent directement jusqu'au détecteur après avoir traversé au préalable toute la matière environnante (satellite). Mais il y a aussi les particules dites secondaires qui sont générées dans l'environnement immédiat du détecteur suite à l'impact des particules primaires sur ce blindage de proximité (§1.8.2). Le nombre d'impacts dus aux particules secondaires est beaucoup plus difficile à évaluer que ceux générés par les particules primaires du fait notamment de son caractère aléatoire, et il faut souvent faire appel à des techniques de simulations numériques (§2.5). Ces simulations sont bien sûr entachées d'erreurs, celles liées à la méconnaissance du flux de particules primaires, mais aussi celles liées aux imperfections de modélisation des interactions rayonnement matière.
- Surtout, dans les premières phases du développement de projet, on ne connaît pas bien quel sera l'environnement immédiat du détecteur, une entrée pourtant indispensable pour réaliser des simulations crédibles.
- Pour couronner le tout, de telles simulations sont lourdes à mettre en œuvre et très consommatrices de temps de calcul, ce qui est incompatible avec la réactivité nécessaire pendant les premières phases d'études, au cours desquelles il est important d'obtenir rapidement des estimations permettant de dimensionner le problème.

Prises dans leur ensemble, les difficultés ci-dessus poussent dans un premier temps à ne tenir compte que de la contribution des particules primaires, contribution à laquelle on rajoutera une estimation grossière de celle des particules secondaires, par exemple en termes de pourcentage de la contribution des primaires. C'est seulement une fois que le taux d'occurrence des impacts est à peu près connu qu'on peut les introduire dans des images simulées. On teste alors le processus complet d'analyse de données sur ces images artificiellement bruitées. Les observatoires spatiaux embarquent des instruments de type imageurs ou spectromètres dont les modes d'analyse des données sont très différents. Je me limiterai ici au seul cas des instruments de type imageur, le but de ce paragraphe étant d'illustrer la méthode générale de prise en compte au niveau projet. Cette démarche est à la base du retour d'expérience que j'ai mené sur ISOCAM et qui est décrit au §2.6.2.

En collaboration avec Jacques Engelmann, j'ai donc mis au point une méthode de calcul simple basée sur ce retour d'expérience. La méthode est basée sur de simples considérations géométriques qui permettent de s'affranchir des simulations numériques lourdes. Comme elle est utilisable pour tous les observatoires spatiaux, c'est ici que je la décris.

Le flux traversant une face de surface  $dS$  du détecteur s'exprime :

$$\Phi_{\text{face}}(s^{-1}) = \Psi_{\text{primaire}} \times \int_0^{\pi/2} d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \sin\theta \cos\theta \times dS = \Psi_{\text{primaire}} \times \pi \times dS$$

$\Psi$  représentant le flux primaire incident (en  $\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}$ ) juste au-dessus du détecteur, et  $\pi \times dS$  correspondant à l'aire projetée de la face  $dS$ . Si l'on note  $A$ ,  $B$  et  $C$  les longueurs des arêtes du parallélépipède rectangle représentant le détecteur et que l'on considère l'ensemble des faces du détecteur, alors on obtient le taux d'occurrence des *glitches* dans le volume du détecteur :

$$\Phi_{\text{détecteur}}(s^{-1}) = \Psi_{\text{primaire}} \times 2\pi(AB + BC + AC)$$

Si l'on note maintenant  $a$ ,  $b$  et  $c$  les longueurs des arêtes du parallélépipède rectangle représentant un pixel individuel du détecteur, alors on a de la même façon dans le volume d'un pixel :

$$\Phi_{\text{pixel}}(s^{-1}) = \Psi_{\text{primaire}} \times 2\pi(ab + bc + ac)$$

Les deux quantités précédentes correspondent respectivement au nombre de particules traversantes qui se retrouvent pendant un laps de temps à l'intérieur du volume global du détecteur et celui d'un pixel individuel. On peut donc rapprocher ces deux quantités en multipliant la deuxième par le nombre total  $N$  de pixels du détecteur, puisqu'elles correspondent au même volume. Le rapport des deux quantités obtenues nous fournit ainsi la longueur moyenne d'une trace d'impact visible sur le détecteur. La longueur moyenne d'un *glitch* vaut donc :

$$\langle L_{\text{glitch}}(\text{pixels}) \rangle = N \times \left( \frac{ab + bc + ac}{AB + BC + AC} \right)$$

On notera que la longueur moyenne d'un *glitch* est indépendante du flux de particules primaires. Bien sûr, on a considéré que ces traces étaient générées par des particules qui traversent le détecteur de part en part, ce qui n'est pas forcément le cas, les particules qui s'y arrêtent conduisant à des traces moins longues. L'hypothèse que toutes les particules traversent le détecteur conduit à surestimer légèrement la longueur des *glitches*, et correspond donc à un pire cas. Une autre simplification, d'ordre géométrique cette fois, tient au fait que l'on a considéré les pixels du détecteur comme jointifs, ce qui correspond à un détecteur offrant un coefficient de remplissage idéaliste de 100%. Il n'y a maintenant plus qu'un petit pas à franchir pour estimer le taux de pollution des données. Il suffit en effet de multiplier la longueur moyenne d'un *glitch* ( $L_{\text{glitch}}$  en unités de pixels) par le taux d'occurrence de ces *glitches* ( $\Phi_{\text{détecteur}}$  en  $s^{-1}$ ), ce qui nous donne le taux de pollution  $P$  correspondant au rapport du nombre de pixels « glitchés » à celui du nombre total de pixels. On peut exprimer  $P$  en pourcentage de la surface du détecteur selon l'expression :

$$P(\%) = 100 \times \frac{L_{\text{glitch}} \times \Phi_{\text{détecteur}} \times dt}{N}$$

$dt$  représentant le temps d'intégration élémentaire d'une image (temps d'acquisition d'une trame CCD par exemple). En intégrant les formules précédentes, le taux de pollution s'exprime :

$$P(\%) = 100 \times 2\pi(ab + bc + ac) \times \Psi_{\text{primaire}} \times dt$$

où l'on retrouve bien ici l'influence du flux primaire incident d'une part, et les paramètres géométrique du détecteur d'autre part. On notera tout de même que les paramètres géométriques ne concernent que les dimensions d'un pixel individuel, les paramètres géométriques du détecteur global se retrouvant eux dans le taux d'occurrence des glitches ( $\Phi_{\text{détecteur}}$  en  $s^{-1}$ ).

Tableau 2.1 — Estimation du taux de pollution des données pour divers détecteurs.

Entrées	ISO / ISOCAM LW	ISO / ISOCAM SW	DUNE / CCD
Pixel	$100 \times 100 \times 500 \mu\text{m}^3$	$100 \times 100 \times 5 \mu\text{m}^3$	$13,5 \times 13,5 \times 40 \mu\text{m}^3$
Détecteur	$32 \times 32$ pixels $3,2 \times 3,2 \times 0,5 \text{ mm}^3$	$32 \times 32$ pixels $3,2 \times 3,2 \times 0,005 \text{ mm}^3$	$4355 \times 3330$ pixels $59 \times 45 \times 0,04 \text{ mm}^3$
Longueur moyenne	8,4 pixels	1,1 pixels	6,9 pixels
Flux primaire	$0,35 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ (valeur arbitraire)		
Sorties	ISO / ISOCAM LW	ISO / ISOCAM SW	DUNE / CCD
Taux d'occurrence	$0,25 \text{ s}^{-1}$	$0,19 \text{ s}^{-1}$	$50 \text{ s}^{-1}$
Temps d'intégration	10 s	10 s	375 s
Taux de pollution	2,5 %	0,25 %	1 %

À titre d'exemple, on reporte dans le Tableau 2.1 les résultats correspondant à diverses géométries de détecteurs, deux d'entre eux ayant volé sur l'observatoire spatial infrarouge ISO et le dernier ayant été envisagé dans le cadre du projet DUNE. Ces résultats comparatifs appellent plusieurs commentaires :

- Taux d'occurrence : bien qu'étant 100 fois plus mince, le détecteur SW présente un taux d'occurrence de *glitches* similaire à celui de LW. Ce taux est en effet proportionnel à la

somme des surfaces externes, qui est assez semblable pour les deux détecteurs. Il en va autrement pour le détecteur CCD de DUNE qui présente des surfaces externes beaucoup plus importantes.

- Longueurs des *glitches* : ceux de SW sont beaucoup plus courts que ceux de LW. Cette différence tient à la finesse relative du détecteur SW, qui fait que les particules traversantes ont des trajets beaucoup plus courts que dans LW. Bien qu'étant très différents en taille, les détecteurs LW et CCD de DUNE ont des *glitches* de taille similaire. Cela tient au fait que les deux détecteurs ont des proportions semblables.
- Taux de pollution : bien qu'ayant un taux d'occurrence de *glitches* très supérieur à celui des détecteurs LW et SW, le CCD de DUNE présente un taux de pollution très raisonnable, et même inférieur à celui de LW qui, on vient de le voir, a pourtant des proportions similaires. Cela tient au fait que les pixels du CCD de DUNE sont beaucoup plus petits que ceux de LW, rendant les traces de *glitches* beaucoup plus fines et par voie de conséquence une surface polluée beaucoup moins importante.

### 2.2.3 Limitations

#### Ancienneté des modèles de particules piégées

Les modèles d'environnement spatial sont, pour un certain nombre d'entre eux, basés sur des données assez anciennes comme l'illustre la Figure 2.5. Les niveaux de particules enregistrés à une époque donnée sont largement influencés par l'activité solaire, très variable d'un cycle à l'autre. Les modèles utilisés peuvent donc être en décalage par rapport aux flux de particules qui seront réellement mesurés au cours d'un autre cycle. C'est le cas des modèles AP8 et AE8 basés sur des mesures acquises pendant un cycle solaire plutôt bas. L'élaboration de modèles plus récents demande un certain investissement en termes de mesures, d'analyse de données et de développement logiciel. Des efforts sont faits dans ce sens par l'ONERA et la NASA pour les modèles de particules piégées. C'est un travail de très grande ampleur car il s'agit de regrouper les données d'un grand nombre de détecteurs différents, et on sait qu'il est parfois difficile de rendre les résultats indépendants des détecteurs. Là encore, l'ONERA réalise en ce moment de gros efforts à travers sa base de données IPSAT<sup>21</sup> (*Ionizing Particle in Space Analysis Tool*). Mais du fait du conservatisme dont fait preuve l'industrie spatiale, il faudra du temps avant que des nouveaux modèles soient validés et intégrés dans les nouveaux standards.

---

<sup>21</sup> IPSAT est accessible en ligne à l'adresse <http://craterre.oncert.fr/ipsat/index.php>



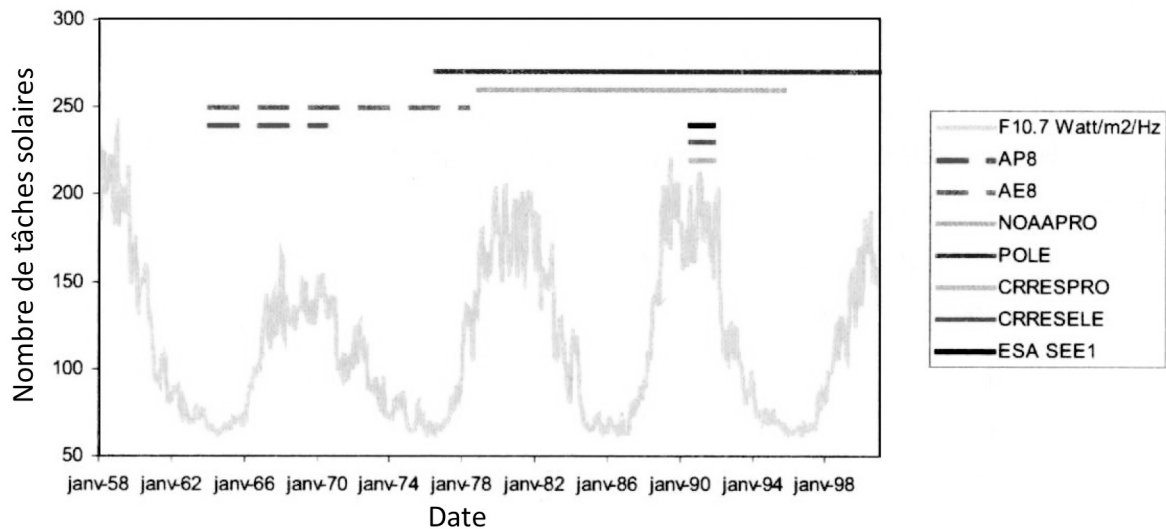


Figure 2.5 — Périodes des mesures effectuées en vol et utilisées pour bâtir différents modèles de particules piégées. Les modèles AP8 et AE8 sont basés sur des mesures non continues acquises durant un cycle solaire faible ; les modèles NOAA PRO et POLE sont basés sur des données enregistrées au cours de plusieurs cycles solaires de même niveau ; et les modèles CRRES PRO, CRRES ELE et ESA SEE1 sont basés sur des mesures effectuées pendant une période extrêmement limitée au cours d'un seul cycle solaire (Figure tirée de [SREC]).

### Prédiction de l'activité solaire

Quant aux modèles de particules solaires, ils regroupent les limitations liées aux méthodes statistiques en général (fluence moyenne différente de celle observée dans la réalité et nombre d'événements majeurs imprévisible à l'avance). Par exemple, une partie de la dose est déposée par les protons d'éruption solaire mais le niveau de dose correspondant est en liaison directe avec le nombre d'éruptions majeures considérées, qui est une donnée utilisateur, d'où une part importante d'arbitraire. Pour contourner le problème, on ne peut pas choisir des hypothèses trop conservatrices (pire cas), car on serait alors trop souvent amené à déclarer que la mission n'est pas envisageable compte tenu du niveau de contrainte trouvé (mais largement surestimé). À l'inverse, on ne doit pas non plus considérer des hypothèses trop optimistes puisque la sanction se paierait cher en termes de performances dégradées beaucoup plus tôt que prévu. Il y a donc un juste milieu à trouver, ce juste milieu étant souvent fonction de l'objectif précis du calcul à effectuer.

Par ailleurs, avec les mesures effectuées par les sondes interplanétaires Pioneer et Voyager au-delà de la Terre (voir Figure 1.15), on sait que les flux de particules solaires varient selon une loi en  $1/R^2$  lorsqu'on s'éloigne du Soleil. Mais il y a très peu de mesures à une distance située entre le Soleil et la Terre, si bien qu'on ne connaît pas bien la loi de dépendance du flux de particules solaires. On pense qu'elle se situe entre  $1/R^3$  et  $1/R^2$ .

### Variété des modèles d'environnement spatial

On est parfois un peu décontenancé devant la multitude de paramètres que l'utilisateur peut choisir à propos des modèles d'environnement qui sont accessibles dans les outils tels qu'Omere ou

Spenvis. On se demande alors souvent lequel choisir, si son domaine d'application est bien adapté au calcul envisagé, ou bien quel est son niveau de précision, etc. Il y a aussi plusieurs paramètres concernant les hypothèses sous-tendues dans chaque modèle : paramètres de champ géomagnétique, d'activité de la magnétosphère terrestre, niveau de confiance, etc. Pour résoudre ces questions, on peut toujours s'appuyer sur les standards type ECSS (voir §1.1), mais tout n'y est pas spécifié non plus.

Plus généralement, l'utilisation des outils d'environnement spatial requiert un certain niveau d'expérience, et celle-ci ne s'acquière qu'au prix d'une longue pratique et d'une mise à jour régulière de ses connaissances. Par exemple, certaines observations ont montré que, rarement, les éruptions solaires à protons étaient accompagnées d'ions lourds produits par les réactions nucléaires au sein du Soleil. Cette composante, bien que mal connue et largement surestimée, a pourtant été modélisée (IOFLAR, voir §1.4.3). Il est donc tout à fait possible de calculer des spectres de LET pour les éruptions solaires, mais ces modèles sont à manier avec précautions, et ce n'est pas toujours dit dans les manuels !

### **Prédiction du taux de pollution des données**

La méthode de calcul simplifiée du taux de pollution des données que j'ai mise au point avec Jacques Engelmann, et qui est applicable aux instruments de type imageurs, présente de nombreux attraits du fait de sa simplicité. Néanmoins, j'en rappelle les principales hypothèses simplificatrices afin de ne pas l'employer à mauvais escient :

- Sur le plan géométrique, les pixels du détecteur sont considérés comme jointifs (facteur de remplissage idéalisé de 100%).
- Le flux de particules primaires est supposé isotrope. Je rappelle qu'il s'agit ici du flux parvenant juste au-dessus du détecteur, c'est-à-dire qu'il faut considérer le flux de particules environnant le satellite et le transporter au travers du blindage jusqu'au détecteur. En première approximation, on peut considérer un blindage constitué d'aluminium en forme de coquille sphérique dont l'épaisseur sera choisie par l'utilisateur.
- Les particules primaires sont supposées traverser le détecteur sans s'y arrêter.
- Les *glitches* induits par les particules secondaires ne sont pas du tout comptabilisés, ce qui tend à sous-estimer le taux de pollution de données. Les valeurs de P sont donc des valeurs minimales, et il convient de rajouter une contribution plus ou moins arbitraire afin de prendre en compte la contribution des particules secondaires (voir à ce propos le retour d'expérience sur ISOCAM au §2.6.2 pour connaître l'ampleur de la correction à appliquer).
- Les traces d'impacts sont supposées ne durer que le temps  $dt$  d'une image élémentaire. Autrement dit, toute forme de rémanence est négligée, ce qui est assez approximatif, comme en témoigne la Figure 2.6 (voir aussi à ce propos le retour d'expérience sur ISOCAM au §2.6.2 pour comprendre d'où vient cette rémanence). Plus généralement, les estimations

du taux d'occurrence des *glitches* et de leur longueur moyenne ne suffisent pas. Il ne s'agit là que de leurs caractéristiques spatiales et il faut aussi connaître leurs caractéristiques temporelles. Ces dernières sont très dépendantes de l'électronique associée au détecteur, et elles ne sont pas toujours faciles à modéliser par le biais de constantes de relaxation ajustables.

- De plus, chaque détecteur est spécifique. Certes, il existe des grandes familles, comme celle des CCD par exemple, mais les comportements des détecteurs face au bombardement de particules peuvent varier significativement au sein d'une même famille. Parfois, le simple fait de changer la géométrie des pixels (les rendre carrés au lieu de rectangulaire par exemple) change complètement la donne. Il convient aussi prendre en compte les modes d'utilisation des détecteurs (mode accumulation ou TDI par exemple), et ce choix n'est pas toujours fait lors des phases d'études.

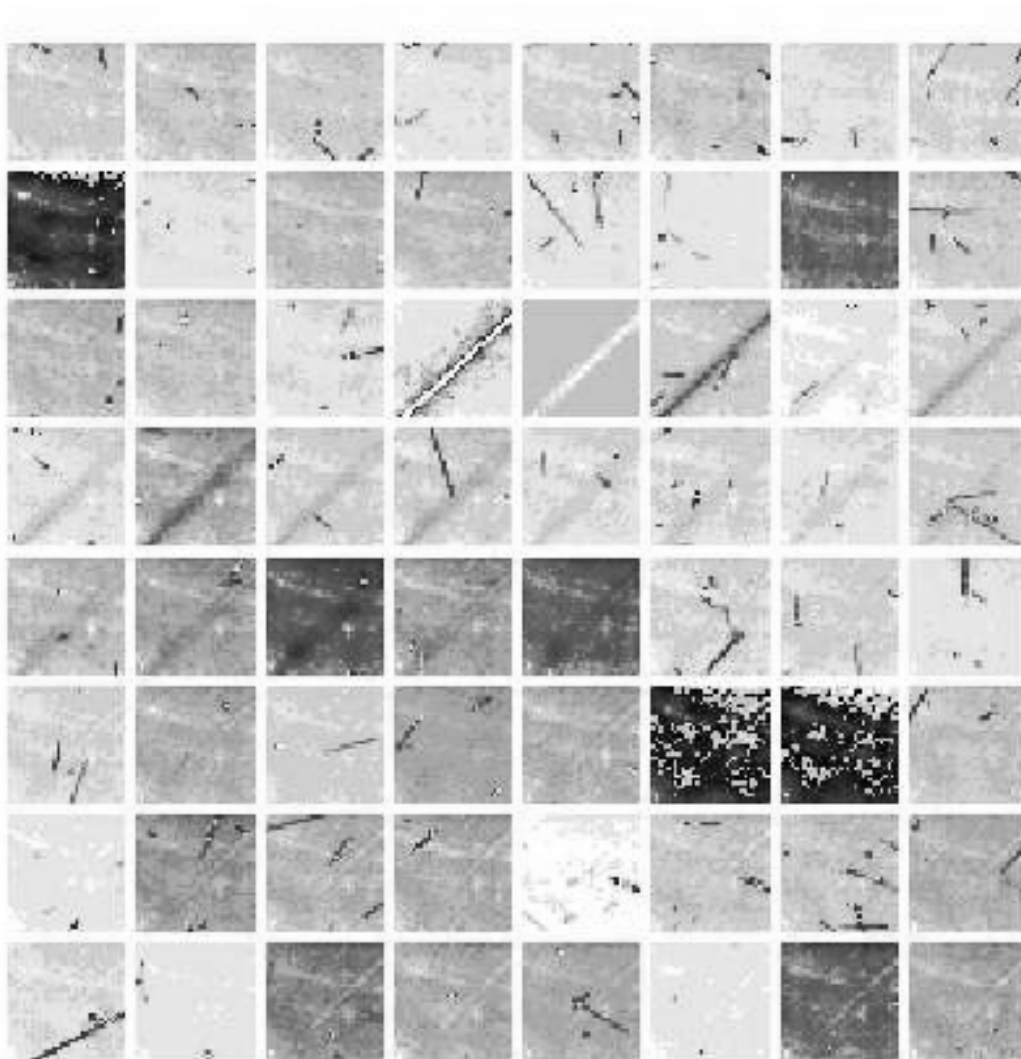


Figure 2.6 — Série d'images successives (5 s) enregistrées par le détecteur ISOCAM/LW montrant un cas de rémanence (plus de 5 min) suite au passage d'un ion lourd apparaissant à la 20<sup>ème</sup> image en partant du coin supérieur gauche.

## 2.2.4 Contributions personnelles

### Optimisation du profil mission

On pourrait croire que l'utilisation des outils d'environnement spatial n'est du ressort que des industriels (ingénieurs du spatial par exemple). Ce serait une vision erronée, car si les contraintes radiatives ont des effets sur la résistance des dispositifs dont sont responsables les ingénieurs, elles en ont aussi, et non des moindres, sur les performances attendues des instruments dont sont responsables les scientifiques eux-mêmes. De plus, ce sont ces derniers qui expriment le besoin de la mission en termes de performances dès le début du projet (phase 0), et ils doivent s'en porter garants jusqu'à la fin du projet. C'est bien là une des tâches majeures du responsable scientifique ! Etant donné que j'occupe cette fonction au centre scientifique français de la mission spatiale SVOM, j'y reviendrai au chapitre 4 où j'expose les études d'environnement que j'ai dû mener afin d'optimiser le profil mission de SVOM. Ainsi, chaque fois qu'un choix technologique est envisagé, il convient d'évaluer l'impact sur les niveaux de performances attendues et de vérifier qu'ils restent bien compatibles avec le besoin exprimé par le PI (*Principal Investigator*) de la mission. Comme je l'ai déjà dit en avant-propos de ce mémoire, ce ne sont pas toujours les ingénieurs de l'industrie qui sont les plus compétents pour faire ce travail. En forçant le trait, je dirais que si on leur confiait intégralement ce travail, les performances instrumentales atteintes seraient vraisemblablement sacrifiées au profit des délais de livraison et d'un profil de mission moins coûteux pour les agences spatiales. On ne disposerait alors que d'instruments scientifiques résistants et livrés dans les délais, mais non pourvus des performances escomptées. Sur le plan projet, j'ai contribué aux études d'environnement spatial et à l'optimisation du profil mission de trois projets spatiaux : SIMBOL-X (projet de vol en formation CNES), DUNE (aujourd'hui appelé EUCLID depuis qu'il a été repris par l'ESA) et SVOM (projet CNES et agence spatiale Chinoise).

### Outils d'environnement spatial

Dans la mesure où les scientifiques doivent les utiliser eux aussi, je préfère parler « d'outils d'environnement spatial » plutôt que « d'outils de l'ingénieur », d'autant plus que les scientifiques doivent eux aussi participer à l'élaboration de ces outils. Bien au-delà des phases d'étude, l'intervention des scientifiques est nécessaire dès lors qu'il s'agit d'établir le retour d'expérience des instruments en phase d'exploitation (phase E). On verra au §2.6 à quel point le retour d'expérience est capital, mais j'explique ici pourquoi l'utilisation des outils d'environnement spatial redevient nécessaire en phase E. La dégradation des performances instrumentales étant souvent plus importante que prévue, il est nécessaire de revenir sur les outils d'environnement spatial pour expliquer les différences avec les prévisions faites avant le lancement. Il convient d'abord d'actualiser les sorties des outils d'environnement spatial avec les vrais paramètres orbitaux (les valeurs de vol) et la vraie date de lancement (qui n'est jamais très fiable à moins d'un an du lancement, alors que les études de profil mission sont terminées depuis longtemps). Cette démarche vise à comparer les nouvelles prévisions avec les estimations préliminaires, et analyser si cela suffit ou pas à expliquer les

différences constatées entre les mesures de vol et les prévisions. Le personnel des agences spatiales étant alors déjà fort occupé à travailler sur des projets futurs, il est rarement disponible pour effectuer cette tâche, et c'est donc aux scientifiques, alors plongés dans l'analyse des données tant attendues de leurs instruments, que revient cette tâche. Si l'introduction des bons paramètres ne suffit pas à expliquer les différences, il faut alors identifier d'autres raisons, certaines pouvant concerner directement les modèles d'environnement, comme par exemple : les approximations trop grossières des modèles ou leur incomplétude, plus rarement les éventuels bogues des logiciels qu'il faut faire remonter aux concepteurs des outils, ou bien encore la mise en évidence de sources (éventuellement nouvelles) de particules spatiales dont la contribution ne serait pas modélisée dans ces outils.

Le cahier des charges initial d'Omere a été écrit avec plusieurs partenaires industriels (THALES ALENIA SPACE, EADS-ASTRIUM, EADS-ST, ONERA), en association avec le CNES bien sûr. À partir du moment où je suis devenu utilisateur d'Omere, j'ai exprimé des besoins spécifiques liés au développement de projets scientifiques, qui sont assez différents des satellites commerciaux ou militaires occupant davantage les industriels. À ce titre, mais peut-être aussi parce qu'en tant qu'utilisateur régulier, j'ai trouvé quelques bogues informatiques dans Omere, la société TRAD m'a proposé d'intégrer le comité d'évaluation scientifique de ce logiciel. Cela a permis de faire rentrer un laboratoire scientifique dans le comité d'évaluation présidé par le CNES. Ce comité se réunit une fois par an pour faire le point sur les desiderata de la communauté d'utilisateurs (industriels et scientifiques) et de les classer par ordre de priorités. Le CNES décide alors quelles seront les évolutions qui seront implémentées en fonction des coûts chiffrés par TRAD. C'est une situation assez confortable pour un organisme tel que le CEA de faire partie de ce comité, car cela lui permet de faire développer les améliorations nécessaires à ses besoins propres de façon totalement gratuite ! La société TRAD y trouve son compte aussi de par l'augmentation du nombre d'utilisateurs, et donc de débogueurs potentiels. C'est donc au titre de membre du comité d'évaluation d'Omere que j'ai contribué à la présentation d'Omere au RADECS 2006 [Peyrard, 2006].

### **Évaluation du taux de pollution des données**

Ce sont les scientifiques impliqués dans les observatoires spatiaux qui mettent au point les procédures d'analyse de données de leurs instruments, et c'est donc tout naturellement à eux qu'incombe la tâche d'évaluation de l'impact des particules sur l'analyse des données pendant la phase d'étude d'un projet. J'ai donc mis au point, en collaboration avec Jacques Engelmann, une méthode simplifiée (décrite plus haut au §2.2.2) qui permet d'évaluer le taux de pollution des données sur un imageur. En 2005, j'ai utilisé cette méthode pour estimer le taux de pollution des données dans le cadre des études de phase 0 du projet DUNE. À propos de ce travail, et à travers l'anecdote qui suit, je vais m'efforcer de faire passer un message sur l'implication nécessaire des scientifiques dans le développement des observatoires spatiaux.

À l'époque où le CNES était en charge du projet DUNE, une étude de phase 0 avait été commandée à un industriel. Relativement peu de temps avant que les conclusions de cette étude ne soient rendues, mes collègues scientifiques impliqués dans DUNE m'ont demandé de me pencher sur la question du nombre de *glitches* auquel on pouvait s'attendre dans les images de DUNE, ceux-ci ayant une influence sur les traitements de données qu'ils s'efforçaient de mettre au point. En m'appuyant sur ma méthode d'évaluation du taux de pollution des données, j'ai donc réalisé une étude d'impact pour le projet DUNE dont les résultats sont consignés dans divers rapports techniques et dont je vais résumer ici les principales conclusions. Si le nombre d'impacts induits par les rayons cosmiques ne posait pas problème, j'ai jugé bon de vérifier que c'était aussi le cas pour les électrons piégés dans la mesure où l'industriel prévoyait de placer DUNE en orbite GEO. En théorie, tout allait bien du fait que les électrons piégés devaient logiquement être arrêtés par un blindage relativement modeste, comme on pouvait le démontrer à partir d'un calcul simple (voir à ce propos le §1.9.2). J'ai alors eu l'idée de soumettre cette affirmation au verdict de l'expérience, ou plutôt du retour d'expérience que je tenais grâce à la caméra ISOCAM, qui plongeait une fois par jour dans les ceintures de radiations et qui était coupée en raison du bruit de fond devenant trop important. La question était simple : si les électrons piégés (moins de  $\sim 7$  MeV) sont effectivement arrêtés par un blindage modeste, alors ISOCAM, qui disposait d'un blindage plus important ( $\sim 2,5$  cm grâce à l'énorme réservoir d'hélium assurant le refroidissement passif des détecteurs), ne pouvait pas être sensible à ces électrons en termes d'impacts sur le détecteur. Et pourtant, on avait observé une étrange corrélation entre le flux d'électrons mesuré au moment de l'arrivée dans les ceintures de radiations (à une altitude voisine de l'orbite GEO, c'est-à-dire celle prévue pour DUNE) et une augmentation du courant d'obscurité des détecteurs d'ISOCAM. À l'époque de mon étude pour DUNE (2005), cette corrélation était encore inexpliquée. En fait, c'était cette corrélation inexpliquée qui était à la source de mes interrogations pour le cas de DUNE. Ma crainte était en effet que DUNE subisse le même phénomène qu'ISOCAM, au détail près tout de même qu'ISOCAM le subissait juste avant de couper les détecteurs au moment de l'entrée dans les ceintures, alors que DUNE, perché sur son orbite GEO, l'aurait subi en permanence, ce qui aurait eu des conséquences plus que fâcheuses. J'ai donc fait part de cette interrogation au responsable de l'étude de phase 0, responsable qui travaillait au sein d'une compagnie industrielle renommée dans le monde du spatial, mais que je ne nommerai pas. Je garderai aussi secret le nom de ce responsable que je baptiserai « monsieur X », ce qui tombe bien car je crois savoir que monsieur X est polytechnicien. Il est vrai que j'arrivais un peu en trouble-fête car il était sur le point de rendre ses conclusions de faisabilité, c'est-à-dire une étude de phase 0 achetée fort cher par le CNES. Les conclusions remises par monsieur X ne laissaient envisager rien d'autre que l'orbite GEO pour DUNE, et ce point particulier me gênait beaucoup. En fait, les autres orbites avaient été éliminées pour de bonnes raisons (concernant notamment le bilan thermique et le bilan de liaison bord sol, tous deux très exigeants pour DUNE), mais la réaction de monsieur X aux interrogations que je soulevais n'a pas été très constructive dans la mesure où il se contentait de me répondre qu'un simple blindage suffirait à

circonscire le problème. Il est vrai que c'est ce que suggérait un calcul simple, et j'étais bien d'accord avec monsieur X sur ce point. Néanmoins, je n'étais pas du tout satisfait de sa réponse, car je souhaitais justement une vérification expérimentale fondée sur le retour d'expérience, celui d'ISOCAM en l'occurrence. À cette époque, je n'avais pas encore interprété l'étrange corrélation des courants d'obscurité d'ISOCAM avec le niveau d'électrons à l'altitude de l'orbite GEO. Je n'étais donc pas en bonne position pour opposer ce retour d'expérience (une vraie mesure, mais non interprétée) à un calcul théorique de blindage. Monsieur X a finalement lâché un peu de terrain en modérant ses conclusions de phase 0, c'est-à-dire en n'écartant plus aussi nettement les autres orbites. Malgré cela, je me sentais tout de même un peu vexé de ne pas avoir été pris très au sérieux par monsieur X, alors que mes collègues du CNES, que j'avais également consultés sur ce point, trouvaient eux ce mystère très intéressant à résoudre. Mon directeur de thèse de doctorat, François Lebrun, m'ayant enseigné de ne pas négliger les petits détails, j'étais bien décidé à en découdre avec l'interprétation de cette corrélation troublante. J'ai pu l'interpréter environ un an plus tard. Sans révéler tout de suite les détails de cette interprétation (donnée au §2.6.2), je dirais simplement ici que mes interrogations étaient justifiées. Aussitôt publiée en 2006, je décidais d'envoyer mon interprétation à monsieur X, sans aucun esprit de revanche mais simplement à titre d'information. Il se trouve qu'il avait entre-temps changé d'employeur et qu'il avait intégré l'ESA. J'ai appris par un de mes collègues du CEA travaillant sur DUNE que monsieur X travaillait en fait toujours sur DUNE (rebaptisé entre temps EUCLID au sein de l'ESA), mais surtout que depuis son entrée à l'ESA, il faisait montre d'une attitude extrêmement méfiante vis à vis des industriels qui proposaient certains détecteurs destinés à être montés dans le plan focal de DUNE, et à être mis en œuvre sur l'orbite GEO, pourtant la seule qu'il n'envisageait lui-même en 2005. C'est un peu comme si les problèmes qui ne l'inquiétaient pas du tout en tant qu'industriel étaient subitement devenus insolubles depuis son entrée à l'ESA. De par le respect que je voue à monsieur X, je me garderai bien de calomnier son revirement d'attitude lorsqu'il est passé du rôle de vendeur de concept à celui d'acheteur, ne serait-ce que parce DUNE sera après tout peut-être placé sur une orbite GEO suite à des études plus complètes. Mon interprétation est plutôt qu'en quittant l'industrie pour l'ESA, il avait en quelque sorte changé de monde et son mode de pensée était devenu plus proche de celui des laboratoires. Si j'ai pris la peine de raconter cette petite anecdote, c'est d'une part pour opposer deux modes de pensée, celui des industriels et celui des scientifiques, mais surtout pour convaincre le lecteur quant à la nécessité que les laboratoires demeurent impliqués en profondeur dans le développement des projets spatiaux, tout au moins pendant les phases d'études. Pourquoi cette peine ? Tout simplement parce que l'on entend régulièrement des bruits comme quoi il serait bon d'écarter les laboratoires du développement des observatoires spatiaux, ceci afin d'éviter la dérive des plannings et celle des coûts associés. Les seuls propos rassurants que j'ai pu lire à ce sujet ont été tenus par Catherine Césarsky et Yannick Descatha (ceux cités en avant-propos de ce mémoire), et j'espère bien qu'ils veilleront à maintenir le rôle des agences spatiales situées à l'interface entre les laboratoires et les

industriels, qui tous deux doivent effectivement participer au développement des futurs observatoires spatiaux.

## 2.3 Sélection des composants électroniques

### 2.3.1 Problématique

À partir de l'estimation de la contrainte radiative au moyen des outils d'environnement spatial, il s'agit de mettre en œuvre des techniques permettant aux dispositifs d'être fonctionnels tout au long de la mission, en dépit de l'accumulation des effets de dose et de déplacement, et du taux d'occurrence des effets singuliers. Il est impératif de prendre en compte les effets des radiations dès la conception de l'électronique (phases 0 et A). La prise en compte tardive de ces effets est toujours génératrice de surcoûts et de délais supplémentaires<sup>22</sup>. Il s'agit donc d'élaborer au plus tôt le cahier des charges de toute l'électronique embarquée, des composants individuels aux systèmes complets.

### 2.3.2 Parades

#### Protection contre les effets cumulés

Pendant la phase d'étude, la géométrie du satellite n'est pas connue de façon détaillée et on se contente de faire des calculs de dose « pire cas », c'est-à-dire en prenant en compte un blindage approximatif protégeant le composant (par exemple la peau du satellite, ou le boîtier du composant ~1 mm). Les paramètres d'orbite et la durée de la mission permettent d'élaborer une courbe de dose (profil de dose, voir Figure 2.1) en fonction des épaisseurs de blindage considérées. La tenue à la dose cumulée peut être obtenue en combinant quatre types de parades qui se situent à différents niveaux : technologique, composant, circuit et système. Je passe brièvement en revue ci-dessous les parades associées à chaque niveau.

- *Niveau technologique* : on mentionnera simplement que certaines technologies (par exemple AsGa ou silicium, composants bipolaires ou MOS) sont par nature plus ou moins robuste à la dose.
- *Niveau composant* : la dose prévue au cours de la mission intervient dans le processus de sélection des composants. Il existe des banques de données qui situent le composant vis à vis de la tenue à la dose. Il faut néanmoins être prudent dans l'utilisation de ces données car la tenue d'un composant dépend du fabricant et, pour un même fabricant, du lot de diffusion.

---

<sup>22</sup> Le cas s'est produit sur les ASICS de la caméra ISGRI de l'observatoire INTEGRAL. Le département des applications militaires du CEA a été appelé en renfort pour résoudre un important problème de tenue aux *latchup*, et ce dans un planning des plus tendu.



- *Niveau circuit* : il est possible dans une certaine mesure de réaliser une conception durcie des circuits. Il faut pour cela savoir déterminer les dérives des composants sous irradiation (variation de la tension de seuil, dégradation du gain) et tenir compte de ces dérives pour concevoir le circuit de telle façon qu'il reste fonctionnel dans ces conditions dégradées (voir §1.9.3). Des modèles électriques de composant intégrant les dérives sous irradiation sont utilisés dans des simulateurs électriques permettant de vérifier tout cela.
- *Niveau système* : certains composants ne présentent pas la même sensibilité à la dose selon leur état de polarisation (*On/Off*), et cette constatation est la base de la technique de redondance froide. Deux composants identiques sont embarqués, l'un fonctionne tandis que l'autre n'est pas utilisé, et lorsque la dérive du premier devient prohibitive après accumulation plus rapide de dose, on commute sur le second qui a subi des dérives moindres tant qu'il n'était pas utilisé. On peut aussi couper l'alimentation de certains équipements lors de la traversée temporaire de certaines zones radiatives (SAA ou cornets polaires).

### Protection contre les effets singuliers

La prise en compte des événements singuliers sur l'électronique peut, comme pour la dose cumulée, se situer à quatre niveaux : technologique, composant, circuit et système. Bien entendu, dans la réalité, c'est l'utilisation simultanée des diverses parades à chaque niveau qui conduit à une solution optimisée au problème. Je passe brièvement en revue ci-dessous les parades associées à chaque niveau.

- *Niveau technologique* : un événement sera d'autant plus facilement déclenché que l'énergie d'ionisation déposée par la particule ionisante sera importante et que la collection de cette énergie sera efficace. Il faudra donc utiliser de préférence des technologies présentant un faible volume sensible, et telles que la collection de charges soit réduite. La présence d'une couche épitaxiée réduit aussi beaucoup la probabilité de court-circuit type SEL (*latchup*) en « coupant » la colonne de charges générées par le passage de la particule. Par ailleurs, les technologies CMOS sur isolant, comme SOI (*Silicon On Insulator*) ou SOS (*Silicon On Saphir*), sont par construction insensibles aux SEL.
- *Niveau composant* : le choix des composants est essentiellement guidé par l'aspect technologique décrit ci-dessus et les bases de données permettent d'affiner le choix. Les composants choisis devront être, dans leurs conditions d'utilisation, immunes aux phénomènes destructifs.
- *Niveau circuit* : plusieurs techniques de durcissement de circuit sont offertes, les plus basiques jouant sur la réduction de la tension d'utilisation des composants de puissance (*derating*), la mise à la masse (quand c'est possible) pour supprimer le SEL, ou la polarisation pour le rendre non destructif. On citera aussi l'utilisation d'un « délatcheur » qui surveille l'alimentation du composant, la coupe dès que le court-circuit intervient et isole

électriquement le composant de son entourage. Il existe aussi des codes détecteurs d'erreur EDAC (*Error Detector and Correction*) pour identifier et corriger une erreur liée aux basculements de bit (SEU), les plus utilisés étant les codes de Hamming. Certains codes plus complexes permettent la correction d'erreurs multiples (MBU), comme le code de Reed-Solomon capable de corriger 16 erreurs dans un mot de 255 bits. On peut aussi avoir recours à des techniques de vote majoritaire sur une information importante stockée plusieurs fois (trois fois dans le cas de la triplification où la valeur retenue est celle qui figure deux fois dans le même état).

- *Niveau système* : les ions lourds (cosmiques) étant d'une part très pénétrants, et d'autre part très « ponctuels », il existe très peu de solutions de durcissement au niveau système.

### **Analyse sectorielle et protection supplémentaire par blindage**

Dans le cas où les parades ci-dessus ne suffisent pas à garantir la fonctionnalité des dispositifs, on peut avoir recours à une protection supplémentaire par blindage. En particulier, si on ne peut pas choisir une orbite offrant un blindage magnétosphérique efficace (voir §1.10.2), on peut rajouter du blindage matériel autour des composants sensibles. L'ajout de blindage devra respecter les points suivants :

- En ce qui concerne la *protection aux effets singuliers*, le blindage est inefficace vis à vis des ions lourds directs (très énergétiques et très pénétrants), par contre il peut se révéler utile pour les protons.
- En ce qui concerne la *protection aux effets cumulés*, la nature du blindage doit être convenablement choisie.
  - Si la partie prépondérante de la dose reçue est due à des électrons, il faut choisir un blindage de numéro atomique  $Z$  faible (aluminium) afin de ne pas augmenter le niveau de Bremsstrahlung.
  - Si la dose reçue est essentiellement due aux protons, on pourra choisir un matériau de  $Z$  plus élevé.
- On choisira de préférence un blindage local à un blindage global pour des raisons de bilan de masse. Par ailleurs, un blindage situé près du composant sensible le protégera sur un angle solide important.

Dans tous les cas, il faut déterminer où ajouter le blindage local. C'est précisément l'objet de l'analyse sectorielle qui consiste à définir un maillage de secteurs d'angle solides élémentaires  $w_{ij}$  et à calculer l'épaisseur moyenne  $ep_{ij}$  de blindage le long du rayon centré sur chaque secteur, puis à utiliser la courbe de dose  $D_0$  (profil de dose fournie par l'outil simple Shieldose2 évoqué ci-dessus) pour estimer la dose totale  $D$  que l'on exprime :

$$D = \frac{1}{4\pi} \sum_{i,j} D_0(ep_{i,j}) \times w_{i,j}$$

La Figure 2.7 montre un exemple d'analyse sectorielle. Au niveau de la représentation du résultat, on peut choisir pour chaque rayon une couleur correspondant une valeur de dose croissante, ou bien une carte d'épaisseur de blindage autour du point sensible. Cette méthode améliore la situation mais présente aussi certaines limitations.

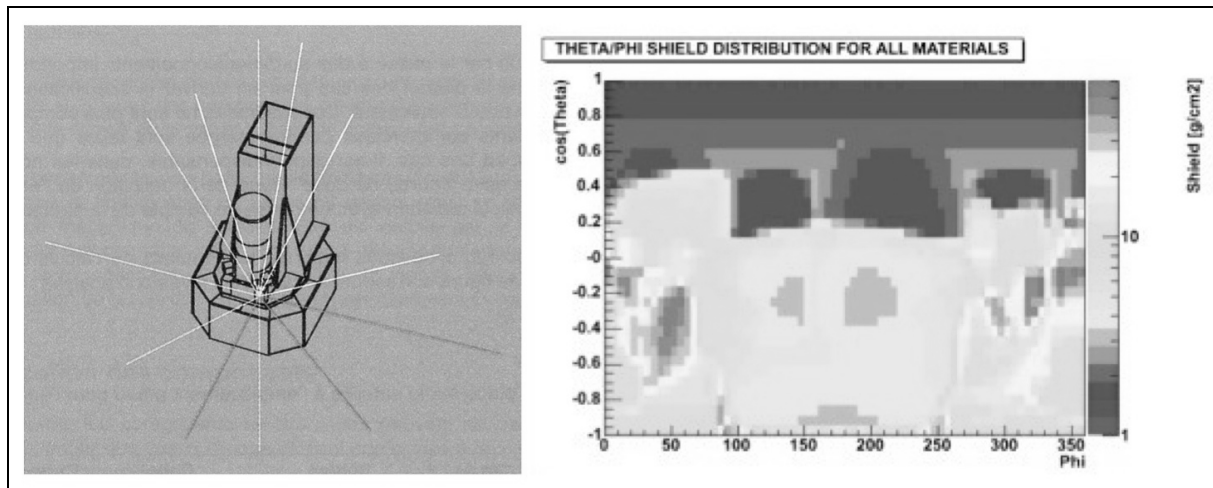


Figure 2.7 — Analyse sectorielle du satellite INTEGRAL.

### 2.3.3 Limitations

#### Méthode de calcul de la dose (TID)

Tant qu'on ne connaît pas de façon détaillée la plateforme satellite qui sera utilisée ainsi que l'agencement des différents équipements, ce qui est toujours le cas pendant les phases 0 et A, on ne peut raisonner qu'au niveau de boîtes d'épaisseurs typiques afin d'établir le niveau de la contrainte de dose. Avec les composants modernes, plus sensibles que ceux qui existaient au début de l'ère spatiale, cette méthode simple conduit à des niveaux de contraintes qui imposeraient de choisir des composants *rad-hard* (voir §1.9.3), très chers et aux performances limitées, alors qu'on préfère de loin pouvoir choisir des composants commerciaux à coût réduit et à large éventail de performances et de fonctions. On retiendra que des outils simples comme Shieldose2 (générant des courbes de dose déposée au centre d'une sphère d'aluminium d'épaisseur variable, voir Figure 2.1) ne permettent plus aujourd'hui de sélectionner les composants, dans la mesure où ils conduisent à des niveaux de dose attendue beaucoup trop élevés par rapport à ceux que peuvent supporter les composants modernes. Les outils plus raffinés, type analyse sectorielle, requièrent de disposer d'informations détaillées sur le blindage offert par le satellite (plateforme et agencement des instruments), mais ces informations ne sont pas connues dans les premières phases du projet, qui sont pourtant celles pendant lesquelles on doit déjà sélectionner les composants. On est donc dans une sorte d'impasse ! C'est d'autant plus ennuyeux que l'on a souvent besoin d'allonger la durée de

vie des satellites (et donc la dose) afin d'atteindre les niveaux de performances exigés par les scientifiques. Pour les composants fortement intégrés tels que les photo détecteurs (APS, CCD, etc.), il n'y a pas de banque de données de composants. Il faut donc caractériser ces composants avec grand soin, et ce d'autant plus qu'ils se situent au cœur des performances instrumentales (partie noble de l'instrument). Malheureusement, ces campagnes de tests sont longues et coûteuses.

### **Méthode de prédiction du taux d'événements singuliers (SEE)**

Comme on l'a vu au §1.9.5, la sensibilité d'un composant est évaluée à l'aide de la section efficace  $\sigma$  et du LET seuil (ou énergie seuil) relatifs au type d'événement étudié. La connaissance de l'environnement d'une part (spectre de LET ou spectre en énergie des particules responsables selon que l'ionisation est directe ou indirecte) et du composant d'autre part permet de prédire le taux d'événements attendus. Il est clair aujourd'hui que cette méthode a atteint ses limites dans la mesure où des phénomènes singuliers ont été observés en vol alors que les outils de prédiction laissaient croire que la technologie y était immune, ou bien prévoyaient des taux d'occurrence un ou deux ordres de grandeur en dessous de la réalité. Il y a plusieurs raisons à cela :

- J'ai mentionné au §1.9.5 que l'on considérait le spectre en énergie des protons, plutôt que leur spectre de LET, dans la mesure où leur contribution à l'ionisation directe n'était pas suffisante pour produire des SEE. Ce n'est plus vrai aujourd'hui, et cela devient même critique pour les nouvelles technologies de composants.
- Dans les outils actuels de prédiction de taux de SEE, le LET est considéré comme constant le long du parcours des particules dans le volume sensible, or on sait bien que ce n'est pas le cas (voir à ce propos le §1.9.1-Utilisation pratique et la Figure 1.57). De plus, la forme des volumes sensibles, en particulier leur profondeur, a une influence notable sur les taux de SEE prédits.
- En ce qui concerne la détermination expérimentale des sections efficaces, on a pu constater que des ions de même LET produisent des sections efficaces différentes, ce qui n'est pas pris en considération dans l'établissement des courbes de section efficace en fonction du LET (courbe (2) de la Figure 1.68). On observe aussi parfois des effets d'angle d'incidence du faisceau de particules, ce qui montre bien que les mesures de sections efficaces en fonction d'un seul paramètre (LET ou énergie incidente) sont trop approximatives pour décrire une réalité plus complexe. De plus, l'ajustement des mesures expérimentales de sections efficaces par une fonction de type Weibull est souvent délicat dans la mesure où le LET seuil est un paramètre critique.

L'accroissement du niveau de performance des instruments scientifiques se traduisant par le besoin d'utiliser des composants modernes, on se heurte alors au conservatisme de l'industrie spatiale qui rechigne souvent à faire voler dans l'espace des composants qui n'ont pas fait les preuves de leur robustesse dans cet environnement agressif. Des outils de prédiction plus fiables

permettraient de faire voler des technologies plus récentes. L'amélioration de ces outils est devenue un enjeu majeur sur lequel la communauté travaille activement aujourd'hui<sup>23</sup>.

### **Techniques de durcissement**

En ce qui concerne les techniques de durcissement, elles apportent aussi leur propre lot de contraintes, en particulier celles liées à l'encombrement et à la consommation (triplication), ou aux performances des composants (code correcteur d'erreur).

### **Règles d'exportation**

Dans le cadre de la sélection des composants, il existe aussi une limitation d'ordre politico-économique puisque tous les composants ne sont pas exportables vers tous les pays. Les règles d'exportation ITAR (*International Traffic in Arms Regulations*) sont en grande partie fixées par les États-Unis. Selon les pays impliqués dans le consortium, il n'est pas rare de devoir se limiter à des composants dits « *ITAR-free* » ce qui réduit considérablement le choix possible.

### **Efficacité du blindage**

On ne peut pas blinder efficacement toutes les parties d'un système embarqué contre toutes les particules spatiales à toutes les énergies, ne serait-ce que pour des questions de poids et de volume. L'addition de blindage est surtout efficace pour les faibles épaisseurs. Partant de ce constat, il y aura forcément des particules spatiales qui laisseront une bonne partie de leur énergie initiale dans le blindage, c'est-à-dire qu'elles en ressortiront avec une énergie relativement faible. Lorsque ces particules parviennent au-dessus d'une zone sensible (par exemple détecteur), elles ont une probabilité importante de s'y arrêter, et par voie de conséquence d'y déposer plus d'énergie (pic de Bragg, voir §1.9.1-Utilisation pratique) que si elles n'avaient pas eu à traverser le blindage en amont. Bien entendu, cela ne signifie pas que l'on ne doit pas disposer de blindage autour des parties sensibles, mais plutôt que tout est affaire de compromis à étudier soigneusement. J'y reviendrai à propos de mon retour d'expérience sur la caméra ISGRI de l'observatoire INTEGRAL (voir §2.6.3).

## **2.3.4 Contributions personnelles**

### **Expertise pour les projets spatiaux**

Même si les choix de composants électroniques sont l'affaire des spécialistes en électronique (ceux des agences spatiales mais aussi ceux des laboratoires), elles sont au cœur des débats entre scientifiques et ingénieurs lors de la conception d'un instrument complet, comme par exemple pour les électroniques de lecture des détecteurs, ou encore les électroniques de commandes à définir en association avec les modes d'observation choisis par les scientifiques. Lorsque des choix sont à faire,

---

<sup>23</sup> La première édition du congrès RADPRED dédié à l'amélioration de la prise en compte des SEE a été organisée par l'ONERA en janvier 2010.

les scientifiques ont leur rôle à jouer, en fournissant aux ingénieurs des données d'entrées sur la contrainte d'une part, et en entérinant les choix proposés par les ingénieurs d'autre part. Depuis 2008, j'interviens dans ce type de travail pour le télescope ECLAIRs de SVOM.

### Développement d'un outil de calcul de transport de particules

Les outils d'analyse sectorielle, qui sont à surtout usage des ingénieurs concepteurs dans le cadre d'ajout de blindages supplémentaires autour de composants sensibles (voir §2.3.2), peuvent aussi intervenir dans quelques étapes de calculs réalisés par les scientifiques. Ces derniers peuvent donc être amenés à maîtriser eux aussi ce type d'outils, et cela illustre encore une fois le degré d'imbrication des rôles respectifs des scientifiques et des ingénieurs. Par ailleurs, la méthode d'analyse sectorielle ne répond entièrement aux besoins des scientifiques, en particulier lorsqu'il s'agit d'étudier les caractéristiques des particules après traversée du blindage et avant impact sur le détecteur. En effet, les épaisseurs  $e_{i,j}$  considérées dans la méthode d'analyse sectorielle sont établies en pondérant les divers matériaux traversés par leur masse volumique, afin de ramener l'épaisseur traversée à une épaisseur d'aluminium, appelée « épaisseur d'aluminium équivalent ». Par exemple, si un matériau est deux fois plus dense que l'aluminium, on multipliera par 2 l'épaisseur de blindage traversé. Or, on sait que l'énergie déposée par les particules dans les divers matériaux du blindage, et par conséquent celle qui parvient au niveau du composant sensible, ne dépend pas uniquement du matériau cible (voir §1.9.1) mais aussi du type de particule incidente et de son énergie qui ne sont pas pris en compte dans la méthode classique d'analyse sectorielle. Cette approximation introduit des erreurs dans l'estimation de la dose reçue au niveau d'un composant mais on peut s'en affranchir dans le contexte d'une estimation pire cas avec marges. Par contre, cela devient plus gênant dès lors qu'il s'agit d'anticiper les effets au niveau d'un détecteur ou de les interpréter dans le cadre du retour d'expérience.

J'ai donc mis au point un outil de calcul, baptisé *Shield-3D*, qui permet de représenter la géométrie de l'instrument au moyen de divers objets (boîtes, sphères, cylindres, etc. ... pleins ou creux) constitués de divers matériaux, y compris composites (Figure 2.8). *Shield-3D* permet ensuite de calculer toutes les épaisseurs de tous les matériaux traversés, et ce depuis un point quelconque situé dans le plan détecteur, puis de les combiner en une carte d'aluminium équivalent représentée en fonction des angles d'incidence et d'azimut (Figure 2.9). À la différence des outils d'analyse sectorielle classiques, *Shield-3D* prend en compte le type de particule incidente (proton, ion, électron) et son énergie incidente pour bâtir la carte d'épaisseur équivalente en aluminium. Cette carte d'épaisseur est ensuite transformée en deux autres cartes : la première contenant l'énergie conservée par la particule après sa traversée du blindage (Figure 2.10), la deuxième contenant l'énergie déposée dans le détecteur dont on peut choisir le matériau constituant (Figure 2.11). Il n'y a alors qu'un pas pour être en mesure de calculer la contribution à la dose par la particule incidente considérée (conversion de l'énergie déposée par unité de masse). Plus généralement, *Shield-3D* permet de voir d'un seul coup d'œil d'où proviennent les particules extérieures devant répondre à un

certain critère d'énergie déposée dans le détecteur. J'ai développé cet outil pour deux types d'applications principales :

- Dans le cadre des phases d'études d'un projet, les sorties de *Shield-3D* permettant en effet de se prémunir contre certaines formes d'effets indésirables en modifiant la géométrie du blindage entourant les zones sensibles.
- Dans le cadre du retour d'expérience d'un projet, les sorties de *Shield-3D* permettant de démasquer plus facilement les particules qui sont suspectées d'être à l'origine d'un effet indésirable bien particulier. Elles peuvent être utilisées pour calculer les angles solides d'arrivée des particules incriminées puis, une fois couplées aux flux des modèles d'environnement spatial, elles permettent d'évaluer si les particules suspectées sont en nombre suffisant pour rendre compte des effets indésirables observés. Je décris un exemple d'utilisation de *Shield-3D* dans le cadre du retour d'expérience d'INTEGRAL (voir §2.6.3).

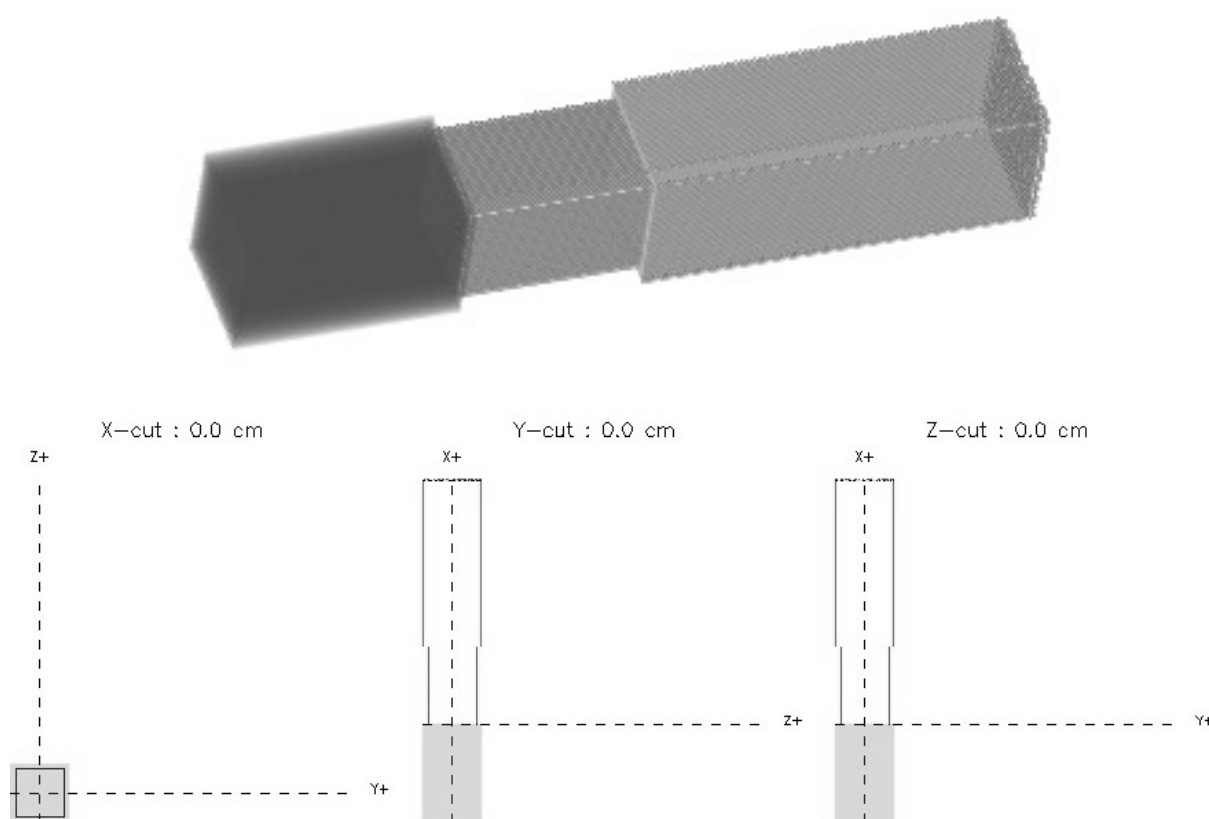


Figure 2.8 — Représentation simplifiée du télescope IBIS d'INTEGRAL au moyen de *Shield-3D* représentant le blindage autour du détecteur ISGRI.

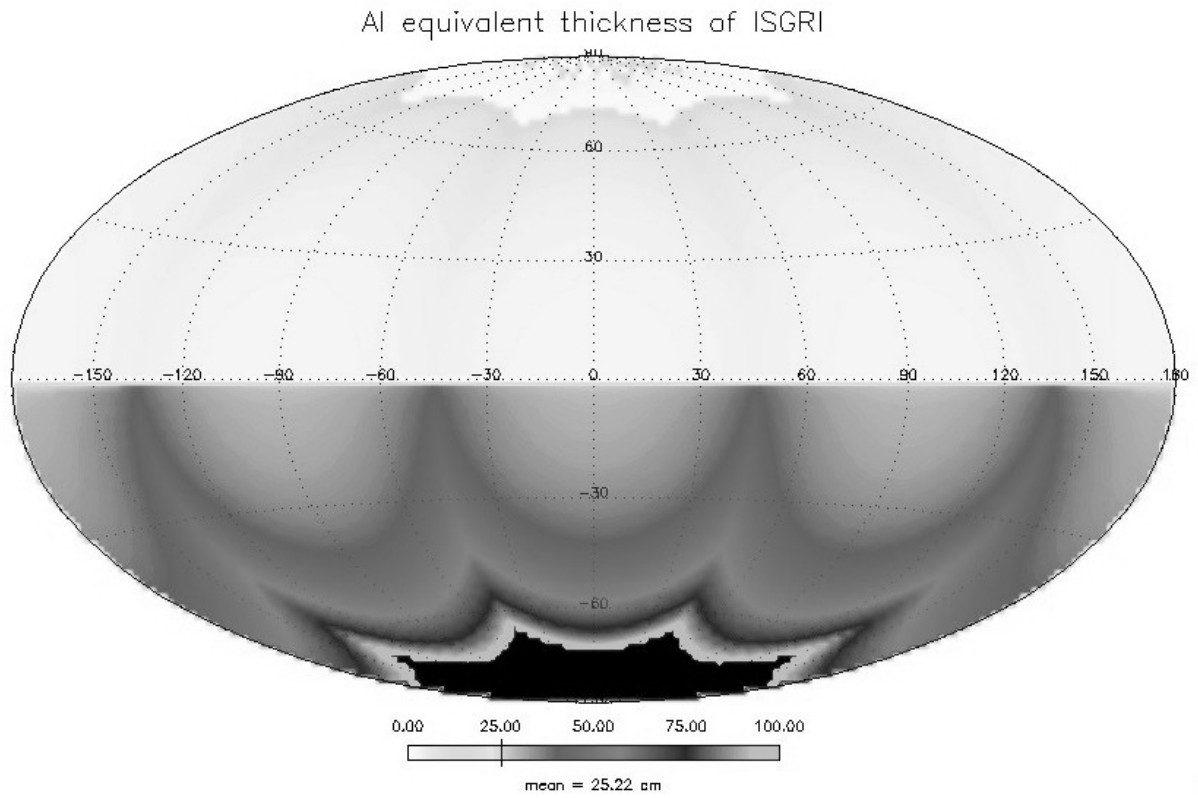


Figure 2.9 — Carte d'épaisseur aluminium équivalent calculée par *Shield-3D*.

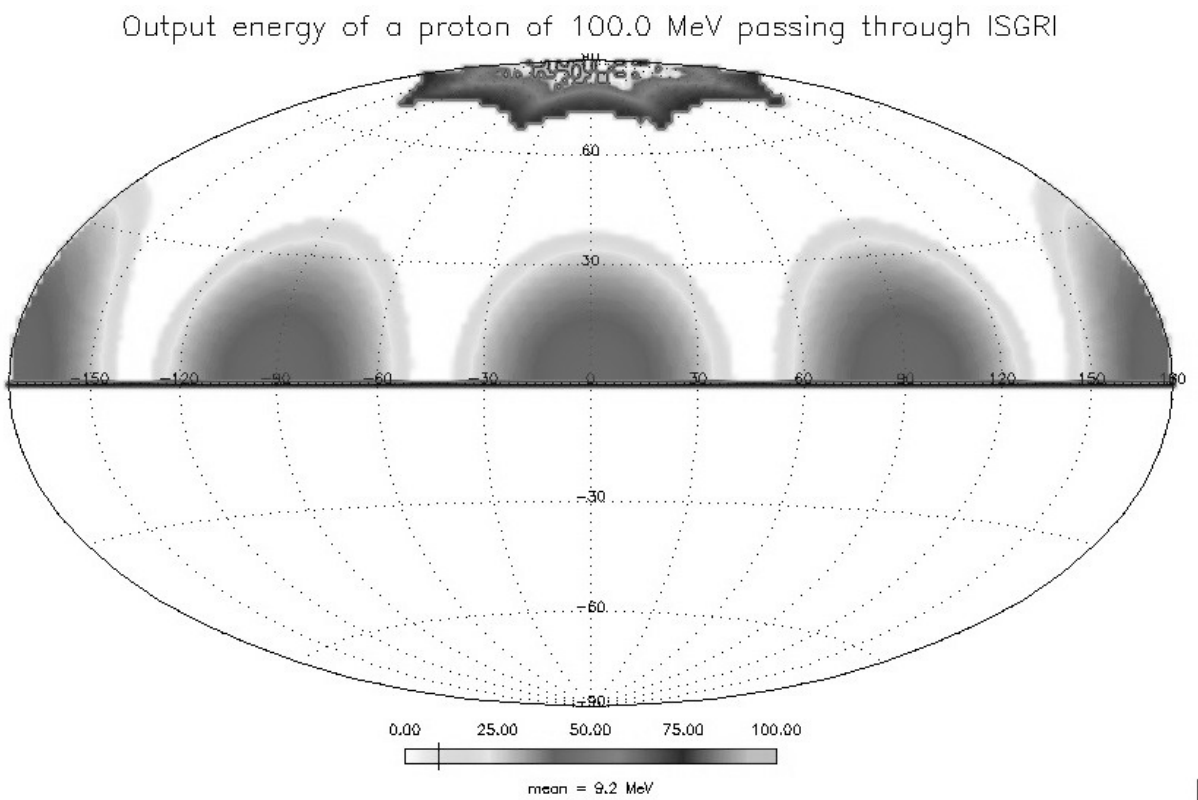


Figure 2.10 — Carte de l'énergie conservée par un proton d'énergie initiale de 100 MeV à l'issue de la traversée du blindage calculée par *Shield-3D*.



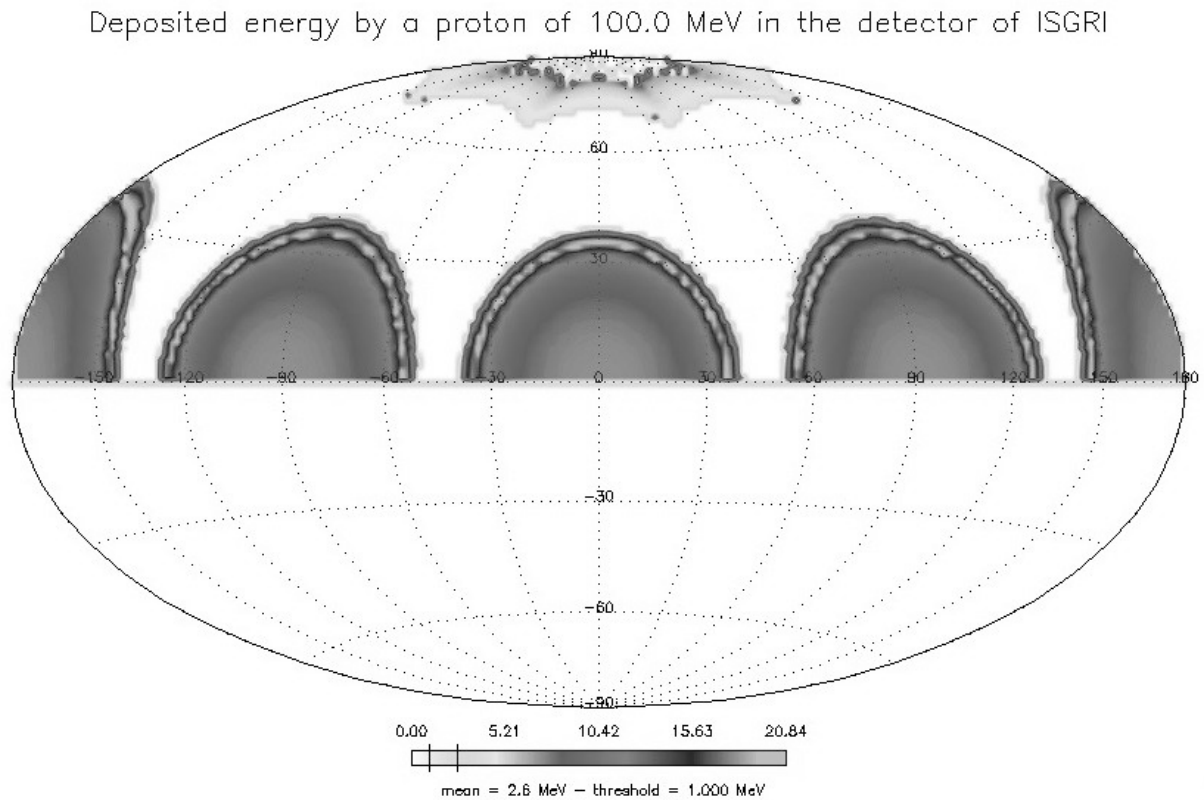


Figure 2.11 — Carte de l'énergie déposée dans le détecteur en CdTe par un proton d'énergie initiale de 100 MeV calculée par *Shield-3D*.

## 2.4 Tests de validation

### 2.4.1 Problématique

Aussitôt qu'un équipement est réalisé, il convient de le qualifier vis à vis des différentes contraintes : mécanique, thermique, électrique, vide, vibrations et radiations. En ce qui concerne les radiations, il faut démontrer que le design électronique est résistant aux effets cumulés (dose, déplacements) et singuliers (*latchup*, etc.). Ces tests sont indispensables à plus d'un titre :

- Ils permettent de démontrer aux agences que les équipements construits remplissent les spécifications de tenue aux radiations.
- Ils permettent aux équipes qui ont conçu les équipements de mesurer leur comportement sous irradiation et d'inventorier les éventuels effets qui n'auraient pas été prévus, ceux-ci ayant une incidence sur les performances finales et aussi sur l'analyse des données de vol. Parfois, ces tests sont le seul moyen d'obtenir des informations indispensables lorsque les calculs sont impossibles ou hasardeux (constante de relaxation aux effets transitoires par exemple).
- Quels qu'ils soient, les tests sont toujours longs à mettre au point, et il est parfois difficile de les insérer dans un planning souvent très tendu. De plus, l'interprétation des

mesures réclame des ressources humaines non négligeables. Les contraintes de coût et de planning peuvent donc conduire à faire l'impasse sur un test, mais dans ce cas, il convient de faire une analyse de risques assez poussée dans la mesure où la sanction sera sans appel une fois l'instrument en orbite<sup>24</sup>.

### **2.4.2 Moyens disponibles**

Les moyens d'irradiation utilisés dépendent du phénomène auquel on s'intéresse (effets cumulés ou singuliers). On distinguera ci-dessous deux catégories principales d'installations.

#### **Sources de photons gamma (tenue à la dose)**

Pour la dose cumulée, il s'agit pour l'essentiel de sources de photons gamma, typiquement des sources de Cobalt 60, à fort ou faible débit. Les rayons gamma sont couramment utilisés car ils atteignent les puces sans effet d'atténuation (les boîtiers électroniques sont transparents aux rayons gamma). Les irradiateurs au Cobalt 60 présentent aussi l'énorme avantage d'être relativement peu coûteux. On en trouve par exemple dans les locaux de l'ONERA ou du CEA (Cocase).

En ce qui concerne la représentativité de ces tests, la première difficulté concerne le débit de dose. En effet, les essais de qualification des composants électroniques nécessitent de simuler en un temps raisonnable (de l'ordre de l'heure, du jour ou de la semaine) la contrainte qui sera reçue sur toute la durée de la mission spatiale (de l'ordre de quelques années). Lors des essais, on dépose donc une dose cumulée équivalente à la dose mission sur une période beaucoup relativement brève, ce qui ne correspond pas au même débit de dose. Les débits rencontrés dans l'espace sont de l'ordre de 0,01 rad/h, alors que lors des essais accélérés, les débits typiques sont de l'ordre de 10 à 10 000 rad/h, c'est-à-dire un million de fois plus importants dans certains cas. Cette différence n'aurait aucune influence sur le résultat final si les phénomènes de dose ne répondaient qu'à la contrainte appliquée. Or les charges piégées lors du dépôt de dose se relaxent avec des temps caractéristiques des niveaux de piégeage considérés, c'est le phénomène de « dépiégeage ». Les temps de relaxation vont de la minute à plusieurs siècles ou milliers d'années. Dans ces conditions, on comprend que la physique des phénomènes de dose est une physique d'entrée/sortie (piégeage/dépiégeage) et que les facteurs débit et temps ont une certaine importance. Afin d'illustrer les mécanismes en jeu, on peut utiliser une analogie hydraulique simpliste, le problème de

---

<sup>24</sup> Des tests de tenue aux radiations n'ayant pas été réalisés du spectromètre ISOLWS développé par un laboratoire anglais et opérant à bord de l'observatoire spatial infrarouge ISO, il a été douloureux de constater une fois en vol que l'instrument mettait plus de temps à récupérer de l'effet d'impact d'une particule cosmique qu'il n'en fallait pour qu'une deuxième l'impacte à nouveau. Il a donc fallu réajuster en conséquence les tensions de polarisation, ce qui a conduit à une perte de sensibilité significative et condamné une bonne partie du programme d'observation qui se situait à limite de sensibilité initialement prévue.

la baignoire et de la bonde (Figure 2.12). Les niveaux de piégeage peuvent être vus comme des baignoires d'une certaine capacité et munies d'une bonde par laquelle l'eau se vide. Le niveau d'eau dans la baignoire est l'image de la dégradation en dose du composant. La contrainte est représentée par un réservoir (la dose de mission) que l'on déverse dans la baignoire à l'aide d'un robinet, l'ouverture du robinet représentant le débit de dose. Le diamètre d'ouverture de la bonde qui vide la baignoire représente le temps de relaxation des niveaux de piéageages. Le diamètre d'ouverture augmente avec la température.

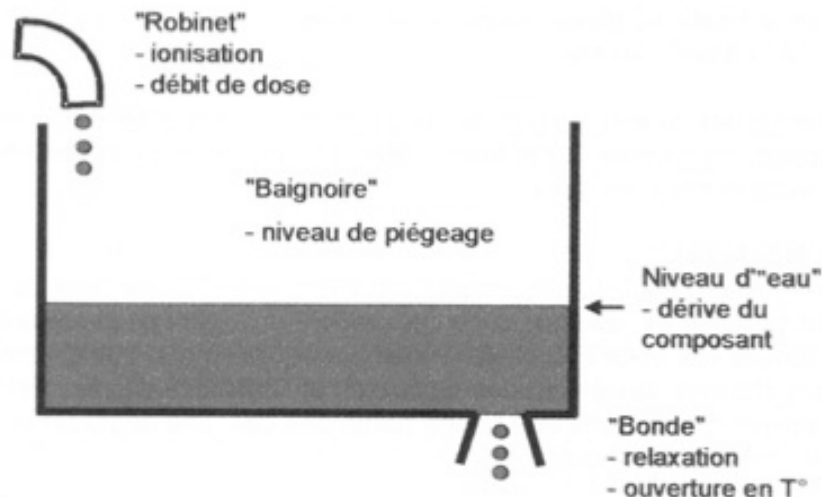


Figure 2.12 — Problématique du débit de dose (Figure tirée de [TTVS]).

En réalité, il existe plusieurs baignoires (plusieurs états d'énergie) liées les unes aux autres et on doit distinguer deux cas :

- Cas des composants MOS (Métal – Oxyde – Semi-conducteur) qui ont un comportement relativement simple. Dans les conditions spatiales, le robinet coule « goutte à goutte » et la baignoire se vide lentement au travers de la bonde, le niveau d'eau atteint une certaine hauteur correspondant à la dégradation mission. Lors des essais accélérés, le robinet est ouvert « à fond » et la bonde n'a pas le temps d'évacuer l'eau en excès. Le niveau après irradiation atteignant une hauteur supérieure à la dégradation mission, les conditions de tests sont pénalisantes. Afin d'améliorer la représentativité, on a introduit une étape de guérison, soit en attendant un certain temps que le niveau descende à température ambiante, soit en accélérant ce processus en ouvrant la bonde, c'est-à-dire en chauffant le composant (*annealing*). Grâce à cette technique, le niveau d'eau atteint une hauteur supérieure à la dégradation mission mais pas trop.
- Cas des composants bipolaires pour lesquels il en va autrement. En effet, pour les composants bipolaires, on peut considérer qu'il existe une sorte d'entonnoir sous le robinet, cet entonnoir ayant une fonction de limitation du débit maximum qui peut entrer dans la baignoire. Cet entonnoir correspond en fait à une saturation du processus

de séparation des charges dans les oxydes (non polarisés) des composants. Tout se passe donc comme si, au-delà d'un certain débit de dose, l'entonnoir saturait et qu'il existait une vitesse limite à partir de laquelle le débit d'eau (taux d'ionisation) entrant dans la baignoire n'est plus gouverné par la contrainte externe (l'ouverture du robinet), mais par un processus limitatif interne du composant. Si le robinet est trop largement ouvert, on ne réussira pas à transférer la totalité du contenu du réservoir (dose de mission) dans la baignoire. Le niveau de dégradation à fort débit sera inférieur au niveau de dégradation que l'on obtiendrait aux débits spatiaux. On se trouve donc dans un cas de surestimation de la tenue du composant. Cet effet, connu sous le nom ELDRS (*Enhanced Low Dose Rate Sensitivity*), impose que les composants bipolaires soient testés à faible débit de dose.

Pour finir, je signale qu'il convient d'être méfiant à l'égard des valeurs de tenue annoncées par les fabricants de composants et de bien analyser les conditions expérimentales des tests effectués.

### **Accélérateurs de particules (tenue aux SEE et déplacements)**

Pour les effets singuliers, il est nécessaire de disposer de particules lourdes (ions, protons) de forte énergie et l'on utilise donc des installations auprès d'accélérateurs de particules. Pour les effets de déplacements atomiques, on utilise des accélérateurs de protons. Le CNES a ainsi développé depuis 1988 une ligne d'irradiation auprès de l'accélérateur linéaire tandem Van de Graaff de l'institut de physique nucléaire à Orsay (IN2P3). Une autre installation, développée par l'ESA, est disponible auprès du cyclotron de Louvain la Neuve en Belgique, ce cyclotron pouvant aussi accélérer des protons. Des moyens similaires existent bien sûr ailleurs en Europe ou aux États-Unis.

En ce qui concerne les tests des effets singuliers aux ions lourds, un problème technologique peut se poser du fait que les ions délivrés par les accélérateurs n'ont pas une énergie suffisante pour traverser les boîtiers des composants électroniques. Il faut alors disposer de moyens pour exposer les surfaces des puces, soit par ouverture mécanique, soit par attaque chimique ou plasma.

### **2.4.3 Limitations**

#### **Tests de tenue aux effets cumulés**

Si aucune préparation de l'échantillon de test n'est nécessaire lorsqu'il s'agit de vérifier la tenue à la dose cumulée de composants électroniques, il n'en va pas de même lorsqu'il s'agit de tester des systèmes complets. Par exemple, si le système complet doit fonctionner à basse température, un système cryogénique devra être présent dans la casemate et il sera irradié lui aussi, ce qui vraisemblablement perturbera son fonctionnement et dégradera les conditions de tests. Ce problème a été rencontré dans le cas des tests de tenue à la dose des bolomètres de HERSCHEL/PACS qui fonctionnaient à une température proche du zéro absolu (3 mK). L'autonomie

du système cryogénique était fortement dégradée du fait de l'irradiation par les photons gamma, ce qui imposait des séances d'irradiation relativement courtes pour permettre de recharger le système de refroidissement en hélium liquide. Par ailleurs, les débits de doses disponibles sont parfois relativement faibles, imposant alors des campagnes d'irradiations assez longues, de plusieurs jours ou plusieurs semaines. Dans ce cas, il faut pouvoir disposer du système à tester sur une plus longue période, ce qui peut pénaliser les développements ultérieurs.

### **Tests de tenue aux effets singuliers**

Le problème des ions lourds, pas suffisamment énergétiques pour pénétrer les boîtiers des composants électroniques, déjà mentionné plus haut (§2.4.2), est encore plus flagrant dès lors qu'il s'agit de tester un système complet offrant encore plus d'obstacles au parcours des ions. Les ions lourds suffisamment énergétiques pour atteindre les composants enfouis dans un système ne manquent pas dans l'espace (voir §1.3.2), mais ils font défaut dans les accélérateurs relativement accessibles et bon marché. Il faut donc veiller à bien inventorier tous les obstacles que les ions sont susceptibles de rencontrer sur leur parcours et à adapter en conséquence le dispositif expérimental, une simple fenêtre d'entrée obturant une chambre à vide pouvant parfois poser problème. Le dispositif expérimental complet doit faire l'objet d'une étude assez poussée qui intègre des simulations Monte-Carlo relativement lourdes à mettre en œuvre (voir §2.5).

La situation est rendue encore plus compliquée du fait que des particules secondaires peuvent être générées par le faisceau primaire impactant diverses parties du dispositif expérimental, ce qui ne facilite pas le dépouillement des résultats.

Une autre difficulté tient au fait qu'on souhaite souvent isoler les uns des autres les événements de type SET (transitoires, voir §1.9.5) afin de faciliter la mesure des constantes de décroissance du signal parasite. Cela impose de limiter le courant du faisceau d'ions incidents, celui-ci pouvant alors devenir quelque peu instable, ce qui ne facilite pas non plus le dépouillement des résultats.

Enfin, les demandes de temps de faisceau à formuler auprès des organismes gestionnaires doivent intervenir plusieurs mois et parfois même plus d'un an avant la campagne de tests. C'est là une contrainte qu'il n'est pas toujours facile d'intégrer dans un planning souvent très tendu et offrant peu de disponibilité du dispositif à tester.

### **2.4.4 Contributions personnelles**

La finalité des tests d'irradiations est avant tout de démontrer la fiabilité des instruments vis à vis des contraintes d'environnement. Mais ce n'est là qu'un aspect du problème car il faut bien avoir présent à l'esprit que même si l'instrument résiste aux radiations environnantes, son fonctionnement sera néanmoins perturbé, ses performances dégradées et l'analyse des données rendues plus complexe. Pour un scientifique responsable d'un télescope spatial, il est absolument

indispensable de quantifier le plus précisément possible les perturbations induites par les radiations, c'est-à-dire qu'il ne faut pas se reposer entièrement sur des calculs prédictifs, mais analyser en profondeur les résultats des tests d'irradiations en vue d'évaluer l'impact sur les performances, ainsi que les conséquences sur l'analyse des données de vol. Cette dernière tâche incombant aux scientifiques et non pas aux ingénieurs, il est naturel d'impliquer les scientifiques dans la mise en place des tests et le dépouillement des résultats. J'ai contribué à diverses campagnes de tests d'irradiations, et ce depuis les demandes de temps d'irradiations jusqu'à la réalisation des tests eux-mêmes et au dépouillement des résultats :

- HERSCHEL/PACS, d'abord en 2004 à Cocase pour les tests de tenue à la dose des bolomètres, puis en 2005 au Tandem d'Orsay (Figure 2.13, à gauche) pour les tests sous faisceaux de protons et alphas, en collaboration avec Louis Rodriguez et Benoît Horeau (CEA). Les résultats sont consignés dans [Horeau, 2006].
- R&D IDeF-X, d'abord en 2008 à Cocase (Figure 2.13, à droite) pour les tests de tenue à la dose des matrices de CdTe, puis en 2009 au Tandem d'Orsay pour les tests sous faisceaux de protons et alphas, en collaboration avec Olivier Limousin et Benoît Horeau (CEA). Les résultats sont en cours de dépouillement.

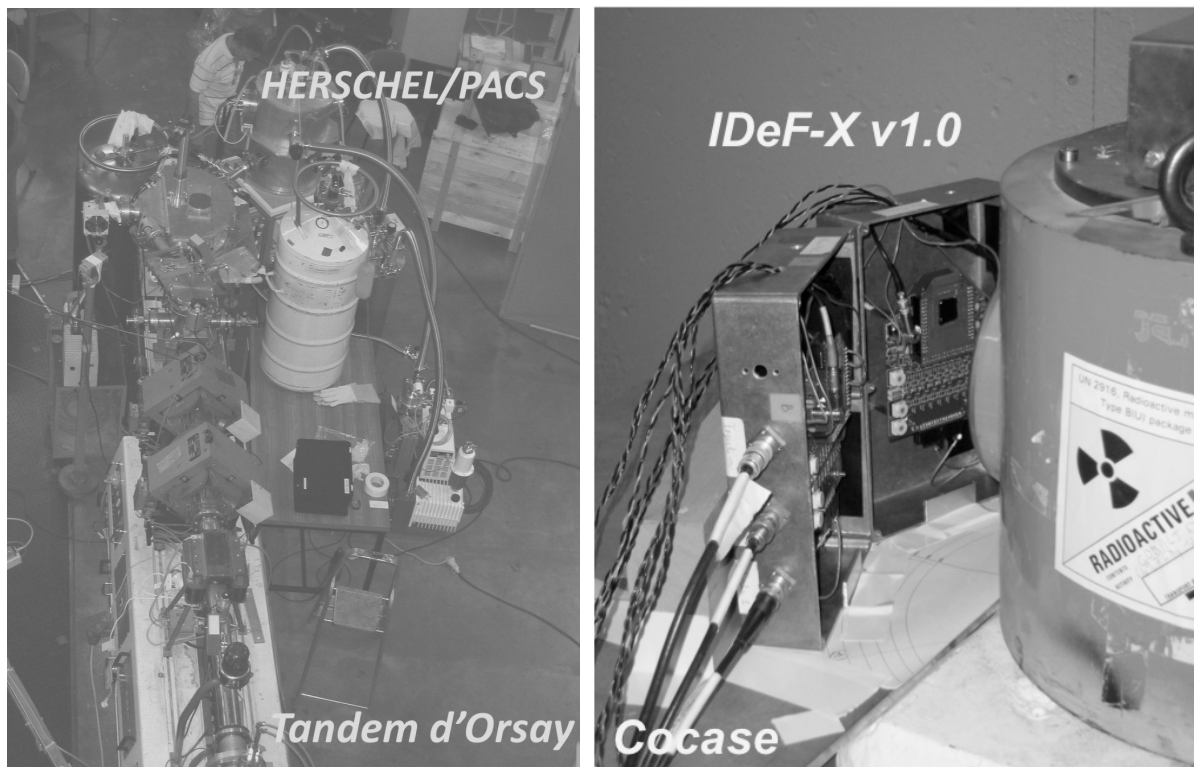


Figure 2.13 — Dispositif de test sous faisceaux de particule (Tandem d'Orsay) pour les bolomètres de HERSCHEL/PACS (à gauche) et dispositif de test de tenue à la dose (Cocase) pour le prototype IDeF-X (à droite).

Aujourd'hui, je suis responsable d'une autre campagne de tests sous faisceaux de protons et alphas prévue à l'échéance de juin 2010 pour le projet SVOM/ECLAIRs (Figure 2.14). Il s'agira notamment de provoquer des détections d'événements saturants et/ou multiples qui seront à prendre en compte pour le diagnostic de fiabilité de la détection de sursauts gamma.

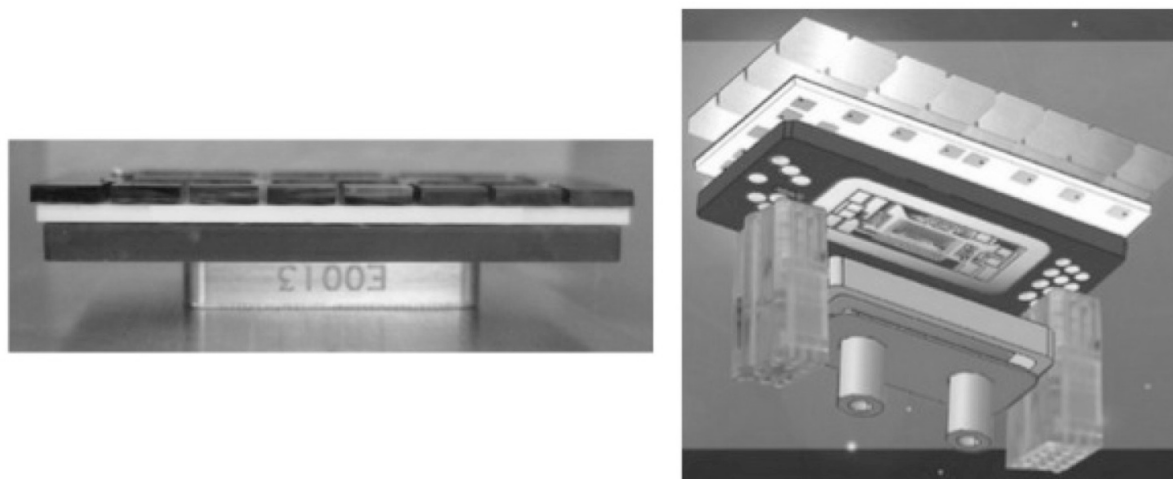


Figure 2.14 — Module de 32 pixels (4×8) faisant partie du plan de détection (CdTe) du télescope ECLAIRs et destiné à être irradié sous faisceaux de particule (Tandem d'Orsay).

## 2.5 Simulations numériques

### 2.5.1 Problématique

Même si elles sont lourdes à mettre en œuvre et très consommatrices de temps de calcul, les simulations numériques ont une grande importance dans le domaine des effets des radiations sur les systèmes embarqués du fait de leur large champ d'applications :

- Du fait qu'elles simulent la physique des interactions particules matière, les simulations Monte-Carlo sont surtout utilisées pour déterminer le bruit de fond instrumental induit par les particules, la réponse du détecteur et sa sensibilité. Dans le cadre de l'évaluation de l'impact sur l'analyse des données (voir §2.2), elles permettent d'estimer la dégradation des données afin de mettre au point les techniques de corrections à appliquer. Par rapport à la méthode simplifiée que j'ai mise au point (voir §2.2.2), l'apport des simulations Monte-Carlo réside essentiellement dans le calcul de la contribution des particules secondaires.
- En prenant mieux en compte le blindage environnant les zones sensibles, l'analyse sectorielle (voir §2.3.2) permet de faire des calculs de dose plus raffinés que le modèle simple Shieldose2 qui lui, ne fournit la dose qu'au centre d'une sphère d'aluminium d'épaisseur variable (voir §2.2.2). Cela permet en particulier d'abaisser la contrainte de dose à un niveau souvent plus acceptable pour les composants électroniques envisagés.

Au prix d'un développement assez lourd et d'un temps de calcul important, les simulations Monte-Carlo permettent d'aller encore plus loin en termes de précision.

- Dans le cadre des tests de validation (voir §2.4), elles permettent de simuler le dispositif expérimental (irradiation sous Cobalt 60 ou sous faisceau de particules) et faciliter ainsi l'interprétation des résultats.
- Dans le cadre du retour d'expérience (voir §2.6), elles permettent de valider les hypothèses d'un scénario permettant d'expliquer des effets particuliers ou inattendus.

### 2.5.2 Moyens disponibles

Les moyens disponibles consistent en des codes Monte-Carlo permettant de simuler le transport de particules à travers la matière. Le plus utilisé au sein de la communauté des scientifiques est Geant4. Ses domaines d'application concernent la physique des hautes énergies, la physique nucléaire, la physique des accélérateurs, ainsi que les études en science médicale et spatiale. Depuis quelques années, les utilisateurs de simulations Monte-Carlo n'ont pas cessé d'augmenter dans les disciplines liées à l'espace ou à l'astrophysique, les applications développées concernant des domaines aussi variés que la simulation de la réponse instrumentale, l'optimisation du blindage, les effets sur les composants électroniques et les calculs de micro dosimétrie. Le code Geant4 a été élaboré conjointement par une collaboration mondiale. Il est disponible gratuitement<sup>25</sup> et consiste en une bibliothèque de programmes écrits en langage objet (C++) pouvant tourner sous divers environnements informatiques (Linux, Windows et Mac OS). Les deux documents principaux de référence sur Geant4 sont publiés dans la revue NIMS [Geant4, 2003] et IEEE [Geant4, 2006].

D'autres codes sont disponibles gratuitement mais je ne les décrirai pas ici. Il s'agit par exemple des codes Fluka<sup>26</sup>, SRIM (*Stopping and Range of Ions in Matter*) et TRIM (*TRansport of Ions in Matter*)<sup>27</sup>, ou bien encore MCNPX (*Monte Carlo N-Particle eXtended*)<sup>28</sup>.

### 2.5.3 Limitations

#### Dynamique de l'environnement

L'environnement spatial présente un caractère dynamique (voir §1.7) dont la prise en compte est assez complexe dans le cadre de simulations Geant4. Pour ce qui est des particules cosmiques et de la modulation solaire (voir §1.3.2), on peut se contenter d'une évaluation pire cas. Il

---

<sup>25</sup> Pour Geant4, consulter le lien : <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>

<sup>26</sup> Pour Fluka, consulter le lien : <http://www.fluka.org/>

<sup>27</sup> Pour SRIM & TRIM, consulter le lien : <http://www.srim.org/>

<sup>28</sup> Pour MCNPX, consulter le lien : <https://mcnpx.lanl.gov/>



en va de même pour les particules solaires dans la mesure où les télescopes spatiaux sont le plus souvent inutilisables lors des événements solaires compte tenu des flux extrêmement élevés de particules émises (voir §1.4.2 et Figure 2.4). Par contre, les télescopes évoluant en orbite basse (LEO) et qui traversent périodiquement l'anomalie sud atlantique sont soumis à des flux périodiques extrêmement variables (voir §1.5.2 et Figure 2.2), et dans ce cas, il faut bien prendre en compte les aspects dynamiques. C'est par exemple le cas du projet SVOM qui sera abordé au chapitre 4.

### **Activation des matériaux**

En ce qui concerne l'activation (par les protons) du blindage environnant le détecteur, les simulations sont particulièrement lourdes à mettre en œuvre dans la mesure où il faut calculer tous les noyaux fils produits puis gérer leur décroissance. Ce problème ne concerne pas que les télescopes soumis à l'impact des protons cosmiques (GCR), mais aussi les télescopes évoluant en orbite basse (traversées régulières de la SAA), et ceux qui évoluent sur des orbites fortement excentriques qui les amènent à plonger régulièrement dans les ceintures de radiations, là où les protons peuvent produire de l'activation. Dans le cas de l'observatoire INTEGRAL, ces calculs d'activation ont fait l'objet d'une thèse de doctorat toute entière [Diallo, 1999].

### **Comportement de l'électronique**

Une autre limitation importante tient au fait qu'il est difficile de simuler le comportement de l'électronique de lecture des détecteurs. En effet, il faudrait coupler les calculs de dépôt d'énergie fournis par Geant4 d'une part à des codes modélisant la collection de charges dans les parties sensibles des détecteurs, et d'autre part à des codes simulant le comportement de l'électronique de lecture. Dans la plupart des cas, la difficulté de la tâche dépasse de beaucoup la qualité des résultats qu'on peut en attendre.

### **Difficultés de développement**

Les difficultés liées au développement de simulations Monte-Carlo sous Geant4 sont multiples et présentes dans toutes les étapes, à savoir :

- Le code Geant4 est basé sur le langage de programmation orienté objet C++ qui n'est pas d'un usage facile, ne serait-ce que pour construire la géométrie du dispositif à simuler. De surcroît, la géométrie n'est pas connue avec une grande précision à la date où l'on doit commencer à développer. La mise à jour de cette géométrie tout au long de la conception du projet est elle aussi consommatrice de temps de développement et impose une gestion rigoureuse des différentes versions.
- Il faut ensuite de choisir le type de physique à simuler en faisant appel à des bibliothèques spécialisées (la *physics list* dans le jargon Geant4) qui ont toutes leur propre domaine de validité qu'il convient d'étudier minutieusement avant usage. On pourrait croire qu'il n'existe qu'une seule et même *physics list* adaptée à

l'environnement spatial, mais la situation n'est pas si simple si l'on considère la grande variété des détecteurs et des processus physiques auxquels ils sont sensibles.

- Il est nécessaire de paramétrer les longueurs des pas d'itération (les *cuts* dans le jargon Geant4) pris en compte dans le transport des particules. Le choix des *cuts* détermine les seuils en énergie qui seront pris en compte dans les divers processus physiques. Si l'on veut être précis, il faut choisir des *cuts* petits, mais alors le temps de calcul explose littéralement. Limiter le temps de calcul impose d'adapter les valeurs des *cuts* en fonction de la distance aux zones sensibles (en général le détecteur) et des processus physiques attendus. Ce choix n'est pas facile et demande une certaine expérience des simulations numériques, ce qui ne s'acquière qu'au prix d'une longue pratique.
- Le temps de calcul est souvent très long, ce qui ne facilite pas la tâche de mise au point des codes. La lourdeur d'emploi de Geant4 conduit souvent à des résultats différents selon les groupes de travail. La comparaison minutieuse des résultats et l'interprétation des différences sont des tâches de longue haleine.

## 2.5.4 Contributions personnelles

### Simulations pour divers projets spatiaux

Comme je l'ai déjà mentionné plus haut, les scientifiques doivent se porter garants des performances des instruments tout au long du développement d'un projet. Les simulations numériques sont un outil précieux pour répondre à beaucoup de questions, qu'il s'agisse des choix technologiques ou des modes d'utilisation des instruments. J'ai contribué à divers groupes de simulations numériques :

- HERSCHEL/PACS (Figure 2.15) de 2003 à 2005, en collaboration avec Koryo Okumura (CEA). L'objet principal des études était l'impact des particules environnantes. Les résultats des études sont consignés dans [Bongardo, 2008].
- SIMBOL-X (Figure 2.16) de 2005 à 2007, sous la direction de Philippe Laurent (CEA). L'objet principal était l'évaluation du bruit de fond du plan détecteur et du système d'anti-coïncidence active. Les résultats des études sont consignés dans [Tenzer, 2006].
- SVOM/ECLAIRs (Figure 2.17) depuis 2008, en collaboration avec Patrick Sizun et Bertrand Cordier (CEA). Les études menées concernent l'évaluation du bruit de fond du plan détecteur, sa calibration à partir des raies de fluorescence, l'activation du blindage, l'optimisation des bandes d'énergie pour le *trigger* et la prise en compte des détections saturantes et/ou multiples en vue de sa validation au sol.

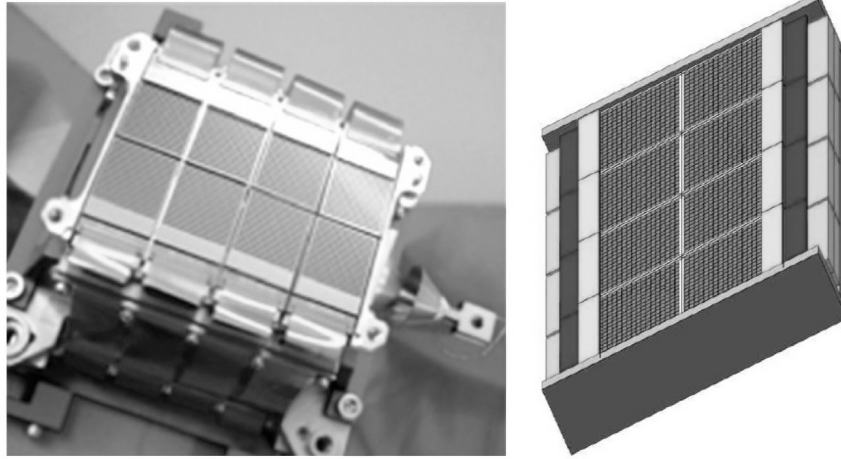


Figure 2.15 — Photographie d'une matrice de bolomètres de PACS (à gauche) et son implémentation dans Geant4 (à droite).

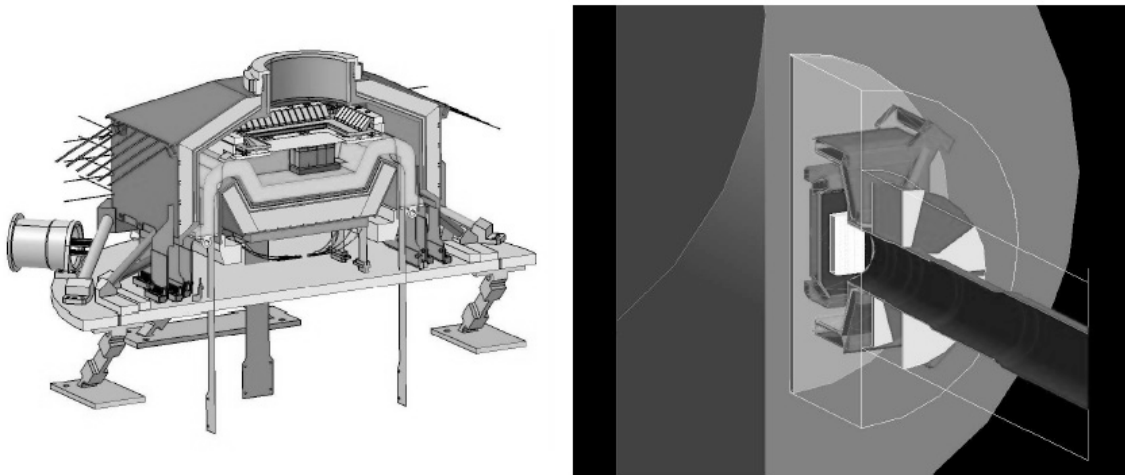


Figure 2.16 — Géométrie du plan détecteur de SIMBOL-X (à gauche) et son implémentation dans Geant4 (à droite).

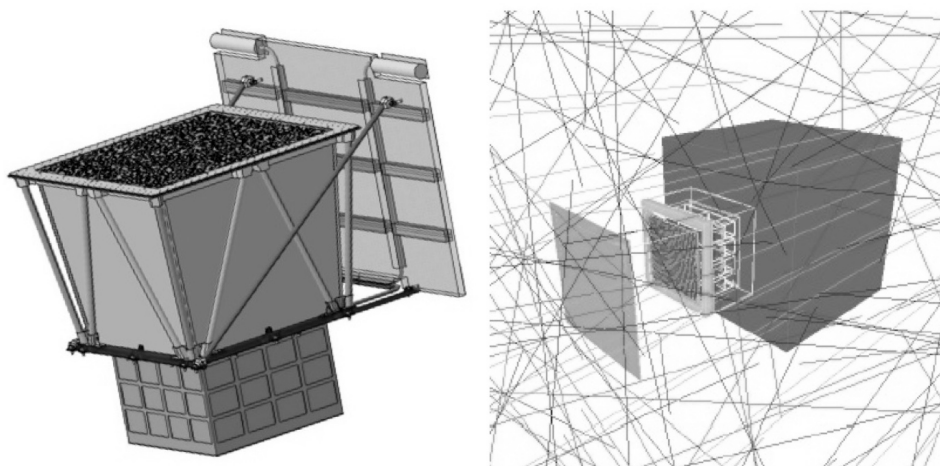


Figure 2.17 — Géométrie du télescope ECLAIRs (à gauche) et son implémentation dans Geant4 (à droite).

### Optimisation de moyens de calculs

Afin de pallier la lourdeur de la mise en place de simulations Geant4, pourtant nécessaires pour solutionner des problèmes, j'ai fait acheter le logiciel Fastrad commercialisé par la société TRAD. Le problème se situe surtout au niveau de la géométrie, dont la modélisation demande plus de temps que les délais accordés par les agences spatiales, ce qui n'est pas forcément le cas à propos des grands instruments de physique des particules, au CERN par exemple. À la base, le logiciel Fastrad est conçu pour faire des calculs d'analyse sectorielle (voir §2.3.2) mais il présente aussi l'intérêt d'être interfaçable en entrée avec les logiciels de conception assistée par ordinateur (CAO), par le biais du format STEP, et en sortie avec Geant4, par le biais de code généré automatiquement. Concrètement, un modèle CAO de télescope peut être importé dans Fastrad, puis exporté sous forme de code Geant4 prêt à compiler. La structure modulaire des codes Geant4 permet alors de s'accommoder de mises à jour régulières de la géométrie. Même si tout n'est pas parfait dans ce processus, Fastrad permet néanmoins de gagner du temps pour le codage de la géométrie du dispositif à simuler, ce qui est particulièrement appréciable dans le contexte d'une géométrie compliquée et évolutive (Figure 2.18).

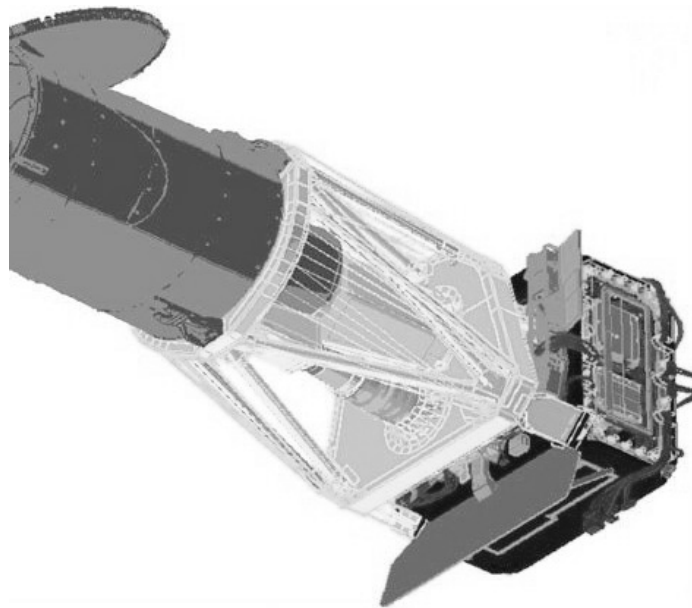


Figure 2.18 — Exemple de modélisation Fastrad du télescope Corot monté sur la plateforme Proteus montrant que l'intégration du module géométrique correspondant à la plateforme (partie basse à dominante sombre) permet une meilleure prise en compte du blindage matériel environnant les instruments scientifiques (Crédit TRAD).

L'importation de modèles CAO détaillés (intégrant l'implémentation de toutes les vis et écrous) ne présente pas un grand intérêt pour les simulations numériques des effets radiatifs ; elle est même pénalisante du point de vue du temps de calcul. Néanmoins, cette possibilité est très intéressante en ce qui concerne le satellite (la plateforme incluant les servitudes telles que les panneaux solaires par exemple) qui supporte les instruments scientifiques (la charge utile). En effet,

si la modélisation des instruments scientifiques est du ressort des laboratoires scientifiques, l'aménagement de la plateforme reste sous contrôle des agences spatiales. Cet aménagement étant réalisé sous CAO, il est très commode de pouvoir l'importer dans nos modèles Geant4 à travers l'interface Fastrad. De même que pour le logiciel Omere (voir §2.2.4), j'œuvre au sein de la société TRAD pour faire remonter nos besoins en tant qu'utilisateurs. Une des questions majeures à régler concerne l'importation de la géométrie au format STEP, qui ne contient pas toute l'information initialement présente dans les fichiers CAO (matériaux, hiérarchie, etc.), et qu'il faut alors réintroduire au niveau de Fastrad, ce qui est fastidieux et surtout doit être refait à chaque évolution de la géométrie. Sur ces aspects, je participe à un groupe de travail piloté par Emanuel Delage (IN2P3, Clermont-Ferrand) afin de définir les besoins de la communauté d'utilisateurs et les moyens d'y répondre dans le cadre d'efforts communs.

## 2.6 Retour d'expérience

Le retour d'expérience (REX) est d'un intérêt capital dans les études liées au développement des télescopes spatiaux, et j'y ai d'ailleurs consacré beaucoup de temps sur divers projets dans le cadre de la Cellule Radiations Spatiales de l'Irfu (voir chapitre 3). Dans ce qui suit, je vais m'appliquer à démontrer l'intérêt du REX au travers de mes travaux sur 3 télescopes spatiaux : SIGMA, ISO et INTEGRAL. L'essentiel de mes résultats seront présentés sous la forme de publications scientifiques insérées dans ce mémoire, mais j'introduirai tout de même dans les paragraphes qui suivent les problèmes rencontrés en vol, puis j'exposerai le cheminement qui m'a conduit à en interpréter l'origine, et enfin je donnerai quelques exemples d'applications de ces REX utilisés dans le cadre d'autres projets spatiaux.

### 2.6.1 REX de SIGMA

#### Principe des collimateurs

Observer le ciel dans le domaine gamma est une entreprise des plus ingrates. En effet, avec leur longueur d'onde inférieure aux distances qui séparent les atomes, les rayons gamma ne se prêtent pas aux combinaisons de miroirs qui sont à la base des télescopes opérant dans les autres domaines spectraux. Depuis les débuts de l'ère spatiale, les astronomes voulant observer dans la bande des rayons gamma de basse énergie se sont donc résignés à utiliser des dispositifs assez rudimentaires, basés sur la seule collimation du rayonnement incident. Un collimateur, fait d'un tube aux parois absorbantes, est disposé face à un compteur de photons gamma, et seuls sont enregistrés les photons se propageant plus ou moins parallèlement à l'axe du tube. On mène alors une première pose en pointant le collimateur en direction d'un champ du ciel supposé contenir une source de rayons gamma. Au cours de cette pose, on mesure un taux de comptage qui combine la contribution de la source et celle du bruit de fond. Puis on mène une deuxième pose en pointant cette fois un champ adjacent, supposé vide de source, afin d'estimer la contribution du seul bruit de fond. Le

signal induit par la source résulte alors de la soustraction des deux taux de comptage ainsi obtenus. Cette méthode permet de localiser la source en question avec une précision d'autant plus grande que l'ouverture du collimateur est petite, la seule limitation étant la nécessité de maintenir un diamètre de tube assez large pour que l'appareil puisse collecter un nombre significatif de photons. En raison de la grande énergie qu'emporte chaque photon gamma, les sources cosmiques actives dans la bande des rayons gamma de basse énergie induisent en effet des flux de photons toujours très faibles,  $\sim 1$  photon/cm<sup>2</sup>/s dans le cas des sources les plus brillantes. On est donc conduit à utiliser des tubes collimateur assez ouverts, la conséquence étant une mesure de la position des sources sur la voûte céleste avec une précision à peine meilleure qu'un degré (c'est-à-dire deux fois le diamètre apparent de la Lune !). Il s'agit là de performances bien trop modestes pour entreprendre une étude détaillée de astres émetteurs de rayons gamma.

### Imagerie par masque codé

Produire des images sans miroir ni lentille est pourtant possible grâce aux dispositifs à ouverture codée. Dans son principe, un télescope à ouverture codée s'inspire de la chambre noire (ou caméra à trou d'épingle) qu'utilisèrent les premiers photographes. En perçant un trou dans la face avant d'une boîte constituée d'un matériau opaque, et en disposant une plaque sensible sur la face opposée, on réalise une chambre photographique très primitive, qui permet cependant de former des images d'autant plus nettes que le trou est petit. Rien n'empêche alors de transposer ce dispositif dans le domaine gamma. Il suffit pour cela d'utiliser un matériau à numéro atomique élevé, comme le plomb ou le tungstène, et de remplacer l'émulsion photographique par une couche détectrice sensible au rayonnement gamma. On accroît la luminosité des images sans perdre en finesse en perçant la face avant d'un grand nombre de trous, disposés suivant un code précis. Ce dernier est choisi afin de pouvoir décoder l'image complexe ainsi formée par cette multitude de trous à l'aide d'un algorithme mathématique simple. C'est le principe d'imagerie par masque codé, on parle aussi de télescope à ouverture codée (Figure 2.19).

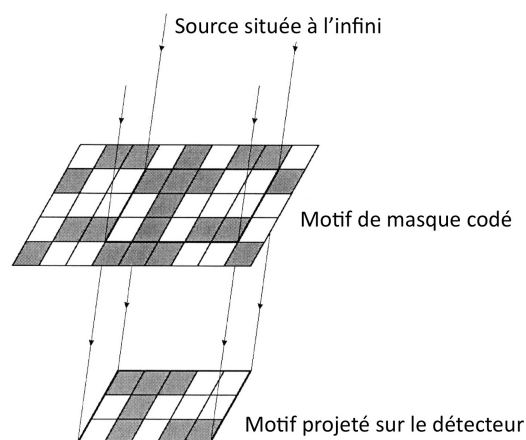


Figure 2.19 — Principe d'imagerie à masque codé: une source située à l'infini selon une direction donnée produit sur le plan détecteur un motif spécifique, en correspondance bijective avec la direction de la source.

## Télescope

Le télescope à ouverture codée SIGMA (Figure 2.20), proposé conjointement par le CEA et le CESR, fut réalisé sous la maîtrise d'œuvre du CNES qui confia aux laboratoires du CEA et du CESR la réalisation des sous-systèmes scientifiques. Opérant à bord du satellite russe GRANAT et mis en orbite le 1er décembre 1989 depuis Baïkonour, le télescope SIGMA a observé le ciel pendant plus de 8 ans, de mars 1990 jusqu'à l'interruption des observations consécutive à une défaillance des senseurs solaires du satellite constatée le 27 novembre 1998. La mission a donc largement dépassé les objectifs initiaux d'une durée de vie de seulement 18 mois, ce qui a permis de scruter une centaine de champs distincts du ciel, avec une précision de localisation pouvant atteindre 30 secondes d'arc dans le cas des sources les plus brillantes.

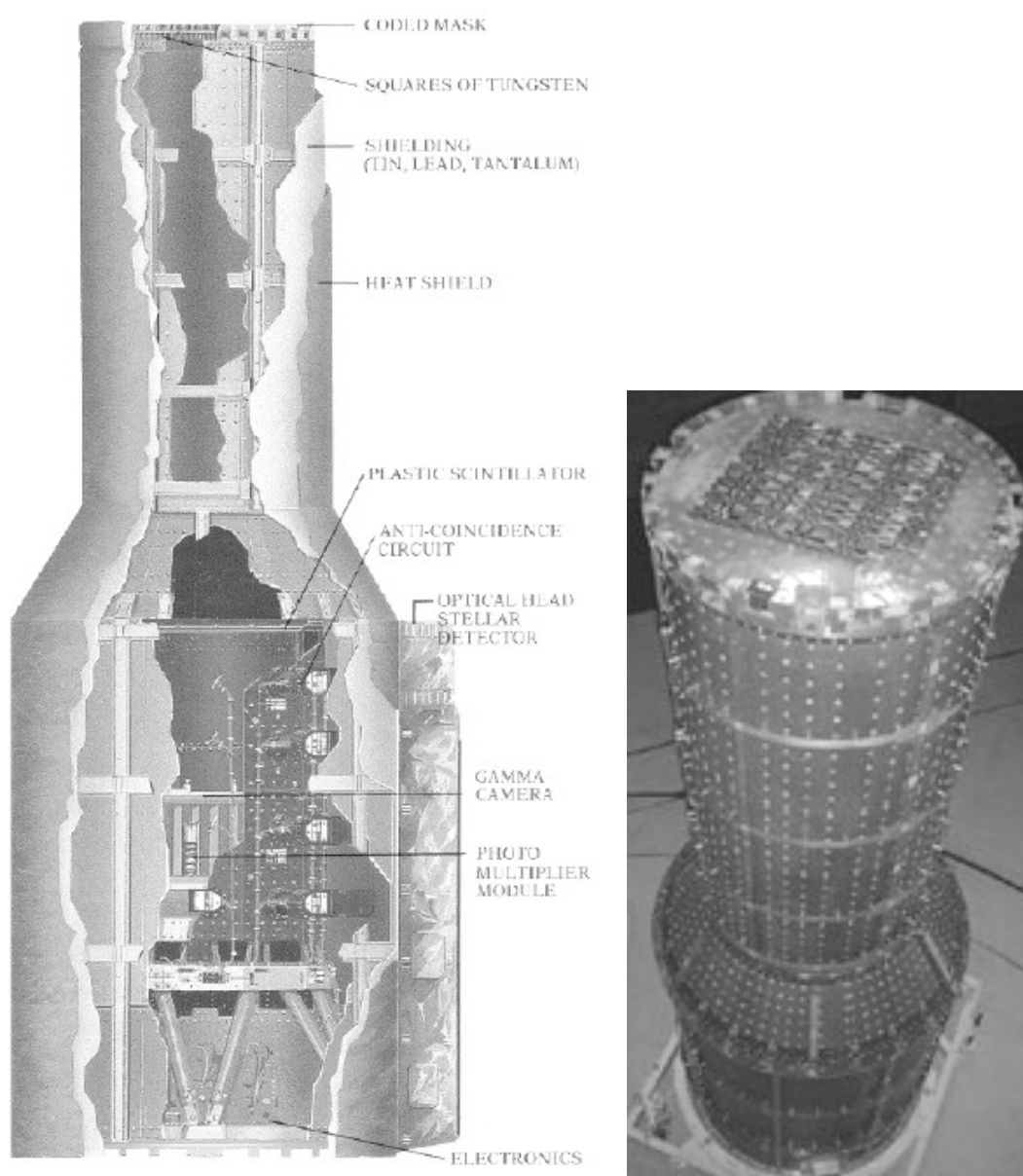


Figure 2.20 — Télescope SIGMA: vue éclatée (à gauche), zoom sur le masque codé en tungstène et le blindage passif en plomb-tantale-étain (à droite).

### Environnement spatial

Le télescope SIGMA a été injecté sur une orbite fortement elliptique ayant une période 4 jours, avec un périégée à  $\sim 2\,000$  km, un apogée de  $\sim 200\,000$  km et une inclinaison de  $56^\circ$ . La partie basse de l'orbite faisait plonger le satellite dans les ceintures de radiations pendant  $\sim 1$  jour, durée pendant laquelle les instruments étaient coupés. La partie de l'orbite en dehors des ceintures laissait donc environ trois jours d'observations continues, un avantage de tout premier ordre pour un télescope dédié à l'observation d'un ciel très variable. Pendant les trois jours consécutifs d'observations utiles (soit environ 75% du temps), le satellite demeurait exposé au flux de rayons cosmiques et particules solaires, mais comme nous allons le voir ci-dessous, ce ne sont pas ces particules qui ont posé problème.

### Phénomènes inattendus, analyse et interprétation

Même si le champ de vue du télescope SIGMA était relativement petit ( $4,3^\circ \times 4,7^\circ$  pour le champ de vue totalement codé) et qu'il demeurait le plus souvent pointé vers les régions centrales de la Galaxie, l'espoir de localiser un sursaut gamma maintenait un certain niveau d'excitation. Mais lorsque le mode sursaut s'est déclenché le 22 janvier 1991, la déception était au rendez-vous, comme je l'ai rapporté dans la **publication 2-1 [Claret et al., 1994a] insérée plus loin en page 203**, et à laquelle je renverrai le lecteur dans ce paragraphe. L'analyse des données sursaut a révélé une structure en forme d'arc dans les images brutes, au lieu du motif de masque attendu, voir Figures 4 et 5 de la publication 2-1. Après analyse minutieuse du blindage passif assurant l'étanchéité à la lumière gamma entre le masque codé et le détecteur, deux interruptions cylindriques du blindage ont été remarquées et considérées comme suffisamment transparentes aux photons gamma pour que des sources brillantes hors champ de vue du télescope puissent projeter un motif en forme d'arc de cercle sur le détecteur. Notons bien ici que les motifs indésirables étaient issus de photons provenant de sources célestes et non pas des particules de type protons, ions ou électrons. Quant aux interruptions du blindage, elles étaient le résultat de contraintes mécaniques apparues lors de la construction du blindage passif, voir Figure 1 de la publication 2-1. Dans le cas des systèmes d'imagerie à ouverture codée, les images du ciel sont générées en déconvoluant les images brutes du motif du masque. Il était donc impératif de soustraire les motifs indésirables en forme d'arc avant d'appliquer les algorithmes de déconvolution d'image brute. Néanmoins, ces interruptions ou « fuites du blindage » agissaient comme des collimateurs, et permettaient à ce titre de réaliser des observations astronomiques comme je l'ai expliqué plus haut. J'ai donc entrepris la modélisation détaillée de ces collimateurs, baptisés « optiques secondaires », et qui offraient des lobes secondaires au champ de vue de SIGMA, voir Figure 2 de la publication 2-1. Le parcours était semé d'embûches à plus d'un titre :

- Pour autant que l'on considère les optiques secondaires comme un instrument à part entière, celui-ci était déjà en opération dans l'espace alors qu'il n'avait pas été calibré au préalable au sol. Heureusement, à cette époque on avait encore coutume de fabriquer



des modèles de rechange des équipements spatiaux. Celui de SIGMA étant resté stocké au CNES et au CESR, il était encore possible de mener une campagne de calibration sur le modèle de rechange, voir §3 de la publication 2-1.

- Les arcs projetés n'étaient ni homogènes, ni à symétrie circulaire, en raison de la complexité de la structure du blindage passif et des différents obstacles sur le trajet des photons (dispositifs de calibration interne et boîtiers électroniques) qui étaient plus ou moins opaques. L'étude détaillée des plans du télescope et des mesures effectuées sur le modèle de rechange m'ont permis de modéliser les structures projetées à travers les optiques secondaires, voir §4.1 de la publication 2-1.
- En raison des oscillations (FWHM de 40') de la plateforme GRANAT autour du point visé dans le ciel, des corrections de dérive étaient appliquées par l'ordinateur de bord à tous les événements enregistrés par le détecteur. Les événements étaient recalés en position à partir des mesures des dérives mesurées toutes les 4 secondes par les senseurs stellaires. Malheureusement, ces corrections de dérive n'étaient pas du tout adaptées au cas des optiques secondaires qui n'offraient pas le même bras de levier que le masque codé situé à une hauteur différente. Il m'a donc fallu corriger les corrections de dérives appliquées à bord, voir §4.2 de la publication 2-1.
- L'analyse des données des optiques secondaire n'était pas exempte des difficultés propres au détecteur et qui s'appliquaient à l'optique principale (masque codé), comme par exemple la non uniformité du détecteur ou sa matrice de réponse en énergie. Mais pour les optiques secondaires, remonter au flux et à la position d'une source céleste n'était pas chose aisée compte tenu de la forme des motifs projetés, voir §4.3 de la publication 2-1.

### Applications

Comme il fallait bien vivre avec les fuites du blindage de SIGMA, je me suis appliqué à transformer ce défaut en atout, ceci par le biais d'une modélisation détaillée des lobes secondaires du télescope permettant de localiser de nouvelles sources (sursauts gamma par exemple, voir chapitre 4) et d'assurer un meilleur suivi des sources brillantes. En fin de compte, j'ai caractérisé les performances en vol d'un système d'imagerie quelque peu improvisé, voir §5.1 et §5.2 de la publication 2-1, et c'est d'ailleurs ce qui m'a occupé pendant une grande partie de mon travail de thèse [Claret, 1994b].

Bien évidemment, il n'est pas question de reproduire ces défauts de conception sur les instruments futurs. Ce REX a donc servi à la conception des blindages passifs de l'observatoire INTEGRAL et du projet SVOM/ECLAIRS, tous deux basés sur la technologie d'imagerie par masque codé, avec blindage passif entre le masque et le détecteur.

## **Publication 2-1**

**« Sidelobes of the SIGMA telescope »**

**Claret A. et al. (1994), Astronomy and Astrophysics, vol. 282, pp. 1034-1040**

Astron. Astrophys. 282, 1034–1040 (1994)

## Sidelobes of the SIGMA telescope

A. Claret, F. Lebrun, P. Laurent, and J.P. Leray

C.E. Saclay, Service d'Astrophysique, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

Received 28 May 1993 / Accepted 25 August 1993

**Abstract.** Any bright  $\gamma$ -ray source, located less than  $35^\circ$  away from the pointing axis of the SIGMA telescope, projects an arc-shaped image on the detector through one of two interruptions in the cylindrical passive shield of the telescope. These interruptions act as collimators whose field of view (FOV) consists of sidelobes in the SIGMA sensitivity diagram. The upper collimator enables high angular resolution images in the 35–200 keV band to be obtained. The lower one offers a much higher sensitive area up to 300 keV to the detriment of angular resolution. Thanks to the significant FOV, this imaging system is well suited to the localization of new  $\gamma$ -ray sources, as well as long time scale survey of already known bright sources, located outside the coded FOV of SIGMA. After a comprehensive description of this imaging system, a report is given on the specific data analysis of arc-shaped images, including preliminary results of in-flight calibrations derived from bright source observation data. Forthcoming papers will present results concerning a few cosmic gamma-ray bursts (GRBs), as well as several bright binary systems observed within the sidelobes of the SIGMA telescope.

**Key words:** gamma rays: observations – methods: observational – space vehicles and instruments

### 1. Introduction

The burst-imaging mode of SIGMA (Guerry et al. 1986, Paul et al. 1991) was triggered on 1991 January 22. However, the data analysis revealed an arc-shaped structure in the images instead of the expected coded-mask pattern. After a meticulous examination of the whole experiment scheme, two interruptions in the cylindrical passive shield were noticed. The arc-shaped structure was then thought to result from the projection of the GRB through one of these interruptions. This hypothesis was later confirmed by a specific data analysis, performed on similar structures projected by bright and well known  $\gamma$ -ray sources, such as the Crab Nebula and the black hole candidate Cygnus X-1. Considering that the two interruptions in the passive shield act as collimators and taking into account the spacecraft attitude,

*Send offprint requests to:* A. Claret

the analysis of the arc orientation enabled the location of these two sources to be determined. The location accuracy obtained is better than that of BATSE in its burst mode (Meegan et al. 1992).

The large FOV of these collimators is well adapted to the detection of new  $\gamma$ -ray sources (such as GRBs or hard X-ray novae). Moreover, since the sky is strongly variable in the  $\gamma$ -ray domain (Paul et al. 1993), the main interest of such an imaging system is to monitor the emission of already known sources located outside the coded FOV of the SIGMA telescope. The knowledge of a source light-curve is a key element in understanding the mass transfer and accretion processes in binary systems. In fact, measuring precisely the source fluxes through the shield interruptions can increase significantly the source light-curve sampling. Such precise measurements require a detailed modelling of these arc-shaped structures which can then be properly subtracted from the images. This last step is also crucial for the image reconstruction within the coded FOV: the arc induced non-uniformities lead to serious signal-to-noise ratio (S/N) losses since the image reconstruction is based on a cross-correlation method.

After presenting the most relevant characteristics of this newly discovered imaging system (Sect. 2), we describe in Sect. 3 its ground calibrations. The specific data analysis of arc-shaped images, with the intention of recovering both timing and spectral information on bright  $\gamma$ -ray sources, is addressed in Sect. 4. Finally, this treatment is applied to the observations of Cygnus X-1 and the Crab Nebula in order to measure the in-flight performance and energy response (Sect. 5).

### 2. Instrument description

Only a description of the new imaging system is reported here. The reader is referred to Paul et al. (1991), Mandrou et al. (1991) and Leray et al. (1992) for a detailed description of the SIGMA telescope and its performance. The coded aperture SIGMA telescope consists of a tungsten coded mask, and a NaI position sensitive detector (PSD) based on the Anger camera principle. In order to minimize the low-energy induced background, a passive graded shield (0.5 mm lead, 0.1 mm tantalum and 0.4 mm tin) is wrapped around the aluminium tube holding the coded-mask. For mechanical reasons, it was not possible to construct

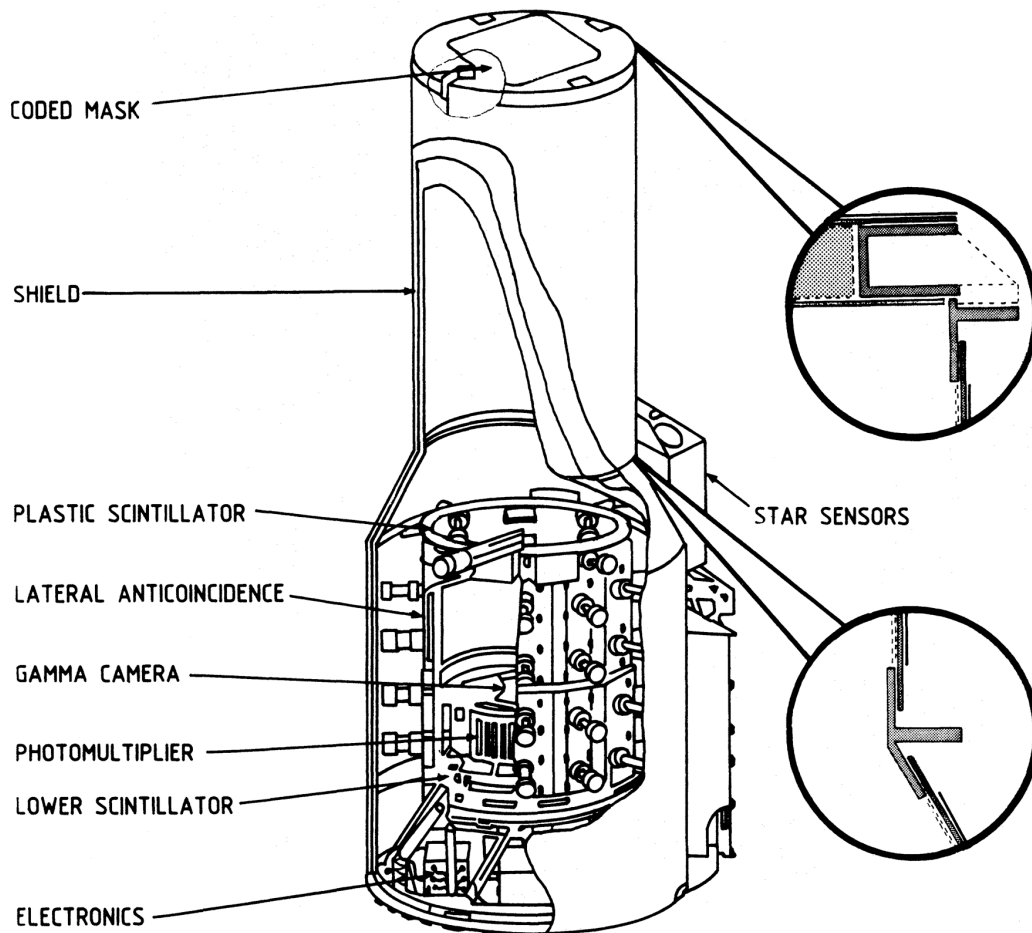


Fig. 1. Diagram of the SIGMA telescope. Exploded views of the two passive shield interruptions are shown

the passive shield from one single piece. Two interruptions result, as shown in Fig. 1.

At the energies at which the passive shield is efficient, these interruptions act as collimators projecting arc-shaped images on the PSD. The upper one, located just below the coded-mask, is 10 cm wide. The lower one, located at the conic junction of the tube, is 8 cm wide. The key properties of this imaging system are functions of the source off-set angle. Considering that each collimator is delimited by two rings (see Table 1), they can be roughly estimated as follows:

- The extreme FOV, down to zero sensitivity, corresponds to the minimum and maximum off-set angles of a source which is able to project an arc on the PSD. Sidelobes appear in the SIGMA sensitivity diagram (Fig. 2), where the sensitivity is defined as the ratio of the projected arc area to the total detector area.
- The intrinsic angular resolutions along a celestial great circle passing through the pointing axis and the source direction are about  $0.5^\circ$  and  $3.5^\circ$  respectively for the first and second collimator. They correspond to the angles at the center subtended by the apertures from the PSD.

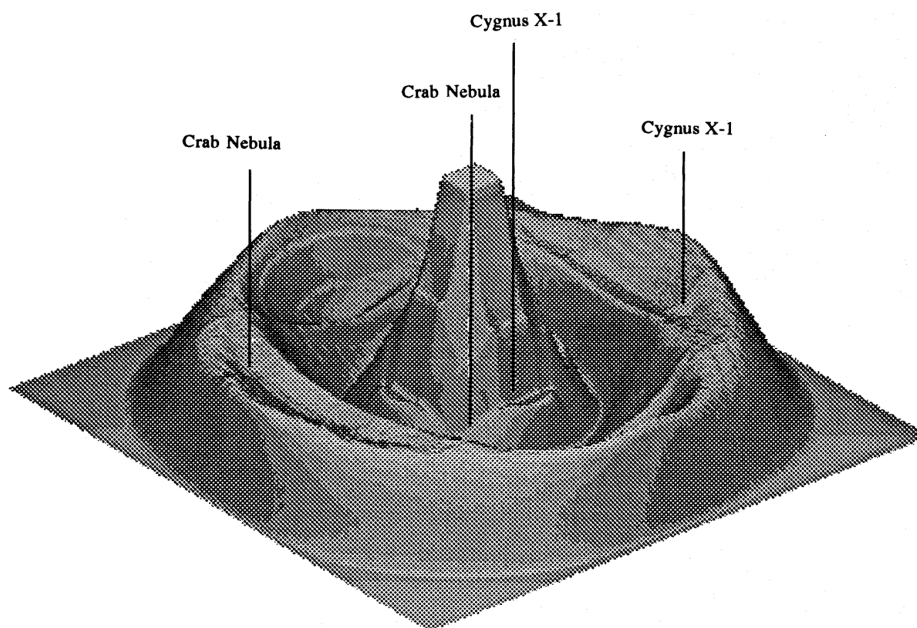
- The statistics and the PSD coding element size (1.175 mm x 1.175 mm) with regard to the average height of each collimator, impose the point-source location accuracy. The error-box is crescent-shaped due to the circular symmetry of the arc images and its size is statistics dependent. Strong sources can be localized by the upper and the lower collimator with a respective accuracy of 6 and 25 arc min. along the great circle connecting the pointing direction to the source direction.

Four notches were made in the passive shield surrounding the mask in order to enable the mounting of optical mirrors used to align the mask pattern with the PSD. Not only do these  $\gamma$ -ray transparent notches increase the sensitive area of the first collimator, but they also break the circular symmetry of arc-shaped structures. This results in a significant restriction of the error box along its largest dimension. Note that the two SIGMA calibration devices and the two associated electronics boxes (Paul et al. 1991) are mounted well above the detector (see Fig. 1). Therefore, they intersect the FOV of the second collimator, leading to a loss of sensitivity and requiring a more complicated modelling (see Sect. 4). However, as in the case of the first collimator, the

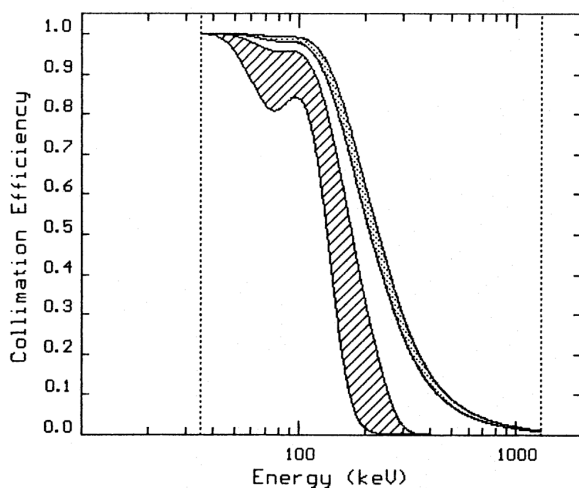
1994A&A...282..1034C

1036

A. Claret et al.: Sidelobes of the SIGMA telescope



**Fig. 2.** Whole SIGMA sensitivity diagram defined as the ratio of the area illuminated by a source to the detector area. The central peak corresponds to the fully-coded FOV ( $4.7^\circ \times 4.3^\circ$ ). This is surrounded by the partially-coded FOV ( $11.4^\circ \times 10.6^\circ$  at a sensitivity of 50%) for which only part of the mask pattern is projected onto the detector plane. Note that the FOV of the upper collimator intersects the border of the partially-coded FOV. The sensitivity is not circular symmetrical within the sidelobes due to the high transparency of the four notches in the passive shield surrounding the coded-mask and also to the absorption of the calibration devices (see text). Crosses indicate the sensitivity for each observation reported in this paper



**Fig. 3.** Collimation efficiency of the upper (hatched area) and lower (shaded area) collimators within their respective FOV. Computed theoretical collimation efficiency curves have been smoothed by a gaussian-shape function simulating the spectral resolution effect of the PSD. The bump around 80 keV is due to the increase of photoelectric absorption cross sections at the K-shell electron binding energy (88 keV for lead and 67 keV for tantalum)

point-source location accuracy is improved by such a break in the circular symmetry.

The SIGMA detector is sensitive to radiation in the energy range from 35 keV to 1.3 MeV. Nevertheless, the absorption efficiency of the passive shield seriously limits the energy range accessible to the present collimating system. The efficiency of a given collimator can be assessed by considering its transparency with regard to that of the passive shield surrounding it (Fig. 3).

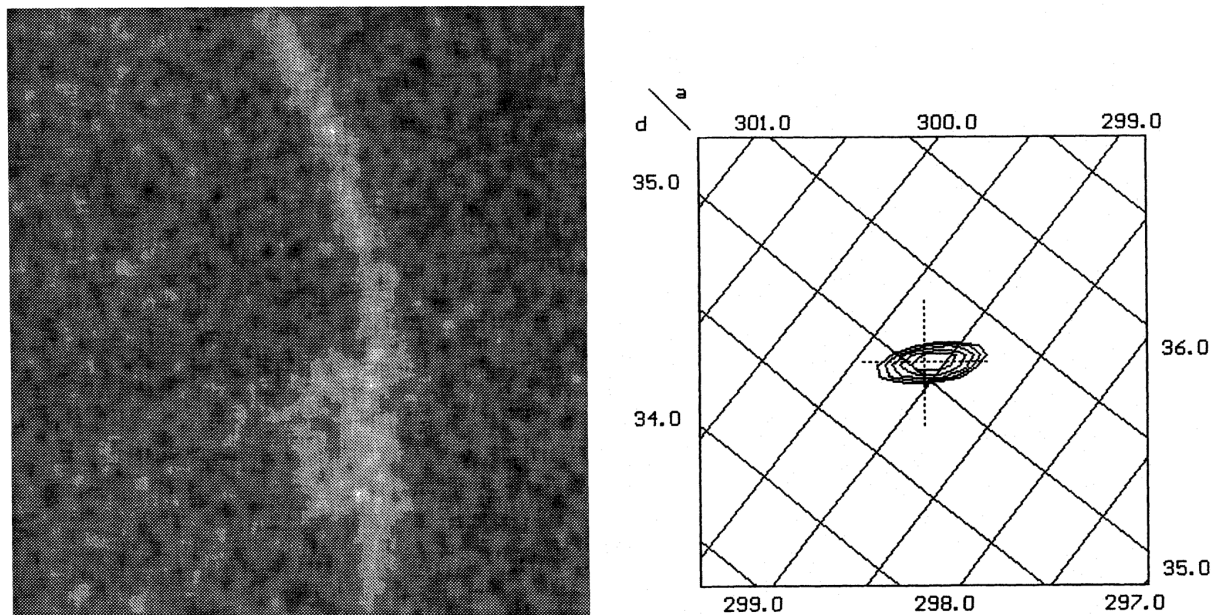
The upper collimator can produce high-resolution images in the 35–200 keV band but suffers from a low sensitivity. On the other hand, the lower one offers a much higher sensitive area up to 300 keV to the detriment of its angular resolution. Therefore, this system is well suited to perform spectral and temporal measurements of known sources.

### 3. Ground calibrations

Precise flux measurements of sources, observed through the two collimators, are not achievable solely on the basis of in-flight calibrations. A ground calibration campaign was carried out in summer 1992 on the spare model unit of the entire SIGMA telescope, mounted at the *Centre d'Etudes Spatiales des Rayonnements* in Toulouse.

The first task was to obtain precise measurements of the complex geometry of all the SIGMA elements involved in the

1994A&A...282..1034C



**Fig. 4.** Greyscale of the background corrected image (left panel) and contour plot of the deconvolved image (right panel) in the 74–120 keV band. Contour levels are in units of standard deviations ( $\sigma$ ) over the background mean, starting from  $43.2 \sigma$  and spaced by  $1 \sigma$ . A cross indicates the position of Cygnus X-1. The source is detected by the upper collimator with a S/N ratio of 48.2 for a total exposure of 74000 s (dead time corrected)

**Table 1.** Radius R (mm) and height H (mm) above the detector of each ring delimiting a shield interruption, and corresponding pointing off-set angle defining the FOV down to zero sensitivity

	Upper Collimator	Lower Collimator
Upper Ring	R = 403, H = 2487	R = 405, H = 910
Lower Ring	R = 405, H = 2385	R = 428, H = 831
Field Of View	4.9°–13.6°	15.4°–33.6°

images of sources seen through the collimators. Transparencies of the collimators and of the plastic scintillator mounted above the PSD (Paul et al. 1991) were estimated in the SIGMA energy range. A number of radioactive sources ( $^{241}\text{Am}$ ,  $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{113}\text{Sn}$ ,  $^{85}\text{Sr}$  and  $^{137}\text{Cs}$ ) and a detector consisting of a NaI disk (2.5 mm thick and 5 cm diameter) viewed by a single photomultiplier were used. The highest energy data points were used only to constrain the fit performed in the 35–300 keV energy range. Gamma-ray radiographies of each element of the calibrating device, intersecting the FOV of the lower collimator, have been performed at 60 keV ( $^{241}\text{Am}$ ) and 122 keV ( $^{57}\text{Co}$ ) energies with the spare model of the SIGMA PSD. These measurements were performed in a laboratory whose ceiling is 8 m from the ground, allowing a large distance between the source and the ceiling. Indeed, the backscattering becomes increasingly important as the source gets closer to the ceiling.

#### 4. Data analysis

##### 4.1. Modelling of arc structures

Denoting the thickness of the material  $m$  along the photon path from the source to the PSD by  $\tau_m(x, y)$ , the transparency map  $T_E(x, y)$  can be expressed for the energy  $E$  as follows:

$$T_E(x, y) = \frac{\exp\left(-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2(E)}\right)}{\sqrt{2\pi}\sigma(E)} * \exp\left(-\sum_m \mu_m(E) \cdot \tau_m(x, y)\right)$$

where  $\mu_m(E)$  is the linear attenuation for a given material  $m$  and  $*$  indicates the convolution operator. Each component of the passive shield, including the various structured pieces in which source photons can interact, has been taken into account in order to compute the  $\tau_m(x, y)$  maps to a sufficient accuracy. The plastic scintillator is treated as several layers whose absorbing power matches the calibration measurements. Since its energy threshold is greater than 250 keV, the CsI anticoincidence shield (Paul et al. 1991) is also considered as an absorbing material. Complicated components, such as the photomultipliers of the calibration devices and their electronics, have been represented by several layers with an average approximate composition matching the results of ground calibrations. The values of the linear attenuation of each material (lead, tantalum, tin, aluminium, carbon, stainless steel, plastic scintillator and cesium iodide) were taken from the compilation published by Hubbel (1969). The spectral resolution of the PSD, as derived from in-flight calibrations, has been taken into account in order to compute

the various linear attenuation coefficients  $\mu_m(E)$  within each spectral channel. The space resolution effect is simulated by a convolution with a gaussian-shaped function characterized by its standard deviation  $\sigma(E)$ . This parameter is regularly measured from bright source observations. Note, however, that the space resolution parameter is not critical since large scale motifs are projected on the PSD. The arc-shaped images projected by the lower collimator are virtually unaffected since the arc is much wider than the spatial resolution, and those projected by the upper one are affected only along one dimension.

#### 4.2. Spacecraft attitude effects

The pointing stability of the GRANAT spacecraft (of the order of 40 arc min. FWHM) is much less accurate than that required by the angular resolution of the SIGMA telescope. The 3-axis components of the spacecraft drifts are thus estimated every 4 seconds with an accuracy of about 10 arc sec. Corrections are then applied to the event position coordinates, as measured by the PSD, for each photon recorded within the detection area. Because of the cyclic nature of the mask (Fenimore & Cannon 1978), the correction process operates cyclically in order to avoid any loss at the periphery of the images. However, this process is adapted to sources in the fully-coded FOV (i.e. for which a full mask pattern is projected onto the detector plane). Such on-board corrections lead to quite complicated final images of the arc structures firstly because of their non-cyclical pattern, and secondly because the height of the collimators is different from that of the coded-mask. Therefore, it is necessary to take into account all the drifts of the spacecraft during a session and to simulate the on-board correction process. The spacecraft drifts can be separated into 2 components. The first component is a rotation about the pointing axis and the second one is a shift in the detector plane.

The rotation about the pointing axis is not corrected on-board as it is negligible for sources in the coded-mask FOV. However, it becomes more important as the source off-set angle increases. The effect of rotations about the pointing axis is simulated by convolving  $T_E(x, y)$ , the transparency map, with  $R(x, y)$  which represents the rotation-induced track of the projection of a point situated at the average height of a given collimator:

$$T_E^r(x, y) = T_E(x, y) * R(x, y)$$

Moreover, the shift corrections to apply to the source illuminating the lower collimator (roughly 3 times nearer the PSD than the mask) are very different from the on-board corrections. The arc structures produced by the lower collimator are thus shifted with regard to their original position at the beginning of a session due to the average shift correction. They are also spread out due to the dispersion of these corrections. Let  $D_{dx, dy}$  be the on-board correction operator for the shifts  $(dx, dy)$  in the detector plane, and let  $(dx', dy')$  be the corresponding recomputed shifts taking into account the source position and the average height of the

collimator. The final expression for the expected arc structure becomes:

$$T_E^s(x, y) = \sum_{dx, dy} D_{dx, dy} [T_E^r(x, y) * \delta(x - dx', y - dy')]$$

where  $\delta(x - x_0, y - y_0)$  is the Dirac function centered at  $(x_0, y_0)$ . The shift corrections to apply to the absorbing calibration device are roughly half of those for the lower collimator since it is nearer to the PSD.

#### 4.3. Flux measurement and position recovery

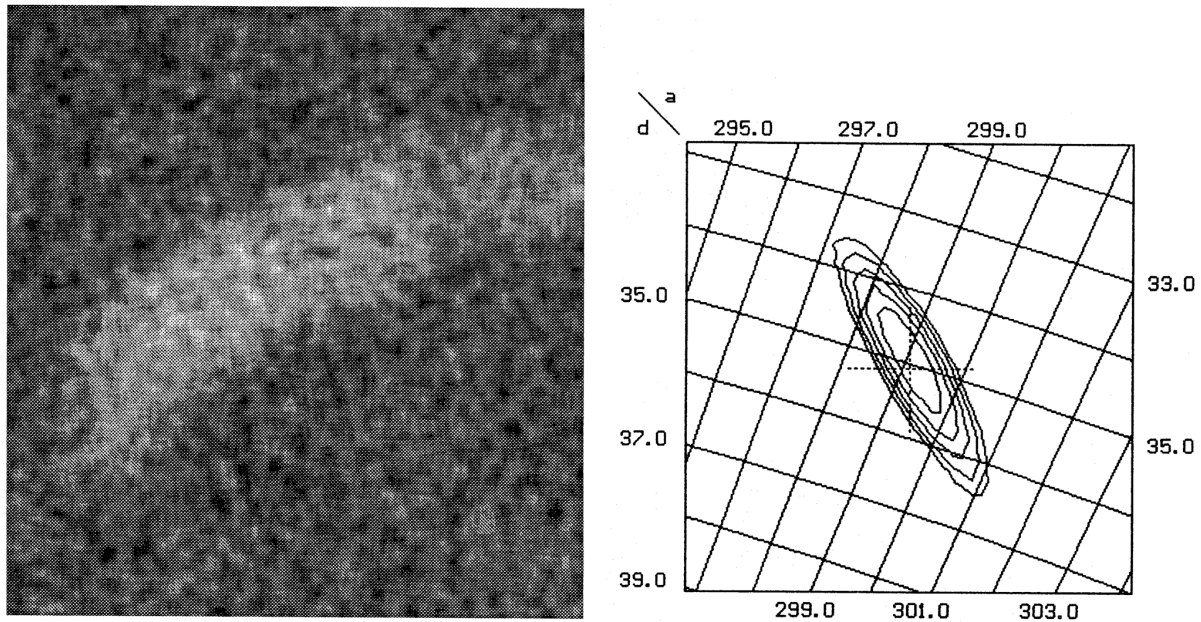
SIGMA images are first corrected from the PSD and background non-uniformities (Cordier 1992). They are then compared to the modelled arc using the standard least-squares method or, if the statistics follow a Poisson distribution, the maximum-likelihood method. The resulting observed spectrum is deconvolved with the instrumental energy response matrix. This response has been estimated in the 35–380 keV energy range using Monte-Carlo simulations. The same model described by Barret & Laurent (1991) for the detector and its housing, as well as the pyrex disc and the photomultipliers, was used. It was not possible to achieve an exact description of the two collimators as their precise geometry is too complicated for the Monte-Carlo code. This limitation is not important since almost all Compton scattering processes within this energy range occur in the detector block.

Denoting the transparency map for the position  $(\alpha, \delta)$  by  $T_E^{(\alpha, \delta)}(x, y)$ , another source position  $(\alpha + \Delta\alpha, \delta + \Delta\delta)$  yields a new transparency map  $T_E^{(\alpha + \Delta\alpha, \delta + \Delta\delta)}(x, y)$ . For small values of  $(\Delta\alpha, \Delta\delta)$ , the arc-shaped image is mainly translated by  $(\Delta x, \Delta y)$  with respect to  $T_E^{(\alpha, \delta)}(x, y)$ . A good estimate of  $T_E^{(\alpha + \Delta\alpha, \delta + \Delta\delta)}(x, y)$  is provided by  $T_E^{(\alpha, \delta)}(x - \Delta x, y - \Delta y)$ . Hence, the position recovery consists of finding the parameters  $(\Delta\alpha, \Delta\delta)$ , to be added to the guess position  $(\alpha, \delta)$ , which give the best comparison between the data and several  $T_E^s(x - \Delta x, y - \Delta y)$  maps. For an unknown source (such as a GRB or a hard X-ray nova), it is necessary to consider first an approximate position as derived by a less precise algorithm. Note that the spreading effect due to the dispersion of the on-board drift corrections becomes less and less important as the exposure time shortens. Targets such as GRBs, for which the position is important, have an advantage from this point of view: only the last current spacecraft attitude estimation is used by the correction process as long as the burst mode is triggered. For more persistent sources (e.g. hard X-ray novae), each sub-session is first corrected from the corresponding average shift before being added to the others. Therefore, the dispersion effect enlarging the arc width, and thus broadening the location error box for long exposures, is limited.

### 5. In-flight performance

#### 5.1. Images of bright sources

The point-source location accuracy for each collimator can be assessed from the observation of a bright source such as the



**Fig. 5.** Greyscale of the background corrected image (left panel) and contour plot of the deconvolved image (right panel) in the 74–120 keV band. Contour levels are in units of standard deviations ( $\sigma$ ) over the background mean, starting from  $51\sigma$  and spaced by  $1\sigma$ . A cross indicates the position of Cygnus X-1. The source is detected by the lower collimator with a S/N ratio of 56 for a total exposure of 62500 s (dead time corrected). The effect of the on-board drift corrections is visible at the bottom of the image. Due to the absorption by part of the calibrating device, the upper part of the arc is attenuated

black hole candidate Cygnus X-1.

During the 27 hours devoted to the observation of the Cygnus X-3 region on 1990 December 14, Cygnus X-1 was  $8.7^\circ$  away from the telescope pointing axis. It was thus outside the partially-coded FOV but visible through the upper interruption of the passive shield. The image recorded by the detector in the 74–120 keV band is shown in Fig. 4 where the arc projected by Cygnus X-1 is clearly visible. The most straightforward result that can be derived from the deconvolved image is a check of the point-source location accuracy: Cygnus X-1 is at 3.5 arc min. from the center of the 6 arc min.  $1\sigma$  error box.

The observations of Am Herculis performed by SIGMA on 1992 June 23 were drastically perturbed by Cygnus X-1 which illuminated the detector through the lower shield interruption with an off-set angle of about  $24^\circ$ . The arc interruption, due to the absorption by part of the calibration device, and the shift effect, due to the spacecraft drifts, are both visible on Fig. 5. The unadapted on-board image drift corrections is one of the most critical components involved in the image reconstruction process for this collimator. However, the good agreement between the known and reconstructed positions proves that the simulation of the on-board drift corrections works perfectly.

### 5.2. In-flight sensitivity

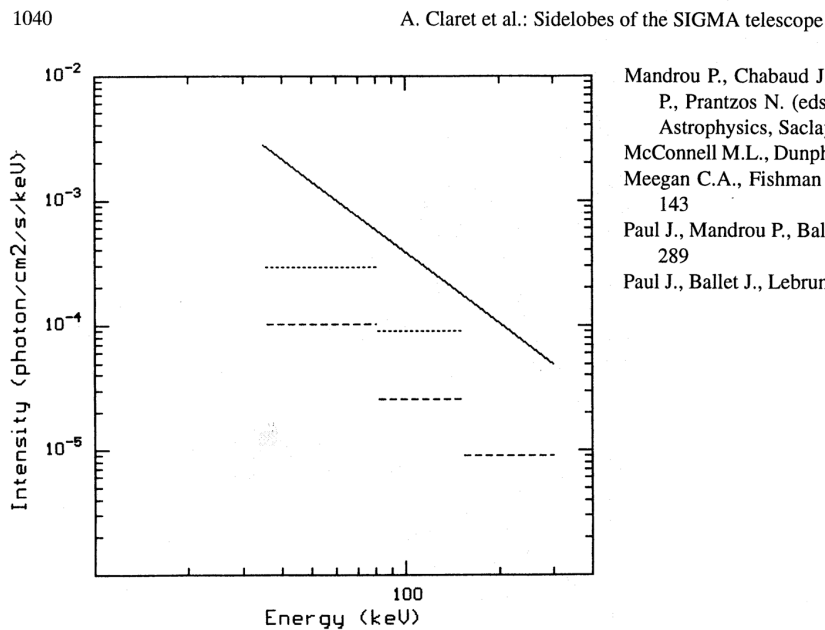
An estimate of the sensitivity of each collimator can be derived from the Crab Nebula observation data since it is the only sta-

ble source in the soft  $\gamma$ -ray domain. However, the sensitivity is inversely proportional to the square root of the arc area which varies strongly within the FOV of each collimator (see Fig. 2). Moreover, the sensitivity increases with the transparency which depends essentially on the source off-set angle. It is therefore more convenient to present the sensitivity of a collimator as derived from a particular observation of the Crab Nebula, and quote the sensitivity factor with respect to the best observing conditions for the collimator. A precise measurement of the spectral distribution of the PSD background (Leray et al. 1992) and the Crab Nebula spectrum measured by McConnell et al. (1987) have been used in order to derive the sensitivity as a function of energy. Figure 6 presents an estimate of the effective imaging sensitivity for the upper and lower collimators, using the Crab Nebula as a calibration source.

### 6. Conclusions

The results, already obtained from bright source observations, confirm the possibility of locating sources and analysing their spectra in the hard X-ray and soft  $\gamma$ -ray regime within the sidelobes of the SIGMA telescope. Up to now, no GRB has been observed through the coded-mask while 4 have already been detected through the lower collimator. Due to its relatively low sensitivity, statistical studies of the GRBs spatial distribution are not possible with this imaging system. However, localization with an accuracy of a fraction of degree, as well as light





**Fig. 6.** Sensitivity at the  $3\sigma$  level for a one day observation by the upper (dotted line) and lower (dashed line) collimator in 3 energy bands, as derived from the Crab Nebula observed with a respective sensitivity factor of 65% and 75%. The solid line is the Crab Nebula spectrum measured by McConnell et al. (1987)

curves and broad band spectroscopy, of GRBs observed within the sidelobes of the SIGMA telescope are of interest to the astronomical community. After more than 3 years of continuous successful in-orbit activities of the telescope, work is also in progress to analyse the numerous arc-shaped images of binary systems in the voluminous SIGMA data base. Such a study will yield a significant improvement in the light-curve sampling of these binary systems, a key element in understanding the mass transfer and accretion processes.

*Acknowledgements.* The authors are grateful to their colleagues of the *Centre d'Etudes Spatiales des Rayonnements* in Toulouse who have contributed in bringing into play the spare model of the SIGMA telescope. We especially acknowledge Didier Barret's contribution to the successful outcome of the ground calibration campaign and his unfailing support during this campaign.

## References

- Barret D., Laurent P., 1991, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A307, 512
- Cordier B., 1992, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VII
- Hubbel J.H., 1969, *Nat. Stand. Ref. Data. Ser., Nat. Bur. Stand (U.S.)*, 29
- Fenimore E.E., Cannon T.M., 1978, *App. Opt.* 17, 337
- Guerry A., Jouret M., Roques J.P., et al., 1986, *Adv. Space Res.* 6, No. 4, 103
- Leray J.P., Ballet J., Goldwurm A., et al., 1991, in: *Proc. 22<sup>nd</sup> Int. Cosmic Ray Conf.* 2, 495

- Mandrou P., Chabaud J.P., Ehanno M., et al., 1991, in: Durouchoux P., Prantzos N. (eds.) *Proc. Internat Symp. on Gamma-ray Line Astrophysics*, Saclay. AIP Conf. Proc. 232, New York, p. 492
- McConnell M.L., Dunphy P.P., Forrest D.J., et al., 1987, *ApJ.* 321, 543
- Meegan C.A., Fishman G.J., Wilson R.B., et al., 1992, *Nature*, 355, 143
- Paul J., Mandrou P., Ballet J., et al., 1991, *Adv. Space Res.* 11, No. 8, 289
- Paul J., Ballet J., Lebrun F., et al., 1993, *Adv. Space Res.*, in press

## 2.6.2 REX d'ISOCAM

### Télescope

L'observatoire ISO (*Infrared Space Observatory*) a été lancé avec succès depuis Kourou le 17 novembre 1995. Cet observatoire, dédié à l'étude des sources infrarouges, a fonctionné jusqu'au 9 avril 1998, date à laquelle les réserves d'hélium liquide servant à au refroidissement passif du plan focal ont été épuisées. La charge utile d'ISO se composait de 4 instruments : une caméra infrarouge (ISOCAM), un photomètre (ISOPHOT), un spectromètre grande longueur d'onde (ISOLWS) et un autre spectromètre petite longueur d'onde (ISOSWS). Dans ce qui suit, il ne sera question que du retour d'expérience de la caméra ISOCAM, opérant dans la gamme 2,5-17  $\mu\text{m}$  au moyen de deux détecteurs pixélisés 32×32 : la première voie courte longueur d'onde SW (2,5-5  $\mu\text{m}$ ) utilisant un détecteur InSb lu par un dispositif à injection de charges, la deuxième voie grande longueur d'onde LW (4-17  $\mu\text{m}$ ) utilisant un détecteur SiGa lu par dispositif à lecture directe.

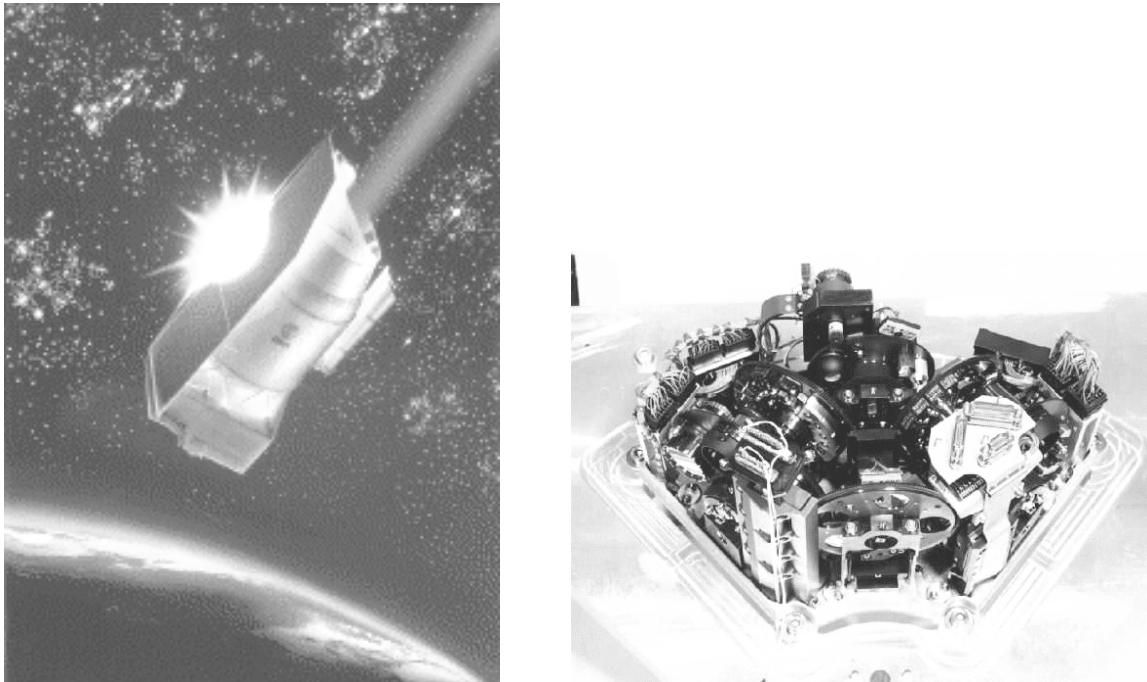


Figure 2.21 — Vue d'artiste du télescope spatial infrarouge ISO en orbite (à gauche) et caméra ISOCAM (à droite).

### Environnement spatial

ISO a été placé sur une orbite elliptique ayant une période 24 heures, avec un périégée à  $\sim 1\,000$  km, une apogée de  $\sim 70\,000$  km et une inclinaison de  $4^\circ$ . La partie basse de l'orbite faisait plonger le satellite dans les ceintures de radiations pendant  $\sim 8$  heures, durée pendant laquelle les instruments étaient coupés. La partie de l'orbite en dehors des ceintures laissait  $\sim 16$  heures d'observation utiles, soit environ 2/3 du temps pendant lequel le satellite demeurait exposé aux flux de rayons cosmiques et de particules solaires.

## Phénomènes inattendus, analyse et interprétation

Juste après mon embauche au CEA (1994), j'ai été affecté pendant quelques années à des tâches dites de service sur l'observatoire spatial infrarouge ISO, notamment l'élaboration du programme de calibration en vol de la caméra ISOCAM et le développement du système d'analyse de données du centre ISOCAM de Saclay [Starck, 1999]. En rapport avec les radiations, je me suis intéressé aux traces induites par le passage des particules cosmiques traversant les détecteurs (phénomène de *glitches* polluant les données) sous différents aspects que je résume ci-après.

### Méthodes de correction des glitches

Dans le cadre du développement du système d'analyse du centre de données ISOCAM, je me suis donc particulièrement intéressé aux méthodes de correction des *glitches*. J'ai d'abord constaté qu'il y avait différents types de *glitches* présents dans les images d'ISOCAM, ce que j'ai consigné dans la **publication 2-2 [Claret et al., 1999] insérée plus loin en page 217**, et à laquelle je renverrai le lecteur dans les paragraphes qui suivent. En me basant sur leurs caractéristiques temporelles, j'ai classé les *glitches* en 3 familles principales que j'ai baptisées type A, B et C, voir §V.A et Figures 6, 7 et 8 de la publication 2-2. J'ai d'abord constaté que les 3 types de *glitches* étaient présents dans les images de la voie grande longueur d'onde (détecteur LW opérant dans la gamme 4-17  $\mu\text{m}$ ), alors que seuls ceux de type B étaient présents dans les images de la voie courte longueur d'onde (détecteur SW opérant dans la gamme 2,5-5  $\mu\text{m}$ ), ce qui pouvait sembler curieux au premier abord. À l'évidence, les *glitches* de type C étaient les plus pénalisants du fait qu'ils affectaient le gain d'un pixel pendant plus longtemps que les autres types de *glitches*. Parfois, on pouvait même observer une sorte d'oscillation du gain autour de sa valeur nominale. Bien sûr, on pouvait isoler la période concernée et ne pas prendre en compte le pixel pendant toute cette période (technique de masquage de données polluées). Mais ce faisant, on sacrifie la sensibilité, et ce d'autant plus pour les *glitches* de type B et C qui laissent une trace rémanente dans plusieurs images consécutives. J'ai alors cherché s'il n'y avait pas un moyen de corriger le pixel impacté de l'évolution de son gain. Pour ce faire, il m'a d'abord fallu comprendre d'où pouvaient venir les caractéristiques temporelles des différents *glitches*, avec l'espoir que l'évolution du gain puisse être contrainte par un paramètre quelconque, ceci afin de la rendre modélisable et permettre de corriger le pixel de l'évolution de son gain plutôt que de le masquer. L'interprétation des propriétés temporelles des *glitches* repose sur des phénomènes de création et collection de charges, voir §V.B et Figure 9 de la publication 2-2. Cette interprétation permettait d'expliquer pourquoi les *glitches* du détecteur SW étaient tous du type B (voir plus haut). Cette interprétation a aussi permis de montrer qu'il était en fait impossible de modéliser les variations de gain associées aux pixels « glitchés » (type C), que toute tentative de récupérer le signal bruité était vaine et donc qu'on devait se contenter de masquer le signal bruité.

J'ai donc travaillé, en collaboration avec Jean-Luc Starck (CEA), à l'amélioration des méthodes de correction de *glitches* basées sur le principe de masquage des pixels bruités. Ces méthodes se distinguent les unes des autres de par le critère d'identification d'un glitch : critère temporel, critère

spatial, critère combiné à partir des deux précédents, ou bien encore critère basé sur la décomposition en ondelettes, voir §VI et Figures 10, 11 et 12 de la publication 2-2.

#### Importance des particules secondaires

Je me suis aussi intéressé à la réévaluation du taux d'occurrence des *glitches* dans la mesure où le taux réellement observé en vol, était supérieur de l'ordre d'un facteur 2 à celui qui avait été estimé lors des phases de conception d'ISOCAM. C'était très préoccupant, car même si un simple facteur 2 peut paraître modéré au premier abord, il s'est avéré que les méthodes de soustraction de *glitches* étaient toutes inopérantes dès lors que les temps d'intégration des images élémentaires dépassaient 10 s, ce qui n'était pas prévu avant le lancement. D'ailleurs, la méthode simplifiée estimant le taux de pollution de données donnait un taux attendu voisin de 2-3% (hors particules secondaires) alors qu'il semblait plus proche de 10% dans les données de vol. Dès lors, les niveaux de sensibilité requis pour l'observation de certaines sources assez faibles, et réclamant des temps d'intégration élémentaires de 20 s, n'étaient pas atteints en vol. Quelques programmes d'observation de sources faibles, situées à la limite de sensibilité telle qu'elle était calculée avant le lancement, sont ainsi passés à la trappe, d'où encore une fois l'importance de bien prendre en compte tous ces aspects pendant les phases de conception.

Dans un premier temps, je me suis contenté de mentionner cette observation dans la publication 2-2 évoquée au paragraphe précédent. L'écart, entre la valeur prédite et la valeur mesurée en vol du taux d'occurrence de *glitches* a alors retenu la plus grande attention de la part de la NASA qui développait alors le projet de télescope infrarouge Spitzer<sup>29</sup>, ce qui m'a valu d'être convoqué à une réunion de crise regroupant les spécialistes de la NASA sur les effets des radiations spatiales à l'occasion du congrès NSREC de 1999. Ils voulaient en savoir plus à propos du taux d'occurrence des *glitches* car ils souhaitaient en mesurer l'impact sur leur projet Spitzer. J'avoue que l'inquiétude qu'ils ont manifesté à ce propos m'a beaucoup motivé à interpréter l'écart entre le taux d'occurrence prédit et celui mesuré en vol, interprétation que j'ai consignée dans la **publication 2-3 [Claret et al., 2002] insérée plus loin en page 227**, et à laquelle je renverrai le lecteur dans la suite. Dans ce travail, j'ai entamé la réévaluation de toutes les contributions au taux d'occurrence des *glitches*, à commencer par celle provenant du traitement antireflet des lentilles (revêtement à base de Thorium 232 radioactif) placées juste au-dessus des détecteurs d'ISOCAM, mais cela ne suffisait pas. La réévaluation du nombre d'impacts directs, revus un petit peu à la hausse, à partir des données du télescope KET à bord de la sonde ULYSSES ne permettait pas non plus d'expliquer la différence. Une seule explication semblait tenir la route : la contribution des particules secondaires qui étaient générées dans les matériaux environnant les détecteurs, voir §3 et Table I de la publication 2-3. Je me suis alors appuyé sur des simulations Monte-Carlo pour démontrer que cette contribution était effectivement comparable à celle des particules primaires, ce que l'on ne savait

---

<sup>29</sup> À l'époque le projet s'appelait SIRTf (*Space InfraRed Telescope Facility*).

pas avant le lancement d'ISO et avait conduit à la sous-estimation du taux d'occurrence des *glitches*. Le lecteur avide de plus de détails est renvoyé aux §4, 5 et 6 de la publication 2-3. Pour finir, je mentionnerai que même si cette publication ne traitait pas de la découverte d'un phénomène physique nouveau, le résultat de ce travail a eu un fort impact dans la communauté puisque c'était la première fois que l'impact de ce phénomène était réellement mesuré.

#### Variations du courant d'obscurité

Un autre phénomène inattendu concernait les variations brusques du courant d'obscurité d'ISOCAM en corrélation avec le flux d'électrons ambiants, alors que le satellite ISO entamait sa période de désactivation des instruments juste avant de plonger au cœur des ceintures de radiations. Ce phénomène est rapporté dans la **publication 2-4 [Claret et al., 2007] insérée plus loin en page 247**, et à laquelle je renverrai le lecteur dans le paragraphe qui suit.

La corrélation observée, visible sur la Figure 4 de la publication 2-4, ne concernait que les électrons de la gamme 2-4 MeV enregistrés par le satellite météo GOES-9 évoluant en orbite géostationnaire (c'est-à-dire proche de la limite externe des ceintures de radiations), et pas ceux de la gamme supérieure en énergie. Cela pouvait sembler curieux au premier abord, car si les électrons piégés étaient impliqués dans ce phénomène, on s'attendrait à ce que la corrélation soit plus marquée avec ceux de plus haute énergie qui peuvent traverser le blindage environnant plus facilement. Etant donné que les variations de courant d'obscurité ne se produisaient qu'à l'issue d'une période d'observation ayant duré environ 16 heures consécutives, les observations d'ISOCAM n'en souffraient pas trop, si ce n'est quelques-unes d'entre elles qui réclamaient un niveau de bruit le plus bas possible. Du point de vue de l'exploitation des données d'ISOCAM, on pouvait donc remettre à plus tard l'interprétation de ce phénomène, jusqu'à ce qu'il soit potentiellement pénalisant pour un projet futur. C'est exactement ce qui s'est passé jusqu'à ce que l'industriel chargé de la phase 0 du projet DUNE n'envisage de le placer sur une orbite géostationnaire pour satisfaire des exigences liées à l'équilibre thermique et au bilan de liaison bord sol. Ma crainte était en effet que DUNE subisse le même phénomène qu'ISOCAM, au détail près tout de même qu'ISOCAM le subissait juste avant de couper les détecteurs au moment de l'entrée dans les ceintures, alors que perché sur son orbite géostationnaire, DUNE l'aurait subit en permanence (voir à ce propos l'anecdote racontée au §2.2.4-Évaluation du taux de pollution des données). À l'époque, je ne comprenais pas comment les électrons ambiants de la ceinture externe de la gamme 2-4 MeV pouvaient avoir un impact sur les détecteurs d'ISOCAM enfouis sous un blindage équivalent en moyenne à ~2,5 cm d'aluminium, ceci grâce à l'énorme réservoir d'hélium assurant le refroidissement passif des détecteurs. À l'instar de mes travaux précédents sur les fuites du blindage du télescope SIGMA, j'ai donc entrepris d'examiner de plus près l'analyse sectorielle du satellite ISO. Je me suis aperçu qu'on pouvait y trouver des zones de fuites qui, en offrant une épaisseur d'aluminium équivalent limitée à ~9 mm, permettaient aux électrons d'énergie > 4 MeV de traverser le blindage et d'atteindre les détecteurs (voir Figure 5 de la publication 2-4). Néanmoins, on ne

pouvait ainsi rendre compte que de quelques dizaines de *glitches/s* supplémentaires tout au plus, en nombre insuffisant pour expliquer l'élévation du courant d'obscurité affectant l'ensemble du détecteur (voir §IV.A de la publication 2-4). De plus, on se serait attendu à ce que la corrélation observée avec les flux d'électrons ambiants soit encore plus flagrante avec les plus énergétiques d'entre eux (bande d'énergie > 4 MeV de GOES-9), ce qui n'était pas le cas. Il n'était pas vraiment permis d'invoquer l'existence d'une population d'électrons énergétiques au-delà des 7 MeV du modèle d'environnement AE8 (§1.5.3), bien que cette population ait déjà été suspectée d'exister<sup>30</sup>. Il convenait aussi d'éliminer l'hypothèse que les données enregistrées par GOES-9 étaient polluées par l'activité solaire. En effet, lors des événements solaires, les protons énergétiques émis peuvent donner lieu à des détections parasites dans les voies électrons des moniteurs de particules. En collaboration avec mes collègues Sébastien Bourdarie et Daniel Boscher de l'ONERA, j'ai pu vérifier que le Soleil n'avait pas donné lieu à des éruptions répertoriées en coïncidence avec les pics de courant d'obscurité d'ISOCAM (voir §IV.B de la publication 2-4). Je me suis convaincu que les pics de courant d'obscurité étaient bien en coïncidence avec des pics d'électrons piégés, et non pas de protons solaires, en m'appuyant sur la base de données IPSAT<sup>31</sup> développée par l'ONERA. La base de données IPSAT regroupe en effet les données de nombreux moniteurs de particules ayant volé sur de nombreux satellites et les données qu'elle contient sont corrigées de toutes formes d'effets parasites. Un seul scénario demeurerait alors plausible, voir §IV.C de la publication 2-4 : le freinage des électrons ambiants dans le blindage environnant engendre des photons gamma (Bremsstrahlung) qui illuminent le détecteur et augment le niveau du courant d'obscurité. En se reportant à la Figure 2.1 montrant les diverses contributions à la dose, on note en effet que la contribution des photons issus du freinage des électrons est loin d'être négligeable. En se rappelant d'une part que l'efficacité du rayonnement Bremsstrahlung augmente avec l'énergie et d'autre part que le spectre des électrons piégés s'effondre un peu avant 7 MeV (Figure 1.79 pour l'orbite GEO), on peut dès lors concevoir que le maximum d'efficacité se rencontre dans la gamme 2-4 MeV. Restait à le quantifier par le biais de simulations Monte-Carlo, illustrées sur la Figure 7 de la publication 2-4. Pour finir, je précise que les variations de flux d'électrons enregistrées par le satellite GOES-9 sont provoquées par des tempêtes magnétiques (§1.7.1), et que les variations de flux d'électrons qu'elles engendrent suffisent à rendre compte d'un nombre suffisant de photons gamma illuminant les détecteurs d'ISOCAM, en rapport direct avec les augmentations des niveaux de courant d'obscurité. J'ai ainsi démontré expérimentalement que les tempêtes magnétiques peuvent avoir une influence sur les niveaux de courant d'obscurité des détecteurs placés en orbite géostationnaire.

---

<sup>30</sup> Communication privée de Robert Ecoffet (CNES).

<sup>31</sup> IPSAT est accessible à l'adresse <http://www.onecert.fr/craterre/home.html>

## Applications

ISOCAM n'était pas le seul instrument à bord d'ISO à avoir observé des différences entre les prédictions faites avant lancement et les mesures en vol. En dehors de la mésaventure de l'instrument ISOLWS relatée dans la note 24 page 187, les problèmes rencontrés pour corriger les *glitches* étaient plus importants que prévu. C'est d'ailleurs ce qui a motivé les équipes instrumentales des 4 instruments d'ISO à se réunir régulièrement autour de ce sujet. Notre groupe de travail avait été baptisé GWG (*Glitch Working Group*). Au final, un rapport de 50 pages a été rédigé collectivement et remis à l'ESA [GWG, 2001]. Ce rapport rassemble toutes les observations des effets radiatifs observés sur tous les instruments d'ISO, et traite en particulier des difficultés rencontrées dans l'analyse des données. Il préconise aussi certaines recommandations vis à vis des projets futurs et il a d'ailleurs été utilisé dans les phases d'études du projet HERSCHEL, en particulier pour le photomètre PACS. Cette démarche consistant à archiver les observations en vue de leur utilisation pour des projets futurs n'est pas étrangère à mon désir de créer la Cellule Radiations Spatiales de l'Irfu (voir chapitre 3).

L'interprétation d'un taux de *glitches* supérieur à celui attendu, qui est rapportée dans la publication 2-2 [Claret, 1999] et la publication 2-3 [Claret, 2002], a servi à la NASA dans le cadre de son projet de télescope spatial Spitzer, ainsi qu'à l'ESA dans le cadre de son projet de télescope spatial HERSCHEL. J'ai bien évidemment pris en compte la contribution des impacts secondaires pour estimer le taux de *glitches* attendus pour les bolomètres PACS de la mission HERSCHEL [Horeau, 2006] et les premières mesures en vol [Billot, 2010] se sont avérées conformes à mes prédictions. La revisite des différentes contributions au taux de *glitches* enregistrés par ISOCAM m'ayant aussi conduit à quantifier précisément la pollution induite par le revêtement antireflet des lentilles, j'ai pu réutiliser ces informations pour évaluer la pollution induite par le traitement antireflet similaire déposé sur les miroirs du projet JWST/MIRI.

Quant à l'interprétation des variations des niveaux de courant d'obscurité qui est rapportée dans la publication 2-4 [Claret, 2007], elle a été utilisée dans le cadre des phases d'études du projet EUCLID/DUNE (voir §2.2.4-Évaluation du taux de pollution des données).

## **Publication 2-2**

**« Transient particle effects on the ISOCAM instrument on-board the Infrared Space Observatory »**

**Claret A. et al. (1999), IEEE Trans. on Nucl. Sci., vol. 46, no. 6, pp. 1511-1518**



## Transient Particle Effects on the ISOCAM Instrument On-Board the Infrared Space Observatory<sup>1</sup>

A. Claret, H. Dzitko and J.J. Engelmann

CEA/Saclay, Service d'Astrophysique, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

### Abstract

One of the main limitations to the sensitivity of the infrared camera ISOCAM on-board the Infrared Space Observatory (ISO) comes from responsivity variations and glitches caused by the impacts of charged particles in photo-detectors. An international glitch working group has been created in order to centralize information about these phenomena and prepare for future space experiments. Results about ISOCAM glitches are presented here. The predicted glitch rate has been re-evaluated and compared to in-flight measurements. The study of temporal and spatial properties of glitches has led to a classification into 3 distinct families. These families are related to the linear energy transfer (LET) of charged particles interacting with the detectors.

### I. INTRODUCTION

Study of the glitch phenomena requires detailed knowledge of the cosmic ray environment, trapped electron and proton fluxes, and other space environmental parameters. An international glitch working group (GWG) has been created in order to provide information on the radiation environment of the Infrared Space Observatory (ISO) orbit during the mission to date (1995-1998). Analysis of glitch effects in the four ISO [1] instruments (ISOCAM camera, ISOPHOT photometer, ISOLWS long wave spectrometer, and ISOSWS short wave spectrometer) is of great interest to prepare next space experiments. Since ISOCAM [2] is the only instrument on board ISO which provides both spatial and temporal information, it is the most helpful instrument.

The ISOCAM sensitivity is limited by responsivity variations and glitches caused by impacts of charged particles. But one has to keep in mind that there are two separate problems: (a) the response variation after the perigee passage due to the high radiation dose coming from trapped particles in the van Allen belts, and (b) the glitches due to the impact of single particle from galactic cosmic rays (GCRs) along the scientific part of the orbit, i.e. outside the van Allen belts (see Figure 1). Concerning the first problem (a), the relation between the detector dark current and the space weather has already been addressed in [3]. Concerning the second problem (b), we propose to review in this paper the transient particle effects on the detector.

A brief description of ISOCAM is given in Section II. The ISO radiation environment, as well as measurements

performed on the ground before launch, are addressed in Section III. Glitch rate prediction and measurement are compared in Section IV. Glitch properties are described and interpreted in terms of linear energy transfer in Section V. Removal methods are addressed in Section VI. Finally, ongoing work performed by the GWG is presented in Section VII.

### II. ISOCAM CAMERA

The ISOCAM infrared camera is one of the four instruments on board ISO which was launched on November 17, 1995. Developed by the French Service d'Astrophysique of CEA/Saclay, ISOCAM was operated successfully until April 9, 1998, operating more than 28 months instead of the required 18 months. ISOCAM was designed to operate in the 2.5-17  $\mu\text{m}$  range with two 32\_32 detectors: (a) a short wavelength (SW, 2.5-5  $\mu\text{m}$ ) sensor using an InSb detector and a charge injection device readout method, and (b) a long wavelength (LW, 4-17  $\mu\text{m}$ ) sensor using a SiGa detector and a direct readout circuit. The active zone of SW pixels is very thin (less than 10  $\mu\text{m}$ ), so that it has a low susceptibility to radiation effects. The SW susceptibility was measured to be very low and SW glitches are thus not addressed in this paper. The LW detector has a 100  $\mu\text{m}$  pitch and a thickness of 500  $\mu\text{m}$  leading to a higher susceptibility to radiation effects. On each channel, there are two wheels, one wheel holds four lenses, allowing four pixel field of view (1.5, 3, 6 and 12 arcsec/pixel); the other holds 10 to 11 fixed filters and one (SW) or two (LW) continuous variable filters, with a maximum spectral resolution  $\lambda/\Delta\lambda$  of better than 35 (see Figure 2). Several integration times are available (0.28, 2.1, 5.04, 10.08 and 20.16 s). All other details about ISOCAM characteristics and performance can be found in [2].

### III. ISO RADIATION ENVIRONMENT

#### A. ISO Orbit

ISO was operated in a highly elliptical 24 hour orbit with a perigee at 1000 km and an apogee at 70,500 km (see Figure 1). The lowest part of the orbit lies inside the Earth's van Allen belts. Inside the belts, the majority of ISO's detectors are scientifically unusable due to effects caused by the proton and the electron impacts. Outside the radiation belts (roughly 16 hours), the spacecraft is directly exposed to GCRs (see Figure 3). GCRs are composed of 87% protons, 12% alphas, and 1% heavier nuclei. Occasional solar particle

<sup>1</sup> Send reprint request to aclaret@cea.fr

events such as the November 1997 event produced additional protons and heavier nuclei (see Figure 4). Recorded images were not usable during this event. A shield cannot stop the major part of GCRs since its differential spectrum is peaked at about 500 MeV/nucleon.

### B. Ground Measurements

Before the ISO launch, extensive radiation tests were performed on the ISOCAM infrared detector array [4]. Low (0.1 rad/h) and high dose rate (117 rad/h) tests were performed with  $^{137}\text{Cs}$  sources (the total dose expected to be seen during the mission was about 1.5 krad). From these tests, the conversion factor for  $\gamma$ -rays was estimated to be  $\sim 0.3$  mV/keV (the mean energy deposited was about 45 keV per pixel and the mean signal amplitude 14 mV). Tests performed with 200 MeV protons lead to a conversion factor of 0.15 mV/keV (mean energy deposited about 410 keV and signal amplitude 60 mV) showing that the glitch amplitude is not linearly related to the energy lost by the incoming particles. Tests with Ar beam of 70 MeV/nucleon were also made to investigate the behavior of LW detector in presence of high LET particles. The results of these tests are shown in [4].

## IV. GLITCH RATE

### A. Predicted Glitch Rate

Main ideas and results about the predicted glitch rate are presented in this section. The reader is referred to [5] for details about the computation of glitch rate. Along the ISO orbit, the perturbations come from cosmic rays and trapped particles in the van Allen belts. Their fluxes are defined within a factor 2, depending on the solar activity. Primary particles passing through the surrounding materials also produce about 50% of additional events, either by nuclear reactions or  $\delta$ -ray<sup>2</sup> emissions. The number of direct impacts is based on new measurements by the KET (Kinetic Electron Telescope) on board of the Ulysses spacecraft (Oct-1997 and Feb-1998, when it was close to the ecliptic plane):

- 0.36 s<sup>-1</sup> of direct impacts due to galactic cosmic ray protons and alphas,
- 0.29 s<sup>-1</sup> of secondary particles and  $\delta$ -rays from materials near the detector and activated by cosmic particles (contribution is  $\sim 80\%$  of direct impacts),
- Additional contribution from activated materials in the body of spacecraft.

In addition to these external particles, the anti-reflection coating of lenses contains  $^{232}\text{Th}$ , which generates a flux of low energy  $\alpha$ -particles. The  $\alpha$ -particle flux depends on the solid

angle of the lens viewed from the array, and is maximum for the 12 arcsec/pixel lens:

- 0.35 s<sup>-1</sup> from the 12 arcsec/pixel lens,
- 0.16 s<sup>-1</sup> from the 6 arcsec/pixel lens,
- 0.02 s<sup>-1</sup> from the 3 arcsec/pixel lens,
- 2.10<sup>-3</sup> s<sup>-1</sup> from the 1.5 arcsec/pixel lens.

Neither the electro-magnetic showers, nor the secondary particles from the body of spacecraft have been taken into account here. These last contributions are more difficult to derive and require Monte-Carlo simulations. It is very likely that a few tenths of glitch/s might be added. Based on the above numbers, the latest estimation of glitch rate is given in Table 1. The contribution of secondary particles and  $\delta$ -rays has been taken equal to 80% of direct contribution. The contribution of secondary particles was estimated with analytic calculation. The error on the contributions of secondary particles and  $\delta$ -rays is assessed to be about a factor 2. These results should be taken only as orders of magnitude.

Table 1

Predicted glitch rates (s<sup>-1</sup>unit) depending on the pixel field of view.

Lens (arcsec/pixel)	1.5 <sup>3</sup>	3	6	12 <sup>4</sup>
Primary GCRs	0.36			
Secondary particles and $\delta$ -rays	0.29			
$\alpha$ -particles produced by $^{232}\text{Th}$	0.002	0.02	0.16	0.35
<b>TOTAL</b>	<b>0.65</b>	<b>0.67</b>	<b>0.81</b>	<b>1.0</b>

### B. Comparison with In-Flight Measurements

Some key numbers about ISOCAM glitches, deduced from in-flight measurements, are:

- Average glitch rate = 1 glitch/s (for observations with 6 arcsec/pixel lens, see Table [1]),
- Average number of hit pixels = 8 pixels/glitch.

These numbers are mean values and correspond to what should be observed during a standard ISOCAM observation. The glitch occurrence follows Poisson statistics but depends also on the space weather. The glitch rate and/or number of hit pixels are of course orbital position and solar activity dependent (see Figures 4 and 5).

These numbers have been derived from algorithms, which are used to remove glitch effects in ISOCAM data [6]. These algorithms detect a glitch as a different temporal profile or/and spatial pattern than the expected signal (astronomical background + source + dark current + memory effect). This implies that they do not detect glitches separately (two or more glitches can be considered as a single one, and also several high value pixels can be considered as many different glitches whereas they belong to the same one). Thus, these

<sup>2</sup>  $\delta$ -rays are electrons emitted along the track of particles with sub-relativistic velocity.  $\delta$ -ray emission is proportional to  $Z^2$  of the incoming particle.

<sup>3</sup> Contribution of 1.5 arcsec/pixel is completely negligible.

<sup>4</sup> The 12 arcsec/pixel lens was used for very few observations.

algorithms cannot be used to derive properties of individual glitches, such as the actual duration, number of hit pixels, rising time, and so on. Nevertheless, some effects can compensate each other and the above numbers can be considered as representative. Moreover, in order to derive the number of hit pixels per glitch, only images of 2.1 s were considered so that no more than 2 glitches were in the images. Nearly all glitches are then spatially separated. Several thousands of images were used to derive glitch statistics.

### C. Sensitivity Loss

Considering only the number of masked pixels, a rule of thumb is 2% loss for 2.1 s images, 5% loss for 5.04 s images, 10% loss for 10.08 s images. For 20 s images, it appears that it is very difficult to deglitch data due to the high number of glitches per image. For this reason, ISOCAM operators were advised to avoid using 20 s integration time. For 0.28 s images, one could expect less than 1 glitch per image, but since 4 images are co-added on board before being downlinked, there is around 1 glitch per image, corresponding to a sensitivity loss of 1%.

The actual sensitivity loss is higher than the above values due to glitch tails (a glitch can affect several images). The electronic gain may also be affected by particle impacts, which would complicate the temporal profile of glitches. It is very difficult to assess the global sensitivity loss due to glitches, especially if one considers the robustness of algorithms for faint source detection (masking all high value pixels is not a good solution since part of astronomical source signal may be lost).

## V. GLITCH PROPERTIES

### A. Overview of Glitch Families

A glitch is the result of an energy deposit from charged particles in ISOCAM detectors. This energy deposit is spatially localized (see Figure 3) and it takes a limited period of time for the detector to recover from it. A glitch can thus be detected by using spatial and/or temporal criteria (see Section VI). Spatial and temporal properties of glitches depend on the origin of the incident particle. Glitches can be divided into three families based on their temporal profile. Temporal families defined for LW detector are given below:

- Type-A, common glitches (see Figure 6),
- Type-B, faders where the pixel value decreases slowly until a stabilized value is reached (see Figure 7),
- Type-C, dippers where the pixel value decreases first below the stabilized value, and then increases slowly until the stabilized value is reached (see Figure 8).

A library containing the most common glitches, as well as other interesting glitches for illustration purposes, was built. This library is accessible to the community [7]. Some other families could be considered taking into account the origin of

the glitch impact (proton, electron, heavy ion, ...). Some glitches display some extensions or a curved shape (see Figure 3) depending on the nature and energy of incident particles. Note also that there are probably low level glitches, much more difficult to detect, but nevertheless affecting the detector noise. Just before or after the end of the scientific window, glitches induced by electrons are more numerous and the glitch distribution is slightly different than the standard one (see Figure 5). In the same way, the glitch rate was very high during the solar particle event of revolution 722 (see Figure 4 and [8] for more details).

### B. Interpretation of Glitch Properties

Spatial properties of glitches can be easily understood by considering the angle of incidence  $\theta$  of incoming particles. For isotropic incident particles ( $-90^\circ < \theta < +90^\circ$ ), the average length of glitch can be assessed by considering only the geometry of the detector. Isotropic galactic particles are then supposed to induce glitches with an average extension of 8 pixels in LW detector (see [5] for computation). Longer glitches are obtained when  $\theta$  is close to  $0^\circ$ . On the contrary, particles hitting the detector with a normal incidence ( $\theta=90^\circ$ ) produce short glitches (1-2 pixels per glitch, rather than a streak). This is the case for  $\alpha$ -particles coming from the radioactive anti-reflection coating of lenses.

Families described above are based on the temporal profile of the glitches. The temporal profile is related to the LET of charged particles interacting with the detectors. The LET depends on the energy of the incident particle and also on its atomic number (proportional to  $Z^2$ ). The associated current can be divided in two components: (a) the primary current instantaneously generated and directly associated with the transport of the carriers (free electron-hole pairs) and (b) the secondary current (exponential decay) corresponding to the dielectric relaxation of the detector. When the LET is small (i.e. when the secondary current is short), the amplitude of the exponential decay is small and the associated decay constant is too rapid to be observed within the detector integration period. This leads to a Type-A glitch. When the LET is higher (i.e. when the secondary current is longer), the dielectric relaxation of the detector takes a longer time and the exponential decay can be sampled, leading to a Type-B glitch. When the LET is even higher, the detector retains a higher net positive or negative charge after the primary current is over. The electric field can then be modified by this amount of charges, leading to some temporary negative currents, typical of Type-C glitches (see Figure 9). We expect that Type-A glitches are induced by and galactic protons and electrons, whereas Type-B glitches are induced by light galactic ions. Type-C glitches would be induced by particles providing higher LET such as heavy galactic ions.

## VI. GLITCH REMOVAL METHODS

Due to the high energy of the GCRs, it is impossible to prevent glitch apparition with a passive shield around the

detector. It is thus necessary to develop glitch removal methods in order to get rid of them. It is important to have clear ideas about the various origins and profiles of glitches in order to be able to remove them. Several methods for glitch removal have been developed. Best current methods use the multi-resolution median transform and the pattern recognition.

Glitches can be recognized by the eye and pixels masked manually. This method is robust but of course very time consuming. It can be used as a second run after an automatic method.

### A. Temporal Criterion

Let  $m$  and  $\sigma$  be the mean and standard deviation for each pixel value  $v(t)$ . The temporal criterion is: if  $|v(t)-m| > k\sigma$  then the pixel is considered as a glitch and is masked. This method is simple but not robust. The mean value is indeed biased due to glitch tail and also transient behavior of the detector [6]. The long-term transient response of infrared photo-detector after changes in photon flux levels is a well-known characteristic. This memory effect can be described as an instantaneous step to 60% of the flux step, followed by a long variation for the remaining 40% (roughly exponential with a time constant inversely proportional to the incident flux level). The above temporal criterion is thus not well adapted for such variable signals.

### B. Spatial and Temporal Criterion

Let  $cube(x,y,t)$  be a set of pixelized  $(x,y)$  images, recorded at different times  $t$ . Let  $\Delta cube(x,y,t) = cube(x,y,t) - cube(x,y,t-1)$ ,  $m(t)$  and  $\sigma(t)$  be the mean and standard deviation for each frame of  $\Delta cube$ ,  $m = median(m(t))$  and  $\sigma = median(\sigma(t))$ . The spatial and temporal criterion is: if  $\Delta cube(x,y,t) > m + k\sigma$  then the pixel is considered as a glitch and is masked. This method is relatively efficient for data affected by source memory effects, but it is not efficient for long glitches (Type-B or C) or for successive glitches in a short period of time.

### C. Multi-resolution Median Transform

As the glitch structures can have different sizes, we need a multi-resolution tool in order to perform efficient automatic detection. The idea developed here is the following: as we observe the same position in the sky during  $N$  exposures, we cannot have any structure in the signal which has a temporal size less than  $N \cdot T_{int}$  ( $T_{int}$  being the exposure time of a single frame,  $N \cdot T_{int}$  being the temporal size of structure of the astronomical source or background due to memory effects). It means that all the significant structures (i.e. not due to the noise) at small temporal scales (i.e. less than  $N \cdot T_{int}$ ) are due to glitches. The multi-resolution median transform (MMT) consists of a series of smoothing of the input image, with successively broader kernels. Each successive smoothing provides a new resolution scale. The multi-resolution coefficient values constructed from differencing images at successive resolution scales, are not necessarily of zero mean, and so the potential artifact-creation difficulties related to this

aspect of wavelet transforms do not arise. See [6] for more details about the MMT, and [9] for a full description of this deglitching method.

Figure 10 shows the results of such a treatment. Figure 10 (top) shows the values of a pixel of the camera as time elapses. The x-axis represents the frame number ( $time/T_{int}$ ), and the y-axis is the signal (Analog to Digital Unit per second, ADU/s). These data were collected during a raster observation during which the satellite pointed to the same sky position for about 20 frames, and  $T_{int}$  was 2.1 s. A source is at the limit of detection (frames 130 to 150). All peaks are due to cosmic ray impacts. Note that the intensity of a cosmic ray can range all values between a few ADU to more than one thousand ADU. Figure 10 (middle) shows the same data after the glitch suppression. Figure 10 (bottom) shows both data and deglitched data over-plotted. The noise and the signal are not modified during this operation.

The method is robust and works for data affected by memory effects. The only real limitation is that we cannot detect glitches that last for a time longer than or equal to  $N \cdot T_{int}$ . That means that the more frames we have per camera configuration, the better the deglitching will be. In case of very long faders and dippers, the deglitching method presented here does not correct for this effect.

### D. Pattern Recognition

In some raster observations, the signal can be modeled as a simple sum of few components: background + point sources + glitches. This is the case of main deep surveys carried out with ISOCAM. Then each component can be reconstructed separately from its multi-resolution coefficients, and can be classified following different criteria. Figure 11 presents the result (bottom panel) after applying such a treatment to original data (top panel). Figure 12 shows the decomposition of the original signal into its principal components: (a), (b), and (d) are features (short glitch, glitch negative tail, and baseline) which are not very relevant for faint source detection, and (c) and (e) (source and noise) which must be considered. The noise must also be kept because faint sources could be undetectable in a single temporal signal, but detectable after co-addition of the data. The simple sum of the five components is exactly equal to the original data (see top panel of Figure 11). The calibrated background free data (see bottom panel of Figure 11) are then obtained by addition of (c) and (e).

This pattern recognition approach [10] allows the elimination of faders and dippers in an automatic and robust way. Unfortunately it cannot be applied to data with extended sources and/or structured background, for which memory effects are complicated.

## VII. GLITCH WORKING GROUP

There are two main objectives for the on going work about glitches. The first objective is to improve glitch removal

methods. A longer term, second objective is to get as much information as possible on glitches in order to prepare for future space experiments such as FIRST (Far InfraRed Space Telescope). This last objective motivated the creation of the GWG, which will centralize information about glitches as observed by the four instruments on board of ISO. Members of GWG meet each other several times a year.

Improvement of glitch removal methods should be possible by deriving proper statistics on individual glitches, in order to determine to which family they belong, and then predict their temporal and spatial behavior. Proton and heavy ion glitches can be easily removed from the observation by a filtering technique. The worst problem is the responsivity variation after the glitches, especially for heavy ions. A model of these effects is under investigation. This seems mandatory for improving removal of Type-B and Type-C glitches. The difficulty comes from the necessity of detecting glitches individually, in order to build these statistics first, then model their temporal behavior, and finally apply it to individually detected glitches. We can reasonably hope that this will be fulfilled at least for strongest glitches (easier to detect) even if the model concerns only a subset of all glitches.

Monte-Carlo simulations are under development in order to study the contribution of electromagnetic and nuclear phenomena in the detector and its surrounding materials. Simulations are also very useful to study the noise contribution of low-level glitches.

## VIII. CONCLUSION

The main ideas about the glitch knowledge right at the end of the ISO mission have been outlined. Most relevant glitch properties have been presented and centralized in a library which is accessible to the community. Glitch rate has been re-evaluated taking into account recent data about cosmic particles. The predicted value is rather close to the measured one. Both spatial and temporal glitch properties have been interpreted taking into account the LET and the angle of incidence of the incoming particles. Monte-Carlo simulations are currently underway to further investigate the expected glitch rate and glitch properties.

## ACKNOWLEDGMENTS

The authors are very grateful to Laurent Vigroux and Eric Pantin for fruitful discussions.

## REFERENCES

- [1] M.F. Kessler, J.A. Steinz, M.E. Anderegg, et al., "The infrared space observatory (ISO) mission", *Astronomy and Astrophysics*, 315, L27, 1996.
- [2] C. Cesarsky, A. Abergel, P. Agnès, et al., "ISOCAM in flight", *Astronomy and Astrophysics*, 315, L32, 1996.
- [3] O. Boulade and P. Gallais, "The ISOCAM detectors: an overview", *Experimental Astronomy*, in press, 1999.

- [4] P. Agnese, J.J. Engelmann and P. Mottier, "Results of radiation tests performed on the ISOCAM infrared detector array", *IEEE Transaction on Nuclear Science*, Vol. 38, N. 4, 953, 1991.
- [5] H. Dzitko, A. Claret and J.J. Engelmann, "Cosmic ray effects on the ISOCAM long wave detector", *Experimental Astronomy*, in press, 1999.
- [6] J.-L. Starck, A. Abergel, H. Aussel, M. Sauvage, R. Gastaud, A. Claret, X. Desert, C. Delattre, and E. Pantin, "ISOCAM data processing", *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 134, 135, 1999.
- [7] A. Claret and H. Dzitko, "ISOCAM glitch library", [http://www.iso.vilspa.esa.es/users/expl\\_lib/CAM/glitch\\_lib/](http://www.iso.vilspa.esa.es/users/expl_lib/CAM/glitch_lib/), 1998.
- [8] M. Sauvage, "A short assessment of the impact of Rev. 722 solar flare on ISOCAM", <http://isowww.estec.esa.nl/instr/CAM/doc/rev722/rev722.html>, 1997.
- [9] J.-L. Starck, F. Murtagh, and A. Bijaoui, *Image Processing and Data Analysis: the Multi-scale Approach*, Cambridge University Press, 1998.
- [10] J.-L. Starck, H. Aussel, D. Elbaz, D. Fadda, and C. Cesarsky, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 138, 365, 1999.

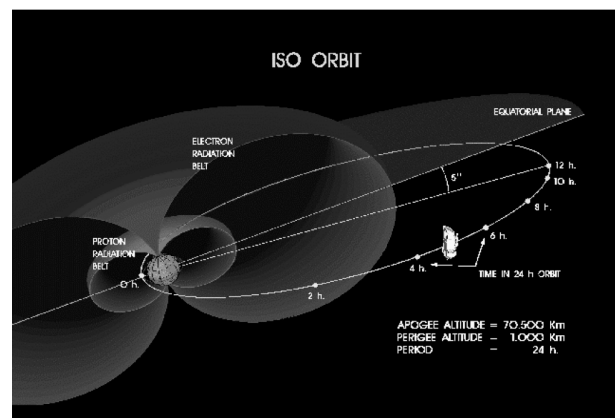


Figure 1: Parameters of ISO orbit are: 70,550 km for apogee altitude, 1,000 km for perigee altitude, 24 hours for the period. The lowest parts of the orbit lie inside the Earth's van Allen belts of trapped electrons and protons. Inside the belts, the majority of ISO's detectors are scientifically unusable due to effects caused by radiation impacts. ISO spent roughly 16 hours per day outside the radiation belts and during this time all detectors could be operated. There was no on-board storage. Therefore, for scientific use ISO needed to be in continuous contact with a ground station.

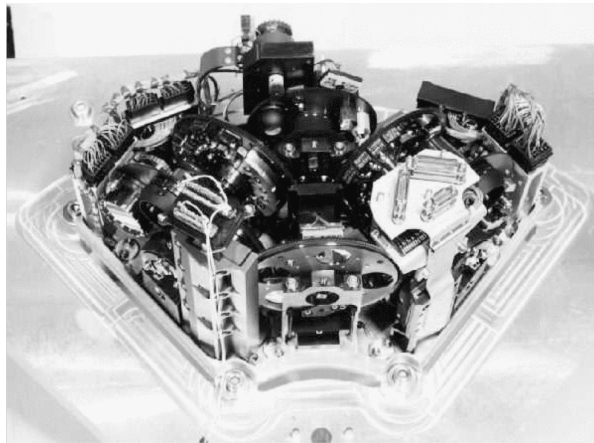


Figure 2: Focal plane unit of the ISOCAM flight model. The optical beam enters in the camera through the entrance wheel (foreground) and can be directed to the short or the long wavelength channel by field mirrors fixed on the selection wheel (background). Each channel includes a filter wheel and a selection wheel.

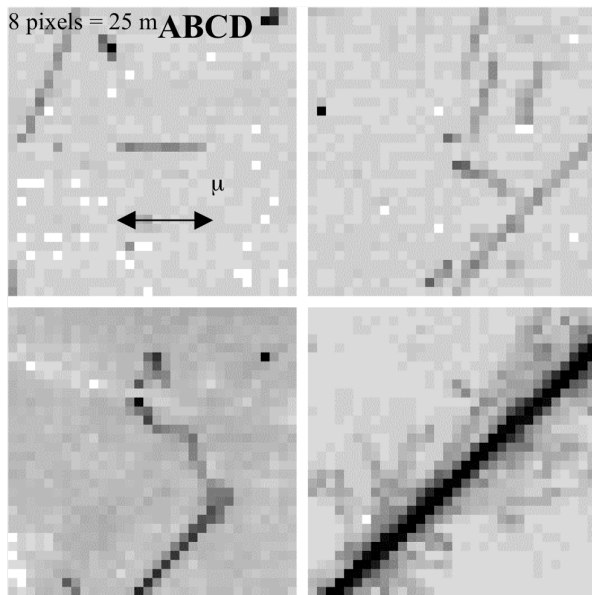


Figure 3: Images of LW detector for 5.04 s (panel A) and 10.08 s (panel B) integration time. There are twice more glitches in 10.08 s images than in 5.04 s images. More precisely, there is around 1 glitch/s in LW images and 8 hit pixel per glitch (see Section IV). In panel C, a low energy particle has stopped inside the detector: the incoming particle has collided a nucleus of the detector and the faint track might be the result of this recoil nucleus. Track of panel D is interpreted as a nuclear reaction occurring in the detector by high-energy heavy ion passing through the detector.

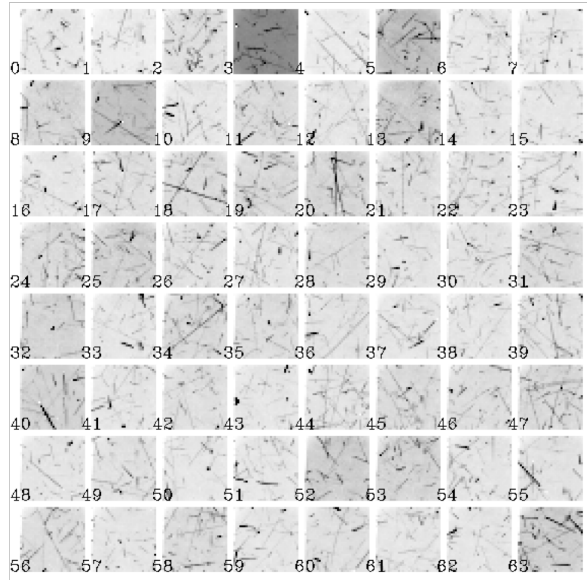


Figure 4: Some glitches during the solar event of revolution 722. The glitch rate has increased by a factor of at least 7, and probably around 10.

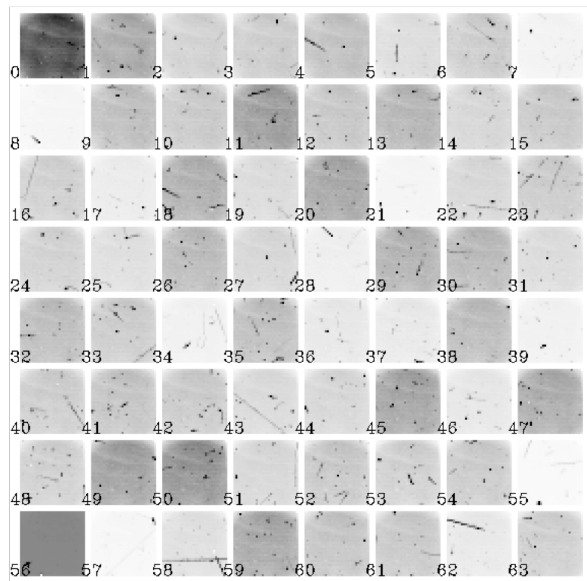


Figure 5: Some glitches just before the end of scientific window: an increase of point-like glitches can be noted. These glitches are likely produced by electrons in the van Allen belts.

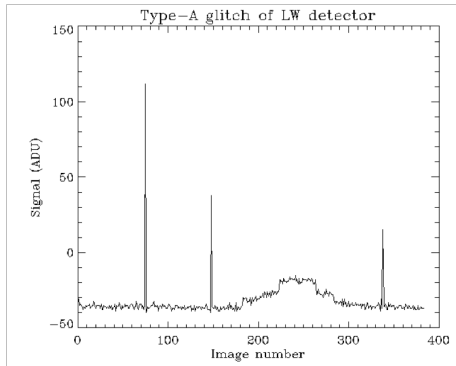


Figure 6: The decay time is roughly as short as the rise time for common glitches (Type-A) of LW detector. The large structure corresponds to source detection.

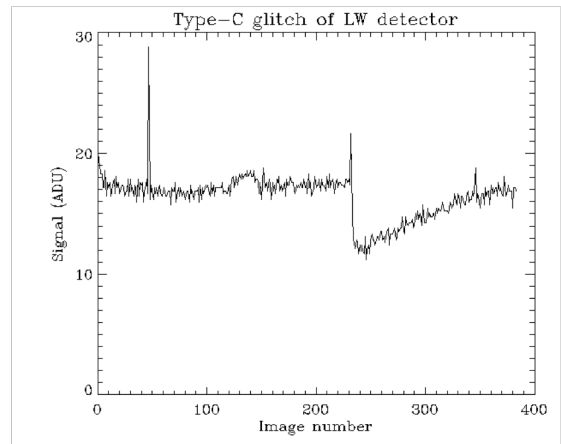


Figure 8: The detector gain is affected and the nominal sensitivity is recovered only after several readouts for dipper glitches (Type-C) of LW detector. This gain variation can be interpreted as a transient behavior by transient correction algorithms and thus lead to false source detection. Note also that Type-C glitches are not necessarily the strongest ones in amplitude.

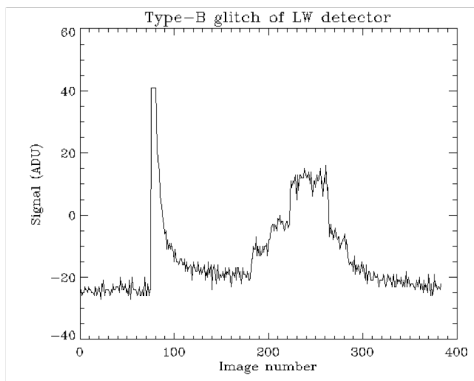


Figure 7: The decay time is much longer than the rise time and has an exponential profile for fader glitches (Type-B) of LW detector. The large structure corresponds to source detection.

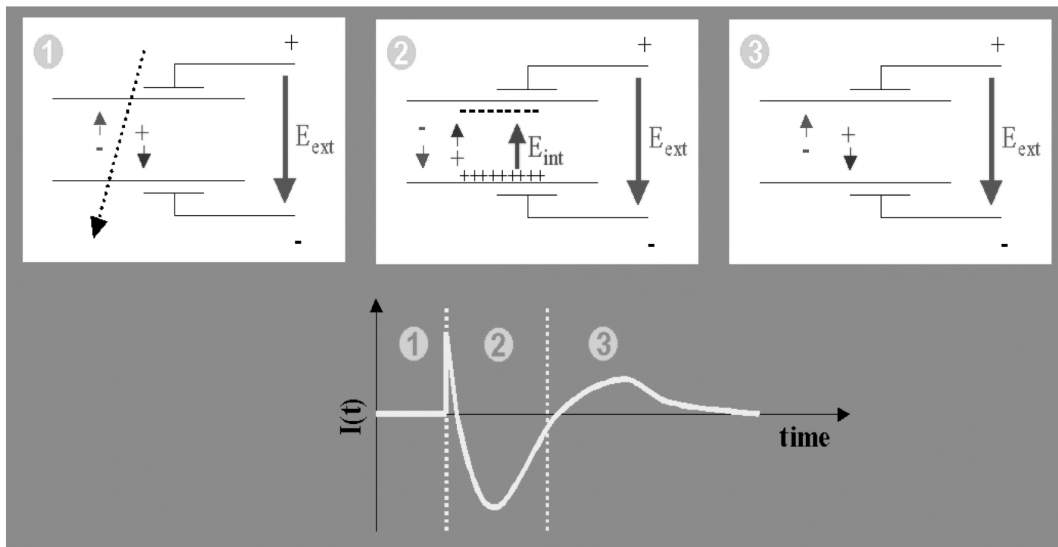


Figure 9: Schematic view of the interpretation of a Type-C glitch. After the primary current is over (part 1), a negative current is induced by the great number of electron-hole pairs which modify the electric field (part 2). The current can then asymptotically return to zero (see Figure 6) or to a positive value (part 3), depending on the charge collection.

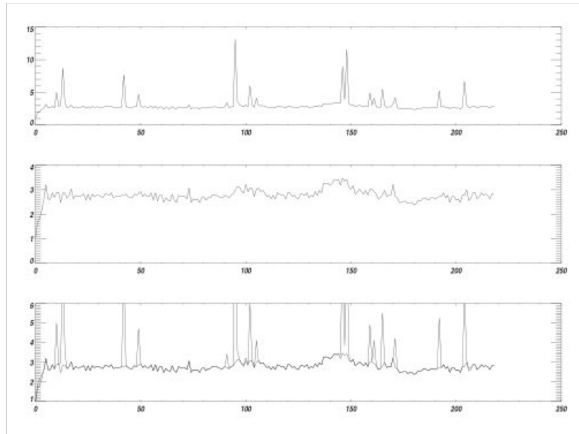


Figure 10: Original data (top), deglitched data (middle), and both over-plotted (bottom).

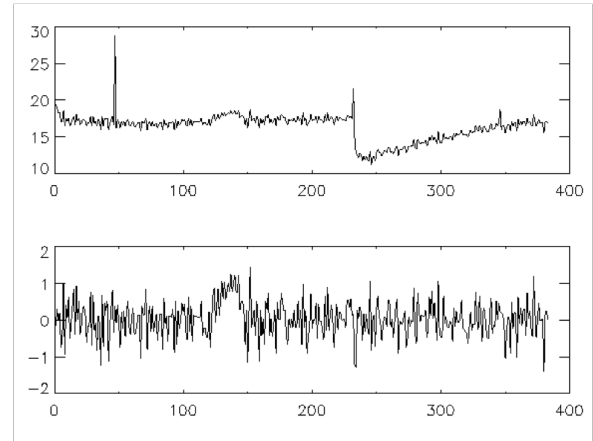


Figure 11: Original data (top panel) and calibrated (i.e. background free) data (bottom panel). The signal variation between frames 120 and 150 is due to a celestial source whereas the gain variation of about 5 ADU after frame 230 is due to the second glitch.

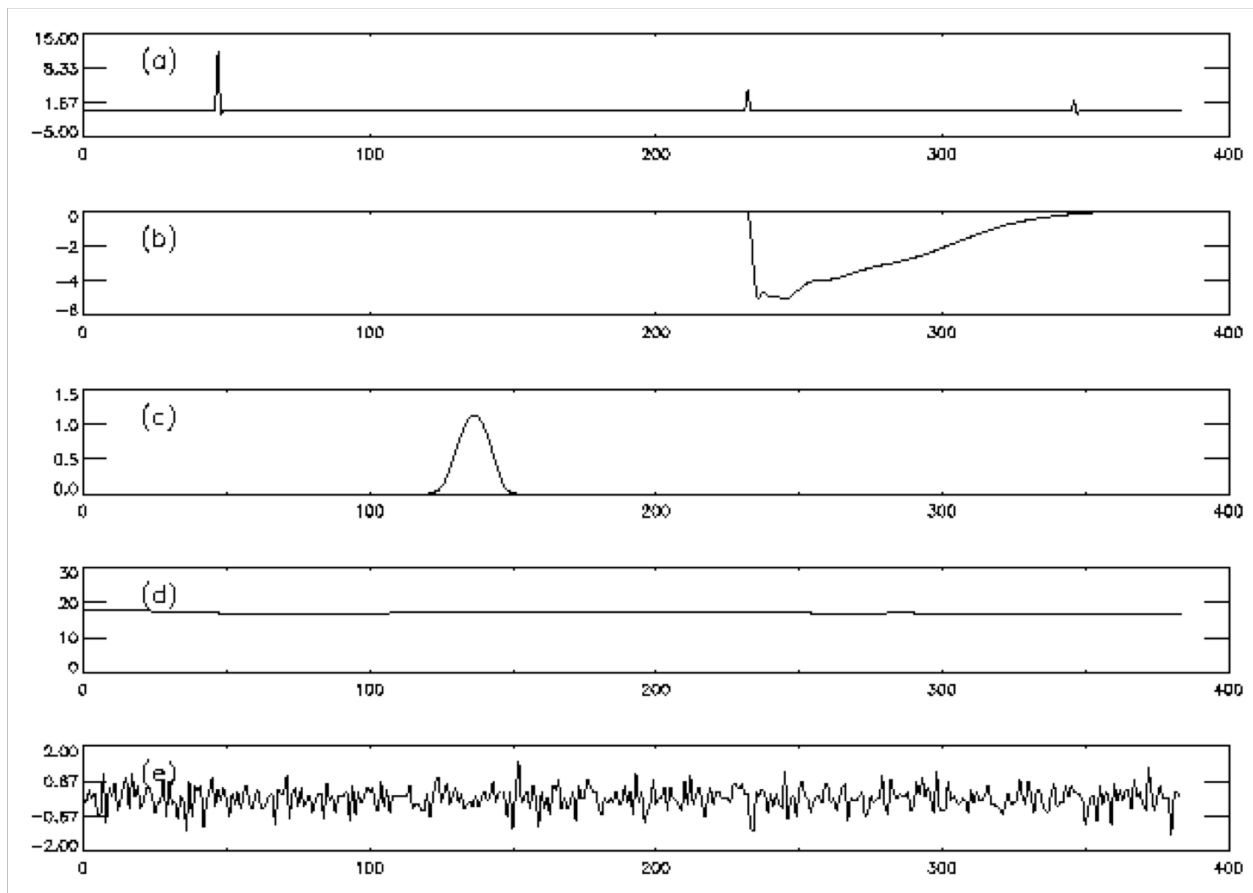


Figure 12: Decomposition of the signal into its principal components: (a) short glitch, (b) glitch negative tail, (c) source, (d) baseline, (e) noise. The simple sum of the five components is exactly equal to the original data. The calibrated (i.e. background free) data are obtained by addition of signals (c) and (e).





### **Publication 2-3**

**« Monte-Carlo simulations of cosmic-ray and internal radiation effects on ISOCAM on board ISO »**

**Claret A. et al. (2002), Experimental Astronomy, vol. 13, issue 3, pp. 135-152**

## Monte-Carlo simulations of cosmic-ray and internal radiation effects on ISOCAM on board ISO

Arnaud Claret ([arnaud.claret@cea.fr](mailto:arnaud.claret@cea.fr)) and Hervé Dzitko  
*CEA-Saclay, Service d'Astrophysique, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France*

**Abstract.** One of the main limitations to the sensitivity of the infrared camera ISOCAM on-board the Infrared Space Observatory (ISO) comes from responsivity variations and glitches caused by the impacts of charged particles in photo-detectors. Glitch rate measurements, glitch properties and removal methods have already been addressed during the first ISO detector workshop (Madrid, 1998) and published in a special issue of *Experimental Astronomy*. It appeared that glitch rate and most of glitch properties could be reproduced by Monte-Carlo simulations. This is very interesting in order to predict before launch the effect of charged particles in photo-detectors operated in space. This paper presents results of Monte-Carlo simulations of radiation effects on ISOCAM detectors. Glitch rates, spatial and energetic properties of glitches have been computed and are compared with measured values.

**Keywords:** Monte-Carlo methods, radiation effects, CCD, ISO spacecraft

### 1. Introduction

During the first Infrared Space Observatory (ISO) detector workshop (Madrid, 1998), a number of detailed technical reports of the performance of ISO detectors were presented, along with more general discussions on glitch effects (Claret et al., 2000), transient effects and future detector strategies, particularly in view of the upcoming HERSCHEL (previously named FIRST) and NGST (Next Generation Space Telescope) missions. The so-called glitch phenomenon is the result of an energy deposit from charged particles in detectors operating in space. This phenomenon requires detailed knowledge of the cosmic ray environment, trapped electron and proton fluxes, and other space environmental parameters. An international glitch working group has been created in order to provide information on the radiation environment of the ISO orbit during the mission (1995-1998). Analysis of glitch effects in the four ISO (Kessler et al., 1996) instruments (ISOCAM camera, ISOPHOT photometer, ISOLWS long wave spectrometer, and ISOSWS short wave spectrometer) is indeed of great interest to prepare future space experiments, such as HERSCHEL or NGST.

After more than 28 months of successful operations, the first measurement of glitch effects in ISOCAM data was presented in Claret et al. (2000). The predicted glitch rate was re-evaluated after the launch



© 2003 Kluwer Academic Publishers. Printed in the Netherlands.

and compared to in-flight measurements. The glitch removal methods were also addressed in this paper. A more general discussion of the glitch phenomenon was presented in Claret et al. (1999), giving an interpretation of spatial and temporal profiles of glitches. The study of temporal and spatial properties of glitches has led to a classification into 3 distinct families. These families are related to the Linear energy Transfer (LET) of charged particles interacting with the detectors. Analytical prediction of glitch rate, as well as theoretical track length of glitches, can be found in (Dzitko et al., 2000). However analytical predictions are generally limited to the assessment of average values rather than distributions of interesting parameters (such as deposited energy, particle track length, glitch rate, ...). Monte-Carlo simulations are thus helpful to provide these distributions, in order to assess precisely the induced noise level on detectors. This paper is focused on Monte-Carlo simulations of radiation effects on ISOCAM. This simulation tool could then be calibrated using in-flight data. It is possible to use this tool in order to simulate radiation effects for future space experiments.

After a brief description of the ISOCAM radiation environment (Section 2), predictions of radiation effects on ISOCAM are compared to in-flight measurements (Section 3). The radiation environment and the geometrical model of Monte-Carlo simulations are described in Section 4. Several kinds of incident particles were considered : galactic particles (protons and alphas) and also internal particles (alphas) generated by the coating of lenses. Results are compiled in Section 5. These results are discussed in Section 6, while conclusions and perspectives are presented in Section 7.

## 2. ISOCAM Radiation Environment

### 2.1. ISOCAM CAMERA

The ISOCAM camera was operated at very low temperature on board ISO from November 1995 until April 1998. The temperature of the telescope focal plane was 2.4 K thanks to passive helium cooling. All details about the ISOCAM camera can be found in (Cesarsky et al., 1996). We present here only the main characteristics relevant for Monte-Carlo simulations. The infrared camera ISOCAM was designed to operate in the 2.5-17  $\mu\text{m}$  range with two detectors of  $32 \times 32$  pixels (see Fig. 1):

- A long wave (LW) detector using a SiGa substrate with a Direct Readout Output circuit, for 4-17  $\mu\text{m}$  wavelengths. LW detector had a 100  $\mu\text{m}$  pitch and a thickness of 500  $\mu\text{m}$ .

Monte-Carlo simulations of cosmic-ray effects on ISOCAM

3

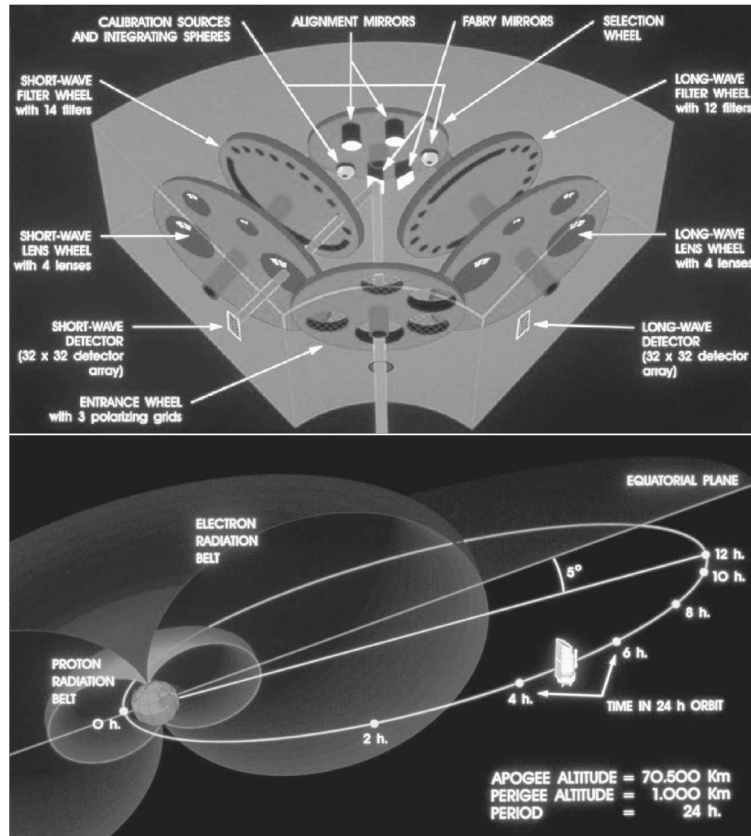


Figure 1. Cut-away of the ISOCAM camera on board of the ISO spacecraft (upper panel). Main parameters of the ISO orbit (lower panel).

- A short wave (SW) detector using a InSb substrate and a Charge Injection Device readout method, for 2.5-5  $\mu\text{m}$  wavelengths.

Active zone of SW pixels was very thin (less than 10  $\mu\text{m}$ ), so that it had a low susceptibility to radiation effects. The LW detector was much thicker (500  $\mu\text{m}$ ). This led to a much higher susceptibility to radiation effects (see Section 3.1).

## 2.2. ISOCAM ORBIT AND SPACE ENVIRONMENT

The ISO telescope was operated in a highly elliptical 24-hour orbit with a perigee at 1,000 km and an apogee at 70,500 km (see Fig. 1). The lowest part of the orbit lied inside the Earth's van Allen belts. Inside the belts, the majority of ISO's detectors were scientifically

unusable due to effects caused by proton and electron impacts. Outside the radiation belts (roughly 16 hours), the spacecraft was directly exposed to galactic cosmic rays (GCRs). GCRs are composed of 87% protons, 12% alphas, and 1% heavier nuclei. The differential spectrum of GCRs is roughly peaked at 500 MeV/n. Occasional solar particle events produced additional protons and heavier nuclei.

### 3. Radiation Effects on ISOCAM

#### 3.1. PREDICTED LENGTH OF PARTICLE TRACKS

The particle track length may be easily found only by geometrical considerations. Let  $\Phi$  be the particle flux (in  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ). The incoming flux (in  $\text{s}^{-1}$ ) passing through the surface unit  $dS$  is given by (Sullivan, 1971):

$$\phi = \Phi \int_0^{\frac{\pi}{2}} 2\pi \sin\theta dS \cos\theta d\theta = \pi\Phi dS$$

If the detector shape is approximated by a rectangle parallelepiped, the incoming flux through all the faces is merely  $\phi_{detector} = \pi\Phi \times 2(AB + BC + AC)$ , where  $A, B$  and  $C$  are the dimensions of the detector. Similarly, the total flux traversing the set of  $N$  pixels of the detector is  $\phi_{all\ pixels} = N \times [\pi\Phi \times 2(ab + bc + ac)]$ , where  $a, b$  and  $c$  are the pixel dimensions. Assuming that the particles follow straight lines in the detector, the mean number  $\langle n \rangle$  of pixels per track is given by:

$$\langle n \rangle \sim \frac{\phi_{all\ pixels}}{\phi_{detector}} = \frac{N \times (ab + bc + ac)}{(AB + BC + AC)}$$

Taking the number of pixels ( $N=1024$ ), the pixel dimensions ( $a=b=0.01$  cm and  $c=0.05$  cm) and the two detector dimensions ( $A=B=0.32$  cm and  $C=0.05$  cm for LW,  $A=B=0.32$  cm and  $C=0.0005$  cm for SW), the previous equation gives:

- 8.4 pixels per track for LW glitches,
- 0.8 pixels per track for SW glitches,

showing the lower sensitivity to particle impacts of the SW detector. Thus, only LW glitches will be addressed in this paper.

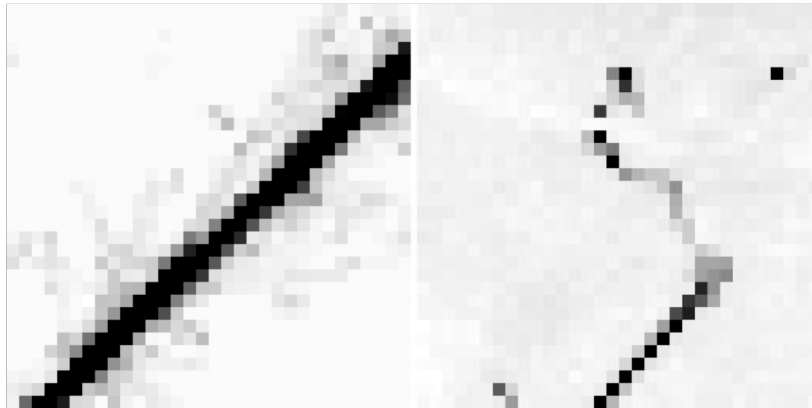
## 3.2. PREDICTED GLITCH RATE

Our assessment of direct impacts is based on measurements by the KET (Kinetic Electron Telescope) on board of the Ulysses spacecraft (Oct-1997 and Feb-1998, when it was close to the ecliptic plane). The fluxes of protons and alphas (B. Heber and P. Ferrando, private communication) were taken from Paizis et al. (2001) and were divided by the geometrical factor found in Simpson et al. (1992). Another contribution comes from primary particles passing through the surrounding materials, producing additional events either by nuclear reactions or  $\delta$ -ray emissions. In addition to these external particles, the anti-reflection coating of lenses contains traces of  $^{232}\text{Th}$ , which generates a flux of low energy alpha particles. The flux of alpha particles depends on the solid angle of the lens viewed from the array, which depends of the lens used. The  $^{232}\text{Th}$  contribution was maximum for the 12 arcsec/pixel lens. Fortunately, this lens was not often used due to its stronger distortion of the field of view. Note that there are two significant differences between alpha particles from GCRs and alpha particles from the lens coating. First, alphas from GCRs have enough energy to traverse the detector, whereas alpha particles from  $^{232}\text{Th}$  are stopped in less than  $20\mu\text{m}$ . Secondly, alphas from GCRs have an isotropic directional distribution whereas alpha particles from  $^{232}\text{Th}$  hit the detector with a normal incidence. The latest estimation of glitch rate is given as a function of the pixel field of view together with an estimation of the errors on each contribution (see Table I).

Table I. Predicted glitch rate for LW detector ( $\text{s}^{-1}$ ). The contribution of alphas produced by  $^{232}\text{Th}$  is given as a function of the lens because it depends on the solid angle of the lens viewed from the array.

Origin of particles	Contribution				Error
Primary GCRs	0.36				$\sim 10\%$
Secondary particles and $\delta$ -rays	0.29				factor 2
Lens (arcsec/pixel)	1.5	3	6	12	
Alphas produced by $^{232}\text{Th}$	0.002	0.02	0.16	0.35	$< 10\%$
<b>TOTAL</b>	<b>0.65</b>	<b>0.67</b>	<b>0.81</b>	<b>1.0</b>	

Neither the electro-magnetic showers, nor the secondary particles from the body of spacecraft have been taken into account here. These last contributions are more difficult to derive and require Monte-Carlo simulations. The reader is referred to (Dzitko et al., 2000) for details



*Figure 2.* On the left image, the track is interpreted as high-energy heavy ion passing through the detector.  $\delta$ -rays are clearly visible along the track. On the right image, a particle has stopped inside the detector. The incoming particle has collided a nucleus of the detector and the faint track might be the result of this recoil nucleus.

about the computation of these contributions. The error on the direct contribution (primary GCRs) is based on KET measurements and is assessed to be around 10%. The contribution of secondary particles and  $\delta$ -rays has been taken equal to 80% of direct contribution. The error on this contribution is assessed to be a factor 2. Since the contribution of alpha particles produced by  $^{232}\text{Th}$  was measured in the laboratory before the launch, the error on this contribution is assessed to be better than 10%.

### 3.3. IN-FLIGHT MEASUREMENTS

Some key numbers about ISOCAM glitches, as deduced from in-flight measurements, are:

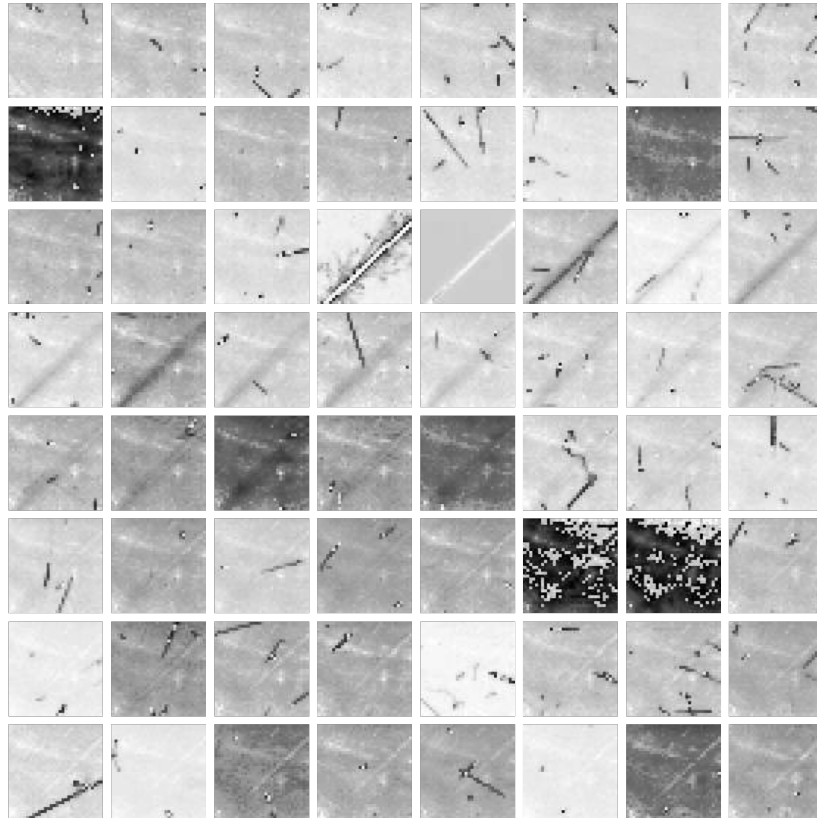
- average glitch rate = 1 glitch/s,
- average number of hit pixels = 8 pixels/glitch.

These numbers are mean values and correspond to what should be observed during a standard ISOCAM observation (e.g. with 6 arcsec/pixel lens, and not during solar activity). See Claret et al. (1999) for more



Monte-Carlo simulations of cosmic-ray effects on ISOCAM

7



*Figure 3.* Set of successive images of the ISOCAM LW detector. The sequence of images goes from left to right and from top to bottom. Each image represents an integration time of 5.04 s. In order to improve the signal to noise ratio for astrophysical source detection, these individual images must be co-added but glitches have to be removed from images first. Glitch removal methods (Claret et al., 1999) were developed for that purpose. They were also used in order to measure the actual glitch rate during spacecraft operations. If the integration time of individual images is too long with respect to the rate of incoming particles, then images are too much polluted by glitch effects and cannot be corrected anymore. Images are then useless for science. This is the reason why the glitch rate must be evaluated before the launch, especially in order to choose the set of usable integration times for images. Occasionally, the flux of incoming particles can increase strongly (ie during solar flares) and images cannot be used for science. Generally, instruments must be shut down during several hours in case of solar activity. When the detector is traversed by an ion, the track can be visible during more than a minute.

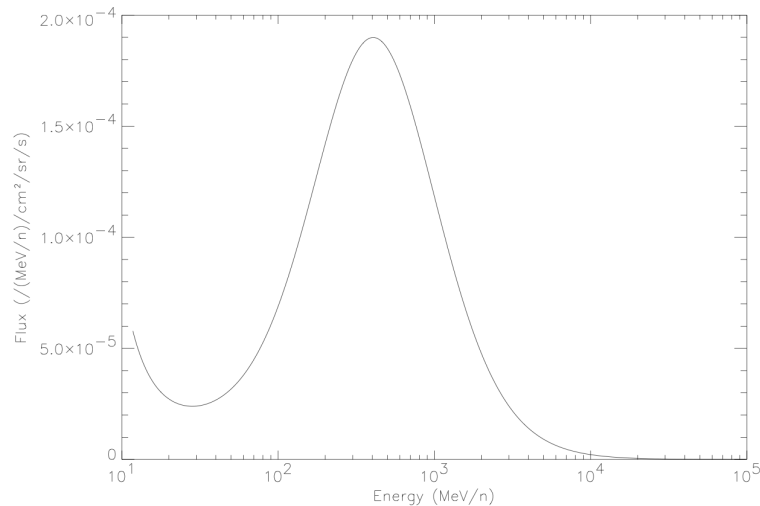


Figure 4. Galactic spectrum for protons. This spectrum was derived from Spacera4 (M=1 solar minimum) and the incoming flux was normalized with KET spacecraft data (see text).

details. More generally, glitch impacts represent a  $\sim 1\%$  sensitivity loss per second of integration. Actually, the sensitivity loss can be significantly higher due to glitch tails. It takes indeed a longer period of time for the detector to recover from it when the deposited energy is higher. The strongest glitches are induced by heavy ions (see Fig. 2). Since the LET of ion is high, several minutes are necessary for the detector to recover from it. For example, the remaining particle track is clearly visible on at least 20 images of 5 sec each on after the passage of a heavy ion (see Fig. 3).

## 4. Monte-Carlo Simulations

### 4.1. RADIATION ENVIRONMENT

In this paper, we present simulations of particle effects from GCRs (protons and alphas) and also internal particles (alpha particles produced by traces of  $^{232}\text{Th}$  contained in the anti-reflecting coating of lenses).

Spectra of galactic protons and alphas were computed by Spacera4 (Letaw, 1990-97) and normalized with measurements of protons made by KET when it was close to the ecliptic plane. But since the spacecraft body is equivalent to 2.5 cm of aluminum, only particles with

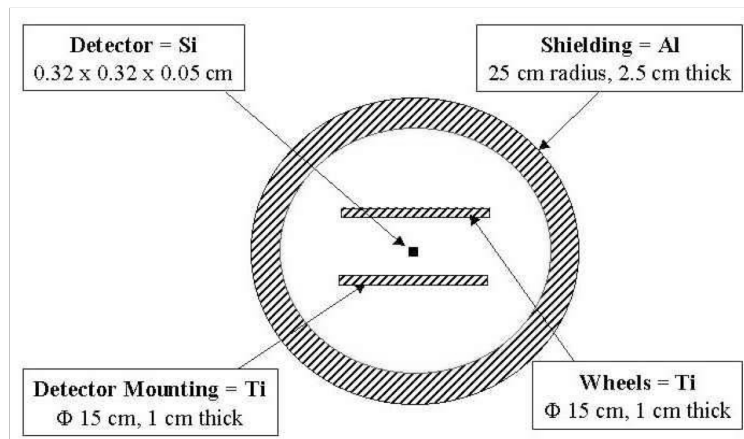


Figure 5. Simple geometrical model representing the detector and its surroundings.

energy greater than 80 MeV/n can traverse this shield. The integral spectra above this energy was compared to the KET spectra and the normalization factors deduced. The proton and alpha spectra produced by Spacerad 4 were then multiplied by the normalization factors. For information, these normalization factors were smaller than 1.2 for the integral spectra. Corresponding fluxes are  $0.39 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$  and  $0.032 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$  respectively for protons and alpha particles. This leads to the total flux for galactic cosmic rays of  $\Phi_{GCRs} = 0.422 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$  and to the total number of direct impacts from primary GCRs (see Section 3.2 for details):

$$\begin{aligned} \phi_{Direct\ Impacts} &= \pi \Phi_{GCRs} \times 2(AB + BC + AC) \\ &= 0.844 \times \Phi_{GCRs} \\ &\sim 0.36 \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

For illustration purpose, the proton spectrum is displayed on Fig. 4. Alpha particles coming from radioactive coating of lenses have an energy of 4 MeV. Since they have to escape from the lens coating, their spectrum is not strictly mono-energetic when arriving on the detector. But it did not appear necessary to consider a attenuated spectrum for these alpha particles (see Section 5.3.).

#### 4.2. GEOMETRICAL MODEL

In order to simplify the interpretation, the detector has been modeled as shown on Fig. 5. A simple geometry was used for modeling the lens and filter wheels, the detector mounting, and the spacecraft shielding. The

region of charge collection (ie the detector) was modeled as a rectangle parallelepiped. It was divided in  $32 \times 32$  elementary volumes in order to simulate the pixels of the detector.

### 4.3. MONTE-CARLO RUNS

The GEANT Monte-Carlo code (version 3.1) was used to simulate the particle transport (CERN, 2000) of primary particle fluxes which were computed by Spacerad 4. Energy loss by ionisation,  $\delta$ -ray generation, hadron interactions and multiple scattering have been simulated. GEANT calculates the energy loss following the particle through all interactions in true Monte-Carlo form.

Main parameters for the simulations of GCRs are given below:

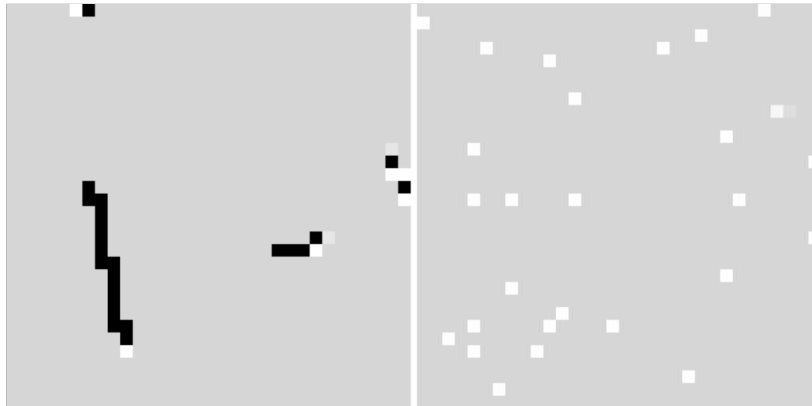
- 13 energy bins between 100 MeV/n and 6 GeV/n for protons and alphas of isotropic incident direction with respect to the detector,
- 10 runs for each energy bin in order to reduce statistical error bars,
- $10^6$  incident particles towards the spacecraft shielding for each run.

Main parameters for the simulations of the lens coating contribution are given below:

- mono-energetic (4 MeV) alpha particles of normal incident direction with respect to the detector,
- 10 runs in order to reduce statistical error bars,
- $10^4$  incident particles towards the detector for each run.

For one run of  $10^6$  incident particles, simulations were running during 9 min on a SUN platform (Enterprise 3000 using 1 processor at 450 MHz). This led to less than 40 hours of computation time for the simulation of GCRs (protons and alphas). Computation time for the lens coating contribution was negligible due to the relative simplicity of the geometrical model in this case.

Energy deposits have been recorded in a 3-dimensional space (x,y,E) representing respectively the pixel coordinates and the amount of deposited energy. Images of synthetic glitches have been produced (see Fig. 6). They are very similar to real data (compare with Fig. 3). We have also derived the length and the individual energy deposit for each track. It was thus easy to compute statistics on simulated glitches.



*Figure 6.* Images of synthetic glitches produced with the GEANT code. Left panel represents the contribution of galactic protons with an average energy of 600 MeV for a 5 s integrated LW image. Right panel represents the contribution of alpha particles produced by the radioactive lens coating ( $^{232}\text{Th}$ ) for a 10 min integrated LW image.

Full distributions of interesting parameters (such as deposited energy, particle track length, glitch rate, ...) were then available.

Note that the GEANT code was used to simulate only the particle transport, not the radiation impacts on the electronics or the readout circuits. For example, it would have been very interesting to model the distribution of charge collection over time, but this was out of the scope of this paper. Nevertheless, such a model would be necessary in order to understand better the phenomenology of Type-C “dipper” glitches. For example, when the LET of incoming particle is very high, the internal electric field can be modified by the large amount of created charges, leading to negative current, typical of Type-C glitches. See Claret et al. (1999) for more details about this phenomenon.

## 5. Results

Because of the low sensitivity to particle impacts of the SW detector (see Section 3.1 and 3.2), only LW glitches are addressed here.

### 5.1. GALACTIC PROTONS

The particle track length and energy deposit produced by galactic protons have been computed as a function of the energy of incident particles (see Fig. 7). The average length of track is 8 pixels/glitch. This computed value is in very good agreement with the expected value for galactic particles (see Section 3.2). The increase of track length visible in Fig. 7 towards low energy is due to the detector geometry. Below 80 MeV/n the aluminum shell stops particles. Between 80 MeV and 120 MeV they can traverse the aluminum shell but are stopped by the titanium slabs, so that only the particles with a grazing incidence (i.e. passing between the titanium slabs) can traverse the detector. Such a particle traverses the detector in the horizontal plane, leading to track length in the range of 20-30 pixels. The energy deposition increase, also visible in Fig. 7 towards low energy, is due to both geometrical effect and ionizing power, which increases when the particle energy decreases.

Distribution of deposited energy by galactic protons is displayed on Fig. 8. The average deposited energy is around 600 KeV, which is compatible with expected values (Ziegler et al., 1985; Ziegler et al., 1977).

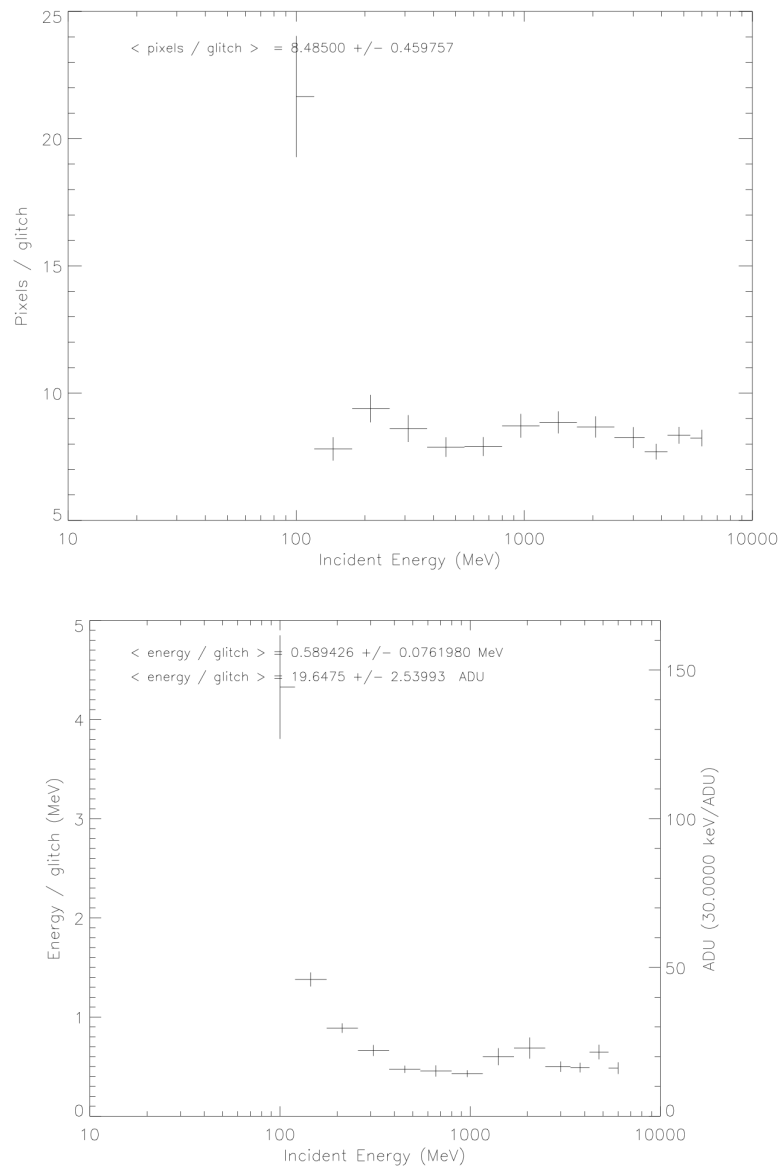
Contribution of galactic protons to the glitch rate as a function of the energy of incident particle has been computed (see Fig. 9). The total glitch rate from galactic protons is  $0.83 \pm 0.12$  glitch/s. This value takes into account both the number of direct impacts which represent 0.36 glitch/s, and the number of secondary impacts.

### 5.2. GALACTIC ALPHAS

The particle track length and energy deposit produced by galactic alphas have been computed as a function of the energy of incident particle (see Fig. 10). Due to the isotropic origin of galactic alphas, the average length of track is also around 8 pixels (see Section 3.1). The average energy deposit by alpha particles is around 2.4 MeV, as computed by simulations, is also compatible with expected values (Ziegler et al., 1985; Ziegler et al., 1977). In spite of having a larger stopping power than protons, galactic alpha particles do not stop in the detector because of their high incident energy. Contribution of galactic alphas to the glitch rate as a function of the energy of incident particle has been computed (see Fig. 11). The total glitch rate from galactic alphas is  $0.045 \pm 0.026$  glitch/s.

## Monte-Carlo simulations of cosmic-ray effects on ISOCAM

13



*Figure 7.* Spatial and temporal properties of glitches produced by galactic protons as a function of the energy of incident particle, computed by Monte-Carlo simulations. The mean number of pixels per glitch is  $8.5 \pm 0.5$ . The mean energy per glitch is  $590 \pm 80 \text{ KeV}$ .

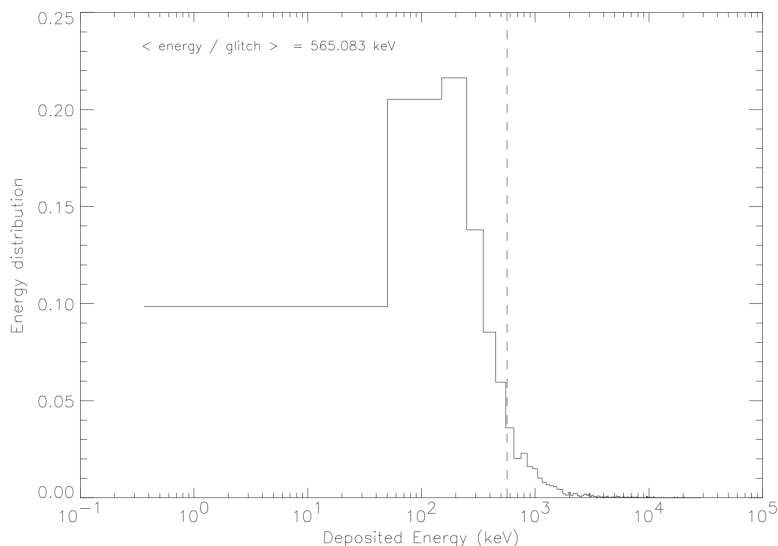


Figure 8. Distribution of deposited energy by galactic protons as computed by Monte-Carlo simulations.

### 5.3. ALPHAS FROM LENS ANTI-REFLECTING COATING

This contribution of alpha particles from the anti-reflecting coating was also simulated. Due to the quasi-normal incidence of these particles and their low energy, they induce small glitches of only one or two pixel length, increasing the overall detector noise (see Fig. 6). Nevertheless, if we consider a 5 sec integrated image and the most used lens (6 arcsec/pixel), we get less than 1 glitch/sec.

## 6. Discussion

### 6.1. COMPARISON WITH PREDICTIONS

Monte-Carlo results are summarized in Table II. The computed value for the average glitch length is in very good agreement with the expected value. This is quite obvious if we keep in mind that we assumed an isotropic shielding and an isotropic distribution for galactic incoming particles (see Section 3.1). But in the case of a less isotropic shielding distribution, these kind of simulations are very useful to determine glitch characteristics.



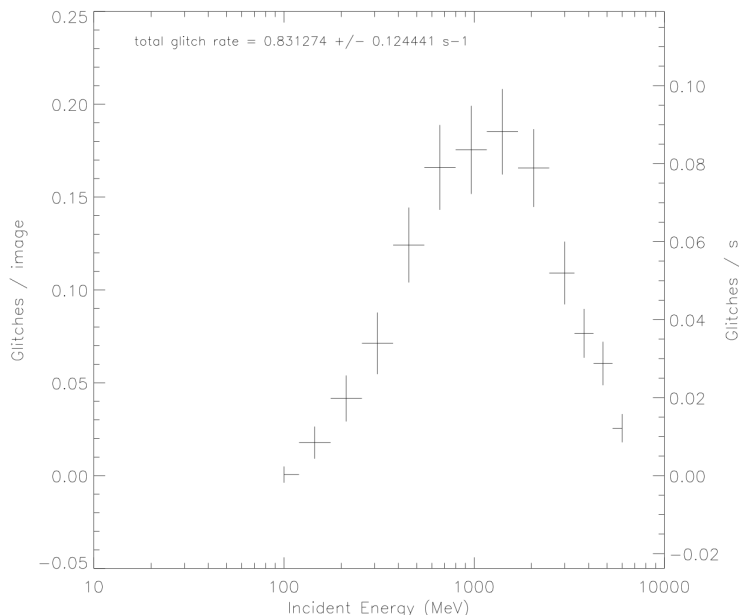


Figure 9. Contribution of galactic protons to the glitch rate as a function of the energy of incident particle, computed by Monte-Carlo simulations. The total glitch rate from galactic proton is  $0.83 \pm 0.12 \text{ s}^{-1}$ .

Considering the above computed values for the total glitch rate from galactic particles ( $0.83 \text{ s}^{-1}$  for protons and  $0.045 \text{ s}^{-1}$  for alphas), plus the contribution of alpha particles from  $^{232}\text{Th}$ , we get a total glitch rate of 1 glitch/s. This computed value is in very good agreement with the expected glitch rate (see Section 3.2.). The total glitch rate for galactic particles is  $0.87 \text{ s}^{-1}$ . Considering that there is  $0.36 \text{ s}^{-1}$  for direct impacts, this leads to  $0.51 \text{ s}^{-1}$  for secondary impacts. The contribution of secondary particles and  $\delta$ -rays represents about 60% of the direct impacts.

It would be interesting to compare the distributions generated by Monte-Carlo simulations with those derived directly from in-flight data. Unfortunately, a strong difficulty comes from the necessity of detecting glitches individually in the data. An advanced pattern recognition algorithm would be necessary to extract individually all glitches from the data, and then build their statistics. On the contrary, Monte-Carlo simulation can be of great help in order to predict these distributions, and use them for optimization purposes. For example, this can have a major

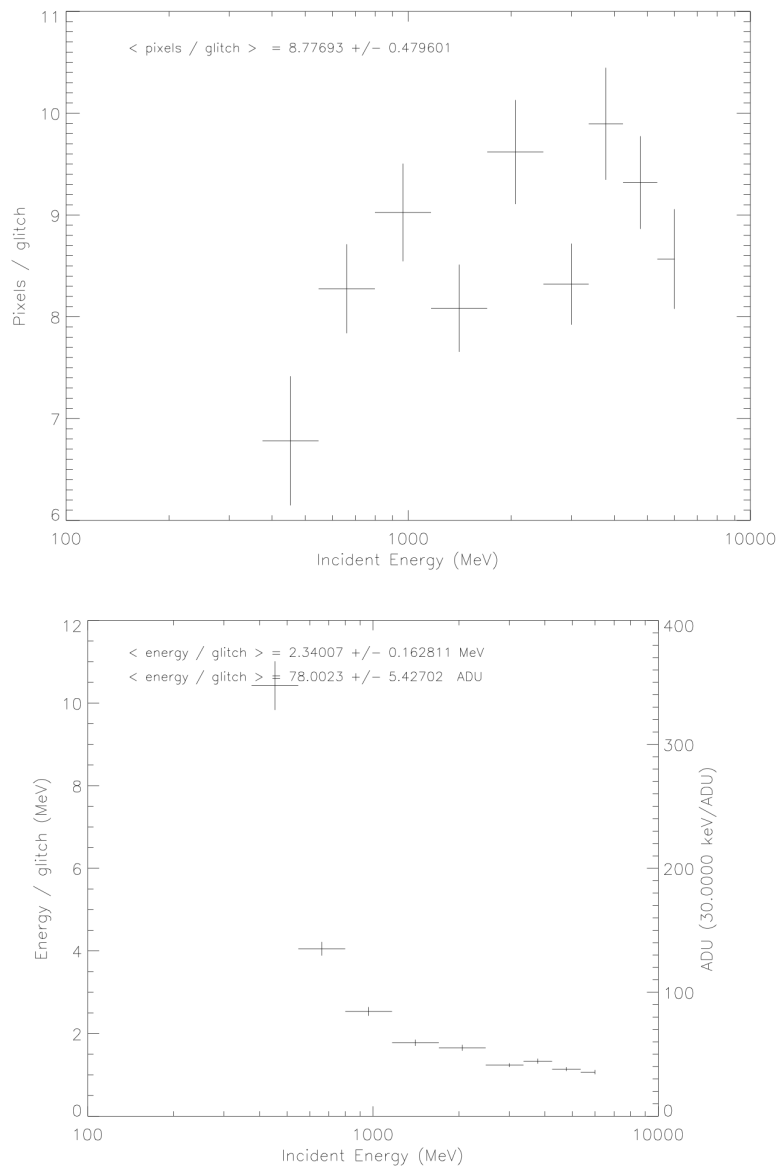


Figure 10. Spatial and temporal properties of glitches produced by galactic alphas as a function of the energy of incident particle, computed by Monte-Carlo simulations. The mean number of pixels per glitch is  $8.8 \pm 0.5$ . The mean energy per glitch is  $2340 \pm 163 \text{ KeV}$ .

## Monte-Carlo simulations of cosmic-ray effects on ISOCAM

17

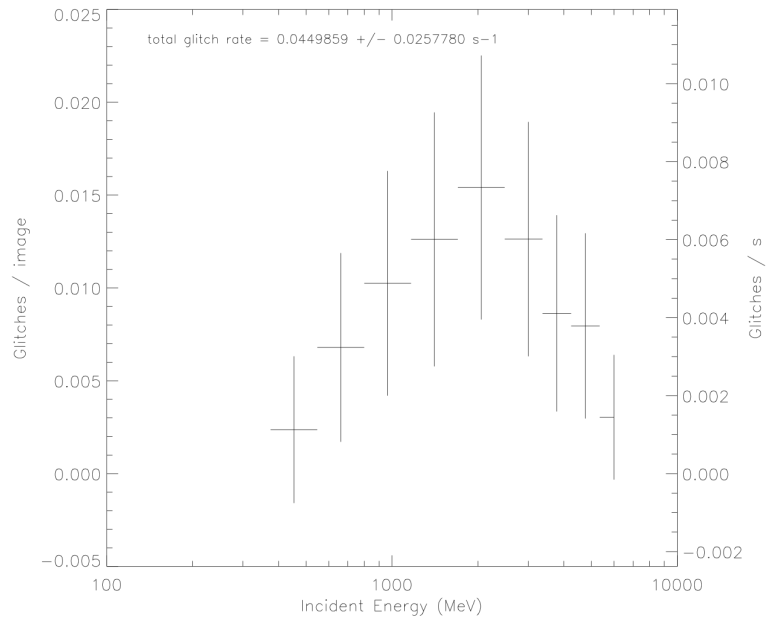


Figure 11. Contribution of galactic alphas to the glitch rate as a function of the energy of incident particle, computed by Monte-Carlo simulations. The total glitch rate from galactic alphas is  $0.05 \pm 0.025 \text{ s}^{-1}$ .

influence in the choice of materials in the immediate surroundings of the detector.

Table II. Summary of Monte-Carlo results (Energies are in MeV, lengths in pixel units and glitch rates in  $\text{s}^{-1}$ ). Values marked with the asterisk depend on the lens in use. Total rate should be understood as the primary + secondary contributions of a particle.

	Protons of GCRs	Alphas of GCRs	alpha particles from lenses
Typical incident energy	600	2000	4
Deposited energy	$0.59 \pm 0.08$	$2.34 \pm 0.16$	4
Track length	$8.5 \pm 0.5$	$8.8 \pm 0.5$	1-2*
Total rate	$0.83 \pm 0.12$	$0.045 \pm 0.026$	$0.002-0.35^*$

## 6.2. APPLICATIONS

There are several kinds of applications derived from Monte-Carlo simulations. It is very convenient to have, before launch, a clear idea of sensitivity loss induced by particle impacts. For example, several integration times were available for LW images (0.28, 2.1, 5.04, 10.08 and 20.16 s). But for 20 s images, it appeared that it was very difficult to deglitch data due to the high number of glitches per image (around 20 glitches of 8 pixels each). For this reason, ISOCAM operators were advised to avoid using 20 s integration time. This could have led to strong consequences on the feasibility of some specific scientific programs. Monte-Carlo simulations performed before launch would have allowed to anticipate this situation. More generally, simulated images of realistic particle effects allow to test various algorithms of glitch removal before the launch of the space experiment. It is easy to add some noise to simulated images in order to test the actual efficiency of algorithms. If one can be satisfied with the efficiency of removal algorithm on ground, on board removal can then be envisaged, rather than down-linking raw data and perform glitch removal on the ground. This can help to solve the problem of prohibitive huge data volume to be down-linked to the ground station.

Our simulation tool has been compared with real data from the ISO spacecraft. It will be used for the prediction of radiation effects on HERSCHEL/PACS (Photo-conductor Array Camera and Spectrometer) bolometer detectors. Their very low operating temperature (300 mK) implies a very low heat capacitance so that the cosmic rays will induce local warm-up of the detectors when they pass through it.

## 7. Conclusions

The sensitivity of the ISOCAM is limited by glitches caused by impacts of charged particles. Outside the trapped radiation belts the observed glitch rate is about 1 glitch/s. The direct impact of GCRs represents about one third of this figure. The remainder comes from secondary particles, mainly nuclear interaction particles and  $\delta$ -rays. Glitch rates, as well as spatial and energetic properties of glitches, have been computed by Monte-Carlo simulations. They are in good agreement with both the measured and expected values. This simulation tool can be used in order to predict the effect of incoming particles on future space experiments.

### Acknowledgements

The authors would like to acknowledge Philippe Laurent for his help on the GEANT code.

### References

- CERN Geneva, Switzerland, *GEANT - Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013*, <http://cern.ch/cernlib>
- C. Cesarsky, A. Abergel, P. Agnèsè, et al., *ISOCAM in flight*, *Astronomy and Astrophysics*, 315, L32, 1996.
- A. Claret, H. Dzitko, J.J. Engelmann and J.-L. Starck, *Glitch effects in ISOCAM detectors*, *Experimental Astronomy*, vol. 10, Nos 2-3, pp. 305-318, 2000.
- A. Claret, H. Dzitko and J.J. Engelmann, *Transient particle effects on the ISOCAM instrument on-board the Infrared Space Observatory*, *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, vol. 46, no. 6, pp. 1511-1518, Dec 1999.
- H. Dzitko, A. Claret and J.J. Engelmann, *Cosmic ray effects on the ISOCAM long wave detector*, *Experimental Astronomy*, vol. 10, Nos 2-3, pp. 279-290, 2000.
- B. Heber and P. Ferrando, *CEA-SAP*, private communication.
- M.F. Kessler, J.A. Steinz, M.E. Anderegg, et al., *The infrared space observatory (ISO) mission*, *Astronomy and Astrophysics*, 315, L27, 1996.
- J.R. Letaw, *Space Radiation*, A commercial code available from Space Radiation Associates.
- C. Paizis, A. Raviart, B. Heber, et al., *Rigidity dependence and time response of cosmic rays to the modulation steps in the rising part of solar cycle 23. COSPIN/KET results*, *Space Sci. Rev.*, 97, 349-354, 2001.
- J.A. Simpson, J.D. Anglin, A. Balogh, et al., *The Ulysses cosmic-ray and solar particle investigation*, *Astronomy and Astrophysics Suppl.*, 92, 365-399, 1992.
- J.D. Sullivan, *Geometrical factor and directional response of single and multi-element particle telescopes*, *Nuclear Instruments and methods*, 95, 5-11, 1971.
- J.F. Ziegler, J.P. Biersack and U. Littmark, *The stopping power and range of ions in solids*, Pergamon Press, Oxford, 1985.
- J.F. Ziegler, J.P. Biersack and U. Littmark, *Hydrogen stopping powers and ranges in all elements Stopping and ranges of ions in matter*, Pergamon Press, New-York, 1977.

## **Publication 2-4**

**« Impact of magnetic storms on the dark current of the space infrared camera ISO/ISOCAM »**

**Claret A. et al. (2007), RADECS 2007, 10-14 September 2007, Deauville, France**

# Impact of magnetic storms on the dark current of the space infrared camera ISO/ISOCAM

A. Claret, D. Boscher, O. Boulade, S. Bourdarie, P. Gallais, P. Laurent and G. Rolland

**Abstract**—The two detectors of the ISOCAM camera on board the ISO spacecraft have performed nominally for the entire duration of the mission. Their main properties (dark current level, noise and responsivity) have been monitored on a daily basis in order to perform their trend analysis. The dark current level averaged over the whole detectors sometimes significantly increased during one or several days before going back to its nominal value. This occurred only when the spacecraft was approaching the external radiation belt and we observed that the dark current level was strongly correlated with the fluence of ambient electrons. This paper gives the interpretation of the dark current variations, which are attributed to magnetic storms.

**Index Terms**—dark current, ISO spacecraft, magnetic storms.

## I. INTRODUCTION

During the 30 months of in-flight operations of ISO, the behavior of the ISOCAM detectors has been monitored on a daily basis. Initially defined to detect any evolution of the detectors, which could have led to a tuning of their polarizations if necessary, daily calibration sequences were found to be of great interest for the understanding of in-flight behavior of ISOCAM detectors. Daily calibrations were not intended to generate direct data flow for astronomical calibration purposes but they drew our attention on a few points, increasing our knowledge of the instruments. For example, the trend analysis of dark current levels revealed that some high values were sometimes observed when the spacecraft was approaching the external radiation belt. This was not a problem for ISOCAM since this occurred at the end of the science window, just before entering the external

radiation belt. But it was worthwhile to explain this phenomenon within the frame of future experiments that could be operated in the vicinity of or inside the radiation belts. For example, all astronomical missions expected to operate on the geostationary orbit with sensitive detectors on board are likely to undergo the same dark current variations as the ones observed for ISOCAM.

After a brief description of ISOCAM main characteristics and its space environment, the daily calibrations, which have been performed in order to monitor the detector stability and its performances, are described in Section II. In-flight measurements of the dark current levels are detailed in Section III, while the interpretation is given in Section IV. Finally, conclusions and perspectives are presented in Section V.

## II. ISOCAM

### A. Main characteristics

The ISOCAM camera was operated at very low temperature on board ISO from November 1995 until April 1998. The temperature of the telescope focal plane was 2.4 K thanks to passive helium cooling (Fig. 1). All details about the ISOCAM camera can be found in [1]. We present here only the main characteristics relevant for susceptibility to radiations. The infrared camera ISOCAM (Fig. 2) was designed to operate in the 2.5-17  $\mu\text{m}$  range with two detectors of 32 $\times$ 32 pixels:

- A long wave (LW) detector using a SiGa substrate with a direct readout output circuit, for 4-17  $\mu\text{m}$  wavelengths. LW detector had a 100  $\mu\text{m}$  pitch and a thickness of 500  $\mu\text{m}$ .
- A short wave (SW) detector using a InSb substrate and a charge injection device readout method, for 2.5-5  $\mu\text{m}$  wavelengths.

### B. Space environment

The ISO telescope was operated in a highly elliptical 24 h orbit with a perigee at 1,000 km and an apogee at 70,500 km (Fig. 3). The lowest part of the orbit lied inside the Earth's van Allen belts. Inside the belts, the majority of ISO detectors were scientifically unusable due to effects caused by proton and electron impacts. Outside the radiation belts (roughly 16 h), the spacecraft was directly exposed to galactic cosmic rays. Occasional solar particle events also produced additional protons and heavier nuclei. All details about the transient particle effects on ISOCAM can be found in [2].

Manuscript received April 6<sup>th</sup>, 2007.

A.Claret is with the CEA/DAPNIA/SAP, Bât. 709 L'Orme des Merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette, France (phone: +33-169083762; fax: +33-169086577; email: [arnaud.claret@cea.fr](mailto:arnaud.claret@cea.fr))

D.Boscher is with the ONERA/DESP, BP 4025, 2 avenue Edouard Belin, 31055 Toulouse Cedex 4, France, (email: [daniel.boscher@onercert.fr](mailto:daniel.boscher@onercert.fr))

O.Boulade is with the CEA/DAPNIA/SAP, Bât. 709 L'Orme des Merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette, France (email: [olivier.boulade@cea.fr](mailto:olivier.boulade@cea.fr))

S.Bourdarie is with the ONERA/DESP, BP 4025, 2 avenue Edouard Belin, 31055 Toulouse Cedex 4, France, (email: [sebastien.bourdarie@onercert.fr](mailto:sebastien.bourdarie@onercert.fr))

P.Gallais is with the CEA/DAPNIA/SAP, Bât. 709 L'Orme des Merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette, France (email: [pascal.gallais@cea.fr](mailto:pascal.gallais@cea.fr))

P.Laurent is with the CEA/DAPNIA/SAP, Bât. 709 L'Orme des Merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette, France (email: [philippe.laurent@cea.fr](mailto:philippe.laurent@cea.fr))

G.Rolland is with the CNES, BPI 1414, 18 avenue Edouard Belin, 31401 Toulouse Cedex 4, France, (email: [guy.rolland@cnes.fr](mailto:guy.rolland@cnes.fr))

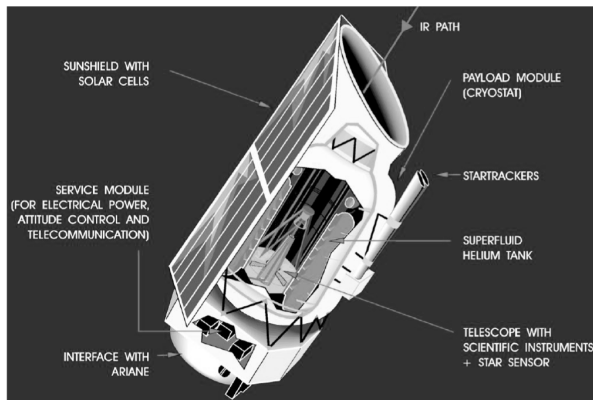


Fig. 1: Cut away of the ISO spacecraft.

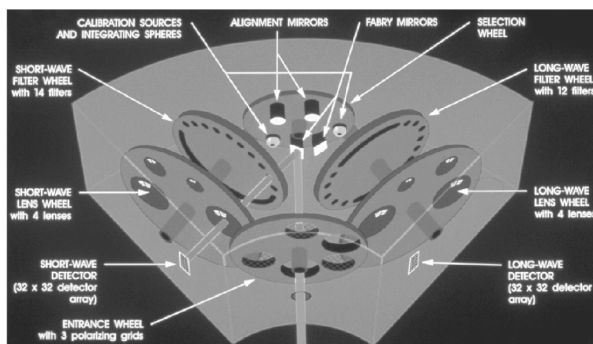


Fig. 2: Cut away of the ISOCAM camera on board of the ISO spacecraft.

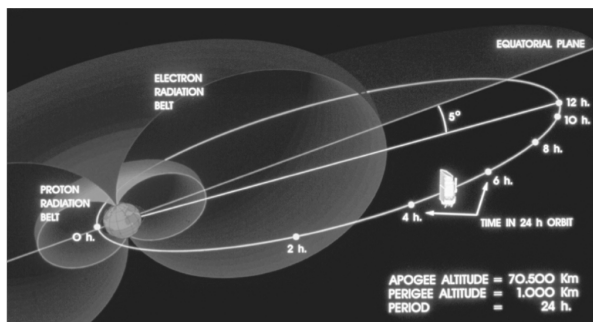


Fig. 3: Main parameters of the ISO orbit: apogee 70,500 km, perigee 1,000 km, inclination 5°, period 24 h, useful observing time 16 h.

### C. Daily calibrations

The goal of ISOCAM daily calibrations was to check the detector stability. Repeatable measurements were performed at each orbit allowing comparisons from one revolution to another (every 24 h). All measurements were done with the camera alone, avoiding introducing any external constraint such as pointing or astronomical source perturbation. Measurements were performed at the end of useful orbit (the so-called “deactivation sequence”) and near the apogee (the so-called “hand-over window”), during which the change of ground based satellite tracking station occurred.

The first type of measurement was dedicated to responsivity monitoring by using the internal calibration devices,

consisting in a black body illuminating an integrating sphere and creating a spatially quasi-uniform illumination of the detectors. While it was well known that the internal calibration devices could neither be used for absolute flux calibration nor for flat-field derivation, their profiles are reproducible enough to enable comparison between daily measurements. Responsivity measurements were performed during the deactivation sequence (end of useful orbit, just before entering in the external radiation belt).

The second type of measurements was dedicated to dark current level monitoring, consisting in measuring the detector signal when the instrument is not open towards the sky (entrance wheel in closed position, see Fig. 2). Dark measurements were performed during the deactivation sequence for both detectors (LW and SW) and also just before the hand-over window (near the apogee, far from the radiation belts) for the LW detector only. This allowed the comparison of dark current level near and far from the radiation belt for the LW detector. This sequence was automated after revolution 150 and was adapted later in the mission in order to perform complementary dark current measurements at other integration times.

In this paper, we only address the measurements of dark current mean level (the average value of dark current level over the whole detector). Other results about ISOCAM daily calibrations can be found in [3] and [4]. At the end of the mission, we had thus secured a set of 744 dark current measurements obtained during deactivation sequence and 665 dark current measurements obtained during hand-over. A few sequences have been lost because of planned engineering operations, contingencies or telemetry drops.

### III. EVOLUTION OF DARK CURRENT MEAN LEVELS

The dark current level (averaged over the whole detectors) is plotted versus the revolution number on Fig. 4, for the whole mission duration. Data reduction was quite simple, consisting in removal of glitches (tracks resulting from particle impacts) and removal of the first frames of the cube of successive images (in order to get rid of stabilization artifacts). The mean value of dark current level simply corresponds to the average signal recorded by the detectors.

Early in the mission, the instrument appeared to be sensitive to the variation of the electron fluence in the vicinity of the radiation belts. Occasionally, some dark currents obtained in the deactivation sequence (near the electron belt) had a high mean value. The effect of the external radiation belt on the two detectors was clearly to increase the mean level and the noise in the images, as if the additional signal was constant over the whole surface of the detectors. When this occurred, the dark currents obtained the same day but during the hand-over sequence (far from radiation belts) were at the nominal value, as visible on middle part of Fig. 4 if we compare the measurements for LW channel during the deactivation window with respect to the hand-over window. The complementarity of the measurements associated with i) the lack of such effects in the instrument other parameters and ii) the absence of structure in the resulting images led us to claim



the external origin of these high values of dark current level. Moreover, a strong correlation was established between the dark current spikes and the electron fluences as measured by the GOES-9 satellite of NOAA (see bottom part of Fig. 4). Besides the spikes of dark current levels, the baseline also shows a slight decrease with the passing of time for both detectors (Fig. 4). For LW detector, this effect is also visible for the hand-over measurements, data free of space weather contamination. Actually, the long term decrease of the LW dark current level is observed in the images through a differential evolution of the signal on the lines depending on their parity. The evolution of this stripped pattern has been investigated both along the mission (with the present set of data) and inside a revolution (with standard calibration data sets), leading to a well representative model of the dark current pattern evolution (see [5] for details). In the following, we focus only on the interpretation of the first effect, i.e. the origin of spikes observed in the trend of dark current mean levels.

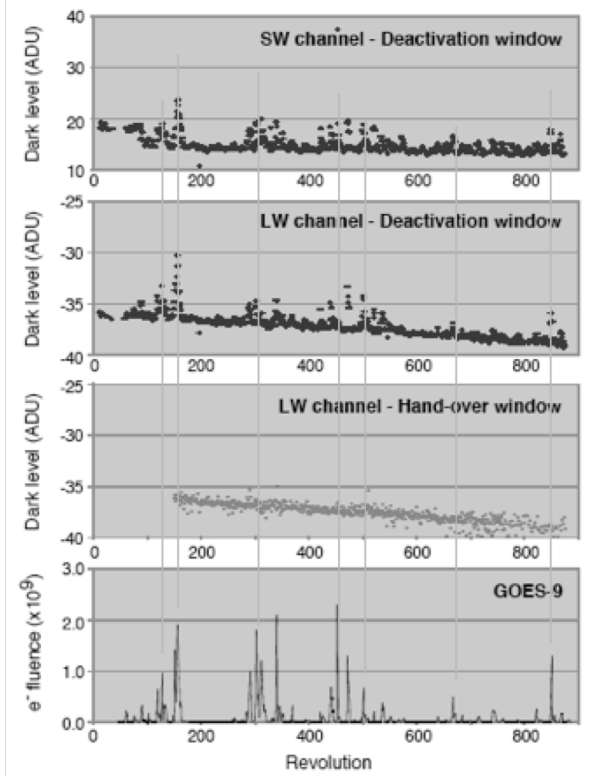


Fig. 4: Mean value of dark current level for the two detectors and GOES-9 electron fluences (E1 channel, >2 MeV) versus revolution number (1 revolution is equivalent to 1 day since the orbit period is 24 h). Since no correlation was observed with any proton channel of GOES-9, the proton fluences are not plotted.

IV. INTERPRETATION

As explained in the previous section, there is a clear correlation between the dark current levels of both ISOCAM detectors, measured in the deactivation window of ISO (near the external radiation belt), and the electron fluxes measured

by GOES-9, not the proton fluxes. A detailed study of this correlation is not straightforward: first, the locations of the GOES and ISO spacecrafts are not the same, although the altitude of the ISO spacecraft at the time of the deactivation measurements was always about 30,000 km; and second, the GOES-9 measurements used in Fig. 4 are integrated over a 24 h period.

A. Scenario 1

Since we noticed an increase of the occurrence of point-like glitches in the images near the external radiation belt, let's first investigate the possibility that electrons of the external belt, the most energetic ones that are able to pass through the shielding, could induce the observed spikes in the dark current levels. In order to check this hypothesis, we derived from the ISOCAM sectorial analysis map (Fig. 5) that ~5% of the whole sphere ( $4\pi$  sr) around ISOCAM is protected by an equivalent Aluminum thickness of only 9 mm (which is transparent to electrons > 4 MeV) whereas the average value of equivalent Aluminum thickness is 2.5 cm. Given the average integral flux of trapped electrons above 30,000 km (between 500 and 1000 electrons/cm<sup>2</sup>/s), we expect a few tens of extra glitches per second due to electron tracks. But since these high energy electrons should lose almost all their initial energy in the surrounding shield, they should stop in the very first layer of the detector, leading to point-like glitches. So this hypothesis can account for the observed extra amount of point-like glitches, but it cannot explain the presence of high spikes in the dark current levels of the whole detectors. Moreover, the correlation between ISOCAM dark current levels and GOES-9 fluxes is observed for electrons of the E1 channel (> 2 MeV, not > 4 MeV), which are stopped by 9 mm of Aluminum. Thus, scenario 1 is rejected.

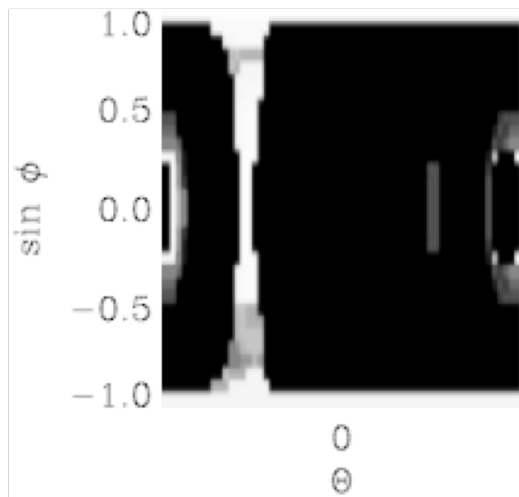


Fig. 5: Map of shield surrounding ISOCAM. The angle  $\theta$  is the azimuth angle (i.e. the angle in the telescope focal plane) and  $\phi$  the polar angle (i.e. the angle between the pointing direction of the telescope and the focal plane). Black color corresponds to shield thickness > 13 mm of Aluminum. Brighter colors correspond to lower values of Aluminum equivalent thickness (down to 9 mm), allowing electrons > 4 MeV to pass through.

*B. Scenario 2*

Considering the temporal profile of dark current spikes (Fig. 4), which looks like particle fluxes emitted during solar events, let's investigate now the possibility that spikes could be due to solar protons instead of trapped electrons. Indeed, solar protons can pollute the electron channel of GOES-9, the one displaying a good correlation with our dark current measurements. But in this case, the dark current spikes should be correlated both with the proton fluxes and electron fluxes recorded by GOES-9. In order to check this hypothesis, we used a cleaned dataset from the IPSAT database [6]. Part of the IPSAT dataset of GOES-9 is displayed on Fig. 6, clearly showing that no solar protons have polluted the electron channel of GOES-9 when high values of dark currents have been measured by ISOCAM. Moreover, no solar proton event occurred when increased dark current levels were observed. Thus, scenario 2 is rejected.

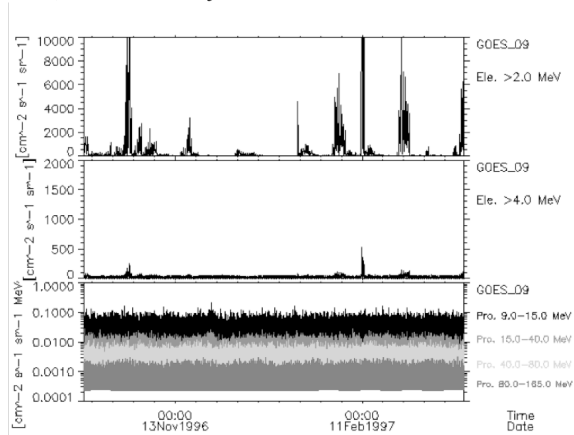


Fig. 6: Example of electron and proton flux measurements performed by GOES-9, taken from IPSAT database. February 1997 event corresponds to ISO revolution number ~450 (report on Fig. 4 for comparison).

*C. Scenario 3*

Last possibility is that the variations of ISOCAM dark current level could be induced by magnetic storms, which can indeed disturb the low energy (2-4 MeV) electron fluxes displayed on on Fig. 4, the one displaying a good correlation with our dark current measurements. But still we have to explain how electrons <4 MeV could increase the dark current, since the thinnest part of the shielding is equivalent to 9 mm of Al, opaque to these low energy electrons. The idea is the following. On the one hand, a very few number of ambient electrons (those > 4 MeV) would traverse the thinnest parts of the shielding (9 mm of Al), depositing almost all their energy inside the shielding, before being stopped in the very first layers of detectors, generating the excess of point-like glitches described above in scenario 1. On the other hand, most of ambient electrons (those < 4 MeV) would be converted inside the shielding (2.5 cm on average) into Bremsstrahlung photons, which are able to reach the detectors and increase the dark current level through gamma-ray interaction with the detectors. In order to check this hypothesis, we performed

Monte-Carlo simulations to quantify the contribution of Bremsstrahlung photons induced by electrons in the energy range 1-4 MeV. For lower energies, the efficiency of Bremsstrahlung is indeed significantly lower, and for higher energies, the incident flux of ambient electrons is negligible. Monte-Carlo results are displayed on Fig. 7. They have been normalized using the average electron flux above 1 MeV at the altitude of 30,000 km as derived by AP8 model ( $1.2 \cdot 10^6$  electrons/cm<sup>2</sup>/s). Of course, in case of a magnetic storm, this flux can become much higher than this average flux. Unfortunately, it is rather difficult to convert very accurately the deposited energy computed by Monte-Carlo into analog to digital units (ADUs) corresponding to the units of dark currents displayed on Fig. 4. Additional ground tests would be necessary to measure accurately the signal induced by Bremsstrahlung photons. Nevertheless, we can estimate from our simulations that during a magnetic storm. If the incident electron flux is multiplied by a factor of 10 with respect to the average flux and considering that an energy deposit of 30 keV corresponds to 1 ADU, then we expect an extra signal of ~2-3 ADUs/pixel, which is quite well compatible with measurements (see Fig. 4). Moreover, it is known that during a magnetic storm the electron flux can be multiplied by a factor greater than 10, leading to an extra signal even greater than 2-3 ADUs/pixel.

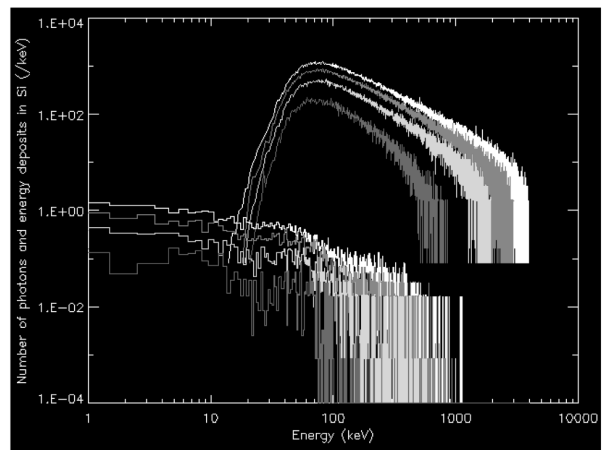


Fig. 7: Bremsstrahlung photons produced by electrons with various incident energies (4 MeV in white, 3 MeV in red, 2 MeV in green and 1 MeV in blue) impacting the ISOCAM shielding. The energy deposited in the LW detector (Si of 500µm thickness) by the emerging photons is over plotted with the same colors.

So, in spite of not being able to simulate accurately the effect of Bremsstrahlung photons on ISOCAM detectors, we conclude that the hypotheses of scenario 3 are reasonable. More generally, the important point is to consider that the dark current can strongly increase consecutively to magnetic storms for detectors operated near or inside the electron belt.

V. CONCLUSION

This study raises the possible role of magnetic storm on the variability of dark current level of detector operated in the

vicinity of the external radiation belt. It is an important effect since some future space missions using particle sensitive detectors are likely to be operated near or inside the electron belt. So it may be worth measuring the dark current variation induced by Bremsstrahlung photons during ground-based irradiations with X-rays before launch of such missions.

The correlation between the dark current spikes and the flux of ambient electrons was observed early in the ISO mission life, but could not be fully explained before being sure to dispose of a clean dataset on the ambient particle fluxes. This is now provided by ONERA through the IPSAT database. Of course, if one had on-board particle monitor, the analysis would have been a lot easier. But in some cases, this powerful tool can alleviate the lack of on board particle monitor when radiative feedback is needed.

#### VI. ACKNOWLEDGEMENTS

The authors thank Petteri Nieminen from space environment division of ESA, who kindly provided the map of shield surrounding ISOCAM.

#### VII. REFERENCES

- [1] C. Cesarsky, A. Abergel, P. Agnèse, et al., "ISOCAM in flight", *Astronomy and Astrophysics*, 315, L32, 1996.
- [2] A. Claret, H. Dzitko and J.J. Engelmann, "Transient particle effects on the ISOCAM instrument on-board the Infrared Space Observatory", *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, vol. 46, no. 6, pp. 1511-1518, Dec 1999.
- [3] P. Gallais, "Use and impact of the ISOCAM daily calibrations or the long term trend of CAM", *Proceeding of the Conference "The Calibration Legacy of the ISO Mission"*, VILSPA, Spain, February 2001, ESA SP-481.
- [4] O. Boulade and P. Gallais, "The ISOCAM detector: an overview", *Experimental Astronomy*, 10:227-239, 2000.
- [5] A. Biviano, M. Sauvage, P. Gallais, O. Boulade, P. Roman, S. Guest, K. Okumura, and S. Ott, "The ISOCAM/LW detector dark current behaviour", *Experimental Astronomy*, 10:255-277, 2000.
- [6] IPSAT database, ONERA, <http://www.oncert.fr/craterre/home.html>

### 2.6.3 REX d'INTEGRAL

#### Télescope

L'observatoire spatial INTEGRAL (*IN*Ternational *G*amma-Ray *A*strophysics *L*aboratory) a été lancé par l'ESA depuis Baïkonour le 17 octobre 2002 et il est toujours en opération aujourd'hui. Cet observatoire est dédié à l'observation de l'Univers dans la gamme s'étendant de quelques 15 keV à 10 MeV, le domaine d'énergie des phénomènes astrophysiques les plus extrêmes (trous noirs, accrétion dans les systèmes binaires, sursauts gamma, supernovæ, etc.). Deux télescopes sont montés à bord d'INTEGRAL (Figure 2.22). Le premier, IBIS (*I*mager *o*n *B*oard *t*he *I*ntegral *S*atellite), a des capacités d'imagerie fine (FWHM de 12') alors que le deuxième, SPI (*S*pectrometer *o*f *I*ntegral), est optimisé pour l'analyse spectrale des sources gamma. Les deux télescopes fonctionnent selon le principe d'imagerie par masque codé. Pour assurer une couverture spectrale s'étendant de quelques dizaines de keV à quelques MeV, l'unité de détection de l'imageur IBIS est composée de deux gamma caméras, ISGRI (*I*ntegral *S*oft *G*amma-Ray *I*mager) couvrant le domaine 15 keV-1 MeV et PICsIT (*P*ixilated *C*sI *T*elescope) couvrant le domaine 170 keV-10 MeV. Dans ce qui suit, il ne sera question que du retour d'expérience de la caméra ISGRI basé sur la technologie de cristaux de CdTe. Chacun des 16 384 pixels d'ISGRI (128×128) se compose d'un cristal de CdTe (4×4×2 mm<sup>3</sup>) lu par une chaîne électronique dédiée à travers une électrode de platine.



Figure 2.22 — Vue d'artiste du télescope spatial INTEGRAL en orbite (à gauche) et imageur ISGRI (à droite).

#### Environnement spatial

Avec une période de 72 heures, un périégée initial de ~10 000 km, un apogée de ~155 000 km et une inclinaison initiale de 51°, l'orbite d'INTEGRAL minimise le bruit de fond des instruments et maximise le temps d'observation continue, ainsi que le débit de télémétrie. La trajectoire du satellite traverse entièrement la ceinture externe des électrons et frôle la ceinture interne de protons. En dehors de la ceinture externe d'électrons (c'est-à-dire ~65 heures sur les 72 heures de l'orbite

complète), le satellite est directement exposé au flux de rayons cosmiques et aux particules solaires. La production de raies d'activation suite à la traversée des ceintures de radiations a une influence sur l'étalonnage spectral et la sensibilité d'ISGRI [Terrier, 2003].

### **Phénomènes inattendus, analyse et interprétation**

Les effets inattendus résultant de l'impact de particules sur ISGRI concernent la stabilité des pixels contrôlée par le système NPHS (*Noisy Pixel Handling System*) et la dégradation de la réponse spectrale d'ISGRI.

#### *Stabilité des pixels*

Lorsque la caméra ISGRI a été allumée en vol pour la première fois, il est apparu que le NPHS éteignait les pixels les uns après les autres, à un taux important, presque un pixel par seconde, rendant rapidement aveugle toute la caméra. Les esprits étaient tendus car c'était la première fois qu'une telle caméra était envoyée dans l'espace et on pouvait toujours craindre des défauts de conception. Le phénomène observé avait un caractère assez aléatoire, ce qui le rendait difficilement imputable au détecteur lui-même. Il n'avait d'ailleurs jamais été observé au sol durant les phases de qualification. Dans la mesure où on observait une extinction massive de la caméra au moment où INTEGRAL pénétrait à l'intérieur de la ceinture externe d'électrons, les rayons cosmiques et les électrons ont très vite été suspectés d'en être les responsables. Afin de résoudre ce problème, les paramètres du NPHS, initialement réglés à partir des mesures sol, ont été adaptés. Ces paramètres définissent les conditions pour décider si un pixel devait être considéré comme bruyant, être coupé le cas échéant, puis rallumé périodiquement afin de vérifier si son comportement redevenait normal. Le NPHS est ainsi devenu plus tolérant à de brusques augmentations du taux de comptage (celles induites par les impacts de particules) enregistrées au niveau des pixels individuels, mais ce au prix d'un moins bon ajustement des seuils bas des pixels. Ces derniers sont ainsi finement ajustés après analyse des données au sol, et les valeurs des seuils sont montées à bord au début de chaque orbite. Après une période de ~9 mois en orbite, la caméra semblait bien réglée et ne montrait plus de signe de dégradation, le nombre de pixels temporairement éteints se stabilisant autour de 3% du nombre total de pixels de la caméra. Le problème de l'instabilité des pixels est traité en détails dans l'article dédié au comportement en vol de la caméra ISGRI [Limousin, 2003].

Ce que je souhaite souligner ici est qu'il y a toujours des mauvaises surprises une fois en vol, et qu'il convient de se donner les moyens de s'adapter à des situations imprévues. Je précise qu'il n'était pas prévu à l'origine de pouvoir régler les paramètres du NPHS par télécommandes envoyées depuis le sol, et que si cette possibilité n'avait pas été maintenue pour des raisons presque fortuites, le premier vol de cette caméra aurait alors pris une teinte d'échec, d'autant plus difficile à accepter que cette caméra fait montre d'un fonctionnement exemplaire depuis plus de 7 ans !

### Dégradation de la réponse spectrale

L'autre problème concerne la dégradation de la réponse spectrale de la caméra affectée par des dépôts d'énergie important, au-delà du seuil haut de l'électronique. Ce phénomène est rapporté dans la **publication 2-5 [Claret et al., 2004] insérée plus loin en page 257**, et à laquelle je renverrai le lecteur dans ce qui suit.

La dégradation de la réponse spectrale se manifeste au travers des diagrammes bi-paramétriques qui représentent l'histogramme du temps de montée des impulsions en fonction de leur amplitude pour tous les événements enregistrés au niveau d'un détecteur individuel (cristal de CdTe). L'amplitude des impulsions est caractéristique de l'énergie du photon incident, alors que le temps de montée de l'impulsion dépend de la profondeur d'interaction du photon dans le cristal de CdTe. Considérons par exemple un photon interagissant dans un cristal : s'il s'arrête près de la surface du cristal (du côté de la cathode) alors le signal collecté, principalement du aux mouvements des électrons, correspond à une impulsion dont le temps de montée est court. À contrario, si le photon s'arrête plus profondément dans le cristal, alors la contribution des trous au signal le rend plus lent et conduit à une impulsion dont le temps de montée est long. Dans ce cas, il se produit des pertes de charges et des déficits balistiques qui dégradent la mesure de l'amplitude de l'impulsion et conduit à une sous-estimation de l'énergie de l'événement. L'enregistrement des deux paramètres des impulsions (amplitude et temps de montée) permet alors d'appliquer des corrections pour améliorer la réponse spectrale de la caméra. Il se trouve que les diagrammes bi-paramétriques de vol montraient des structures indésirables : une première structure à temps de montée constant ( $\sim 5 \mu\text{s}$ ) sur toute la gamme d'amplitude, et une autre à temps de montée variable ( $\sim 1-5 \mu\text{s}$ ) dans la gamme d'amplitude 500 keV-1 MeV, comme le montre la [Figure 2 de la publication 2-5](#). Le problème était que ces structures correspondaient à des événements qui représentaient  $\sim 10\%$  de ceux enregistrés à bord, et réduisaient d'autant les capacités de la télémétrie scientifique. Toujours dans ce même esprit d'amélioration des instruments futurs, il était nécessaire d'interpréter ce phénomène, autrement dit d'identifier les particules responsables, avant de pouvoir proposer des améliorations techniques. Tous les détails de l'interprétation de ces structures indésirables étant donnés dans la publication 2-5, je me contenterai de la résumer ci-après.

Les protons cosmiques peuvent induire dans les cristaux de CdTe des dépôts d'énergie allant bien delà des seuils de l'électronique de lecture (12 keV-1 MeV). Ces événements ne sont donc pas pris en compte mais ils peuvent néanmoins induire des effets de *cross-talk* dans les pixels voisins par couplage capacitif. En s'appuyant sur le modèle électrique de la caméra, les concepteurs de la caméra ont pu déterminer que des dépôts d'énergie  $> 5 \text{ MeV}$  peuvent saturer le préamplificateur du pixel touché, le surcroît de charges créées pouvant alors déclencher le pixel voisin par couplage capacitif au sein d'un même polycell (cellule de  $4 \times 4$  pixels adjacents). Le pixel voisin enregistre ainsi un signal correspondant à une fraction (comprise entre 5 et 12%) de l'énergie déposée dans le pixel impacté par la particule cosmique. Cette fraction se situant sous le seuil haut de l'électronique (1 MeV), il est pris en compte, c'est-à-dire qu'une partie de l'événement produit dans le pixel

impacté est enregistrée par le pixel voisin qui la comptabilise comme un événement à part entière. Il restait donc à identifier les particules spatiales capables de déposer une énergie  $> 5$  MeV dans les cristaux après leur traversée du blindage environnant, et à vérifier ensuite que les particules identifiées pouvaient rendre compte du nombre d'événements parasites enregistrés. Je me suis donc appuyé sur l'outil *Shield-3D* que j'ai développé (voir §2.3.4) pour déterminer le type des particules responsables (proton, électron, ions), leur énergie initiale et le chemin parcouru à travers le blindage environnant ISGRI. Il s'est avéré que les protons étaient les meilleurs candidats. Pour finir, il convenait de valider tout le scénario au moyen de simulations Monte-Carlo. J'ai utilisé pour cela le modèle de masse complet du satellite INTEGRAL. C'est ainsi que j'ai pu identifier les protons du rayonnement cosmique comme responsables des structures parasites dans les diagrammes bi-paramétriques d'ISGRI :

- La structure horizontale (à temps de montée constant de  $\sim 5 \mu\text{s}$  sur toute la gamme d'amplitude) est causée par des protons cosmiques traversant de part en part les cristaux de CdTe, et d'énergie incidente comprise entre 24 et 44 MeV au niveau du plan détecteur.
- La structure en diagonale (à temps de montée variable  $\sim 1-5 \mu\text{s}$  dans la gamme d'amplitude 500 keV-1 MeV) est causée par des protons cosmiques s'arrêtant dans les cristaux de CdTe en y déposant une énergie comprise entre 7 et 17 MeV, la pente de la structure étant caractéristique de la profondeur de l'interaction.

Un peu plus tard, François Lebrun, qui ne néglige jamais le moindre petit détail, m'a suggéré de vérifier si les électrons de la ceinture externe ne pouvaient pas eux aussi expliquer une partie des événements parasites. J'ai vérifié que cela n'était pas le cas et j'ai consigné ce résultat au RADECS [Claret, 2005]. À cette occasion, le comité RADECS m'a décerné le prix du meilleur papier dans la catégorie poster !

### Applications

Le REX acquis sur le système de gestion des pixels bruyants est réutilisé dans le cadre du développement du projet SVOM/ECLAIRS. En ce qui concerne l'optimisation de la réponse spectrale, mes collaborateurs ont émis une série de recommandations techniques à propos de la conception de caméra spatiales basées sur la technologie CdTe. Celles-ci sont résumées au §VI de la publication 2-5 et elles sont bien évidemment prises en compte dans les développements des caméras des instruments futur, pour le télescope SIMBOL-X en particulier. Evidemment, ces améliorations techniques ne sont à la portée que des spécialistes du domaine et le mérite revient surtout à Olivier Limousin, en charge au CEA du programme de développement des caméras CdTe aux multiples applications, pas seulement astronomiques mais aussi médicales et de protection civile.

## **Publication 2-5**

**« Particle Effects on the ISGRI Instrument On-Board the INTEGRAL Satellite »**

**Claret A. et al. (2004), IEEE Trans. on Nucl. Sci., vol. 51, issue 2, no. 6, pp. 3413-3419**



# Particle Effects on the ISGRI Instrument On-Board the INTEGRAL Satellite

A. Claret, O. Limousin, F. Lugiez, P. Laurent and M. Renaud

**Abstract**—The *INTEGRAL* satellite was launched on October 17, 2002. All on-board instruments are operating successfully. In this paper, we focus on radiation effects on the Cadmium Telluride camera ISGRI. The spectral response of the camera is affected by cosmic particles depositing huge amount of energy, greater than the high threshold of the electronics. Our study raises the contribution of cosmic ray protons. Solutions are proposed to limit the degradation of spectral response of large pixel gamma cameras operating in space.

**Index Terms**—Cameras, Monte-Carlo methods, Radiation Effects, Satellites

## I. INTRODUCTION

THE INTEGRAL (INTERNATIONAL Gamma-Ray Astrophysics Laboratory) satellite is an ESA (European Space Agency) gamma-ray observatory successfully launched from Baïkonour on October 17, 2002. It is devoted to the observation of the universe between few keV up to 10 MeV, the energy range of the most extreme phenomena (black hole, accretion in X-ray binaries, gamma-ray bursts, supernovae...). Two telescopes are mounted on INTEGRAL. The first one, IBIS (Imager on Board the Integral Satellite), provides diagnostic capabilities of fine imaging (12 arcmin full width half maximum) whereas the second one, SPI (SPectrometer on Integral), performs spectral analysis of gamma-ray sources. Both are coded mask aperture telescopes. In order to achieve a spectral coverage from several tens of keV to several MeV, the detection unit of the imager IBIS [1] is composed by two gamma cameras, ISGRI (Integral Soft Gamma-Ray Imager) [2] covering the range from 15 keV to 1 MeV and PICsIT (Pixilated CsI Telescope) [3] covering the range from 170 keV to 10 MeV. This paper deals with the ISGRI cadmium telluride (CdTe) camera, the low energy position sensitive detector of IBIS.

The in-flight behavior of ISGRI was already reported by Limousin et al. [4]. After a short description of the camera, its energy response is presented in Section II. Effects of radiations on ISGRI are addressed in Section III. But one has to keep in mind that there are two separate problems: (a) the production of activation lines after the perigee passage due to the high radiation fluence mainly coming from trapped particles in the van Allen belts, and (b) the response variation due to the

impact of single particle from galactic cosmic rays or solar particles along the scientific part of the orbit, i.e. outside the van Allen belts. The first problem (a) has an influence on the spectral calibration and sensitivity of the imager. The second problem (b) has an influence on the detector stability but also on its spectral response. In this paper, we address particle effects on the spectral response of ISGRI (Sections IV and V). Some solutions for limiting the degradation of the spectral response are proposed in the conclusion (Section VI).

## II. ISGRI CAMERA

### A. General description

Energy deposits from cosmic particles in detectors operating in space affect their performances. This is particularly true for large monolithic detector (such as Anger camera) for which the spatial resolution is strongly degraded by particle impacts. Pixel gamma cameras, where each pixel is an independent detector with its own electronic chain, avoid this problem since the average time between two successive impacts in a single detector can be relatively long, allowing a complete recovery of the electronics. This led to the choice of using CdTe crystals to build the large gamma camera ISGRI. 8 independent modular detection units compose the ISGRI detection plane. Each pixel of the camera is a CdTe detector read out by a dedicated integrated electronic channel. Altogether, there are 16,384 detectors (128x128) and as many electronic channels (Fig. 1). Each detector is a 2 mm thick CdTe:Cl THM crystal of 4x4 mm<sup>2</sup> with platinum electrodes. (see [2,4] for more details).

### B. Energy response

To determine accurately the energy of incoming photons in ISGRI, a simultaneous measurement of the standard pulse-height and the pulse rise-time for every event is necessary. The amplitude of the pulse depends on the energy of interacting photons, whereas the rise-time of the pulse depends on the interaction depth of photons in the detector because of the charge carrier properties in the CdTe. Let's consider a fixed energy of the incident photon: if it is stopped near the surface of the crystal (cathode side), then the signal mainly due to the electron motion is fast, leading to a short rise-time of the pulse. On the contrary, if the photon is stopped deeper in the crystal the hole contribution to the signal make it slower, leading to long rise-time of pulse. When the pulse rise-time is long, charge loss and ballistic deficit occurs, leading to a poor

Manuscript received July 19, 2004.

A. Claret, O. Limousin, F. Lugiez, P. Laurent and M. Renaud are with the CEA Saclay, DAPNIA, Bât. 709 L'Orme des Merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette, France (phone: +33-169086130; fax: +33-169086577; email: aclaret@cea.fr)

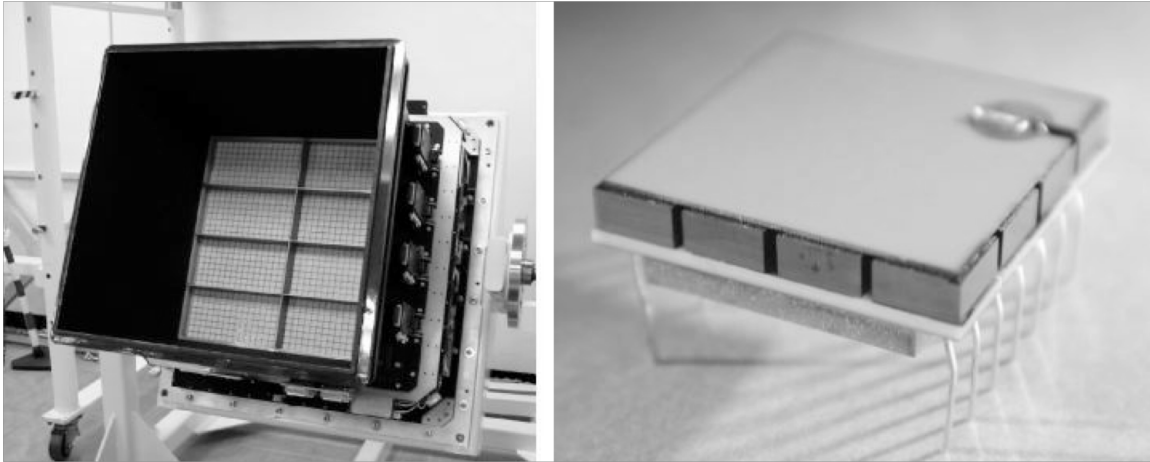


Fig. 1: Left panel is a view of the 8 ISGRI modular detection units (white color) at the bottom of the Tungsten passive shield well (black color) after integration in the IBIS detection unit. Each modular detection unit is composed of 128 polycells (8x16). Right panel represents an individual polycell made of 4x4 CdTe crystals of 2 mm thick. The readout electronics is visible at the bottom of the polycell.

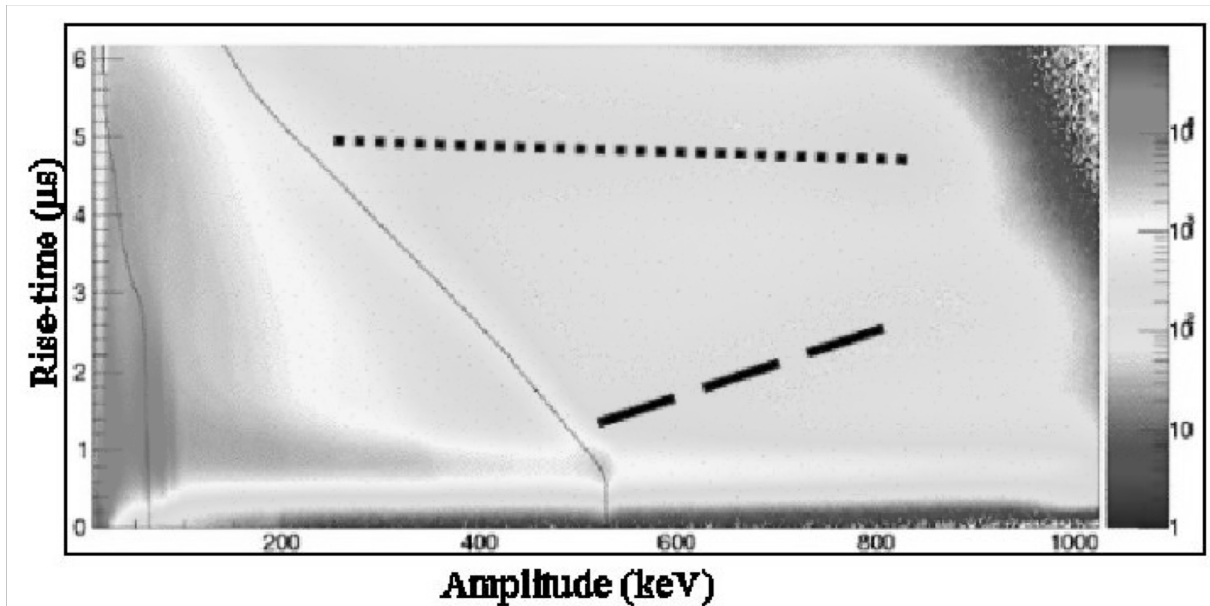


Fig. 2: In-flight bi-parametric diagram (histogram of pulse rise-time vs. pulse amplitude) obtained with the calibration unit data. The 511 keV line of the calibration source ( $^{22}\text{Na}$ ) goes from high amplitude at low rise-time to low amplitude at high rise-time (thin solid line), depending on the penetration depth of photons into the CdTe crystals. Undesired structures (dotted and dashed lines) are also visible. They are attributed to cosmic ray particles. Note that the white contour of these undesired structures has been enhanced for illustrative purpose.

measurement of the energy. In order to compute an off-line correction of the charge losses and then retrieve a good sensitivity and a good spectral response, pulse rise time and pulse height are systematically recorded in a bi-parametric diagram (2D histogram of pulse rise-time and pulse-height). Fig 2 shows an example of a diagram recorded in flight.

Cosmic ray particles interacting with the crystals correspond to a particular signature in the bi-parametric diagram (dotted and dashed lines in Fig. 2), different of the one described above. The energy response of ISGRI is degraded due to the presence of these undesired structures,

which represent  $\sim 80$  counts/s in bi-parametric diagrams over  $\sim 900$  counts/s in total. This induces an increase of dead time of  $\sim 10\%$ , reducing the telemetry flow of scientific data. Signal to background ratio of celestial sources is also degraded in the polluted part of bi-parametric diagram.

### III. ISGRI RADIATION ENVIRONMENT

#### A. Particle environment

The orbit of *INTEGRAL* was selected to minimize the background level of instruments, maximizing at the same time

its uninterrupted scientific observing time and also the telemetry flow. The chosen orbit has a period of 72 hours, a perigee of  $\sim 10,000$  km, an apogee of  $\sim 155,000$  km and an inclination of  $\sim 51^\circ$ . The trajectory crosses the whole outer electron belt and just barely touches the inner belt with increased fluxes of protons. Outside the outer electron belt ( $\sim 65$  hours over 72 hours of the orbit), the mission is directly exposed to fairly constant cosmic ray background (85% protons, 12% alphas and 3% heavier nuclei) and solar particles.

### B. Particle effects

The three main effects of particle impacts on ISGRI concern:

1) *The production of activation lines*, due to the encounter of the spacecraft with the earth's radiation belts. This has an influence on the spectral calibration and sensitivity and was already addressed in [6].

2) *The detector stability*, controlled by the so-called noisy pixel handling system, which automatically switch off or raise the low threshold of noisy pixels [2]. This system was particularly useful to overcome problems due to the passage of cosmic particles in the crystals. The system had to be tuned once in flight conditions were determined (see [4] for details).

3) *The spectral response*, affected by cosmic particles depositing in the crystals huge amounts of energy (much greater than the high threshold of the electronics).

In this paper, we only focus on this last effect. The in-flight bi-parametric diagram (Fig. 2) shows an undesired high rise-time ( $\sim 5 \mu\text{s}$ ) structure covering almost the whole amplitude range (dotted line). This horizontal structure reduces the sensitivity for long rise-time events. Another undesired structure (dashed line) is visible in this diagram. It covers a region with pulse height increasing with rise-time between 500 keV to 1 MeV. The following study intends to determine the origin of these structures. This could help to limit these effects for future high energy instruments.

## IV. MODEL OF PARTICLE EFFECTS

### A. Basic idea

The low energy threshold of the electronics is 12 keV and the high threshold is 1 MeV. But cosmic-ray particles can induce much higher energy deposits when they interact with the CdTe crystals. Such events are not taken into account by the electronics because of the thresholds, but they can induce cross-talk effects in preamplifiers neighboring the hit pixel. What kind of particles can generate energy deposit greater than the high threshold of the electronics?

1) *Protons*: To be able to pass through the CdTe crystals with normal incidence, protons must have incident energy at least of 24 MeV. Incident energy up to 44 MeV is necessary for those passing through the diagonal of a crystal (incident angle of  $70^\circ$ ). At higher angles, several pixels would be touched and wouldn't be recorded since each ISGRI module is able to detect only one event at a time. The energy deposited by protons is then between 1.7 MeV (for high energetic protons near the minimum ionization) and 44 MeV (for low

energetic protons having the longest path in CdTe crystals). Those protons are present in cosmic rays.

2) *Ions*: The low-energy part of cosmic and solar ions is strongly attenuated because of their limited range in the IBIS passive shield, whereas the unshielded remaining part of the spectrum contributes to a negligible way since they are far less numerous than protons.

3) *Electrons*: The number of electrons strongly increases when *INTEGRAL* approaches the outer electron belt. But electrons able to produce energy deposit leading to saturation of preamplifiers (minimum 5 MeV) are very few. On the other hand, 5 MeV electrons are relativistic and generally deposit only 1.7 MeV in a 2 mm thick CdTe, not enough to produce preamplifier saturation.

Undesired structures are thus mainly attributed to rather low energy cosmic-ray protons ( $< 100$  MeV) present all along the *INTEGRAL* orbit. In order to check this assumption, our model of ISGRI spectral response under proton flux is based on three studies: the electrical model, the model of bi-parametric spectral response and Monte-Carlo simulations. These models are detailed in the following sub-sections.

### B. Electrical model for cross-talk

The electrical model of ISGRI allowed the calculation of capacitive cross-talk between channels when one of them is heavily saturated after a high energy deposit. If the preamplifier of a given channel is highly saturated then a fraction of the signal is copied in a neighbor channel. Note that the neighbor channel where the fraction of signal can be copied must belong to the same polycell ( $4 \times 4$  crystals), since all polycells are isolated from each other (Fig. 1 right panel).

The saturation phenomenon was analyzed thanks to the electrical model. The capacitive cross-talk between channels is detailed on Fig. 3, where  $C_C$ ,  $C_L$ ,  $C_F$ ,  $C_P$  represent respectively the inter-pixel, liaison (AC coupling), feedback and parasitic capacitors. With  $C_F = 70$  fF and saturation voltage  $V_{\text{SAT}} \sim 2.5$  V (ASIC design), we derive that saturation charge corresponds to  $1.1 \cdot 10^6$  electrons, i.e. 5 MeV deposit in a CdTe crystal. Energy deposits between 1 MeV and 5 MeV cannot produce a signal in the camera. For a non-saturated channel, the normal cross-talk with the neighbor channel is given by  $F_C = C_C/C_L \sim 0.6\%$ . But for a highly saturated channel ( $E_{\text{dep}} > 5$  MeV), the measured cross-talk with the neighbor channel is given by  $F_C = C_C/C_P$  and is expected to be between 5 and 12%. Results are summarized as follows:

- High energy deposits ( $E_{\text{dep}} > 5$  MeV) from cosmic particles saturate the charge sensitive preamplifiers of the hit pixel, leading to a modification of the cross-talk between channels in the same polycell. A neighbor of the hit pixel is then able to trigger and copy the pulse shape at the entrance of its preamplifier with an attenuation factor  $X \sim 88\text{-}95\%$ .
- The measured energy in the neighbor pixel corresponds then to  $(1-X) \sim 5\text{-}12\%$  of  $E_{\text{dep}}$ . This value becomes compatible (i.e. between the low and high level thresholds) with the ISGRI energy range (12 keV - 1 MeV) and makes the phenomenon recordable on the bi-parametric diagram of the science data.

During ground tests, no cross-talk was observed for energy deposit up to 2.3 MeV (maximum energy of  $^{90}\text{Sr}$  test source). This explains why the undesired structures of bi-parametric diagram were discovered in-flight.

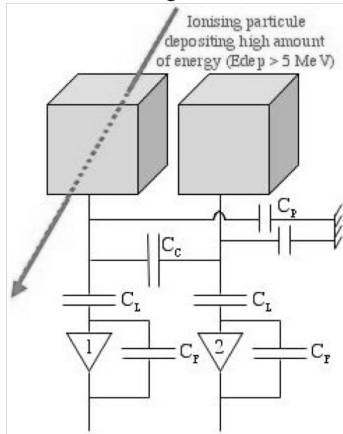


Fig. 3: Summary of the effect of high energy deposit on the neighbor pixel: first step is a saturation of preamplifier #1 ( $E_{\text{dep}} > 5 \text{ MeV}$ ), followed by cross-talk in neighbor preamplifier #2 (5-12% of  $E_{\text{dep}} >$  low energy threshold) through the inter-pixel capacity  $C_C$ . The other capacities  $C_L$ ,  $C_F$ ,  $C_P$  are respectively the liaison, feedback and parasitic capacities.

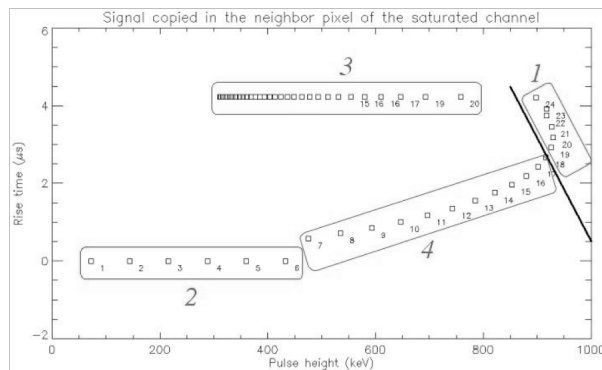


Fig. 4: Simulation of cross-talk effect in bi-parametric diagram of the neighbor pixel of the hit pixel. The numbers besides each point of the diagram correspond to the deposited energy (in MeV) by the incident proton (values correspond to normal incidence). For example, an incident proton of 17 MeV is stopped in the hit pixel, saturates the channel, then 5-12% of the deposited energy is copied in the neighbor pixel, leading to a pulse of 900 keV height and 2.4  $\mu\text{s}$  rise time. The solid line corresponds to the high threshold of the electronics. See text for comparison of different regions (1, 2, 3 and 4) with structures visible on Fig. 2.

### C. Model of bi-parametric response under proton flux

A model of the bi-parametric response of ISGRI has been elaborated to determine what is the bi-parametric response under proton flux.

The bi-parametric response model is based on the calculation of the pulse shapes out of a CdTe crystal hit by high energy protons. To evaluate the signal on the neighbor pixel, the pulse amplitudes are then attenuated by the cross-talk coefficient  $F_C$  (see Section IV-B). From these pulses, pulse-height and rise-times are extracted and reported in a bi-parametric diagram.

$P(E_{\text{dep}}, t)$  (1) is the pulse shape as a function of time  $t$  obtained after a particle with the initial energy  $E_{\text{inc}}$  has

deposited  $E_{\text{dep}}(\theta, E_{\text{inc}})$  (2).

The total amount of energy  $E_{\text{dep}}$  deposited by the incoming particle from the surface at  $z=0$  to the depth where it stopped at  $z=D$ , is calculated as the sum of elementary energy deposits  $dE_{\text{dep}}(z, \theta, E_{\text{inc}})$  along the path of the particle in the crystal ( $z$  is the depth from the surface,  $\theta$  is the incidence angle of the particle). Each elementary deposit takes into account the real energy transfer to the crystal and is tabulated.

$$P(E_{\text{dep}}, t) = \int_0^L P(dE_{\text{dep}}, z, t) \cdot dz \quad (1)$$

where  $L$  is the detector thickness,  $P(z)$  the elementary pulse due to local energy deposit at the depth  $z$ .

$$E_{\text{dep}}(\theta, E_{\text{inc}}) = \int_0^D dE_{\text{dep}}(z, \theta, E_{\text{inc}}) \cdot dz \quad (2)$$

We use the Hecht equation to determine the elementary pulse shape due to the motion of elementary charge clouds generated at every depth in the crystal by the passing particle:

$$P(dE_{\text{dep}}, z, t) = A \left[ \mu_e \tau_e \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right) \right) + \mu_h \tau_h \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_h}\right) \right) \right] \quad (3)$$

with

$$A = \frac{qE \cdot dE_{\text{dep}}(z, \theta, E_{\text{inc}})}{L \cdot w} \quad (4)$$

where  $q$  is the charge of an electron,  $E$  the applied electric field to the detector,  $w$  the ionization energy,  $\mu_e$  and  $\mu_h$  the electron and holes mobilities,  $\tau_e$  and  $\tau_h$  the electron and holes lifetimes.

For instance, we have calculated the bi-parametric response for protons ranging from 1 to 60 MeV hitting the CdTe with a normal incidence. Results are displayed on Fig. 4. We distinguish four regions in this figure. In the region #1, the pulse copied to the pixel is so strong that, even attenuated, it goes above the high threshold value (right of the black solid line). These events occur for protons ranging from 17 to 24 MeV. They are not expected in the flight data and indeed not found. On the other hand, pulses responsible for the region #2 correspond to events not able to saturate strongly the electronics. These pulses are not expected neither. If some occur, their very low rise time ( $< 0.8 \mu\text{s}$ ) implies they are all recorded in the first rise-time bin.

In region #4, protons can saturate the electronics and the induce signal is copied. Those protons must deposit between 7 to 17 MeV. In this range, protons always stop quite close to the surface and then produce short rise-time signals. The higher is the incident energy the deeper protons penetrate in the bulk. This explains the positive slope of region #4. The slope begins around 500 keV without any link with the famous 511 keV line. Finally, pulses of region #3 are all due to passing protons with energy higher than 24 MeV in normal incidence and all of them produce long rise-time pulses. In this region, the energy deposit is getting lower when the proton initial energy increases. Above 100 MeV, most of the protons will be vetoed and won't appear in the diagram.

In this example, the undesired structures visible on the in-flight data (Fig. 2) are clearly recognizable in region #3 and #4 of Fig. 4. In the next section, we use this model through a Monte-Carlo simulation to provide a quantitative analysis.

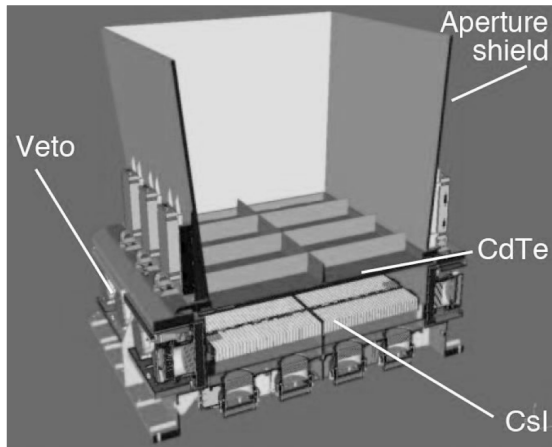


Fig 5: Cut-away view of IBIS detector assembly and passive aperture shield (hopper) as modeled in the *INTEGRAL* mass model. Layers labeled CdTe and CsI correspond respectively to ISGRI and PICsIT gamma cameras. Layer labeled Veto corresponds to anti-coincidence active shield. The coded mask at 3.2 m above plane and the passive shield are not shown.

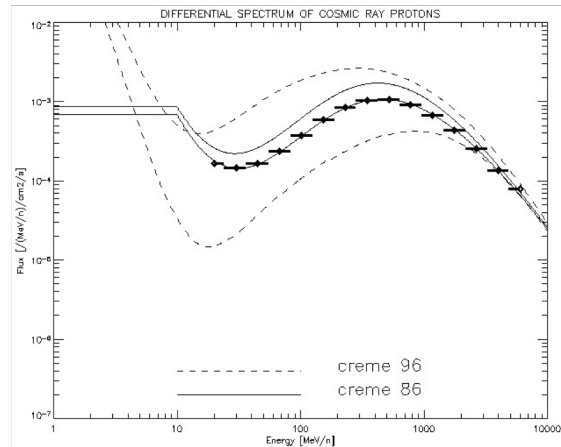


Fig. 6: Various differential spectra of cosmic ray protons used in our Monte-Carlo simulations. Spectra are represented at maximum and minimum solar activity periods: CREME 86 (solid line) and CREME 96 (dashed line). The selected energy bins between 20 MeV and 6 GeV are over plotted on the CREME 86 model at solar maximum.

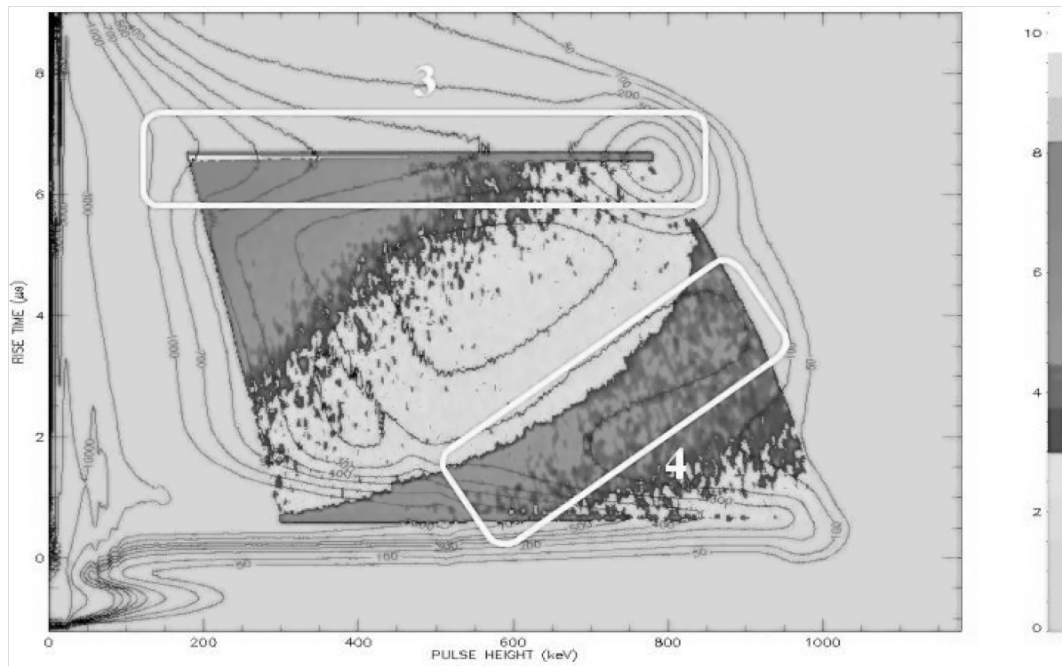


Fig. 7: Monte-Carlo simulation result for the proton spectrum derived from the CREME 86 model at solar maximum. Each color level of the bi-parametric diagram represents the contribution of an incident proton after having saturated one channel. Contour plots of the in-flight diagram are superimposed to the Monte-Carlo results for comparison. The temporal resolution of the electronics has not been modeled, which explains that the proton contribution of region #3 appears much more thin than in flight data. All numbers beside contours and color scale are in arbitrary units. The starting energy of region #4 corresponds a cross-talk factor  $F_C$  of 6.2 % in well agreement with the prediction of the electrical model (5 to 12 %).

Proton spectrum	Region #3	Region #4	TOTAL
CREME 96 solmax	10 ± 3	8 ± 3	18 ± 4
CREME 86 solmax	22 ± 5	15 ± 4	37 ± 6
CREME 86 solmin	32 ± 6	22 ± 5	54 ± 7
CREME 96 solmin	77 ± 9	47 ± 7	124 ± 11
<i>IN-FLIGHT DATA</i>	50 ± 7	30 ± 5	80 ± 9

#### D. Monte-Carlo simulations

1) *General description:* Our model of ISGRI bi-parametric response under proton flux allowed us to reproduce the general shape of both undesired structures observed in flight data. It is necessary to normalize this model according to the spectrum of responsible particles (cosmic ray protons) in order to compare it quantitatively to in-flight data. To do so, it is necessary to transport the spectrum of cosmic ray protons through the various shields of the IBIS telescope. The impacts of undesired photons (those not passing through the coded mask of IBIS) are attenuated by a passive shield made of Tungsten (1 mm thick) and Lead (average thickness 1 mm). An active anti-coincidence shield (veto) made with BGO crystals (5 cm thick) also protect ISGRI from particles coming from the rear side. Cosmic particles are attenuated by this shielding before impacting CdTe crystals. Given the complex architecture of passive and active shields of IBIS, we used the full Monte-Carlo model [7] of IBIS in order to determine the actual energy deposited in ISGRI CdTe crystals by cosmic ray protons impacting the whole satellite. A cut-away view of the IBIS detection unit as modeled in our Monte-Carlo simulations is shown on Fig. 5. Main parameters of the Monte-Carlo simulations were: 15 energy bins in the [20 MeV, 6 GeV] range for impacting protons;  $10^7$  incident protons towards the spacecraft shielding for each energy bin; isotropic incident direction with respect to ISGRI.

2) *Cosmic ray model:* The in-flight data used in this paper were recorded during the first year of operations of *INTEGRAL*, in early 2003. We can consider that the Sun was more or less still in a period of maximum activity or that solar activity had already started to decline. So we used several spectra derived by OMERE [8] with the following options: CREME 86, M=1, solar maximum and minimum. We used also the CREME 96 spectrum [9]. Spectra are displayed on Fig. 6, together with the energy bins used in our Monte-Carlo simulations.

3) *Results:* Monte-Carlo simulation result is displayed on Fig. 7. From such simulated bi-parametric diagram, we can derive the contribution of cosmic-ray protons and compare it with the undesired structures of the in-flight diagram. Considering the uncertainties about the input spectrum of protons, we have derived the proton contribution for various models displayed on Fig. 6. Results are reported in Table 1.

#### V. DISCUSSION

We conclude from Table 1 that the discrepancy between the proton contribution as deduced from Monte-Carlo simulations (Fig. 7) and the measured count rates in undesired structures in bi-parametric diagram of in-flight data (Fig. 2), is mainly due to the uncertainties on the proton flux. The ratio of predicted count rates in region #3 and #4 are quite similar to in-flight data. Thus, we think that galactic protons are indeed responsible for the undesired structures in bi-parametric diagrams. Our simulations also raised that region #3 is filled by protons of incident energy  $< 100$  MeV, whereas region #4 is filled by protons with higher energy.

For future work, we should also consider a possible contribution from alpha ions. The proton flux directly measured by the IREM radiation monitor on-board *INTEGRAL* may be helpful.

#### VI. CONCLUSION

We have explained the origin of undesired structures in the bi-parametric flight diagrams, which characterize the spectral response of the ISGRI camera. We raised the cosmic ray proton interactions in the CdTe crystals leading to cross-talk effects between channels. Our explanation is based on three studies: i) the electric model allowing the calculation of the excess of cross-talk between channels when one of them is heavily saturated after a high energy deposit, ii) the model of the CdTe bi-parametric response under proton flux, iii) Monte-Carlo simulations in order to normalize the two previous models according to the spectrum of cosmic ray protons.

Build gamma camera operating in space with separated pixels allows avoiding degradation of spatial resolution due to particle impacts. Nevertheless, the spectral response is still degraded by cosmic ray protons. Some solutions for limiting the degradation of the energy response of a large pixel CdTe camera operating in space such ISGRI could be:

- Measuring the pulse rise-time or penetration depth of particles in the pixel detector is helpful to remove proton contribution to the back ground.
- Recording the date and address of all triggers higher than the high threshold in order to reject events in the following few  $\mu$ s.
- Engineer low parasitic coupling designs.

#### ACKNOWLEDGMENT

The authors are very grateful to François Lebrun for fruitful discussions about the ISGRI camera. We would like also to acknowledge Régis Terrier for his contribution on the in-flight data used in this paper.

#### REFERENCES

- [1] P. Ubertini, F. Lebrun, G. Di Cocco et al., "IBIS: the imager on-board *INTEGRAL*," *A&A*, 411, L131-L139, 2003.
- [2] F. Lebrun, J.-P. Leray, P. Lavocat et al., "ISGRI: the *INTEGRAL* soft gamma-ray imager," *A&A*, 411, L141-L148, 2003.
- [3] C. Labanti, G. Di Cocco, G. Ferro et al., "The IBIS-PICSIT detector on-board *INTEGRAL*," *A&A*, 411, L149-L152, 2003.
- [4] O. Limousin, A. Claret, E. Delagnes, P. Laurent, F. Lebrun, F. Lugiez, A. Sauvageon and R. Terrier, "ISGRI CdTe camera in-flight behavior," Proc. of IEEE conference: 13th International Workshop on Room-Temperature Semiconductor X- and Gamma-ray Detectors, Portland, USA, 2003.
- [5] W. Hajdas, P. Bühler, C. Eggel, P. Favre, A. Mchedlishvili, A. Zehnder, "Radiation environment along the *INTEGRAL* orbit measured with the IREM monitor," *A&A*, 411, L43-L47, 2003.
- [6] R. Terrier, F. Lebrun, A. Bazzano et al., "In-flight calibration of the ISGRI camera," *A&A*, 411, L167-L172, 2003.
- [7] P. Laurent and O. Limousin, "The *INTEGRAL*/IBIS telescope modeling," in 2001 *Proc. of 4<sup>th</sup> INTEGRAL workshop : Exploring the universe*, September 2000, Taormina, Italy.
- [8] P.F. Peyrard, T. Beutier et al., "OMERE - A Toolkit for Space Environment," in 2003 *Proc. RADECS Conf.*, September 2003, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands.
- [9] CREME 96, <https://creme96.nrl.navy.mil/>

## Principales publications afférentes à ce chapitre

---

Cette section contient la liste de mes principales publications afférentes ce chapitre ; celles qui sont insérées et commentées dans le corps du chapitre sont repérables à leur titre en caractères gras.

1. **The Dark UNiverse Explorer (DUNE): proposal to ESA's Cosmic Vision**  
*Co-investigators:* A. Refregier, M. Douspis, Y. Mellier, B. Milliard, P. Schneider, H.-W. Rix, R. Bender, F. Eisenhauer, R. Scaramella, L. Moscardini, L. Amendola, F. Pasian, F.-J. Castander, M. Martinez, R. Miquel, E. Sanchez, S. Lilly, G. Meylan, M. Carollo, F. Wildi, J. Peacock, S. Bridle, M. Cropper, A. Taylor, J. Rhodes, J. Hong, J. Booth, S. Kahn ;  
*WG coordinators:* A. Amara, N. Aghanim, J. Weller, M. Bartelmann, L. Moustakas, R. Somerville, E. Grebel, J.-P. Beaulieu, M. Della Valle, I. Hook, O. Lahav, A. Fontana, D. Bedere ;  
*Science:* F. Abdalla, R. Angulo, V. Antonuccio, C. Baccigalupi, D. Bacon, M. Banerji, E. Bell, N. Benitez, S. Bonometto, F. Bournaud, P. Capak, F. Casoli, L. Colombo, A. Cooray, F. Courbin, E. Cypriano, H. Dahle, R. Ellis, T. Erben, P. Fosalba, R. Gavazzi, E. Gaztanaga, A. Goobar, A. Grazian, · A. Heavens, D. Johnston, L. King, T. Kitching, M. Kunz, C. Lacey, F. Mannucci, R. Maoli, C. Magneville, S. Matarrese, P. Melchior, A. Melchiorri, M. Meneghetti, J. Miralda-Escude, A. Omont, N. Palanque-Delabrouille, S. Paulin-Henriksson, V. Pettorino, C. Porciani, M. Radovich, A. Rassat, R. Saglia, D. Sapone, C. Schimd, J. Tang, C. Tao, G. La Vacca, E. Vanzella, M. Viel, S. Viti, L. Voigt, J. Wambsganss ;  
*Instrument:* E. Atad-Ettedgui, E. Bertin, O. Boulade, I. Bryson, C. Cara, L. Cardiel, A. Claret, E. Cortina, G. Dalton, C. Dusmesnil, J.-J. Fourmond, K. Gilmore, . Hofmann, P.-O. Lagage, R. Lenzen, A. Rasmussen, S. Ronayette, S. Seshadri, Z.H. Sun, H. Teplitz, M. Thaller, I. Tosh, H. Vaith, A. Zacchei  
*Experimental Astronomy, vol. 23, issue 1, pp. 17-37, (2008).*
2. **Simulations of galactic cosmic ray impacts on the Herschel/PACS bolometer arrays with Geant4 code**  
C. Bongardo, P. M. Andreani, K. Okumura, B. Horeau, A. Claret, G. de Zotti, R. Giannitrapani, and F. Longo  
*Experimental Astronomy, vol. 22, issue 1-2, pp. 109-128, (2008).*
3. **Impact of magnetic storms on the dark current of the space infrared camera ISO/ISOCAM**  
A. Claret, D. Boscher, S. Bourdarie, P. Gallais, P. Laurent, and G. Rolland  
*RADECS 2007, September 10-14, 2007, Deauville, France, (2007).*
4. **Irradiation tests performed on the Herschel/Pacs bolometer arrays**  
B. Horeau, A. Claret, L. Rodriguez, N. Billot, O. Boulade, E. Doumayrou, K. Okumura, and J. Le Pennec  
*RADECS 2006, September 27-29, 2006, Athens, Greece, (2006).*

5. Monte Carlo simulations of stacked X-ray detectors as designed for SIMBOL-X  
C. Tenzer, E. Kendziorra, A. Santangelo, M. Kuster, P. Ferrando, P. Laurent, A. Claret, and R. Chipaux,  
*Space Telescopes and Instrumentation II: Ultraviolet to Gamma Ray ; Edited by M. J. L. Turner and G. Hasinger ; Published as Proceedings of the SPIE, vol. 6266, pp. 62662O, (2006).*
6. Omere 3.1, a new space radiation environment freeware  
P. F. Peyrard, T. Beutier, C. Chatry, R. Ecoffet, G. Rolland, C. Inguibert, P. Calvel, R. Mangeret, T. Carriere, and A. Claret  
*RADECS 2006, September 27-29, 2006, Athens, Greece, (2006).*
7. Effects of cosmic protons and trapped electrons on the INTEGRAL/ISGRI instrument  
A. Claret, O. Limousin, F. Lugiez, P. Laurent, F. Lebrun, M. Renaud, and A. Sauvageon  
*RADECS 2005, September 19-23, 2005, Cape d'Agde, France (2005).*
8. INTEGRAL: In flight behavior of ISGRI and SPI  
F. Lebrun, J.-P. Roques, A. Sauvageon, R. Terrier, P. Laurent, O. Limousin, F. Lugiez, and A. Claret  
*Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A, vol. 541, issue 1-2, pp. 323-331, (2005).*
9. **Particle effects on the ISGRI instrument on-board the INTEGRAL satellite**  
A. Claret, O. Limousin, F. Lugiez, P. Laurent, and M. Renaud  
*IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 51, issue 2, pp. 3413-3419, (2004).*
10. ISGRI CdTe camera in-flight behavior  
O. Limousin, O. Limousin, A. Claret, E. Delagnes, P. Laurent, F. Lebrun, F. Lugiez, A. Sauvageon and R. Terrier  
*Proceedings of IEEE Conference: 13th International Workshop on Room-Temperature Semiconductor X- and Gamma-ray Detectors, Portland, USA, (2003).*
11. Understanding and modeling glitch effects in ISOCAM and other future space telescopes  
A. Claret, and K. Okumura  
*IR Space Telescopes and Instruments ; Edited by J. C. Mather ; Published as Proceedings of the SPIE, vol. 4850, pp. 824-835, (2003).*
12. **Monte-Carlo simulations of cosmic-ray and internal radiation effects on ISOCAM on board ISO**  
A. Claret, and H. Dzitko  
*Experimental Astronomy, vol. 13, issue 3, pp. 135-152, (2002).*
13. Glitch effects in ISOCAM long wave detector  
A. Claret, H. Dzitko, J. Engelmann, and J.-L. Starck  
*Experimental Astronomy, vol. 10, issue 2/3, pp. 305-318, (2000).*
14. Cosmic ray effects on the ISOCAM long wave Detector  
H. Dzitko, A. Claret, and J. Engelmann  
*Experimental Astronomy, vol. 10, issue 2/3, pp. 279-290, (2000).*



**15. Transient particle effects on the ISOCAM instrument on-board the Infrared Space Observatory**

A. Claret, H. Dzitko, and J. J. Engelmann

*IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 46, issue 6, pp. 1511-1518, (1999).

**16. ISOCAM data processing**

J.-L. Starck, A. Abergel, H. Aussel, M. Sauvage, R. Gastaud, A. Claret, X. Desert, C. Delattre, and E. Pantin

*Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, vol. 134, pp. 135-148, (1999)

**17. ISOCAM in flight**

C. J. Cesarsky, A. Abergel, P. Agnese, B. Altieri, J. L. Augueres, H. Aussel, A. Biviano, J. Blommaert, J. F. Bonnal, F. Bortoletto, O. Boulade, F. Boulanger, S. Cazes, D. A. Cesarsky, A. Chedin, A. Claret, M. Combes, J. Cretolle, J. K. Davies, F. X. Desert, D. Elbaz, J. J. Engelmann, G. Epstein, A. Franceschini, P. Gallais, R. Gastaud, M. Gorisse, S. Guest, T. Hawarden, D. Imbault, M. Kleczewski, F. Lacombe, D. Landriu, J. Lapegue, P. Lena, M. S. Longair, R. Mandolesi, L. Metcalfe, N. Mosquet, L. Nordh, K. Okumura, S. Ott, M. Perault, F. Perrier, P. Persi, P. Puget, T. Purkins, Y. Rio, T. Robert, D. Rouan, A. Roy, O. Saint-Pe, J. Sam Lone, A. Sargent, M. Sauvage, F. Sibille, R. Siebenmorgen, F. Sirou, A. Soufflot, J. L. Starck, D. Tiphene, D. Tran, G. Ventura, L. Vigroux, F. Vivares, and R. Wade

*Astronomy and Astrophysics*, vol. 315, L32-L37, (1996).

**18. Sidelobes of the SIGMA telescope**

A. Claret, F. Lebrun, P. Laurent, and J. P. Leray

*Astronomy and Astrophysics*, vol. 282, no. 3, pp. 1034-1040, (1994).

# Chapitre 3

## Cellule Radiations Spatiales, expertise et enseignement

### Sommaire

---

<b>Objet</b> .....	<b>268</b>
<b>Plan</b> .....	<b>268</b>
<b>3.1 Cellule Radiations Spatiales</b> .....	<b>269</b>
3.1.1 Principales motivations .....	269
Optimisation du retour d'expérience .....	269
Capitalisation du savoir .....	270
3.1.2 Création de la CRS .....	270
Impulsion initiale .....	270
Formalisation des objectifs.....	271
3.1.3 Moyens mis en place .....	271
Création d'un groupe d'experts.....	272
Moyens de diffusion du savoir .....	272
Plaquette .....	272
3.1.4 Vie de la CRS .....	274
Animation .....	274
Séminaires et ateliers organisés .....	274
Projets et jalons .....	274
<b>3.2 Expertise</b> .....	<b>276</b>
3.2.1 Relecteur dans les congrès internationaux .....	276
3.2.2 Participation aux ateliers dédiés .....	277
Communauté RADSOL.....	277
Communauté RADPRED .....	277
Centres de compétence technique du CNES .....	278
3.2.3 Expert en effets des radiations pour le projet ITER .....	278
<b>3.3 Enseignement</b> .....	<b>279</b>
3.3.1 Ecoles organisées.....	279
3.3.2 Cours dispensés .....	280

## Objet

---

L'objectif de ce chapitre est triple. D'abord montrer comment je me suis appliqué à optimiser le retour d'expérience et à capitaliser le savoir à travers la création de la Cellule Radiations Spatiales (CRS) au sein de mon département de recherche, l'Irfu. Ensuite, décrire mes activités d'expertise exercées dans le contexte international et pour finir, celles d'enseignement exercées dans le contexte universitaire ou inter laboratoires.

## Plan

---

Première partie (§3.1) — À travers mon expérience personnelle, je commence par exposer mes motivations pour créer une cellule d'experts au sein de l'Irfu (§3.1.1), la Cellule Radiations Spatiales (CRS). Puis je présente les objectifs que je lui ai fixés (§3.1.2), ainsi que les moyens mis en place (§3.1.3). Je termine en listant les activités et les principaux jalons de la CRS (§3.1.4).

Deuxième partie (§3.2) — Je décris ici mes activités d'expertise menées dans le cadre des congrès ou ateliers internationaux (§3.2.1 et §3.2.2), ainsi que celles exercées dans le cadre du développement du projet international de fusion thermonucléaire ITER (§3.2.3).

Troisième partie (§3.3) — Je décris ici mes activités d'enseignement qui consistent en l'organisation de diverses écoles (§3.3.1) et des cours dispensés à l'Université (§3.3.2).

## 3.1 Cellule Radiations Spatiales

### 3.1.1 Principales motivations

J'évoque ici les difficultés auxquelles j'ai été confronté pendant mes travaux consacrés au retour d'expérience, car ce sont elles qui m'ont motivé pour créer une cellule d'experts au sein de mon département de recherche (Irfu<sup>32</sup>), c'est-à-dire un niveau au-delà de mon service (le SAp<sup>33</sup>) et deux niveaux au-delà de mon laboratoire d'appartenance (le LISIS<sup>34</sup>). J'ai classé mes motivations en deux catégories : au niveau du retour d'expérience et au niveau du savoir.

#### Optimisation du retour d'expérience

Il est important de pouvoir disposer des informations permettant de justifier pourquoi et comment un système a bien fonctionné dans l'espace, et pas seulement pourquoi il n'a pas bien fonctionné. Il s'agit là du retour d'expérience pris au sens large, qui va au-delà du retour d'expérience décrit au chapitre précédent qui traitait, lui, seulement des raisons pour lesquelles tel ou tel système n'a pas fonctionné aussi bien qu'on l'espérait avant le lancement. En effet, il n'est pas rare de devoir démontrer aux agences spatiales la fiabilité d'un équipement en cours de développement, et on peut parfois le faire en s'appuyant sur les données de vol des instruments basés sur une technologie similaire et qui ont déjà fait leurs preuves dans l'espace. Par exemple, je me suis appuyé sur le fonctionnement en vol de la caméra ISGRI (CdTe) pour quantifier les variations de gain (effet des déplacements) attendues pour la caméra CXG (technologie CdTe également) du télescope ECLAIRS. J'ai fait de même pour justifier la fiabilité (tenue à la dose) des ASICs élaborés pour la CXG.

Dans la continuité avec ce qui précède, il se peut que la contrainte radiative ne soit pas aussi critique qu'on le croyait avant le lancement comme par exemple, si après analyse des données de vol, on constate que la dégradation effective des performances est moins importante que celle prévue initialement. Dans ce cas, il est important de conserver cette information à usage des futurs projets qui opéreront dans des conditions similaires et pour lesquels on ne disposera pas forcément d'autant de marges.

À l'occasion du retour d'expérience sur ISOCAM montrant l'influence des tempêtes magnétiques, et avant d'en avoir compris les vraies raisons, je m'étais interrogé sur l'existence éventuelle d'une source d'électrons énergétiques (~20 MeV) capables de traverser le blindage et de causer les variations de courant d'obscurité (voir §2.6.2), alors qu'ils ne vont pas au-delà de 7 MeV

---

<sup>32</sup> Irfu, Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers

<sup>33</sup> SAp, Service d'Astrophysique de l'Irfu

<sup>34</sup> LISIS, Laboratoire des Interfaces Science Instruments Spatiaux du SAp

dans le modèle AE8 (voir §1.5.3). En enquêtant auprès d'experts en environnement spatial, j'ai appris que des électrons d'énergie voisine de 20 MeV avaient peut-être été détectés lors de l'éventuel impact de nuages d'électrons sur d'autres instruments embarqués dans l'espace. Même si ce n'était pas la bonne explication pour ISOCAM, il faut toujours penser que les données de vol peuvent potentiellement réfuter ou étendre les informations disponibles dans les modèles d'environnement.

### **Capitalisation du savoir**

J'ai très vite constaté qu'il n'y avait pas (ou alors très peu) de retour d'expérience sur le fonctionnement d'un système complet, c'est-à-dire plus global qu'au niveau composant électronique et il m'est apparu évident que c'était aux utilisateurs de ce système de travailler à son retour d'expérience. Mais la question qui se posait était par quel canal le diffuser ? Certes les congrès et les publications dans des revues spécialisées remplissent ce rôle vis à vis de l'extérieur, mais ne devrait-on pas procéder plus efficacement en interne ? D'une part pour capitaliser une plus grande quantité d'informations, mais aussi pour faire en sorte qu'elle ne s'évapore pas avec les départs à la retraite d'ingénieurs et scientifiques ayant une grande expérience de la conception d'instruments spatiaux et qui un jour ou l'autre emmènent avec eux leur précieux savoir. Plus généralement, comment faire pour limiter la perte d'information qui fera inévitablement défaut à l'occasion du développement des projets futurs ? J'ai souvent eu le sentiment que les effets des radiations s'apprenaient un peu « sur le tas » et qu'il fallait améliorer cette situation.

À propos de projets d'observatoires prévus pour des trajectoires interplanétaires ou au point de Lagrange L2 (comme HERSCHEL/PACS par exemple), la question s'est posée de savoir où et auprès de qui chercher l'information, au-delà d'un bon réseau de connaissance bien sûr. Par exemple, un tableau récapitulatif sur quelle orbite et à quelle période les satellites scientifiques ont volé, quels étaient les instruments à bord, ce qu'ils ont vu des particules environnantes, pourrait être une source d'information intéressante. À l'instar des alertes sur les lots de composants électroniques, ne serait-il pas nécessaire de diffuser à l'extérieur les problèmes observés à un niveau plus global, celui de l'instrument tout entier ?

Dans mon travail de retour d'expérience, j'ai dû développer des techniques d'analyse (voir le §2.2.4 à propos du calcul du taux de pollution des données dans le cadre du REX d'ISOCAM, ou bien le §2.3.4 à propos du calcul de transport de particules à travers un blindage). Ces outils pouvant servir de base à d'autres analyses que celles que je mène, il m'est apparu utile de pouvoir les mettre à disposition de tous les utilisateurs potentiels.

### **3.1.2 Création de la CRS**

#### **Impulsion initiale**

Partant des constats ou interrogations évoqués plus haut, et aussi sous l'impulsion de Philippe Lavocat (ancien adjoint au chef du SAp) et de Bertrand Cordier (chef du LISIS), j'ai alors créé

en 2003 la Cellule Radiations Spatiales (CRS) au sein de l'Irfu. Il s'agissait de mettre en place une « structure horizontale » permettant d'optimiser le savoir et de capitaliser le savoir. Je ne devais donc pas tenir de rôle hiérarchique au sein de la CRS, mais plutôt un rôle de coordinateur à des fins de recherches, d'expertise et d'enseignement, ce qui rentre tout à fait dans le cadre des compétences que l'on demande à un prétendant à la HDR.

### **Formalisation des objectifs**

La mission de la CRS est d'établir un dossier complet traitant des effets des radiations sur toute expérience spatiale à laquelle participe l'Irfu. Les dossiers sont alimentés pendant toutes les phases des projets, depuis les premières phases d'études (phase 0) jusqu'à la fin de l'exploitation scientifique (phase E). Les études sont déclenchées soit à la demande des projets dans le cadre des procédures Irfu, soit spontanément lors des phases 0. Les axes principaux des études, cités par ordre chronologique, concernent :

1. **L'environnement spatial** : choix de l'orbite et contraintes de fiabilité des composants, pendant la phase d'étude,
2. **Les simulations numériques** : adaptation du design et estimation du bruit de fond instrumental, pendant la phase de développement,
3. **Les tests d'irradiations** : tenue à la dose, mesure du taux d'événements singuliers et de la perturbation de la réponse instrumentale, pendant la phase de qualification,
4. **Le retour d'expériences** : confrontation des prédictions faites avant lancement aux données mesurées en vol, interprétation des différences, pendant la phase d'exploitation.

En ce qui concerne la diffusion du savoir, le besoin s'exprime à deux niveaux :

1. **Produire** : faciliter la rédaction des documents à écrire pour un projet donné en réutilisant autant que faire se peut ceux écrits pour les projets précédents (par exemple dossier de contrainte d'environnement spatial, demande de temps de faisceau pour l'organisation d'un test en accélérateur),
2. **Comprendre** : faciliter l'interprétation des phénomènes inattendus et augmenter son niveau de connaissance dans les domaines que l'on maîtrise moins.

### **3.1.3 Moyens mis en place**

Les moyens techniques à mettre en place pour réaliser les objectifs techniques énumérés ci-dessus ont été largement développés plus haut (§2.2 à §2.6), je n'y reviendrai donc pas ici. J'insisterai plus sur ceux qui sont davantage liés à la diffusion du savoir.

### Création d'un groupe d'experts

La CRS regroupe **24 membres** provenant de différents services de l'Irfu (CEA-Saclay) et de BIII (CEA de Bruyères-le-Chatel) :

- 13 du SAP, Service d'Astrophysique de l'Irfu
- 5 du SEDI, Service d'Electronique Détecteurs et Informatique de l'Irfu
- 2 du SENAC, Service d'Expertise Nucléaire en Assainissement et Conception de l'Irfu
- 1 du SIS, Service d'Ingénierie des Systèmes de l'Irfu
- 3 de la DAM, Département des Applications Militaires de BIII

### Moyens de diffusion du savoir

En ce qui concerne la diffusion du savoir, les moyens que j'ai déployés sont résumés ci-après :

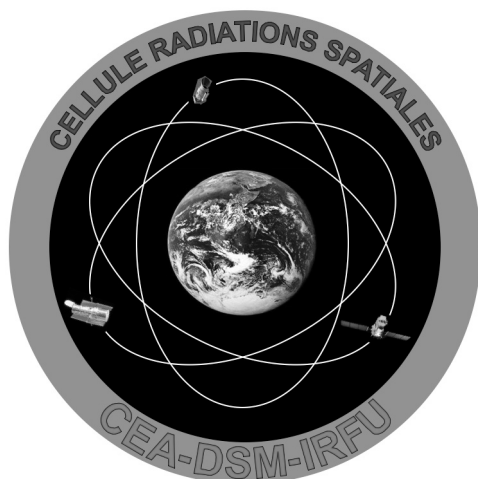
- La mise en place d'un **serveur** (eDoc<sup>35</sup>) incluant diverses fonctions : serveur de documents, agenda, forum
- La mise en place de **réunions de travail** ou d'**ateliers** consacrés à la résolution de problèmes particuliers et auxquels je peux décider d'inviter un expert extérieur
- La mise en place de **réunions plénières** consacrées au bilan annuel des activités en cours de la CRS (incluant une répartition du travail sur les projets en cours) et à l'échange d'informations entre tous les membres (savoir qui fait quoi, s'informer sur les outils existant et leur évolution)
- L'organisation de **cours** et **séminaires** pour enrichir les connaissances des membres dans tous les domaines des effets radiatifs (environnement spatial, électronique, analyse des données, simulations, tests), ce qui permet d'acquérir des compétences dans des domaines connexes à sa spécialité

### Plaquette

Pour décrire la vie de la CRS, j'ai reproduit ci-dessous un extrait de la plaquette qui évoque notamment la composition de la cellule et les moyens techniques utilisés.

---

<sup>35</sup> Application configurable développée par le CEA



**Cellule Radiations Spatiales de l'Irfu**

**Responsable A. Claret**

### **Activités**

#### **Transmission du savoir**

- Publication des résultats de tests, des simulations et du retour d'expérience dans des **revues spécialisées** à comité de lecture (NSREC, RADECS, TNS)
- Organisation de **cours** et **séminaires** permettant aux membres de la CRS d'acquérir une vue plus globale des effets des radiations
- Maintenance d'un **site Web serveur de documents**
- **Enseignement** à l'université (master 2 pro)

#### **Réunions**

- Organisation d'**ateliers de travail** pour résoudre un problème particulier sur un projet spatial de l'Irfu
- Bilan annuel lors de **réunions plénières**
- Participation aux **réunions techniques** des projets

### **Moyens utilisés**

#### **Logiciels**

- Environnement spatial : Omere
- Analyse sectorielle : Fastrad
- Simulations numériques : Geant4

#### **Installations**

- Tenue à la dose : Cocase
- Mesure du taux d'événements singuliers et de la perturbation de la réponse instrumentale : Tandem Orsay, Van de Graaff Bruyère-le-Châtel, IBA Louvain-La-Neuve.



### 3.1.4 Vie de la CRS

On trouve ici la liste des cours, séminaires et ateliers déjà organisés, ainsi que les principaux jalons du passé, présent et futur en rapport avec les projets spatiaux de l'Irfu.

#### Animation

En tant que responsable de la CRS, j'en assure aussi l'animation, c'est-à-dire que je recueille auprès des membres leurs desideratas. Les sujets de cours et séminaires que j'organise peuvent donc être choisis par les membres de la cellule en fonction des connaissances qu'ils souhaitent approfondir dans un domaine particulier. Je précise néanmoins que tous les cours et séminaires sont ouverts à tous les membres de l'Irfu, pas seulement aux membres de la CRS. Le plus souvent je profite de la venue de l'orateur à l'occasion d'un séminaire, pour lui soumettre les problèmes particuliers que nous avons à résoudre.

#### Séminaires et ateliers organisés

- 2003 **Cours** de Pierre Mandrou (CESR, Toulouse) sur l'environnement spatial
- 2004 **Séminaire** de Béatrice Fraboni (CNR, Bologna), « *Damage induced by ionizing radiation on CdTe and CdZnTe detectors* »
- 2005 **Séminaire** de Sébastien Bourdarie (ONERA, Toulouse), « L'anomalie de l'atlantique sud et la dynamique des ceintures de radiations », suivi d'un **atelier** interne dédié aux implications pour le télescope ECLAIRs
- 2005 **Cours** de Jean-Luc Leray (CEA/DAM, Bruyères-le-Chatel) « Contraintes radiatives en électronique et méthodes de durcissement »
- 2005 **Séminaire** de Giovanni Santin (ESA, Estec) « *Application of the Geant4 simulation toolkit to the space domain* », suivi d'un **atelier** interne sur l'utilisation de l'outil GRAS
- 2009 **Séminaire** de César Boatella (CNES, Toulouse) « Les événements singuliers (SEE) », suivi d'un **atelier** interne dédié aux implications pour le télescope ECLAIRs
- 2010 **Atelier** interne dédié aux simulations numériques inter services de l'Irfu (SAP, SENAC) et DAM (BIII)

#### Projets et jalons

Les études réalisées par la CRS sont reportées dans le Tableau 3.1 où elles sont classées par type d'études (environnement spatial, simulations numériques, tests et retour d'expérience) et selon les jalons temporels (passé, présent et futur). Par souci de clarté, les études liées aux composants et à l'analyse des données ont été volontairement regroupées respectivement avec celles d'environnement spatial et de simulations numériques.

Le Tableau 3.2 contient les mêmes informations, mais celles-ci sont classées par projet, les croix (×) désignant les études déjà réalisées au sein de la CRS. On notera à propos des projets SIMBOL-X et EUCLID/DUNE que des études ont déjà été réalisées pour certaines thématiques, mais que celles-ci devront être réactualisées sur le long terme dans la mesure où la réalisation de ces projets a été reportée.

Tableau 3.1 — Etudes CRS classées par jalon chronologique.

<b>CLASSEMENT PAR JALON</b>	<b>Environnement spatial</b>	<b>Simulations numériques</b>	<b>Tests de validation</b>	<b>Retour d'expérience</b>
<b>Passé</b>	SIMBOL-X EUCLID/DUNE	ISO INTEGRAL HERSCHEL SIMBOL-X	HERSCHEL	ISO INTEGRAL XMM
<b>Présent</b>	ECLAIRs	ECLAIRs	R&D (IDeF-X) SIMBOL-X	HERSCHEL
<b>Moyen terme</b>			ECLAIRs	MIRI
<b>Long terme</b>	EUCLID/DUNE	EUCLID/DUNE	EUCLID/DUNE	ECLAIRs

Tableau 3.2 — Etudes CRS classées par projet.

<b>CLASSEMENT PAR PROJET</b>	<b>Environnement spatial</b>	<b>Simulations numériques</b>	<b>Tests de validation</b>	<b>Retour d'expérience</b>
<b>ISO</b>		×		×
<b>INTEGRAL</b>		×		×
<b>XMM</b>				×
<b>HERSCHEL</b>		×	×	En cours
<b>MIRI</b>				Moyen terme
<b>ECLAIRs</b>	En cours	En cours	Moyen terme	> 2015
<b>SIMBOL-X</b>	×	×	×	?
<b>EUCLID/DUNE</b>	× + Long terme	Long terme	× + Long terme	?

## 3.2 Expertise

J'aborde ci-dessous mes activités d'expert dans le domaine des radiations spatiales à travers les responsabilités que j'ai exercées au sein des congrès internationaux, ma participation à des ateliers nationaux, et ma mission d'expertise pour le projet ITER.

### 3.2.1 Relecteur dans les congrès internationaux

Afin de présenter mes travaux, notamment sur le retour d'expérience des télescope spatiaux, je me suis rendu régulièrement aux congrès traitant des effets radiatifs, comme le NSREC (*Nuclear and Space Radiation Effects Conference*) aux États-Unis ou le RADECS (*RADIation and its Effects on Components and Systems*) en Europe. Ces congrès m'ont toujours impressionné à bien des égards :

- Le processus de sélection des contributions est très strict car il faut faire parvenir, presque 6 mois avant le début du congrès, un résumé de 4 pages détaillant la contribution proposée et contenant toutes les justifications techniques qui permettront au président de session et aux référés (généralement 5 par contribution, parfois plus !) de décider si la contribution proposée est valide sur le plan technique, qu'elle est digne d'intérêt ... Autant dire clairement qu'une proposition rédigée « à la va-vite » ou un « résultat un peu trop frais » n'ont aucune chance de passer !
- Les contributions acceptées pour une présentation, que ce soit sous forme d'un exposé oral ou sous forme d'un poster, ne sont pas pour autant acceptées pour publication. Les papiers proposés doivent subir eux aussi le filtre de plusieurs référés qui doivent tous accepter le papier. Bien qu'il s'agisse de comptes-rendus de conférence, ils sont donc publiés dans des revues à comité de lecture (*Transaction for Nuclear Science de l'IEEE*), ce qui en garantit la qualité.
- L'organisation est des plus carrées qu'il m'est été donné de voir dans un congrès, bien raccord avec la sévérité du processus de sélection des contributions, signe distinctif d'une communauté qui ne tolère pas l'à-peu-près.
- En début de congrès, une journée entière est consacrée à un cours dispensé par des experts à toute l'assemblée. Le niveau des cours est élevé et on n'y trouve pas « du réchauffé » puisque les thématiques abordées évoluent chaque année !
- Régulièrement, un groupe dédié à l'étude des effets des neutrons atmosphériques y tient son assemblée générale, profitant de la présence simultanée des experts du domaine.

En termes de responsabilités vis à vis de ces congrès internationaux, j'ai exercé les fonctions suivantes :

- J'ai présidé la session environnement spatial du congrès européen RADECS qui s'est tenu à Deauville en 2007.
- Depuis cette date, je suis relecteur officiel (*referee*) des contributions à ce congrès.
- En 2009, j'ai été relecteur du cours d'environnement spatial au NSREC [Barth, 2009].

### **3.2.2 Participation aux ateliers dédiés**

Depuis plusieurs années, je suis membre de différentes communautés d'experts, ce qui m'amène à participer à différents séminaires et ateliers dédiés aux effets des radiations et aux tables rondes qui les clôturent.

#### **Communauté RADSOL**

La prise en compte des effets du rayonnement ionisant sur l'électronique ne concernait initialement que les applications en rapport avec le nucléaire ; l'intérêt s'est par la suite déplacé vers les applications spatiales qui sont confrontées à des niveaux de contrainte généralement inférieurs. Aujourd'hui le rayonnement alpha issu des contaminations naturelles d'une part, les neutrons atmosphériques issus du rayonnement cosmique d'autre part, sont en mesure d'altérer le fonctionnement des composants électroniques avancés. Certaines applications au sol sont concernées par cette problématique et celle-ci peut bénéficier de l'expérience industrielle et conceptuelle acquise dans le spatial et le nucléaire. Dans le but d'aborder l'influence grandissante de la contrainte radiative naturelle sur la fiabilité des systèmes électroniques, RADSOL est organisé sous l'égide de l'Institut Universitaire de France (IUF), l'Institut Carnot STAR (Marseille) et l'association RADECS, la première édition ayant eu lieu en 2008. Il s'agit d'un séminaire pluridisciplinaire qui s'adresse en particulier aux donneurs d'ordre, concepteurs et intégrateurs de systèmes électroniques (transport automobile, transport ferroviaire, calculateurs, traitements des données) ; il leur propose une description des mécanismes fondamentaux et un bilan des méthodes d'évaluation et de test des effets du rayonnement naturel sur la fiabilité des composants et des systèmes.

#### **Communauté RADPRED**

La plupart des outils de prédiction utilisés par les ingénieurs pour décrire la réponse aux SEE des systèmes en orbite ont été développés dans les années 80, c'est-à-dire pour des technologies micrométriques. Avec la complexité croissante, la vitesse et l'intégration des technologies modernes, les modèles d'ingénierie sont devenus obsolètes et inadéquates pour fournir des informations fiables sur le taux de SEE dans un environnement opérationnel. La première édition de l'atelier RADPRED a été organisée en 2010 par l'ONERA, le CNES et l'ESA, le but de cet atelier étant de discuter de la problématique globale de la prédiction des SEE, de l'impact de l'évolution de la technologie, de

confronter les actions de recherche pour les besoins opérationnels actuels, et de permettre un débat pour définir une feuille de route pour des outils d'ingénierie à venir.

### **Centres de compétence technique du CNES**

La mise en place des centres de compétence technique (CCT) par le CNES a plusieurs objectifs qui sont :

- Accroître les compétences des adhérents en assurant la mise à jour permanente des connaissances sur l'évolution des techniques.
- Faire connaître et reconnaître l'Expertise Technique du CNES.
- Mieux identifier les compétences existantes au CNES et hors CNES.
- Assurer une bonne prise en compte, par le secteur spatial, des meilleures études et des meilleurs développements réalisés dans d'autres secteurs d'activité.
- Assurer la diffusion dans d'autres secteurs d'activité des développements réalisés dans le secteur spatial.
- Contribuer à la définition de la politique technique du CNES.

Pour ma part, je suis membre du CCT ENV « environnement atmosphérique et spatial » qui traite des particules, rayonnements, débris, composés chimiques de la haute atmosphère, météorologie spatiale, contamination, phénomènes d'électrification.

### **3.2.3 Expert en effets des radiations pour le projet ITER**

Depuis 2003, date de la création de la Cellule Radiations Spatiales de l'Irfu, je suis régulièrement sollicité pour intervenir en tant qu'expert à propos des effets des particules sur des systèmes soumis aux radiations dans le cadre de projets sol, c'est-à-dire pas seulement spatiaux. Parmi les projets sol sur lesquels j'ai été sollicité, le plus important d'entre eux est le projet ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*) destiné à produire de l'énergie électrique à partir de la fusion de l'hydrogène (Figure 3.1). Depuis le mois de février 2010, je participe à une activité d'expertise radiations intitulée « *Services for preparation of ITER policy on radiation tolerance of electronic equipment* », à la demande de Jean-Luc Leray (conseiller auprès du Haut-Commissaire du CEA) et aux côtés de Philippe Paillet (responsable du contrat avec l'organisation ITER-Org). Nous avons été consultés pour un conseil en effets des radiations sur les composants et les différents sous-systèmes employant des systèmes et composants de nature électronique. À ce stade, le but n'est pas de recommander des solutions techniques mais de proposer une méthode d'élaboration de définition, spécifications, interfaces et tests dans les profils d'emploi propres à ITER. Cette expertise doit s'étaler sur une période d'environ 6 mois, mais sera vraisemblablement suivie d'autres travaux sur ce thème.

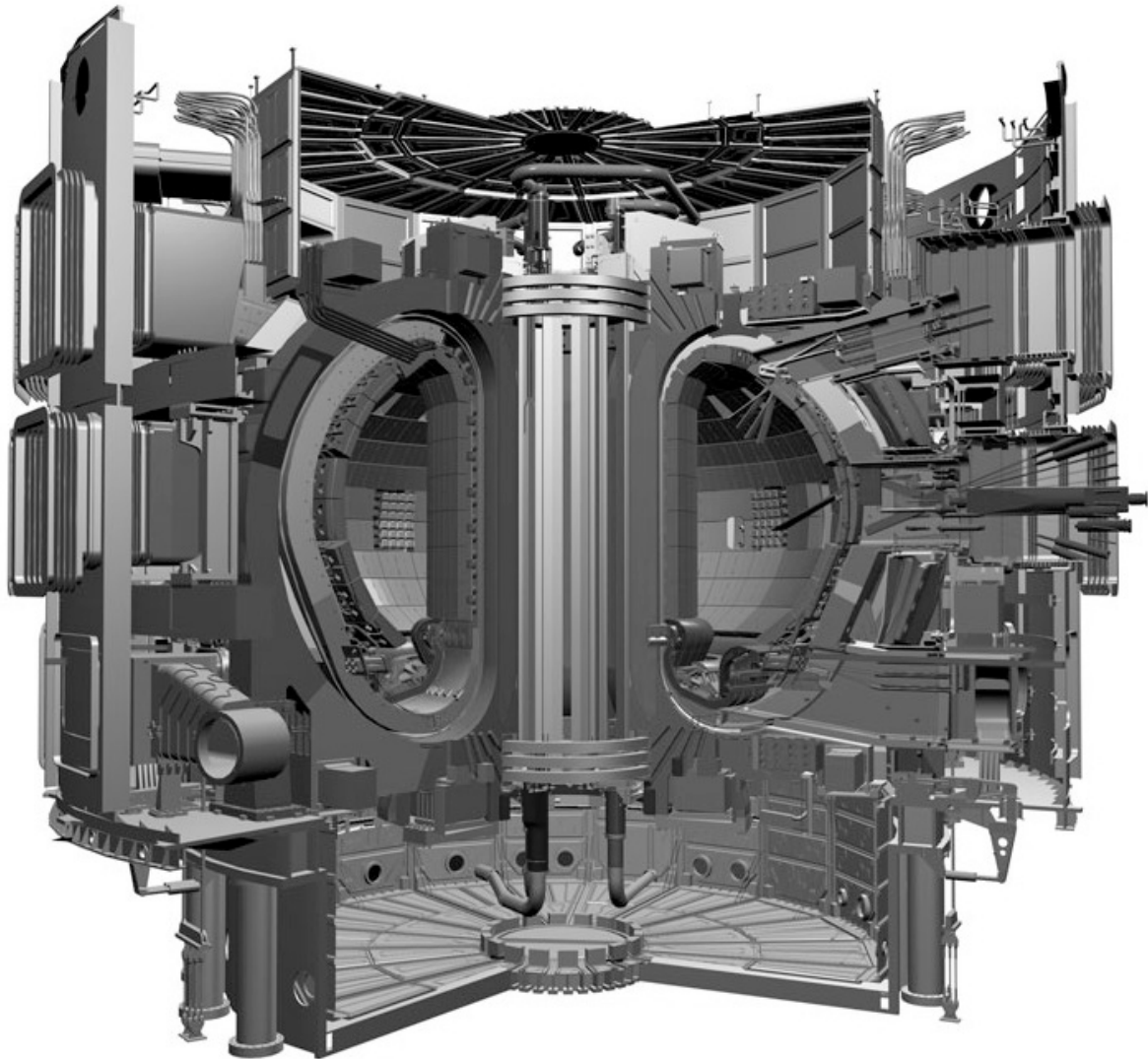


Figure 3.1 — Projet international de réacteur thermonucléaire expérimental (ITER) destiné à produire de l'énergie électrique à partir de la fusion de l'hydrogène et implanté au CEA de Cadarache (Crédit ITER).

## 3.3 Enseignement

### 3.3.1 Ecoles organisées

Les simulations Geant4 sont très lourdes à mettre en œuvre, les sources d'erreurs très nombreuses, ce qui impose d'avoir un regard très critique sur les résultats obtenus. Il est donc préférable de travailler au sein d'un groupe, en vue notamment de la validation collective des résultats. Afin d'améliorer la mise en œuvre des simulations numériques, je participe au comité d'organisation de l'école française pluriannuelle Geant4 (voir Figure 3.2) :

- Comité d'organisation 2007 pour l'école de Paris (Ministère de la recherche)
- Comité d'organisation 2008 et intervenant pour l'école d'Annecy (LAPP)

**Ecole Geant4 2007**  
 Du 4 au 8 Juin 2007  
 Ministère de la Recherche, Paris  
 Applications: Physique des spatial, lignes de faisceaux, médical...

**Ecole Geant4 Annecy 2008**  
 Cours et travaux pratiques pour débutants  
 Domaines d'application : physique des particules, nucléaire, espace, lignes de faisceaux, biomédical  
 http://geant4.in2p3.fr/2008

1ère session du 18 au 21 novembre  
 2ème session du 25 au 28 novembre

**Comité d'organisation**  
 Arnaud Claret  
 Sabine Elles  
 Laurence Gramain  
 Paul Guèye  
 Sébastien Incerti  
 Jean Jacquemier  
 Sophie Kerhoas Cavata  
 Michel Maire  
 Catherine Seznec  
 Marc Verderi

**Intervenants**  
 John Apostolakis (CERN), Makoto Asai (SLAC), Guy Barrand (IN2P3/LAL), Gabriele Cosmo (CERN), Pavel Degtiarenko (JLab), Gunter Folger (CERN), Paul Guèye (HU/JLab), Aatos Heikkinen (HIP, Finland), Ivana Hrivnacova (IN2P3/IPNO), Sébastien Incerti (IN2P3/CENBG), Vladimir Ivantchenko (CERN), Lydia Maigne (IN2P3/LPC Clermont), Michel Maire (IN2P3/LAPP), Giovanni Santin (ESA) et Marc Verderi (IN2P3/LLR).

**Comité d'organisation**  
 Manuel Barajas (INSERM Nantes)  
 Arnaud Claret (CEA/DSM/DAPNIA)  
 Ludovic Demarzi (Institut Curie)  
 Eric Dumontet (CEA/DEN/DM2S)  
 Paul Guèye (Hampton Univ./JLab, USA)  
 Pierre-François Honoré (CEA/DSM/DAPNIA)  
 Sébastien Incerti (IN2P3/CENBG)  
 Sébastien Jan (CEA/DSM/DRM)  
 Sophie Kerhoas-Cavata (CEA/DSM/DAPNIA)  
 Giovanni Santin (ESA)  
 Marc Verderi (IN2P3/LLR)

**Date limite d'inscription : 10 Mai 2007**  
**Nombre de participants limité à 60**

Web : <http://geant4.in2p3.fr/2007>  
 @ : [geant4-2007@in2p3.fr](mailto:geant4-2007@in2p3.fr)

**Comité d'organisation**  
 Arnaud Claret  
 Sabine Elles  
 Laurence Gramain  
 Paul Guèye  
 Sébastien Incerti  
 Jean Jacquemier  
 Sophie Kerhoas Cavata  
 Michel Maire  
 Catherine Seznec  
 Marc Verderi

**Intervenants**  
 John Apostolakis (CERN)  
 Guy Barrand (LAL / IN2P3)  
 Arnaud Claret (IRFU / CEA)  
 Sabine Elles (LAPP / IN2P3)  
 Gunter Folger (CERN)  
 Paul Guèye (Hampton University)  
 Ivana Hrivnacova (IPN / IN2P3)  
 Sébastien Incerti (CENBG / IN2P3)  
 Jean Jacquemier (LAPP / IN2P3)  
 Sophie Kerhoas Cavata (IRFU / CEA)  
 Michel Maire (LAPP / IN2P3)  
 Giovanni Santin (ESA)  
 Marc Verderi (LLR / IN2P3)

**Contact**  
[L\\_ecolegeant4@lapp.in2p3.fr](mailto:L_ecolegeant4@lapp.in2p3.fr)  
 Secrétariat : [froger@lapp.in2p3.fr](mailto:froger@lapp.in2p3.fr)  
 LAPP 9 chemin de Bellevue 74940 Annecy-le-Vieux

Figure 3.2 — Affiches des écoles Geant4 organisées en 2007 et 2008.

Je précise qu'il existe une école Geant4 organisée régulièrement par le CERN (Genève). Ayant assisté à cette école en 2005 dans le cadre de ma formation continue, j'ai constaté qu'elle n'était pas bien adaptée aux débutants. Mon principal reproche concerne les exercices qui ne permettent pas à l'issue de la formation de concevoir un code Geant4 dans sa globalité. Comme beaucoup de participants débutants, j'ai considéré qu'il était plus bénéfique de concevoir au cours de l'école un code Geant4 plus simple, mais du début à la fin, plutôt que de travailler sur des bouts de code compliqués déjà existants. J'ai donc œuvré au sein du comité d'organisation à la conception d'exercices simples permettant d'aborder les principaux aspects de Geant4 au fil des jours, en partant de zéro pour arriver, au final, à un code relativement simple mais néanmoins opérationnel et maîtrisé par le participant. L'accent n'est donc pas mis sur l'exploitation des capacités de Geant4, mais plutôt sur l'autonomie des participants à l'issue de la formation. C'est cet esprit qui a animé les écoles françaises de 2007 et 2008 pour lesquelles j'ai participé au comité d'organisation. La prochaine édition devrait avoir lieu en 2010.

### 3.3.2 Cours dispensés

En 2004, j'ai participé à la définition du programme du master « M2PRO photo détection » l'Université Paris Denis Diderot sous la direction de Thomas Patzak (Figure 3.3).

**ORGANISATION DE L'ENSEIGNEMENT**

Au premier semestre ont lieu les cours, les travaux dirigés et les travaux pratiques. Le deuxième semestre est réservé à un stage de 6 mois dans l'industrie. Les cours magistraux et les travaux pratiques sont dispensés par des chercheurs/professeurs du CEA et du CNRS et des chercheurs et des responsables de l'industrie, notamment de Thales et de Photonis.




Photo classique versus images infrarouges.  
(Trois longueurs d'onde différentes)

**CONTENU DU PROGRAMME**

Le programme visant des débouchés dans l'industrie et dans la recherche publique, les cours, TD et TP traitent toutes les facettes de la photodétection, de l'interaction du rayonnement avec la matière, la conception du détecteur, sa fabrication industrielle jusqu'au traitement des images.


L'enseignement comporte un vaste programme des Travaux Pratiques pour présenter toutes les facettes et astuces de la photodétection dans les différents domaines de longueur d'onde

**MOTS-CLES :**  
 photodétection, infrarouge, visible, UV, X, gamma, détection de photons et de particules, optique, semi-conducteurs, chaîne d'acquisition, imagerie.

**L'U.F.R. de PHYSIQUE**

L'Université Paris 7 - Denis Diderot est la seule université pluridisciplinaire située au cœur de Paris. L'UFR de physique est sa plus importante Unité de Formation et de Recherche :

15 laboratoires, dont 3 de très grande taille, installés dès janvier 2006 sur le nouveau campus Paris Rive Gauche: AstroParticule et Cosmologie, Matériaux et Phénomènes Quantiques et Matière et Systèmes Complexes. Ces quinze laboratoires couvrent une grande partie des domaines de la physique actuelle. Leurs thèmes de recherche équilibrent «fondamental» et «appliqué» ce qui assure aux étudiants formés par la physique à Paris 7 à la fois une culture, un savoir-faire étendu et de multiples débouchés.

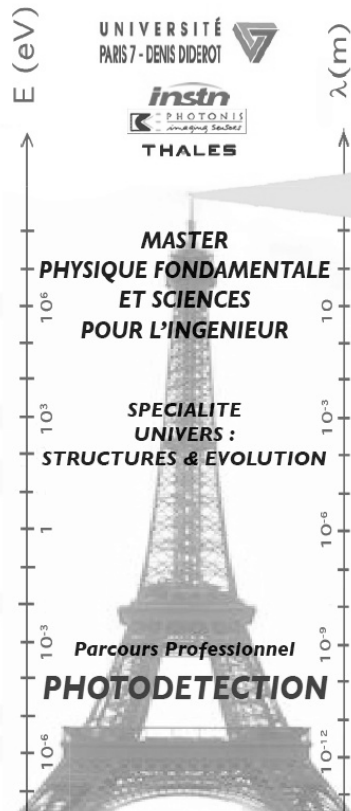


Quelques exemples de photomultiplicateurs

[www.apc-p7.org/master\\_photodetection](http://www.apc-p7.org/master_photodetection)  
 [photodetection@cdf.in2p3.fr](mailto:photodetection@cdf.in2p3.fr)

**RENSEIGNEMENTS**

Responsable de la formation :  
 Thomas Patzak  
 APC - Collège de France  
 11, Place Marcelin Berthelot  
 75231 Paris cedex 05  
 Tel : 01 44 27 15 19  
 Email : [patzak@cdf.in2p3.fr](mailto:patzak@cdf.in2p3.fr)



**UNIVERSITÉ PARIS 7 - DENIS DIDEROT**  
 **instn**  
 PHOTONIS  
 THALES

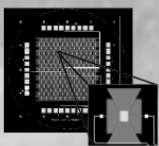
**MASTER PHYSIQUE FONDAMENTALE ET SCIENCES POUR L'INGENIEUR**

**SPECIALITE UNIVERS : STRUCTURES & EVOLUTION**

**Parcours Professionnel PHOTODETECTION**

**POURQUOI CE MASTER ?**

La photodétection est omniprésente dans tous les domaines de la société moderne, aussi bien dans la société civile (caméras, radios médicales, aviation...) que dans la recherche (imagerie en physique, astronomie, bio-médical...). L'apprentissage par la recherche, les cours donnés à la fois par des ingénieurs de l'industrie et des chercheurs de laboratoire et enfin le cursus universitaire sont les atouts de ce Master. L'enseignement universitaire vous permettra d'avoir une vision très large de la discipline et de développer un esprit créatif. L'université Paris 7 est un lieu exceptionnel pour l'étude de la photodétection.



Matrice de bolomètres

Les laboratoires APC (AstroParticule et Cosmologie), MPQ (Matériaux et Phénomènes Quantiques) et MSC (Matière et Systèmes Complexes) sont des centres de recherche de haut niveau qui font appel aux techniques de pointe de l'instrumentation. Le domaine de la photodétection, central à la thématique scientifique est largement ouvert sur les applications industrielles. La validation de la spécialité, commune à Paris 7 et à l'INSTN, est particulièrement importante pour ce parcours : des membres du DAPNIA (C.E.A.) et des intervenants issus de l'industrie ont une place importante au sein de l'équipe pédagogique.

**AVEC CE MASTER, VOUS SAUREZ :**

- Choisir un photodétecteur
- Le mettre en œuvre
- Développer de nouveaux photodétecteurs

**QUELQUES EXEMPLES DU CONTENU**

- **Systèmes IR :** Le cours commencera par un rappel de l'imagerie : la chaîne radiométrique (sources de rayonnement, impact de l'atmosphère, notions d'optique géométrique, détecteurs, traitements d'image), les contraintes et limites, et enfin, la base des méthodes de calcul permettant d'évaluer les performances d'une caméra thermique.
- **Semiconducteurs et capteurs IR :** Le cours portera sur la physique des dispositifs semiconducteurs. Après les principes de base de la structure de bande dans les semiconducteurs et de l'émission et l'absorption de photons par un semiconducteur, on abordera les notions de contact ohmique, jonction Schottky, et jonction p-n. On étudiera enfin les lasers à semiconducteurs et les détecteurs photococonducteurs et photovoltaïques.


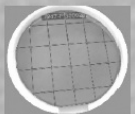


Image obtenue via la fusion d'un scanner X et d'un tomographe à émission de positron.

- **Imagerie médicale :** Le cours portera sur les systèmes d'imagerie mis en jeu pour établir un diagnostic et qui sont principalement le scanner X, la gamma-caméra et plus récemment le tomographe à émission de positrons. Le principe de fonctionnement de chacun de ces dispositifs ainsi que les enjeux de l'imagerie médicale en terme de performances seront présentés. Les principaux développements instrumentaux actuellement menés seront également exposés.

- **Fabrication industrielle des détecteurs IR :** Le cours portera sur les briques technologiques nécessaires à la réalisation de détecteurs en microélectronique: photolithographie, gravures plasma, dépôts sous vide... Les techniques de réalisation des principaux détecteurs seront analysées par rapport aux performances électro-optiques des composants ainsi fabriqués.
- **Photodétecteurs en physique des particules et en cosmologie :** Le cours abordera la physique des interactions du rayonnement et des particules avec la matière, les photodétecteurs dans les expériences de physique des particules et de cosmologie. Les applications et les derniers développements dans ce domaine seront évoqués.
- **Optique et Intégration :** Le cours portera sur les contraintes d'optimisation d'un système optique/détecteur, selon les applications : résolution spatiale, réponse spectrale, uniformité, distorsion géométrique, coût, réalisation.

**Exemples de travaux pratiques :**  
 Télescope/caméra CCD grand champ.  
 Détection infrarouge, imagerie thermique.  
 Détection bolométrique.  
 Tests des photodétecteurs dans le visible.  
 Mesure de spectres, mise en temps des détecteurs.  
 Electronique de lecture et d'acquisition.



Wafers d'arséniure de gallium de 3 pouces de diamètre, contenant des matrices de détecteurs IR (photo THALES)

**INSERTION PROFESSIONNELLE DES ETUDIANTS**

- Enseignement supérieur, Recherche Publique,
- Recherche et Développement de haut niveau dans l'industrie : Spatial et aéronautique, Télécoms, Environnement, Médical, Biologie, Militaire.

Figure 3.3 — Plaquette du master « M2PRO photo détection » de l'Université Paris Denis Diderot.



Pendant quatre années consécutives, j'y ai dispensé un cours de 6 heures intitulé « Les environnements radiatifs et leurs effets ». La première édition du cours a eu lieu en 2005-2006 et la dernière en 2008-2009, suite à la disparition de ce master. J'espère que je pourrai poursuivre cette activité d'enseignement sitôt que la spécialité de photo détection sera à nouveau enseignée dans le cadre d'un master. Mes motivations sont en effet multiples :

- Comme je l'ai déjà mentionné, les effets des radiations sur les détecteurs sont de plus en plus critiques à mesure que les technologies se développent au point de concerner aussi des technologies utilisées au sol. C'est donc une problématique très générale qui mériterait d'être intégrée à la formation des étudiants.
- L'apprentissage des effets radiatifs et de leurs parades se fait le plus souvent « sur le tas », en dehors des cursus étudiants, ce que l'on peut déplorer.
- J'éprouve du plaisir à enseigner.

# Chapitre 4

## Projet de recherche

### Sommaire

---

<b>Objet</b> .....	<b>284</b>
<b>Plan</b> .....	<b>284</b>
<b>4.1 Sursauts gamma</b> .....	<b>285</b>
4.1.1 Rappel historique .....	285
Découverte .....	285
Apport de CGRO/BATSE.....	285
Apport de BeppoSAX .....	287
4.1.2 Contributions personnelles .....	288
Apport de GRANAT/SIGMA .....	288
Apport d'ISO .....	296
Publication 4-1 .....	299
Publication 4-2 .....	307
Publication 4-3 .....	313
Publication 4-4 .....	321
Publication 4-5 .....	327
4.1.3 Observations et modèles contemporains.....	335
Origine des sursauts .....	335
Regain d'intérêt pour les sursauts.....	338
<b>4.2 Projet SVOM</b> .....	<b>339</b>
4.2.1 Présentation générale .....	339
Contexte scientifique.....	339
Objectifs scientifiques .....	340
Instruments embarqués .....	340
Instruments sol.....	343
Aspects multi longueur d'onde .....	344
Stratégie de pointage .....	344
Segment sol .....	347
Résumé des principaux atouts .....	349
4.2.2 Contributions personnelles .....	351
Responsable scientifique du FSC .....	351
Définition de la stratégie de diffusion de l'alerte.....	353
<b>4.3 Problématiques liées à l'environnement spatial</b> .....	<b>361</b>
4.3.1 Optimisation du profil mission .....	361
Inclinaison de l'orbite .....	361
Impact sur la sensibilité .....	362

4.3.2 Filtrage temps réel des alertes .....	364
Motivations .....	364
Fausses détections de sursauts .....	366
Vers une solution.....	370
<b>Principales publications afférentes à ce chapitre .....</b>	<b>373</b>

## Objet

---

L'objectif de ce chapitre est de montrer que je me suis toujours intéressé à la science des sursauts gamma, d'abord pendant ma thèse à travers le télescope SIGMA, ensuite après mon embauche à travers le télescope ISO, et encore plus aujourd'hui à travers mon implication dans le projet SVOM qui lui est entièrement dédié. J'expose aussi l'importance de la prise en compte des effets radiatifs dans le cadre du développement du projet SVOM et aussi dans celui de l'exploitation scientifique des données.

## Plan

---

Première partie (§4.1) — Cette première partie est consacrée aux sursauts gamma. Je commence par un bref rappel historique (§4.1.1) dans lequel j'évoque leur découverte au début des années 70, puis leurs principales caractéristiques à travers les résultats de l'expérience BATSE, et enfin la preuve de leur origine cosmologique à travers les résultats de BeppoSAX. J'expose ensuite (§4.1.2) mes contributions personnelles à l'étude des sursauts gamma à travers les résultats que j'ai obtenus au moyen de deux télescopes spatiaux, d'abord avec le télescope spatial gamma SIGMA, contemporain de l'expérience BATSE, puis avec le télescope spatial infrarouge ISO, contemporain de l'expérience BeppoSAX. Je termine cette partie en décrivant brièvement les modèles de sursauts gamma communément admis aujourd'hui (§4.1.3). J'y évoque aussi le regain d'intérêt vis à vis de l'observation de sursauts gamma dans le contexte de la cosmologie moderne, ceci afin de mieux situer l'apport potentiel du projet SVOM auquel le reste du chapitre est consacré.

Deuxième partie (§4.2) — La deuxième partie est consacrée au projet SVOM. Je commence par une présentation générale du projet (§4.2.1) qui comprend un résumé des objectifs scientifiques, un descriptif des instruments impliqués (sol et espace), la stratégie de pointage et les programmes d'observation, ainsi que l'organisation du segment sol sur le plan international et français. J'expose ensuite mes contributions personnelles (§4.2.2), d'une part en tant que responsable scientifique du centre scientifique français, et d'autre part vis à vis de la stratégie de diffusion de l'alerte sursaut à l'ensemble de la communauté internationale.

Troisième partie (§4.3) — Afin de faire le lien avec les autres chapitres de ce mémoire sur les effets radiatifs, la dernière partie est consacrée à quelques problématiques spécifiques de l'environnement spatial dans lequel le projet SVOM devra évoluer. J'y expose d'abord ma contribution à l'optimisation du profil mission (§4.3.1), en évoquant la question de l'inclinaison de l'orbite et de son impact sur la sensibilité. Puis je reviens sur la stratégie de diffusion de l'alerte sursaut (§4.3.2), en insistant cette fois sur la question des fausses alertes induites par les effets radiatifs.

## 4.1 Sursauts gamma

### 4.1.1 Rappel historique

#### Découverte

C'est en 1973 qu'une équipe américaine du LANL a révélé que plusieurs satellites militaires de la série Vela, lancés par les États-Unis pour détecter d'éventuelles explosions d'armes nucléaires dans l'espace, avaient enregistré à maintes reprises l'arrivée d'un flux soudain de photons gamma d'origine extraterrestre [Klebesadel, 1973]. En fait, les premières bouffées de photons gamma avaient été détectées par les satellites Vela dès le mois de juillet 1969, mais leur découverte n'avait pas été immédiatement révélée en raison du manque de précision du système de datation utilisé pour estimer leur direction d'origine par la technique de triangulation<sup>36</sup>. Ces événements, baptisés sursauts gamma ou GRB (*Gamma Ray Burst*), sont caractérisés par leur brièveté dans le temps (de quelques millisecondes à plusieurs centaines de secondes), et par des flux d'émission absolument considérables. Leurs courbes de lumière présentent des variations d'intensité extrêmement variées d'un sursaut à l'autre, sur des échelles de temps aussi courtes que la milliseconde, indiquant par là même la nature ultra compacte des sites de sursauts gamma. Les sursauts gamma sont le plus souvent détectés entre 50 keV et 2 MeV, les spectres de certains sursauts s'étendant parfois à plus basse et à plus haute énergie, l'allure des spectres, assimilables à des lois de puissance, suggérant fortement que des mécanismes non thermiques sont à l'origine des GRB.

#### Apport de CGRO/BATSE

Comme aucun objet céleste n'avait pu être identifié en tant qu'hôte de GRB, privant ainsi les astronomes de toute estimation de distance, la grande question qui se posait à l'époque concernait l'origine de ces phénomènes. Selon qu'ils se produisaient au voisinage du système solaire, dans la Voie lactée, ou hors de notre galaxie, les mécanismes envisagés pour expliquer ces émissions énergétiques n'étaient pas du tout les mêmes. Jusqu'à la fin des années 1980, les théoriciens étaient plus ou moins persuadés que les GRB ne pouvaient se produire qu'au voisinage immédiat d'étoiles à neutrons disséminées dans notre propre galaxie. Si c'était vraiment le cas, les GRB devaient apparaître préférentiellement le long de l'équateur galactique, et plus encore en direction du bulbe galactique. Les Américains ont alors déployé de grands moyens pour mettre en orbite l'observatoire spatial CGRO (*Compton Gamma-Ray Observatory*) pesant plus de 15 tonnes, et dont l'une des expériences embarquées à bord, BATSE (*Burst and Transient Source Experiment*), avait pour objectif de détecter presque un GRB par jour, ce qui ouvrait la porte à des études statistiques sérieuses de la distribution sur le ciel de ces événements. La prédiction des théoriciens fut hélas démentie dès la parution des résultats consécutifs aux 193 premiers jours, la répartition sur la voûte céleste des 153

---

<sup>36</sup> Le lecteur désireux d'en savoir plus sur les détails historiques est renvoyé à l'ouvrage « Explosions cosmiques » écrit par Jacques Paul et référencé en annexe.

sursauts détectés par BATSE ne présentant aucune anisotropie (Figure 4.1), ce qui excluait les étoiles à neutrons comme unique source de GRB [Meegan, 1992]. Passer en revue les nombreux modèles théoriques de l'époque visant à expliquer l'origine des GRB est tout à fait hors du cadre de ce mémoire et le lecteur est renvoyé à l'article de revue [Nemiroff, 1994] dont le titre « *A Century of Gamma Ray Burst Models* » est très évocateur du flou qui régnait à l'époque sur ce sujet. Chryssa Kouvelioutou (NASA/MSFC) disait même à l'époque qu'un nouveau modèle théorique était proposé à chaque détection d'un nouveau sursaut gamma par BATSE. Un autre résultat intéressant obtenu par BATSE concerne la distribution en durée des sursauts (Figure 4.2), qui met en relief deux classes de sursauts, les courts (< 2 s) et les longs. Les spectres des sursauts courts détectés par BATSE semblaient plus durs que ceux des sursauts longs [Fishman, 1995]. Je reviendrai sur cet aspect au §4.1.3 à propos de l'origine des sursauts.

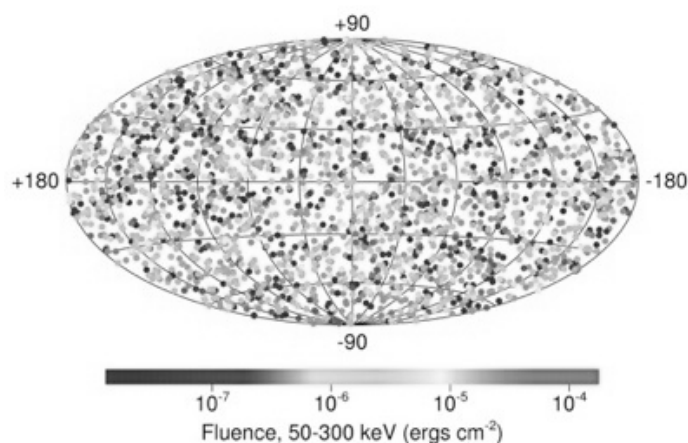


Figure 4.1 — Distribution isotrope sur le ciel des 2074 sursauts gamma détectés par BATSE entre 1991 et 2000 (Crédit NASA).

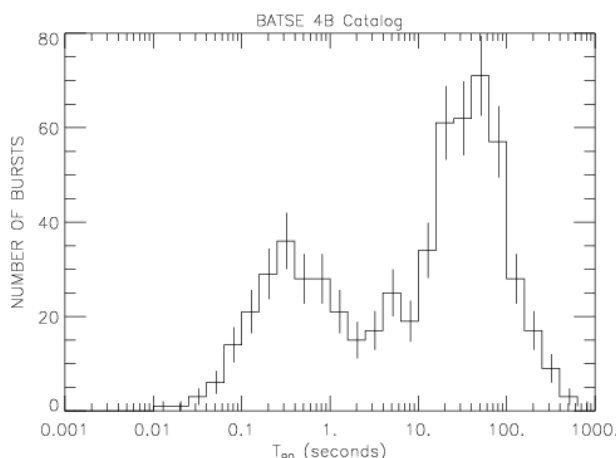


Figure 4.2 — Distribution bimodale de la durée des sursauts détectés par BATSE, l'abscisse  $T_{90}$  correspondant à l'intervalle de temps pendant lequel le GRB a émis de 5% à 95% des photons enregistrés (Crédit NASA).

### Apport de BeppoSAX

Pendant les 25 ans qui suivirent la découverte des GRB, la question de leur origine a tenu les astronomes en haleine jusqu'en 1997, date à laquelle l'expérience italo-néerlandaise BeppoSAX a découvert l'émission rémanente d'un sursaut long dans la bande des rayons X [Costa, 1997]. Bien que la bouffée de photons gamma du sursaut GRB 970228 avait pu être localisée à 3' près par une des caméras à grand champ (WFC) de BeppoSAX quelques heures après l'événement, la circulaire IAU (n° 6572) contenant les coordonnées de la boîte d'erreur n'a été publiée que 3 jours après l'événement, le 2 mars 1997. Entre temps, BeppoSAX avait été dépointé afin que les caméras à petit champ (NFI) puissent observer cette nouvelle source X et réduire la taille de la boîte d'erreur à seulement 50", celle-ci étant publiée dans une nouvelle circulaire (n° 6576) qui est parue quatre jours plus tard, le 6 mars 1997. Sans attendre la position raffinée par les caméras à petit champ, des observations de la boîte d'erreur fournie par les caméras à grand champ avaient été entamées avec le télescope William Herschel (WHT) situé aux îles Canaries, et ont permis l'identification de la galaxie hôte du sursaut gamma et la mesure de sa distance [Van Paradijs, 1997]. La même année, un scénario similaire initié par les observations de BeppoSAX a permis l'identification des galaxies hôtes de deux autres sursauts, démontrant que ceux-ci se situaient bien à des distances cosmologiques : GRB 970508 dont je reparlerai dans le cadre du suivi mené avec ISO (voir le §4.1.2-Apport d'ISO et la publication 4-5) et GRB 971214 (voir la Figure 4.3 ci-dessous, et aussi la Figure 4.7 plus loin).

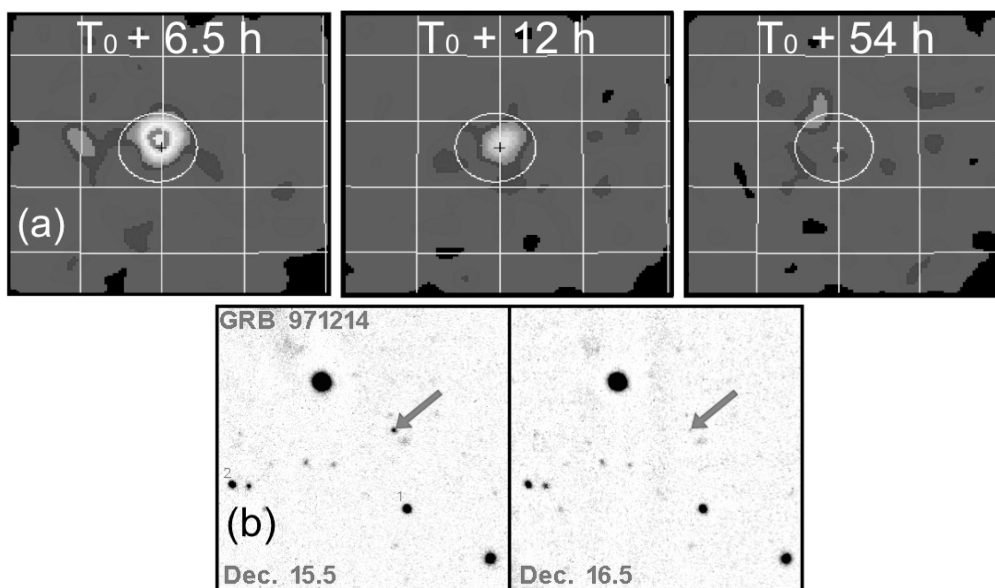


Figure 4.3 — Détection de la rémanence du sursaut GRB 971214 par BeppoSAX en rayons X (a) et dans le visible depuis le sol (b). Suite à sa découverte par la caméra grand champ WFC qui l'a localisé à 4' près, BeppoSAX a été réorienté après 6,5 h pour placer l'objet dans le champ d'une caméra petit champ NFI, qui a pu détecter une source dont l'éclat diminuait avec le temps jusqu'à disparaître au bout de deux jours. Cet événement a pu être observé depuis le sol par plusieurs autres instruments, qui ont pu déterminer le *redshift* de la galaxie hôte ( $z = 3,412$ ), ce qui signifiait que l'événement avait eu lieu à peine 1,9 milliards d'années après le Big-bang (l'âge de l'Univers étant estimé à 13,7 milliards d'années).

### 4.1.2 Contributions personnelles

Dans cette section, j'expose mes contributions personnelles à l'étude des sursauts gamma à travers les résultats obtenus au moyen de deux télescopes spatiaux, SIGMA dans le domaine gamma et ISO dans le domaine infrarouge. Les résultats relatifs à SIGMA ont été obtenus avant que le mystère de l'origine des sursauts gamma ne soit levé par les observations de BeppoSAX, alors que ceux obtenus avec ISO ont été obtenus dans le cadre du suivi multi longueurs d'onde des sursauts localisés par BeppoSAX.

#### Apport de GRANAT/SIGMA

Le télescope SIGMA ayant été déjà brièvement décrit au §2.6.1, je n'aborderai ici que les résultats scientifiques auxquels j'ai contribué dans le domaine des sursauts gamma. Je précise que le télescope SIGMA a été conçu pour cartographier les régions centrales de la Galaxie et que la détection des sursauts gamma n'était pas un objectif majeur de cette mission. Par contre, comme le mystère de l'origine des sursauts n'était toujours pas résolu à l'époque, il était judicieux de doter les expériences spatiales haute énergie de moyens de détection des GRB, dans l'espoir de pouvoir identifier le type d'objet céleste qui les héberge.

#### Interprétation de la non-détection de GRB à travers le masque codé

Environ 950 heures ont été consacrées à l'observation des régions centrales de la Galaxie au cours des deux premières années d'exploitation de SIGMA. Il faut réaliser que plus de  $1,5 \cdot 10^{10}$  masses solaires de matière galactique sous forme d'étoiles se trouvaient alors dans le champ de vue du masque codé, soit environ le dixième de la masse d'étoiles contenues dans toute la Galaxie. Dans l'hypothèse où les sursauts étaient galactiques, on pouvait alors s'attendre à détecter un nombre important de GRB à l'occasion de la surveillance des régions centrales de la Galaxie. Cependant, aucun sursaut n'a été détecté dans le champ de vue du masque codé, mais cette non-détection a permis de confirmer le résultat de BATSE en faveur d'une origine cosmologique. Ce résultat est rapporté dans la **publication 4-1 [Sunyaev et al., 1993] insérée plus loin en page 299**. Je résume ci-après le principe de la méthode qui est basée sur deux hypothèses simples : les GRB sont liés à la matière disséminée dans l'Univers et ils ont tous la même luminosité. En considérant que les sites géniteurs de GRB suivent une distribution de matière  $m(r)$  en fonction de la distance héliocentrique  $r$ , le nombre de sursauts attendus peut s'écrire en fonction de la distance  $D$  par rapport à la Terre selon l'expression :

$$N(D) = \alpha \times T \times \frac{\Omega}{4\pi} \times \int_0^D m(r) \, dr$$

où  $T$  représente le temps d'observation et  $\Omega$  le champ de vue de l'instrument. La constante de proportionnalité  $\alpha$ , représentant le taux de sursauts par unité de masse, n'est évidemment pas

connue. Par contre, si tous les sursauts ont la même luminosité  $L$ , une expérience de sensibilité  $P_{min}$  peut les détecter jusqu'à la distance  $D_{max}$ , reliée à la luminosité  $L$  par l'expression :

$$D_{max} = \sqrt{\frac{L}{4\pi P_{min}}}$$

ce qui permet de normaliser  $N(D)$  par rapport au taux de détection de sursauts par une autre expérience, dite de référence :

$$N(D) = N_{réf} \times \frac{T}{T_{réf}} \times \frac{\Omega}{\Omega_{réf}} \times \frac{\int_0^D m(r) dr}{\int_0^{D_{réf}} m(r) dr}$$

On notera que le rapport  $T_{réf}/N_{réf}$  représente le taux de détection de sursauts par l'expérience de référence. Sous l'impulsion de Rachid Sunyaev, nous avons donc considéré un modèle de distribution de masse  $m(r)$  le long de la ligne de visée afin de déterminer le nombre de sursauts attendus dans la direction du centre galactique en fonction de la luminosité  $L$  des sursauts. Le nombre de sursauts attendus a été normalisé sur les résultats d'observations de l'expérience KONUS qui en a détecté en moyenne 15 par an (voir les §6.1 et §6.2 de la publication 4-1 respectivement à propos des hypothèses de calcul et des résultats). Les prédictions sont illustrées sur la Figure 4.4 qui montre le nombre de sursauts attendus par SIGMA.

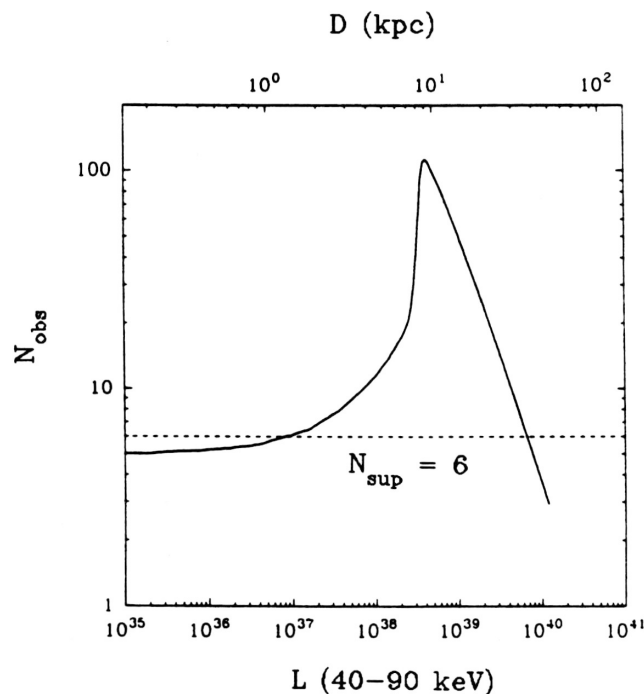


Figure 4.4 — Nombre de sursauts attendus  $N_{obs}$  dans la direction du centre galactique en fonction de la luminosité  $L$  de ces sursauts dans la gamme 40-90 keV. Le nombre de sursauts attendus a été calculé pour une durée d'observation effective de 950 heures avec SIGMA, doté d'un champ de vue de  $9^\circ \times 9^\circ$  et d'un seuil de sensibilité de  $4,3 \cdot 10^{-8}$  erg/cm<sup>2</sup>/s, en se normalisant par rapport aux résultats de KONUS.



Avec une luminosité de l'ordre de  $10^{39}$  erg/s (soit quelques fois la luminosité intrinsèque d'une étoile à neutrons de 1,4 masses solaires), SIGMA aurait été en mesure de détecter les sursauts gamma jusqu'à une distance de  $\sim 8,5$  kpc, c'est-à-dire jusqu'au bulbe galactique. La Figure 4.4 montre que SIGMA aurait alors dû détecter une centaine de sursauts à travers le masque codé pointé vers les régions centrales de la Galaxie au cours des 950 heures qui lui ont été consacrées. Aucun sursaut n'ayant été détecté, cela conduit à une contrainte sévère sur la luminosité intrinsèque des sursauts. En assimilant la détection de sursauts à un processus aléatoire gouverné par une loi de Poisson, le nombre de sursauts observés ( $N_{obs} = 0$ ) est compatible avec un niveau de confiance de 99,9% (c'est-à-dire  $3\sigma$  pour une statistique gaussienne) avec une limite supérieure  $N_{sup} = 6$ . Cette limite supérieure permettait d'exclure le domaine de luminosités comprises entre  $10^{37}$  et  $10^{40}$  erg/s (voir Figure 4.4), correspondant à des sources situées à des distances respectives de 1 et 30 kpc. Il restait donc deux possibilités : soit  $L < 10^{37}$  erg/s et les sources devaient être localisées au voisinage du système solaire, soit  $L > 10^{40}$  erg/s, ce qui les repoussait alors au-delà du centre galactique. Comme c'est cette dernière hypothèse qui semblait la plus réaliste, cela nous permettait nous aussi, et ce en dépit de la non-détection de sursauts gamma à travers le masque codé, d'envisager que les sources de GRB peuplaient un hypothétique halo autour de la Galaxie, ou bien encore qu'elles étaient situées à des distances cosmologiques. Même si SIGMA et BASTE avaient à peu près la même sensibilité [Pealez, 1993], SIGMA n'a pas détecté de sursauts gamma à travers le masque codé, alors que BATSE en détectait environ un par jour. Le point fort de BATSE résidait dans sa très vaste couverture du ciel (environ 20 000 degrés carrés contre seulement 80 pour SIGMA avec son masque codé), tandis que le point fort de SIGMA résidait dans son excellente capacité à localiser les sursauts (boîte d'erreur de moins de  $1/100^{\text{ème}}$  de degré carré avec le masque codé, contre une centaine de degrés carrés pour BATSE). Ce faisant, SIGMA a permis d'accréditer indépendamment le résultat le plus spectaculaire de BATSE en faveur d'une origine cosmologique des sursauts gamma.

#### Localisations par les optiques secondaires

Le résultat de BATSE en faveur d'une origine cosmologique ne correspondait pas non plus à une preuve directe, c'est-à-dire qui serait basée sur l'identification et la mesure de la distance des astres hôtes de sursauts gamma. Déjà à l'époque, il était du plus grand intérêt d'observer des boîtes d'erreur gamma de GRB à d'autres longueurs d'onde afin d'identifier les objets hôtes. Pour cela, il fallait localiser les GRB le plus précisément possible et surtout au plus vite, tant qu'il restait une petite chance de les identifier avec des télescopes opérant dans d'autres registres spectraux tels les rayons X, le visible, l'infrarouge et la radio. Compte tenu de leur champ de vue beaucoup plus grand que celui du masque codé, il était clair que c'était à travers les optiques secondaires que SIGMA avait le plus de chances de détecter des sursauts (Figure 4.5). Les optiques secondaires ayant déjà été introduites au §2.6.1 à propos du REX de SIGMA, je rappellerai seulement ici qu'elles consistent en des fuites du blindage passif et agissent comme des collimateurs permettant aux sources brillantes de projeter une structure en forme d'arc sur le plan détecteur (Figure 4.6).

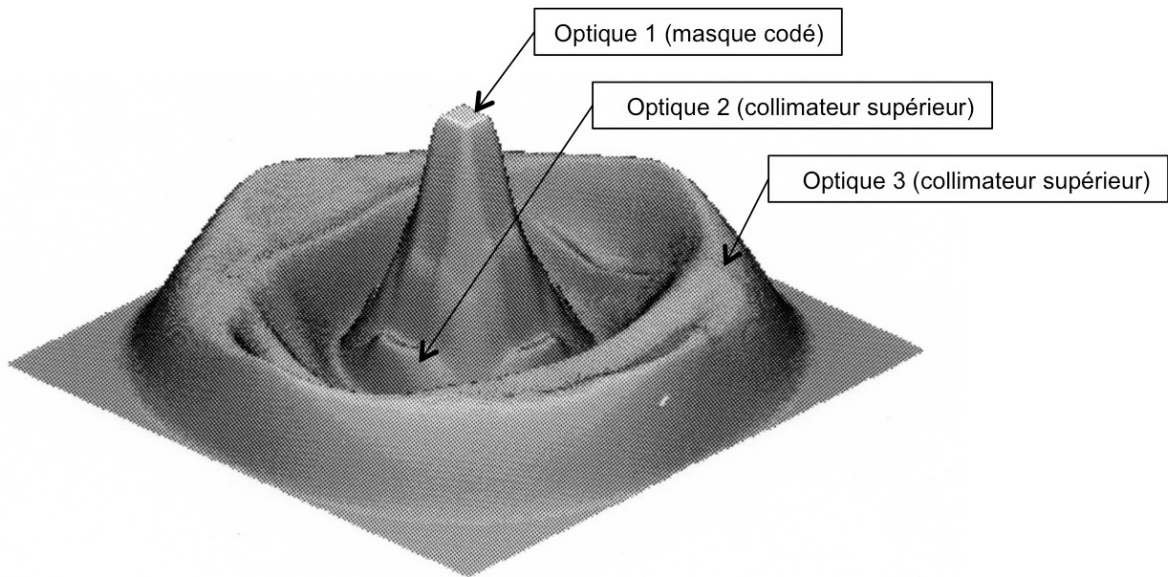


Figure 4.5 — Diagramme de sensibilité du télescope SIGMA [Claret, 1994a]. Le pic central correspond au champ de vue totalement codé ( $4,7^\circ \times 4,3^\circ$ ), celui-ci étant entouré par le champ de vue partiellement codé ( $11,4^\circ \times 10,6^\circ$  à mi sensibilité) pour lequel seulement une partie du masque codé est projetée sur le détecteur. On notera le recouvrement entre le champ de vue du collimateur supérieur (optique 2) et le champ de vue partiellement codé (optique 1). La sensibilité des lobes secondaires (optiques 2 et 3) n'est pas à symétrie circulaire en raison de quelques encoches pratiquées dans le blindage entourant le masque codé et de l'absorption par les dispositifs d'étalonnage en vol se trouvant sur le chemin optique des collimateurs.

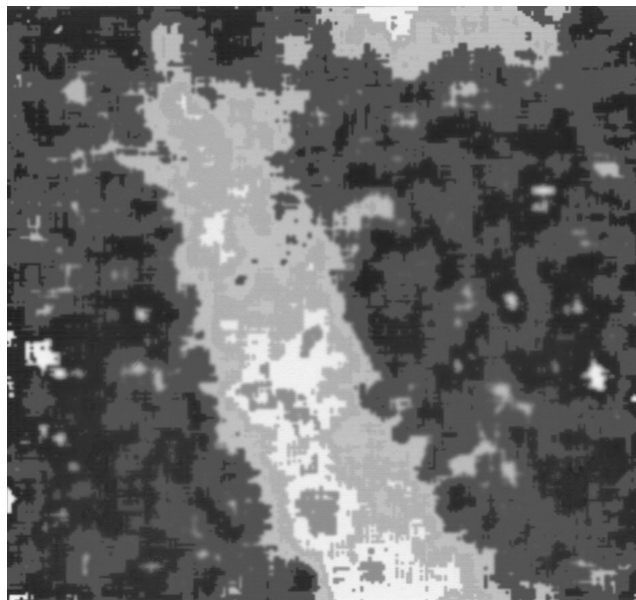


Figure 4.6 — Exemple d'arc projeté par le collimateur inférieur (optique 3). On peut remarquer une atténuation du contraste de l'arc dans sa moitié supérieure en raison de l'absorption de photons par un boîtier électronique du dispositif d'étalonnage en vol, ainsi qu'une interruption de l'arc dans la partie supérieure de l'image et qui est liée au rebouclage de l'image du fait des corrections de dérives effectuées à bord. La prise en compte partielle des corrections de dérives dans la procédure de localisation rapide (effectuée à la station de réception des données) dégrade la précision de localisation. Un traitement plus élaboré (effectué au centre scientifique après rapatriement des données) permettrait d'améliorer la précision de localisation.

Tableau 4.1 — Liste des 5 sursauts localisés via les optiques secondaires de SIGMA. Les paramètres  $a$  et  $b$  représentent respectivement le demi petit axe et le demi grand axe des boîtes d'erreur à  $1 \sigma$  de forme elliptique déterminées à partir de l'analyse de la position des arcs projetés.

Sursaut	a	b	Remarque
GRB 910122	0,10°	0,26°	Premier sursaut détecté par SIGMA
GRB 920714	0,28°	1,57°	Circulaire IAU n° 5579 publiée 3 semaines après l'événement
GRB 920723	0,09°	0,50°	Circulaire IAU n° 5579 publiée 2 semaines après l'événement
GRB 930310	0,33°	1,44°	Circulaire IAU n° 5720 publiée 1 semaine après l'événement
GRB 940206	0,50°	4,02°	Circulaire IAU n° 5932 publiée 5 jours après l'événement

Les cinq sursauts qui ont été détectés par le biais des optiques secondaires sont listés dans le Tableau 4.1 où est également reporté le délai de publication des circulaires IAU. Parmi ces cinq sursauts, quatre sont survenus pendant mon travail de thèse effectué entre août 1991 et juin 1994, il s'agit de GRB 920714, GRB 920723, GRB 930310 et GRB 940206. Les deux premiers d'entre eux ont été portés à la connaissance des autres observatoires par le truchement d'une même circulaire IAU (n° 5579) publiée plusieurs semaines après les événements, ce qui représentait un délai trop long pour encourager les recherches d'une contrepartie variable à d'autres longueurs d'onde. J'ai alors décidé de mettre au point une procédure de localisation rapide pour déterminer la position du candidat sursaut, après que les données de SIGMA aient été transmises au sol à la station d'écoute du satellite situé à Evpatoria (Crimée). Une fois les données reçues au sol, pas loin d'une heure était déjà nécessaire à la vérification de leur intégrité et à leur décommutation, en préalable à leur analyse scientifique. On a vu au §2.6.1 que l'on pouvait reconstruire l'image d'une source visible par les optiques secondaires à partir de la modélisation détaillée de l'arc qu'elle projette, mais qu'il était cependant nécessaire de connaître la position de la source pour modéliser les arcs projetés. Lorsqu'on ne connaît pas *a priori* la position de la source, comme c'est le cas pour les sursauts, on peut toujours modéliser l'arc projeté par une source fictive localisée à une position test, la plus voisine possible de la position réelle à estimer, et procéder par itérations successives. Cependant, les itérations nécessaires demandaient des moyens de calculs assez importants, et surtout inaccessibles depuis la station d'écoute du satellite où les données devaient être analysées rapidement. J'ai donc découpé le problème en deux phases distinctes :

- Une première phase d'analyse, demandant relativement peu de temps de calculs (quelques minutes) et utilisable à la station d'Evpatoria, basée sur une modélisation simplifiée (indépendante de l'énergie des photons) des arcs, ceux-ci étant pré-calculés pour toutes les positions possibles sur le ciel, en négligeant toutefois le rebouclage des images induit par les corrections de dérives effectuées à bord. Cette méthode

fournissait une image du ciel contenant le rapport signal à bruit  $S/B$  déterminé en distinguant deux zones dans l'image détecteur (la zone  $S_{arc}$  de l'arc projeté par la source test et la zone complémentaire  $S_{fond}$ ), selon l'expression :

$$\frac{S}{B} = \frac{\sum_{arc} coups - \frac{S_{arc}}{S_{fond}} \times \sum_{fond} coups}{\sqrt{\sum_{arc} coups + \left(\frac{S_{arc}}{S_{fond}}\right)^2 \times \sum_{fond} coups}}$$

L'objectif de cette analyse était seulement d'estimer la direction d'une source à partir de l'analyse de la position et de l'orientation de l'arc, en excluant toute mesure de flux. Les localisations rapides obtenues en station étaient caractérisées par les quatre coins d'un losange délimitant la zone du ciel présentant le meilleur rapport signal à bruit.

- Une deuxième phase d'analyse, beaucoup plus gourmande en moyens de calculs (plusieurs heures) et utilisable seulement au centre de traitement de données de Saclay, était basée sur une modélisation détaillée des arcs projetés. À partir de la position de test fournie par la procédure de localisation rapide utilisée en station, l'algorithme de reconstruction d'image procédait alors par itérations successives afin de déterminer la position la plus probable autour de la position test. Les sursauts étant souvent très brefs, les pixels des images contiennent rarement plus de quelques événements et il n'est plus question d'appliquer la méthode des moindres carrés pour comparer le modèle d'un arc aux données, cette méthode supposant en effet une statistique de comptage gaussienne. Dans le cas d'une une statistique de Poisson, c'est la méthode du maximum de vraisemblance, beaucoup plus lourde que la méthode des moindres carrés, qui est bien adaptée. Pour chaque direction du ciel, on calcule alors la probabilité  $P(A,B)$  de détecter l'arc modélisé avec le flux  $A$  et le niveau de bruit de fond  $B$  compte tenu de l'image enregistrée, selon la formule :

$$P(A,B) = \prod_{i=1}^N \frac{(A X_i + B)^{Y_i}}{Y_i!} \times \exp(-(A X_i + B))$$

où  $X_i$  représente le modèle de l'arc pour une direction du ciel,  $Y_i$  les données et  $N$  le nombre de pixels de l'image. On autorise des variations du flux  $A$  de la source et du niveau de bruit de fond  $B$  de façon à maximiser la probabilité  $P(A,B)$ . Une image du ciel peut alors être construite en traçant les niveaux de probabilité constante dans l'espace des coordonnées astronomiques, pour des niveaux de signification statistique équivalents à 1, 2 et  $3\sigma$  dans le cas de deux paramètres libres. En prenant en compte l'énergie des photons, ainsi que le rebouclage des images induit par les corrections de

dérives, cette analyse beaucoup plus lourde fournissait une localisation plus précise et donnait aussi accès au spectre des candidats sursaut.

Les résultats d'analyse des quatre premiers sursauts du Tableau 4.1 sont rapportés dans la **publication 4-2 [Claret et al., 1994c] insérée plus loin en page 307**. On y trouve d'abord les localisations fines de ces quatre sursauts (voir les §3.1 et Figure 1 de la publication 4-2). En ce qui concerne la précision de localisation, les localisations rapides obtenues en station (losanges) sont compatibles avec les localisations fines (ellipses) obtenues plus tard au centre de traitement de Saclay. Elles sont aussi compatibles avec les anneaux de localisation issus de calculs de triangulation basés sur la date de détection des sursauts par différents satellites faisant partie du réseau IPN (*InterPlanetary Network*). Néanmoins, les localisations SIGMA pouvaient être obtenues plus rapidement car elles ne nécessitaient pas de connaître les datations précises et d'avoir reconstitué finement les orbites des satellites appartenant au réseau IPN. On notera que dans le cas des sursauts GRB 910122 et GRB 920723, les localisations précises produites au moyen du réseau IPN sont très proches du bord des boîtes d'erreur à  $1 \sigma$  de SIGMA, ce qui prouve que ces boîtes d'erreur n'étaient pas surdimensionnées et donc que la procédure de localisation avait atteint un certain degré de maturité. On notera aussi que dans le cas des trois autres sursauts GRB 920714, GRB 930310 et GRB 940226, les localisations fines obtenues avec SIGMA permettaient de contraindre celles du réseau IPN, c'est-à-dire qu'elles délimitaient une portion réduite le long des anneaux de localisation IPN lorsque ceux-ci étaient en nombre insuffisant ou plus ou moins superposés, ce qui démontre l'intérêt de l'apport de SIGMA. Enfin, les deux sursauts survenus après 1992 (GRB 930310 et GRB 940206) ont aussi permis de tester la procédure de localisation rapide du point de vue des délais effectifs de publication des boîtes d'erreur par le truchement des circulaires IAU n° 5720 et 5932, respectivement une semaine et cinq jours après les événements (voir Tableau 4.1). Ces délais peuvent paraître longs, mais il faut les replacer en regard d'autres contraintes liées aux expériences spatiales. Après réception et mise en forme des données (environ une heure), la procédure de localisation rapide ne demandait que quelques minutes (disons moins de trente minutes pour un scientifique non familier). Mais à cela s'ajoutaient deux autres délais, malheureusement plus ou moins incompressibles. Il s'agissait d'abord du temps qui s'écoulait entre la détection d'un GRB à bord de SIGMA et le moment où les données sont transmises au sol, de 2 à 48 heures selon que la télémessure des données était effectuée dès le lendemain de l'observation, ou au début de l'orbite suivante. L'autre délai était relatif à la publication d'une circulaire IAU, seulement après accord des autres laboratoires impliqués dans l'expérience SIGMA. Compte tenu, des délais de réception des données au sol et aussi des délais de publication, on pouvait espérer raccourcir le délai global à environ trois ou quatre jours, mais guère moins. Cela dit, le délai de cinq jours obtenu à l'occasion du sursaut de mars 1994 plaçait SIGMA à un rang tout à fait honorable dans la course aux localisations rapides de l'époque. Pour s'en persuader, il suffit d'ailleurs de se référer aux délais de publication des circulaires IAU évoqués au §4.1.1-Apport de BeppoSAX.

Dans cette même publication, on trouve aussi l'analyse spectrale et temporelle des quatre premiers sursauts du Tableau 4.1 (voir les §3.2 et Figure 2 de la publication 4-2). Une fois la position du sursaut déterminée par la procédure décrite ci-dessus, on peut modéliser l'arc associé et utiliser alors les capacités d'imagerie de la caméra afin de distinguer le signal (sursaut) du bruit (fond) dans l'image. Cette possibilité donne accès à une mesure propre du bruit de fond pendant que le sursaut se produit, plutôt que de l'estimer à partir des taux de comptage antérieurs et postérieurs au sursaut, ce qui est au passage l'unique possibilité offerte par les expériences à grand champ dépourvues de capacités d'imagerie. À propos du sursaut GRB 920723, j'ai mis en évidence que le spectre gamma devenait de plus en plus mou, ceci à partir des rapports de flux dans les bandes d'énergie 150-300 keV et 40-75 keV. Plus tard, sous l'impulsion de Rodion Burenin, ce sursaut a fait l'objet d'une analyse approfondie des données de plus basse énergie recueillies par l'instrument WATCH, également à bord de GRANAT. Cette étude, à laquelle j'ai contribué, a permis de mettre en évidence l'émission rémanente dans le domaine des rayons gamma mous jusqu'à environ 80 s après le flash principal de 6 s [Burenin, 1999]. Dans ce travail, l'analyse détaillée du bruit de fond instrumental a permis d'exploiter la courbe de lumière déclinant en  $\sim t^{-0,7}$  jusqu'à environ 1 000 s dans la gamme 35-300 keV, et l'évolution spectrale du sursaut a été caractérisée par le rapport  $\alpha$  du flux dans la bande d'énergie 8-20 keV mesuré par l'instrument WATCH à celui dans la bande 75-200 keV évalué à partir des mesures de SIGMA. Pendant le flash principal (< 6 s), le rapport  $\alpha$  a évolué entre 0 et 0,03, puis il est passé brutalement à une valeur voisine de 1 et s'est ensuite maintenu à ce niveau pendant environ 80 s. Une fois remises dans le contexte des modèles *fireball*, ces mesures nous ont amené à penser que les sursauts pouvaient entrer dans la phase d'émission rémanente relativement tôt après la phase prompte (GRB).

#### Localisations par le réseau IPN3

En sus de la caméra gamma de SIGMA qui permettait de localiser des sursauts, que ce soit à travers le masque codé ou à travers les optiques secondaires, le système d'anti-coïncidence active entourant la caméra gamma et destiné à en réduire le bruit de fond, permettait lui aussi de détecter des sursauts grâce à l'augmentation subite des taux de comptage enregistrés. Ce système ne permettait pas de localiser les sursauts mais seulement de les dater précisément. Ils pouvaient donc être localisés par la méthode de triangulation qui est basée sur l'étude des différents temps d'arrivée d'un même événement sur divers satellites éloignés les uns des autres. Environ 25 sursauts d'origine cosmique ont été détectés par le système d'anti-coïncidence de SIGMA [Pelaez, 1994], ce système ayant aussi permis de détecter plusieurs sursauts d'origine solaire [Pelaez, 1993].

Après mes travaux de thèse, j'ai continué à collaborer avec le responsable du réseau IPN (Kevin Hurley de l'Université de Berkeley) dans la mesure où tous les sursauts de SIGMA, y compris ceux qui n'avaient pas été localisés à travers les optiques secondaires, pouvaient apporter une contribution au réseau IPN. Plus généralement, la contribution de SIGMA à ce réseau contribuait au retour scientifique et à la visibilité de la mission dans le contexte international. Les localisations de

ces sursauts au moyen du réseau IPN ont fait l'objet de la **publication 4-3 [Hurley et al., 2000] insérée plus loin en page 313**. Cette méthode de localisation indirecte pourrait paraître quelque peu désuète aujourd'hui puisqu'elle ne peut fournir les localisations de sursauts qu'après un délai non négligeable du fait qu'il faut collecter les informations (datation du GRB et position du satellite) provenant de plusieurs satellites. Néanmoins, il faut bien réaliser que toute localisation doit être considérée en vue de l'identification possible menée par les télescopes sol (voir le §5 de la publication 4-3). De plus, si seulement deux satellites du réseau IPN détectent un GRB donné, la méthode de localisation par triangulation ne peut fournir qu'un seul anneau de localisation et celui-ci peut être déterminé plus rapidement. Dans ce cas, il s'avère utile de confronter cet anneau de localisation aux autres boîtes d'erreur fournies par d'autres instruments, de façon à limiter les recherches de contrepartie à la zone d'intersection, comme illustré par la Figure 4.7 à propos du sursaut GRB 971214 déjà évoqué à propos de l'apport de BeppoSAX au §4.1.1.

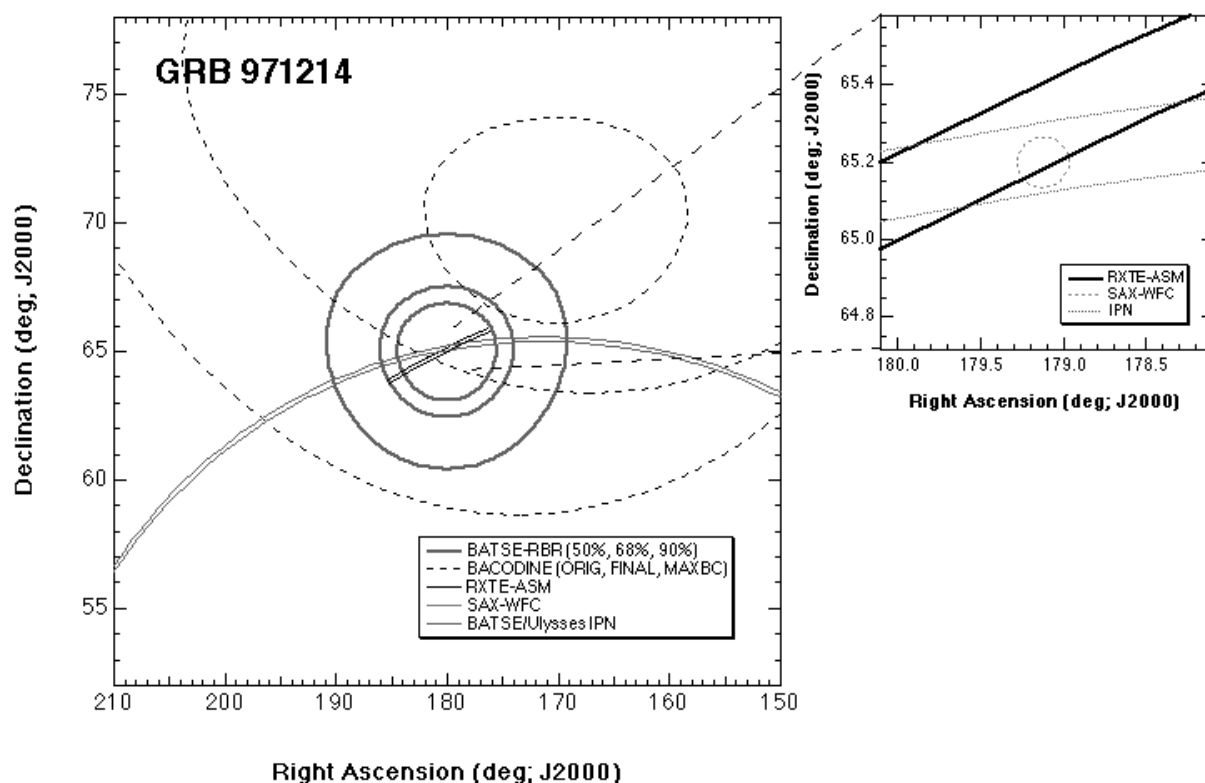


Figure 4.7 — Différentes localisations de la contrepartie du sursaut GRB 971214 : la détection du sursaut par la caméra grand champ WFC de BeppoSAX a d'abord fait l'objet de la circulaire IAU n° 6787, la localisation par le réseau IPN (grand arc de cercle fin en ligne continue) ayant été communiquée via la circulaire IAU n° 6789, c'est-à-dire avant que ne soit communiquée la position fine (petit cercle sur le cartouche de droite) déterminée par la caméra petit champ NFI de BeppoSAX via la circulaire IAU n° 6792 (Crédit Marc Kippen).

### Apport d'ISO

Les travaux que je décris ci-dessous s'inscrivent dans le cadre du suivi multi longueurs d'onde des sursauts gamma que j'ai effectué après ma thèse, alors que j'étais affecté au centre de

traitement des données du télescope spatial infrarouge ISO. Il s'agit en l'occurrence de l'observation avec ISO des boîtes d'erreur fournies par BeppoSAX. Le télescope ISO ayant été déjà brièvement décrit au §2.6.2, je n'aborderai ici que les résultats obtenus.

#### *Suivi en infrarouge moyen du sursaut GRB 970402*

Suite à la détection du sursaut GRB 940402 révélé par BeppoSAX, et sous l'impulsion d'Alberto Castro-Tirado nous avons proposé de couvrir la boîte d'erreur X au moyen de la caméra ISOCAM dans le cadre du programme dédié aux cibles d'opportunités. Les résultats sont rapportés dans la **publication 4-4 [Castro-Tirado et al., 1998] insérée plus loin en page 321**. La boîte d'erreur du GRB a pu être couverte une première fois environ 55 heures après l'événement dans la gamme de l'infrarouge moyen (8-15  $\mu\text{m}$ ) par la caméra ISOCAM, en utilisant une résolution de 6"/pixel (voir la Figure 2 de la publication 4-4). Plus tard, alors que la boîte d'erreur avait pu être raffinée en X, celle-ci a été couverte une seconde fois, environ 8 jours après l'événement, en utilisant d'abord la même résolution angulaire de 6"/pixel afin de pouvoir comparer les résultats des deux séances d'observation, puis une résolution plus fine de 1,5"/pixel qui permettait elle aussi de couvrir l'ensemble de la boîte d'erreur raffinée en X (voir la Figure 3 de la publication 4-4). Une cinquantaine de sources ont été détectées dans les images, mais aucune d'entre elles ne présentait de flux variable d'une observation à l'autre, ce qui aurait permis de l'associer au sursaut gamma.

#### *Suivi en infrarouge lointain du sursaut GRB 970508*

La boîte d'erreur d'un autre sursaut, GRB 970508 survenu environ un mois plus tard, n'était pas observable par ISO tout de suite après l'événement en raison de diverses contraintes orbitales. Le suivi de ce sursaut avec ISOCAM n'a pu être effectué que le 21 et le 24 mai, soit environ deux semaines après l'événement. Ces observations n'ont mis en évidence qu'un seul excès coïncidant avec la position du transitoire détecté par ailleurs dans le visible, mais l'excès infrarouge était assez marginal (à  $\sim 3\sigma$  au-dessus du niveau de bruit des images) et seulement présent dans la deuxième série d'observations, celles du 24 mai [Hanlon et al., 1999].

Sous l'impulsion de Lorraine Hanlon, le photomètre ISOPHOT, également à bord d'ISO, a pu lui aussi être pointé en direction du sursaut à deux reprises, une première fois le 24 mai et une seconde fois le 11 novembre, soit environ 6 mois après l'événement gamma. Les résultats de ces observations sont rapportés dans la **publication 4-5 [Hanlon et al., 2000] insérée plus loin en page 327**. Entre temps, la galaxie hôte du sursaut avait pu être identifiée et sa distance estimée à  $z = 0,835$  avec le télescope Keck (voir le §2 de la publication 4-5). Quant aux observations menées avec ISOPHOT, elles ont mis en évidence une source à 60  $\mu\text{m}$  située près de la galaxie hôte du sursaut. Le déclin mesuré du flux de cette source, entre les observations de mai et de novembre, était trop marginal pour garantir qu'il s'agissait d'une source transitoire et pouvoir l'interpréter dans le cadre du modèle *fireball*. Néanmoins, nous pouvions conclure que si l'excès trouvé à 60  $\mu\text{m}$  était bien



---

associé au sursaut GRB 970508, alors les modèles associant les GRB avec les régions de formation d'étoiles étaient privilégiés.

### **Publication 4-1**

**« A high sensitive search for GRBs by the SIGMA telescope on board GRANAT »**

**Sunyaev R. et al. (1993), The Astrophysical Journal, vol. 402, pp. 579-584**

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 402:579–584, 1993 January 10  
 © 1993. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in U.S.A.

## A HIGH-SENSITIVITY SEARCH FOR GAMMA-RAY BURSTS BY THE SIGMA TELESCOPE ON BOARD *GRANAT* (THE GALACTIC CENTER AND ALL SKY DATA)

R. SUNYAEV, E. CHURAZOV, M. GILFANOV, O. TEREKHOV, A. DYACHKOV, N. KHAVENSON,  
 V. KOVTUNENKO, AND R. KREMNEV

Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Profsovnaya 84/32, 117810 Moscow, Russia

A. CLARET, F. LEBRUN, A. GOLDWURM, AND J. PAUL

Service d'Astrophysique, Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

AND

F. PELAEZ, J. L. ATTEIA, P. MANDROU, AND G. VEDRENNE

Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, 9, Avenu du Colonel Roche, BP 4346, 31029 Toulouse Cedex, France

Received 1992 April 27; accepted 1992 June 23

### ABSTRACT

During more than 2 years of the *GRANAT* mission the gamma-ray burst (GRB) cell of the narrow aperture coded mask telescope SIGMA was operating for  $\sim 5300$  hr. The coding system of SIGMA is capable to localize with arcmin accuracy the GRB events detected through the  $18^\circ 1'$  by  $16^\circ 8'$  coded field of view. The sensitivity of the cell to the on-axis events is very high,  $\sim 3 \times 10^{-8}$  and  $8 \times 10^{-8}$  ergs  $\text{cm}^{-2}$  in the 40–90 keV band for 0.25 and 2.0 s of integration time. Nevertheless, no bursts were actually found within the coded field of view. All 18 cosmic GRB candidates detected by SIGMA till now came from the lateral directions i.e., through sidelobes of the sensitivity diagram, having sensitivity at the level of 10% of the on-axis value, but filling a much larger solid angle, than the coded field of view.

For about 950 hr of 5300 the SIGMA was pointed toward the Galactic center (GC), and more than  $1.5 \times 10^{10} M_\odot$  of Galactic matter was each time within the telescope-coded FOV. For the object, placed at 8.5 kpc distance, the threshold burst luminosity in the 40–90 keV band is  $3 \times 10^{38}$  ergs  $\text{s}^{-1}$ , only slightly exceeding the Eddington limit for the neutron star. The absence of weak GRB events from the GC direction indicates that either the luminosity of typical GRBs is below  $\sim 10^{38}$  ergs  $\text{s}^{-1}$  and GRBs are of local origin, or alternatively luminosity is high  $\sim 10^{40}$  ergs  $\text{s}^{-1}$  or greater and most GRBs come from the massive Galactic “halo” or are of cosmological origin.

Observations of massive extragalactic objects set an upper limit on the frequency of luminous ( $\sim 10^{40}$ – $10^{50}$  ergs  $\text{s}^{-1}$ ) GRB events from these objects.

The lack of the weak GRB events observed by SIGMA from all directions is hardly consistent with extrapolation of the KONUS data assuming the Euclidean value of 3/2 for the integral GRB counts slope.

*Subject headings:* Galaxy: center — Galaxy-halo — gamma rays: bursts

### 1. INTRODUCTION

Gamma-ray burst (GRB) studies by the instruments with sensitivity  $\sim 10^{-6}$  ergs  $\text{cm}^{-2}$  (see reviews of Mazets & Golenetsky 1987; Higdon & Lingenfelter 1990) revealed two important results, hardly consistent with the Galactic neutron stars model of the GRB phenomenon:

1. Up to the achieved sensitivity level the GRB events are isotropically distributed over the sky (Atteia et al. 1987; Mazets & Golenetsky 1987; Higdon & Lingenfelter 1990).

2. The slope of integral GRB counts deviates from the Euclidean value of  $-3/2$  well above the sensitivity threshold of the instruments. Although the possible influence of the systematic instrumental effects on this result is still discussed intensively (Mazets & Golenetsky 1987; Jennings 1988; Schmidt et al. 1988; Higdon & Lingenfelter 1990), the lack of weak GRB events is believed to be real. Similar results have been obtained in terms of  $V/V_{\text{max}}$  and  $C/C_{\text{min}}$  tests, less sensitive to the instrumental bias (Schmidt et al. 1988; Atteia et al. 1991; Ogasaka et al. 1991).

These results support cosmological or extended Galactic halo models of GRB origin (Fishman 1979; Jennings 1984; Shklovskii & Mitrofanov 1985; Paczynski 1986), although these models also encounter certain difficulties.

On 1989 December 1 the *GRANAT* observatory was launched. The SIGMA coded mask telescope on-board *GRANAT* is aimed to obtain sky images in the 35–1300 keV with  $13'$  nominal angular resolution (for a detailed description of SIGMA see Paul et al. 1991). The position sensitive detector of SIGMA is equipped with a GRB cell which was operating in almost all observational modes of the telescope. Due to the narrow field of view and effective passive and active shielding of the detector (and therefore low mean background), the GRB cell on-axis sensitivity is at least a few times higher than that of any GRB detectors flown before. Assuming  $-3/2$  slope of the integral source counts down to the SIGMA sensitivity it was expected that  $\sim 10$  weak bursts will be detected by SIGMA each year (and localized precisely!) within  $\sim 300$  deg $^2$  (full width at zero response) coded field of view of the telescope. The observations of the Galactic Center (GC) were of particular interest, since in this direction the telescope field of view (FOV) contains  $\sim 1.5 \times 10^{10} M_\odot$  that is a notable fraction of the mass of our Galaxy. For the object, placed at GC distance, sensitivity of the GRB cell corresponds to peak 40–90 keV luminosity of the order of Eddington luminosity for  $1.4 M_\odot$  neutron star. Therefore, provided that GRB source density traces general mass distribution in our Galaxy and the typical

1993ApJ...402..579S

event has peak luminosity  $\sim 10^{38}\text{--}10^{40}$  ergs  $\text{s}^{-1}$  above 40 keV, the direction to GC should be distinguished above uniform GRB distribution, observed in previous experiments with lower sensitivity (Mazets & Golenetsky 1987; Hurley 1989; Atteia et al. 1987, 1991).

Reported below are the results of more than 2 years of SIGMA observations. No GRB events have been detected within the coded field of view of the telescope during GC observations as well as during observations of other regions on the celestial sphere.

2. GRB CELL

The GRB cell of SIGMA telescope (Paul et al. 1991; Guerry et al. 1986) has four independent triggers analyzing the detector count rate in two contiguous energy bands with two values of integration time (0.25 and 2 s). The boundaries of the energy bands are adjusted by the telecommands from the ground station and were set at 40–90 and 90–750 keV during the whole observational period reported below. The detection signal is generated provided that the number of photons, detected during the 0.25 or 2 s integration time in any of the two energy bands (40–90 or 90–750 keV) exceeds by 9 standard deviations the background count rate, averaged over the 64 previous seconds. The sensitivity of GRB cell is given in Table 1. Comparison of these values with energy flux from Crab Nebula, measured by SIGMA in 1990–1991 ( $8.6 \times 10^{-9}$  ergs  $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$  in the 40–90 keV band), shows that quick, within 2 s, turn-on of the source 5 times brighter than Crab (or 14 Crab source within 0.25 s) would activate the GRB cell of SIGMA.

3. SENSITIVITY DIAGRAM

The sensitivity diagram of SIGMA telescope (Figs. 1 and 2) consists of two distinct parts:  $18^\circ:1$  by  $16^\circ:8$  rectangular coded region ( $11^\circ:4$  by  $10^\circ:5$  FWHM) (Fig. 1) and sidelobes with lower sensitivity filling much larger solid angle (Fig. 2). The central  $4^\circ:7$  by  $4^\circ:3$  rectangle with constant sensitivity (Fig. 1) corresponds to the fully coded region (the entire detector is illuminated by the source through the coded mask). The remainder of the coded FOV is a partially coded region with decreasing sensitivity (only part of the detector is illuminated by the source through the coded mask). Sensitivity for the sources within the coded FOV can be accurately calculated and calibrated using the observations of well known X-ray sources as Crab, Cyg X-1, etc.

The sidelobes (Fig. 2) with sensitivity at the level of  $\sim 10\%$  of the maximum correspond to low absorbing materials between various passive and active shields of the telescope (Lebrun 1991). The calculation of the sidelobes' sensitivity is much more

TABLE 1  
SENSITIVITY OF GRB CELL OF SIGMA TELESCOPE<sup>a</sup>

BAND (keV)	MEAN BACKGROUND (counts $\text{s}^{-1}$ )	FLUENCE <sup>b</sup>	INTEGRATION TIME	
			0.25 s	2.0 s
40–90 .....	75	<i>F</i>	$3.0 \times 10^{-8}$	$8.6 \times 10^{-8}$
		<i>P</i> <sub>max</sub>	$1.2 \times 10^{-7}$	$4.3 \times 10^{-8}$
90–750 .....	300	<i>F</i>	$1.4 \times 10^{-7}$	$4.0 \times 10^{-7}$
		<i>P</i> <sub>max</sub>	$5.7 \times 10^{-7}$	$2.0 \times 10^{-7}$

<sup>a</sup> The GRB spectrum was assumed in the form  $E^{-1} \exp(-E/kT)$  with  $kT = 100$  keV.

<sup>b</sup> *F*: fluence in a given energy band for GRB trigger integration time (ergs  $\text{cm}^{-2}$ ). *P*<sub>max</sub>: fluence divided by integration time (ergs  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )

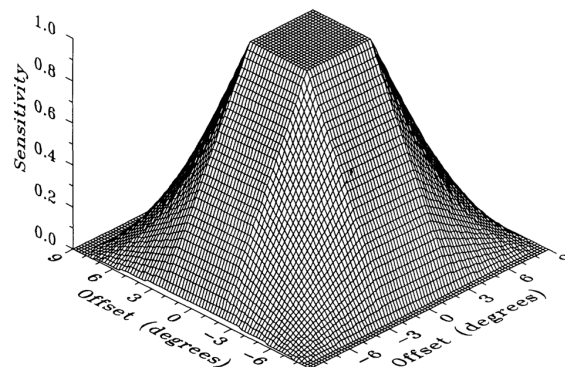


FIG. 1.—Three-dimensional picture of sensitivity diagram of SIGMA coded FOV. Sensitivity is normalized to on-axis value.

complicated, and should be verified by calibration of spare model of SIGMA on the ground. This work is in progress now in CESR (Toulouse). Nevertheless simple estimates can be done. Since this part of sensitivity diagram will be used below only to obtain upper limits on the GRB counts, certain caution was taken to not overestimate the sensitivity. The sensitivity for bursts coming from the direction with offset angle greater than  $90^\circ$  was ignored for the same reason. Although the sensitivity of the sidelobes is  $\sim 10$  times less than at the center of FOV, due to a significantly larger solid angle, the total number of bursts expected to come from the sidelobes of sensitivity diagram is larger, than expected from coded FOV.

4. THE POSSIBILITY OF LOCALIZATION OF GRB EVENTS WITHIN CODED FIELD OF VIEW

After the detection signal is generated by GRB cell, coordinates and energies (256 linear channels, covering 35–1300 keV band) of all registered photons and arrival times of each 63d

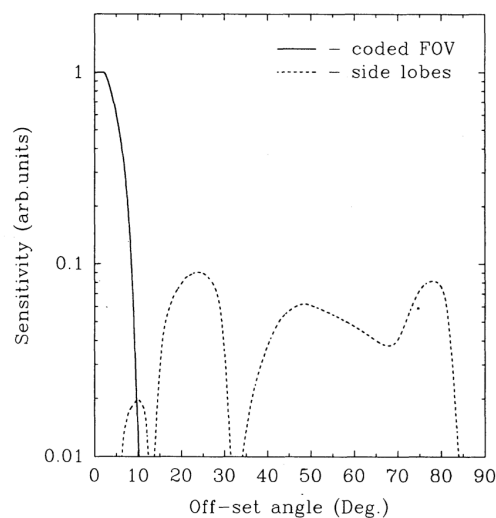


FIG. 2.—Overall sensitivity diagram of SIGMA GRB cell, averaged over rotation angle, as a function of offset from telescope main axis. Solid line corresponds to coded FOV (Fig. 1), dashed line corresponds to sidelobes. Sensitivity is normalized to on-axis value.

1993ApJ...402..579S

No. 2, 1993

SEARCH FOR GAMMA-RAY BURSTS

581

photon are recorded. Totally 512 portions of 63 photons are accumulated, of which the first 63 portions correspond to the preburst count rate (duration of one portion  $\sim 0.1\text{--}0.2$  s). These data, combined with imaging capability of SIGMA as a coded mask telescope, give the possibility of precise localization of the  $\gamma$ -ray bursts with the accuracy of  $\sim 2'\text{--}5'$ , depending on the brightness of burst. Due to the finite spatial resolution of the detector, the signal-to-noise ratio, obtained on the reconstructed image, is less, than on the total count rate, recorded by the detector. For the sources placed in the fully coded FOV the loss of S/N ratio is maximal and reaches  $\sim 2.5$  times (in the 40–90 keV band). In the partially coded FOV this effect is less important since only part of the detector, illuminated by the source, is used for image reconstruction while GRB cell analyses the count rate, registered by the entire detector. Thus, the GRB event,  $\sim 2$  times exceeding the SIGMA sensitivity threshold and located within coded FOV, must be detected on the reconstructed image.

This rapid localization system has been tested and calibrated in flight using GRB-cell triggering by the solar events, occurred during observations of bright sources like Crab and Cyg X-1. Figure 3 shows 69 s image of fully coded FOV, recorded by GRB-localization system during Cyg X-1 observations. The seven standard deviations peak is clearly seen on this image. Obviously, a 6 times brighter source would be detected on the image with the same statistical significance for a 2 s integration time (17 times brighter—for 0.25 s integration time). Taking into account the 40–90 keV energy flux from Cyg X-1, measured by the spectroscopy/imaging system of the SIGMA during the same observation,  $1.5 \times 10^{-8}$  ergs  $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ , it would correspond to an energy flux  $\sim 8.7 \times 10^{-8}$  ergs  $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$  ( $2.4 \times 10^{-7}$  ergs  $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$  for 0.25 s)—compare with the values of  $P_{\text{max}}$  in Table 1. Note, that to trigger the GRB cell, quick (within 2 s) turn-on of the source, 3 times brighter, than Cyg X-1 would be enough.

5. OBSERVATIONS

The overall operating time of GRB-cell on the date of 1992 February 23 is  $\sim 5300$  hr. For this period the GRB-cell was

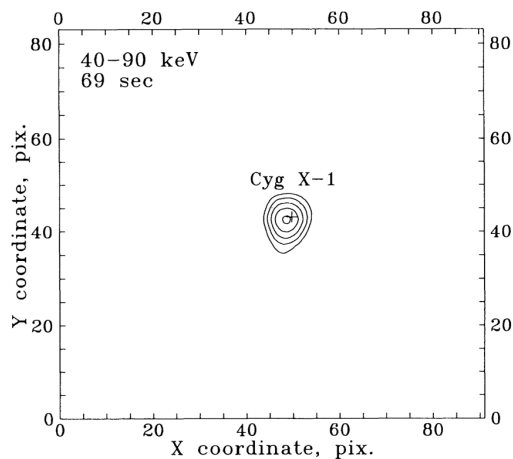


FIG. 3.—Image of fully coded FOV in the 40–90 keV band, recorded by GRB-localization system during Cyg X-1 observations (total exposure 69 s). One pixel corresponds to  $3.3$ . Contour levels are 3, 4, 5, 6, and 7 s.d. The cross marks the position of Cyg X-1.

TABLE 2  
THE LIST OF GRB CANDIDATES DETECTED BY SIGMA

Observation Number	Date	Time (UT) h:m:s
64	1990 Mar 27	10:24:28
66	1990 Apr 04	17:54:35 <sup>a</sup>
69	1990 Apr 11	16:41:41 <sup>a</sup>
70	1990 Apr 13	03:12:38 <sup>a</sup>
87	1990 May 20	12:10:18 <sup>a</sup>
96	1990 Jun 04	17:31:33 <sup>a</sup>
97	1990 Jun 05	19:23:04 <sup>a</sup>
127	1990 Jul 20	21:45:07 <sup>a</sup>
177	1990 Oct 14	01:13:21 <sup>a</sup>
185	1990 Oct 27	04:21:07 <sup>a</sup>
228	1991 Jan 22	15:13:49 <sup>a</sup>
273	1991 Apr 17	20:07:32 <sup>a</sup>
282	1991 May 17	05:02:44 <sup>a</sup>
315	1991 Aug 14	19:14:35 <sup>a</sup>
320	1991 Aug 21	10:33:58 <sup>a</sup>
363	1991 Oct 26	15:28:49 <sup>a</sup>
367	1991 Nov 19	17:12:34 <sup>a</sup>
397	1992 Jan 25	08:57:27 <sup>a</sup>

<sup>a</sup> The event was also detected by the PHEBUS instrument.

triggered 136 times. Eighteen of them were tentatively attributed to cosmic GRB (Table 2). The other 118 are either false triggering related to electronic or solar events (Pelaez et al. 1992) or events caused by a charged particle crossing the SIGMA detector.

The analysis of recorded images has shown that none of these 18 cosmic events is located within the coded FOV of the telescope. Further confirmation of this result arises from comparison with data of the PHEBUS GRB detector on-board GRANAT. All events except for one were simultaneously detected by PHEBUS (for a detailed description of the PHEBUS instrument and results see Barat et al. 1991; Tereshov et al. 1991). SIGMA GRB-cell on-axis sensitivity is at least 3 times higher than PHEBUS sensitivity (recalculated to the 40–90 keV band assuming a power-law spectrum with photon index  $-2$ ). As a result all events, located within the SIGMA coded FOV and detected simultaneously by PHEBUS, should be clearly seen on the SIGMA burst image, what is not the case. For some events very strong low energy absorption was observed indicating that the photons pass through the shields of the telescope. On the basis of this analysis it was concluded, that no one of 18 cosmic GRB candidates detected by SIGMA was located within  $18.1$  by  $16.8$  coded FOV of the telescope. Thus, according to Poissonian statistics, an upper limit ( $3\sigma$  or 99.7% confidence level) of six expected GRB events can be applied to any of the fields observed by SIGMA, as well as to the overall 5300 hr of GRB cell operation time.

6. DISCUSSION

6.1. The Galactic Center Pointings

The GC region was observed by SIGMA during 950 hr. Table 3 presents the sensitivity of GRB cell (for a 2 s integration time), expressed in terms of the luminosity of the object, placed at 8.5 kpc distance, assuming thermal spectrum of burst ( $1/Ee^{-E/kT}$ ) with various temperatures. For  $kT \sim 100$  keV the threshold luminosity equals  $\sim 3 \times 10^{38}$  ergs  $\text{s}^{-1}$  (40–90 keV) and  $\sim 10^{39}$  ergs  $\text{s}^{-1}$  (bolometric), i.e., it is comparable with the Eddington limit for the neutron star, provided normal cosmic abundances in the emission zone.

1993ApJ...402..579S

TABLE 3  
LUMINOSITY OF THE OBJECT, PLACED AT GC  
DISTANCE (8.5 kpc), CORRESPONDING TO  
THE GRB-CELL SENSITIVITY<sup>a</sup>

$kT$ (keV)	LUMINOSITY <sup>b</sup>	BAND	
		40–90 keV	90–750 keV
20	$L$	$3.5 \times 10^{38}$	$1.0 \times 10^{39}$
	$L_{\text{bol}}$	$2.9 \times 10^{39}$	$9.3 \times 10^{40}$
50	$L$	$3.5 \times 10^{38}$	$1.3 \times 10^{39}$
	$L_{\text{bol}}$	$1.3 \times 10^{39}$	$7.7 \times 10^{39}$
100	$L$	$3.5 \times 10^{38}$	$1.6 \times 10^{39}$
	$L_{\text{bol}}$	$1.3 \times 10^{39}$	$4.0 \times 10^{39}$
500	$L$	$3.4 \times 10^{38}$	$3.2 \times 10^{39}$
	$L_{\text{bol}}$	$3.9 \times 10^{39}$	$5.3 \times 10^{39}$

<sup>a</sup> For 2.0 s integration time. The GRB spectrum was assumed in the form  $E^{-1} \exp(-E/kT)$ .

<sup>b</sup>  $L$ : luminosity in a given band ( $\text{ergs s}^{-1}$ ).  $L_{\text{bol}}$ : bolometric luminosity ( $\text{ergs s}^{-1}$ ).

The Galactic center is characterized by the highest mass concentration in our Galaxy. Assuming, that the distribution of GRBs follows the general mass distribution in the Galaxy, the number of Galactic GRB events, expected from the GC direction, should be highest as well. Figure 4 shows the distribution of mass along the line of sight for  $9^\circ \times 9^\circ$  FOV (effective size of SIGMA FOV) centered at GC. The peak at 8.5 kpc distance corresponds to the Galactic bulge and contains  $\sim 1 \times 10^{10} M_\odot$ . The Bahcall-Soneira model of the Galaxy was used for this calculation (Bahcall & Soneira 1986). Assuming further that all GRBs have the same intrinsic luminosity and using the all-sky data of the KONUS experiment<sup>1</sup> to obtain the burst rate (per  $1 M_\odot$ ), it is possible to calculate the number of GRB events to be detected from the GC direction by the instrument with given FOV and sensitivity threshold  $P_0$  ( $\text{ergs s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ) (Fig. 5). The intrinsic GRB luminosity  $L$  (*bottom axis on Fig. 5*) defines the maximum distance  $D = \sqrt{L/4\pi P_0}$  (*top axis*) of the detectable event. The number of bursts is proportional to the burst rate and the mass contained within the cone defined by the FOV and distance  $D$ . The sensitivity of SIGMA is  $P_0 = 4.3 \times 10^{-8} \text{ ergs s}^{-1} \text{cm}^{-2}$  (Table 1). The burst rate (per  $1 M_\odot$ ) is defined by the number of events, observed by KONUS from the whole sky and the mass contained within the sphere of radius  $D_{\text{KONUS}} = \sqrt{L/4\pi P_{\text{KONUS}}}$ , defined by the intrinsic GRB luminosity  $L$  and the KONUS sensitivity (see Fig. 4). One can see that lack of weak GRB events from the GC direction indicates that either the intrinsic 40–90 keV luminosity of typical GRB is below  $10^{38} \text{ ergs s}^{-1}$  (and GRB are of local origin) or, alternatively, luminosity is high ( $\sim 10^{40} \text{ ergs s}^{-1}$  or greater) and most of the GRBs come from a massive Galactic “halo” (Fishman 1979; Jennings 1984; Shklovskii & Mitrofanov 1985) or are of extragalactic origin (Paczynski 1986; Sunyaev et al. 1992).

6.2. GRBs from Extragalactic Objects

Assuming a very high intrinsic luminosity of GRBs  $\sim 10^{40}$ – $10^{50} \text{ ergs s}^{-1}$  one could expect the concentration of the bursts

<sup>1</sup> According to results of KONUS experiment on Venera 11–14 there are  $N(P_{\text{max}} > 1 \times 10^{-5} \text{ ergs s}^{-1} \text{cm}^{-2}) \sim 15$  bursts/yr from the whole sky (Mazets & Golenetsky 1987), where  $P_{\text{max}}$  is the flux above 30 keV. For the thermal spectrum with  $kT = 100 \text{ keV}$ ,  $1 \times 10^{-5} \text{ ergs s}^{-1} \text{cm}^{-2}$  above 30 keV corresponds to  $\sim 3.6 \times 10^{-6} \text{ ergs s}^{-1} \text{cm}^{-2}$  in the 40–90 keV band.

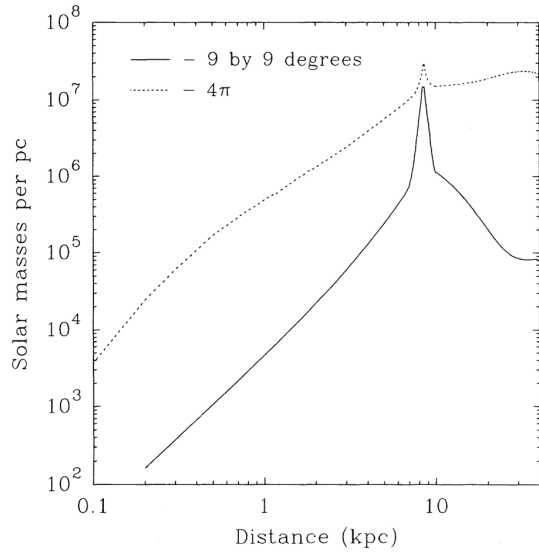


FIG. 4.—Distribution of mass, contained within  $9^\circ \times 9^\circ$  FOV centered at GC, along the line of sight (*solid line*). The distribution of mass, averaged over  $4\pi$  (i.e., as seen by all-sky instruments), is shown by dashed line. The Bahcall-Soneira model of the Galaxy was used (Bahcall & Soneira 1986).

toward the massive extragalactic objects as clusters of galaxies or superclusters. Table 4 lists some of the known massive extragalactic objects, observed by SIGMA, and the threshold luminosities of GRB events placed at the distance of these objects. The upper limit ( $3\sigma$ ) of six GRB events can be applied to any of these objects and the upper limit on the rate of bursts with luminosity exceeding the sensitivity threshold can be

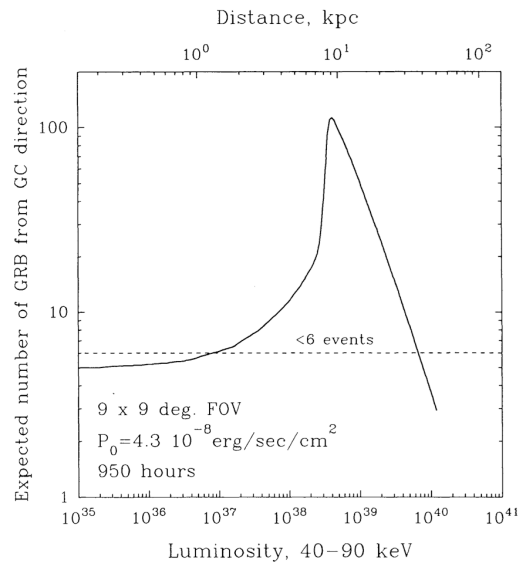


FIG. 5.—Expected number of bursts to be detected by  $9^\circ \times 9^\circ$  FOV instrument with sensitivity  $4.3 \times 10^{-8} \text{ ergs s}^{-1} \text{cm}^{-2}$  from the GC direction during 950 hr of observations, plotted as the function of intrinsic GRB luminosity (see discussion for more details). The distribution of the GRB density was assumed to follow general mass distribution in the Galaxy. Horizontal line corresponds to upper limit of six events.

1993ApJ...402...579S

TABLE 4

THE LIST OF MASSIVE EXTRAGALACTIC OBJECTS, OBSERVED BY SIGMA

Object	T (hr)	Distance	Mass <sup>a</sup>	$L_{\text{threshold}}^b$	Rate <sup>c</sup>
Coma .....	153	140 Mpc	$2 \times 10^{15}$	$1.0 \times 10^{47}$	$1.7 \times 10^{-13}$
Per X-1 .....	82	110 Mpc	$1 \times 10^{15}$	$6.0 \times 10^{46}$	$6.5 \times 10^{-13}$
M 87 .....	180	22 Mpc	$5 \times 10^{13}$	$2.4 \times 10^{45}$	$5.9 \times 10^{-12}$
LMC .....	174	55 kpc	$8 \times 10^9$	$1.5 \times 10^{40}$	$3.8 \times 10^{-8}$
Cen A .....	100	5 Mpc	$2 \times 10^{12}$	$1.2 \times 10^{44}$	$3.3 \times 10^{-10}$
GC .....	950	8.5 kpc	$1 \times 10^{10}$	$3.5 \times 10^{38}$	$5.5 \times 10^{-9}$

<sup>a</sup> In solar masses.

<sup>b</sup> In ( $\text{ergs s}^{-1}$ ) for the 40–90 keV flux  $4.3 \times 10^{-8} \text{ ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ .

<sup>c</sup> Upper limit on the number of bursts above threshold luminosity per year per solar mass.

derived (Table 4). For the bursts placed at cosmological distances one can use the SIGMA upper limit (six events within  $\sim 300 \text{ deg}^2$  coded FOV) for 5300 hr of observations in order to restrict the burst rate per unit mass of the universe matter in the same way it was done in previous section.

Another consequence of the cosmological origin of GRB events (intrinsic luminosity  $\sim 10^{50} \text{ ergs s}^{-1}$ ) is the correlation of spectral and temporal characteristics of the bursts with the observed intensity: weaker (and therefore more distant) bursts should be longer and softer (for spectra with exponential cutoff at high energies) due to cosmological redshift. For very distant events the bulk luminosity can be shifted from gamma rays to the standard X-ray band, encouraging the search of burstlike events by the high-sensitivity telescopes with normal or grazing incidence mirror systems, like *Einstein*, *ROSAT*, and future programs ASTRO-D, SPECTRUM-X, AXAF, XMM.

6.3. The All-Sky Data

Using KONUS results as a reference point for GRB counts and taking into account the SIGMA coded FOV sensitivity diagram (Fig. 1), it is possible to calculate the expected number of GRB events to be detected within coded FOV of SIGMA during 5300 hr of observations as the function of assumed integral counts slope (Fig. 6). It is clear from Figure 6, that only values of slope below 1.2–1.3 are consistent with SIGMA upper limit of six events ( $3\sigma$ ). In particular 15 events would be expected within the coded FOV of SIGMA assuming a Euclidean value of 1.5. Of course, this result can be affected to some extent by the instrumental bias.

Similar procedure can be applied to the whole sensitivity diagram of SIGMA including sidelobes (Fig. 2). Using a lower estimate of sidelobes sensitivity (see above), a lower limit on the expected number of events can be derived (dash-dotted line in Fig. 6). The SIGMA data (18 GRB candidates detected during 5300 hr) are consistent with values of integral source counts slope  $\sim 0.9$ – $1.0$ , i.e., notably lower than Euclidean value 1.5, in agreement with recently published results of BATSE (Meegan et al. 1991).

7. SUMMARY

The results of 2 years search for weak GRB events ( $\sim 10^{-7} \text{ ergs cm}^{-2}$ ) with SIGMA telescope on-board *GRANAT* are

Atteia, J. L., et al. 1987, ApJS, 64, 305  
 ———, 1991, Nature, 351, 296  
 Bahcall, J., & Soneira, R. 1986, ARA&A, 24, 577  
 Barat, C., et al. 1993, A&AS, submitted  
 Fishman, G. J. 1979, ApJ, 233, 851  
 Guerry, A., et al. 1986, Adv. Space Res., 6, 103

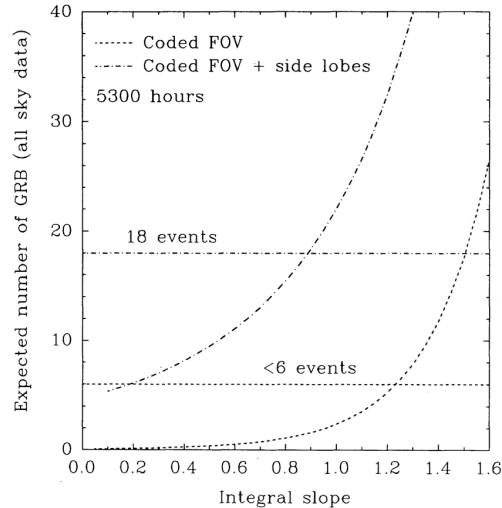


FIG. 6.—Expected number of bursts to be detected by SIGMA during 5300 hr of observations vs. assumed slope of the integral GRB counts. The dashed line corresponds to coded FOV, dash-dotted line corresponds to the overall sensitivity diagram of the instrument (coded FOV + sidelobes). Horizontal lines represent upper limit of six events ( $3 \text{ s.d.}$ ) for coded FOV and 18 GRB candidates detected through side lobes.

presented. No GRB events have been detected within the coded field of view of the telescope during GC observations as well as during observations of other regions on the celestial sphere. This result implies the following:

1. The Galactic Center region was not found to be the source of frequent weak GRB with intrinsic luminosity approximately the Eddington limit for a neutron star. This result restricts the rate of bursts with luminosity above the threshold value ( $\sim 3.5 \times 10^{38} \text{ ergs s}^{-1}$  in the 40–90 keV band) originating from the Galactic Bulge to less than  $\sim 6 \times 10^{-9} \text{ bursts yr}^{-1} M_{\odot}^{-1}$ . Furthermore, assuming that distribution of GRBs follows mass distribution in our Galaxy, this result prohibits the  $10^{38}$ – $10^{40} \text{ ergs s}^{-1}$  luminosity range (in the 40–90 keV band) for the typical GRB event.

2. The number of weak GRB events near the SIGMA sensitivity threshold is sufficiently lower than expected from extrapolation (assuming the slope of  $-3/2$ ) of KONUS results (Mazets & Golenetsky 1987). The most steep slope consistent with SIGMA data is  $\sim 1$ . Thus, the coded mask instrument with a narrow field of view confirmed the results obtained by previous noncollimated experiments with lower sensitivity (Mazets & Golenetsky 1987; Higdon & Lingenfelter 1990) and the recent BATSE result (Meegan et al. 1991).

E. Churazov and M. Gilfanov acknowledge partial support of this work by grants from the American Astronomical Society.

REFERENCES

Higdon, J., & Lingenfelter, R. 1990, ARA&A, 28, 401  
 Hurley, K. 1989, in Proc. 14th Texas Symp. On Relativistic Astrophys. ed. E. E. Fenyes (NY: NY Acad. Sci), 442  
 Jennings, M. C. 1984, High Energy Transients in Astrophysics, ed. S. Woosley (NY: AIP), 412  
 ———, 1988, ApJ, 333, 700

1993ApJ...402..579S

584

## SUNYAEV, ET AL.

- Lebrun, F. 1991, SIGMA team internal report  
Mazets, E., & Golenetsky, S. 1987, in *Astrophys. and Space Phys. Rev.* Vol. 32, ed. R. Sunyaev (Moscow: VINITI), 16  
Meegan, C., et al. 1991, IAU Circ., No. 5358  
Ogasaka, Y., et al. 1991, ISAI Preprint No. 484  
Paczynski, B. 1986, *ApJ*, 308, L43
- Paul, J., et al. 1991, *Adv. Space Res.*, 11, No. 8, 289  
Pelaez, F., et al. 1992, *Sol. Phys.*, 140, 121  
Schmidt, M., et al. 1988, *ApJ*, 329, L85  
Shklovskii, I., & Mitrofanov, I. 1985, *MNRAS*, 212, 545  
Sunyaev, R., et al. 1993, *Sov. Astron. Lett.*, in preparation  
Terekhov, O., et al. 1991, *Adv. Space Res.*, 11, No. 8, 129





## **Publication 4-2**

**« Localization and spectra of GRBs observed within the sidelobes of the SIGMA telescope »**

**Claret A. et al. (1994), *Astronomy and Astrophysics*, vol. 287, pp. 824-828**

Astron. Astrophys. 287, 824–828 (1994)

---

**ASTRONOMY  
AND  
ASTROPHYSICS**


---

## Localizations and spectra of gamma-ray bursts observed within the sidelobes of the SIGMA telescope

A. Claret<sup>1</sup>, F. Lebrun<sup>1</sup>, J. Paul<sup>1</sup>, B. Cordier<sup>1</sup>, F. Pelaez<sup>2</sup>, E. Jourdain<sup>2</sup>, M. Niel<sup>2</sup>, J.-P. Roques<sup>2</sup>, O. Terekov<sup>3</sup>, V. Lobachev<sup>3</sup>, D. Denisenko<sup>3</sup>, R. Sunyaev<sup>3</sup>, E. Churazov<sup>3</sup>, M. Gilfanov<sup>3</sup>, A. Dyachkov<sup>3</sup>, and N. Khavenson<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Service d'Astrophysique, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

<sup>2</sup> Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, 9 Av du Colonel Roche, BP 4346, F-31029 Toulouse Cedex, France

<sup>3</sup> Space Research Institute, Profsouznaya, 84/32, 117296 Moscow, Russia

Received 13 December, 1993; Accepted 28 December, 1993

**Abstract.** Two cylindrical interruptions of the SIGMA telescope passive shield act as collimators, projecting arc-shaped images on the detector. The field of view (FOV) of these collimators consists of significant sidelobes in the SIGMA sensitivity diagram. GRB localizations, provided by this imaging system, can be combined with the annulus derived from triangulation with other spacecraft, in order to provide a narrow window for the search for counterparts at other wavelengths. 4 cosmic gamma-ray bursts (GRBs) have been detected so far by the lower collimator. Localizations with an accuracy of a fraction of degree, as well as time structures and broad band spectroscopy in the 30–400 keV energy range, of these 4 GRBs are presented.

**Key words:** gamma rays: bursts – observational methods

### 1. Introduction

The SIGMA experiment on board *GRANAT* (Paul et al. 1991) offers the possibility of locating GRBs, within the 17.9° by 16.7° FOV of the coded mask, with a few arc min. accuracy. In spite of the high sensitivity of the telescope in its burst mode ( $3.4 \cdot 10^{-7}$  and  $1.2 \cdot 10^{-7}$  erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> in the 30–1000 keV band) (Pelaez 1993a), no burst was detected so far within the coded FOV (Sunyaev et al. 1993).

Any bright  $\gamma$ -ray source, located less than 35° away from the pointing axis of SIGMA, projects an arc-shaped image on the detector through one of the two interruptions in the cylindrical passive shield of the telescope. These interruptions act as collimators whose FOV consists of sidelobes in the SIGMA sensitivity diagram. The upper collimator enables the acquisition of high angular resolution images in the 35–200 keV band. The lower one offers a much higher sensitive area up to 300 keV

Send offprint requests to: A. Claret

**Table 1.** Summary of GRBs localized within the sidelobes

	GRB910122	GRB920714
Trigger time (UT)	15 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 48.564 <sup>s</sup>	13 <sup>h</sup> 04 <sup>m</sup> 31.014 <sup>s</sup>
Event duration	≈ 120 s <sup>c</sup>	28.7 s
Record in burst mode	42.6 s	50.8 s
Flux <sup>a,b</sup> at 100 keV	4.14 ± 0.13	1.94 ± 0.10
Power Law Index <sup>a</sup>	-1.75 ± 0.05	-1.68 ± 0.10
Reduced $\chi^2$ (dof)	1.14 (6)	0.76 (6)
	GRB920723	GRB930310
Trigger time (UT)	20 <sup>h</sup> 03 <sup>m</sup> 08.323 <sup>s</sup>	07 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> 07.290 <sup>s</sup>
Event duration	6.2 s	10.7 s
Record in burst mode	14.5 s	53 s
Flux <sup>a,b</sup> at 100 keV	20.46 ± 0.60	1.71 ± 0.10
Power Law Index <sup>a</sup>	-1.00 ± 0.05	-1.71 ± 0.11
Reduced $\chi^2$ (dof)	2.63 (6)	0.78 (6)

<sup>a</sup> 68% confidence level in a single parameter

<sup>b</sup> 10<sup>-2</sup> ph cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> keV<sup>-1</sup> unit

<sup>c</sup> Total duration recorded in the slow variability mode

to the detriment of angular resolution. The reader is referred to Claret et al. (1994a) for a complete description of this imaging system and its in-flight performance. Thanks to the significant FOV, the sidelobes of SIGMA are well suited for the localization of GRBs. 4 cosmic GRBs (see Table 1) have been detected and localized by the lower collimator (Claret et al. 1994b). The cosmic origin of these 4 GRBs has been confirmed by the experiments of the 3<sup>rd</sup> Interplanetary Network (*CGRO*, *ULYSSES* and *PVO*), and also by PHEBUS on board *GRANAT* (private communication from C. Barat and J.-P. Dezalay).

In this paper, we present a short review of the GRB fast routine localization system of SIGMA for the search for counterparts at other wavelengths (Sect. 2). Localizations, as well as

light curves and broad band spectroscopy, of GRBs observed within the sidelobes are reported in Sect. 3.

## 2. SIGMA contribution for localizing GRBs

The GRB detection system of the SIGMA telescope is described in Guerry et al. (1986). The in-flight check of the location accuracy, achievable for GRBs observed through the coded mask, has been addressed in Sunyaev et al. (1993). Only the opportunity of imaging GRBs within the sidelobes is discussed here.

The sidelobes significantly enlarge the FOV of SIGMA. They offer two detection cells of  $\approx 500$  and  $\approx 2700$  square degrees, surrounding the  $\approx 125$  square degrees of the coded mask cell (at half sensitivity). The imaging process within sidelobes is based on the analysis of the arc position and orientation, using the maximum likelihood method. Bright sources can be localized by the upper and the lower collimator with a respective accuracy of 6 and 25 arc min. along the great circle connecting the pointing direction to the source direction, 26 and 130 arc min. along the perpendicular direction (Claret et al. 1993). For comparison, the all sky monitor WATCH, on board *GRANAT*, provides burst location error boxes of  $1^\circ$  radius. The typical error box of BATSE/*CGRO* is  $4\text{--}10^\circ$  radius in the burst mode (Meegan et al. 1992). Some GRBs detected by BATSE are potential candidates for imaging since they are in the FOV of COMPTEL/*CGRO*. The maximum likelihood method, applied to selected events recorded by COMPTEL in telescope mode, led to localizations of 4 GRBs to within  $1\text{--}5^\circ$  (Connors et al. 1993).

Localizations with an accuracy of a fraction of degree, as well as light curves and broad band spectroscopy, of GRBs observed with this imaging system are of interest to the astronomical community. Multiwavelength searches for counterparts to GRB sources require an accurate (arc min. level) localization of the event. In the  $\gamma$ -ray domain, such an accuracy is achievable only by the use of either the coded-mask technique or the triangulation method (see Hurley et al. 1993a and Hurley et al. 1993b about results of the 3<sup>rd</sup> Interplanetary Network). The position recovery of a burst event observed within the SIGMA sidelobes offers an independent method of localization. It permits to check the error box derived by triangulation. Moreover, when the burst arrival time method yields only one annulus (e.g. when only two spacecraft of the network have detected the event), the SIGMA error box provides a significant restriction along this annulus. Then, the resulting error box becomes small enough to encourage rapid follow-up observations at other wavelengths.

No quiescent counterparts at any wavelength were found within the arcminute error boxes derived from timing comparisons among widely separated spacecraft (Schaefer 1992), except for the well-known GRB790305 (Cline et al. 1980). Another exception is the repeater SGR 1806-20, which has been tentatively identified with SNR G10.0-0.3 in the soft X-ray and radio bands (Kulkarni et al. 1993a and 1993b, Tanaka et al. 1993). This highlights the need to search for variable (not only quiescent) counterparts to GRB sources, and subsequently

to strongly reduce the processing time of burst locations. Work was done towards the goal of reducing the localization delay to within one hour after the whole content of the SIGMA memory has been downlinked to the ground station. Prompt localizations are thus derived at the ground station, using a simple algorithm (the fast routine localization) instead of the maximum likelihood method. The most important remaining delay (about a few days), between the GRB detection and the communication of its error box, is related to the publication of an IAU circular after the agreement of all laboratories involved in the SIGMA experiment.

## 3. Observations and data analysis

### 3.1. Localizations

The position recovery process of a source observed through the sidelobes is described in Claret et al. (1993). It consists in analysing the arc position and orientation in the detector image. For each bin  $(\alpha, \delta)$  of the sky, the modelled response of the collimator is compared to the data counts in each pixel of the image, using the standard maximum-likelihood method appropriate for Poisson statistics. Both the source flux and background level are allowed to vary. Contours of constant probability are mapped in the  $(\alpha, \delta)$  space, at the equivalent of 1, 2 and 3  $\sigma$  significance for the case of two parameters (Fig. 1.). The resulting error boxes are crescent-shaped due to the nearly circular symmetry of the arc images. The location accuracy is better than half a degree for the brightest bursts. SIGMA localizations are fully compatible with those obtained by triangulation using timing information from the 3<sup>rd</sup> Interplanetary Network.

Prompt localizations of the three latest events were processed at the ground station, using the fast routine localisations algorithm. This algorithm does not take into account neither the complex shape of the arc images, nor the energy response of the collimating system. For each bin  $(\alpha, \delta)$  of the sky, a measure of the signal-to-noise ratio is derived by considering the recorded counts within the predicted arc area. The corresponding error boxes were then reported in IAU circulars (Claret et al. 1992 and Goldwurm et al. 1993). It appears that the 2  $\sigma$  error boxes derived from the fast routine localisation are in good agreement with those derived from the likelihood method (Fig. 1.).

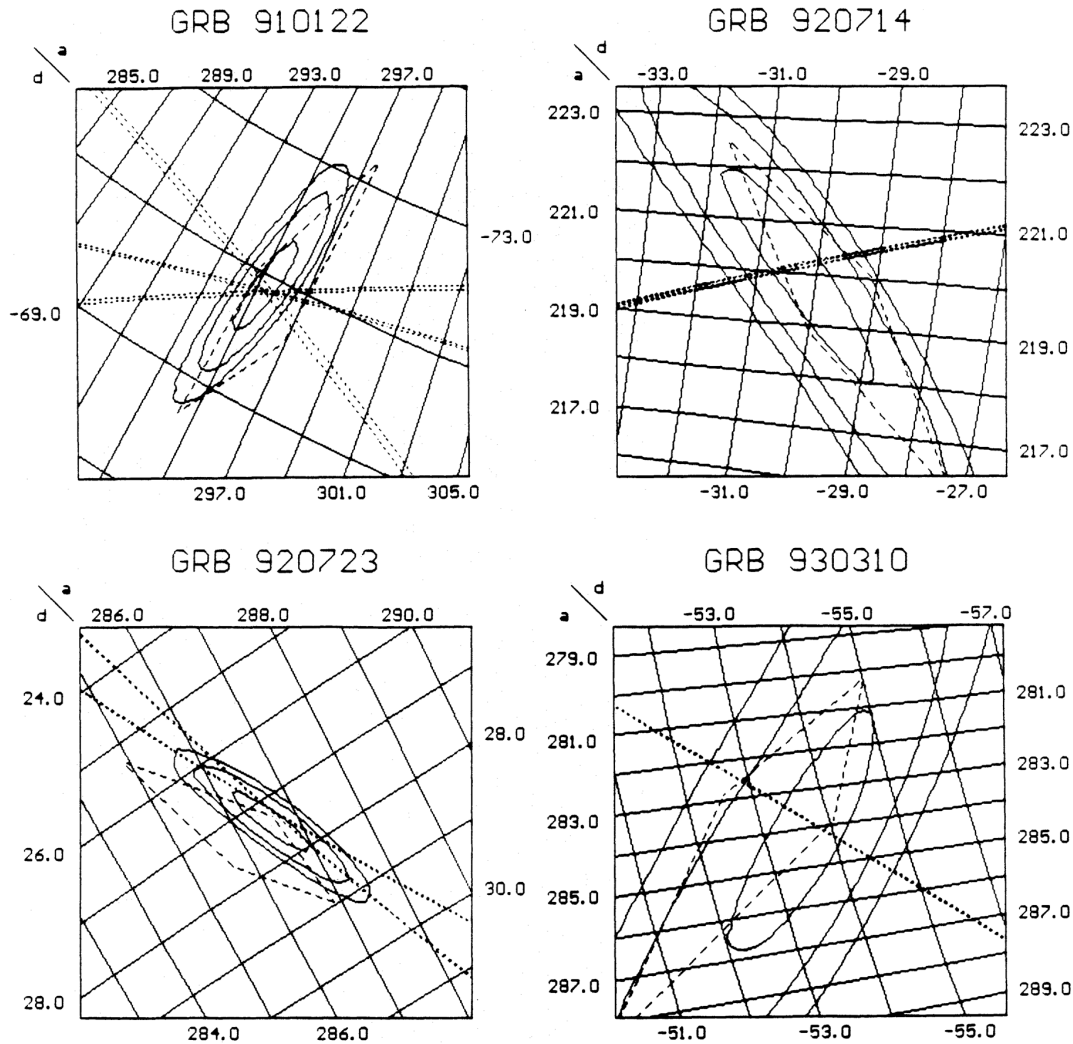
### 3.2. Timing and spectral analysis

The onboard SIGMA memory, allocated for the burst recording, is limited. Once the position coordinates and the energy deposit of 32256 photons (28224 after the trigger event, 4032 before) have been stored, the telescope returns to its nominal imaging mode, till an eventual second trigger. In the case of GRB910122, the camera burst data consist of a  $\approx 43$  s record, while the total duration of the event is  $\approx 120$  s as recorded by the slow variability mode (Paul et al. 1991). For the three other bursts, the complete time histories were recorded in the burst mode of the telescope (see Table 1). In order to search for spectral evolution during the bursts, hardness ratios have been derived considering energy integrated and background-subtracted count-rates. Only

1994A&A...287..824C

826

Claret et al.: Localizations and spectra of gamma-ray bursts



**Fig. 1.** GRB localizations obtained by SIGMA in the 30-200 keV range: contours correspond to  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  and  $3\sigma$  confidence intervals. The positions obtained by triangulation with the spacecraft of the 3<sup>rd</sup> Interplanetary Network are also shown (personal communication from K. Hurley). The  $2\sigma$  error boxes derived by the fast routine localization (see text) are represented by dashed diamonds

the two brightest events (GRB910122 and GRB920723) show a significant hard-to-soft spectral evolution (Fig. 2.).

Time-integrated, deadtime corrected and background subtracted energy spectra have been derived for each burst (Fig. 3.). Thanks to the imaging capability of the collimating system, the background can be measured during the burst, rather than being estimated prior to the burst detection. Observations of the Crab nebula within the SIGMA sidelobes have been used in order to assess the energy response of the collimators. Results of fits with a single power law model in the 35-400 keV range are given in Table 1. For GRB920723, a better fit is obtained by considering a sum of two power laws, with one of the two photon indexes fixed at -1.7 (the average index of the other bursts). The fluxes at 100 keV of each contribution are  $9.94 \pm 0.49$  and  $9.19 \pm 0.43$

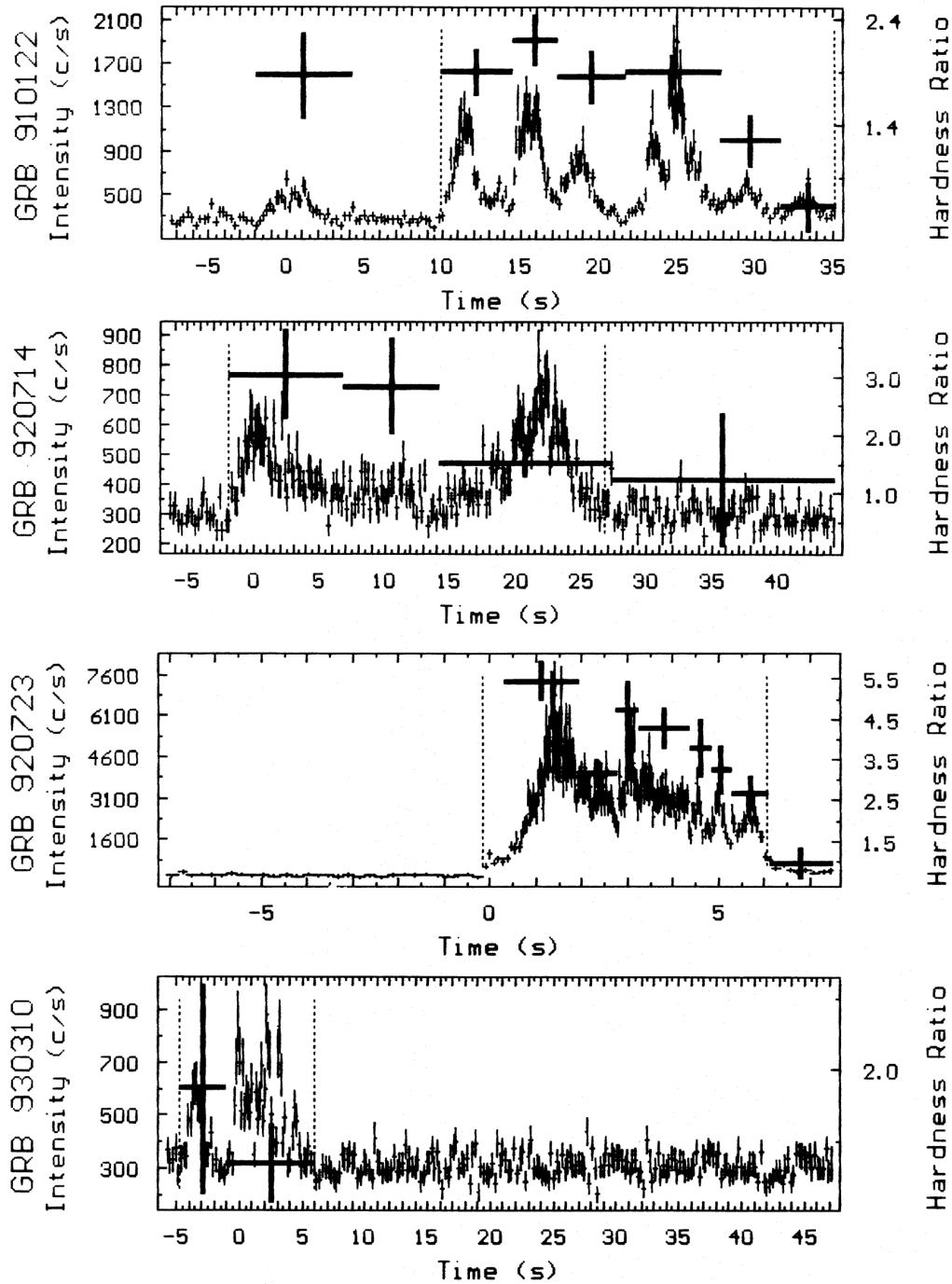
$10^{-2} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$  respectively. The photon index of the second contribution is  $-0.42 \pm 0.2$ . The reduced  $\chi^2$  becomes then 1.3 (dof = 5).

The two bursts which occurred in July 1992 (GRB920714 and GRB920723) were also detected by the anticoincidence shield of SIGMA. The corresponding spectra are well fitted with power law models (Pelaez et al. 1993b) slightly softer than those recorded by the gamma-camera. These small discrepancies could result from the differences in energy ranges and/or time intervals which were considered in the fitting procedures. Moreover, the spectrum of these bursts is not necessarily well described by a single power law over the whole energy range covered by the two SIGMA GRB detectors (30-400 keV for the gamma-camera and 0.7-15 MeV for the anticoincidence shield).

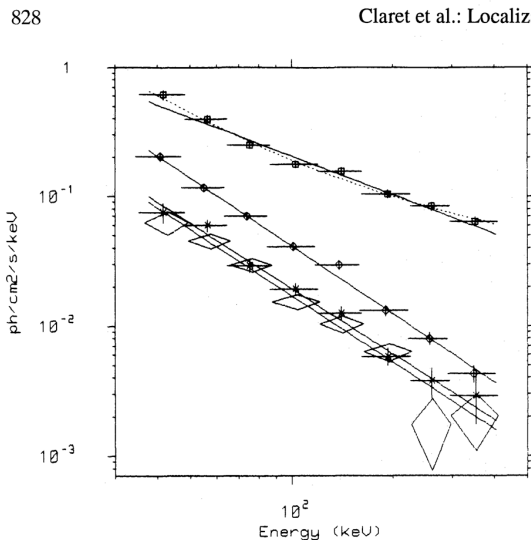
1994A&A...287..824C

Claret et al.: Localizations and spectra of gamma-ray bursts

827



**Fig. 2.** The ratio of counts in the 150-300 keV band to that in the 40-75 keV band is plotted (thick crosses, right axis) together with the total count-rate in the 30-200 keV energy range (thin crosses, left axis). The dotted lines indicate the time interval used to derive the spectrum of each burst (see Table 1)



**Fig. 3.** The average photon spectra of GRB910122 (circles), GRB920714 (stars), GRB920723 (squares) and GRB930310 (diamonds) are represented together with their single power law best fit. For GRB920723, the best fit for a sum of two power laws is also indicated (dotted line)

Finally, there may be also a small but systematic hardening of spectra recorded by the gamma-camera, due to the pile up of several electronic pulses at very high count-rate (up to  $10^4$  count/s for GRB920723).

#### 4. Conclusion

Among the experiments capable to give a localization of GRBs based only upon their own data (BATSE, COMPTEL, WATCH ...), SIGMA provides the best location accuracy. The 4 GRBs observed within the sidelobes of the SIGMA telescope have been located with an accuracy of a fraction of degree. All localizations derived so far are fully compatible with those obtained by independent methods using triangulation with other spacecraft. The spectral analysis of these 4 GRBs leads to photon spectra which can be described by single power laws (GRB910122, GRB920714 and GRB930310) or a sum of two power laws (GRB920723).

*Acknowledgements.* The 3<sup>rd</sup> Interplanetary Network (CGRO, ULYSSES and PVO) error boxes are courtesy of K. Hurley, M. Sommer, J. Fishman, C. Meegan, C. Kouveliotou, J. Laros and R. Klebesadel.

#### References

- Claret, A., Jourdain, E., Churazov, E., et al., 1992, *IAU Circ.* 5579  
 Claret, A., Lebrun, F., Laurent, L., et al., 1994a, *A&A*, in press  
 Claret, A., Lebrun, F., Laurent, L., et al., 1994b, in: Gehrels N., Dennis B. (eds.) Proc. 2<sup>nd</sup> Compton Observatory Science Workshop, 1993 Sept. 20-22, College Park, in press  
 Cline, T. et al., 1980, *ApJ* 255, L45  
 Connors, A., Aarts, H.J.M., Bennett, K., et al., 1993, *A&AS* 97, 75

- Goldwurm, A., Schmitz-Fraysse, M.-C., Churazov, E., et al., 1993, *IAU Circ.* 5720  
 Guerry, A., Jouret, M., Roques, J.-P., et al., 1986, *Adv. Space Res.* 6, No. 4, 103  
 Hurley, K., Sommer, M., Cline, T., et al., 1993a, in: Proc. of the Arthur Holly Compton Centennial Symposium on Gamma-Ray Astronomy, Results from the Gamma-Ray Observatory, AIP Conf. Proc. 280, S<sup>1</sup> Louis, p.769  
 Hurley, K., Sommer, M., Boer, M., et al., 1993b, *A&AS* 97, 39  
 Kulkarni, S., Frail, D., Kassim, N., et al., 1993a, *IAU Circ.* 5879  
 Kulkarni, S., Matthews, K., Neugebauer, G., et al., 1993b, *IAU Circ.* 5883  
 Meegan, C.A., Fishman, G.J., Wilson, R.B., et al., 1992, *Nature*, 355, 143  
 Paul J., Mandrou P., Ballet J., et al., 1991, *Adv. Space Res.* 11, No. 8, 289  
 Pelaez, F., 1993a, Thèse de Doctorat de l'Université Paul Sabatier (Toulouse), N°1483  
 Pelaez, F., Bouchet, L., Jourdain, E., et al., 1993b, *ApJS*, in press  
 Schaefer, B. E., 1992, in: Ho C., Epstein R.I., Fenimore E.E. (eds.) Proc. of the Los Alamos Workshop on Gamma-Ray Bursts, 107  
 Sunyaev, R., Churazov, E., Gilfanov, M., et al., 1993, *ApJ* 402, 579  
 Tanaka, Y. 1993, *IAU Circ.* 5880

This article was processed by the author using Springer-Verlag L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X A&A style file version 3.

### **Publication 4-3**

**« Gamma-ray burst arrival-time localizations : simultaneous observations by  
ULYSSES, PIONEER VENUS ORBITER, SIGMA, WATCH, AND PHEBUS »**

**Hurley K. et al. (2000), The Astrophysical Journal, vol. 533, pp. 884-889**



THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 533:884–889, 2000 April 20  
 © 2000. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in U.S.A.

GAMMA-RAY BURST ARRIVAL-TIME LOCALIZATIONS: SIMULTANEOUS OBSERVATIONS BY  
 ULYSSES, PIONEER VENUS ORBITER, SIGMA, WATCH, AND PHEBUS

K. HURLEY

Space Sciences Laboratory, University of California, Berkeley, Berkeley, CA 94720-7450; khurley@sunspot.ssl.berkeley.edu

J. LAROS

Lunar and Planetary Laboratory, University of Arizona, Tucson, AZ 85715

S. BRANDT, E. E. FENIMORE, R. W. KLEBESADEL, AND J. TERRELL  
 Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545

T. CLINE

NASA Goddard Space Flight Center, Code 661, Greenbelt, MD 20771

C. BARAT, M. BOER, AND J.-P. DEZALAY

Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, F-31029 Toulouse Cedex, France

R. SUNYAEV, O. TEREKHOV, A. KUZNETSOV, AND S. SAZONOV  
 Space Research Institute (IKI), 117810 Moscow, Russia

N. LUND

Danish Space Research Institute, DK-2100 Copenhagen, Denmark

A. CLARET AND J. PAUL

Centre d'Études de Saclay, Orme des Merisiers, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

AND

A. CASTRO-TIRADO<sup>1</sup>

Laboratorio de Astrofísica Espacial y Física Fundamental (LAEFF-INTA), P.O. Box 50727, E-28080 Madrid, Spain  
 Received 1998 December 7; accepted 1999 December 7

ABSTRACT

Between the launch of the *Ulysses* spacecraft in 1990 October and the entry of *Pioneer Venus Orbiter* (*PVO*) into the atmosphere of Venus in 1992 October, concurrent coverage by *Ulysses*, *PVO*, the WATCH experiments aboard the *Granat* and *Eureca* spacecraft, and the SIGMA and PHEBUS experiments aboard the *Granat* spacecraft was obtained for numerous gamma-ray bursts. Fifteen of them were detected by three or more instruments on spacecraft separated by distances of several AU and could therefore be accurately localized by triangulation. In some cases, independent, accurate locations were obtained by SIGMA and/or WATCH. We present these localizations, which range in area from 0.9 to 530 arcmin<sup>2</sup>.

*Subject heading:* gamma rays: bursts

1. INTRODUCTION

A knowledge of the precise locations of cosmic gamma-ray bursts (GRBs) is important for many studies. When obtained rapidly, they allow multiwavelength counterpart searches to be carried out, which has led to the discovery of fading radio and optical counterparts. After days to months, these fading counterparts are unlikely to be detected, but precise locations, even obtained years later, are useful for statistical studies such as clustering, searches of cataloged objects for possible associations, and host galaxy limits. A number of GRBs have had their redshifts spectroscopically measured or constrained (e.g., Metzger et al. 1997; Kulkarni et al. 1998; Djorgovski et al. 1998), and the results establish a cosmological origin for them, i.e.,  $z \gtrsim 1$ . More recently, however, one burst has been shown to be spatially and temporally coincident with a nearby supernova (Galama et al. 1998), indicating that GRBs may be a diverse phenomenon and that their counterparts may not all be faint galaxies that would be difficult to discern at late times in a relatively large error box. This paper is the fifth in a series presenting GRB localizations by triangulation

between spacecraft in the third Interplanetary Network (IPN3), which are separated by several thousand light-seconds. The first two presented results obtained with the *Ulysses*, *Compton Gamma Ray Observatory*, and *Pioneer Venus Orbiter* (*PVO*) or *Mars Observer* spacecraft (Laros et al. 1997, 1998). The third and the fourth are the *Ulysses* supplements to the BATSE 3B and 4Br catalogs (Hurley et al. 1999a, 1999b). This paper presents results obtained with the *Ulysses*, *PVO*, *Granat*, and *Eureca* spacecraft. The *Granat* experiments involved were WATCH, PHEBUS, and/or SIGMA. The *Eureca* experiment was WATCH.

2. INSTRUMENTATION

All of the instrumentation used to obtain the data presented here is based on scintillation crystals, and all the instruments have been described in detail elsewhere. We review each briefly.

The *Ulysses* GRB detector (Hurley et al. 1992) consists of two 3 mm thick hemispherical CsI scintillators with a projected area of about 20 cm<sup>2</sup> in any direction. Its nominal energy range is 25–150 keV. GRB time histories are recorded with time resolutions that range from about 8 ms (in a triggered mode) to 0.5–2 s (in real-time modes). The detector is mounted on a magnetometer boom far from the body of the spacecraft and has a practically unobstructed view of

<sup>1</sup> Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA-CSIC), P.O. Box 03004, E-18080 Granada, Spain.

GAMMA-RAY BURST ARRIVAL-TIME LOCALIZATIONS

885

TABLE 1  
BURSTS IN THIS CATALOG

Date	ECT <sup>a</sup>	<i>Ulysses</i>	BATSE	<i>PVO</i>	WATCH	SIGMA	PHEBUS
1990 Dec 4 <sup>b</sup> .....	09:42:52	Yes <sup>c</sup>	N/O <sup>d</sup>	Yes	Yes	N/O	Yes
1991 Jan 6 <sup>e</sup> .....	16:39:57	Yes	N/O	RI <sup>f</sup>	No <sup>g</sup>	No	Yes
1991 Jan 22 .....	15:13:49	Yes	N/O	Yes	Yes	Yes	Yes
1991 Feb 11 .....	03:25:22	Yes	N/O	RI	No	No	Yes
1991 Feb 19 <sup>e</sup> .....	11:45:24	Yes	N/O	Yes	Yes	No	N/O
1991 Mar 10 <sup>b</sup> .....	13:02:05	Yes	N/O	Yes	Yes	N/O	N/O
1991 Apr 2 .....	14:28:15	RI	N/O	RI	No	Yes	Yes
1991 Apr 17 <sup>e</sup> .....	20:07:32	Yes	N/O	Yes	No	Yes	Yes
1991 May 17 <sup>b</sup> .....	05:02:43	RI	No	Yes	Yes <sup>h</sup>	Yes	Yes
1991 Oct 16 <sup>b</sup> .....	11:01:36	RI	Yes	RI	Yes	N/O	Yes
1991 Oct 18 .....	05:32:15	Yes	No	Yes	No	No	Yes
1991 Dec 22 .....	15:00:10	RI	No	RI	No	No	Yes
1992 May 19 .....	16:31:53	RI	Yes	Yes	No	N/O	Yes
1992 Jul 14 .....	13:04:29	RI	Yes	RI	Yes	Yes	Yes
1992 Jul 23 .....	20:03:08	Yes	No	Yes	Yes	Yes	Yes
1992 Oct 4 .....	14:00:21	Yes	No	Yes	Yes	No	N/O

<sup>a</sup> Earth-crossing time, UT.  
<sup>b</sup> *Granat* attitude missing.  
<sup>c</sup> Burst was observed in a triggered (high time resolution) mode.  
<sup>d</sup> Burst was not observable because of, e.g., a data gap, spacecraft not yet launched, etc.  
<sup>e</sup> Two possible locations.  
<sup>f</sup> Burst was observed in untriggered mode, as a rate increase (low time resolution).  
<sup>g</sup> Data were available, clean, and complete, but burst was not observed.  
<sup>h</sup> Burst was observed by WATCH, but could not be localized.

the full sky. The *Ulysses* orbit is heliocentric, with a 5 AU aphelion. The instrument has no inherent burst localization capability.

*PVO* had two burst detectors, consisting of 3.8 cm diameter by 3.2 cm long CsI scintillators, operating in the 100–2000 keV energy range. Time histories were recorded with resolutions ranging from 1/4096 s in time-to-spill mode to 12/1024 s in triggered mode to 16 s in real-time mode. The spacecraft was in orbit around the planet Venus for the observations reported here. Like the *Ulysses* detector, it had

no inherent directional capability. Further details may be found in Klebesadel et al. (1980).

The SIGMA telescope was a coded mask-imaging system capable of localizing sources to arcminute accuracy within the fully coded field of view. However, the bursts described in the present paper were observed in the sidelobes, and the

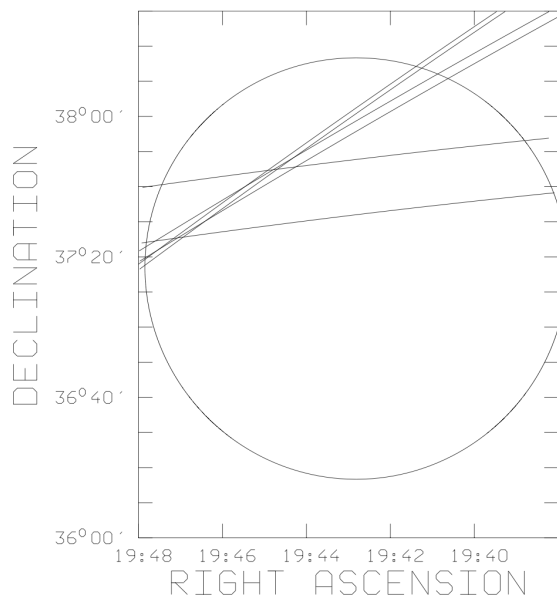


FIG. 1.—IPN3 annuli and WATCH 3  $\sigma$  error circle for GRB 901204

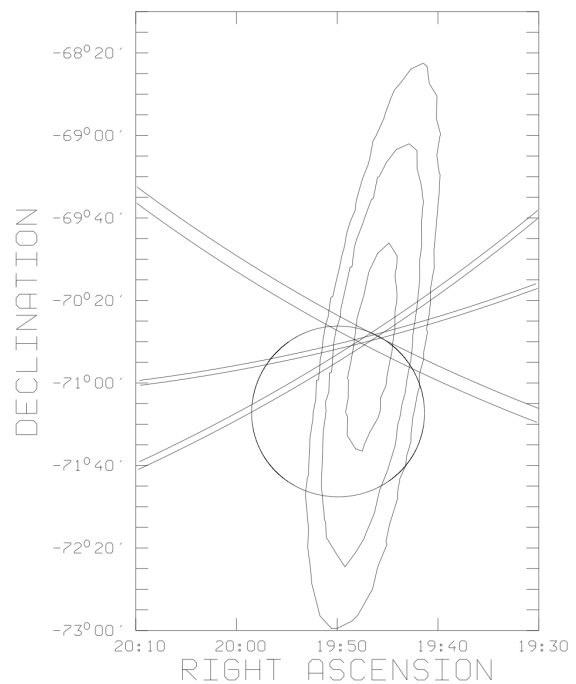


FIG. 2.—IPN3 annuli, WATCH 3  $\sigma$  error circle, and SIGMA 1, 2, and 3  $\sigma$  error contours for GRB 910122.

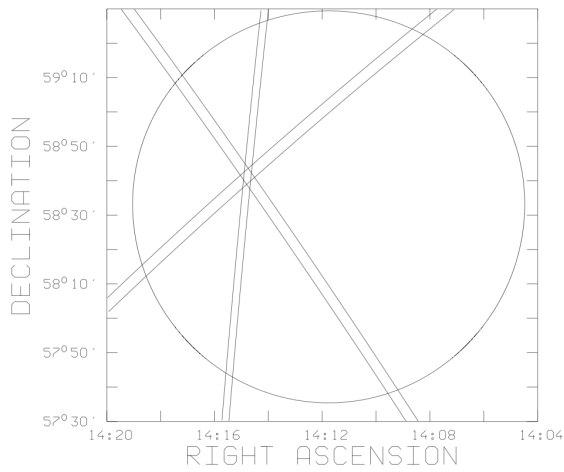


FIG. 3.—IPN3 annuli and WATCH  $3\sigma$  error circle for GRB 910219

images were partially coded, leading to accuracies in the tens of arcminutes range and above. The localization procedure is described in Claret et al. (1994). GRB time histories were generally recorded by the SIGMA anti-coincidence system, which operated in the energy range above several hundred keV (the precise threshold for any given photon interaction depends on the location of the interaction in the shield). The time resolution was variable,

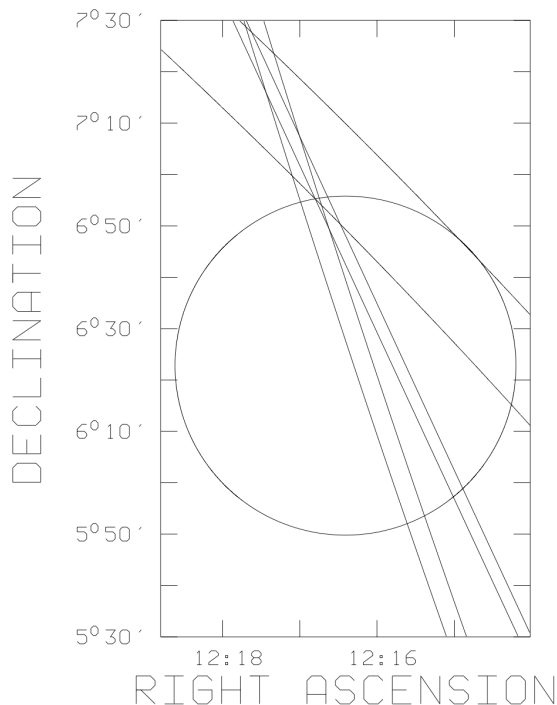


FIG. 4.—IPN3 annuli and WATCH  $3\sigma$  error circle for GRB 910310. The major contribution to the WATCH error circle uncertainty in this case is the poorly known *Granat* spacecraft attitude. This systematic error may be underestimated here.

depending on the count rate (time-to-spill mode), but typically was around 100 ms and greater. SIGMA was mounted on the *Granat* spacecraft, which was in a highly eccentric Earth orbit with apogee greater than 70,000 km.

The WATCH instrument was also aboard the *Granat* spacecraft. Based on a novel rotating modulation collimator technique, the WATCH detectors surveyed 80% of the sky and localized bursts to elliptical error boxes, which may be approximated by circles whose  $3\sigma$  radii are  $0^{\circ}.2-1^{\circ}.6$ . The localization accuracy depends on, among other things, the accuracy with which the attitude of the *Granat* spacecraft can be reconstructed. In general, the spacecraft attitude was derived from the star tracker, which was part of the SIGMA instrument, and when it was operating the uncertainties were negligible as far as the burst locations in this catalog are concerned. However, WATCH detected some bursts at times when SIGMA was off, and only the predicted spacecraft attitude is known. The spacecraft actually oscillates slowly about this predicted position, with peak-to-peak amplitudes of  $30'-40'$ , independently about three axes. In these cases, the attitude was reconstructed by fitting the positions of bright X-ray sources in the WATCH data for periods approximately 30 minutes long about the time of the burst. This procedure recovers the secular drift associated with solar motion, but not the oscillations, and a systematic uncertainty of  $0^{\circ}.5$  was assumed to account for them. The energy range was 8–150 keV and the time resolution ranged up to approximately 0.8 s. WATCH/*Granat* is described in Sazonov et al. (1998). A similar instrument was also launched later aboard the *Eureca* spacecraft into low Earth orbit (Lund 1985).

Finally, the PHEBUS experiment was also included in the *Granat* payload (Barat et al. 1988; Terekhov et al. 1991), consisting of six 12 cm long by 7.8 cm diameter BGO detectors oriented along the axes of a Cartesian coordinate system and operating in the 100 keV–100 MeV energy range, with 1/128 to 1/32 s time resolution. By comparing the count rates of the various detectors, it is possible to obtain an approximate source location; the accuracies vary depending on the burst but are in the several tens of degrees range and above. Although quite coarse, this information proved to be very valuable for some of the bursts described here (see below). The spacecraft attitude uncertainties discussed above are negligible compared with the PHEBUS localization uncertainties.

At the time the bursts in this catalog were detected, the interest in providing small error boxes rapidly was recognized. However, the mission designs, in some cases already 15 years old, did not always allow for this. Nevertheless, in three cases (GRB 910219, GRB 911016, and GRB 920714) localizations were done rapidly enough to allow imaging of the fields down to 18th magnitude within three days, although no optical counterparts were found (Castro-Tirado et al. 1994).

### 3. GRB LOCALIZATION

The precise error boxes presented here have been derived by triangulation, or arrival-time analysis between widely separated spacecraft. (“Widely separated” here means distances of several AU.) This method consists of analyzing the time histories of a GRB as recorded by two spacecraft in order to determine the most likely time difference and its statistical uncertainty. This analysis is done using a  $\chi^2$  statistic (e.g., Hurley et al. 1999a; Laros et al. 1997). There is,

TABLE 2  
ERROR BOXES OF THE BURSTS IN TABLE 1

DATE	ERROR BOX CORNERS		ERROR BOX CENTER		ERROR BOX AREA (arcmin <sup>2</sup> )	MAXIMUM ERROR BOX DIMENSION (arcmin)
	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$		
1990 Dec 4 <sup>a</sup> .....	296.197	37.747	296.483	37.586	43	35
	296.766	37.423				
	296.363	37.668				
	296.602	37.503				
	296.173	37.749				
1991 Jan 22 <sup>a</sup> .....	296.791	37.421	296.756	-70.646	18	10
	296.918	-70.681				
	296.595	-70.612				
	296.674	-70.660				
	296.838	-70.633				
1991 Feb 19 <sup>b</sup> .....	297.000	-70.667	213.694	58.688	7.3	4.7
	296.512	-70.626				
	213.731	58.671				
	213.657	58.705				
	213.723	58.710				
1991 Mar 10 <sup>b</sup> .....	213.665	58.666	184.304	7.196	63	38
	213.701	58.649				
	213.687	58.727				
	184.358	7.266				
	184.249	7.125				
1991 Apr 2 <sup>a</sup> .....	184.198	6.921	77.629	13.690	35	14
	184.405	7.462				
	184.424	7.480				
	184.178	6.901				
	77.612	13.611				
1991 May 17 <sup>a</sup> .....	77.647	13.768	150.602	-42.780	236	92
	77.598	13.675				
	77.661	13.704				
	77.631	13.571				
	77.627	13.810				
1991 Oct 16 <sup>c</sup> .....	150.475	-42.876	298.137	-4.811	530	70
	150.730	-42.693				
	149.659	-43.107				
	151.546	-42.447				
	151.545	-42.447				
1991 Oct 18 <sup>a</sup> .....	149.659	-43.107	6.009	31.658	50	74
	297.996	-5.386				
	298.151	-4.220				
	298.148	-5.205				
	298.251	-4.434				
1991 Dec 22 <sup>a</sup> .....	5.468	31.957	87.084	14.062	200	118
	6.542	31.353				
	5.401	31.992				
	6.608	31.316				
	6.486	31.397				
1992 May 19 <sup>a</sup> .....	5.526	31.914	321.254	44.137	21	23
	87.139	13.137				
	87.005	14.938				
	87.159	13.274				
	87.023	15.111				
1992 Jul 14 <sup>d</sup> .....	321.422	44.221	220.857	-30.610	36	20
	321.485	44.228				
	321.024	44.046				
	320.087	44.053				
	220.826	-30.721				
1992 Jul 23 <sup>a</sup> .....	220.897	-30.506	287.142	27.232	0.9	3.2
	220.848	-30.607				
	287.128	27.216				
	287.155	27.248				
	287.126	27.210				
	287.157	27.255				
	287.148	27.249				
	287.135	27.215				

TABLE 2—Continued

DATE	ERROR BOX CORNERS		ERROR BOX CENTER		ERROR BOX AREA (arcmin <sup>2</sup> )	MAXIMUM ERROR BOX DIMENSION (arcmin)
	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$		
1992 Oct 4 <sup>e</sup> . . . . .	219.244	34.180	219.236	34.180	3.25	8.25
	219.261	34.115				
	219.211	34.246				
	219.228	34.180				

<sup>a</sup> *Ulysses*/PHEBUS/*PVO* triangulation error box.  
<sup>b</sup> *Ulysses*/*PVO*/WATCH triangulation error box.  
<sup>c</sup> *Ulysses*/BATSE and *Ulysses*/*PVO* annuli intersect at grazing incidence; error box is defined by the four intersections of the *Ulysses*/BATSE annulus and the WATCH error circle.  
<sup>d</sup> *Ulysses*/BATSE and *Ulysses*/*PVO* annuli intersect at grazing incidence; the annuli in turn graze the WATCH error circle. The error box is defined by the three intersections of the *Ulysses*/BATSE annulus and the WATCH error circle.  
<sup>e</sup> *Ulysses*/*PVO*/WATCH triangulation error box.

however, an important difference between the events presented here and those presented in previous catalogs, which requires further explanation.

GRB time histories are energy-dependent. A time history taken in the 25–100 keV *Ulysses* energy range may differ from that taken in the *PVO* 100–2000 keV range. The magnitude of this difference varies considerably from event to event and can easily be judged in, say, the  $\chi^2$  technique (Hurley et al. 1999a), where the goodness of fit is reflected in the value of  $\chi^2$  per degree of freedom. When the “fit” between two time histories is poor, the estimate of the statistical uncertainty in the time difference may become unreliable. This, in turn, renders the annulus width estimates, and hence the confidence value for the error box, suspect. In previous GRB location catalogs, we have been able to avoid this problem by comparing time histories in the same or very similar energy ranges. Thus, in the *Ulysses*/BATSE catalogs, 25–150 keV *Ulysses* time histories were compared with 25–100 keV BATSE time histories, and the fits were generally satisfactory (Hurley et al. 1999a, 1999b). In the *Ulysses*/BATSE/*PVO* catalog, the 25–150 *Ulysses* time histories were again compared with the 25–100 keV BATSE time histories, but the 100–2000 keV *PVO* time histories were compared with the BATSE time histories greater than 100 keV.

In the present catalog, we have four instruments—*Ulysses*, *PVO*, PHEBUS, and SIGMA—which recorded

their time histories in a single energy range that was different from all the others. Some of these energy ranges, e.g., *Ulysses*'s and SIGMA's, do not even overlap. We have therefore used the following techniques to assure that the error boxes are conservatively estimated. First, we have used the PHEBUS 100 keV–100 MeV time history for the comparisons instead of the SIGMA one (every SIGMA event in this catalog was also observed by PHEBUS). Second, we perform the following internal consistency check.

Let  $\delta T_{i-j}$  be the difference in arrival times between spacecraft *i* and spacecraft *j*. Let the subscript *c* denote the calculated values, and *t* the true values, unknown to the

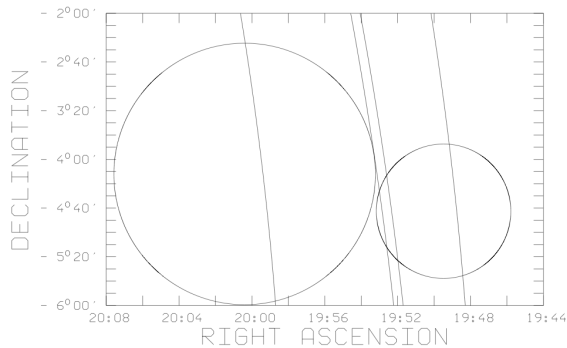


FIG. 5.—BATSE 1  $\sigma$  error circle (left; Meegan et al. 1996), WATCH 3  $\sigma$  error circle (right), and IPN3 annuli for GRB 911016. The narrow annulus is fully contained within the wider one; its intersection with the WATCH error circle defines the error box.

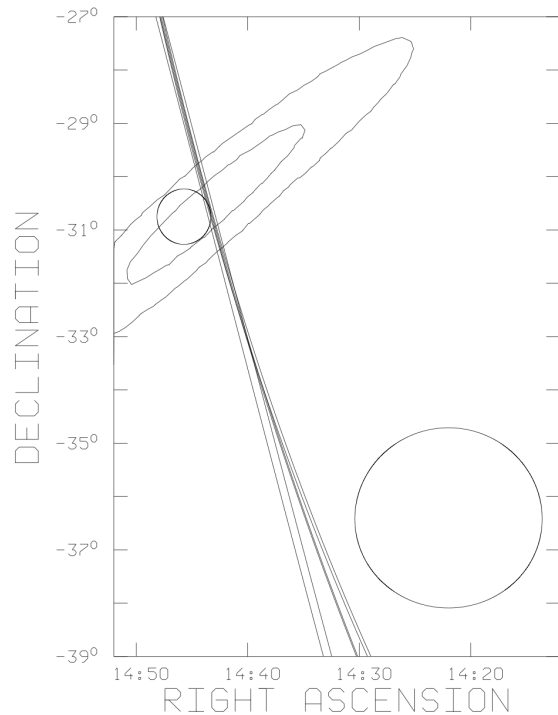


FIG. 6.—BATSE 1  $\sigma$  error circle (bottom right; Meegan et al. 1996), WATCH 3  $\sigma$  error circle (top left), IPN3 annuli (intersecting at grazing incidence), and SIGMA 1 and 2  $\sigma$  error contours for GRB 920714. The major contribution to the WATCH error circle uncertainty in this case is the poorly known *Granat* spacecraft attitude. The systematic error may be underestimated here.

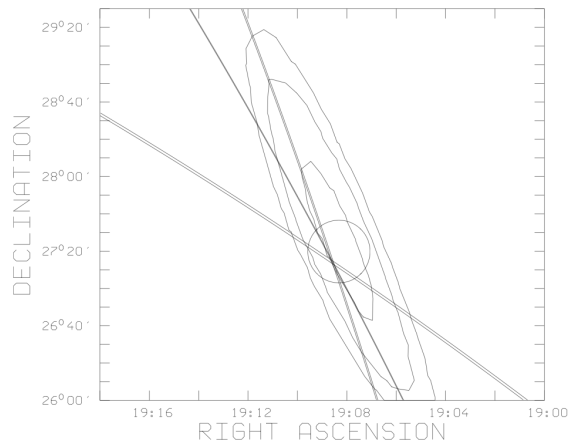


FIG. 7.—WATCH 3  $\sigma$  error circle, SIGMA 1, 2, and 3  $\sigma$  error contours, and IPN3 annuli for GRB 920723.

experimenter. Then, for a network of three spacecraft,  $\delta T_{1-2,t} + \delta T_{1-3,t} + \delta T_{3-2,t} \equiv 0$ . In general, the sum of the calculated values will not be zero, because of a combination of statistical and systematic errors:  $\Delta \equiv \delta T_{1-2,c} + \delta T_{1-3,c} + \delta T_{3-2,c} \neq 0$ . Let  $\sigma(\delta T_{i-j})$  be the statistical error associated with  $\delta T_{i-j,c}$ . (We have shown in Hurley et al. 1999a that the error distribution should be approximately normal). In those cases where  $\Delta$  is incompatible with the values of  $\sigma(\delta T_{i-j})$ , we increase them appropriately.

Finally, we note that the events in this catalog were all observed by just three widely separated spacecraft. Triangulation therefore yields two possible intersection points for the annuli. We have generally used the localization capabilities of WATCH and SIGMA to identify the correct intersection. In those cases where no WATCH or SIGMA data were available, we have used the PHEBUS location capability to identify the intersection.

#### 4. GRB LOCATIONS

Table 1 gives the dates and times of the bursts and identifies the spacecraft that observed them and their operating modes. In some cases, bursts were observed by additional near-Earth spacecraft, such as the U.S. Air Force *Defense Meteorological Satellite Program (DMSP)*; Terrell et al. 1998). These data were consistent with those of other near-Earth spacecraft, however, and their use did not constrain the error boxes further. Also, some events were localized to two alternate error boxes that could not be distinguished using the directional response of any of the instruments.

These are not discussed further.<sup>2</sup> This table also indicates which bursts were observed when the SIGMA star tracker was off and the spacecraft attitude could not be precisely determined, as discussed above.

For the bursts in Table 1, Table 2 gives the corners of the 3  $\sigma$  confidence error box, the center of the error box, its area, and its maximum dimension. The epoch for the coordinates is J2000. In general, the smallest possible error box derived from triangulation using three spacecraft will be defined by four or six corners from the intersection of three annuli (depending on the width of the annuli), but in some cases, as noted in Table 2 and the figure legends, grazing intersections may reduce this number. The coordinates have been corrected to the heliocentric frame (the equivalent of the aberration correction—see Hurley et al. 1999a) and supersede all previous data on these bursts. Some of the error boxes are shown in Figures 1, 2, 3, 4, 5, 6, and 7. In two cases the WATCH and IPN3 annuli are only marginally compatible (Figs. 4 and 6); it is thought that the cause is (1) the imprecisely known *Granat* spacecraft attitude, which may result in a systematic underestimate of the total WATCH error circle radius, and/or (2) the approximation of the elliptical WATCH locations by circles.

#### 5. CONCLUSIONS

IPN3 error box areas are comparable in size to, or in some cases much smaller than, those that can be derived rapidly from wide-field X-ray cameras such as the one on board *BeppoSAX* ( $\approx 10'$  error circle radius—e.g., Costa et al. 1997). For most of the events in this catalog, the initial error boxes were circulated to the astronomical community with delays that were considerably greater than those that can be achieved by *BeppoSAX*. However, the fact that fading optical transients can be detected in the *BeppoSAX* wide-field camera error circles even several days after the burst means that an IPN that can deliver small error boxes on  $\approx$  day timescales will be useful for counterpart identifications. Such a network now exists, consisting of *Ulysses*, *BATSE*, and the *Near Earth Asteroid Rendezvous* mission (Cline et al. 1999).

Finally, we note that over 50 bursts were detected by *Ulysses*, WATCH, and in some cases other spacecraft, which provide error boxes with areas of several hundred arcmin<sup>2</sup>. Publication of these events is in progress (Hurley et al. 2000).

K. H. is grateful to JPL Contract 958056 for *Ulysses* operations.

<sup>2</sup> Full details of these events in particular, and all bursts in general, localized by the IPN3, may be found at <http://ssl.berkeley.edu/ipn3/index.html>.

#### REFERENCES

- Barat, C., et al. 1988, in AIP Conf. Proc. 170, Nuclear Spectroscopy of Astrophysical Sources, ed. N. Gehrels & G. Share (New York: AIP), 395  
 Castro-Tirado, A., Brandt, S., Lund, N., & Guziy, S. 1994, in AIP Conf. Proc. 307, 2d Workshop on Gamma-Ray Bursts, ed. G. Fishman, J. Brainerd, & K. Hurley (New York: AIP), 404  
 Claret, A., et al. 1994, *A&A*, 287, 824  
 Cline, T., et al. 1999, *A&AS*, 138, 557  
 Costa, E., et al. 1997, *Nature*, 387, 783  
 Djorgovski, S., et al. 1998, GCN Circ. 137 (<http://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn/gcn3/137.gcn3>)  
 Galama, T., et al. 1998, *Nature*, 395, 670  
 Hurley, K., et al. 1992, *A&AS*, 92, 401  
 ———. 1999a, *ApJS*, 120, 399  
 ———. 1999b, *ApJS*, 122, 497  
 Hurley, K., et al. 2000, *ApJS* (in press)  
 Klebesadel, R., Evans, W., Glone, J., Spalding, R., & Wymer, F. 1980, *Proc. IEEE*, 18, 76  
 Kulkarni, S., et al. 1998, *Nature*, 393, 35  
 Laros, J., et al. 1997, *ApJS*, 110, 157  
 Laros, J., et al. 1998, *ApJS*, 118, 391  
 Lund, N. 1985, *Proc. SPIE*, 597, 95  
 Meegan, C., et al. 1996, *ApJS*, 106, 45  
 Metzger, M., et al. 1997, *Nature*, 387, 878  
 Sazonov, S., et al. 1998, *A&AS*, 129, 1  
 Terekhov, O., et al. 1991, *Adv. Space Res.*, 11(8), 129  
 Terrell, J., Lee, P., Klebesadel, R., & Griffice, J. 1998, in AIP Conf. Proc. 428, 4th Huntsville Symp. on Gamma-Ray Bursts, ed. C. Meegan, R. Preece, & T. Koshut (New York: AIP), 54



## **Publication 4-4**

**« ISO observations of the GRB 970402 error box »**

**Castro-Tirado A. J. et al. (1998), *Astronomy and Astrophysics*, vol. 330, pp. 14-18**



Astron. Astrophys. 330, 14–18 (1998)

ASTRONOMY  
AND  
ASTROPHYSICS

## ISO observations of the GRB 970402 error box<sup>\*</sup>

A.J. Castro-Tirado<sup>1</sup>, L. Metcalfe<sup>2</sup>, R. Laureijs<sup>2</sup>, B. Altieri<sup>2</sup>, J. Gorosabel<sup>1</sup>, L. Hanlon<sup>3</sup>, B. McBreen<sup>3</sup>, N. Smith<sup>4</sup>, E. Costa<sup>5</sup>, M. Feroci<sup>5</sup>, E. Palazzi<sup>6</sup>, L. Nicastro<sup>6</sup>, F. Frontera<sup>6,7</sup>, A. Claret<sup>8</sup>, and M. Kessler<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratorio de Astrofísica Espacial y Física Fundamental, (LAEFF-INTA), P.O. Box 50727, E-28080 Madrid, Spain

<sup>2</sup> ISO Science Operations Centre, Astrophysics Division, Space Science Department of ESA, Villafranca, P.O. Box 50727, E-28080 Madrid, Spain

<sup>3</sup> Physics Department, University College, Belfield, Dublin 4, Ireland

<sup>4</sup> Regional Technical College, Cork, Ireland

<sup>5</sup> Istituto di Astrofisica Spaziale, CNR, Frascati, Italy

<sup>6</sup> Istituto Tecnologie e Studio Radiazioni Extraterrestri, CNR, V. P. Gobetti, 101, I-40129 Bologna, Italy

<sup>7</sup> Dipartimento di Fisica, Università di Ferrara, I-44100 Ferrara, Italy

<sup>8</sup> Service d'Astrophysique, CEA-Saclay, Gif-sur-Yvette, France

Received 5 August 1997 / Accepted 19 August 1997

**Abstract.** Following the detection by BeppoSAX of GRB 970402, a Target-of-Opportunity Observation by ISO was scheduled for 5 April, about 55-hours after the event, i.e. simultaneous with a second BeppoSAX pointing. The CAM instrument was used in the 6''/pixel mode, in the 8–15  $\mu\text{m}$  band (IRAS) for covering the entire BeppoSAX GRB error box. A further observation was carried out on 13 April, with a similar set-up. Imaging was performed with the 6''/pixel mode in the GRB error box, and with the 1.5''/pixel field of view, in the smaller X-ray source error box. A PHT observation was also performed on 5 April. About 50 sources were detected with ISOCAM in a field centred in the GRB error box. 7 of them lie within the smaller X-ray error circle. With the exception of the variable star BL Cir, no other variable object was found in the entire GRB error box. 5- $\sigma$  upper limits for any new object are  $F_{(12\mu\text{m})} \leq 0.14$  mJy and  $F_{(174\mu\text{m})} \leq 350$  mJy.

**Key words:** gamma rays: bursts – stars: BL Cir – infrared: general

### 1. Introduction

Gamma-ray bursts (hereafter GRBs) are brief flashes of cosmic high energy photons, and they remain one of the major mysteries for high-energy astrophysicists, the main problem being the lack of knowledge about their distance scale. With the advent of the

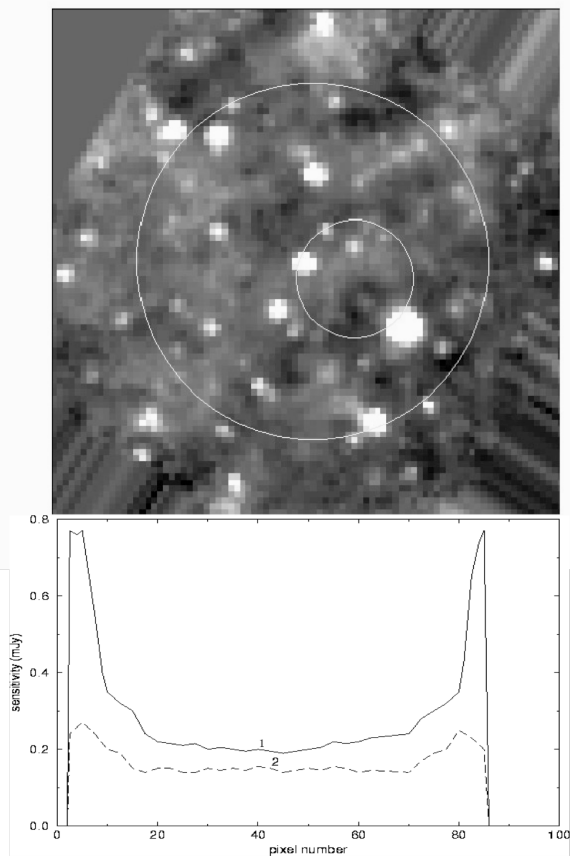
Italian/Dutch X-ray satellite *BeppoSAX*, it has been possible for the first time, to find counterparts at other wavelengths for both GRB 970228 (Costa et al. 1997, van Paradijs et al. 1997) and GRB 970508 (Piro et al. 1997a, Bond 1997). This development can be considered as one major step towards the solution of the GRB enigma.

GRB 970402 was detected as a rather weak, highly-structured Gamma-Ray Burst on April 2.93 UT by the PDS and Wide Field Camera instruments aboard *BeppoSAX* (Feroci et al. 1997, Heise & in't Zand 1997). The coordinates of the burst were:  $\alpha = 14^{\text{h}}50^{\text{m}}16^{\text{s}}$ ,  $\delta = -69^{\circ}19'.9$  (equinox 2000.0) with an error circle of radius 3'. Eight hours after the burst (April 3.28–3.57 UT), BeppoSAX detected a previously unknown X-ray source, labelled SAX J1450.1–6920, within the field of GRB 970402 (Piro et al. 1997b). The 2–10 keV flux from the source showed a decreasing trend. Only an upper limit was derived from the second X-ray observation (April 4.63–5.21 UT), indicating that the source decreased by at least a factor of three from one observation to the other. The decline in the X-ray emission was attributed to the X-ray afterglow of GRB 970402.

Searches for *quiescent* counterparts have been conducted in the past in all wavelengths, including the IR. Schaefer et al. (1987) used the IRAS data base at wavelengths of 12, 25, 60 and 100  $\mu\text{m}$  and looked for candidates within 23 well localized GRB error boxes, but without finding any convincing counterparts. Aiming to detect *transient* IR-emission from this burst, we requested a target-of-opportunity observation with ISO, the European Space Agency's *Infrared Space Observatory* (Kessler et al. 1996), that started only 55 h after the gamma-ray event. Soon after, we learned that a fading near-IR counterpart was indeed observed for GRB 970228 (Soifer et al. 1997) and another would subsequently be detected for GRB 970508 (Morris et al. 1997).

Send offprint requests to: A.J. Castro-Tirado (ajct@laeff.esa.es)

<sup>\*</sup> Based on observations obtained with ISO, an ESA project with instruments funded by ESA Member States (especially the PI countries: France, Germany, the Netherlands and the United Kingdom) with the participation of ISAS and NASA.

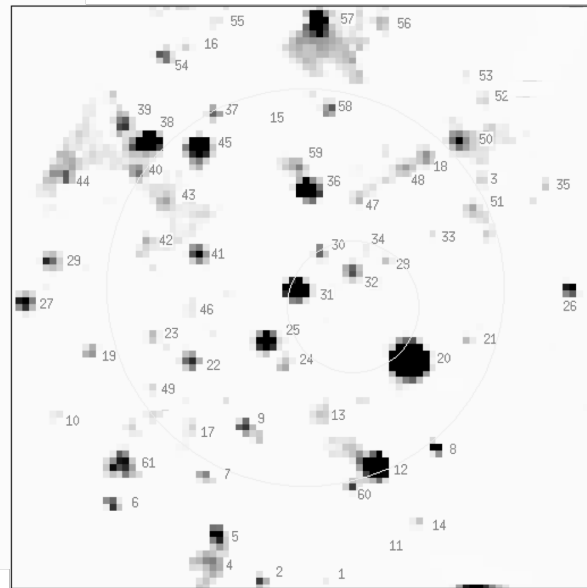


**Fig. 1.** ISOCAM co-added image for the GRB 970402 gamma-ray error box, based on the images obtained on 5 and 13 April 1997. The field of view is  $9' \times 9'$ , centered at  $\alpha = 14^{\text{h}}50^{\text{m}}16^{\text{s}}$ ,  $\delta = -69^{\circ}19'.9$  (equinox 2000.0). The large and small error circles are the GRB and 1SAX J1450.1-6920 error boxes respectively (Heise and in't Zand 1997, Piro et al. 1997). North is up and east to the left. The  $5\text{-}\sigma$  detection limit as a function of the position is indicated in the lower panel for rows 77 (# 1) and 33 (# 2) of this  $88 \times 88$  pixel image.

## 2. Instrumentation and observations

The first ISO observations were scheduled on 5 April, with the CAM (Cesarsky et al. 1996) and PHT (Lemke et al. 1996) instruments. Filters CAM LW10 (8-15  $\mu\text{m}$ ) and PHT C 160 (134-218  $\mu\text{m}$ ) were used respectively. The second set of observations was performed on 13 April. In order to cover the full  $3'$  radius GRB error box and the  $50''$  radius BeppoSAX error box of the GRB970402, the observing strategies listed in Table 1 were adopted.

The dominant sources of noise for the CAM long-wavelength (LW) detector for faint source work are cosmic ray glitches and flat-fielding imperfections. Both problems are alleviated by ensuring that each point on the sky is visited by as many array pixels as possible within the available time, while



**Fig. 2.** Identification-chart for all the sources in Fig. 1 and listed in Table 2.

still ensuring adequate dwell time per position for minimal detector stabilisation to occur, and to support deglitching. Splitting the observation into two separate rasters improves glitch rejection.

Once the images were sky-subtracted, flat-fielded and the glitches were removed, photometry was acquired. A 3 pixel diameter aperture ( $18''$ ) was used.

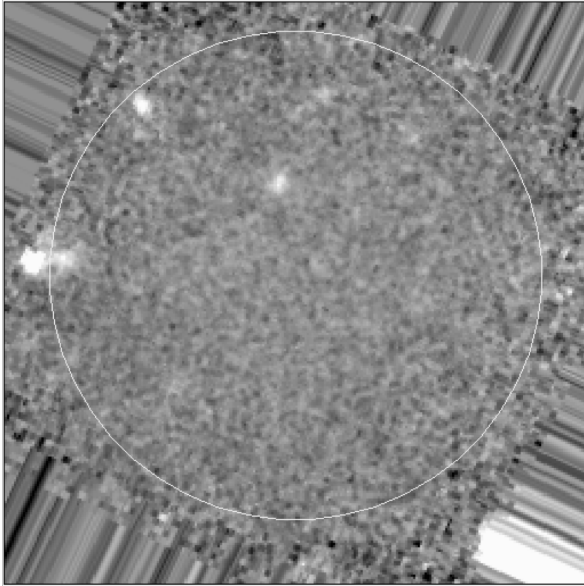
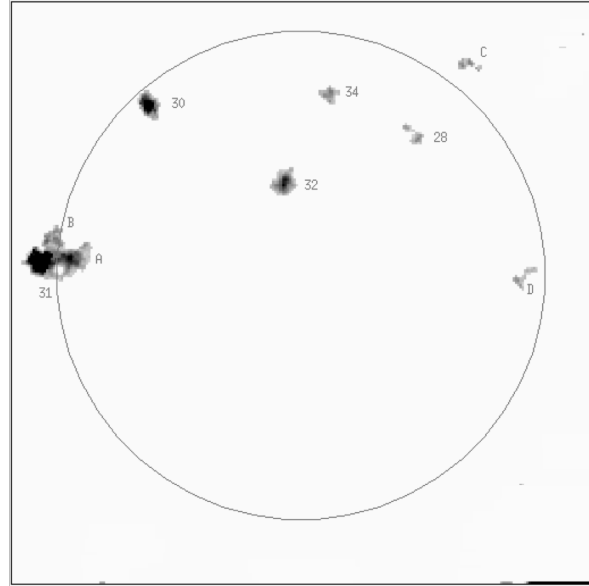
In regions of high diffuse illumination or high source density, CAM's sensitivity may be degraded from the expectations due to source confusion "noise". Note that the diameter of the central spot of the ISO PSF is, in arcseconds, 0.84 times the wavelength in  $\mu\text{m}$ , or  $8''.4$  at 10  $\mu\text{m}$ . Such confusion effects limited the achieved sensitivity for these measurements on the crowded field of GRB 970402, relative to what could be achieved on a relatively empty field ( $5\text{-}\sigma \sim 100 \mu\text{Jy}$  for the strategy used).

The data was reduced using ISOCAM Interactive Analysis Software (CIA) (Ott et al. 1997) and post-processed to remove residual glitches and unstable background using a wavelet transform-based program developed at CEA, Saclay (Starck et al. 1995). Processing steps involve deglitching, dark field subtraction, flat-fielding and responsive transient correction. Increased confidence in the photometry and glitch rejection was achieved by comparing in detail the different rasters recorded on each of the two days used for ISO observations.

Careful inspection of the noise statistics at different parts of the raster images reveals a  $5\text{-}\sigma$  detection limit of about  $140 \mu\text{Jy}$  for point sources inside the GRB error circle, with the sensitivity falling to about  $300 \mu\text{Jy}$  at  $5\text{-}\sigma$  towards the edges of the raster coverage, outside the GRB error box. In Fig. 1 a profile of the

**Table 1.** Journal of the ISO observations presented in this paper.

Date (1997)	Instrument	Wavelength	Number of raster steps	Readouts per positions	Step size (pixels)	Exp. time (seconds)	Target	Pixel size	Beam size
Apr. 05	CAM	12 $\mu\text{m}$	8 $\times$ 8	12	8	2 x 4,820	GRB error box	6''	6''
Apr. 05	PHT	170 $\mu\text{m}$	9 $\times$ 9		0.5	1,219	GRB error box	92''	80''
Apr. 13	CAM	12 $\mu\text{m}$	9 $\times$ 9	11	7	2 x 5,560	GRB error box	6''	6''
Apr. 13	CAM	12 $\mu\text{m}$	8 $\times$ 8	10	7.3	2 x 3,800	X-ray error box	1.5''	6''

**Fig. 3.** The ISOCAM image obtained on 13 April 1997 for the GRB 970402 X-ray error box. The plate scale is 1.5''/pixel. The field of view is about 2' x 2' square, centered at  $\alpha = 14^{\text{h}}50^{\text{m}}06^{\text{s}}$ ,  $\delta = -69^{\circ}20'.0$  (equinox 2000.0). North is up and east to the left.**Fig. 4.** Identification chart for the sources listed in Table 3.

5- $\sigma$  sensitivity limit as a function of position across the raster is presented for a coaddition of the two 5 April 6''/pixel field of view (pfov) rasters. This is the relevant measure of precision for this paper which compares results from the raster pairs taken on different days. A somewhat better sensitivity limit will be achieved when these ISO observations are all coadded for comparison with future follow-up observations on this field. Also, more sophisticated photometry routines could be applied to reduce scatter in the measurements and eventually further constrain the upper limit from CAM.

The PHT observations were taken in the C 160 filter which is centred at 174  $\mu\text{m}$  with  $\delta_{\lambda}/\lambda = 0.51$ . This filter is used in combination with a 2x2 detector array with 92'' square pixels (Lemke et al. 1996). At 175  $\mu\text{m}$  the point-spread function has a FWHM of  $\sim 80''$ . An area of 8'x8' was mapped using a 9 x 9 grid raster with 46'' steps in both directions. The resulting noise level in the central 6'x6' is about 70 mJy/pixel. However, at 174  $\mu\text{m}$  the sensitivity is limited by the cirrus confusion noise which

has an amplitude of more than 70 mJy for spatial frequencies of order 90'' at the galactic latitude ( $b = -9^{\circ}$ ) of our target. The resulting 5- $\sigma$  point source PHT sensitivity is 350 mJy.

### 3. Results and discussion

The CAM 6'' pfov co-added image is shown in Figs. 1 and 2. Most (95 % of) IR sources in the 12  $\mu\text{m}$  images and listed in Table 2 seem to be identified with stars in the Galaxy.

The 1.5'' pfov image (Figs. 3 and 4), with much better resolution than the 6'' pfov image, shows that there is at least one source close to object # 31, labelled A. This source is a bright galaxy, the brightest extragalactic object within the X-ray error box (Pedersen et al. 1997b). Another nearby source (labelled B) could be scattered stray light (Table 3) and a further ISO measurement would be needed to confirm or refute that possibility.

The PHT 174  $\mu\text{m}$  map (Fig. 5) shows no indication for the presence of a point source at the expected GRB position. A strong extended structure can be seen with an amplitude of about 3 MJy/sr which is probably due to infrared galactic cirrus. From

**Table 2.** IR sources detected in the GRB field (CAM 6'' pfov).

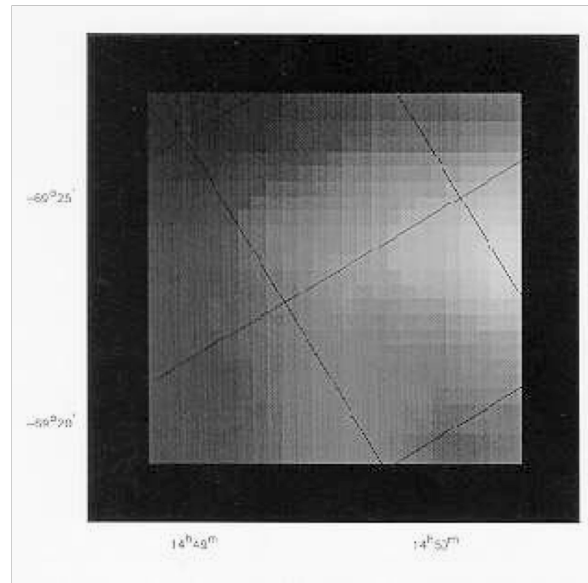
Source number	F <sub>12-<math>\mu</math>m</sub> 5 Apr (mJy)	F <sub>12-<math>\mu</math>m</sub> 13 Apr (mJy)	comments <sup>1</sup>
1	0.70	0.90	star
2	0.65	0.82	star
3	1.27	1.35	star
4	1.08	0.93	galaxy
5	0.31	0.18	star
6	0.81	0.79	star
7	0.62	0.60	star
8	1.71	1.73	star
9	12.23	12.26	star
10	0.50	0.49	galaxy ?
11	0.38	0.49	star ?
12	0.67	0.57	star
13	0.25	0.30	star
14	0.56	0.64	star
15	1.04	1.56	galaxy
16	0.66	1.32	star
17	0.25	0.32	star
18	0.96	0.71	star
19	0.18	0.17	star ?
20	54.88	50.80	star
21	0.46	0.67	star
22	1.69	1.24	star
23	0.37	0.41	star
24	0.38	0.39	star
25	1.83	1.82	star
26	3.10	2.96	star
27	0.50	0.53	galaxy
28	0.28	0.25	star
29	0.51	0.48	star
30	0.54	0.40	star
31	3.28	3.28	star
32	0.64	0.63	star
33	0.55	0.50	galaxy
34	0.25	0.16	star
35	0.85	0.65	star
36	0.20	0.24	star
37	0.56	0.59	star
38	0.63	0.74	star
39	5.54	5.32	star
40	0.34	0.40	star
41	0.89	0.88	star
42	0.66	0.70	star
43	0.24	0.36	star
44	2.90	2.85	star
45	0.46	0.30	star
46	2.68	2.67	star
47	0.72	0.53	star

<sup>1</sup> based on CCD images obtained at La Silla (Pedersen et al. 1997b)

the measured noise per pixel we derive an 5- $\sigma$  upper limit of 350 mJy at 174  $\mu$ m.

The first ISO observation was carried out during the second *BeppoSAX* pointing (4.63-5.21 April), when no X-ray source was detected, implying a decrease by a factor of three or more in the X-ray flux, with respect to the first pointing (Piro et al. 1997).

With the exception of one object, none of the  $\sim 40$  sources *inside* the GRB error box displays significant variability in the 8-days interval between the two successive ISO pointings, above a 5- $\sigma$  level which is  $\sim 140 \mu$ Jy in the inner parts of the raster and  $\sim 300 \mu$ Jy in the outer parts (Table 2). The above-mentioned IR source (# 20), the brightest one in the field of view, is the variable star BL Cir (Hoffmeister 1965), which lies just outside the error box of SAX J1450.1-6920. On the basis of its optical spectrum (a late G - early K type, Pedersen et al. 1997a) and its faintness, the

**Fig. 5.** ISOPHOT image of the GRB 970402 gamma-ray error box at 174  $\mu$ m, obtained on 5 April 1997. The field of view is 8'.1  $\times$  8'.1.**Table 3.** IR sources detected by ISO in the 1SAX J1450.1-6920 error box (CAM 1.5'' pfov).

Source number	F <sub>12-<math>\mu</math>m</sub> 13 Apr (mJy)	comments
28	0.38	star
30	0.89	star
31	2.57	star
32	0.66	star
34	0.33	star
A	0.96	galaxy
B	0.45	star
C	0.33	star
D	0.20	star

object has been suggested to be a previously unknown R CrB star (Harrison et al. 1997). The strong IR excess observed in the ISO data would rather indicate that the object might have undergone a strong episode of dust formation, resembling a Mira-type star. It is very unlikely that this single object is responsible of the high-energy event, as no theoretical GRB model would account for the phenomenon, but it could be worthwhile to monitor this object from now on.

Among the variety of GRB models, a considerable fraction deals with accretion of matter onto a compact object through an accretion disk, which might emit significantly in the IR. The emission at IR wavelengths could be enhanced in the case that the source heats up the surrounding dust, producing large amounts of IR radiation after the event (McBreen, Plunkett and Metcalfe 1995). One of the few dozens of theoretical models involving GRBs at cosmological distance is the fireball model (Meszaros and Rees 1993a,b), in which the release of  $10^{51}$  erg within a small region and in a very short time leads to the forma-

tion of a forward blast wave moving ahead of a fireball, sweeping up the interstellar matter, and producing an afterglow at frequencies gradually declining from X-rays to visible and radio wavelengths (Paczynski and Rhoads 1993, Meszaros and Rees 1997). This type of behaviour has recently been observed in several bursts. As the fireball continues to radiate at longer wavelengths which increase with time (Katz 1994), IR emission should eventually be detected, but we have failed to detect transient IR emission from GRB 970402 with ISO.

#### 4. Conclusions

We observed with ISO the region of the sky containing the entire BeppoSAX GBR error box for GRB 970402. Two target-of-opportunity observations were carried out as a result of the rapid *BeppoSAX* detection of the event. The main result is that with the exception of the variable star BL Cir, none of the 40 objects within the GRB error box displayed significant variability. Therefore no strong additional and variable emission appeared following the X-ray afterglow, allowing strict upper limits to be placed on the variable IR emission at 12  $\mu\text{m}$  and 174  $\mu\text{m}$ . There is a possibility of detecting a fading (or faded) source in a future ISO observation. There are plans for further observations of GRB error boxes.

*Acknowledgements.* We are grateful to the ISO staff for arranging the observations quickly enough. The ISOCAM data presented in this paper was analysed using "CIA", a joint development by the ESA Astrophysics Division and the ISOCAM Consortium led by the ISOCAM PI, C. Cesarsky, Direction des Sciences de la Matière, C.E.A., France. PIA is a joint development by the ESA Astrophysics Division and the ISOPHOT Consortium led by the Max Planck Institute for Astronomy (MPIA), Heidelberg. Contributing ISOPHOT Consortium institutes are DIAS, RAL, AIP, MPIK, and MPIA.

#### References

- Bond, H. 1997 IAU Circ. 6655
- Cesarsky, C.J., Abergel, A., Agnese, P. et al, 1996. ISOCAM in flight, *A & A*, 315, L32
- Costa, E. et al. 1997, *Nat* 387, 783
- Feroci M., Costa, E. and Piro L., 1997, IAU Circ. 6610
- Harrison, T. E., McNamara, B. J. and Mason, P. A., 1997, IAU Circ. 6632
- Heise, J. and in't Zand, J., 1997, IAU Circ. 6610
- Hoffmeister, C. 1965, *Astron. Nachr.* 289, 1
- Katz, J. 1994, *ApJ* 432, L107
- Kessler M. F., Steinz, J.A., Anderegg, M.E. et al., 1996 The Infrared Space Observatory (ISO) mission, *A&A*, 315, L27
- Lemke, D., Klaas, U., Abolins, J. et al, 1996 ISOPHOT - capabilities and performance, *A&A*, 315, L64
- McBreen, B., Plunkett, S. and Metcalfe, L., *A&ASS* 97, 81
- Meszaros, P. & Rees, M. J. 1993a, *ApJ* 405, 278
- Meszaros, P. & Rees, M. J. 1993b, *ApJ* 418, L59
- Meszaros, P. & Rees, M. J. 1997, *ApJ* 476, 232
- Morris, M. 1997, IAU Circ. 6666
- Ott, S. et al. 1997, Design and Implementation of CIA, the ISOCAM Interactive Analysis System, ASP Conference Series, Vol. 125
- Paczynski, B. & Rhoads, J. 1993, *ApJ* 418, L5
- Pedersen, H., Castro-Tirado, A. J., Gorosabel, J., Metcalfe, L., Nicastro, L. et al. 1997a, IAU Circ. 6628
- Pedersen, H. et al. 1997b, *A&A*, in preparation
- Piro, L., Costa, E., Feroci, M. et al. 1997a, IAU Circ. 6656
- Piro, L., Feroci M. & Costa, E. et al. 1997b, IAU Circ. 6617
- Schaefer, B. E., Cline, T. L., Desai, U. et al. 1987, *ApJ* 313, 226
- Soifer, B. et al. 1997, IAU Circ. 6619
- Starck, J.-L. et al., "Imaging processing and data analysis in the Physical Sciences: The multiscale approach", Cambridge University Press.
- van Paradijs, J. et al. 1997. *Nat* 386, 686

## **Publication 4-5**

**« ISO detection of a 60  $\mu\text{m}$  source near GRB 970508 »**

**Hanlon L. et al. (2000), *Astronomy and Astrophysics*, vol. 359, pp. 941-947**

Astron. Astrophys. 359, 941–947 (2000)

---

ASTRONOMY  
AND  
ASTROPHYSICS

---

## ISO detection of a 60 $\mu\text{m}$ source near GRB 970508

L. Hanlon<sup>1</sup>, R.J. Laureijs<sup>2</sup>, L. Metcalfe<sup>2</sup>, B. McBreen<sup>1</sup>, B. Altieri<sup>3</sup>, A. Castro-Tirado<sup>4,5</sup>, A. Claret<sup>6</sup>, E. Costa<sup>7</sup>, M. Delaney<sup>1,8</sup>, M. Feroci<sup>7</sup>, F. Frontera<sup>9</sup>, T. Galama<sup>10</sup>, J. Gorosabel<sup>4</sup>, P. Groot<sup>10</sup>, J. Heise<sup>11</sup>, M. Kessler<sup>2</sup>, C. Kouveliotou<sup>12</sup>, E. Palazzi<sup>9</sup>, J. van Paradijs<sup>10,13</sup>, L. Piro<sup>7</sup>, and N. Smith<sup>14</sup>

<sup>1</sup> Department of Experimental Physics, University College Dublin, Belfield, Stillorgan Road, Dublin 4, Ireland

<sup>2</sup> ISO Data Centre, Astrophysics Division, ESA, Villafranca, Spain

<sup>3</sup> XMM Data Centre, Astrophysics Division, ESA, Villafranca, Spain

<sup>4</sup> Laboratorio de Astrofísica Espacial y Física Fundamental, Villafranca del Castillo, P.O. Box 50727, 28080 Madrid, Spain

<sup>5</sup> Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA-CSIC), P.O. Box 03004, 18080 Granada, Spain

<sup>6</sup> Service d'Astrophysique, CEA/DSM/DAPNIA Saclay, Orme des Merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette Cédex, France

<sup>7</sup> Istituto Astrofisica Spaziale, CNR, 00133 Roma, Italy

<sup>8</sup> Stockholm Observatory, 133 36 Saltsjöbaden, Sweden

<sup>9</sup> ITESRE-CNR, Bologna, Italy

<sup>10</sup> Astronomical Institut 'Anton Pannekoek', University of Amsterdam, Amsterdam, The Netherlands

<sup>11</sup> SRON Utrecht, The Netherlands

<sup>12</sup> USRA at NASA/MSFC, Huntsville AL, USA

<sup>13</sup> Physics Department, University of Alabama, Huntsville, USA

<sup>14</sup> Department of Applied Physics and Instrumentation, Cork Institute of Technology, Cork, Ireland

Received 25 April 2000 / Accepted 9 May 2000

**Abstract.** The Infrared Space Observatory observed the field of the  $\gamma$ -ray burst GRB 970508 with the CAM and PHT instruments on May 21 and 24, 1997 and with PHT in three filters in November 1997. A source at 60  $\mu\text{m}$  (flux in May of  $66 \pm 10$  mJy) was detected near the position of the host galaxy of this  $\gamma$ -ray burst. The source was detected again in November 1997, at a marginally lower flux ( $43 \pm 13$  mJy). A Galactic cirrus origin and a stellar origin for the emission can be ruled out on the basis of the infrared colours. The marginal evidence for variability in the 60  $\mu\text{m}$  flux between May and November is not sufficient to warrant interpretation of the source as transient fireball emission. However, the infrared colours are physically reasonable if attributed to conventional dust emission from a single blackbody source. The probability of detecting a 60  $\mu\text{m}$  source by chance in a PHT beam down to a detection limit of 50 mJy is  $\sim 5 \times 10^{-3}$ . If the source is at the redshift of the host galaxy of the  $\gamma$ -ray burst the fluxes and upper limits at wavelengths from 12  $\mu\text{m}$  to 170  $\mu\text{m}$  indicate it is an ultraluminous infrared galaxy ( $L_{\text{ir}} \sim 2 \times 10^{12} L_{\odot}$ ). The star formation rate is estimated to be several hundred solar masses per year, depending significantly on model-dependent parameters. If this source is associated with the host galaxy of GRB 970508, progenitor models which associate GRBs with star-forming regions are favoured.

**Key words:** gamma rays: bursts – gamma rays: observations – infrared: galaxies – infrared: general – ISM: dust, extinction

Send offprint requests to: L. Hanlon (lhanlon@bermuda.ucd.ie)

### 1. Introduction

The recent discoveries of fading afterglows to a number of  $\gamma$ -ray bursts (GRBs) have been precipitated by the accurate and prompt localisation capability of the two Wide Field Cameras (WFC) aboard the 'BeppoSAX' X-ray satellite (Boella et al. 1997; Piro et al. 1998a). The typical  $\sim 3'$  radius error circles, obtained in a matter of hours after the occurrence of the GRBs, are easily covered by ground-based optical and radio telescopes, allowing rapid and deep follow-up observations. The reduction of GRB error circles by BeppoSAX also made it feasible to study the content of these regions at far-infrared wavelengths with the European Space Agency's Infrared Space Observatory<sup>1</sup>, ISO (Kessler et al., 1996). The error region of GRB 970402 was the first to be rapidly surveyed at far-infrared wavelengths (Castro-Tirado et al., 1998a). ISO observed this GRB error circle 55 hours, and again 8 days, after the burst event and detected no new transient sources down to a  $5\sigma$  limit of 0.14 mJy at 12  $\mu\text{m}$  and 350 mJy at 170  $\mu\text{m}$ . Details of the ISO observations of GRBs may be found in Delaney et al. (1999).

### 2. Observations of GRB 970508

GRB 970508 triggered the GRB Monitor (Frontera et al., 1997) of BeppoSAX at 21:41:47 UT on May 8, 1997 (Costa et al., 1997). The GRB localisation was subsequently improved by the BeppoSAX WFC2 detector to a  $3'$  radius

<sup>1</sup> Based on observations with ISO, an ESA project with instruments funded by ESA Member States (especially the PI countries: France, Germany, the Netherlands and the United Kingdom) with the participation of ISAS and NASA.

(99% confidence) error circle (Heise et al., 1997). Follow-up observations by the BeppoSAX narrow-field instruments (NFI) then detected a new, fading X-ray source, consistent with the GRB error circle, but with an improved positional accuracy of 50'' radius (Piro et al. 1998b). Within this error circle an optical transient (OT) was discovered whose flux increased for the first two days and subsequently decayed (Bond, 1997; Djorgovski et al., 1997). The decay phase was characterised by a power law dependence with time,  $f(t) \propto t^{-1.1}$  days (Castro-Tirado et al., 1998b). Near-infrared (2.2  $\mu\text{m}$ ) emission was also observed from the OT source between May 13.25 ( $K_s = 18.2 \pm 0.2$  mag) and May 20.21 ( $K_s = 19 \pm 0.3$  mag) (Chary et al., 1998). Spectra of the OT taken with the Keck II 10 m telescope revealed the presence of [OII] emission and FeII and MgII absorption lines consistent with a source at a redshift of 0.835, providing the first direct measurement of the distance to a GRB (Metzger et al. 1997a,b). Radio afterglow was also detected from a source at the position of the OT (Frail et al., 1997; Bremer et al., 1998; Galama et al., 1998). Observations by HST have shown the OT position to be remarkably well-centred with respect to the host galaxy (Fruchter et al., 1999). The host is late-type, with the characteristics of a blue compact galaxy (Sokolov et al., 1999).

We report here on ISO observations of the field of GRB 970508 in the weeks following the GRB and on a follow-up observation made in November 1997.

### 3. ISO Observations

The GRB 970508 error circle was not initially visible with ISO due to orbital constraints but became visible for seven short windows lasting from 3000 to 8500 seconds between May 20 and May 26, during which time target of opportunity observations were made with ISOCAM (Cesarsky et al., 1996) and ISOPHOT (Lemke et al., 1996). A second window was available from October 25 to November 21 1997 and follow-up observations were then made with ISOPHOT. Details and results from the CAM observations are presented elsewhere (Hanlon et al., 1999). The May observations were centred at RA(2000): 6 h 53 m 46.7 s, Dec(2000): +79° 16' 02.0'', the centre of the X-ray afterglow error circle (Piro et al., 1998a). The November observations were centred on the position of the optical transient associated with the GRB (Bond, 1997).

Raster maps of the NFI 50'' radius error circle were obtained with the PHT C100 and C200 detectors (Klaas et al., 1994). The PHT C100 camera is a 3  $\times$  3 pixel Ge:Ga array, with a pixel centre-to-centre distance of 46'' in both directions. The C\_60 filter (reference wavelength at 60  $\mu\text{m}$ , width 23.9  $\mu\text{m}$ ) and the C\_90 filter (reference wavelength at 90  $\mu\text{m}$ , width 51.4  $\mu\text{m}$ ) are associated with the C100 detector. Observations in these filters employed a 5  $\times$  5 position raster grid with a 23'' step size in both directions. The grid was aligned with the orientation of the detector array. The size of the area covered was therefore 230''  $\times$  230''. This mode of observing was selected to obtain a fully sampled map with a high level of redundancy in the map centre and to minimise the uncertainties due to cirrus confusion.

The redundancy was highest in the inner 46''  $\times$  46'' where it was 25. At 60 and 90  $\mu\text{m}$  the FWHM of the beam profiles (psf convolved with pixel) are 41'' and 47'' respectively.

The PHT C200 camera is a 2  $\times$  2 pixel stressed Ge:Ga array, with a pixel centre-to-centre separation of 92''. A 5  $\times$  5 grid raster with a 46'' step size in both directions was used for the C200 observations in the C\_160 filter band (reference wavelength at 170  $\mu\text{m}$ , width 89.4  $\mu\text{m}$ ). The area covered was 368''  $\times$  368'' with a redundancy for the inner 91''  $\times$  91'' of 16.

### 4. ISOPHOT data processing

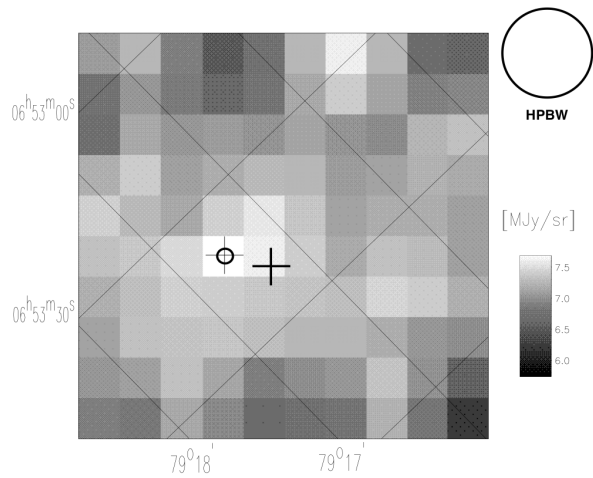
The ISOPHOT data were processed using the software package PIA version 7.3 (Gabriel et al., 1997). All standard processing steps were included to obtain the flux per raster point per detector pixel before map coaddition (Laureijs et al., 1998). This flux was taken to be the median value of all signals measured during a given raster point integration thereby minimising any positive flux bias due to the relatively high number of glitches, induced by ionising particles, in the data stream. The data were flatfielded by imposing the same integrated flux for all detector pixel scans. This operation yielded a correction factor for each pixel without affecting the total flux. The maps were constructed by coadding the flatfielded fluxes per raster point per detector pixel in a regular image grid of 23''  $\times$  23'' image pixels which are aligned with the orientation of the detector pixels.

Photometry on the C\_60 and C\_90 maps was carried out by integrating the flux in an area of 5  $\times$  5 image pixels, minus the corner pixels, in the region of interest and then subtracting the mean background flux derived from the remaining pixels in the map. The measured signal was then scaled up to the full PHT beam-size. Since the maps from May and November have different orientations and map centres, the 60  $\mu\text{m}$ , 90  $\mu\text{m}$  and merged (combined 60  $\mu\text{m}$  and 90  $\mu\text{m}$ ) maps were reprojected to have the position of the OT as map centre and with zero position angle. These maps were used to derive photometric fluxes.

### 5. Results

A point source was detected at 60  $\mu\text{m}$  on May 24, consistent with the OT position, given the uncertainty in the position of the peak of the beam profile with respect to the geometric shape of a given pixel (Fig. 1). For a relatively low signal to noise detection such as this (see Table 1), which is significant in only a few pixels (not all 9), an offset of even a few arcsec can cause the mapping routine to shift the source by an entire image pixel. However, it is possible that the offset of the source relative to the OT position is real and the consequences of this are discussed below. Further observations were made with PHT in November 1997 to verify the detection. The source was again detected at 60  $\mu\text{m}$  (albeit at a lower significance level than in May) but no significant excess at the position of the OT was detected at 90  $\mu\text{m}$  (see Fig. 2 and Table 1). Although the 60  $\mu\text{m}$  flux is lower in November than in May, we do not regard this as providing strong evidence for variability, since the two fluxes agree to within  $2\sigma$ . The offset of the source relative to the OT is again observed in the November





**Fig. 1.** PHT C100 map using the C.60 filter, taken on May 24, 1997. The OT position (marked with a cross) is consistent with the location of the C.60 source (marked with a circle) to within the HPBW of the C100 detector. The size of the HPBW is shown on the side of the figure, along with the grey scale values.

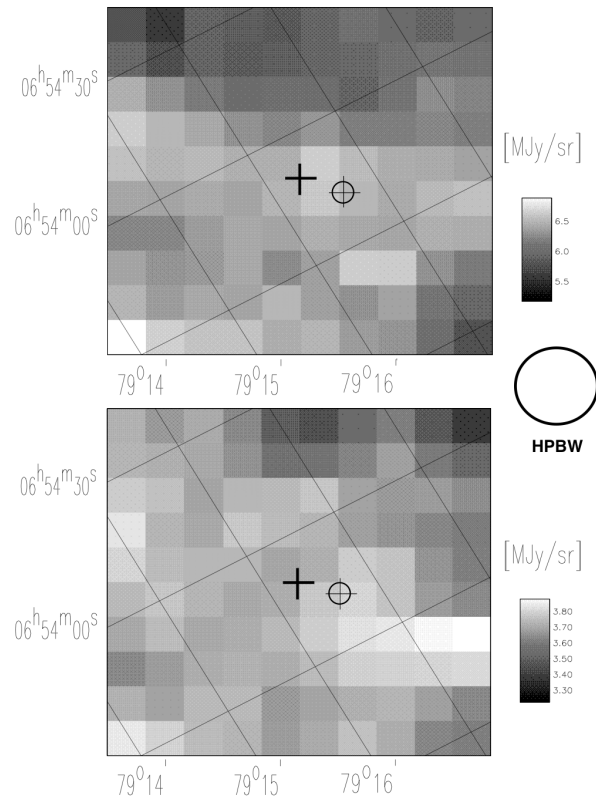
**Table 1.** Log of ISOPHOT observations of GRB 970508. The PHT fluxes correspond to the reprojected maps (see text for details).

UT Start - End	Instrument	Filter	Flux Density (mJy)
May 1997			
24.095 - 24.106	PHT	C.60	$66 \pm 10$
24.107 - 24.114	PHT	C.160	< 70
November 1997			
11.021 - 11.040	PHT	C.60	$43 \pm 13$
11.041 - 11.065	PHT	C.90	$19 \pm 7$
11.066 - 11.070	PHT	C.160	< 130
Merged C.60 plus C.90			$32 \pm 9$

map. In an attempt to improve the signal to noise ratio of the C100 observations from November 1997, the data from both filters were merged into a single map (Fig. 3). The  $60\ \mu\text{m}$  and  $90\ \mu\text{m}$  data were separately flatfielded and the corrected fluxes per pixel per detector and per filter were coadded on a common grid. The fluxes per filter were weighted by their respective uncertainties. The merged map has a noise level intermediate between the noise in the individual maps and the significance of this is discussed below. In addition, the source is detected at a signal to noise ratio consistent with that of the  $60\ \mu\text{m}$  map alone. This suggests that the source is not significant at  $90\ \mu\text{m}$ . Upper limits ( $3\sigma$ ), derived from the  $170\ \mu\text{m}$  observations in May and November, are given in Table 1.

### 5.1. Assessment of uncertainties in the maps

Per raster point, the integration times were 20 s at  $60\ \mu\text{m}$  in the May observation and 60 s at  $60\ \mu\text{m}$  and  $90\ \mu\text{m}$  in the Novem-

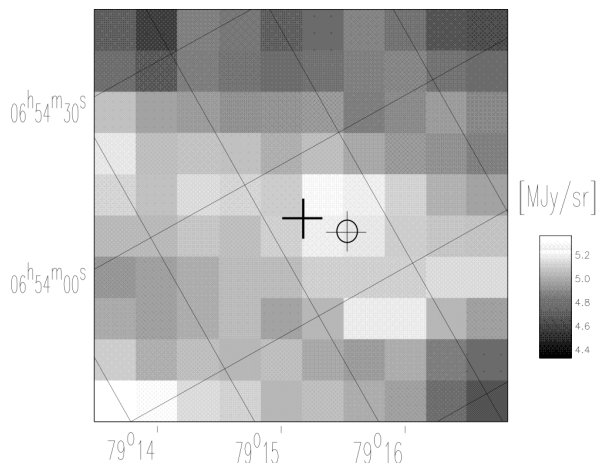


**Fig. 2.** PHT C100 map using the C.60 filter (top) and the C.90 filter (bottom), taken on November 11, 1997. The OT position is marked with a cross while the position of the C.60 source detected in May 1997 is marked with a circle. A source is present in the C.60 map which is consistent with both the position of the OT and the C.60 source detected in May 1997. Note: The orientation of these maps is different to that in Fig. 1, due to differences in orientation and map centres between the May and November observations.

ber observations. Although the integration time per raster point was three times longer at  $60\ \mu\text{m}$  in the second epoch, the noise levels per raster point in the two  $60\ \mu\text{m}$  maps are comparable ( $35\ \text{mJy/beam}$  in May,  $31\ \text{mJy/beam}$  in November). The relative increase in the noise level of the C.60 measurement in November is most likely due to the fact that the observation was made at the end of a revolution and was therefore subject to an increased glitch rate as the satellite re-entered the radiation belts (Kessler et al., 1996). The noise level in the C.90 measurement was  $17\ \text{mJy/beam}$ . Including the redundancy, the predicted flux level in the map centre is about  $12\ \text{mJy/beam}$  at  $60\ \mu\text{m}$  and  $6\ \text{mJy/beam}$  at  $90\ \mu\text{m}$ .

The detection limit is also determined by the cirrus confusion noise ( $N$ ), which can be estimated from

$$N(\text{mJy}) = 1.08 \left( \frac{\lambda}{100\ \mu\text{m}} \right)^{2.5} \times \left( \frac{I_\nu(\lambda)}{1\ \text{MJy/sr}} \right)^{1.5}$$



**Fig. 3.** Merged 60  $\mu\text{m}$  and 90  $\mu\text{m}$  map from November 11, 1997. The OT position is marked with a cross. The local maximum near the position of the OT is marked with a circle. There are other sources near the edge of the map which are brighter but have lower signal to noise due to the lower coverage in those areas.

where  $\lambda$  is the wavelength,  $I_\nu$  is the background surface brightness level and a telescope of diameter 60 cm is assumed (Helou & Beichman, 1990). The validity of the formula is discussed in Herbstmeier et al. (1998), and is probably better than an order of magnitude. The detection limit also depends on the absolute calibration of the background surface brightness. The maps indicate background surface brightness levels in the range 3–6 MJy/sr which correspond to cirrus confusion noise fluxes of  $N(60 \mu\text{m}) \sim 1.5\text{--}4.4 \text{ mJy}$  and  $N(90 \mu\text{m}) \sim 5.6\text{--}15.8 \text{ mJy}$ . These numbers indicate that most of the noise measured at 90  $\mu\text{m}$  (7 mJy according to Table 1) is probably due to cirrus structures. However, this is not the case at 60  $\mu\text{m}$ . Therefore the noise in the merged 60+90  $\mu\text{m}$  map is higher than the noise in the 90  $\mu\text{m}$  map, contrary to the predicted weighted uncertainty if the noise is purely statistical. The presence of cirrus structures at 90  $\mu\text{m}$  therefore imposes a limit on the signal to noise which can be achieved.

## 6. Discussion

### 6.1. Origin of the 60 $\mu\text{m}$ emission

Blink comparison of the November 60  $\mu\text{m}$  and 90  $\mu\text{m}$  maps (Fig. 2) indicate a striking similarity in background structure between them. A correlation analysis confirms that there is a structure in the maps (correlation coefficient 0.62) but that the random noise dominates over the intrinsic variations in the background. The surface brightness ratio (in MJy/sr) determined from the maps is consistent with that expected from cirrus in the Galaxy ( $I_{90}/I_{60} = 2.03 \pm 0.9$ ). It is therefore plausible that the background structures in the maps are due to cirrus. If the 90  $\mu\text{m}$  emission at the position of the GRB is entirely attributed to cirrus, then the maximum cirrus contribution to the flux at 60  $\mu\text{m}$  is  $\sim 10 \text{ mJy}$ . Subtracting this component from the ob-

**Table 2.** Modified blackbody spectral fits for different values of  $R$ , yielding a range of estimated dust temperatures and predicted F90  $\mu\text{m}$ /F60  $\mu\text{m}$  colours. The  $R$  values were derived from the May 1997 CAM and PHT data.

$R$	$T_{\text{dust}}$ (K)			Predicted F90 $\mu\text{m}$ /F60 $\mu\text{m}$		
	$n = 0$	$n = 1$	$n = 2$	$n = 0$	$n = 1$	$n = 2$
600	91	81	70	0.79	0.58	0.44
1000	87	76	68	0.83	0.61	0.45
2200	82	72	65	0.86	0.64	0.47

served fluxes in May and November, an averaged source flux of  $45 \pm 18 \text{ mJy}$  is obtained. On the other hand, if the 60  $\mu\text{m}$  flux is attributed to cirrus then the flux at 90  $\mu\text{m}$  should be  $\sim 100 \text{ mJy}$  which is clearly not the case. We can thus rule out a Galactic cirrus origin for the source at 60  $\mu\text{m}$ .

A stellar origin for the 60  $\mu\text{m}$  source can also be excluded on the basis that the ISO colours are incompatible with stellar spectra over the full range of spectral types (Smith et al., 1987; Henden & Stone, 1998).

We can also exclude with reasonable confidence the possibility that the 60  $\mu\text{m}$  source is entirely due to transient fireball emission from the GRB on the basis that (a) the flux at 60  $\mu\text{m}$  on May 24 is about two orders of magnitude greater than the extrapolated radio-optical afterglow spectrum on the same date and (b) the source is detected again in November at a consistent flux level (to within  $2\sigma$ ). If the 60  $\mu\text{m}$  emission followed the  $t^{-1.1}$  decay of the afterglow, its flux should have decayed by a factor of roughly 15 by November. The relativistic shock scenario accounts quite well for the features of the broadband spectral energy distributions of GRB afterglows and a new physical mechanism, beyond the scope of this paper, would have to be developed if the extraordinary excess at 60  $\mu\text{m}$  was to be connected to the fireball. We now argue instead that the infrared colours we observe in the source are physically reasonable if attributed to conventional dust emission from a single blackbody source.

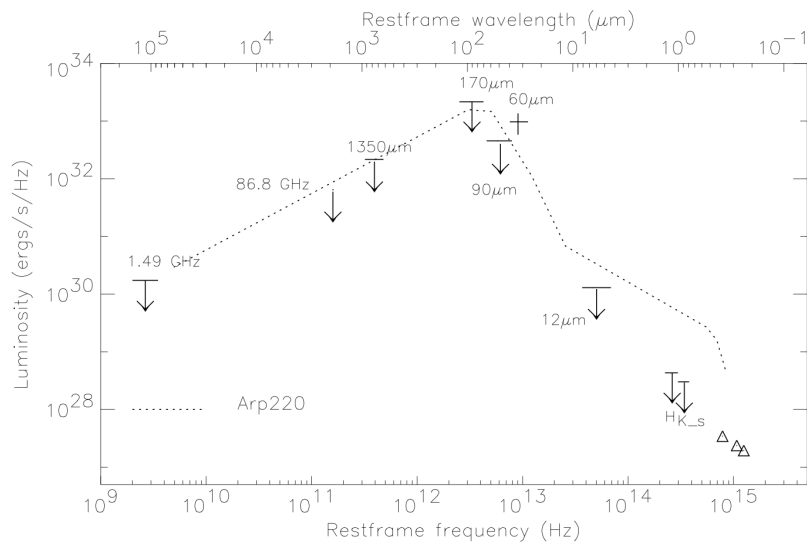
Modified blackbody spectra of the form  $\nu^n \times B_\nu(T)$ , were fit to the range of 60  $\mu\text{m}$ /12  $\mu\text{m}$  colour ratios ( $R$ ) obtained from observations in May 1997 (Hanlon et al., 1999):

$$F_{60 \mu\text{m}}=66 \text{ mJy}/F_{12 \mu\text{m}}=0.065 \text{ mJy} \Rightarrow R \sim 1000$$

$$F_{60 \mu\text{m}}=76 \text{ mJy}/F_{12 \mu\text{m}}=0.035 \text{ mJy} \Rightarrow R \sim 2200$$

$$F_{60 \mu\text{m}}=56 \text{ mJy}/F_{12 \mu\text{m}}=0.095 \text{ mJy} \Rightarrow R \sim 600.$$

No colour corrections were incorporated in view of the errors on the flux determinations. Estimated temperatures for modified blackbody spectra with  $0 < n < 2$  were then obtained for these  $R$  values and predicted F90  $\mu\text{m}$ /F60  $\mu\text{m}$  ratios were calculated for each derived dust temperature and assumed emissivity (Table 2). The temperatures for each dust model are well constrained. Moreover, the predicted 90  $\mu\text{m}$  fluxes do not vary significantly for a given  $n$  even when  $R$  changes by almost a factor of 4. These results also show that subtracting a 10 mJy cirrus component from the 60  $\mu\text{m}$  flux does not significantly affect the conclusion. Since no observations were made at 90  $\mu\text{m}$  in



**Fig. 4.** Spectral energy distribution of the 60  $\mu\text{m}$  source, assuming it is the host galaxy of GRB 970508. Data and upper limits are from Bloom et al. 1998; Pian et al. 1998; Smith et al. 1999; Galama et al. 1998; Shepherd et al. 1998 and the present work. The 12  $\mu\text{m}$  upper limit was obtained by co-addition of the 2 CAM LW10 May observations. The C<sub>60</sub> data point represents the averaged flux from May and November. The SED of the ULIG Arp 220 is shown for comparison purposes only.

May 1997, due to orbital constraints, we cannot compare these predicted ratios with observations at the same epoch. However, the fit results can be used to predict the 90  $\mu\text{m}$  flux in November 1997 by appropriate scaling of the 60  $\mu\text{m}$  flux ratios from May ( $66 \pm 10$  mJy) and November ( $43 \pm 13$  mJy). Taking into account the photometric errors, the ratio of the May to November 60  $\mu\text{m}$  flux is in the range 76/30 (2.5) to 56/56 (1). Multiplying the predicted F90  $\mu\text{m}$ /F60  $\mu\text{m}$  ratios in Table 2 by these scaling factors we see that the predicted 90  $\mu\text{m}$  flux for November 1997 is consistent with the observed 90  $\mu\text{m}$  value for all dust models when the scaling factor is 2.5 and for the  $n = 2$  case when the scaling factor is 1. Therefore it is not necessary to speculate that the infrared source has varied between the two epochs because the ISO observations are consistent with dust emission from a single blackbody with a temperature of  $\sim 70$  K and  $n = 2$ . The predicted 170  $\mu\text{m}$  fluxes are always within the upper limits obtained (Table 1), being a factor of two lower than the 90  $\mu\text{m}$  values.

If the 60  $\mu\text{m}$  source is associated with the GRB host galaxy, at a redshift of 0.835, limits can be placed on its bolometric luminosity. A broadband spectral energy distribution (SED) for the 60  $\mu\text{m}$  source, assuming it is the host galaxy of the GRB, is shown in Fig. 4. The assumed cosmological parameters are  $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  and  $q_0 = 0.5$ . If the upper limits across the spectral range are included and the area under the SED is integrated using a power law interpolation between spectral points, an upper limit on the bolometric luminosity (0.4–1000  $\mu\text{m}$ ) of  $2.9 \times 10^{12} L_\odot$  is obtained. A value of  $2.0 \times 10^{12} L_\odot$  is obtained if we consider only the ISO data points and upper limits as contributing towards the luminosity and clearly the emission is dominated by the infrared component. Alternatively, the 60  $\mu\text{m}$  source may be associated with the foreground absorbing system at  $z = 0.767$  in which case the infrared luminosity is  $\sim 1.7 \times 10^{12} L_\odot$ . In either case the source is an ultraluminous infrared galaxy (ULIG,  $L_{\text{IR}} > 10^{12} L_\odot$ ) (Sanders & Mirabel, 1996). Al-

though ULIGs were discovered by the IRAS satellite in our local universe ( $z < 0.2$ ) (Soifer et al., 1986) a recent re-analysis of the IRAS data has shown the existence of ULIGs out to  $z = 0.529$  (van der Werf et al., 1999). The extremely rare hyperluminous infrared galaxies (HyLIG,  $L_{\text{IR}} > 10^{13} L_\odot$ ) have been detected to  $z = 2.2$  (Rowan-Robinson et al., 1991; Cutri et al., 1994).

There are two galaxies within  $5''$  of GRB 970508, either of which may be responsible for the absorption system seen at  $z = 0.767$  (Pian et al., 1998). Due to the large PHT pixel size, it is possible that one of these galaxies, rather than the GRB host, is the counterpart of the 60  $\mu\text{m}$  source. The galaxy to the north-west of the GRB, ‘G2’ (Pian et al., 1998) has the colours of a late-type spiral at a redshift of 0.7, making it unlikely to be the counterpart, since IRAS detected no late-type spirals with  $L_{\text{IR}} > 10^{11} L_\odot$  (Sanders & Mirabel, 1996). Galaxy ‘G1’ to the north-east, has extremely blue colours indicative of a rapidly star-forming system (Pian et al., 1998) and we cannot rule out that it is the counterpart of the 60  $\mu\text{m}$  source.

The prototypical ULIG is Arp 220 with a far-infrared luminosity  $> 10^{12} L_\odot$ . The SED of Arp 220 (Fig. 4) consists of a cold component, corresponding to a modified blackbody temperature of  $\sim 50$  K and a warm component with a temperature of 120 K peaking shortward of 60  $\mu\text{m}$  (Klaas et al., 1997). It has been suggested that the warm component ( $L_{\text{warm}} = 10^{11} L_\odot$ ) is heated by an active nucleus, while the cold component ( $L_{\text{cold}} = 10^{12} L_\odot$ ) is starburst powered (Rowan-Robinson & Efstathiou, 1993).

## 6.2. Probability of a chance superposition

The *a posteriori* probability of finding a 60  $\mu\text{m}$  source within a PHT  $41''$  diameter beam can be estimated by extrapolating recently determined ISO survey source counts at 15  $\mu\text{m}$ , 90  $\mu\text{m}$  and 170  $\mu\text{m}$ . At 15  $\mu\text{m}$  the integral source counts at 50 mJy from the ELAIS survey are  $\sim 10^4$  per steradian while

at 90  $\mu\text{m}$  there are  $10^5$  to  $10^6$  sources per steradian to the same flux limit (Rowan-Robinson et al., 1999). In a deep survey of the Lockman Hole, source counts at 95  $\mu\text{m}$  and 170  $\mu\text{m}$  at 150 mJy extrapolate into the same range as ELAIS at 50 mJy (Kawara et al., 1999). The consistency of the source counts from 90 to 175  $\mu\text{m}$  and the increasing source counts from 15  $\mu\text{m}$  to 175  $\mu\text{m}$  indicate that an estimate of  $\sim 10^5$  sources per steradian at 60  $\mu\text{m}$  is reasonable. This implies a probability of  $\sim 5 \times 10^{-3}$  of finding a 60  $\mu\text{m}$  source down to a detection limit of 50 mJy by chance in a PHT beam of 41'' diameter.

Alternatively, modelled source counts at 60  $\mu\text{m}$  can be used to derive the probability that the 60  $\mu\text{m}$  source is a chance superposition with the GRB host (Pearson & Rowan-Robinson, 1996). Taking into account source counts due to normal, starburst, Seyfert and HyLIGs, the probability of finding a 60  $\mu\text{m}$  source with the observed flux within a PHT beam is also  $\sim 5 \times 10^{-3}$ . These estimates are sufficiently small to hypothesise a physical connection between the 60  $\mu\text{m}$  source and the host galaxy of the GRB.

### 6.3. The star formation rate of the 60 $\mu\text{m}$ source

It has long been recognised that some starbursts are obscured by dust (Kennicutt, 1998) and recent results from ISO have shown that such obscuration is widespread and important for the history of star formation in the universe (Elbaz et al., 1999). Hence far-infrared luminosities provide a more reliable estimate of star formation rates in galaxies. If the source is a ULIG, then most of its massive star formation occurs in dense molecular clouds and what is observed at visible frequencies represents emission from stars forming near the edges of clouds which can escape directly without being reprocessed by the dust (Rowan-Robinson et al., 1997). The SFR can be deduced from the far-infrared luminosity using the following expressions for  $M_*$ , the rate of star formation per year in units of  $M_\odot$ :  $M_* = 2.6\phi/\epsilon \times \frac{L_{60}}{L_\odot} \times 10^{-10}$  and  $M_* = 9.3\phi/\epsilon \times \frac{L_{15}}{L_\odot} \times 10^{-10}$  where  $\phi$  incorporates a correction factor from a Salpeter initial mass function (IMF) to the true IMF and a correction if the starburst is only forming massive stars (Rowan-Robinson et al., 1997).  $\epsilon$  is the fraction ( $\sim 1$ ) of optical and ultraviolet energy emitted in a starburst (lasting 1 Gyr) which is absorbed by dust and re-emitted in the far infrared.  $L_{60}$  and  $L_{15}$  are the rest-frame 60  $\mu\text{m}$  and 15  $\mu\text{m}$  luminosities ( $\nu L_\nu$  expressed in units of  $L_\odot$ ). These two measures yield values for  $M_*$  of between  $190\phi$  and  $220\phi M_\odot/\text{year}$ . An alternative estimate which uses the infrared (8–1000  $\mu\text{m}$ ) luminosity and which assumes starbursts lasting  $< 10^8$  years, yields a SFR of  $\sim 500 M_\odot/\text{year}$  (Kennicutt, 1998).

The identification of a ULIG as the possible parent of the GRB host galaxy therefore favours models of GRB formation involving compact stellar remnant progenitors, such as supernovae (Berezinsky et al., 1996; Woosley, 1993) or hypernovae (Paczynski, 1998), which place GRBs in or near star-forming regions. The possible detection of an iron line in the X-ray spectrum of GRB 970508 provides independent support for this

scenario (Piro et al., 1999). However, the HST data show that the optical transient is well-centred on the host galaxy, which is quite blue (Fruchter et al., 1999). Since ULIGs tend to be disturbed, dusty systems, with a significant fraction undergoing mergers, the host galaxy would be expected to be redder in colour and its morphology more disturbed than is observed (Clements et al., 1996). Another possibility is that the GRB host has been formed by the ULIG, as the product of a merger. Small galaxies formed along the tidal tails in mergers are likely to detach to become dwarf systems with characteristics (e.g. colour, absolute magnitude) similar to the GRB host (Sanders & Mirabel, 1996; Hunsberger et al., 1996). We can speculate in that case that the offset observed in the May and November 60  $\mu\text{m}$  maps between the 60  $\mu\text{m}$  peak and the OT is genuine, arising from the observation that the most luminous tidal dwarfs are those at the largest projected distances from the parent nucleus (Hunsberger et al., 1996). The galaxy G1 may also have been formed in the merger but a direct redshift determination would be required to support this hypothesis.

## 7. Conclusions

The ISO observations of GRB 970508 place unique limits on the level of far-infrared emission in the weeks and months following the burst event. Non-transient emission observed at 60  $\mu\text{m}$  indicates the presence of a ULIG which may be the parent of the host galaxy of the GRB. This result may have important implications for GRB progenitor models, favouring those which place GRBs in or near star-forming regions.

*Acknowledgements.* The ISOPHOT data presented in this paper was reduced using PIA, which is a joint development by the ESA Astrophysics Division and the ISOPHOT consortium. The ISOCAM data presented in this paper was analysed using CIA, a joint development by the ESA Astrophysics Division and the ISOCAM Consortium. The ISOCAM Consortium is led by the ISOCAM PI, C. Cesarsky, Direction des Sciences de la Matière, C.E.A., France.

## References

- Berezinsky V., Blasi P., Hnatyk B., 1996, ApJ 469, 311
- Bloom J., Djorgovski S., Kulkarni S., Frail D., 1998, ApJ 507, L25
- Boella G., Butler R., Perola G., et al., 1997, A&AS 122, 299
- Bond H., 1997, IAU Circular, 6654
- Bremer M., Krichbaum T., Galama T., et al., 1998, A&A 332, L13
- Castro-Tirado A., Metcalfe L., Laureijs R., et al., 1998a, A&A 330, 14
- Castro-Tirado A., Gorosabel J., Benítez N., et al., 1998b, Sci 279, 1011
- Cesarsky C., Abergel A., Agnès P., et al., 1996, A&A 315, L32
- Chary R., Neugebauer G., Morris M., et al., 1998, ApJ 498, L9
- Clements D., Sutherland W., McMahon R., Saunders W., 1996, MNRAS 279, 477
- Costa E., Feroci M., Piro L., et al., 1997, IAU Circular, 6649
- Cutri R., Huchra J., Low F., et al., 1994, ApJ 424, L65
- Delaney M., Hanlon L., Metcalfe L., et al., 1999, in: Cox P., Kessler M. (eds.), The Universe as seen by ISO, p. 1027
- Djorgovski S., Metzger M., Kulkarni S., et al., 1997, Nat 387, 876
- Elbaz D., Aussel H., Cesarsky C., et al., 1999, in: Cox P., Kessler M. (eds.), The Universe as seen by ISO, p. 1031
- Frail D., Kulkarni S., Nicastro L., et al., 1997, Nat 389, 261

- Frontera F., Costa E., dal Fiume D., et al., 1997, *A&AS* 122, 357
- Fruchter A., Pian E., Gibbons R., et al., 1999, astro-ph/9903236
- Gabriel C., Pulido J.A., Heinrichsen I., Morris H., Tai W.M., 1997, in: Hunt G., Payne H. (eds.), ASP Conference Series 125
- Galama T., Wijers R., Bremer M., et al., 1998, *ApJ* 500, L101
- Hanlon L., Metcalfe L., Delaney M., et al., 1999, *A&AS* 138, 459
- Heise J., in 't Zand J., Costa E., et al., 1997, IAU Circular 6654
- Helou G., Beichman C., 1990, in: Proc. of the 29th Liege International Astrophysics Colloquium
- Henden A., Stone R., 1998, *AJ* 115, 296
- Herbstmeier U., Abraham P., Lemke D., et al., 1998, *A&A* 332, 739
- Hunsberger S., Charlton J., Zaritsky D., 1996, *ApJ* 462, 50
- Kawara K., Sato Y., Matsuhara H., et al., 1999, in: Cox P., Kessler M. (eds.), *The Universe as seen by ISO*, p. 1017
- Kennicutt R., 1998, *ARA&A* 36, 189
- Kessler M., Steinz J., Anderegg M., et al., 1996, *A&A* 315, L27
- Klaas U., Haas M., Heinrichsen I., Schulz B., 1997, *A&A* 325, L21
- Klaas U., Kruger H., Heinrichsen I., Heske A., Laureijs R., 1994, *ISOPHOT Observer's Manual* 3rd ed.
- Laureijs R., Klaas U., Richards P., Schulz B., 1998, *ISOPHOT Data User's Manual* Version 4.0
- Lemke D., Klaas U., Abolins J., et al., 1996, *A&A* 315, L64
- Metzger M., Cohen J., Chaffee F., et al., 1997a, IAU Circular, 6676
- Metzger M., Djorgovski S., Kulkarni S., et al., 1997b, *Nat* 387, 878
- Paczynski B., 1998, *ApJ* 494, 45
- Pearson C., Rowan-Robinson M., 1996, *MNRAS* 283, 174
- Pian E., Fruchter A., Bergeron L., et al., 1998, *ApJ* 492, L103
- Piro L., Heise J., Jager R., et al., 1998a, *A&A* 329, 906
- Piro L., Costa E., Feroci M., et al., 1998b, *A&A* 331, L41
- Piro L., Costa E., Feroci M., et al., 1999, *ApJ* 514, 73
- Rowan-Robinson M., Broadhurst T., Lawrence A., et al., 1991, *Nat* 351, 719
- Rowan-Robinson M., Efstathiou A., 1993, *MNRAS* 263, 675
- Rowan-Robinson M., Mann R., Oliver S., et al., 1997, *MNRAS* 289, 490
- Rowan-Robinson M., Oliver S., Efstathiou A., et al., 1999, in: Cox P., Kessler M. (eds.), *The Universe as seen by ISO*, p. 1011
- Sanders D., Mirabel I., 1996, *ARA&A* 34, 749
- Shepherd D., Frail D., Kulkarni S., Metzger M., 1998, *ApJ* 497, 859
- Smith B., Kleinman S., Huchra J., Low F., 1987, *ApJ* 318, 161
- Smith I., Tilanus R., van Paradijs J., et al., 1999, *A&A* 347, 92
- Soifer B., Sanders D., Neugebauer G., et al., 1986, *ApJ* 303, L41
- Sokolov V., Zharikov S., Baryshev Y.V., et al., 1999, *A&A* 344, 43
- van der Werf P., Clements D., Shaver P., Hawkins M., 1999, *A&A* 342, 665
- Woosley S., 1993, *ApJ* 405, 273

### 4.1.3 Observations et modèles contemporains

Compte tenu de l'engouement pour les sursauts gamma depuis la confirmation de leur origine cosmologique grâce aux observations de BeppoSAX, il serait fastidieux, et surtout hors du cadre de ce mémoire, de dresser le bilan des connaissances actuelles sur le sujet. Le lecteur est donc renvoyé à l'article de revue [Gehrels, 2009] qui dresse un panorama relativement complet des connaissances sur l'émission prompte et rémanente (*afterglow*) des sursauts, sur les galaxies hôtes et les mécanismes d'émission. Je me contenterai ici de décrire brièvement les mécanismes couramment admis qui permettent d'expliquer les GRB, puis j'exposerai en quoi l'observation des sursauts gamma peut être utile en cosmologie.

#### Origine des sursauts

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. On postule qu'elles sont liées à la formation de trous noirs de masse stellaire, et que les GRB sont associés à des écoulements de matière relativiste dans des jets collimatés et orientés dans la direction de l'observateur. L'énergie rayonnée en gamma par les jets est de l'ordre de  $10^{51}$  erg, ce qui correspond à la totalité de l'énergie cinétique libérée lors d'une explosion typique de supernova qui serait convertie en rayons gamma, à comparer avec les  $\sim 10^{49}$  erg rayonnés dans le visible par les supernovæ classiques. Les sursauts gamma correspondraient donc aux explosions les plus énergétiques de l'Univers, en dehors du Big-bang lui-même bien sûr. Si l'émission gamma était isotrope, c'est-à-dire non collimatée dans des jets, l'énergie rayonnée serait encore plus importante (d'un facteur 100 à 1 000) et cela rendrait le phénomène encore plus difficile à expliquer. Les mécanismes couramment admis pour expliquer les deux types de sursauts, à savoir les courts et les longs (voir §4.1.1 et Figure 4.2), sont :

- i. L'effondrement gravitationnel d'une étoile très massive en rotation rapide, aussi appelé modèle du *collapsar* ou modèle des chocs internes permettant d'expliquer les sursauts longs ( $> 2$  s) qui sont observés principalement dans les galaxies à fort taux de formation d'étoiles. Lorsque le combustible nucléaire arrive à manquer au sein d'une étoile très massive ( $> 50$  masses solaires), son cœur s'effondre sous sa propre gravité sans que rien ne puisse l'arrêter et un trou noir se forme au sein de l'étoile. Si l'étoile est en rotation rapide, son moment d'inertie a tendance à piéger la matière des régions équatoriales dans un disque interne de plasma, alors que la matière des régions polaires est plus facilement aspirée par le trou noir. Des phénomènes dynamiques complexes permettraient alors l'éjection de particules à des vitesses relativistes (facteur de Lorentz  $\Gamma > 100$ ) au-delà de la surface externe de l'étoile, sous la forme de deux jets symétriques de quelques degrés d'ouverture. Des instabilités magnétohydrodynamiques (à l'échelle de  $\sim 1$  ms dans le disque interne proche du trou noir) seraient propagées par le jet

relativiste à l'extérieur de l'étoile, où elles se manifesteraient alors par la présence de plusieurs coquilles de matière se déplaçant à des vitesses différentes. Des chocs (chocs internes) se produisent lorsque les coquilles les plus rapides rattrapent les plus lentes, ainsi que des phénomènes de résonances dans le jet, provoquant l'accélération de particules qui rayonnent alors en produisant des photons gamma, principalement par effet synchrotron émis à une certaine distance de l'étoile, là où le jet est devenu transparent au rayonnement. C'est ce rayonnement gamma qui serait responsable du flash gamma observé (GRB). Lorsque le jet rencontre le milieu interstellaire, un nouveau choc (choc externe) se propage en avant dans ce milieu, d'où résulterait la rémanence observable dans le visible, les rayons X et la bande radio. Un autre choc (choc en retour) pourrait être responsable de l'émission prompte en rayons X et dans le visible, observable pour certains GRB.

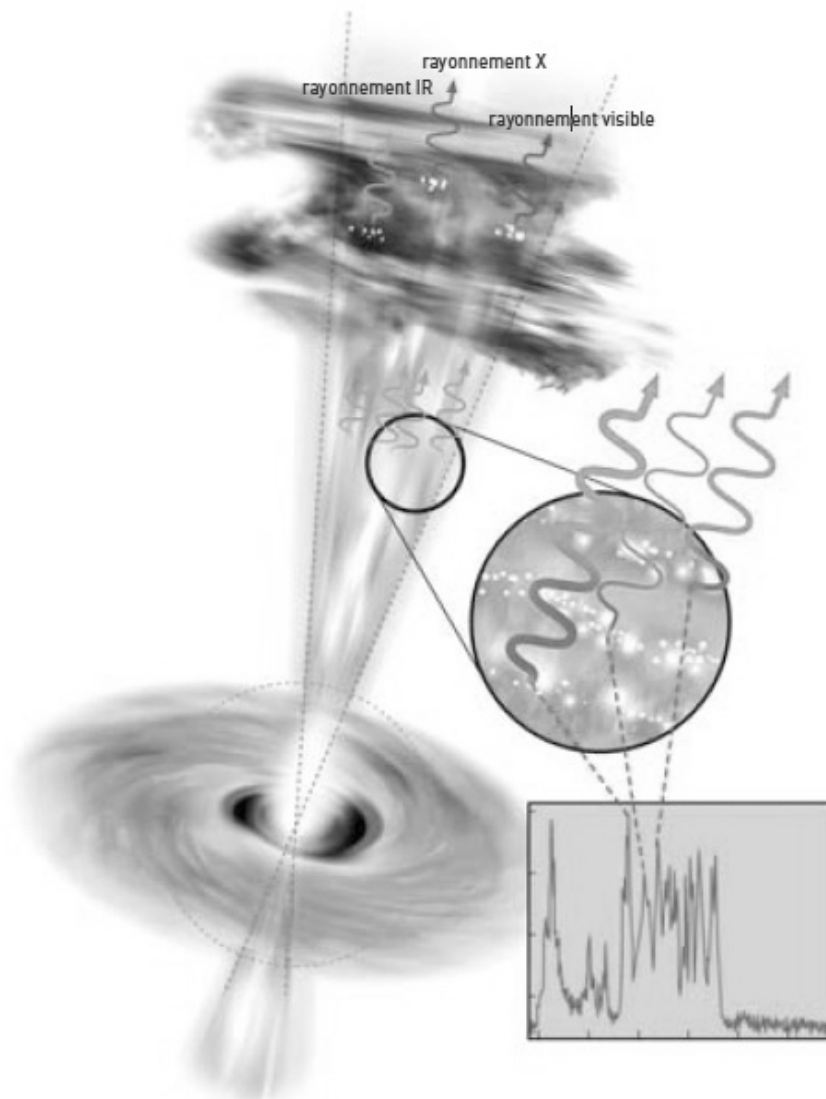


Figure 4.8 — Représentation schématique du modèle *collapsar* : l'émission prompte en gamma est associée aux chocs internes qui se produisent dans le jet, alors que l'émission rémanente est associée à l'interaction de la matière avec le milieu interstellaire plus lointain.

- ii. La *coalescence de deux objets compacts* (comme par exemple deux étoiles à neutrons) en orbite dans un système binaire (Figure 4.9), permettant d'expliquer les sursauts courts, qui sont observés en dehors des régions de formation d'étoiles. La durée plus brève de ces GRB s'expliquerait par les masses mises en jeu plus faibles que dans le phénomène *collapsar*, cette masse plus faible correspondant à une injection d'énergie moindre qui a une influence sur la durée du sursaut.

Quant à la génération de GRB à partir d'étoiles à neutrons, scénario qui avait été infirmé par les observations de BATSE (voir §4.1.1 et Figure 4.1), je précise que les phénomènes envisagés ne correspondait pas au même scénario que celui décrit ci-dessus, puisqu'ils devaient se produire à la surface d'une étoile à neutron isolée (explosions thermonucléaires par accumulation de matière). La probabilité qu'ils aient lieu au sein de notre propre galaxie était alors relativement importante et devait effectivement se manifester par une concentration de GRB autour du plan galactique, ce qui n'a pas été observé.

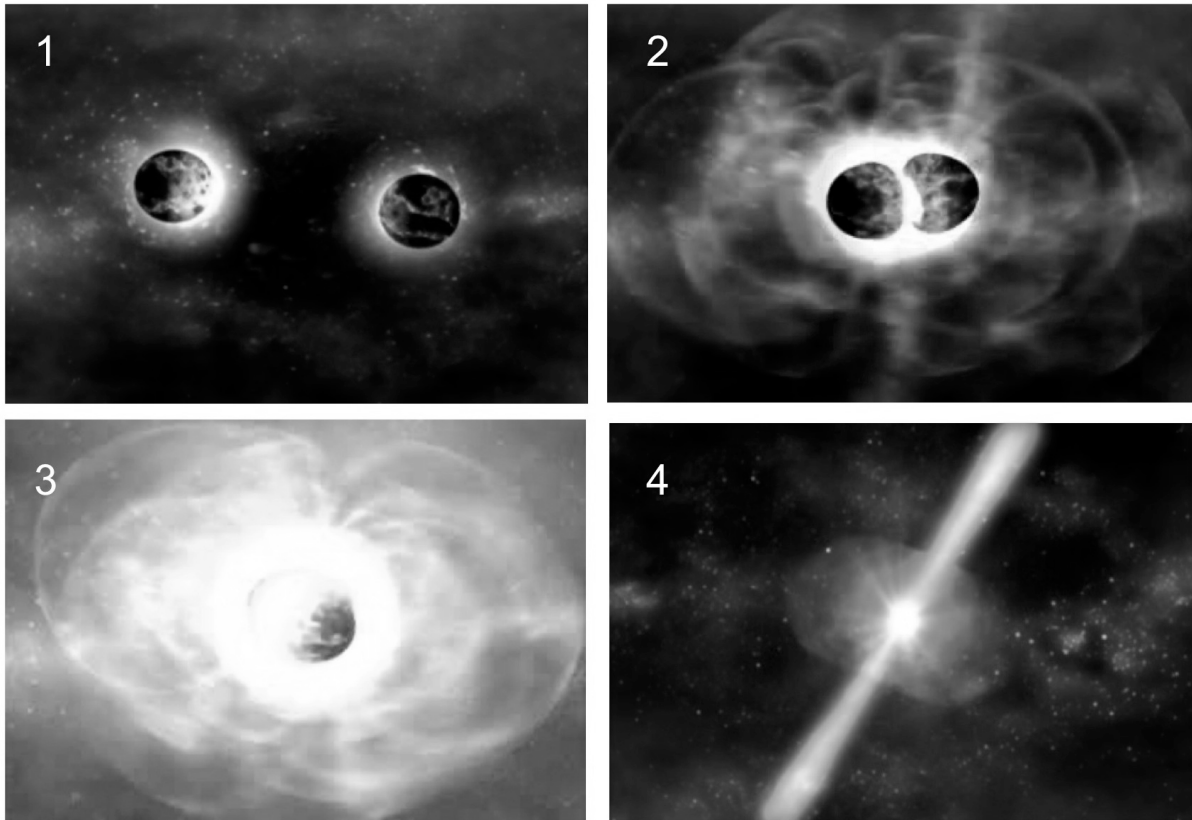


Figure 4.9 — Vue d'artiste de la coalescence de deux objets compacts, comme par exemple des étoiles à neutrons, à l'origine d'un GRB court.



D'un point de vue observationnel, l'émission des jets a été révélée par la détection d'une cassure dans la décroissance temporelle de la rémanence, cette décroissance étant associée au moment où le facteur de Lorentz des particules du jet a suffisamment décru pour ouvrir le cône de visibilité relativiste et permettre à l'observateur de voir toute la surface d'émission du jet<sup>37</sup>. D'un point de vue théorique, la présence des jets collimatés permet d'expliquer que de la matière située à l'intérieur de l'étoile en effondrement puisse traverser la surface externe de l'étoile, la couche externe de l'étoile, ou plutôt ce qu'il en reste, restant opaque au rayonnement, comme dans le cadre d'une supernova.

### Regain d'intérêt pour les sursauts

La luminosité extrême des GRB (au moins jusqu'à  $10^{53}$  erg/s) et leur distribution en *redshift* (jusqu'à  $z=8$  et au-delà) en font une sonde unique et extrêmement puissante de l'Univers primordial. Dans le paradigme cosmologique actuel, les premières galaxies formées ont des masses et des luminosités stellaires plus faibles que leurs homologues plus proches. En explosant au sein d'une galaxie lointaine, alors même que les premières galaxies naines avaient commencé à se former dans l'Univers, les GRB sont supposés révéler les galaxies situées à des  $z$  plus élevés que ceux des quasars et des galaxies à flambée de formation stellaire (situés à  $z = 1-2$ ), tout en ayant des pics de luminosité comparables. Grâce à cette propriété remarquable, les GRB fournissent les moyens de mener des études spectroscopiques détaillées de tous les milieux situés en avant plan, en particulier le milieu interstellaire de la galaxie hôte et les nuages primordiaux intergalactiques situés sur la ligne de visée.

Dans la mesure où ils signalent la mort des étoiles les plus massives, ayant des durées de vie particulièrement courtes, les GRB se classent parmi les traceurs les plus sensibles de la formation stellaire au tout début de l'histoire de l'Univers. Ils peuvent permettre de repérer un échantillon de la première génération d'étoiles, celles dites de population III qui est supposée être à l'origine de la ré-ionisation de l'Univers et de son enrichissement en métaux.

De plus, en considérant les études récentes des relations entre le pic d'énergie des sursauts ( $E_{\text{PEAK}}$ ) et son énergie totale rayonnée ( $E_{\text{ISO}}$ ), les GRB pourraient être utilisés comme des sources étalon, ce qui permettrait d'étendre à grand *redshift* les études cosmologiques déjà menées à partir des sondages de supernovæ de type Ia (sondages limités à  $z \leq 1,7$ ), et conduire ainsi à une meilleure détermination des paramètres cosmologiques.

---

<sup>37</sup> Cependant, lorsqu'on la confronte aux observations de SWIFT qui a permis le suivi de la rémanence en rayons X d'un grand nombre de sursauts, la cassure achromatique de la courbe de lumière, telle qu'attendue dans le modèle géométrique des jets, ne semble pas si nette, au point que le phénomène de rémanence serait plus complexe qu'on ne le pense.

## 4.2 Projet SVOM

Dans cette section, je décris le projet SVOM dans lequel je suis impliqué en tant que responsable scientifique du centre scientifique français et qui est dédié à l'observation de sursauts gamma à l'aube de 2015.

### 4.2.1 Présentation générale

#### Contexte scientifique

Je mentionne ci-dessous les principales expériences spatiales en cours d'exploitation et capables de détecter des GRB dans le but de mieux situer le projet SVOM :

- SWIFT (NASA) : en opération depuis fin 2004 et pour quelques années encore, selon le financement accordé par le gouvernement américain. C'est indiscutablement « la manip sursaut » actuelle ! Sa stratégie d'observation met en œuvre un télescope gamma BAT (*Burst Alert Telescope*) qui permet de localiser à bord les GRB de façon suffisamment précise pour permettre à la plateforme d'être dépointée en direction de la boîte d'erreur gamma. Celle-ci peut alors être scrutée par des instruments petit champ ayant des capacités de localisation plus fine, le télescope XRT (*X-Ray Telescope*) et le télescope UVOT (*UV-Optical Telescope*). Les localisations de sursauts gamma sont alors fournies rapidement à la communauté sol qui peut entreprendre leur étude tant que l'émission rémanente reste accessible aux moyens sol. SWIFT détecte en moyenne un sursaut tous les 3 jours.
- INTEGRAL (ESA) : en opération depuis fin 2002 et au moins jusqu'à 2012 (voir la description des instruments donnée au §2.6.3). Même si cette mission est relativement bien armée pour transmettre rapidement les localisations de GRB grâce au système IBAS (*INTEGRAL Burst Alert System*) au rythme moyen d'une détection par mois, elle demeure principalement dédiée à l'observation de sources situées dans le plan galactique. La plupart des sursauts localisés par INTEGRAL se situent en direction des régions centrales de la Galaxie, rendant quasi impossible la recherche d'une contrepartie visible à cause des grandes quantités de poussières qui se trouvent sur la ligne de visée et qui sont opaques à la lumière visible, ce qui réduit considérablement les chances de déterminer leur distance.
- FERMI (NASA) : en opération depuis mi 2008, avec une durée de vie nominale de 5 ans et une probable extension à 10 ans. Cette mission, dédiée à l'étude du rayonnement gamma de haute énergie dans la gamme comprise entre 30 MeV et 300 GeV au moyen du télescope LAT (*Large Area Telescope*), emporte également à son bord le détecteur de

sursauts gamma GBM (*Glast Burst Monitor*) qui détecte des GRB au rythme moyen de un tous les 2 jours dans la gamme d'énergie qui s'étend de 8 keV à 40 MeV.

Avec un lancement prévu d'ici 2015, SVOM sera très probablement le seul instrument permettant de localiser de façon précise des GRB. Le réseau existant de télescopes robotiques sol permettra de raffiner ces localisations dans le domaine visible. SVOM devrait pouvoir bénéficier du développement de nouveaux instruments, notamment infrarouge, permettant de localiser des sursauts très lointains.

### **Objectifs scientifiques**

La mission SVOM s'inscrit bien sûr dans la lignée du regain d'intérêt actuel pour les sursauts gamma que j'ai évoqué plus haut, et aussi en tant que successeur de la mission SWIFT afin d'apporter des éléments de réponse aux questions qui subsistent. Les objectifs scientifiques de SVOM sont les suivants : permettre la détection de tous types de GRB et fournir rapidement leurs positions, mesurer le spectre de l'émission prompte et ses propriétés temporelles sur une large bande, du visible au MeV, identifier rapidement l'émission rémanente, y compris celle qui est fortement décalée vers le rouge ( $z > 6$ ), mesurer son spectre et son évolution dans la bande X et le visible.

La réalisation de ces objectifs permettra d'aborder de nombreux domaines comme : le phénomène GRB (diversité et universalité), les générateurs de GRB, la physique des GRB (accélération de particules, mécanismes de rayonnement), la cosmologie (galaxies hôtes, nuages intergalactiques, histoire de la formation stellaire, ré-ionisation, paramètres cosmologiques) et la physique fondamentale (origine des rayons cosmiques, invariance de Lorentz, sources d'ondes gravitationnelles). Du point de vue observationnel, les objectifs de SVOM seront atteints grâce à la synergie des moyens de détection embarqués dans l'espace avec ceux opérant au sol. Les objectifs scientifiques et les principales caractéristiques des instruments, y compris ceux opérant au sol, sont donnés dans les paragraphes qui suivent.

### **Instruments embarqués**

Une première étude de faisabilité (phase A) du projet de microsatellite ECLAIRs dédié à l'observation des sursauts a été menée avec le CNES en 2005. Des accords de coopération franco-chinoise ayant été conclus entre le président français Jacques Chirac et le président chinois Hu Jintao, le CNES a proposé que les éléments de détection du projet de microsatellite ECLAIRs soient montés à bord d'une plateforme de plus grande capacité dans le cadre d'une mission franco-chinoise baptisée SVOM (*Space-based multi-wavelength Variable Object Monitor*). La phase A de SVOM a démarré en mars 2007, et compte tenu de l'important travail d'harmonisation de la charge utile dans ce nouveau contexte franco-chinois impliquant la CNSA (*Chinese National Space Agency*) et la CAS (*Chinese Academy of Science*), le passage officiel en phase B devrait avoir lieu courant 2010. La Figure 4.10 donne un aperçu global de la charge utile embarquée à bord de SVOM.

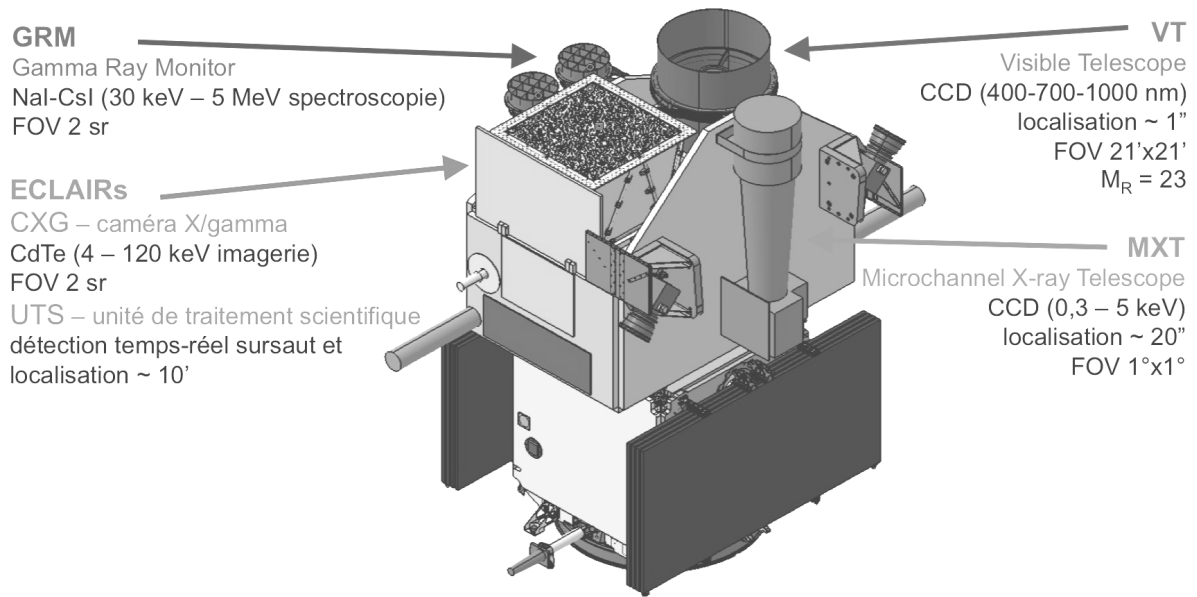


Figure 4.10 — Aperçu de la charge utile embarquée de la mission SVOM. Sur la partie gauche, on trouve les instruments à grand champ de vue : télescope français ECLAIRS (détection et localisation du sursaut), GRM (spectrométrie haute énergie), caméra chinoise GWAC (recherche de l'émission prompte dans le visible). Sur la partie droite, on retrouve les instruments à petit champ de vue nécessitant un dépointage de la plateforme en direction du candidat sursaut localisé par ECLAIRS : télescope français MXT (localisation fine et suivi en rayons X), télescope chinois VT (localisation fine et suivi dans le visible).

### Télescope ECLAIRS

L'instrument ECLAIRS<sup>38</sup> est composé d'un télescope grand champ à masque codé opérant dans la gamme d'énergie 4-250 keV (CXG) et d'une unité de traitement scientifique temps réel (UTS).

Le télescope CXG a de bonnes performances de localisation (boîte d'erreur de rayon ~10' avec un niveau de confiance de 90% pour les sources les plus faibles, et de quelques minutes d'arc pour les sources les plus brillantes) associées à un grand champ de vue (~2 sr), ce qui devrait lui permettre de détecter environ 70 sursauts/an. Cette estimation prend en compte le temps mort induit par les passages successifs dans la SAA et par l'occultation du champ de vue par la Terre (voir plus bas à propos de la stratégie d'observation). Le plan détecteur (DPIX), d'une surface géométrique totale de 1024 cm<sup>2</sup>, est constitué d'un assemblage de 80x80 pixels de CdTe de 4 mm de côté et 1 mm d'épaisseur. Les pixels de CdTe (développés par ACRO RAD au Japon) sont de type Schottky à contacts en platine et sont lus par une électronique bas bruit à base d'ASICS (circuit IDeF-X développé au CEA Saclay) qui permet d'abaisser le seuil de détection à 4 keV. Le blindage latéral situé entre le plan

<sup>38</sup> Consortium de laboratoires impliqués dans ECLAIRS sous maîtrise d'œuvre du CEA Saclay : CEA Saclay pour l'électronique de détection temps réel UTS et les ASICS de lecture du plan de détection ; CESR Toulouse pour la réalisation du plan de détection DPIX ; APC Paris pour la réalisation du masque codé.

détecteur et le masque codé est constitué d'une succession de feuilles d'aluminium, cuivre et plomb, permettant d'absorber les raies de fluorescence induites par les photons gamma.

Le boîtier électronique UTS est en charge d'analyser en temps réel le flot de données en provenance d'ECLAIRs afin de détecter et localiser les GRB. Deux types d'algorithmes de détection seront implémentés à bord, le premier basé sur la détection des excès de taux de comptage des détecteurs (*trigger* taux de comptage), le deuxième basé sur la détection des excès dans les images déconvoluées du motif de masque codé (*trigger* image). Le *trigger* image est plus adapté aux sursauts longs et faibles qui ne correspondent pas à de brusques augmentations des taux de comptage, alors que le *trigger* taux de comptage permet d'affiner la fenêtre temporelle autour d'un sursaut court afin de mieux le localiser.

#### Moniteur gamma GRM (Gamma-Ray Monitor)

Le moniteur GRM<sup>39</sup> est composé de deux unités de détection de type phoswich (NaI/CsI) de 280 cm<sup>2</sup> chacun lu par un photomultiplicateur. Chaque détecteur est entouré d'un scintillateur plastique qui, avec le CsI, permet d'anti coïncider les rayons cosmiques. Un collimateur est disposé à l'avant de chaque détecteur de façon à limiter le bruit de fond et ajuster le champ de vue à celui d'ECLAIRs. Le GRM n'a pas de capacité d'imagerie mais permet d'étendre la couverture spectrale haute énergie dans la gamme 30 keV-5 MeV. Ceci permettra une meilleure caractérisation du spectre de l'émission prompte sur une large gamme d'énergie s'étendant de 4 keV (seuil bas d'ECLAIRs) à 5 MeV (seuil haut de GRM) et donnera accès à une bonne mesure de l'énergie au pic ( $E_{PEAK}$ ), un paramètre important utilisé dans les modèles cosmologiques.

Le moniteur GRM est associé à un moniteur de particules chargées, GPM (*GRM Particle Monitor*), indispensable pour gérer les mises *On/Off* en entrée et sortie de la SAA. Les taux de comptage enregistrés par le GPM seront aussi utilisés pour établir le niveau de confiance de l'alerte émise par SVOM (voir §4.3.2).

#### Télescope MXT (Micro-channel X-ray Telescope)

Le télescope petit champ MXT<sup>40</sup> focalise les rayons X de la gamme 0,3 - 5 keV au moyen d'un concentrateur à micro-canaux, une sorte de lentille à incidence rasante dans les tubes micro-canaux juxtaposés. En détectant l'émission rémanente après dépointage automatique de la plateforme, le télescope MXT sera capable d'améliorer la localisation obtenue avec le télescope ECLAIRs à une précision meilleure que 20". Le champ de vue du MXT est d'environ un degré carré, ce qui est suffisant pour englober la boîte d'erreur fournie par ECLAIRs. Compte tenu de sa sensibilité (surface efficace de 50 cm<sup>2</sup> à 1 keV), le MXT devrait permettre de détecter environ 90% des sursauts SVOM

---

<sup>39</sup> Laboratoire impliqué dans le GRM : IHEP Pékin (Chine).

<sup>40</sup> Consortium de laboratoires impliqués dans le MXT sous maîtrise d'œuvre du CNES : CEA Saclay ; LAM Marseille ; CESR Toulouse ; Université de Leicester (Angleterre).

pour lesquels un dépointage de la plateforme aura été opéré automatiquement. La séquence d'observation des sursauts SVOM permettra au télescope MXT de fournir la courbe de lumière dans la gamme des rayons X de l'émission rémanente du sursaut (*afterglow*).

#### Télescope VT (Visible Telescope)

En détectant l'émission rémanente après dépointage automatique de la plateforme, le télescope petit champ VT<sup>41</sup> sera capable d'améliorer les localisations obtenues avec les télescopes ECLAIRS et MXT à une précision meilleure que 1". Le champ de vue du VT est de 21'×21', ce qui est suffisant pour englober la boîte d'erreur fournie par ECLAIRS. L'ouverture du télescope de 45 cm garantira une sensibilité limite à 5  $\sigma$  de  $M_R = 23$  dans une pose de 300 s. Cette sensibilité devrait garantir la détection de 70% des sursauts SVOM pour lesquels un dépointage de la plateforme aura été opéré automatiquement. L'émission rémanente des sursauts sera observée dans les deux bandes R (400 - 700 nm) et I (700 - 1000 nm) qui devraient permettre de distinguer les sursauts lointains en utilisant l'indicateur de décalage vers le rouge basé sur l'absorption Lyman- $\alpha$  (la frontière 650 nm correspondant à la longueur d'onde 1216 Å observée avec un *redshift* voisin de 4). De même que pour le MXT, la séquence d'observation des sursauts SVOM permettra au télescope VT de fournir la courbe de lumière dans la gamme visible de l'émission rémanente du sursaut.

### **Instruments sol**

#### Télescopes robotiques GFT (Ground Follow-up Telescopes)

Les télescopes robotiques sol de SVOM pointeront automatiquement leur champ de vue de 20-30' en direction du candidat sursaut défini par la boîte d'erreur contenue dans la première alerte sursaut (voir §4.2.2 à propos de la stratégie d'alerte). En cas de détection de l'émission rémanente, ils pourront confirmer la véracité de l'alerte donnée par ECLAIRS et raffiner la position du sursaut à 0,5" près. Comme tout télescope robotique, ils ne pourront observer les candidats sursaut seulement s'ils sont situés au-dessus de leur horizon, durant la nuit et bien sûr si les conditions météorologiques sont favorables. Dans le but d'atteindre une efficacité à 40%, les sites des télescopes robotiques seront séparés d'au moins 120° en longitude. Les deux sites envisagés aujourd'hui sont ceux de l'observatoire situé près de Pékin (télescope robotique chinois C-GFT<sup>42</sup>) et au Mexique (télescope robotique français F-GFT<sup>43</sup>). Comme ils font partie de la collaboration SVOM, ces deux télescopes pourront être sollicités pour investiguer des alertes peu fiables (faible rapport signal à bruit)

---

<sup>41</sup> Consortium de laboratoires impliqués dans le VT : NAOC Pékin (Chine) ; XIOPM Xian (Chine).

<sup>42</sup> Laboratoire impliqué dans le C-GFT : NAOC Pékin (Chine).

<sup>43</sup> Consortium de laboratoires impliqués dans le F-GFT : LATT Toulouse ; LAM Marseille ; OHP Saint-Michel-de-l'observatoire ; UNAM México (Mexique).

généérées par ECLAIRs, celles que l'on hésitera à distribuer à la communauté mondiale sans risque de se discréditer.

Les objectifs scientifiques des GFT incluent l'identification rapide et la caractérisation des sursauts intéressants (par exemple les plus lointains qui sont fortement décalés vers le rouge et dont l'émission visible est absorbée par la forêt Lyman- $\alpha$ , les sursauts sombres, ...) et la contribution au suivi multi longueur d'onde de 40% des sursauts SVOM de 30 s à  $10^4$  s après le début du sursaut.

#### Caméra grand champ GWAC (Ground-based Wide Angle Camera)

L'instrument sol GWAC<sup>44</sup> est constitué d'un assemblage de 128 caméras qui lui procurent un champ total d'environ 8 000 deg<sup>2</sup> et une sensibilité limite à  $5\sigma$  de  $M_V = 15$  dans une pose de 15 s en conditions de pleine lune. Il est destiné à observer l'émission visible de plus de 20% des sursauts SVOM, 5 minutes avant le début et 15 minutes après le début du sursaut. Pour ce faire, l'instrument sera pointé en permanence en direction du champ de vue pointé par ECLAIRs. La mise en mémoire tampon des données enregistrées par le GWAC permettra d'y rechercher un éventuel précurseur optique à l'émission gamma (GRB). De même que pour les télescopes robotiques GFT, le GWAC pourra confirmer la véracité de l'alerte donnée par ECLAIRs et raffiner la position du sursaut en cas de détection de l'émission rémanente.

#### **Aspects multi longueur d'onde**

Il est intéressant de noter que le suivi multi longueur d'onde des candidats sursaut sera assuré, à la fois depuis le sol et depuis l'espace, par plusieurs instruments de la même mission SVOM :

- Dans le visible, par le télescope VT (espace), le C-GFT (sol) et le GWAC (sol)
- Dans le visible et l'infrarouge proche, par le F-GFT (sol)
- Dans la gamme des rayons X, par le télescope MXT (espace)

L'observation rapide des sursauts par les télescopes sol devrait permettre d'investiguer la transition entre l'émission prompte (GRB) et rémanente (*afterglow*).

#### **Stratégie de pointage**

Le programme d'observation de SVOM est divisé en deux, un programme principal dédié à la *science sursaut* et un autre programme dédié à la *science hors sursaut*, c'est-à-dire à l'observation d'autres types de sources célestes qui seront pointées entre deux séquences d'observations d'un sursaut. En dépit de son caractère secondaire au regard du programme principal, le programme d'observation hors sursaut représente la majeure partie du temps d'observation, et donc aussi la plus grande partie des données acquises. Le programme science hors sursaut confère à SVOM un

---

<sup>44</sup> Laboratoire impliqué dans le GWAC : NAOC Pékin (Chine).

certain intérêt de la part d'une communauté scientifique étendue, autre que celle des sursauts gamma. Il ne s'agit pas d'un programme d'observation temps ouvert, mais somme toute accessible par l'intermédiaire d'un des Co-Is de SVOM.

#### Science sursaut

La stratégie de pointage de SVOM a été adaptée de façon à optimiser le retour scientifique de la mission, l'idée directrice étant qu'un « bon » sursaut est un sursaut dont on peut mesurer le décalage spectral afin d'en estimer sa distance. La stratégie de pointage adoptée consiste donc à privilégier l'observabilité des sursauts par les grands télescopes sol, et ce au détriment du nombre de sursauts qui seront détectés. Les sursauts n'étant observables depuis le sol que du côté nuit, c'est donc un pointage principalement anti solaire qui a été choisi (Figure 4.11).

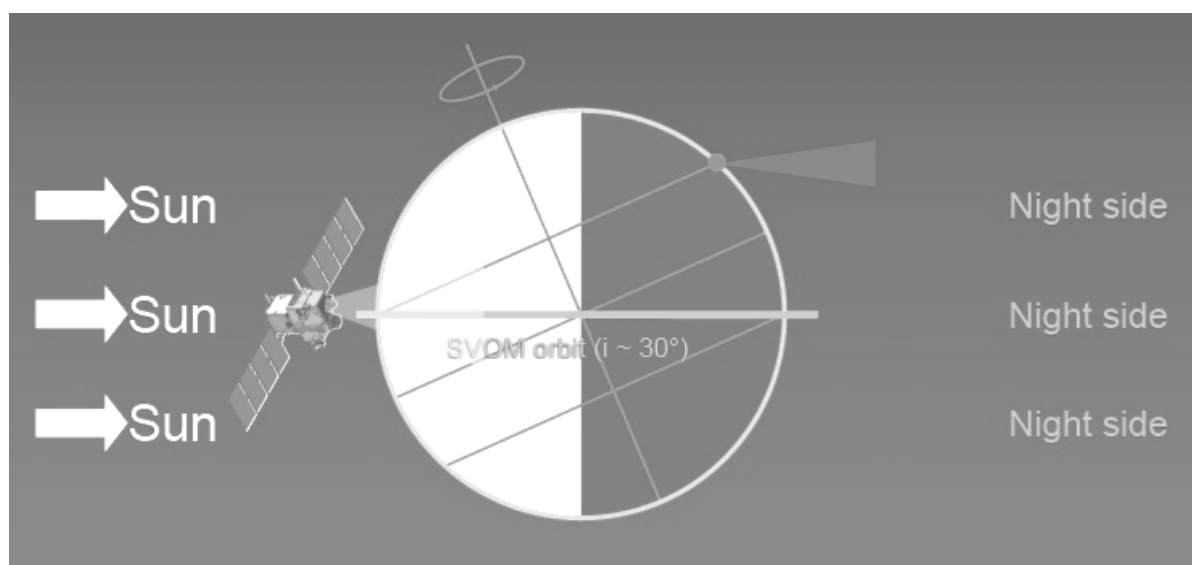


Figure 4.11 — Illustration de la stratégie de pointage anti solaire de SVOM. Les instruments demeurent pointés dans la direction opposée au Soleil, ce qui fait rentrer périodiquement la Terre dans le champ de vue mais permet en contrepartie de sélectionner des candidats sursaut immédiatement observables depuis le sol par les grands télescopes.

Afin d'optimiser la sensibilité d'ECLAIRS qui initie toute la chaîne d'observation en fournissant les déclenchements GRB et la localisation des candidats sursauts, il est nécessaire de limiter le bruit de fond instrumental en évitant que les sources X trop brillantes en génèrent trop de coups sur le détecteur. Les sources brillantes étant principalement localisées dans le plan galactique, il convient donc d'éviter que le champ de vue d'ECLAIRS ne l'intercepte, en particulier la source Sco X-1 très brillante en X. De surcroît, les régions centrales du plan galactique sont rendues opaques à la lumière visible à cause des grandes quantités de poussières qui se trouvent sur la ligne de visée, privant ainsi les grands télescopes sol d'identifier les candidats sursauts dans cette direction. Une loi de pointage de référence, dite loi B1, a donc été adoptée par le CNES pour répondre à ces impératifs scientifiques [Cordier, 2008]. En résumé, la loi B1 permet qu'une plus large proportion des candidats sursauts détectés par SVOM soit aussi observable par les grands observatoires situés au sol (Figure 4.12).



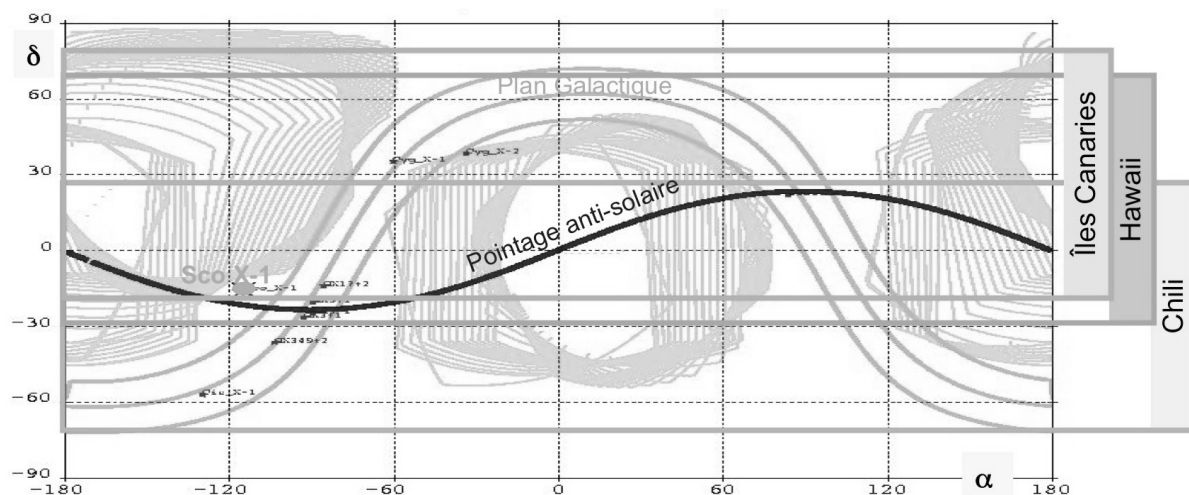


Figure 4.12 — Portions du ciel observé par SVOM reportées sur une carte en coordonnées célestes (ascension droite  $\alpha$  et déclinaison  $\delta$ ). Les sources accessibles par trois sites majeurs de grands observatoires sol (Chili, Hawaï et îles Canaries) sont délimitées par des rectangles bornés en déclinaison ( $\delta$ ). Les champs de vue pointés par ECLAIRs (rectangles) sont choisis pour minimiser le bruit de fond instrumental en maintenant hors du champ les sources brillantes (Sco X-1 et plan galactique), tout en privilégiant les régions qui ne sont pas opaques dans le visible (hors plan galactique), ceci afin de favoriser l'identification des sursauts. La simulation montre que 73% du champ de vue d'ECLAIRs est immédiatement observable par l'un des 3 sites majeurs cités ci-dessus, et par tous ces sites en moins de 12 heures.

En raison de la plateforme choisie dans le cadre de la collaboration franco-chinoise, SVOM devra évoluer sur une orbite basse entre 600 et 650 km d'altitude. Cette configuration, combinée à la stratégie de pointage anti solaire, fait que la Terre se présente dans le champ de vue d'ECLAIRs pendant une fraction significative du temps. Grossièrement, on peut dire que la Terre sera totalement hors champ de vue pendant un tiers de l'orbite (soit environ 30 min), occultera une partie du champ de vue pendant un autre tiers et l'occultera complètement pendant le dernier tiers. Si l'occultation totale du champ de vue par la Terre représente une perte sèche en termes de détection de GRB, il n'en va pas de même pendant le tiers du temps pendant lequel la Terre n'occulte qu'une partie du champ de vue. En effet, l'occultation partielle par la Terre permet de diminuer significativement la composante du bruit de fond instrumental provenant du fond diffus X, rendant l'instrument plus sensible dans cette portion du champ de vue nominal.

#### Science hors sursaut

Il est clair que la stratégie d'évitement du plan galactique se fait au détriment de la science hors sursauts dans la mesure où les sources binaires X sont majoritairement localisées dans cette région du ciel. Néanmoins, à l'occasion des dépointages de la plateforme en direction du candidat sursaut détecté et localisé par ECLAIRs, le champ de vue des instruments haute énergie à grand champ (ECLAIRs et GRM) interceptera le plan galactique, permettant ainsi l'observation temporaire de certaines binaires X durant la séquence d'observation des candidats sursauts. Par ailleurs, dans les régions du ciel pointées par SVOM conformément à la loi B1 (évitement du plan galactique), il reste

néanmoins des noyaux actifs de galaxie et des sources variables représentant un intérêt pour les télescopes petit champ (MXT et VT). On peut également inclure dans la science hors sursaut l'étude du fond diffus X qui sera régulièrement occulté par les passages Terre, ainsi que l'observation de quelques sursauts d'origine atmosphérique (voir plus loin au §4.3.2-Bouffées de photons gamma).

## Segment sol

### Réseau d'alerte VHF

La synergie des moyens de détection embarqués dans l'espace avec ceux opérant au sol nécessite un lien descendant quasi temps réel du bord (plateforme SVOM) vers le sol (centre de traitement de données). Le réseau d'alerte VHF, sous responsabilité CNES, consiste en un ensemble de stations de réception au sol capables de recevoir en permanence les alertes envoyées par la plateforme consécutivement à la détection d'un GRB par ECLAIRs. Ce concept de lien temps réel a été repris de la mission HETE-2. Les alertes émises par SVOM contiendront d'abord des informations sur le déclenchement sursaut (date, position, type de déclenchement, etc.), puis d'autres indicateurs sur le candidat sursaut (courbe de lumière, spectre, image, etc.). Les alertes convergeront via internet vers le centre de mission scientifique situé au CEA Saclay, en charge de les formater et de les vérifier, avant de les distribuer à la communauté scientifique internationale, toujours via internet (voir §4.2.2-Définition de la stratégie de diffusion de l'alerte pour plus de détails). Etant donné que la boîte d'erreur d'ECLAIRs doit parvenir aux télescopes robotiques dans les toutes premières minutes suivant la détection du GRB, le satellite doit être en visibilité quasi permanente d'au moins une station sol. Compte tenu de l'altitude du satellite (600 - 650 km) et de son orbite inclinée à 30° par rapport à l'équateur, le réseau d'alerte VHF est constitué d'une quarantaine de stations distribuées tout autour du globe et réparties entre +30° et -30° de latitude (Figure 4.13).

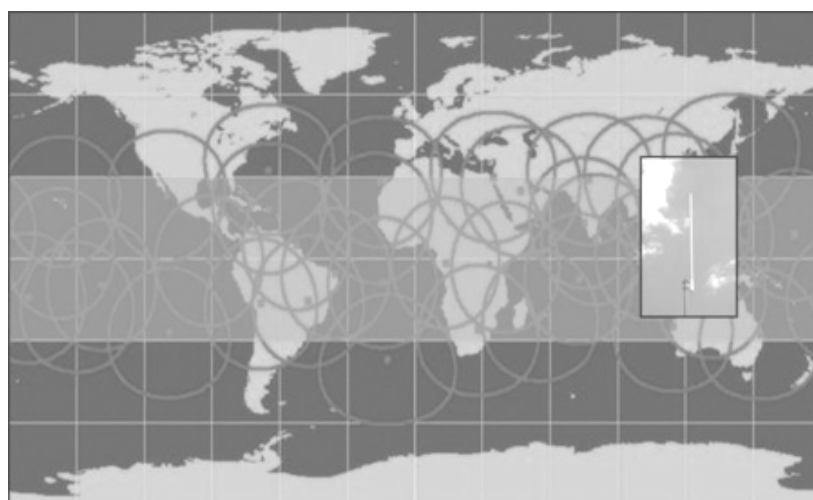


Figure 4.13 — Réseau d'alerte VHF destiné à retransmettre vers le centre de mission scientifique en temps quasi réel les alertes consécutivement à la détection d'un GRB par ECLAIRs. Les cercles correspondent aux zones de visibilité du satellite depuis une station individuelle ; le rectangle grisé délimite la trace au sol du satellite évoluant sur son orbite inclinée à 30° ; le cartouche contient la photographie d'une antenne VHF du réseau d'alerte de la mission HETE-2.

Architecture globale

Le segment sol de SVOM (Figure 4.14) est composé de différentes entités qui font apparaître le partage des responsabilités tel qu’il a été établi dans le cadre des accords franco-chinois :

- Le centre de contrôle, à responsabilité partagée entre la France et la Chine, la partie chinoise étant en charge des opérations de routine et la partie française étant en charge des opérations lors de la mise en orbite, ainsi que de la reprise en main du satellite après passage en mode survie.
- Le centre scientifique français (FSC), en charge des instruments français (ECLAIRs, MXT et F-GFT), de la collection des données d’alertes VHF et de la coordination française du plan d’observation de SVOM.
- Le centre scientifique chinois (CSC), en charge des instruments chinois (GRM, VT, C-GFT et GWAC) et de la coordination chinoise du plan d’observation de SVOM.
- Le centre de mission, sous responsabilité chinoise, en charge de la collection des données en bande S (programmation et suivi technologique des instruments) et X (données scientifiques), et de la coordination globale du plan d’observation de SVOM.

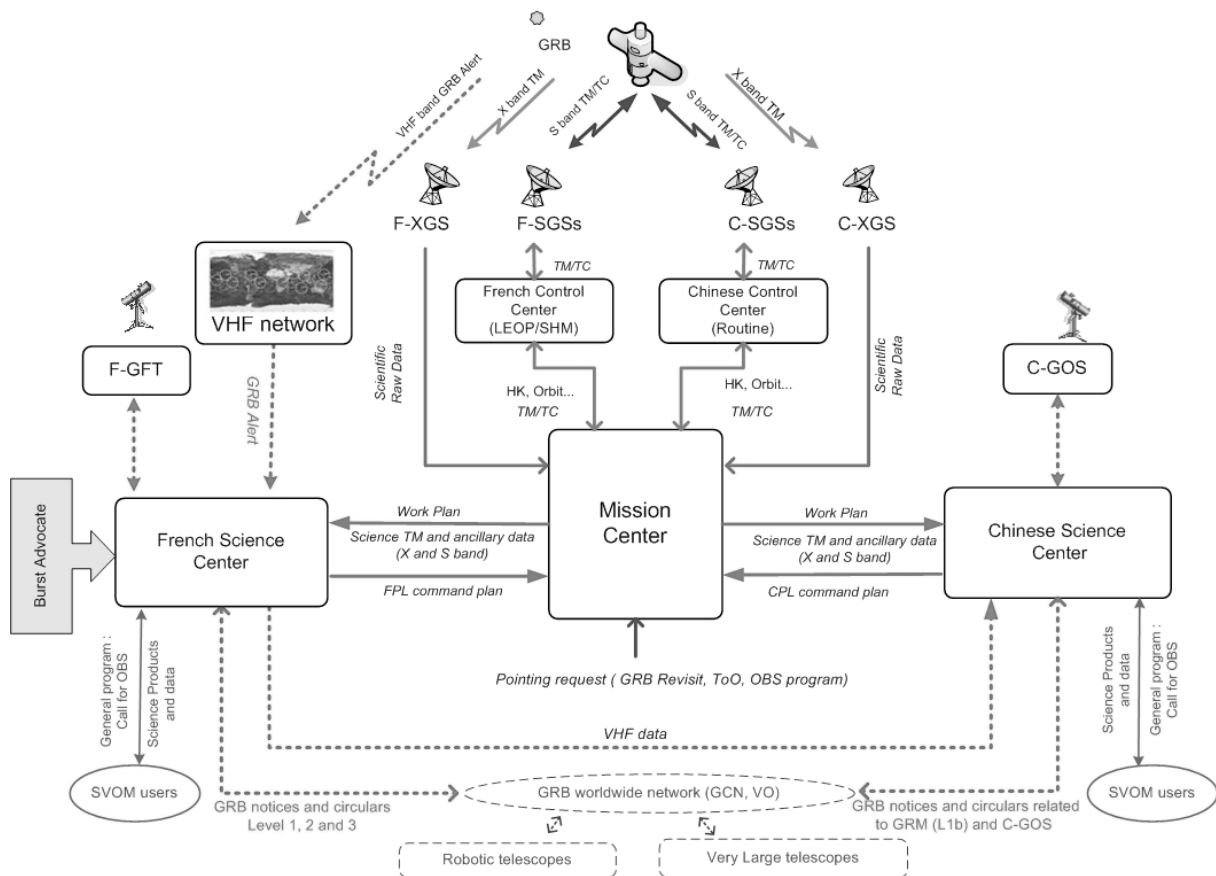


Figure 4.14 — Architecture globale su segment sol franco-chinois de SVOM faisant apparaître le rôle central du FSC (à gauche) vis à vis du traitement temps réel de l’alerte issue de tous les instruments embarqués.

La Figure 4.14 illustre l'architecture globale du segment sol de SVOM. On notera en particulier le rôle central que joue le FSC vis à vis de la distribution de l'alerte dans la mesure où il est le point de convergence des données qui transitent via le réseau d'alerte VHF. C'est en effet au FSC que s'effectuera le traitement temps réel des données d'alerte de tous les instruments embarqués (français et chinois) avant d'être diffusées à la communauté internationale.

### Résumé des principaux atouts

Je liste ci-après les principaux atouts de SVOM vis à vis des expériences, passées ou en cours d'exploitation, et dédiées aux sursauts gamma :

- Détection de sursauts lointains : en dépit de sa surface de détection plus faible que celles des expériences en cours d'exploitation (INTEGRAL et SWIFT), le télescope ECLAIRs sera plus sensible vis à vis des GRB à spectre mou, c'est-à-dire potentiellement les sursauts les plus lointains. Ce surcroît de sensibilité est obtenu grâce au seuil bas à 4 keV (Figure 4.15).
- Mesure des caractéristiques spectrales des sursauts : le paramètre  $E_{\text{PEAK}}$  sera mieux mesuré grâce à la large gamme d'énergie (4 keV - 5 MeV) couverte par l'ensemble des instruments ECLAIRs et GRM (Figure 4.22), alors que la gamme d'énergie de SWIFT/BAT est limitée à la bande 15 - 150 keV, ce qui ne conduit pas à une bonne détermination de  $E_{\text{PEAK}}$  (ajustement spectral moins bien contraint).
- Mesure des distances des sursauts : l'accès à la mesure des distances au moyen des grands télescopes sol est optimisé de par la stratégie de pointage novatrice de SVOM.
- Suivi rapide des sursauts : la complémentarité des observations sol (soumises aux contraintes jour/nuit et météorologiques mais offrant des capacités d'observations très variées, notamment en infrarouge) et des observations depuis l'espace (soumises aux contraintes de dépointage de la plateforme mais pas aux aléas météorologiques) permettra d'assurer un suivi optimum des sursauts.

En conclusion, je dirais que SVOM est un projet très ambitieux dont les objectifs ne sont pas forcément très faciles à atteindre, ni dans le domaine technique, comme par exemple l'obtention du seuil bas à 4 keV, ni à mettre en musique, notamment en ce qui concerne la coordination en temps réel des moyens d'observation sol et espace impliqués dans la distribution des alertes à l'ensemble de la communauté mondiale. Néanmoins, SVOM se présente déjà comme le digne successeur de « la manip sursaut » actuelle, à savoir SWIFT.

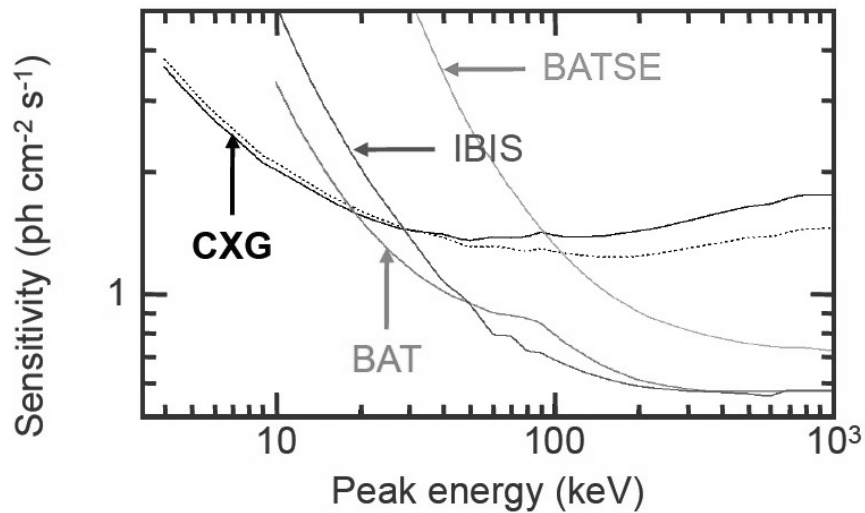


Figure 4.15 — Sensibilité de la CXG du télescope ECLAIRs comparée à celle des expériences anciennes (CGRO/BATSE) ou contemporaines (INTEGRAL/IBIS et SWIFT/BAT). Les sensibilités sont calculées à  $5,5\sigma$  pour un spectre standard ( $\alpha = -1$  et  $\beta = -3$ , [Band, 1993]) et représentées en fonction de l'énergie au pic ( $E_{\text{PEAK}}$  du GRB).

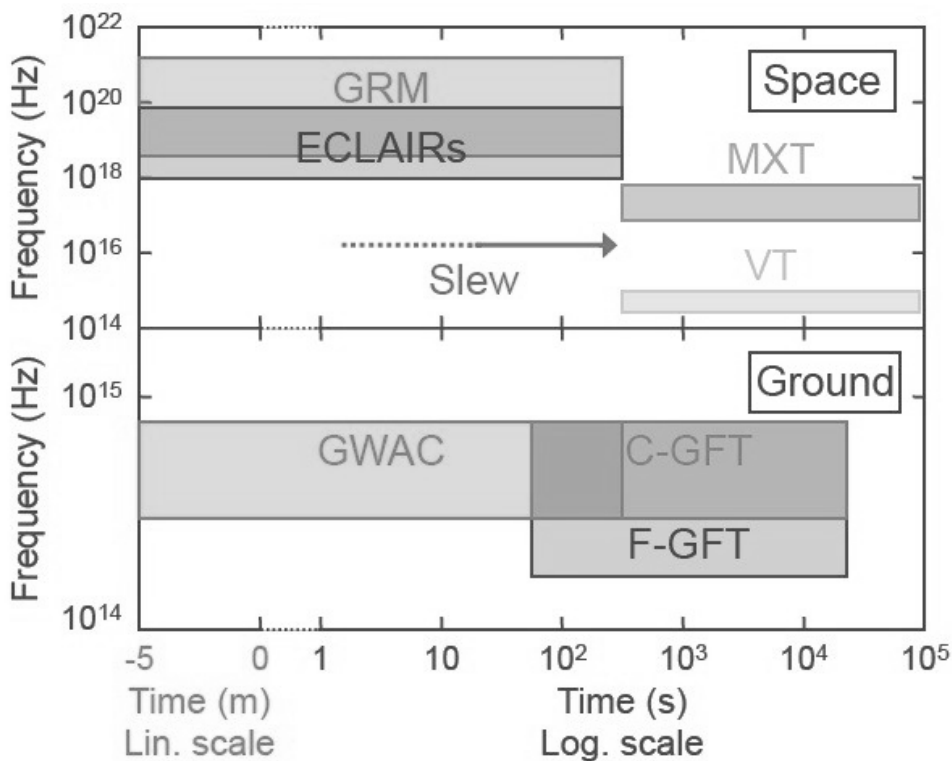


Figure 4.16 — Couverture multi longueurs d'onde de SVOM et délai d'observation après détection du candidat sursaut. Ce diagramme est divisé en deux parties, une pour les instruments embarqués (en haut), une autre pour les instruments sol (en bas). On notera le recouvrement spectral entre ECLAIRs et GRM qui permettra une bonne mesure du spectre sur une large gamme d'énergie, et la contrainte du délai après TO d'observation avec les télescopes petit champ MXT et VT qui nécessitent un temps de stabilisation de la plateforme après dépointage. On notera aussi la gamme de longueur d'onde plus étendue pour le télescope robotique français F-GFT en raison de ses capacités de détection en infrarouge. Les instruments grand champ ECLAIRs, GRM et GWAC peuvent fournir des informations jusqu'à 5 minutes avant le début du sursaut grâce à leur capacité de stockage des données.

## 4.2.2 Contributions personnelles

Dans le cadre du projet SVOM, j'interviens principalement à deux niveaux :

- i. Au niveau franco-chinois, en tant que **membre du JSC** (*Joint Science Committee*) et **Co-I de la mission SVOM**, ceci au titre de responsable scientifique du centre de mission français FSC, ce qui m'a conduit notamment à définir la stratégie de diffusion de l'alerte.
- ii. Au niveau franco-français, en tant que **Co-I du télescope ECLAIRs**, ce qui m'amène à intervenir en tant qu'expert en effet des radiations spatiales, en particulier pour optimiser le profil mission et définir le filtrage des alertes.

Les deux premières contributions (responsable scientifique FSC et définition de la stratégie d'alerte) sont décrites dans les paragraphes ci-dessous, alors que les deux dernières contributions, en rapport direct avec le thème de ce mémoire (optimisation du profil mission et du filtrage des alertes ECLAIRs), sont décrites dans la section suivante (§4.3).

### Responsable scientifique du FSC

#### Définition des besoins scientifiques

En tant que responsable scientifique du FSC, je suis chargé de définir les besoins scientifiques que le FSC doit satisfaire, le résultat de ce travail étant consigné dans un ensemble de documents de spécifications scientifiques :

1. Le document « *FSC general requirements* » qui introduit l'architecture fonctionnelle du FSC, décrit les besoins organisationnels dans le cadre du segment sol global franco-chinois, ainsi que les besoins des utilisateurs impliqués dans les opérations, les programmes d'observation et les calibrations.
2. Le document « *Requirements for the burst advocate* » qui jette les bases de l'organisation franco-chinoise vis à vis des avocats du sursaut, un concept repris de la mission SWIFT et qui sera décrit plus bas à propos de la stratégie d'alerte. Pour ce document, je collabore avec Diego Götz (CEA), responsable du système IBAS pour les sursauts d'INTEGRAL.
3. Le document « *Requirements for scientific products of the core program* » qui décrit les produits scientifiques qui devront être mis à disposition de la communauté scientifique qui s'intéresse aux sursauts gamma, les modes et les délais de mise à disposition (alertes, site Web), les outils interactifs d'accès aux données et aux produits, le statut des différents produits scientifiques (privé ou public). Pour ce document, je collabore avec Frédéric Daigne (IAP).

4. Le document « *Requirements for scientific products of the general program* », l'analogue du précédent mais dédié à la science hors sursaut. Pour ce document, je collabore avec Jérôme Rodriguez (CEA).
5. Le document « *Requirements for data analysis software and data management* » qui décrit l'implémentation et les performances du système d'analyse des données qui sera utilisé pour générer les produits scientifiques (science sursaut et hors sursaut), la gestion de la base de données SVOM, et la répartition des responsabilités entre les différents instituts français et chinois.

Ces documents ont été approuvés par l'ensemble de la collaboration SVOM et feront l'objet d'une mise à jour dans le cadre de la phase B.

#### Organisation franco-française

En tant que responsable scientifique du FSC, j'assure aussi les relations institutionnelles et scientifiques avec la collaboration française, l'animation du groupe impliqué dans le système sol (simulations, préparation de l'analyse des données, publications, communication, etc.) ainsi que la recherche de financement. Avec l'aide de Jean-Paul Le Fèvre (chef de projet du FSC au CEA) et de mes collègues du CNES, j'ai proposé que le FSC soit découpé en quatre entités permettant de répondre aux besoins scientifiques, tout en optimisant le regroupement des divers corps de métiers impliqués dans les différents instituts :

- L'ASM (*Alert and Science Management*) sous responsabilité CEA, et impliquant aussi le CESR (Toulouse), l'IAP (Paris), le LAM (Marseille), le LATT (Toulouse).
- L'EIC (*ECLAIRs Instrument Center*) sous responsabilité CEA, et impliquant aussi le CESR (Toulouse).
- Son homologue MIC (*MXT Instrument Center*) sous responsabilité CESR (Toulouse), et impliquant aussi le CEA et l'Université de Leicester (Angleterre).
- Le PM (*Payload Management*) sous responsabilité CNES (Toulouse).

Cette organisation (Figure 4.17) a été présentée en décembre 2009 devant le groupe de revue du CNES en charge d'autoriser le passage en phase B du projet. Cette revue s'est déroulée avec succès et nous attendons donc la signature formelle des autorités françaises et chinoises pour passer en phase B dans le courant de l'année 2010.

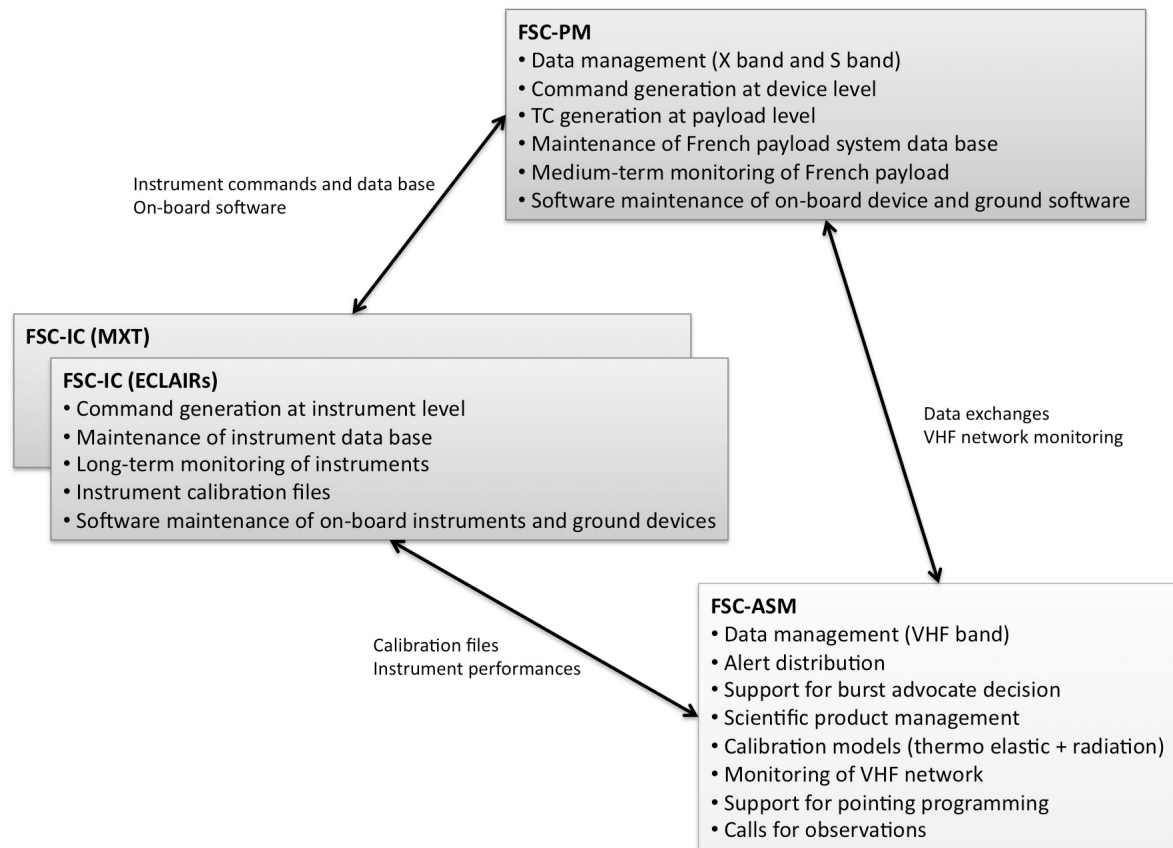


Figure 4.17 — Décomposition du FSC en quatre entités: l'ASM (*Alert and Science Management*) en charge du travail à caractère scientifique, les deux IC (*Instrument Center*) en charge du travail à caractère technique sur les instruments ECLAIRS et MXT, le PM (*Payload Management*) en charge du travail de programmation et de surveillance de la charge utile française. Le PM est en charge de la programmation et de la surveillance de la charge utile française, en s'appuyant bien sûr sur les compétences regroupées dans les deux centres EIC et MXT. Ces derniers sont aussi en charge du travail technique sur les instruments ECLAIRS et MXT (génération de commandes, optimisation des performances et étalonnages). Le cœur des tâches scientifiques s'effectue à l'ASM, en particulier celles liées au traitement de l'alerte sursaut, la génération des produits scientifiques et leur mise à disposition, la gestion du site Web dédié à SVOM, ainsi que la gestion des appels à observations pour le programme scientifique hors sursauts.

### Définition de la stratégie de diffusion de l'alerte

En collaboration avec le PI français de SVOM (Jacques Paul), le *mission scientist* français (Jean-Luc Attéia), l'*instrument PI* ECLAIRS (Bertrand Cordier), et leurs homologues chinois, j'ai défini la stratégie de diffusion de l'alerte sursaut à destination de la communauté internationale. Il s'agit là encore d'un travail de spécification scientifique que je décline ci-dessous en deux points principaux : la spécification de la chaîne de traitement temps réel des alertes, incluant les aspects bord (message envoyés par le satellite) et sol (traitement des messages d'alerte au FSC), et la spécification des performances du réseau d'alerte VHF.



### Spécification de la chaîne de traitement temps réel des alertes

Je décris ici la stratégie de distribution de l'alerte de SVOM, le résultat de ce travail étant consigné dans le document mission « *SVOM alert distribution strategy* » approuvé au niveau franco-chinois. Afin de mener ce travail à terme, j'ai collaboré avec de nombreuses personnes impliquées dans le projet SVOM bien sûr, mais aussi dans les expériences récentes comme HETE-2 ou en cours d'exploitation comme SWIFT. La stratégie adoptée est résumée en trois figures qui correspondent aux trois cas possibles, celui où la plateforme n'effectue pas de dépointage automatique en direction d'un candidat sursaut en raison d'un niveau de détection trop faible ou de contraintes plateforme non respectées (Figure 4.18), celui où le dépointage automatique peut être effectué (Figure 4.19), et le dernier cas correspondant à un candidat sursaut non localisé par ECLAIRs mais détecté seulement par le GRM (Figure 4.20). La nomenclature commune à ces figures est résumée ci-dessous :

- La date de détection des candidats sursaut est notée  $T_0$  et les délais de distribution sont exprimés (ordre de grandeur) en référence à  $T_0$ .
- Deux types d'alertes sont émises par le FSC-ASM : les notices (abréviation N) qui contiennent les informations clef concernant un candidat sursaut (date, localisation, durée, paramètres spectraux, etc.) pouvant déclencher des observations en mode automatique par les télescopes robotiques ; les circulaires (abréviation C) qui correspondent à des comptes-rendus résumant les résultats d'observations du candidat sursaut et intelligibles uniquement par les humains.
- Les notices ou circulaires émises par le FSC-ASM à destination de la communauté internationale sont classés en trois niveaux. Le niveau 1 correspond à des résultats de traitements de données effectués à bord ; il s'agit donc de résultats scientifiques qu'il appartient au FSC-ASM de diffuser après mise en forme et filtrage. Le niveau 2 correspond à un sous-ensemble de données (courbe de lumière, spectre, image, etc.) qui sont analysées au sol par le FSC-ASM et qui contiennent des informations complémentaires sur le candidat sursaut, les données pouvant provenir des instruments embarqués ou des télescopes robotiques. Le niveau 3 correspond aux paramètres définitifs du candidat sursaut déterminés après traitement du jeu complet de données parvenues via la bande X et non plus le réseau VHF. Ainsi, l'abréviation N1 correspond à une notice de niveau 1 et l'abréviation C3 correspond à une circulaire de niveau 3.
- On distingue deux types d'analyses, l'analyse automatique effectuée par des logiciels qui ne demandent pas d'intervention humaine et l'analyse interactive qui fait appel à un *burst advocate*. Le concept d'avocat du sursaut a été repris de la mission SWIFT. Il s'agit d'un scientifique en charge de superviser l'analyse des données concernant un candidat sursaut donné, aussitôt que la première alerte tombe et jusqu'à ce que la phase d'alerte soit considérée comme terminée, un autre avocat étant affecté à l'analyse des données concernant le candidat sursaut suivant.

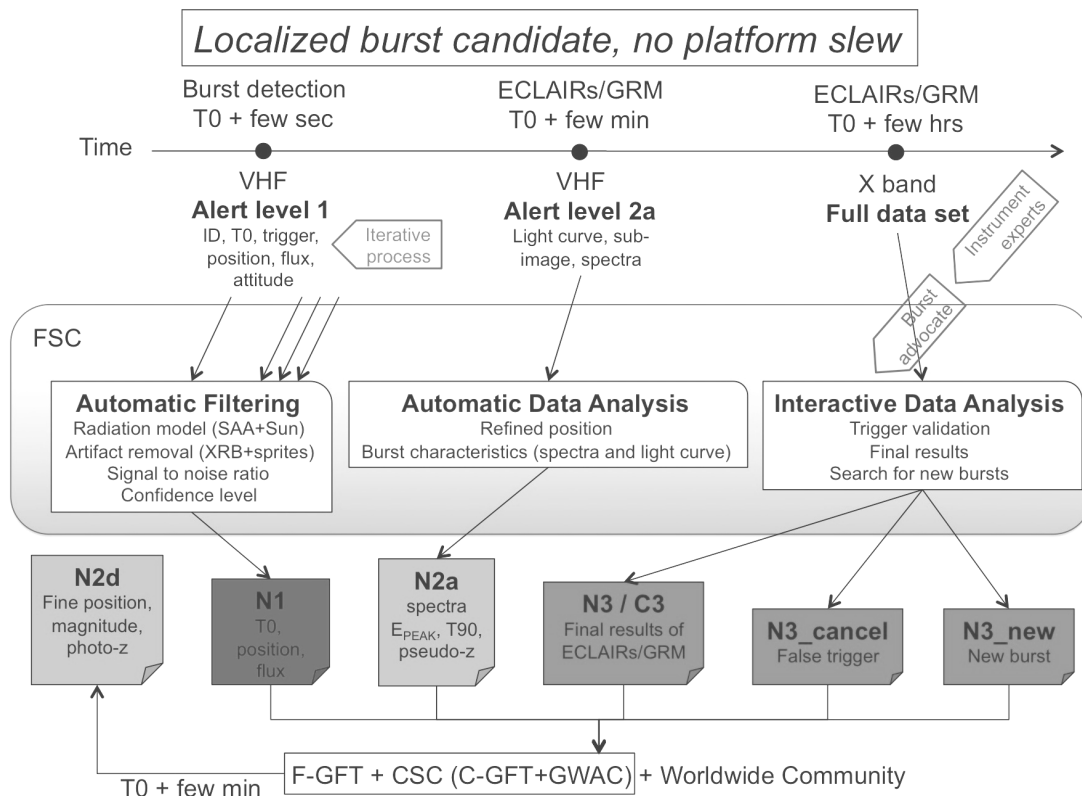


Figure 4.18 — Alertes émises en l'absence de dépointage automatique de SVOM. L'alerte de niveau 1 est émise par ECLAIRS ayant localisé un candidat sursaut, elle contient la date de l'événement, le type de déclenchement, la localisation et une première estimation du flux. Avant diffusion à la communauté internationale sous la forme d'un notice de niveau 1, cette alerte doit faire l'objet d'un filtrage automatique afin de ne pas diffuser les alertes à trop faible niveau de rapport signal à bruit, celles probablement induites par la dynamique de l'environnement spatial (SAA et éruption solaire), celles correspondant potentiellement à une phase éruptive de source binaire X ou à un flash gamma atmosphérique (voir §4.3.2). Un niveau de confiance sera établi et attaché à chaque notice. Le processus d'analyse de données à bord étant continu (par exemple raffinement de la précision de localisation au fur et à mesure que davantage de photons sont enregistrés), l'émission d'alertes de niveau 1 par le bord, et par voie de conséquence l'émission de notices de niveau 1 depuis le FSC, sont des processus itératifs. Les premiers clients de ces notices sont les télescopes robotiques au sol, entre autres les GFT et le GWAC, pouvant raffiner la position du candidat sursaut telle que déterminée par ECLAIRS. Leurs résultats d'observation à  $T_0 + 3$  min sont intégrés par le centre français (FSC) pour le F-GFT et par le centre chinois (CSC) pour les C-GFT et GWAC, qui envoient alors une notice de niveau 2 (N2d) contenant la position raffinée, la magnitude et le *redshift* photométrique du sursaut. Entre temps, un sous-ensemble des données des instruments ECLAIRS et GRM transite par le réseau VHF et est analysé automatiquement par le FSC, afin d'établir par exemple la courbe de lumière et le spectre large bande (ECLAIRS+GRM). Ces résultats sont distribués à la communauté internationale par le biais d'une notice de niveau 2 (N2a). Plus tard, dans un laps de temps qui peut varier de 0 à 12 h, le FSC reçoit l'ensemble des données du candidat sursaut par le biais de la bande X. Celles-ci sont analysées de façon interactive par l'avocat du sursaut (éventuellement assisté d'un ou plusieurs experts rattachés aux instruments) en charge de valider la véracité du déclenchement bord et de livrer les résultats finaux d'analyse via une circulaire de niveau 3 (C3). En cas de fausse alerte, il émet une notice de niveau 3 (N3 cancel) afin d'annuler les alertes précédentes. L'analyse du jeu complet de données pouvant aussi révéler un sursaut qui n'aurait pas été détecté par l'analyse automatique de bord, l'avocat du sursaut peut aussi émettre une notice de niveau 3 (N3 new) dans le but de communiquer cette détection à la communauté scientifique, même si cela peut survenir plusieurs heures après  $T_0$ .

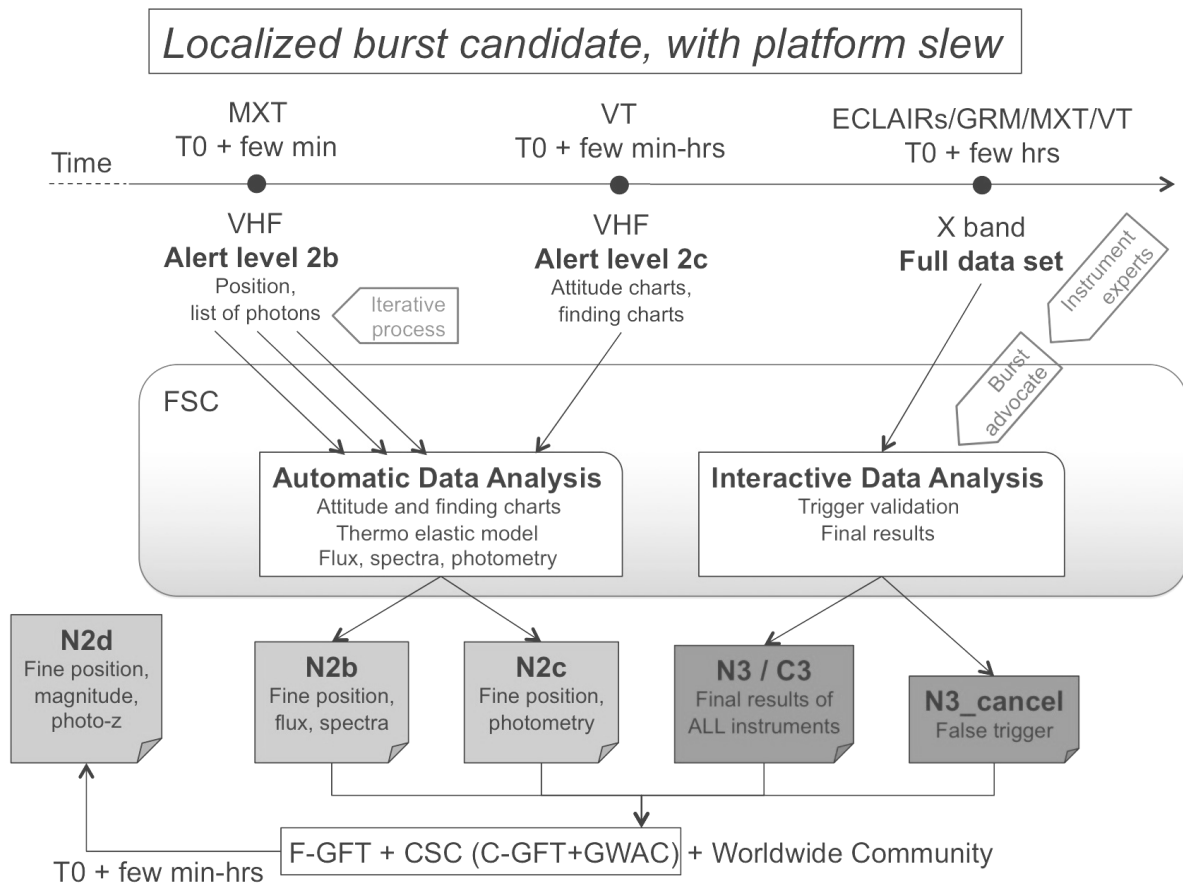


Figure 4.19 — Complément d’alertes émises suite à un dépointage automatique de SVOM. Si le candidat sursaut a été localisé à bord avec un rapport signal à bruit suffisant, et si le dépointage de la plateforme a été autorisé par l’ordinateur de bord, les instruments petit champ (MXT et VT) peuvent observer la portion de ciel contenue dans la boîte d’erreur ECLAIRs au bout des quelques minutes nécessaires à la stabilisation de la plateforme. Les images enregistrées par les instruments petit champ sont alors traitées automatiquement à bord afin de déterminer la position du candidat sursaut. Les résultats des traitements de bord font l’objet de nouvelles notices de niveau 2 (N2b pour le MXT et N2c pour le VT) contenant les positions fines déterminées par ces deux instruments, celles-ci étant exploitables par les grands télescopes au sol. À noter que les notices du MXT sont émises un peu plus tôt que celles du VT car ce dernier nécessite une meilleure stabilisation de la plateforme après dépointage. Des sous-images enregistrées par le MXT et le VT sont descendues au sol via le réseau d’alerte VHF. Le FSC-ASM devra raffiner au sol les traitements effectués à bord en prenant en compte les déformées thermo élastiques de la plateforme qui sont induites par le changement d’éclairement du Soleil. La suite de la séquence d’alerte est la même que celle de la figure précédente, à ceci près que les circulaires de niveau 3 (C3) et que le diagnostic final sur la véracité de l’alerte sursaut (N3 cancel) pourront intégrer les résultats d’observation par tous les instruments de SVOM, et non plus seulement ECLAIRs et GRM. L’avocat du sursaut sera grandement aidé pour la validation du déclenchement de bord s’il s’avère qu’une contrepartie est détectée par le MXT et/ou le VT, cette détection étant complémentaire de celles accessibles par les télescopes robotiques sol. À ce stade, l’avocat du sursaut devra décider de la stratégie de suivi du sursaut en utilisant les instruments embarqués à bord de SVOM. Une séquence d’observation est préprogrammée jusqu’à l’orbite 7 (soit environ 10 heures après T0). Après analyse des résultats d’observation par le MXT et le VT, l’avocat du sursaut devra décider si l’émission rémanente mérite d’être observée pendant quelques orbites supplémentaires afin d’échantillonner la courbe de lumière au-delà de 10 h, et envoyer le cas échéant des requêtes au centre de mission chinois.

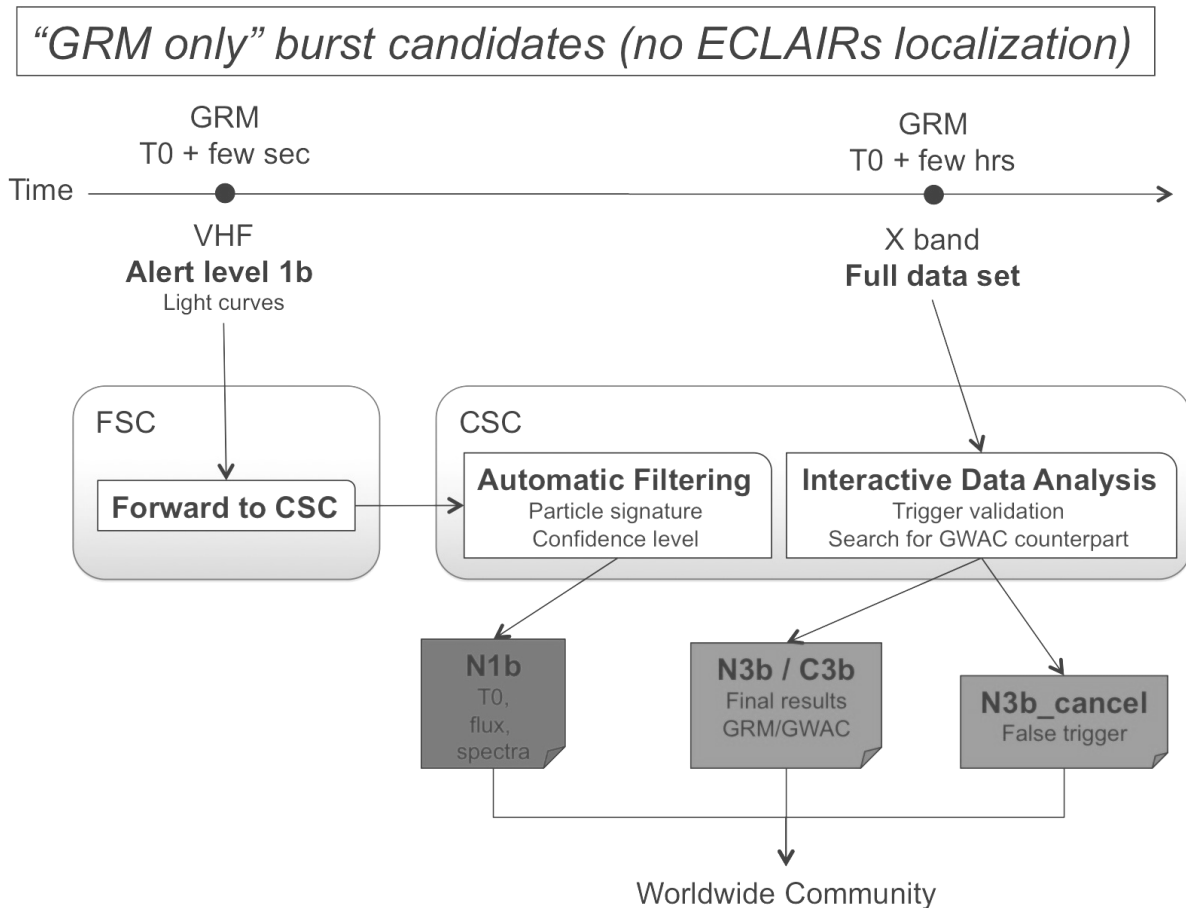


Figure 4.20 — Alertes émises dans le cas d’un déclenchement sursaut non localisé par ECLAIRs. Si le candidat sursaut est détecté uniquement par le GRM qui n’a pas de capacités d’imagerie, aucune boîte d’erreur ne peut être transmise à la communauté. Néanmoins, la courbe de lumière enregistrée par le GRM est descendue via le réseau VHF au FSC qui la transmet au centre chinois CSC, pour analyse fine par un scientifique chinois et diffusion éventuelle d’une notice de niveau 1 (N1b). On peut en effet s’attendre à ce que certains sursauts, en particulier ceux à haute énergie, soient détectés par le GRM mais non localisables par ECLAIRs. Les données GRM seront en particulier utilisées pour rechercher au sol une éventuelle détection à T0 d’une contrepartie visible par l’instrument sol GWAC qui pointe en permanence en direction du champ de vue visé par ECLAIRs, et une circulaire de niveau 3 (C3b) sera diffusée le cas échéant.

En ce qui concerne le mode de diffusion des alertes à la communauté, on peut envisager de se reposer sur le réseau existant GCN (*Gamma-ray burst Coordinates Network*) géré par la NASA. Ce réseau alimente actuellement les télescopes robotiques du monde entier en paquets formatés d’informations qui leur permettent de réagir automatiquement aux différentes alertes issues des missions spatiales. Les alertes sont diffusées par internet à tous les clients abonnés à ce réseau. On peut néanmoins s’inquiéter de la pérennité d’un tel système financé par les Américains, en particulier lorsque la mission SWIFT ne sera plus en opération. C’est pourquoi j’ai proposé que SVOM se repose aussi sur un autre système de distribution, le système dit *VO Event* (*VO* pour *Virtual Observatory*), en notant bien que ce système n’exclut pas le précédent dans la mesure où on peut s’abonner aux deux. L’avantage du réseau *VO Event*, qui est plus moderne, est d’offrir la possibilité de réaliser des traitements automatiques sur toutes les alertes reçues, pas seulement celles

destinées aux opérations automatisées des télescopes robotiques, mais aussi celles destinées aux avocats du sursaut. Compte tenu des temps d'acheminement des données via le réseau VHF dont le débit utile est relativement faible (environ 400 bits/s), les délais pour analyser les données au FSC-ASM sont contraignants. Il s'agit donc de mettre en place à la fois des traitements automatiques temps réel et des traitements de type interactifs. Les logiciels mis en place doivent pouvoir être utilisés à distance par les avocats des sursauts, depuis leur institut ou chez eux, aussi bien en Chine qu'en France ou en Angleterre. Chaque minute compte dans le domaine des sursauts gamma, il faut donc aller vite, mais sans pour autant se discréditer en diffusant des résultats erronés ou trop imprécis. Le détail des informations qui seront diffusées à la communauté internationale, avec les délais associés, est présenté dans [Claret, 2008]. À noter que la grande variété des informations diffusées, impliquant des instruments opérant dans divers domaines de longueur d'onde (rayons gamma, rayons X, visible et infrarouge), opérant depuis le sol ou l'espace, et faisant appel à des techniques spécifiques de traitement de données, met en relief la nécessité de disposer de scientifiques ayant des profils « à large spectre » similaire au mien.

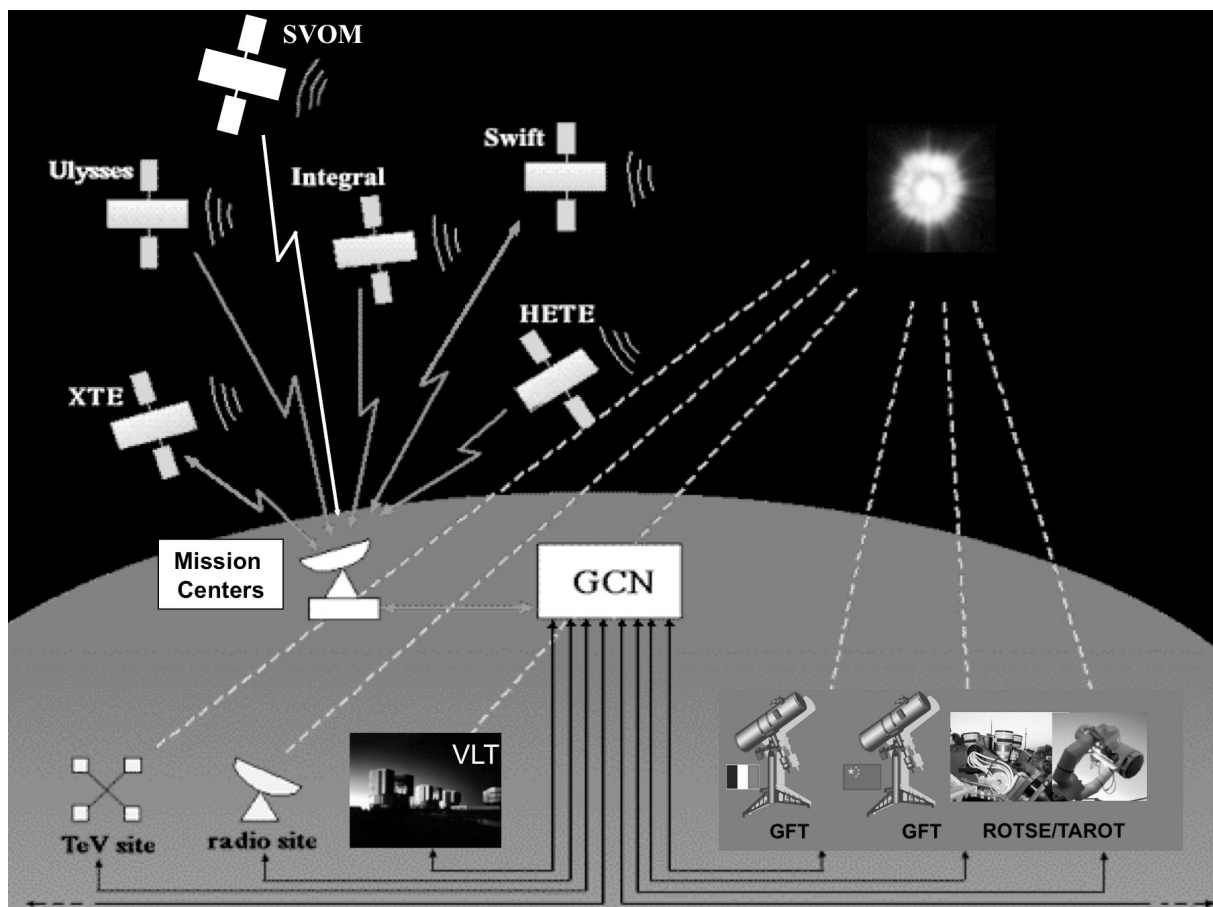


Figure 4.21 — Représentation du réseau de distribution GCN géré par la NASA où quelques éléments de la mission SVOM ont été rajoutés (le satellite SVOM, les télescopes robotiques GFT français et chinois), la caméra grand champ GWAC n'étant pas représentée.

### Spécification des performances du réseau d'alerte VHF

En collaboration avec le *mission scientist* français de SVOM (Jean-Luc Attéia) et l'*instrument PI ECLAIRs* (Bertrand Cordier), j'ai contribué à la spécification des performances du réseau VHF que je résume ci-après.

La décroissance de l'émission rémanente optique impose que les alertes parviennent aux télescopes robotiques dans les tous premiers instants après le sursaut. En effet, la décroissance du flux optique est si rapide (selon  $t^{-\alpha}$  avec  $\alpha > 1$ ) que le rapport signal à bruit de la détection dépend plus de la date de la première observation que de la durée des expositions. Par ailleurs, un des objectifs de la mission SVOM est de permettre l'étude des phénomènes physiques à l'œuvre pendant l'émission prompte (définie par la durée T90 qui représente la durée pendant laquelle 90% des photons gamma sont émis) et aussi pendant l'émission rémanente. Il est donc nécessaire d'observer en optique le plus possible de boîtes d'erreur de candidats sursauts avec les télescopes robotiques, et ce avant la fin de la phase d'émission prompte. À partir de la distribution de la durée des GRB telle que déterminée par SWIFT (Figure 4.22), on peut considérer qu'une fraction significative des alertes doit parvenir aux télescopes robotiques en moins de 40 s, voire même 30 s si l'on prend en considération le décalage potentiel entre le début réel du sursaut et sa date de sa détection à bord (*trigger*). Afin de déterminer la valeur plancher de cette fraction significative, on peut s'inspirer des performances mesurées pour les expériences récentes ou contemporaines comme HETE et SWIFT (Figure 4.23), en s'interdisant de faire moins bien en termes de performances afin de placer SVOM au niveau de digne successeur de ces expériences. Dans la mesure où HETE s'appuie sur un réseau VHF semblable, même si celui-ci est plus limité en nombre de stations du fait de la bande limitée à l'équateur de latitude à couvrir, on demande que le taux d'alertes reçues par SVOM soit supérieur à celui d'HETE, soit 55% en 30 s.

Par ailleurs, pour qu'une alerte soit reçue, il faut que SVOM soit en visibilité d'au moins une station VHF. Or, la qualité de réception est très dépendante de l'élévation du satellite au-dessus de l'horizon, 5° étant une valeur un peu juste pour certains sites à l'environnement radioélectrique plus bruyant, une élévation de 10° étant une bonne valeur de référence. Cette élévation de 10° étant atteinte en ~2 min à partir du ras de l'horizon, il est judicieux de se donner une spécification à 2 min sur la fraction des alertes reçues. Toujours en se basant sur les performances d'HETE et SWIFT (Figure 4.23) et en s'imposant de faire au moins aussi bien, on doit dimensionner le réseau de SVOM de façon à ce que le taux d'alertes reçues en moins de 2 min soit d'au moins 80% (avec un objectif à 85% hors pannes). En cas de panne, notamment si deux stations successives le long de la trace au sol du satellite sont hors service simultanément, on sait qu'il faudra attendre de l'ordre de 15 min (durée de transit jusqu'à l'horizon de visibilité de la station sol suivante) pour recueillir les alertes de bord. Dans le cas de SVOM, on demande que 95% soient reçues en moins de 20 min. Les performances en termes de distribution des alertes telles qu'elles ont été inscrites dans les documents de spécifications système de SVOM sont résumées dans le Tableau 4.2.

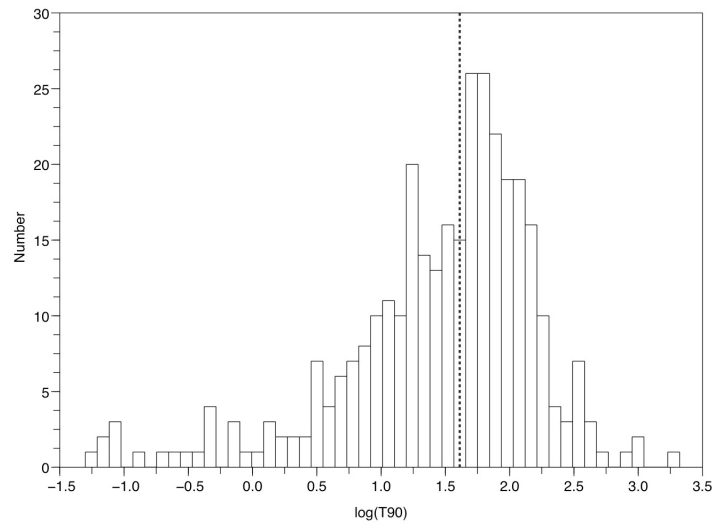


Figure 4.22 — Distribution de la durée T90 pour 330 GRB détectés par SWIFT, la ligne pointillée représentant la médiane située à 40 s.

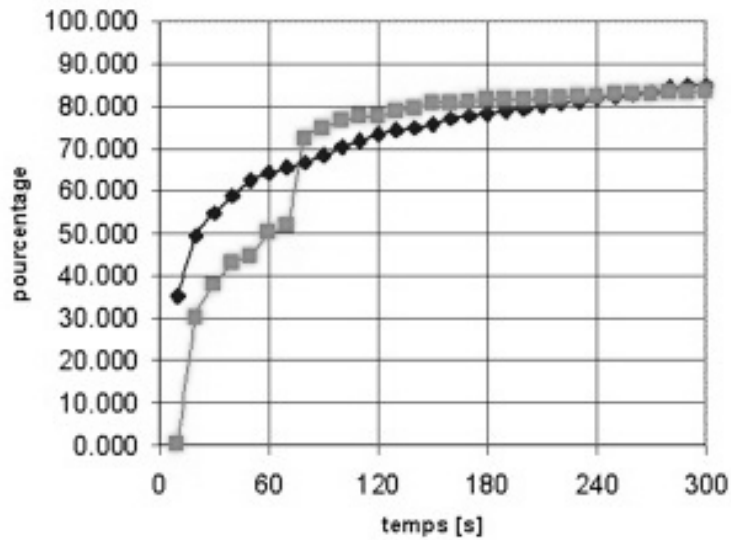


Figure 4.23 — Fraction des alertes de HETE (entre 2003 et 2004, losanges) et SWIFT (entre 2006 et 2007, carrés) atteignant les utilisateurs en un temps donné. La brusque augmentation un peu après 1 minute pour les alertes de SWIFT correspond au relâchement des alertes qui étaient retenues jusqu’au dépointage du satellite qui permet de confirmer la détection par le biais du télescope X.

Tableau 4.2 — Spécification des performances pour la distribution des alertes de SVOM.

Pourcentage des alertes	Délai maximal de réception au FSC
65 %	< 30 s
80 % (objectif à 85 % hors panne)	< 2 min
95 %	< 20 min

## 4.3 Problématiques liées à l'environnement spatial

À travers les REX des expériences spatiales exposés au chapitre 2 (cas des télescopes SIGMA, ISO et INTEGRAL), j'ai montré que les effets des radiations devaient être pris en compte dans le contexte des performances et de l'analyse des données d'un télescope embarqué. Dans le cas particulier du télescope SIGMA, les fuites du blindage passif, par endroit transparent aux radiations gamma, ont été exploitées afin de rendre possible la détection de sursauts gamma (§4.1.2-Apport de GRANAT/SIGMA), ce qui montre que la prise en compte des effets radiatifs peut parfois avoir des applications astronomiques. Dans le cas de SVOM, la prise en compte des effets radiatifs est tout à fait indissociable de l'exploitation scientifique des données. C'est ce que je vais démontrer dans les paragraphes qui suivent, en distinguant l'optimisation du profil mission à partir d'une approche statique de l'environnement spatial, et le filtrage temps réel des alertes à partir d'une approche dynamique de ce même environnement.

### 4.3.1 Optimisation du profil mission

#### Inclinaison de l'orbite

L'orbite basse (600 - 650 km) et inclinée à 30° de SVOM impose aux instruments de traverser régulièrement la SAA, comme illustré sur la Figure 2.2 en page 164. Il est évident qu'une orbite moins inclinée serait plus favorable du point de vue des dommages radiatifs liés aux effets cumulés (dose et déplacements, voir Figure 1.84 en page 154). Une inclinaison moindre est également plus favorable vis à vis du déploiement du réseau d'alerte VHF avec moins de stations (avantages en termes de coût et de maintenance). À l'inverse, d'autres contraintes poussent à choisir une inclinaison plus élevée : d'une part la sortie du mode survie de la plateforme retenue, celui-ci étant basé sur la mesure d'un gradient de champ magnétique qui est presque nul au voisinage de l'équateur, et qui réclame une inclinaison supérieure à 30° pour rester dans le cahier des charges nominal de la plateforme, et d'autre part la visibilité de la plateforme depuis le sol chinois qui demande elle aussi une inclinaison relativement élevée. En concertation avec le CNES, nous avons donc décidé de mener une étude d'impact de l'inclinaison de l'orbite sur les performances scientifiques de la mission, ceci afin de mesurer le gain potentiel à diminuer l'inclinaison de quelques degrés au regard du coût global (extension du réseau VHF, cahier des charges de la plateforme). On voit à nouveau ici le fort degré d'implication des scientifiques dans des choix purement techniques à la base, mais qui ont une certaine répercussion sur le retour scientifique de la mission. Lorsque les agences spatiales demandent de faire des compromis, il est très important que les laboratoires scientifiques aient les moyens d'y répondre précisément pour préserver au mieux le retour scientifique qui, à défaut, risque d'être sacrifié un peu trop hâtivement pour des raisons habituelles de coût et de simplicité de mise en œuvre. Comme il ne serait pas d'un grand intérêt que je détaille ici les résultats de cette étude, je me limiterai à exposer l'impact de l'inclinaison sur la sensibilité du télescope ECLAIRs vis à vis de l'efficacité de déclenchement (*trigger*).



### Impact sur la sensibilité

J'ai utilisé le modèle Geant4 du télescope ECLAIRs développé par Patrick Sizun pour déterminer la réponse du détecteur DPIX à l'impact des particules piégées dans la SAA, les énergies des protons allant de 100 keV à 300 MeV, celles des électrons de 40 keV à 7 MeV (voir §1.5.3 à propos des modèles statiques AP8 et AE8). La réponse du détecteur (Figure 4.24) a été déterminée dans quatre bandes d'énergie : la bande 4 - 50 keV utilisée pour le *trigger* image, la bande totale de détection 4 - 250 keV, les événements sous le seuil bas de détection à 4 keV et ceux au-delà du seuil haut à 250 keV.

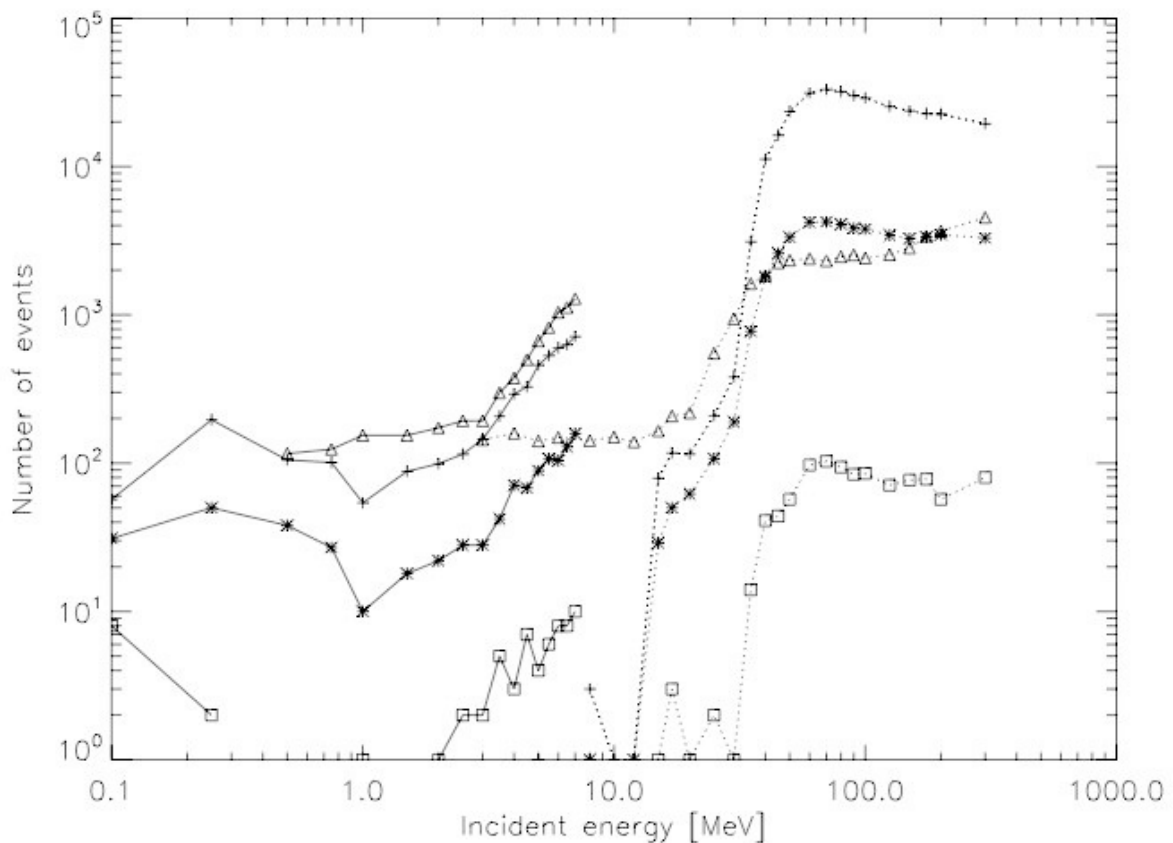


Figure 4.24 — Réponse du détecteur DPIX calculée à partir du modèle Geant4 du télescope ECLAIRs. La réponse à l'impact de  $10^6$  particules est donnée pour les électrons (lignes continues) et les protons (lignes pointillées) de la SAA dans quatre bandes d'énergie : la bande 4 - 50 keV utilisée pour le *trigger* image (astérisques), la bande totale de détection 4 - 250 keV (croix), les événements situés sous le seuil bas de détection à 4 keV (carrés) et ceux situés au-delà du seuil haut à 250 keV (triangles).

À l'aide du logiciel Omere, j'ai extrait les flux différentiels des particules piégées en fonction du temps, autrement dit pour chaque position de SVOM exprimée en coordonnées de latitude/longitude terrestre le long de l'orbite, ce qui m'a permis de déterminer les contributions des protons et électrons au taux de comptage ECLAIRs en fonction de ces mêmes coordonnées géographiques. La contribution additionnelle au bruit de fond instrumental dans la bande 4-50 keV,

celle utilisée par le *trigger* image de bord, diminue la sensibilité du *trigger* par rapport à sa valeur nominale considérée hors SAA (Figure 4.25). La somme des deux contributions additionnelles au taux de comptage nominal, celle dans la bande totale de détection 4 - 250 keV et celle au-delà du seuil haut à 250 keV, permet quant à elle d'évaluer le pourcentage de temps mort (Figure 4.26) lié au nombre d'événements à traiter par l'électronique, le traitement d'un événement individuel prenant 6  $\mu$ s. En combinant les deux figures précédentes, on peut alors représenter l'efficacité globale du *trigger* en fonction de la position de SVOM par rapport à la SAA (Figure 4.27).

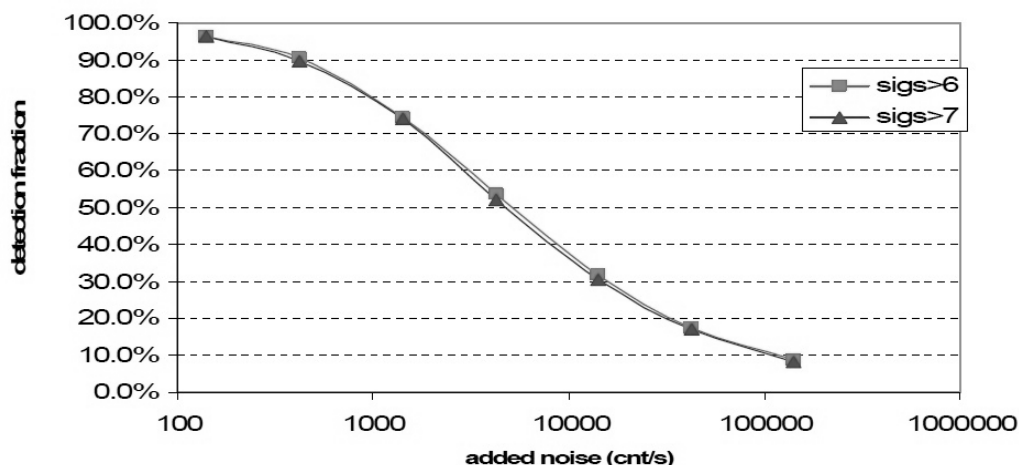


Figure 4.25 — Réduction de la sensibilité (fraction de détection des GRB) en fonction du niveau de bruit additionnel induit par les particules de la SAA, la sensibilité de référence (100%) étant celle hors SAA. Les courbes correspondent à différents seuils de détection choisis pour le *trigger* image servant à localiser les candidats sursauts (Contribution de Stéphane Schanne).

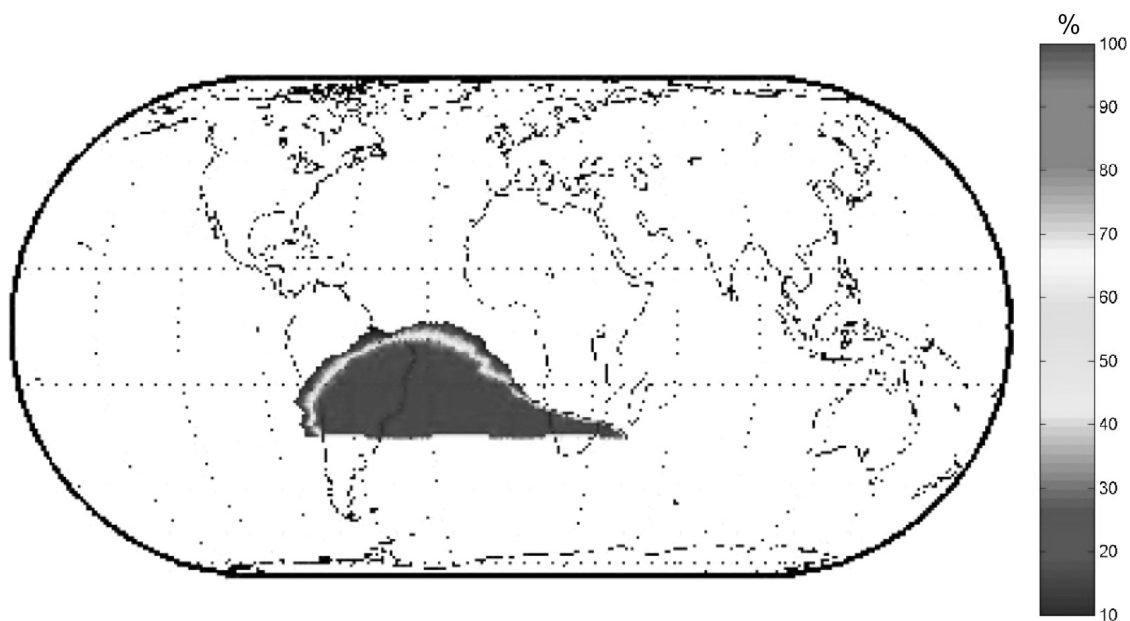


Figure 4.26 — Pourcentage de temps mort lié au nombre d'événements à traiter par l'électronique en fonction de la position géographique de SVOM. Dans la zone centrale de couleur foncée (environ 14% du temps), le système n'est plus en mesure de détecter des candidats sursaut en raison du trop grand taux de comptage enregistré par le détecteur.

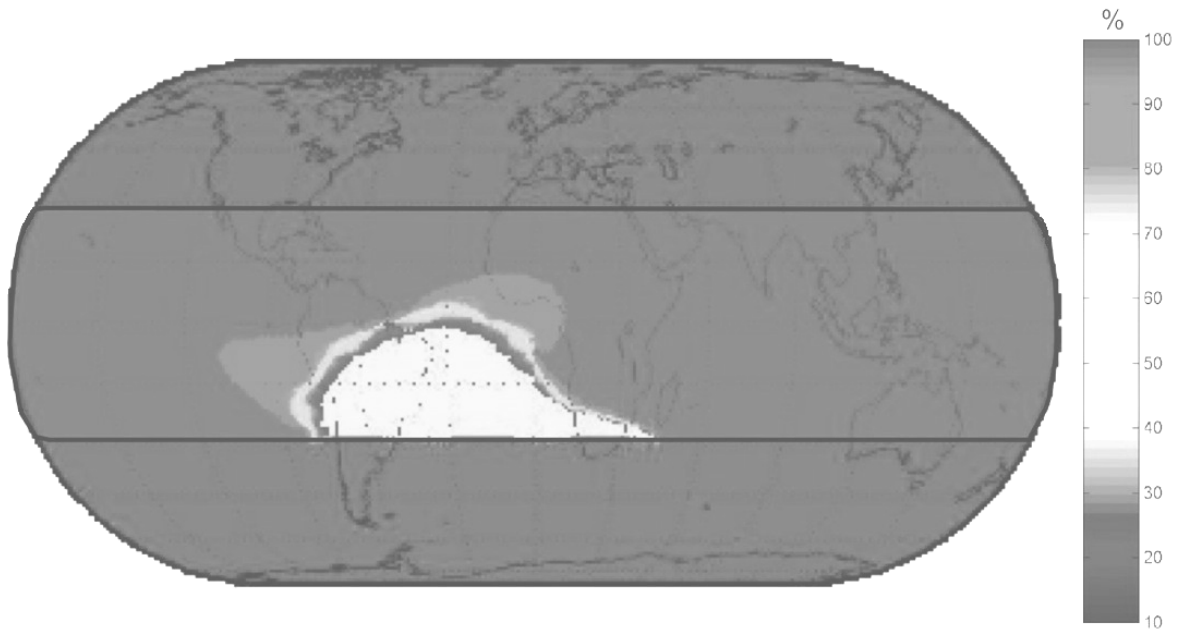


Figure 4.27 — Efficacité relative du *trigger* ECLAIRs par rapport à sa valeur nominale (100%) dans la zone couverte par SVOM entre  $\pm 30^\circ$  de latitude.

La Figure 4.27 montre que l'efficacité globale du *trigger* chute assez rapidement à mesure que l'on s'approche du cœur de la SAA. En deçà d'une efficacité globale de 50%, le système est dominé par les temps morts, l'électronique saturant en raison du trop grand nombre d'événements à traiter. À partir de cette figure, on peut estimer que la disponibilité d'ECLAIRs est voisine de 90% pour un seuil d'efficacité relative du *trigger* fixé à 50% de sa valeur nominale. On constate aussi qu'il existe deux zones en forme d'oreilles autour du cœur de la SAA dans lesquelles la contribution additionnelle au bruit de fond instrumental permet encore au *trigger* d'être efficace à une valeur voisine de 80% (zones en gris clair). On s'attend néanmoins à ce que le taux de fausses alertes induites par les particules piégées soit plus important lorsque SVOM évoluera dans ces zones, c'est-à-dire une quinzaine de minutes avant et après les entrées-sorties de la SAA. On s'attend donc à devoir relever les seuils de détection au voisinage de la SAA. C'est cette problématique du filtrage des fausses alertes que nous allons aborder maintenant.

### 4.3.2 Filtrage temps réel des alertes

#### Motivations

Le système de distribution des alertes de SVOM doit être performant en termes de délais d'acheminement des alertes vers les utilisateurs, c'est-à-dire d'abord les télescopes robotiques (type GFT, TAROT, ROTSE etc.) en charge de raffiner la boîte d'erreur du candidat sursaut tant que l'émission rémanente est suffisamment brillante, puis les grands télescopes (type VLT, CFHT, Keck etc.) en charge de mesurer le *redshift* spectroscopique. Si on peut se permettre d'envoyer beaucoup d'alertes vers les télescopes robotiques qui sont conçus pour cela et dont les programmes d'observations secondaires (comme par exemple le suivi des débris en orbite autour de la Terre)

peuvent être interrompus facilement, il n'en va pas de même pour les grands observatoires sol dont les programmes d'observations sont dédiés à beaucoup d'autres choses que les sursauts gamma. Autrement dit, un grand télescope sol n'interrompra son programme d'observation en cours que si la probabilité de détecter la lumière rémanente est forte (grâce à une boîte d'erreur bien définie) et éventuellement si l'observation en vaut la peine (par exemple si le candidat sursaut est pressenti lointain). À ce sujet, il est clair que toute information, même préliminaire, quant à la distance présumée du candidat sursaut sera d'un grand intérêt pour les grands télescopes qui hésiteront moins à interrompre leur programme d'observation en cours pour un sursaut dont l'indicateur de distance provisoire (*redshift* provisoire basé sur l'absorption Lyman- $\alpha$ , ou pseudo *redshift* basé sur les corrélations entre le pic d'énergie des sursauts et son énergie totale rayonnée) est voisin des derniers records, et peut ainsi donner accès à un sondage profond de l'Univers.

Il convient d'abord de noter que la définition de la boîte d'erreur à destination des grands télescopes sol n'est pas que du seul ressort des télescopes robotiques. En effet, pour que ces derniers soient à même de fournir une boîte d'erreur exploitable par les grands télescopes, il est nécessaire que celle fournie par ECLAIRs soit, certes la plus petite possible (ce qui dépend principalement de la brillance du candidat sursaut), mais aussi très fiable (au sens où les erreurs systématiques auront été correctement corrigées des déformations thermo-élastiques suite au dépointage automatique de la plateforme). À défaut, les télescopes robotiques ne regarderont pas au bon endroit ou bien auront plus de difficultés à déterminer la contrepartie du sursaut parmi un plus grand nombre de sources détectées.

La difficulté de la tâche réside dans le fait qu'il faut aller vite, alors qu'on ne dispose que de relativement peu d'informations pour établir ces diagnostics. Le premier d'entre eux concerne la véracité de l'alerte émise par ECLAIRs. Comme on l'a vu au §4.2.2 à propos de la stratégie de distribution de l'alerte, le FSC sollicitera des avocats du sursaut pour établir un diagnostic définitif sur la véracité de l'alerte. Mais comme un nouvel avocat du sursaut est désigné à chaque nouvelle alerte, et le FSC ne disposant pas d'un réservoir infini d'avocats du sursaut, le nombre de fausses alertes émises par ECLAIRs doit être contraint, sans pour autant retenir à bord les alertes à faible rapport signal à bruit correspondant à des candidats sursauts lointains, à la limite de sensibilité. En fait, il s'agit plutôt d'élaborer des moyens d'analyse automatique au sol (Figure 4.18) et contribuant à l'établissement du diagnostic sur la véracité de l'alerte, ces moyens d'analyse étant tout à fait hors de portée d'un ordinateur embarqué à bord de SVOM. De surcroît, dans certains cas difficiles, le diagnostic final sur la véracité de l'alerte ne pourra être établi que plusieurs heures après T0, une fois que le jeu complet de données aura été traité au FSC (Figure 4.19). Entre temps, il faut bien se donner les moyens d'établir un diagnostic provisoire le plus fiable possible, quitte à le faire reposer sur des données exogènes relatives à toutes les sources potentielles de fausses alertes. Ce sont ces sources de fausses alertes que je vais décrire ci-dessous, avant de donner quelques pistes de recherche pour apprendre à les gérer. Nous verrons que certaines peuvent conduire à des artefacts de sursauts courts et d'autres à des artefacts de sursauts longs.

## Fausse détections de sursauts

### Evolution du bruit de fond

En raison de la loi de pointage B1 décrite plus haut (§4.2.1-Stratégie de pointage), la Terre occulte régulièrement tout ou partie du champ de vue d'ECLAIRS. On s'attend donc à ce que le bruit de fond enregistré varie au cours du temps du fait de la *modulation du fond diffus X* par les occultations terrestres. Les courbes de lumière des sursauts gamma seront donc perchées sur un bruit de fond dont la ligne de base est variable. De plus, l'occultation partielle du fond diffus X, lorsque la Terre n'occupe qu'une partie du champ de vue d'ECLAIRS, entraîne des inhomogénéités spatiales dans les cartes de bruit de fond, celles-ci se traduisant par des excès parasites dans les images déconvoluées ne correspondant pas à des sources réelles. Une autre cause de variation du bruit de fond instrumental est liée au problème de *l'activation du blindage* du télescope ECLAIRS qui sera régulièrement impacté par les particules, notamment les rayons cosmiques d'énergie élevée traversant le bouclier magnétosphérique et les protons piégés en très grand nombre au niveau de la SAA. La décroissance des noyaux fils produits lors de chaque traversée de la SAA se manifestera d'abord par une augmentation, puis une décroissance exponentielle, du bruit de fond en sortie de SAA. Ce problème d'activation est particulièrement préoccupant pour le détecteur GRM compte tenu de sa gamme d'énergie. Les deux phénomènes évoqués ci-dessus sont visibles sur la Figure 4.28 qui montre l'évolution temporelle du bruit de fond enregistré par le télescope GBM à bord de FERMI.

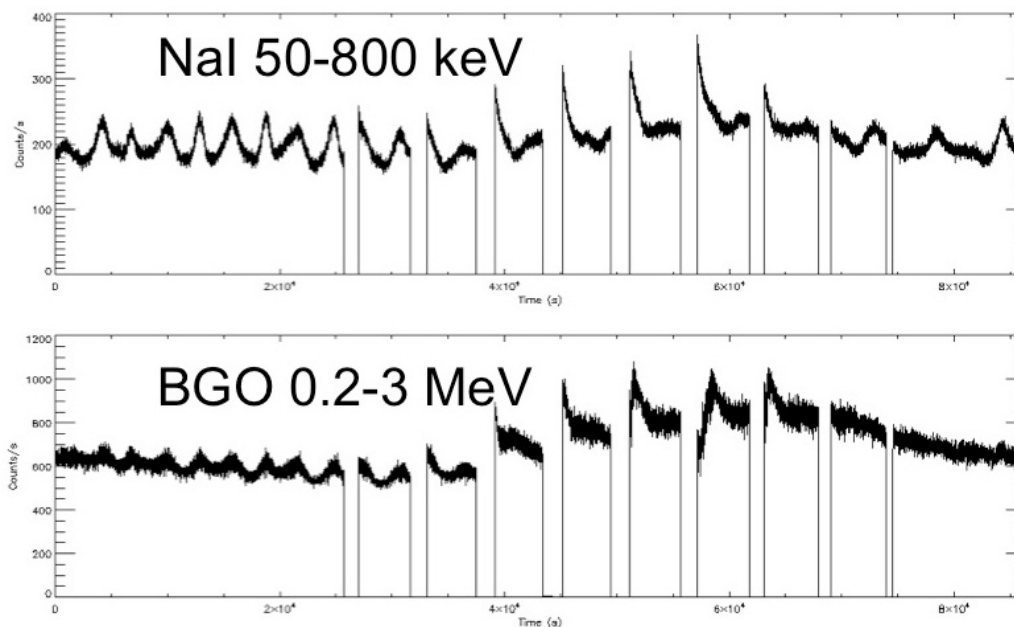


Figure 4.28 — Evolution du bruit de fond enregistré par l'instrument GBM à bord de FERMI, dont l'inclinaison ( $28^\circ$ ) et l'altitude (550 km) sont assez proches de celles de SVOM. La courbe du haut correspond à un détecteur NaI sensible dans la gamme 50 - 800 keV, celle du bas à un détecteur BGO sensible dans la gamme 200 keV - 3 MeV. On notera la modulation d'une période de  $\sim 5\,000$  s induite par la Terre et qui est plus visible à basse énergie (détecteur NaI), tandis que la décroissance liée à l'activation pendant les traversées de la SAA (alors que les détecteurs sont coupés) est plus longue à haute énergie (détecteur BGO).

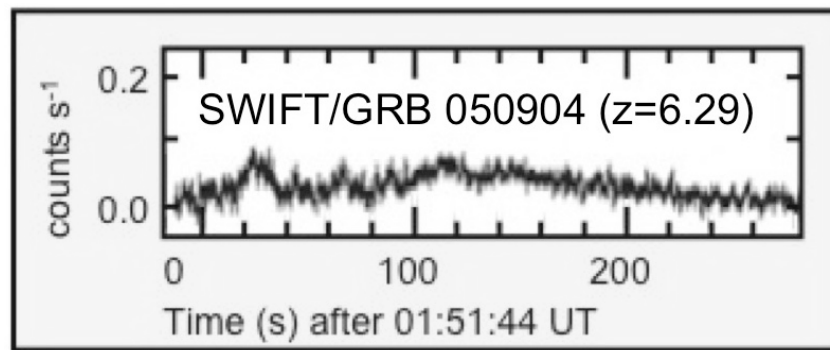


Figure 4.29 — Courbe de lumière enregistrée par SWIFT/BAT du sursaut GRB 050904 situé à  $z = 6,29$ , et donc dilatée d'un facteur  $1+z = 7,29$  dans le repère lié à l'observateur. On notera que ce sursaut a duré suffisamment longtemps pour que sa courbe de lumière puisse éventuellement être assimilée à une évolution du bruit de fond si l'on n'y prend pas garde.

Par ailleurs, en raison de l'expansion de l'Univers, les courbes de lumière observées sont dilatées d'un facteur  $(1+z)$  par rapport à celles qui seraient observées dans un référentiel au repos lié au sursaut situé à la distance  $z$  (Figure 4.29). Les courbes de lumière sont donc d'autant plus dilatées que le sursaut est lointain, rendant alors plus probable la confusion entre la courbe de lumière du sursaut et une évolution de la ligne de base du bruit de fond. La confusion peut s'opérer dans les deux sens, c'est-à-dire qu'on peut aussi bien rater un sursaut lointain dont on ne parvient pas à faire émerger la courbe de lumière par rapport aux évolutions temporelles du bruit de fond, qu'interpréter à tort une évolution temporaire du bruit de fond comme étant un candidat sursaut et générer une fausse alerte. Evidemment, afin de limiter cette confusion, il y a plusieurs critères de déclenchement à bord de l'UTS, l'un basé sur les augmentations des taux de comptage, l'autre basé sur les excès dans les images déconvoluées du motif de masque. Mais on ne peut pas exclure qu'un excès trouvé dans les images déconvoluées soit en coïncidence avec une augmentation temporaire du bruit de fond. Même si cet excès est à faible rapport signal à bruit, il mobilisera l'attention d'un avocat du sursaut tant que ce dernier ne pourra pas exclure la possibilité qu'il soit imputable à un sursaut lointain.

#### Bouffées de particules chargées

Les injections de particules chargées faisant suite aux *événements solaires* et aux *perturbations du champ géomagnétique* (voir §1.7.3), ainsi que les précipitations forcées de particules du fait des *émissions terrestres d'ondes VLF* (voir §1.7.4), vont inmanquablement se traduire par des bouffées de particules plus ou moins brèves impactant le satellite SVOM. Les instruments à grand champ à haute énergie (ECLAIRs et GRM) y sont bien évidemment sensibles. Même si ces bouffées de particules n'affectent pas forcément la durée de vie des équipements ou leur fiabilité de fonctionnement, on peut s'attendre à ce qu'elles génèrent des déclenchements intempestifs du mode sursaut (émission d'alertes de niveau 1 par ECLAIRs et de niveau 1b par GRM, voir Figure 4.18). Par exemple, même si les électrons impactant le blindage du satellite ne le traversent pas, ils y perdent de l'énergie par rayonnement de freinage, ce qui génère beaucoup de

photons gamma émis dans la gamme de sensibilité d'ECLAIRS (voir à ce propos le REX d'ISO décrit au §2.6.2). Ainsi, les bouffées d'électrons impactant SVOM peuvent se traduire par des envois de fausses alertes sursaut vers le centre de mission scientifique FSC. Toujours à propos de la dynamique de l'environnement spatial, j'ai aussi évoqué le phénomène de *Sunset enhancement* qui se produit à la *transition jour nuit au niveau de l'ionosphère* (voir page 115 du §1.7.3). Là encore, les précipitations de particules chargées qui s'y produisent peuvent induire des fausses alertes, comme cela a été rapporté par [Augusto, 2009] à propos des expériences FERMI, AGILE et INTEGRAL.

Etant basé sur la recherche d'excès dans les images déconvoluées, les *triggers* de l'UTS d'ECLAIRS qui effectuent des localisations dans les images devraient être plus robustes vis à vis de ces phénomènes que le *trigger* du GRM, qui est lui uniquement basé sur l'évolution des taux de comptage. En effet, le surcroît de photons gamma détectés par ECLAIRS, mais non corrélés avec le motif du masque codé, ne devrait pas conduire à des excès très significatifs (faible rapport signal à bruit) dans les images déconvoluées. Par contre, les conséquences sont plus importantes pour ECLAIRS dans la mesure où un avocat du sursaut est mobilisé à chaque émission d'alerte de niveau 1 (celles émises par ECLAIRS), ce qui n'est pas le cas pour les alertes de niveau 1b (celles correspondant aux candidats sursaut détectés par le GRM seulement) qui seront traitées au centre chinois avec des contraintes de temps moins sévères.

#### Bouffées de photons gamma

Des processus électrodynamiques liant l'atmosphère moyenne et l'ionosphère se produisent au-dessus des nuages d'orages et donnent naissance au phénomène de TGF (*Terrestrial Gamma-ray Flash*). Les TGF ont été découverts par l'expérience BATSE et sont décrits dans [Fishman, 1994]. Ces émissions de photons gamma, dans la gamme 20 keV - 2 MeV, durent environ 1 ms (Figure 4.30).

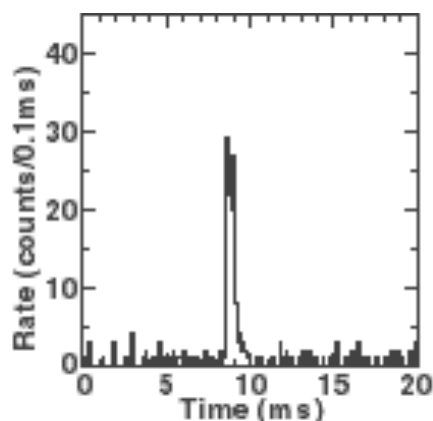


Figure 4.30 — Exemple de TGF observé par BATSE.

Les théories actuelles suggèrent que les TGF se produisent lorsque des électrons accélérés par les champs électriques des éclairs d'orage entrent en collision avec les molécules de l'air et produisent des rayons gamma. Les électrons en question étant très énergétiques (de l'ordre du MeV), les rayons gamma sont émis en faisceaux (Figure 4.31). Les électrons accélérés peuvent aussi

éjecter d'autres électrons provenant d'autres atomes, générant ainsi une avalanche de particules dans un champ électrique qui serait à l'origine d'une autre sorte de TGF.

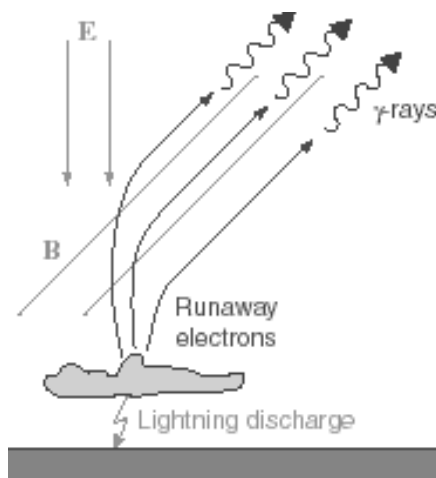


Figure 4.31 — Représentation schématique de la production de rayons gamma dans un TGF, où E représente le champ électrique et B le champ magnétique.

En ce concerne le GRM, celui-ci est totalement démuné face au risque de confondre des TGF avec des GRB, puisqu'il est dépourvu de capacités d'imagerie. Par contre, si les TGF sont détectés par ECLAIRS et localisés à la surface du globe terrestre, on aura les moyens au sol de ne pas diffuser une fausse alerte. Néanmoins, on peut s'interroger sur les capacités réelles d'ECLAIRS à localiser ce type d'événement si bref dans une image déconvoluée à bord toutes les 20 s, à moins qu'il ne soit d'abord isolé temporellement par le *trigger* taux de comptage dans une fenêtre de 10 ms, la tranche temporelle la plus courte donnant lieu à une déconvolution d'images à bord en cas de *trigger* taux de comptage. En l'absence de localisation de l'événement, on pourra toujours bloquer une partie des fausses alertes. En effet, si un TGF génère un *trigger* à bord alors que la Terre occupe la totalité du champ de vue des instruments ECLAIRS et GRM, alors on pourra imputer le *trigger* à un TGF et on bloquera la diffusion des alertes correspondantes. Mais on ne pourra pas le faire si la Terre n'occupe qu'une partie du champ de vue, le *trigger* pouvant être dû soit à un GRB localisé dans la partie non occultée par la Terre, soit à un TGF émis depuis la surface du globe terrestre. Il est probable que l'UTS d'ECLAIRS dispose à bord de l'information sur la position de la Terre à des fins de calcul temps réel du bruit de fond instrumental, auquel cas un premier niveau de filtrage pourra être effectué à bord en vue d'éliminer certains TGF. Mais on ne peut pas non plus exclure que le traitement des données en vue d'isoler les TGF ne puisse se faire que depuis le sol, à partir du jeu complet de données, c'est-à-dire seulement au niveau des alertes de niveau 3 (Figure 4.18). Pour en savoir plus, on ne peut malheureusement pas s'appuyer sur le REX de SWIFT dans la mesure où la stratégie de pointage de cette mission fait que la Terre n'entre jamais dans le champ de vue de BAT. À l'heure actuelle, c'est la mission haute énergie FERMI dont on peut exploiter les résultats (un peu plus d'une quinzaine de TGF détectés) pour estimer le potentiel de SVOM vis à vis de la détection de ces



événements par le télescope ECLAIRs et le moniteur GRM. Une étude sur ce thème sera menée prochainement.

### **Vers une solution**

Le problème des fausses alertes se pose surtout si l'on ne dispose pas de localisation bord des candidats sursauts par les instruments à petit champ (MXT et VT), ceux-ci pouvant confirmer ou infirmer la véracité des premières alertes. Etant donné que la plateforme ne pourra pas être dépointée systématiquement, tout au moins pas tout de suite, en direction de la boîte d'erreur délivrée par ECLAIRs, il faut se donner les moyens d'établir un diagnostic provisoire sur la véracité de toutes les alertes que l'on recevra au FSC. Dans le cadre de ce mémoire, je ne prétends pas exposer la solution complète et définitive au problème de la gestion des fausses alertes mais plutôt seulement les grandes lignes, qui pourront d'ailleurs servir de base à un travail de thèse qui pourrait comprendre deux volets : l'un instrumental et dédié à la mise en place du système de filtrage des alertes, l'autre astrophysique et lié à l'exploitation scientifique des données de SVOM. Après consultation de différents experts dont certains extérieurs au CEA, comme Sébastien Bourdarie (expert en dynamique de l'environnement spatial à l'ONERA) et Jean-André Sauvaud (directeur du CESR et expert en phénomènes magnétosphériques), j'expose ici les différentes pistes que j'envisage pour filtrer les alertes émises par ECLAIRs.

#### *Etude et modélisation du bruit de fond*

En ce qui concerne les fausses alertes induites par les variations du bruit de fond, les principaux axes de recherche sont :

- La modélisation de l'effet de l'occultation terrestre sur le niveau de bruit de fond instrumental. En collaboration avec Stéphane Schanne, je suis le travail d'Alexandra Gros concernant les algorithmes de déconvolution des images à bord de SVOM. Nous regardons en particulier le gain apporté par la prise en compte des inhomogénéités dans les cartes de bruit de fond et s'il est envisageable de l'implémenter tout ou partie à bord.
- L'allure plus ou moins régulière du bruit sera perturbée à l'approche de la SAA. On peut d'ores et déjà évaluer l'amplitude des perturbations, à la fois par simulations Monte-Carlo et en étudiant les données enregistrées par le satellite DEMETER évoluant en orbite polaire à 700 km d'altitude, ou celles du télescope COROT qui évolue à 900 km sur une orbite inclinée à 90° dite crépusculaire, c'est-à-dire toujours au-dessus de la limite jour nuit sur le globe terrestre.
- En sortie de SAA, le bruit de fond sera affecté par l'activation du satellite. Sur ce thème, j'ai entamé une collaboration avec Frédéric Marie et Olivier Bringer du SENAC (Le Service d'Expertises Nucléaires en Assainissement et Conception de l'Irfu) qui ont une

grande expérience des codes de calcul de production d'isotopes actifs par bombardement de particules.

- Lors de la prochaine campagne de tests sous faisceau d'un module de détection du détecteur DPIX, il s'agira entre autres de voir s'il est possible de distinguer les événements produits par des particules chargées de ceux produits par une source de photons gamma, et aussi d'étudier les événements multiples.

#### Elaboration du niveau de confiance des alertes

Il est à peu près clair que le seul moyen de ne pas se discréditer vis à vis de la communauté internationale en diffusant un trop grand nombre de fausses alertes, sans toutefois tomber dans l'excès inverse qui se traduirait par le blocage de trop d'alertes associées à de véritables sursauts, consiste à associer un niveau de confiance à chacune des alertes diffusées vers l'extérieur. Ainsi, les télescopes robotiques auront toujours la possibilité d'interrompre leur programme d'observation en cours même pour des alertes à faible niveau de confiance, alors que les grands observatoires ne l'envisageront pas mais pourront se mettre en état de veille des résultats à venir. En vue de l'élaboration du niveau de confiance à associer aux alertes de SOM, le sous-ensemble de données transmises via le réseau d'alertes VHF sera exploité en temps réel. Il s'agit notamment des taux de comptage échantillonnés toutes les 20 s des divers instruments sensibles à l'impact des particules chargées :

- Des cartes de taux de comptage du détecteur DPIX dans plusieurs bandes d'énergie, incluant les taux de comptage des événements multiples.
- Des taux de comptage du moniteur gamma GRD dans plusieurs bandes d'énergie.
- Des taux de comptage du moniteur de particules GPM.

Ces taux de comptage permettront d'établir une cartographie temps réel de l'environnement particulaire tel qu'il sera perçu par SVOM. Ils seront notamment utilisés pour définir différentes zones auxquelles seront attribués différents seuils de détection des candidats sursaut (filtrage sur le rapport signal à bruit). L'activité solaire fera l'objet d'une surveillance temps réel à travers les indices disponibles sur les sites Web dédiés, de même que l'activité de la magnétosphère. Tous ces paramètres seront analysés par des procédures de traitement automatique qui détermineront un niveau de confiance à affecter aux alertes qui seront diffusées à la communauté internationale. Même si la mise au point de ces procédures de traitement automatique se fera de façon plus ou moins empirique à partir des premières données obtenues en vol, ce travail doit être préparé largement en amont de la réception des premières données. Ces procédures de diagnostic feront aussi l'objet d'ajustements réguliers afin de prendre en compte le vieillissement des instruments et la dégradation de leurs performances, en particulier du fait des radiations spatiales. Bien évidemment, la diffusion des alertes sera supervisée par les avocats du sursaut qui devront donc être sensibilisés aux effets des radiations, ce qui met en relief une fois de plus la nécessité de combiner des

compétences sur les deux plans, scientifique et technique, dans une expérience telle que SVOM. Le Tableau 4.3 liste les principaux indices ou données à prendre en compte pour l'élaboration du niveau de confiance des alertes de SVOM, et dont l'analyse devra être maîtrisée par les avocats du sursaut. Etant donné que les alertes sont traitées au FSC, la formation des scientifiques aux effets des radiations dans le cadre de l'exploitation scientifique des données de SVOM est une responsabilité qui m'incombe.

Tableau 4.3 — Paramètres pris en compte pour l'élaboration du niveau de confiance des alertes de SVOM. Les phénomènes marqués entre parenthèses dans la colonne des données exogènes ont une influence sur le phénomène mentionné dans la colonne de gauche, mais ne correspondent pas à des données facilement accessibles, en tous cas à brève échéance.

Phénomène	Effet	Particularité	Données SVOM	Données exogènes
Activité solaire	Précipitation de particules chargées			Indice F <sub>10.5</sub> , vitesse du vent solaire
Activité magnétosphérique	Précipitation de particules chargées			Indices Kp, Ap, AE, Dst, prévisions de météorologie spatiale
Variation séculaire du champ géomagnétique et <i>geomagnetic jerk</i>	Dérive de la SAA		Taux de comptage temps réel DPIX, moniteur GPM	
TGF	Flash gamma	Emis depuis la surface terrestre	Localisation ECLAIRs	
<i>Solar enhancement</i>		À la transition jour nuit	Heure locale correspondant à la position de SVOM	(activité solaire)
Emissions artificielles VLF	Précipitation de particules chargées	Seulement pendant les émissions nocturnes		(orages terrestres)

## Principales publications afférentes à ce chapitre

---

Cette section contient la liste de mes principales publications afférentes ce chapitre ; celles qui sont insérées et commentées dans le corps du chapitre sont repérables à leur titre en caractères gras.

1. **SVOM: a new mission for gamma-ray burst studies**  
D. Götz, J. Paul, S. Basa, J. Wei, S. N. Zhang, J.-L. Atteia, D. Barret, B. Cordier, A. Claret, J. Deng, X. Fan, J. Y. Hu, M. Huang, P. Mandrou, S. Mereghetti, Y. Qiu, and B. Wu  
*GAMMA-RAY BURSTS: Sixth Huntsville Symposium ; Published as AIP Conference Proceedings, vol. 1133, pp. 25-30, (2009).*
2. **Alert distribution network and public data of the SVOM mission**  
A. Claret, on behalf of the SVOM collaboration  
*GAMMA-RAY BURSTS 2007: Proceedings of the Santa Fe Conference ; Published as AIP Conference Proceedings, vol. 1000, pp. 569-572, (2008).*
3. **Observations of cosmic gamma-ray bursts with the main detector of the SIGMA telescope on board the GRANAT observatory**  
R. A. Burenin, O. V. Terekhov, R. A. Sunyaev, A. V. D'Yachkov, N. G. Khavenson, B. S. Novikov, I. D. Tserenin, K. M. Sukhanov, P. Goldoni, A. Claret, A. Goldwurm, J. Paul, F. Pelaez, E. Jourdain, J.-P. Roques, and G. Vedrenne  
*Astronomy Letters, vol. 26, pp. 413-422, (2000).*
4. **Gamma-ray burst arrival-time localizations: simultaneous observations by Ulysses, Pioneer Venus Orbiter, SIGMA, WATCH, and PHEBUS**  
K. Hurley, J. Laros, S. Brandt, E. E. Fenimore, R. W. Klebesadel, J. Terrell, T. Cline, C. Barat, M. Boer, J.-P. Dezalay, R. Sunyaev, O. Terekhov, A. Kuznetsov, S. Sazonov, N. Lund, A. Claret, J. Paul, and A. Castro-Tirado  
*The Astrophysical Journal, vol. 533, issue 2, pp. 884-889, (2000).*
5. **ISO detection of a 60  $\mu\text{m}$  source near GRB 970508**  
L. Hanlon, R. J. Laureijs, L. Metcalfe, B. McBreen, B. Altieri, A. J. Castro-Tirado, A. Claret, E. Costa, M. Delaney, M. Feroci, F. Frontera, T. Galama, J. Gorosabel, P. Groot, J. Heise, M. Kessler, C. Kouveliotou, E. Palazzi, J. van Paradijs, L. Piro, N. Smith  
*Astronomy and Astrophysics, vol. 359, pp. 941-947, (2000).*
6. **GRANAT/SIGMA observation of the early afterglow from GRB 920723 in soft gamma-rays**  
R. A. Burenin, A. A. Vikhlinin, M. R. Gilfanov, O. V. Terekhov, A. Y. Tkachenko, S. Y. Sazonov, E. M. Churazov, R. A. Sunyaev, P. Goldoni, A. Claret, A. Goldwurm, J. Paul, J. P. Roques, E. Jourdain, F. Pelaez, and G. Vedrenne  
*Astronomy and Astrophysics, vol. 344, L53-L56, (1999).*

7. GRANAT/SIGMA observations of early afterglows from gamma-ray bursts in soft gamma-rays  
F. A. Pelaez, E. Jourdain, J. P. Roques, G. Vedrenne, R. A. Burenin, A. A. Vikhlinin, M. R. Gilfanov, O. V. Terekhov, A. Y. Tkachenko, S. Y. Sazonov, E. M. Churazov, R. A. Sunyaev, P. Goldoni, A. Claret, A. Goldwurm, and J. Paul  
*American Astronomical Society, 194th AAS Meeting, #03.01 ; Published as Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 31, pp. 825, (1999).*
8. **ISO observations of the GRB 970402 error box**  
A. J. Castro-Tirado, L. Metcalfe, R. Laureijs, B. Altieri, J. Gorosabel, L. Hanlon, B. McBreen, N. Smith, E. Costa, M. Feroci, E. Palazzi, L. Nicastro, F. Frontera, A. Claret, and M. Kessler  
*Astronomy and Astrophysics, vol. 330, pp. 14-18, (1998)*
9. **Localization and spectra of gamma-ray bursts observed within the sidelobes of the SIGMA telescope**  
A. Claret, F. Lebrun, J. Paul, B. Cordier, F. Pelaez, E. Jourdain, M. Niel, J.-P. Roques, O. Terekov, V. Lobachev, D. Denisenko, R. Sunyaev, E. Churazov, M. Gilfanov, A. Dyachkov, and N. Khavenson  
*Astronomy and Astrophysics, vol. 287, pp. 824-828, (1994).*
10. Spectral characteristics of gamma-ray bursts observed by the anticoincidence shield of the SIGMA telescope aboard GRANAT  
F. Pelaez, L. Bouchet, E. Jourdain, M. Niel, A. Claret, P. Laurent, F. Lebrun, J. Paul, O. Terekhov, R. Sunyaev, A. Kuznetsov, D. Denisenko, M. Gilfanov, E. Churazov, N. Khavenson, and A. Diachkov  
*The Astrophysical Journal Supplement Series, vol. 92, no. 2, pp. 651-653, (1994).*
11. **A high-sensitivity search for gamma-ray bursts by the SIGMA telescope on board GRANAT (the Galactic center and all sky data)**  
R. Sunyaev, E. Churazov, M. Gilfanov, O. Terekhov, A. Dyachkov, N. Khavenson, V. Kovtunenkov, R. Kremnev, A. Claret, F. Lebrun, A. Goldwurm, J. Paul, F. Pelaez, J. L. Atteia, P. Mandrou, and G. Vedrenne  
*The Astrophysical Journal, vol. 402, no. 2, pp. 579-584, (1993).*

---

# Synthèse

## Sommaire

---

<b>Résumé .....</b>	<b>377</b>
<b>Conclusions et perspectives .....</b>	<b>378</b>
Sur le plan scientifique .....	378
Sur le plan instrumental .....	379
Sur la capacité à aborder de nouvelles thématiques .....	380
Sur le plan de l'encadrement .....	380



## Résumé

Le **chapitre 1** est consacré aux particules spatiales, à leurs caractéristiques et leurs effets. En guise d'introduction, je dresse un tableau général des contraintes spatiales afin de replacer les contraintes liées aux effets radiatifs dans le contexte plus large des contraintes spatiales, et je souligne l'importance croissante de la contrainte radiative qui ne concerne plus seulement les projets spatiaux, mais aussi l'avionique et toutes sortes d'installations situées au sol. Puis j'esquisse le panorama général de l'environnement spatial en introduisant successivement les notions de vent et d'activité solaires, de particules interplanétaires, de magnétosphère, de filtrage magnétosphérique et enfin d'héliosphère, avant d'aborder plus en détail les particules cosmiques, solaires, piégées, atmosphériques, en m'attachant pour chacune d'elles à donner leur origine, leurs caractéristiques, et décrire les modèles correspondants. Les aspects dynamiques sont d'abord abordés à l'échelle du cycle solaire (11 ans), puis aux échelles de temps plus courtes. Je traite ensuite les mécanismes d'interaction avec la matière, en séparant les interactions avec le cortège électronique de celles impliquant le noyau, et je dégage deux familles principales d'effets (cumulatifs et singuliers). Enfin, après avoir défini les orbites usuelles en termes de paramètres orbitaux mais aussi d'avantages/inconvénients, je les compare, d'abord en termes de population de particules puis en termes d'effets sur les systèmes embarqués.

Le **chapitre 2** est consacré à la prise en compte projet des effets radiatifs et au retour d'expérience. Dans un premier temps, je développe les grandes étapes de la prise en compte des effets radiatifs concernant les domaines suivants : l'évaluation de la contrainte radiative et son impact sur l'analyse des données, la sélection des composants électroniques, les tests de validation et les simulations numériques. Pour chacune de ces étapes, je présente la problématique, les parades possibles et leurs limitations. Pour chacune d'elles, j'évoque l'implication des scientifiques dans ces différents processus et je précise mes contributions personnelles. Dans un deuxième temps, j'expose le retour d'expérience que j'ai tiré des données de divers instruments ayant volé dans l'espace : le télescope gamma SIGMA à propos des fuites de blindage, la caméra infrarouge ISOCAM à propos de l'environnement immédiat du détecteur et de l'influence des tempêtes magnétiques, la caméra gamma ISGRI à propos du système de gestion automatique des pixels bruyants et du couplage capacitif. Pour chacune de ces expériences spatiales, je décris d'abord les phénomènes inattendus observés en vol, puis je présente mon analyse et mon interprétation, et enfin je précise pour quel autre projet spatial ce retour d'expérience a été utilisé.

Le **chapitre 3** est consacré à mes activités d'expertise et d'enseignement sur les effets radiatifs. Je commence par exposer mes motivations pour créer une cellule d'experts au sein de mon département de recherches, la Cellule Radiations Spatiales (CRS). Puis je présente les objectifs que je lui ai fixés, ainsi que les moyens mis en place, et je liste les activités et les principaux jalons de la CRS.



J'expose aussi les activités d'expertise que j'ai menées dans le cadre des congrès ou ateliers internationaux, ainsi que dans le cadre du développement du projet international de fusion thermonucléaire ITER. Je décris aussi mes activités d'enseignement qui consistent en l'organisation de diverses écoles et la dispense de cours à l'Université.

Le **chapitre 4** est consacré aux sursauts gamma et à mon projet de recherche. Je commence par un bref rappel historique dans lequel j'évoque la découverte des sursauts gamma, puis leurs principales caractéristiques à travers les résultats de l'expérience BATSE, et enfin la preuve de leur origine cosmologique à travers les résultats de BeppoSAX. J'expose ensuite mes contributions personnelles à l'étude des sursauts gamma à travers les résultats que j'ai obtenus au moyen de deux télescopes spatiaux, d'abord avec le télescope spatial gamma SIGMA, contemporain de l'expérience BATSE, puis avec le télescope spatial infrarouge ISO, contemporain de l'expérience BeppoSAX. Je décris brièvement les modèles de sursauts gamma communément admis aujourd'hui et j'évoque aussi le regain d'intérêt vis à vis de l'observation de sursauts gamma dans le contexte de la cosmologie moderne, ceci afin de mieux situer l'apport potentiel du projet SVOM dans lequel je suis impliqué. En ce qui concerne le projet SVOM, je commence par une présentation générale du projet qui comprend un résumé des objectifs scientifiques, un descriptif des instruments impliqués (sol et espace), la stratégie de pointage et les programmes d'observation, ainsi que l'organisation du segment sol sur le plan international et français. J'expose ensuite mes contributions personnelles, d'une part en tant que responsable scientifique du centre scientifique français (FSC), et d'autre part vis à vis de la stratégie de diffusion de l'alerte sursaut à l'ensemble de la communauté internationale. Pour finir, je fais le lien avec les autres chapitres de ce mémoire sur les effets radiatifs, en me focalisant sur quelques problématiques spécifiques de l'environnement spatial dans lequel le projet SVOM devra évoluer. En particulier, j'expose ma contribution à l'optimisation du profil mission, et je reviens sur la stratégie de diffusion de l'alerte sursaut, en insistant cette fois sur la question des fausses alertes induites par les effets radiatifs.

---

## Conclusions et perspectives

---

### Sur le plan scientifique

J'ai d'abord effectué ma thèse de doctorat dans le domaine des hautes énergies, en exploitant les données du télescope gamma SIGMA, ce qui m'a permis d'aborder diverses thématiques comme les sursauts gamma, l'émission galactique diffuse et les systèmes binaires. Immédiatement après ma thèse, j'ai été embauché au CEA pour travailler sur l'exploitation du télescope infrarouge ISO, ce qui m'a permis de découvrir un autre domaine de l'astrophysique, ainsi que d'autres techniques d'analyse de données, spécifiques à l'infrarouge spatial. Néanmoins, j'ai continué à m'intéresser aux sources haute énergie au travers de leur émission infrarouge, comme

celle de la poussière autour des systèmes binaires, des restes de supernova, des pulsars. À la fin de mon engagement sur ISO, j'aurais pu décider de rejoindre l'équipe INTEGRAL, ce qui aurait été certainement très valorisant en termes de production de publications scientifiques. Néanmoins j'ai préféré rejoindre le projet VISIR, monté sur le grand observatoire européen VLT, car cela m'ouvrirait les portes de l'astronomie sol, un monde que je souhaitais absolument découvrir. La découverte de l'astronomie sol à travers VISIR m'a permis d'apprendre beaucoup sur les contraintes d'observations depuis le sol et l'analyse des données qui en découle, très différente de celle des données recueillies depuis l'espace en raison notamment des perturbations induites par l'atmosphère terrestre. Aujourd'hui, je peux affirmer que je récolte les fruits de l'expérience acquise en la mettant au service du projet SVOM, celui-ci faisant appel à des techniques d'observation depuis l'espace et aussi depuis le sol, dans la gamme des hautes énergies et aussi dans le domaine visible et infrarouge. Tout en me permettant d'exploiter l'ensemble de mes compétences en astronomie, le projet SVOM me fait renouer avec une thématique qui m'est chère, celle des sursauts gamma, mais cette fois au moyen d'un projet spatial qui leur est dédié, ce qui n'était pas le cas des projets précédents comme SIGMA et ISO. Incidemment, à travers les fuites de son blindage, SIGMA m'a permis d'être le premier à Saclay à localiser des sursauts. Quelques années plus tard, ISO m'a permis de participer à la recherche de galaxies hôtes de quelques sursauts localisés par BeppoSAX. Demain, SVOM me permettra d'aller beaucoup plus loin dans l'étude des sursauts. En attendant les données de SVOM, je peux d'ores et déjà m'impliquer à nouveau dans l'étude des sursauts gamma détectés par INTEGRAL, plus précisément ceux qui sont détectés à la fois par INTEGRAL et FERMI (*proposal* INTEGRAL, PI Diego Götz).

### **Sur le plan instrumental**

Mon implication en instrumentation a commencé dès ma thèse, avec la modélisation et l'étalonnage des optiques secondaires du télescope SIGMA. Elle s'est poursuivie par l'établissement du programme d'étalonnage en vol du télescope ISO avant lancement, puis par l'interprétation du phénomène de *glitches* après le lancement. Cette dernière contribution m'a conduit à aborder plus largement les effets des radiations sur les systèmes embarqués dans toutes les phases de développement d'un projet spatial, depuis la conception jusqu'à l'exploitation scientifique des données. Les compétences acquises m'amènent à intervenir aujourd'hui sur tous les projets spatiaux de l'Irfu, dans le cadre de la Cellule Radiations Spatiales que j'ai fondée en 2003.

J'ai également acquis d'autres compétences instrumentales, sans lien avec les radiations cette fois, à travers le projet sol VISIR monté sur le VLT. La complémentarité de mes compétences en instrumentation sol et spatiale, haute énergie et infrarouge, est un atout que je peux mettre au service de l'analyse des données d'une gamme étendue d'instruments astronomiques. C'est d'ailleurs ce que je fais déjà en tant que responsable du centre scientifique français de SVOM, qui est considéré au même titre qu'un instrument au sein du consortium SVOM.

## **Sur la capacité à aborder de nouvelles thématiques**

Même si j'avais déjà été confronté à quelques-unes des problématiques liées aux radiations spatiales dès mon travail de thèse qui était basée sur les observations d'un télescope haute énergie (qui détecte aussi bien les photons que les particules spatiales), je ne me rendais pas compte à l'époque à quel point cette thématique était autant imbriquée dans le développement de tous les instruments spatiaux, y compris ceux à d'autres longueurs d'onde. Dès que j'en ai pris conscience par le biais de mes travaux sur ISO, je me suis appliqué à acquérir les connaissances nécessaires, jusqu'à devenir aujourd'hui un expert reconnu sur le plan international. L'expertise acquise m'a aussi ouvert les portes de l'enseignement de cette discipline dans le cadre universitaire, et me permet aussi de contribuer aujourd'hui à des études pour de grands projets sol comme ITER. À travers mon implication dans le domaine des effets radiatifs, j'estime avoir démontré ma capacité à aborder de nouvelles thématiques en dehors de mon champ de compétence initial, ce qui de mon point de vue est primordial dans la perspective d'encadrer des doctorants.

## **Sur le plan de l'encadrement**

Il ne fait pas de doute que les résultats de SVOM apporteront des éclairages nouveaux sur les sursauts gamma et permettront d'encadrer de belles thèses sur le sujet. En tant que responsable scientifique du centre de mission français, je travaillerai au cœur de l'animation scientifique autour de SVOM et je serai en bonne place pour proposer des sujets de thèses attrayants. Compte tenu de mon goût pour l'instrumentation, je souhaiterais que mon premier sujet de thèse comporte deux volets : un premier volet à caractère instrumental, qui pourrait concerner par exemple le filtrage des alertes abordé à la fin du chapitre 4, et un second volet à caractère scientifique, basé sur l'exploitation scientifique des résultats de SVOM. L'étudiant ayant participé au développement du système de filtrage des alertes avant le lancement de SVOM pourrait achever de le mettre au point dès l'arrivée des premières données de vol à l'horizon 2015. Le contenu de ce mémoire de HDR pourra servir de support de base à l'étudiant pour acquérir les connaissances nécessaires au développement du système de filtrage des alertes. C'est d'ailleurs dans cet esprit que j'ai rédigé le premier chapitre de ce mémoire qui dresse un panorama général de l'environnement spatial et des phénomènes dynamiques qui s'y produisent.

D'autres possibilités d'encadrement me seront offertes par le biais des avocats du sursaut, un concept que j'ai repris de l'expérience américaine SWIFT pour l'introduire dans SVOM. Les avocats du sursaut sont des scientifiques qui opéreront au cœur du système d'alerte de SVOM, à l'interface entre les alertes envoyées par le satellite et celles qui seront diffusées à l'ensemble de la communauté internationale. Ils opéreront au sein du centre scientifique français (FSC) dont je suis responsable, et il faudra bien les former à l'analyse temps réel des données qui transitent par le réseau d'alerte VHF, ainsi qu'à l'analyse des données complètes qui nous parviendront en léger différé plusieurs fois par jour. À noter que ces avocats du sursaut ne seront pas tous des doctorants,

---

mais aussi des chercheurs confirmés ayant des profils variés (théoricien, observateur, instrumentaliste) et des domaines de connaissance inhomogènes (sursauts gamma, observations multi longueurs d'onde, analyse de données, etc.). Je devrai donc organiser des séances de formation régulières sur les deux plans, théorique et pratique, afin d'harmoniser au mieux les niveaux de compétences des avocats du sursaut.



---

# Annexes

## Tables des annexes

---

<b>Annexe 1 — BIBLIOGRAPHIE</b> .....	<b>385</b>
<b>Annexe 2 — SITES WEB UTILES</b> .....	<b>389</b>
Codes d'environnement spatial.....	389
Codes de transport de particules dans la matière.....	389
Météorologie spatiale .....	390
Standards.....	390
Sursauts gamma .....	390
<b>Annexe 3 — SYMBOLES</b> .....	<b>390</b>
<b>Annexe 4 — GLOSSAIRE DES SIGLES</b> .....	<b>391</b>
Termes techniques .....	391
Instruments ou missions spatiales .....	393
Instituts ou organisations .....	394
<b>Annexe 5 — LISTE DES TABLEAUX</b> .....	<b>395</b>
<b>Annexe 6 — LISTE DES FIGURES</b> .....	<b>396</b>



## Annexe 1 — BIBLIOGRAPHIE

Cette section contient la liste des références bibliographiques classées par chapitre. Parmi ces références, les articles insérés et commentés dans le corps du texte sont marqués d'un astérisque (\*). Quelques références d'ouvrages sont également données à usage du lecteur qui désirerait en savoir plus sur les deux thèmes principaux du manuscrit, les effets de l'environnement radiatif et les sursauts gamma.

### Chapitre 1 : « Particules spatiales, caractéristiques et effets »

- [Barth, 2009] « The evolution of the radiation environments », Barth J.L., Short course RADECS 2009, 14-18 September 2009, Bruges, Belgium, (2009).
- [Boscher, 2003] « Model for the geostationary electron environment: POLE », Boscher D. et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci., vol. 50, no. 6, pp. 2278-2283, (2003).
- [Brautigam, 1995] « CRESSELE documentation », Brautigam D.H. and Bell J.T., PL-TR-95-2128, Philips Laboratory, AFMC, Hanscom AFB, MA, (1995).
- [Fürst, 2009] « Temporal variations of strength and location of the South Atlantic Anomaly as measured by RXTE », Fürst F. et al., Earth and Planetary Science Letters, vol. 281, issue 3-4, pp. 125-133, (2009).
- [Hess, 1961] « Cosmic-ray neutron demography », Hess W. N. et al., Geophysical Research, vol. 66, issue 3, pp. 665-677, (1961).
- [Huston, 1998] « A new model for the low altitude trapped proton environment », Huston S. L. and Pfitzer K. A., IEEE Trans. on Nucl. Sci., vol. 45, no. 6, pp. 2972-2978, (1998).
- [Inan, 2003] « Controlled precipitation of radiation belt electrons », Inan U.S. et al., Journal of Geophysical Research (Space Physics), vol. 108, issue A5, pp. 1186, (2003).
- [Mandea, 2000] « A geomagnetic jerk for the end of the 20th century? », Mandea M. et al., Earth and Planetary Science Letters, vol. 183, issue 3-4, pp. 369-373, (2000).
- [Medwaldt, 1988] « Elemental composition and energy spectra of galactic cosmic rays », Medwaldt R. A., Proc. from Conference on Interplanetary Particle Environment, Pasadena, 15 April 1988, JPL Publication 88-28, pp. 121-132, (1988).
- [Meffert, 1994] « CRESSPRO documentation », Meffert J.D. and Gussenhoven M.S., PL-TR-94-2218, Philips Laboratory, AFMC, Hanscom AFB, MA, (1994).
- [Normand, 1993] « Altitude and latitude variations on avionics SEU and atmospheric neutron flux », Normand E. and Baker T. J., IEEE Trans. on Nucl. Sci., vol. 40, no. 6, pp. 1484-1490, (1993).
- [Rodger, 2006] « The atmospheric implications of radiation belt remediation », Rodger C.J. et al., Annales Geophysicae, vol. 24, issue 7, pp. 2025-2041, (2006).



- [Sauvaud, 2008] « Radiation belt electron precipitation due to VLF transmitters : satellite observations », Sauvaud J.-A. et al., *Geophysical Research Letters*, vol. 35, issue 9, (2008).
- [Sawyer, 1976] « AP-8 trapped proton environment for solar maximum and solar minimum », Sawyer D. M. and Vette J. I., NSSDC/WDC-A-RS 76-06, NASA-GSFC, December 1976.
- [Vampola, 1996] « The ESA outer zone electron model update », Vampolla A.L., ESA-SP-392 Environment modelling for space based applications, 151, (1996).
- [Vette, 1991] « The AE-8 Trapped Electron Environment », Vette J. I., NSSDC/WDC-A-RS 91-24, NASA-GSFC, November 1991.
- [Xapsos, 1996] « New techniques for prediction solar proton fluences for radiation effects applications », Xapsos M. A. et al., *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, vol. 43, no. 6, (1996).
- [Ziegler, 1996] « Terrestrial cosmic rays », Ziegler J. F., *IBM journal of research and development*, vol. 40, no. 1, pp. 19-39, (1996).
- [Ziegler, 2003] « The Stopping and Range of Ions in Matter », Ziegler J. F. and Biersack J. P., SRIM, (2003).

## Chapitre 2 : « Prise en compte projet et retour d'expérience »

- [Billot, 2006] « CEA bolometer arrays: the first year in space », Billot N. et al., *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy V*. Edited by Holland, Wayne S.; Zmuidzinas, Jonas. *Proceeding of the SPIE*, vol. 7741, pp. 774102-774102-11, (2010)
- [Bongardo, 2008] « Simulations of galactic cosmic ray impacts on the Herschel/PACS bolometer arrays with Geant4 code », Bongardo C. et al., *Experimental Astronomy*, vol. 22, issue 1-2, pp. 109-128, (2008).
- [Claret, 1994a]\* « Sidelobes of the SIGMA telescope », Claret A. et al., *Astronomy and Astrophysics*, vol. 282, pp. 1034-1040, (1994).
- [Claret, 1994b] « Etude et usages des lobes secondaires du télescope spatial SIGMA », Claret A., thèse de doctorat, Université Paris 7, (1994).
- [Claret, 1999]\* « Transient particle effects on the ISOCAM instrument on-board the Infrared Space Observatory », Claret A. et al., *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, vol. 46, no. 6, pp. 1511-1518, (1999).
- [Claret, 2002]\* « Monte-Carlo simulations of cosmic-ray and internal radiation effects on ISOCAM on board ISO », Claret A. et al., *Experimental Astronomy*, vol. 13, issue 3, pp. 135-152, (2002).
- [Claret, 2004]\* « Particle Effects on the ISGRI Instrument On-Board the INTEGRAL Satellite », Claret A. et al., *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, vol. 51, issue 2, no. 6, pp. 3413-3419, (2004).
- [Claret, 2005] « Effects of cosmic protons and trapped electrons on the INTEGRAL/ISGRI Instrument », Claret A. et al., RADECS 2005, 19-23 September 2005, Cape d'Agde, France, (2005).

- [Claret, 2007]\* « Impact of magnetic storms on the dark current of the space infrared camera ISO/ISOCAM », Claret A. et al., RADECS 2007, 10-14 September 2007, Deauville, France, (2007).
- [Diallo, 2009] « Etude, simulation et modélisation d'un détecteur de photons gamma placé sur une orbite excentrique de type INTEGRAL », Diallo N., thèse de doctorat, Université de Toulouse 3, (1999).
- [Geant4, 2003] « Geant4, a simulation toolkit », Geant4 Collaboration, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A, vol. 506, pp. 250-303, (2003).
- [Geant4, 2006] « Geant4 Developments and Applications », Geant4 Collaboration, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 53, pp. 270-278, (2006).
- [GWG, 2001] « Final report of Glitch Working Group », Reference ESA SAI/2001-013/Rp, (2001).
- [Horeau, 2006] « Irradiation tests performed on the Herschel/Pacs bolometer arrays », Horeau B. et al., RADECS 2006, 27-29 September 2006, Athens, Greece, (2006).
- [Limousin, 2003] « ISGRI CdTe camera in-flight behavior », Limousin O. et al., Proc. of IEEE conference: 13th International Workshop on Room-Temperature Semiconductor X- and Gamma-ray Detectors, Portland, USA, (2003).
- [Peyrard, 2006] « Omere 3.1, a new space radiation environment freeware », Peyrard P.-F. et al., RADECS 2006, 27-29 September 2006, Athens, Greece, (2006).
- [Starck, 1999] « ISOCAM data processing », Starck J.-L. et al., Astronomy and Astrophysics Supplement Series, vol. 134, pp. 135-148, (1999).
- [Tenzer, 2006] « Monte Carlo simulations of stacked X-ray detectors as designed for SIMBOL-X », Tenzer C. et al., Space Telescopes and Instrumentation II: Ultraviolet to Gamma Ray. Edited by Turner, Martin J. L.; Hasinger, Günther. Proceedings of the SPIE, vol. 6266, pp. 62662O, (2006).
- [Terrier, 2003] « In-flight calibration of the ISGRI camera », Terrier R. et al., Astronomy and Astrophysics, vol. 411, pp. L167-172, (2003).

### **Chapitre 3 : « Cellule Radiations Spatiales, expertise et enseignement »**

- [Barth, 2009] « The evolution of the radiation environments », Barth J.L., Short course RADECS 2009, 14-18 September 2009, Bruges, Belgium, (2009).

### **Chapitre 4 : « Projet de recherche »**

- [Augusto, 2009] « Gamma-ray burst triggers at daytime and night-time interface », Augusto C. R. A. et al., eprint arXiv:0901.1832, (2009).
- [Band, 1993] « BATSE observations of gamma-ray burst spectra. I - Spectral diversity », Band D. et al., The Astrophysical Journal, vol. 413, no. 1, pp. 281-292, (1993).
- [Burenin, 1999] « GRANAT/SIGMA observation of the early afterglow from GRB 920723 in soft gamma-rays », Burenin R. A. et al., Astronomy and Astrophysics, vol. 344, L53-L56, (1999).

- [Castro-Tirado, 1998]\* « ISO observations of the GRB 970402 error box », Castro-Tirado A. J. et al., *Astronomy and Astrophysics*, vol. 330, pp. 14-18, (1998)
- [Claret, 1994c]\* « Localization and spectra of gamma-ray bursts observed within the sidelobes of the SIGMA telescope », Claret A. et al., *Astronomy and Astrophysics*, vol. 287, pp. 824-828, (1994).
- [Claret, 1994c] « Etude et usages des lobes secondaires du télescope spatial SIGMA », Claret A., thèse de doctorat, Université Paris 7, (1994).
- [Claret, 2008] « Alert distribution network and public data of the SVOM mission », Claret A. on behalf of the SVOM collaboration, *GAMMA-RAY BURSTS 2007: Proceedings of the Santa Fe Conference*; Published as AIP Conference Proceedings, vol. 1000, pp. 569-572, (2008).
- [Cordier, 2008] « SVOM pointing strategy : how to optimize the redshift measurement ? », Cordier B. et al., *GAMMA-RAY BURSTS 2007: Proceedings of the Santa Fe Conference*; Published as AIP Conference Proceedings, vol. 1000, pp. 588-588, (2008).
- [Costa, 1997] « Discovery of an X-ray afterglow associated with the gamma-ray burst of 28 February 1997 », Costa E. et al., *Nature*, vol. 387, pp. 783, (1997).
- [Fishman, 1994] « Discovery of Intense Gamma-Ray Flashes of Atmospheric Origin », Fishman G. J. et al., *Science* 27 May 1994, vol. 264, no. 5163, pp. 1313-1316, (1994).
- [Fishman, 1995] « Gamma-ray bursts », Fishman G. J. et Meegan C. A., *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 33, pp. 415-458, (1995).
- [Gehrels, 2009] « Gamma-ray bursts in the *Swift* era », Gehrels N. et al., *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 47, issue 1, pp. 567-617, (2009).
- [Götz, 2009] « SVOM : a new mission for gamma-ray burst studies », Götz D. et al., *GRB: Sixth Huntsville Symposium. AIP Conference Proceedings*, vol. 1133, pp. 25-30, (2009).
- [Hanlon, 1999] « Observations of GRBs with the Infrared Space Observatory », Hanlon L. et al., *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, vol. 138, pp. 459-460, (1999).
- [Hanlon, 2000]\* « ISO detection of a 60  $\mu\text{m}$  source near GRB 970508 », Hanlon L. et al., *Astronomy and Astrophysics*, vol. 359, pp. 941-947, (2000).
- [Hurley, 2000]\* « Gamma-ray burst arrival-time localizations: simultaneous observations by Ulysses, Pioneer Venus Orbiter, SIGMA, WATCH, and PHEBUS », Hurley K. et al., *The Astrophysical Journal*, vol. 533, issue 2, pp. 884-889, (2000).
- [Klebesadel, 1973] « Observations of gamma-ray bursts of cosmic origin », Klebesadel R. W. et al., *The Astrophysical Journal*, vol. 182, pp. L85-L88, (1973).
- [Meegan, 1992] « Spatial distribution of gamma-ray bursts observed by BATSE », Meegan C. A. et al., *Nature*, vol. 355, pp. 143-145, (1992).
- [Nemiroff, 1994] « A Century of Gamma Ray Burst Models », Nemiroff R. J., *Comments on Astrophysics*, vol. 17, no. 4, pp. 189-196 (1994).
- [Pelaez, 1993] « Les sursauts gamma cosmiques et solaires observés par le télescope SIGMA », Pelaez F., thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, (1993).
- [Pelaez, 1994] « Spectral characteristics of gamma-ray bursts observed by the anticoincidence shield of the SIGMA telescope aboard GRANAT », Pelaez F. et

- al., The Astrophysical Journal Supplement Series, vol. 92, no. 2, pp. 651-653, (1994).
- [Sunyaev, 1993]\* « A high sensitive search for gamma-ray bursts by the SIGMA telescope on board GRANAT », Sunyaev R. et al., The Astrophysical Journal, vol. 402, pp. 579-584, (1993).
- [Van Paradijs, 1997] « Transiant Optical emission from the error box of the gamma-ray burst of 28 February 1997 », Van Paradijs J. et al., Nature, vol. 386, pp. 686, (1997).

### **Pour en savoir plus sur les effets de l'environnement radiatif**

[SREC], « Space Radiation Environment and its Effects on Spacecraft Components and System », Cours de technologie spatiale organisé par le CNES, l'ONERA et le RADECS, ISBN 2-85428-654-5, Editions Cépaduès, (2004).

[TTVS], « Techniques et Technologies des Véhicules Spatiaux », Cours du CNES, ISBN 2 11-088537-8-1, Editions Cépaduès, (2002).

« Sous les feux du Soleil, vers une météorologie de l'espace », écrit par J. Liliensten et J. Bornarel, ISBN 2-86883-540-6, EDP Sciences, (2001).

### **Pour en savoir plus sur les sur les sursauts gamma**

« Explosions cosmiques », écrit par J. Paul, ISBN 2-7298-3568-7, Editions Ellipses, (2007).

« Gamma-ray bursts, the brightest explosions in the Universe », écrit par G. Vedrenne et J.-L. Attéia, ISBN 978-3-540-39085-5, Springer, (2009).

## **Annexe 2 — SITES WEB UTILES**

### **Codes d'environnement spatial**

CREME96	<a href="https://creme96.nrl.navy.mil/">https://creme96.nrl.navy.mil/</a>
Omere	<a href="http://www.trad.fr">http://www.trad.fr</a>
QARM	<a href="http://qarm.space.qinetiq.com/">http://qarm.space.qinetiq.com/</a>
SPENVIS	<a href="http://www.spennis.oma.be/spennis/">http://www.spennis.oma.be/spennis/</a>

### **Codes de transport de particules dans la matière**

Fastrad	<a href="http://www.trad.fr">http://www.trad.fr</a>
Fluka	<a href="http://www.fluka.org/">http://www.fluka.org/</a>
Geant4 @ CERN	<a href="http://geant4.web.cern.ch/geant4/">http://geant4.web.cern.ch/geant4/</a>
Geant4 @ IN2P3	<a href="http://geant4.in2p3.fr/">http://geant4.in2p3.fr/</a>
MNCPX	<a href="https://mcnp.x.lanl.gov/">https://mcnp.x.lanl.gov/</a>

NIST	<a href="http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/contents.html">http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/contents.html</a>
SRIM, TRIM	<a href="http://www.srim.org/">http://www.srim.org/</a>

### Météorologie spatiale

Données GOES	<a href="http://www.swpc.noaa.gov/Data/goes.html">http://www.swpc.noaa.gov/Data/goes.html</a>
Données IPSAT	<a href="http://craterre.onecert.fr/ipsat/index.php">http://craterre.onecert.fr/ipsat/index.php</a>
Données Soleil	<a href="http://sidc.oma.be/">http://sidc.oma.be/</a>
Indices d'activité	<a href="http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/">http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/</a>
Géomagnétisme	<a href="http://www.ngdc.noaa.gov/geomag/servers.shtml">http://www.ngdc.noaa.gov/geomag/servers.shtml</a>
Prévisions ESA	<a href="http://www.esa-spaceweather.net/spweather/current_sw/index.html">http://www.esa-spaceweather.net/spweather/current_sw/index.html</a>
Prévisions NOAA	<a href="http://www.swpc.noaa.gov/today.html">http://www.swpc.noaa.gov/today.html</a>

### Standards

ECSS	<a href="http://www.spennis.oma.be/ecss/frame.php/e_st_10_04c">http://www.spennis.oma.be/ecss/frame.php/e_st_10_04c</a>
JEDEC	<a href="http://www.jedec.org/">http://www.jedec.org/</a>

### Sursauts gamma

GLAST, FERMI	<a href="http://gammaray.msfc.nasa.gov/gbm/">http://gammaray.msfc.nasa.gov/gbm/</a>
GCN	<a href="http://gcn.gsfc.nasa.gov/">http://gcn.gsfc.nasa.gov/</a>
IBAS/INTEGRAL	<a href="http://isdc.unige.ch/Soft/ibas/">http://isdc.unige.ch/Soft/ibas/</a>
IPN	<a href="http://www.ssl.berkeley.edu/ipn3/index.html">http://www.ssl.berkeley.edu/ipn3/index.html</a>
SVOM	
SWIFT	<a href="http://swift.gsfc.nasa.gov/docs/swift/about_swift/">http://swift.gsfc.nasa.gov/docs/swift/about_swift/</a>

## Annexe 3 — SYMBOLES

A	Nombre de masse atomique
Å	Angström ( $1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ m}$ )
AE	Indice d'activité magnétique ( <i>Auroral Electrojet</i> , voir Tableau 1.5)
Ap	Indice d'activité magnétique (Amplitude planétaire, voir Tableau 1.5)
erg	Unité de mesure de l'énergie dans le système CGS ( $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$ )
F <sub>10.7</sub>	Indice décimétrique d'activité solaire (mesure du flux solaire à 10,7 cm et exprimé en $10^{22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$ )

$\Gamma$	Facteur de Lorentz, qui vaut $1/\sqrt{1-(v/c)^2}$ , $v$ étant la vitesse des particules et $c$ celle de la lumière ( $\Gamma=100$ correspond à 99,995% de la vitesse de la lumière)
Gy	Gray, unité de dose (1 Gy = 1 J/kg)
Kp	Indice d'activité magnétique ( <i>planetarische Kennziffer</i> , voir Tableau 1.5)
L	Coordonnée magnétique du système de Mc Ilwain (voir page 91)
L1, L2	Points de Lagrange situé à 1,5 millions de km de la Terre dans la direction solaire (L1) et antisolaire (L2)
pc	Parsec, distance à laquelle 1 UA sous-tend un angle de 1" (soit $3,09 \cdot 10^{16}$ m)
rad	Ancienne unité de dose (correspondant à 100 erg/g, soit 0,01 Gy)
$R_T$	Rayon terrestre (6 371 km à l'équateur)
T0	Date de début d'un sursaut gamma
T90	Durée pendant laquelle 90% des photons sont émis par un sursaut gamma
UA	Unité Astronomique correspondant à la distance moyenne Terre-Soleil (soit 149,6 millions de km)
$z$	Symbole du décalage spectral ( <i>redshift</i> ) donné par la relation $1+z = \lambda_{\text{obs}} / \lambda_0$
Z	Numéro atomique

## Annexe 4 — GLOSSAIRE DES SIGLES

### Termes techniques

ACR	<i>Anomalous Cosmic Rays</i>
APS	<i>Active Pixel Sensor</i>
ASIC	<i>Application Specific Integrated Circuit</i>
CAO	Conception Assistée par Ordinateur
CCD	<i>Charge-Coupled Device</i>
CMOS	<i>Complementary Metal Oxide Semi-conductor</i>
CME	<i>Coronal Mass Ejection</i>
CREME	<i>Cosmic Ray Effects on Micro-Electronics</i>
DD	<i>Displacement Damage</i>
DRAM	<i>Dynamic Random Access Memory</i>
ECSS	<i>European Cooperation on Space Standardization</i>
EDAC	<i>Error Detector and Correction</i>
EOS	<i>Earth Observatory Orbit</i>
ESP	<i>Emission of Solar Protons</i>
ETP	Equivalent Temps Plein

---

FOV	<i>Field Of View</i>
FWHM	<i>Full Width at Half Maximum</i>
GCR	<i>Galactic Cosmic Rays</i>
GEO	<i>Geostationary Earth Orbit</i>
GRB	<i>Gamma-Ray Burst</i>
GTO	<i>Geostationary Transfer Orbit</i>
HEO	<i>Highly Eccentric Orbit</i>
IBAS	<i>INTEGRAL Burst Alert System</i>
IPN	<i>InterPlanetary Network</i>
IPSAT	<i>Ionizing Particle in Space Analysis Tool</i>
JEDEC	<i>Joint Electronic Devices Engineering Council</i>
JSC	<i>Joint Science Committe</i>
LEO	<i>Low Earth Orbit</i>
LET	<i>Linear Energy Transfer</i>
MBU	<i>Multiple Bit Upset</i>
MEO	<i>Medium Earth Orbit</i>
MOS	<i>Metal Oxyde Semi-conductor</i>
NIEL	<i>Non Ionizing Energy Loss</i>
PI	<i>Principal Investigator</i>
REX	<i>Retour d'EXpérience</i>
RTS	<i>Random Telegraph Signal</i>
SAA	<i>South Atlantic Anomaly</i>
SEE	<i>Single Event Effect</i>
SEL	<i>Single Event Latchup</i>
SEP	<i>Solar Energetic Particle</i>
SET	<i>Single Event Transient</i>
SEU	<i>Single Event Upset</i>
SOI	<i>Silicon On Insulator</i>
SOS	<i>Silicon On Sapphire</i>
SPENVIS	<i>SPace ENVironment Information System</i>
SRIM	<i>Stopping and Range of Ions in Matter</i>
TGF	<i>Terrestrial Gamma-ray Flash (sprite)</i>
TDI	<i>Time Delay and Integration</i>
TID	<i>Total Ionizing Dose</i>
TRIM	<i>TRansport of Ions in Matter</i>
UV	<i>Ultraviolet</i>

VHF	<i>Very High Frequency</i>
VLF	<i>Very Low Frequency</i>

### **Instruments ou missions spatiales**

BATSE/CGRO	<i>Burst And Transient Source Experiment</i>
BeppoSAX	<i>Satellite per Astronomia X, Beppo in honor of Giuseppe Occhialini (ASI)</i>
CGRO	<i>Compton Gamma-Ray Observatory (NASA)</i>
CRRES	<i>Combined Release and Radiation Effect Satellite (NASA, Department of Defense, Department of the Air Force)</i>
CXG	<i>Caméra X et Gamma du télescope ECLAIRS/SVOM</i>
DPIX	<i>Détecteur PIXélisé de la CXG</i>
DUNE, EUCLID	<i>Dark UNiverse Explorer, concept EUCLID (ESA)</i>
EPIC/XMM	<i>European Photon Imaging Camera</i>
GBM/FERMI	<i>GLAST Burst Monitor</i>
GFT/SVOM	<i>Ground Follow-up Telescope</i>
GOES	<i>Geostationary Operations Environmental Satellite (NOAA)</i>
FERMI	<i>Gamma-ray Large Area Space Telescope (NASA), anciennement appelé GLAST</i>
GRANAT	<i>Gamma Rentgenovskii Astronomitcheskii Naoutchnii ApparaT, Appareil scientifique d'astronomie X et gamma (IKI/CNES)</i>
GRM/SVOM	<i>Gamma-Ray Monitor</i>
GWAC/SVOM	<i>Ground-based Wide angle Camera</i>
HETE	<i>High-Energy Transient Explorer (Center for Space Research, MIT)</i>
HSO	<i>Herschel Space Observatory (ESA), aussi appelé HERSCHEL</i>
HEXTE/RXTE	<i>High Energy X-ray Timing Experiment</i>
IBIS/INTEGRAL	<i>Imager on Board the Integral Satellite</i>
INTEGRAL	<i>INternational Gamma-Ray Astrophysic Laboratory (ESA)</i>
ISGRI/INTEGRAL	<i>Integral Soft Gamma-Ray Imager</i>
ISO	<i>Infrared Space Observatory (ESA)</i>
ITER	<i>International Thermonuclear Experimental Reactor</i>
KET/ULYSSES	<i>Kiel Electron Telescope</i>
MXT/SVOM	<i>Micro-channel X-ray Telescope</i>
NFI/BeppoSAX	<i>Narrow Field Instrument</i>
PACS/HSO	<i>Photodetector Array Camera and Spectrometer</i>
PVO	<i>Pioneer Venus Orbiter (NASA)</i>
RXTE	<i>Rossi X-ray Timing Explorer (NASA)</i>
SAC-C	<i>Satelite de Aplicaciones Cientificas - C (Argentine)</i>



SAMPEX	<i>Solar Anomalous and Magnetospheric Particle Explorer (NASA)</i>
SIGMA/GRANAT	Système d'Imagerie à Masque Aléatoire
SIMBOL-X	Spectro IMager BOLOmètres X (CNES)
SOHO	<i>Solar Heliospheric Observatory (NASA/ESA)</i>
SVOM	<i>Space based multi-band Variable Object Monitor (CNES/CNSA)</i>
SWIFT	« <i>Catching Gamma-Ray Bursts on the Fly</i> » (NASA)
TRACE	<i>Transition Region And Coronal Explorer (Lockheed)</i>
ULYSSES	Sonde dédiée à l'étude in situ de la turbulence dans le vent solaire, en particulier hors du plan de l'écliptique (NASA/ESA)
UTS	Unité de Traitement Scientifique du télescope ECLAIRS/SVOM
VT/SVOM	<i>Visible Telescope</i>
XMM	<i>X-ray Multi Mirror (ESA)</i> , aussi appelé telescope NEWTON
WFC/BeppoSAX	<i>Wide field Camera</i>

### Instituts ou organisations

APC	Astrophysique Particule et Cosmologie
ASI	Agence Spatiale Italienne
CEA	Commissariat à l'Energie Atomique
CERN	Centre Européen de Recherche Nucléaire
CESR	Centre d'Etude Spatial des Rayonnements
CNES	Centre National d'Etudes Spatiales
CNSA	<i>China National Space Administration</i>
CRS	Cellule Radiations Spatiales (IRFU)
ECSS	<i>European Cooperation on Space Standardization</i>
ESA	<i>European Space Agency</i>
GSFC	<i>Goddard Space Flight Center (NASA)</i>
GWG	<i>Glitch Working Group (ESA)</i>
IAU	<i>International Astronomical Union</i>
IEEE	<i>Institute of Electrical &amp; Electronic Engineers</i>
IHEP	<i>Institute of High Energy Physics (CAS)</i>
IKI	<i>Russian Space Research Institute</i>
IN2P3	Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules
IRFU	Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers
ITAR	<i>International Traffic in Arms Regulations</i>
JPL	<i>Jet Propulsion Laboratory</i>
LAM	Laboratoire d'Astrophysique de Marseille

LANL	<i>Los Alamos National Laboratory</i>
LAPP	Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules
NAOC	<i>National Astronomical Observatories of China (CAS)</i>
NASA	<i>National Aeronautic and Space Administration</i>
NOAA	<i>National Oceanic and Atmospheric Administration</i>
NRL	<i>Naval Research Laboratory</i>
NSREC	<i>Nuclear Space Radiation Effects Conference</i>
ONERA	Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales
RADECS	<i>Radiation Effects on Components and Systems</i>
UNAM	<i>Universidad Nacional Autónoma de México</i>
XIOPM	<i>Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics (CAS)</i>

## Annexe 5 — LISTE DES TABLEAUX

### Chapitre 1 — Particules spatiales, caractéristiques et effets

Tableau 1.1 — Panorama des effets radiatifs.....	52
Tableau 1.2 — Caractéristiques temporelles des mouvements de particules chargées de 1 MeV dans la coquille L=2. ....	88
Tableau 1.3 — Caractéristiques générales des particules piégées dans les ceintures. ....	91
Tableau 1.4 — Modèles de champ magnétiques recommandés pour AE8 et AP8. ....	99
Tableau 1.5 — Principaux indices d'activité magnétique. ....	107
Tableau 1.6 — Correspondance entre les effets et les particules responsables. ....	124
Tableau 1.7 — Pouvoir de pénétration des électrons dans l'aluminium.....	132
Tableau 1.8 — Pouvoir de pénétration des protons dans l'aluminium. ....	132
Tableau 1.9 — Comparaison qualitative des orbites en termes de population de particules. Le caractère + ou ++ a été attribué, soit en fonction du temps d'exposition passé à un endroit donné de la magnétosphère où l'on rencontre des particules, soit en fonction de l'importance des flux rencontrés. Lorsque la case est vide, cela signifie que l'orbite en question n'est pas concernée par le type de particules mentionné.....	145
Tableau 1.10 — Paramètres orbitaux choisis pour les orbites de l'ensemble étalon.....	146
Tableau 1.11 — Références des figures pour la comparaison en termes de particules.....	146

### Chapitre 2 — Prise en compte projet et retour d'expérience

Tableau 2.1 — Estimation du taux de pollution des données pour divers détecteurs.....	168
---	-----

### Chapitre 3 — Cellule Radiations Spatiales, expertise et enseignement

Tableau 3.1 — Etudes CRS classées par jalon chronologique..... 275

Tableau 3.2 — Etudes CRS classées par projet. .... 275

### Chapitre 4 — Projet de recherche

Tableau 4.1 — Liste des 5 sursauts localisés via les optiques secondaires de SIGMA. Les paramètres a et b représentent respectivement le demi petit axe et le demi grand axe des boîtes d'erreur à  $1\sigma$  de forme elliptique déterminées à partir de l'analyse de la position des arcs projetés..... 292

Tableau 4.2 — Spécification des performances pour la distribution des alertes de SVOM. .... 360

Tableau 4.3 — Paramètres pris en compte pour l'élaboration du niveau de confiance des alertes de SVOM. Les phénomènes marqués entre parenthèses dans la colonne des données exogènes ont une influence sur le phénomène mentionné dans la colonne de gauche, mais ne correspondent pas à des données facilement accessibles, en tous cas à brève échéance..... 372

## Annexe 6 — LISTE DES FIGURES

### Chapitre 1 — Particules spatiales, caractéristiques et effets

Figure 1.1 — Statistiques sur les anomalies dues à l'environnement spatial naturel (Tiré de la publication n°1390 de la NASA, août 1996)..... 54

Figure 1.2 — Faible niveau de protection des astronautes lors des passages dans l'anomalie sud atlantique en orbite basse (à gauche), ou à l'occasion des événements solaires en orbite interplanétaire (à droite). .... 55

Figure 1.3 — Dommages causés à un transformateur électrique situé à l'interconnexion Pennsylvania - New Jersey - Maryland (États-Unis) lors de l'éruption solaire de mars 1989. .... 56

Figure 1.4 — Principaux effets d'une tempête solaire, depuis l'espace jusqu'au sol (Crédit Bell Laboratories, Lucent Technologies)..... 58

Figure 1.5 — Couronne solaire photographiée lors d'une éclipse, où l'on distingue aussi des protubérances de régions actives au bord du disque..... 59

Figure 1.6 — Mesures de vitesse du vent solaire par l'instrument SWOOPS à bord de la sonde ULYSSES. .... 59

Figure 1.7 — Structure spirale du champ magnétique solaire guidant le vent solaire..... 60

Figure 1.8 — À gauche, photo du disque solaire où l'on aperçoit des groupes de taches rapprochées et d'autres plus isolées. À droite, boucles magnétiques au-dessus de la photosphère visualisées par le satellite TRACE à 17,1 nm (extrême UV), la grande boucle s'étendant sur plus de 30 fois le diamètre de la Terre ! ..... 60

Figure 1.9 — Historique du cycle solaire depuis l'époque de Galilée jusqu'à nos jours..... 61

Figure 1.10 — Zoom sur le dernier cycle solaire (cycle 23) : les lignes continues et pointillées correspondent à des prédictions basées sur le cycle précédent, mais qui sont le sujet de beaucoup de

controverses, surtout actuellement, le dernier minimum solaire initialement prévu pour 2007 s'étant fait attendre jusqu'en 2009.....	62
Figure 1.11 — Lignes de champ géomagnétique (Figure tirée de [Barth, 2009]).....	64
Figure 1.12 — Représentation schématique de la magnétosphère terrestre (Crédit NASA). ....	65
Figure 1.13 — Déformation de la magnétosphère induite par l'activité solaire.....	67
Figure 1.14 — Carte de rigidité magnétique (Figure tirée de [Barth, 2009]).....	68
Figure 1.15 — Représentation de l'héliosphère où l'on peut voir l'emplacement des sondes Voyager à l'aube de 2005 (Crédit NASA/Walt Feimer). ....	69
Figure 1.16 — Abondances relatives normalisées à celle du silicium (abondance Si fixée à $10^6$ ) des ions de 2 GeV/nucléon du rayonnement cosmique d'après [Medwaldt, 1988].....	70
Figure 1.17 — Spectre en énergie de quelques ions du rayonnement cosmique (hydrogène, hélium et fer), le spectre de l'hydrogène ayant été multiplié par 5 afin de mieux le distinguer de celui de l'hélium (Crédit Smart and Shea, Handbook of geophysics and the space environment, 1985).....	72
Figure 1.18 — Modulation solaire en forme de sinusoïde des ions cosmiques du groupe C-N-O illustrée à travers des mesures IMP-8. Les pics étroits correspondent aux ions émis lors des éruptions solaires.....	72
Figure 1.19 — Flux des protons et alphas cosmiques modélisés par CREME 86 avec $M=1$ et $M=3$ en période de minimum solaire. L'orbite choisie ici est une orbite géostationnaire à 36 000 km d'altitude. ....	75
Figure 1.20 — Comparaison des flux différentiels d'ions oxygène déterminés par les modèles CREME 86 ( $M=1$ et $M=3$ ), CREME 96 et GCR ISO au minimum solaire. ....	75
Figure 1.21 — Evolution de la fluence de protons d'énergie supérieure à 10 MeV lors des événements d'août 1972 et octobre 1989. ....	78
Figure 1.22 — Comparaison des pics de flux intégrés de protons solaire (pire heure) pour les événements d'août 1972, octobre 1989, juillet 2000 et octobre 2003. ....	79
Figure 1.23 — Occurrence des SEP (traits verticaux) pendant les cycles solaires 20 à 22. Les astérisques repèrent les maximums solaires séparés de 11 ans entre deux cycles. ....	79
Figure 1.24 — Influence du niveau de confiance sur la fluence de protons prédite par le modèle JPL 91 pour le cycle solaire 23. L'orbite choisie ici est une orbite géostationnaire à 36 000 km d'altitude. ....	83
Figure 1.25 — Comparaison des fluences de protons prédites par les modèles SOLPRO, JPL 91 et ESP pour le cycle solaire 23. L'orbite choisie ici est une orbite géostationnaire à 36 000 km d'altitude....	83
Figure 1.26 — Mécanisme de piégeage des particules : mouvement de giration induit par la force de Lorentz, mouvement d'aller-retour entre deux points miroirs en raison de la conservation du moment magnétique (Figure adaptée de [SREC]). ....	87
Figure 1.27 — Mouvement de dérive azimutale induit par le gradient radial du champ magnétique (Figure adaptée de [SREC]). ....	87
Figure 1.28 — Formation d'une coquille en forme de ceinture. ....	88
Figure 1.29 — Représentation schématique des ceintures de radiations de Van Allen : ceinture interne, ceinture externe et ceinture d'ions (zone claire de la ceinture interne). On notera que la zone noire située entre les ceintures interne et externe ne correspond pas à une zone de vide totalement dépeuplée de particules (voir texte plus bas à propos de la région dite <i>slot</i> et aussi Figure 1.38 à propos des modèles AE8 et AP8). ....	89

Figure 1.30 — Coupe verticale de la ceinture interne montrant que l'altitude de sa limite basse n'est pas constante. C'est la zone interceptée par les satellites en orbite basse qui délimite la SAA. ....	90
Figure 1.31 — Système de coordonnées magnétiques B-L de Mc Ilwain. ....	91
Figure 1.32 — Evolution temporelle des flux de protons piégés à basse altitude, superposée à l'activité solaire (courbe en pointillés, indice $F_{10.7}$ ). Les flux de protons sont représentés pour des latitudes géomagnétiques correspondant à différentes coquilles magnétiques L (Figure tirée de [Huston, 1998]). ....	93
Figure 1.33 — Evolution temporelle des flux d'électrons de diverses énergies piégés au niveau de l'orbite géostationnaire, superposée à l'activité solaire, d'après [Boscher, 2003]. ....	94
Figure 1.34 — Dépendance angulaire du flux de protons d'énergie > 10 MeV telle qu'elle est modélisée par le modèle AP8MAX pour une orbite héliosynchrone à 800 km d'altitude. L'axe polaire du repère est parallèle au vecteur vitesse du satellite, l'angle d'azimut est mesuré dans le plan perpendiculaire (Crédit SPENVIS). ....	94
Figure 1.35 — Coupe verticale montrant les flux de protons > 10 MeV modélisés par AP8 (Crédit ONERA). ....	96
Figure 1.36 — Coupe verticale montrant les flux d'électrons > 500 keV modélisés par AE8 (Crédit ONERA). ....	96
Figure 1.37 — Variation des flux des protons piégés en fonction de leur distance radiale dans le plan de l'équateur magnétique en maximum solaire (AP8_MAX). ....	97
Figure 1.38 — Variation des flux des électrons piégés en fonction de leur distance radiale dans le plan de l'équateur magnétique en maximum solaire (AE8_MAX). ....	97
Figure 1.39 — Contours de flux de protons (en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) d'énergie > 10 MeV des ceintures de radiations à 600 km d'altitude. ....	98
Figure 1.40 — Contours de flux d'électrons (en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) d'énergie > 1 MeV des ceintures de radiations à 600 km d'altitude. ....	98
Figure 1.41 — Vue d'artiste représentant l'atténuation des rayons cosmiques atteignant la haute atmosphère (à gauche) et création de particules secondaires (à droite) d'après [Ziegler, 1996]. ....	100
Figure 1.42 — Flux des particules atmosphériques en fonction de l'altitude. ....	101
Figure 1.43 — Flux différentiel des neutrons pour différentes altitudes. Les flux au niveau de la mer proviennent de New York City [JEDEC, JESD 2001], les autres correspondent à la latitude de 44° [Hess, 1961]. ....	102
Figure 1.44 — Variation du flux de neutrons de 1 à 10 MeV en fonction de la latitude terrestre d'après [Normand, 1993]. ....	103
Figure 1.45 — Nombre de jours au cours desquels une tempête magnétique (courbe claire) mesuré à travers l'indice magnétique $A_p > 40$ , en corrélation avec l'activité solaire (courbe foncée) mesurée à partir du nombre de tâches solaires (Crédit NOAA). ....	108
Figure 1.46 — Variation cyclique de 27 jours des flux d'électrons d'énergie > 2 MeV enregistrés par le satellite GOES-7 en orbite géostationnaire au-dessus de la longitude 112° ouest (Crédit NOAA). ....	109
Figure 1.47 — Aurore polaire vue depuis le sol (à gauche) et depuis l'espace (à droite). ....	109
Figure 1.48 — Image composite d'une aurore boréale au-dessus du Canada observée dans la partie visible et ultraviolette par le satellite Polar. ....	110
Figure 1.49 — Cartes longitude/latitude des flux de protons de 10 MeV enregistrés par le satellite SAC-C à 700 km d'altitude avant (image du haut) et après (image du milieu) une tempête solaire	

survenue autour du 30 mars 2001, où l'on note l'accroissement très net du flux de protons dans la moitié sud de la SAA. Sur l'image du bas, on visualise l'évolution temporelle des flux dans les différentes coquilles (L) et on s'aperçoit que les protons solaires injectés entre L=4 et L=8 un peu avant le 30 mars (zone claire) y demeurent confinés jusqu'au 31 mars, lorsqu'une perturbation du champ magnétique induite par une CME leur permet de migrer vers les coquilles internes entre L=1,5 et L=2,5 où ils restent piégés. Ce sont ces protons que l'on retrouve au niveau de la région sud de la SAA à 700 km (zone autour de L=2). On notera que la migration des protons solaires injectés le 3 avril vers les coquilles plus internes n'a pas lieu, alors qu'ils sont pourtant injectés en plus grand nombre que lors de l'événement du 30 mars (Crédit ONERA)..... 113

Figure 1.50 — Variation séculaire de la composante est du champ magnétique terrestre ( $dY/dt$ ) mesurée par l'observatoire de Chambon la Forêt (cercles pleins) et l'observatoire Niemegk (losanges) de 1883 à 2000, les *geomagnetic jerks* correspondant aux changements de pente (Figure tirée de [Mandea, 2000]). ..... 114

Figure 1.51 — Position de la SAA mesurée à partir des données de RXTE et différents ajustements de pente :  $0,65(1)^\circ/\text{an}$  pour la période 1996-1998,25 ;  $0,346(5)^\circ/\text{an}$  pour la période 1998,5-2003,25 ;  $0,46(1)^\circ/\text{an}$  pour la période 2003,5-2007 (Figure tirée de [Fürst, 2009]). ..... 115

Figure 1.52 — Composition de l'ionosphère en fonction de l'altitude et de l'activité solaire. .... 117

Figure 1.53 — Distribution géographique des électrons quasi piégés de 200 keV mesurés par le satellite DEMETER. Les électrons précipités à cause des émissions VLF de l'émetteur NWC sont repérables le long des contours L=1,7 tracés en pointillés (Figure adaptée de [Sauvaud, 2008]). .... 118

Figure 1.54 — Domaine de validité des modèles dynamiques des ceintures, comparée à celle des modèles statiques AE8 et AP8 (Figure tirée de [SREC]). ..... 120

Figure 1.55 — Correspondance entre les mécanismes d'interactions et les effets..... 124

Figure 1.56 — Courbe de LET électronique et de NIEL (« LET nucléaire ») d'un ion d'aluminium (projectile) dans le silicium (cible), d'après SRIM2003 [Ziegler, 2003]. ..... 126

Figure 1.57 — Energie déposée le long de la trajectoire d'un proton de 100 MeV s'arrêtant après un parcours de 1,35 cm dans l'hydrogène. Le dépôt d'énergie par unité de longueur est à peu près constant le long du premier cm parcouru, puis le proton dépose brutalement toute son énergie... 127

Figure 1.58 — Courbe de LET de divers ions, proton (noté *hydrogen*) et électron (noté E-) dans le silicium, en fonction de l'énergie de la particule incidente. .... 128

Figure 1.59 — Courbe de LET des électrons dans divers matériaux (Figure tirée de [SREC]). ..... 128

Figure 1.60 — Comparaison du LET et du NIEL pour les protons, électrons et neutrons (Figure tirée de [SREC]). ..... 129

Figure 1.61 — Diverses définitions du pouvoir de pénétration (Figure tirée de [SREC]). ..... 131

Figure 1.62 — Fluence (particules/cm<sup>2</sup>) équivalente à 1 rad (Si) en fonction de l'énergie de la particule responsable. .... 134

Figure 1.63 — Dégradation lente et progressive par effet de dose cumulée de la résolution en énergie (à gauche) et de l'efficacité de transfert de charge (à droite) sur un CCD de XMM/NEWTON (Contribution de P. Ferrando). Sur l'image de droite, on remarquera quelques sauts de dégradation plus brutale induits par les événements solaires. .... 135

Figure 1.64 — NIEL du proton dans le silicium. .... 137

Figure 1.65 — Modification du courant d'obscurité provoquée par les déplacements. .... 137

Figure 1.66 — Oscillation de pixel (effet RTS) provoquée par les déplacements. .... 138

Figure 1.67 — Représentation de la trace d'un ion au travers d'une jonction PN bloquée (Figure tirée de [TTVS]).	138
Figure 1.68 — Estimation du taux de SEE à partir de la grandeur caractéristique qui peut être le spectre de LET ou alors le spectre en énergie selon le type de particule, selon que l'ionisation est directe (causée par les ions cosmiques ou les protons des éruptions violentes) ou indirecte (causée par les protons piégés ou ceux des éruptions solaires classiques).	140
Figure 1.69 — Exemple de transitoire (SET) enregistré par un pixel de la caméra infrarouge spatiale ISOCAM. Le signal en marches d'escalier (source observée) est dû à des effets de mémoire du détecteur suite à un changement d'illumination.	142
Figure 1.70 — Correspondance sources – effets.	145
Figure 1.71 — Spectre différentiel des protons cosmiques pour diverses orbites. On notera en particulier l'atténuation magnétosphérique pour l'orbite basse altitude (LEO), et dans une moindre mesure l'orbite polaire (EOS) à cause du blindage magnétosphérique moins élevée à haute latitude (zone des cornets polaires).	147
Figure 1.72 — Spectre intégral des protons cosmiques pour diverses orbites.	147
Figure 1.73 — Spectre différentiel des alphas cosmiques pour diverses orbites. On notera en particulier l'atténuation magnétosphérique pour l'orbite basse altitude (LEO), et dans une moindre mesure l'orbite polaire (EOS) à cause du blindage magnétosphérique moins élevée à haute latitude (zone des cornets polaires).	148
Figure 1.74 — Spectre intégral des alphas cosmiques pour diverses orbites.	148
Figure 1.75 — Spectre différentiel des protons solaires pour diverses orbites. On notera en particulier l'atténuation magnétosphérique pour l'orbite basse altitude (absence de flux pour LEO), les flux les plus élevés se rencontrant pour les orbites GEO et HEO (courbes confondues).	149
Figure 1.76 — Spectre intégral des protons solaires pour diverses orbites.	149
Figure 1.77 — Spectre différentiel des protons piégés pour diverses orbites. On notera en particulier l'effondrement des protons de haute énergie pour l'orbite GEO.	150
Figure 1.78 — Spectre intégral des protons piégés pour diverses orbites.	150
Figure 1.79 — Spectre différentiel des électrons piégés pour diverses orbites. On notera en particulier que les satellites en orbites à haute altitude (GEO, GTO, MEO) passent plus de temps dans la ceinture externe, conduisant à des flux plus intenses.	151
Figure 1.80 — Spectre intégral des électrons piégés pour diverses orbites.	151
Figure 1.81 — Courbes de profil de dose annuelle pour diverses orbites. Pour un blindage typique de quelques mm d'aluminium, les orbites les plus pénalisantes sont celles situées au cœur des ceintures de particules piégées (MEO, GEO) et dans une moindre mesure HEO qui ne fait qu'y plonger périodiquement. À forte épaisseur de blindage, l'orbite les plus pénalisantes sont celles où l'on rencontre le plus d'électrons qui font contribuer à la dose par rayonnement de freinage, c'est donc l'orbite HEO qui est la plus favorable de ce point de vue.	152
Figure 1.82 — Moyenne sur 1 an des fluences de protons équivalents (10 MeV) aux dommages causés par les déplacements atomiques pour diverses orbites. Pour interpréter les différences selon les orbites, on peut faire le rapprochement avec les Figure 1.75 et Figure 1.77 qui montrent les flux de protons (les plus déplaçant).	153
Figure 1.83 — Spectres de LET pour diverses orbites. On notera en particulier l'atténuation magnétosphérique pour l'orbite basse altitude (LEO), et les quelques cassures liées aux différentes abondances cosmiques.	153

Figure 1.84 — Influence de l'inclinaison sur les flux de particules piégées long d'une orbite basse à 600 km d'altitude.....	154
Figure 1.85 — Périodes de Soleil actif au cours d'un cycle de 11 ans.....	155

## Chapitre 2 — Prise en compte projet et retour d'expérience

Figure 2.1 — Courbe de dose déterminée par le module shieldose2 du logiciel Omere. Il s'agit de la dose déposée au centre d'une sphère pleine d'aluminium de rayon variable représentant l'épaisseur du blindage environnant, les unités (Rad Si) rappelant que cette dose est déposée dans du silicium. Les <i>trapped photons</i> correspondent la dose induite par le freinage des électrons piégés dans le blindage (Bremsstrahlung). L'orbite considérée ici est celle d'ISO (périgée 1 000 km, apogée 70 500 km, inclinaison 0°, 20 mois de mission à partir de novembre 1995, un an de soleil actif). ....	163
Figure 2.2 — Profils temporels de flux intégrés, calculés par le logiciel Omere, correspondant aux particules d'énergie > 100 keV rencontrées par un satellite évoluant en orbite basse soumis à des traversées régulières de la SAA. L'orbite considérée ici est celle de SVOM (orbite basse circulaire d'altitude de 600 km et inclinée à 30°).....	164
Figure 2.3 — Images 32×32 enregistrées par le détecteur infrarouge ISOCAM/LW pendant 5 s d'intégration (en haut à gauche) et 10 s d'intégration (en haut à droite) montrant les traces laissées par des protons cosmiques ; trace curviligne laissée par le recul d'un noyau atomique (en bas à gauche), trace importante laissée par le passage d'un ion lourd énergétique d'où partent aussi les traces laissées par des particules secondaires (en bas à droite). Tous les pixels impactés doivent être masqués par les procédures d'analyse de données, mais celles-ci deviennent inopérantes si le nombre de pixels à masquer est trop important.....	165
Figure 2.4 — Série d'images successives montrant le degré de pollution extrême des données d'ICOCAM/LW lors d'un événement solaire. ....	165
Figure 2.5 — Périodes des mesures effectuées en vol et utilisées pour bâtir différents modèles de particules piégées. Les modèles AP8 et AE8 sont basés sur des mesures non continues acquises durant un cycle solaire faible ; les modèles NOAAAPRO et POLE sont basés sur des données enregistrées au cours de plusieurs cycles solaires de même niveau ; et les modèles CRRESPRO, CRRESELE et ESA SEE1 sont basés sur des mesures effectuées pendant une période extrêmement limitée au cours d'un seul cycle solaire (Figure tirée de [SREC]). ....	170
Figure 2.6 — Série d'images successives (5 s) enregistrées par le détecteur ISOCAM/LW montrant un cas de rémanence (plus de 5 min) suite au passage d'un ion lourd apparaissant à la 20 <sup>ème</sup> image en partant du coin supérieur gauche. ....	172
Figure 2.7 — Analyse sectorielle du satellite INTEGRAL. ....	180
Figure 2.8 — Représentation simplifiée du télescope IBIS d'INTEGRAL au moyen de <i>Shield-3D</i> représentant le blindage autour du détecteur ISGRI.....	184
Figure 2.9 — Carte d'épaisseur aluminium équivalent calculée par <i>Shield-3D</i> . ....	185
Figure 2.10 — Carte de l'énergie conservée par un proton d'énergie initiale de 100 MeV à l'issue de la traversée du blindage calculée par <i>Shield-3D</i> .....	185
Figure 2.11 — Carte de l'énergie déposée dans le détecteur en CdTe par un proton d'énergie initiale de 100 MeV calculée par <i>Shield-3D</i> . ....	186
Figure 2.12 — Problématique du débit de dose (Figure tirée de [TTVS]). ....	188



Figure 2.13 — Dispositif de test sous faisceaux de particule (Tandem d'Orsay) pour les bolomètres de HERSCHEL/PACS (à gauche) et dispositif de test de tenue à la dose (Cocase) pour le prototype IDeF-X (à droite). .....	191
Figure 2.14 — Module de 32 pixels (4x8) faisant partie du plan de détection (CdTe) du télescope ECLAIRs et destiné à être irradié sous faisceaux de particule (Tandem d'Orsay). .....	192
Figure 2.15 — Photographie d'une matrice de bolomètres de PACS (à gauche) et son implémentation dans Geant4 (à droite). .....	196
Figure 2.16 — Géométrie du plan détecteur de SIMBOL-X (à gauche) et son implémentation dans Geant4 (à droite). .....	196
Figure 2.17 — Géométrie du télescope ECLAIRs (à gauche) et son implémentation dans Geant4 (à droite). .....	196
Figure 2.18 — Exemple de modélisation Fastrad du télescope Corot monté sur la plateforme Proteus montrant que l'intégration du module géométrique correspondant à la plateforme (partie basse à dominante sombre) permet une meilleure prise en compte du blindage matériel environnant les instruments scientifiques (Crédit TRAD). .....	197
Figure 2.19 — Principe d'imagerie à masque codé: une source située à l'infini selon une direction donnée produit sur le plan détecteur un motif spécifique, en correspondance bijective avec la direction de la source. ....	199
Figure 2.20 — Télescope SIGMA: vue éclatée (à gauche), zoom sur le masque codé en tungstène et le blindage passif en plomb-tantale-étain (à droite). .....	200
Figure 2.21 — Vue d'artiste du télescope spatial infrarouge ISO en orbite (à gauche) et caméra ISOCAM (à droite). .....	211
Figure 2.22 — Vue d'artiste du télescope spatial INTEGRAL en orbite (à gauche) et imageur ISGRI (à droite). .....	253

### Chapitre 3 — Cellule Radiations Spatiales, expertise et enseignement

Figure 3.1 — Projet international de réacteur thermonucléaire expérimental (ITER) destiné à produire de l'énergie électrique à partir de la fusion de l'hydrogène et implanté au CEA de Cadarache (Crédit ITER). .....	279
Figure 3.2 — Affiches des écoles Geant4 organisées en 2007 et 2008. ....	280
Figure 3.3 — Plaquette du master « M2PRO photo détection » de l'Université Paris Denis Diderot. ....	281

### Chapitre 4 — Projet de recherche

Figure 4.1 — Distribution isotrope sur le ciel des 2074 sursauts gamma détectés par BATSE entre 1991 et 2000 (Crédit NASA). .....	286
Figure 4.2 — Distribution bimodale de la durée des sursauts détectés par BATSE, l'abscisse T90 correspondant à l'intervalle de temps pendant lequel le GRB a émis de 5% à 95% des photons enregistrés (Crédit NASA). ....	286
Figure 4.3 — Détection de la rémanence du sursaut GRB 971214 par BeppoSAX en rayons X (a) et dans le visible depuis le sol (b). Suite à sa découverte par la caméra grand champ WFC qui l'a localisé à 4' près, BeppoSAX a été réorienté après 6,5 h pour placer l'objet dans le champ d'une caméra petit champ NFI, qui a pu détecter une source dont l'éclat diminuait avec le temps jusqu'à disparaître au	

- bout de deux jours. Cet événement a pu être observé depuis le sol par plusieurs autres instruments, qui ont pu déterminer le *redshift* de la galaxie hôte ( $z = 3,412$ ), ce qui signifiait que l'événement avait eu lieu à peine 1,9 milliards d'années après le Big-bang (l'âge de l'Univers étant estimé à 13,7 milliards d'années)..... 287
- Figure 4.4 — Nombre de sursauts attendus  $N_{\text{obs}}$  dans la direction du centre galactique en fonction de la luminosité  $L$  de ces sursauts dans la gamme 40-90 keV. Le nombre de sursauts attendus a été calculé pour une durée d'observation effective de 950 heures avec SIGMA, doté d'un champ de vue de  $9^\circ \times 9^\circ$  et d'un seuil de sensibilité de  $4,3 \cdot 10^{-8} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$ , en se normalisant par rapport aux résultats de KONUS. .... 289
- Figure 4.5 — Diagramme de sensibilité du télescope SIGMA [Claret, 1994a]. Le pic central correspond au champ de vue totalement codé ( $4,7^\circ \times 4,3^\circ$ ), celui-ci étant entouré par le champ de vue partiellement codé ( $11,4^\circ \times 10,6^\circ$  à mi sensibilité) pour lequel seulement une partie du masque codé est projetée sur le détecteur. On notera le recouvrement entre le champ de vue du collimateur supérieur (optique 2) et le champ de vue partiellement codé (optique 1). La sensibilité des lobes secondaires (optiques 2 et 3) n'est pas à symétrie circulaire en raison de quelques encoches pratiquées dans le blindage entourant le masque codé et de l'absorption par les dispositifs d'étalonnage en vol se trouvant sur le chemin optique des collimateurs. .... 291
- Figure 4.6 — Exemple d'arc projeté par le collimateur inférieur (optique 3). On peut remarquer une atténuation du contraste de l'arc dans sa moitié supérieure en raison de l'absorption de photons par un boîtier électronique du dispositif d'étalonnage en vol, ainsi qu'une interruption de l'arc dans la partie supérieure de l'image et qui est liée au rebouclage de l'image du fait des corrections de dérives effectuées à bord. La prise en compte partielle des corrections de dérives dans la procédure de localisation rapide (effectuée à la station de réception des données) dégrade la précision de localisation. Un traitement plus élaboré (effectué au centre scientifique après rapatriement des données) permettait d'améliorer la précision de localisation. .... 291
- Figure 4.7 — Différentes localisations de la contrepartie du sursaut GRB 971214 : la détection du sursaut par la caméra grand champ WFC de BeppoSAX a d'abord fait l'objet de la circulaire IAU n° 6787, la localisation par le réseau IPN (grand arc de cercle fin en ligne continue) ayant été communiquée via la circulaire IAU n° 6789, c'est-à-dire avant que ne soit communiquée la position fine (petit cercle sur le cartouche de droite) déterminée par la caméra petit champ NFI de BeppoSAX via la circulaire IAU n° 6792 (Crédit Marc Kippen). .... 296
- Figure 4.8 — Représentation schématique du modèle *collapsar* : l'émission prompte en gamma est associée aux chocs internes qui se produisent dans le jet, alors que l'émission rémanente est associée à l'interaction de la matière avec le milieu interstellaire plus lointain. .... 336
- Figure 4.9 — Vue d'artiste de la coalescence de deux objets compacts, comme par exemple des étoiles à neutrons, à l'origine d'un GRB court. .... 337
- Figure 4.10 — Aperçu de la charge utile embarquée de la mission SVOM. Sur la partie gauche, on trouve les instruments à grand champ de vue : télescope français ECLAIRs (détection et localisation du sursaut), GRM (spectrométrie haute énergie), caméra chinoise GWAC (recherche de l'émission prompte dans le visible). Sur la partie droite, on retrouve les instruments à petit champ de vue nécessitant un dépointage de la plateforme en direction du candidat sursaut localisé par ECLAIRs : télescope français MXT (localisation fine et suivi en rayons X), télescope chinois VT (localisation fine et suivi dans le visible). .... 341
- Figure 4.11 — Illustration de la stratégie de pointage anti solaire de SVOM. Les instruments demeurent pointés dans la direction opposée au Soleil, ce qui fait rentrer périodiquement la Terre dans le champ de vue mais permet en contrepartie de sélectionner des candidats sursaut immédiatement observables depuis le sol par les grands télescopes. .... 345

Figure 4.12 — Portions du ciel observé par SVOM reportées sur une carte en coordonnées célestes (ascension droite  $\alpha$  et déclinaison  $\delta$ ). Les sources accessibles par trois sites majeurs de grands observatoires sol (Chili, Hawaï et îles Canaries) sont délimitées par des rectangles bornés en déclinaison ( $\delta$ ). Les champs de vue pointés par ECLAIRs (rectangles) sont choisis pour minimiser le bruit de fond instrumental en maintenant hors du champ les sources brillantes (Sco X-1 et plan galactique), tout en privilégiant les régions qui ne sont pas opaques dans le visible (hors plan galactique), ceci afin de favoriser l'identification des sursauts. La simulation montre que 73% du champ de vue d'ECLAIRs est immédiatement observable par l'un des 3 sites majeurs cités ci-dessus, et par tous ces sites en moins de 12 heures. .... 346

Figure 4.13 — Réseau d'alerte VHF destiné à retransmettre vers le centre de mission scientifique en temps quasi réel les alertes consécutivement à la détection d'un GRB par ECLAIRs. Les cercles correspondent aux zones de visibilité du satellite depuis une station individuelle ; le rectangle grisé délimite la trace au sol du satellite évoluant sur son orbite inclinée à  $30^\circ$  ; le cartouche contient la photographie d'une antenne VHF du réseau d'alerte de la mission HETE-2. .... 347

Figure 4.14 — Architecture globale du segment sol franco-chinois de SVOM faisant apparaître le rôle central du FSC (à gauche) vis à vis du traitement temps réel de l'alerte issue de tous les instruments embarqués. .... 348

Figure 4.15 — Sensibilité de la CXG du télescope ECLAIRs comparée à celle des expériences anciennes (CGRO/BATSE) ou contemporaines (INTEGRAL/IBIS et SWIFT/BAT). Les sensibilités sont calculées à  $5,5 \sigma$  pour un spectre standard ( $\alpha = -1$  et  $\beta = -3$ , [Band, 1993]) et représentées en fonction de l'énergie au pic ( $E_{PEAK}$  du GRB). .... 350

Figure 4.16 — Couverture multi longueurs d'onde de SVOM et délai d'observation après détection du candidat sursaut. Ce diagramme est divisé en deux parties, une pour les instruments embarqués (en haut), une autre pour les instruments sol (en bas). On notera le recouvrement spectral entre ECLAIRs et GRM qui permettra une bonne mesure du spectre sur une large gamme d'énergie, et la contrainte du délai après TO d'observation avec les télescopes petit champ MXT et VT qui nécessitent un temps de stabilisation de la plateforme après dépointage. On notera aussi la gamme de longueur d'onde plus étendue pour le télescope robotique français F-GFT en raison de ses capacités de détection en infrarouge. Les instruments grand champ ECLAIRs, GRM et GWAC peuvent fournir des informations jusqu'à 5 minutes avant le début du sursaut grâce à leur capacité de stockage des données. .... 350

Figure 4.17 — Décomposition du FSC en quatre entités: l'ASM (*Alert and Science Management*) en charge du travail à caractère scientifique, les deux IC (*Instrument Center*) en charge du travail à caractère technique sur les instruments ECLAIRs et MXT, le PM (*Payload Management*) en charge du travail de programmation et de surveillance de la charge utile française. Le PM est en charge de la programmation et de la surveillance de la charge utile française, en s'appuyant bien sûr sur les compétences regroupées dans les deux centres EIC et MXT. Ces derniers sont aussi en charge du travail technique sur les instruments ECLAIRs et MXT (génération de commandes, optimisation des performances et étalonnages). Le cœur des tâches scientifiques s'effectue à l'ASM, en particulier celles liées au traitement de l'alerte sursaut, la génération des produits scientifiques et leur mise à disposition, la gestion du site Web dédié à SVOM, ainsi que la gestion des appels à observations pour le programme scientifique hors sursauts. .... 353

Figure 4.18 — Alertes émises en l'absence de dépointage automatique de SVOM. L'alerte de niveau 1 est émise par ECLAIRs ayant localisé un candidat sursaut, elle contient la date de l'événement, le type de déclenchement, la localisation et une première estimation du flux. Avant diffusion à la communauté internationale sous la forme d'un notice de niveau 1, cette alerte doit faire l'objet d'un filtrage automatique afin de ne pas diffuser les alertes à trop faible niveau de rapport signal à bruit, celles probablement induites par la dynamique de l'environnement spatial (SAA et éruption solaire), celles correspondant potentiellement à une phase éruptive de source binaire X ou à un flash gamma atmosphérique (voir §4.3.2). Un niveau de confiance sera établi et attaché à chaque notice. Le

processus d'analyse de données à bord étant continu (par exemple raffinement de la précision de localisation au fur et à mesure que davantage de photons sont enregistrés), l'émission d'alertes de niveau 1 par le bord, et par voie de conséquence l'émission de notices de niveau 1 depuis le FSC, sont des processus itératifs. Les premiers clients de ces notices sont les télescopes robotiques au sol, entre autres les GFT et le GWAC, pouvant raffiner la position du candidat sursaut telle que déterminée par ECLAIRs. Leurs résultats d'observation à T0 + 3 min sont intégrés par le centre français (FSC) pour le F-GFT et par le centre chinois (CSC) pour les C-GFT et GWAC, qui envoient alors une notice de niveau 2 (N2d) contenant la position raffinée, la magnitude et le *redshift* photométrique du sursaut. Entre temps, un sous-ensemble des données des instruments ECLAIRs et GRM transite par le réseau VHF et est analysé automatiquement par le FSC, afin d'établir par exemple la courbe de lumière et le spectre large bande (ECLAIRs+GRM). Ces résultats sont distribués à la communauté internationale par le biais d'une notice de niveau 2 (N2a). Plus tard, dans un laps de temps qui peut varier de 0 à 12 h, le FSC reçoit l'ensemble des données du candidat sursaut par le biais de la bande X. Celles-ci sont analysées de façon interactive par l'avocat du sursaut (éventuellement assisté d'un ou plusieurs experts rattachés aux instruments) en charge de valider la véracité du déclenchement bord et de livrer les résultats finaux d'analyse via une circulaire de niveau 3 (C3). En cas de fausse alerte, il émet une notice de niveau 3 (N3 *cancel*) afin d'annuler les alertes précédentes. L'analyse du jeu complet de données pouvant aussi révéler un sursaut qui n'aurait pas été détecté par l'analyse automatique de bord, l'avocat du sursaut peut aussi émettre une notice de niveau 3 (N3 *new*) dans le but de communiquer cette détection à la communauté scientifique, même si cela peut survenir plusieurs heures après T0. .... 355

Figure 4.19 — Complément d'alertes émises suite à un dépointage automatique de SVOM. Si le candidat sursaut a été localisé à bord avec un rapport signal à bruit suffisant, et si le dépointage de la plateforme a été autorisé par l'ordinateur de bord, les instruments petit champ (MXT et VT) peuvent observer la portion de ciel contenue dans la boîte d'erreur ECLAIRs au bout de quelques minutes nécessaires à la stabilisation de la plateforme. Les images enregistrées par les instruments petit champ sont alors traitées automatiquement à bord afin de déterminer la position du candidat sursaut. Les résultats des traitements de bord font l'objet de nouvelles notices de niveau 2 (N2b pour le MXT et N2c pour le VT) contenant les positions fines déterminées par ces deux instruments, celles-ci étant exploitables par les grands télescopes au sol. À noter que les notices du MXT sont émises un peu plus tôt que celles du VT car ce dernier nécessite une meilleure stabilisation de la plateforme après dépointage. Des sous-images enregistrées par le MXT et le VT sont descendues au sol via le réseau d'alerte VHF. Le FSC-ASM devra raffiner au sol les traitements effectués à bord en prenant en compte les déformées thermo élastiques de la plateforme qui sont induites par le changement d'éclairement du Soleil. La suite de la séquence d'alerte est la même que celle de la figure précédente, à ceci près que les circulaires de niveau 3 (C3) et que le diagnostic final sur la véracité de l'alerte sursaut (N3 *cancel*) pourront intégrer les résultats d'observation par tous les instruments de SVOM, et non plus seulement ECLAIRs et GRM. L'avocat du sursaut sera grandement aidé pour la validation du déclenchement de bord s'il s'avère qu'une contrepartie est détectée par le MXT et/ou le VT, cette détection étant complémentaire de celles accessibles par les télescopes robotiques sol. À ce stade, l'avocat du sursaut devra décider de la stratégie de suivi du sursaut en utilisant les instruments embarqués à bord de SVOM. Une séquence d'observation est préprogrammée jusqu'à l'orbite 7 (soit environ 10 heures après T0). Après analyse des résultats d'observation par le MXT et le VT, l'avocat du sursaut devra décider si l'émission rémanente mérite d'être observée pendant quelques orbites supplémentaires afin d'échantillonner la courbe de lumière au-delà de 10 h, et envoyer le cas échéant des requêtes au centre de mission chinois. .... 356

Figure 4.20 — Alertes émises dans le cas d'un déclenchement sursaut non localisé par ECLAIRs. Si le candidat sursaut est détecté uniquement par le GRM qui n'a pas de capacités d'imagerie, aucune boîte d'erreur ne peut être transmise à la communauté. Néanmoins, la courbe de lumière enregistrée par le GRM est descendue via le réseau VHF au FSC qui la transmet au centre chinois CSC, pour analyse fine par un scientifique chinois et diffusion éventuelle d'une notice de niveau 1 (N1b).

- On peut en effet s'attendre à ce que certains sursauts, en particulier ceux à haute énergie, soient détectés par le GRM mais non localisables par ECLAIRs. Les données GRM seront en particulier utilisées pour rechercher au sol une éventuelle détection à T0 d'une contrepartie visible par l'instrument sol GWAC qui pointe en permanence en direction du champ de vue visé par ECLAIRs, et une circulaire de niveau 3 (C3b) sera diffusée le cas échéant. .... 357
- Figure 4.21 — Représentation du réseau de distribution GCN géré par la NASA où quelques éléments de la mission SVOM ont été rajoutés (le satellite SVOM, les télescopes robotiques GFT français et chinois), la caméra grand champ GWAC n'étant pas représentée. .... 358
- Figure 4.22 — Distribution de la durée T90 pour 330 GRB détectés par SWIFT, la ligne pointillée représentant la médiane située à 40 s. .... 360
- Figure 4.23 — Fraction des alertes de HETE (entre 2003 et 2004, losanges) et SWIFT (entre 2006 et 2007, carrés) atteignant les utilisateurs en un temps donné. La brusque augmentation un peu après 1 minute pour les alertes de SWIFT correspond au relâchement des alertes qui étaient retenues jusqu'au dépointage du satellite qui permet de confirmer la détection par le biais du télescope X. 360
- Figure 4.24 — Réponse du détecteur DPIX calculée à partir du modèle Geant4 du télescope ECLAIRs. La réponse à l'impact de  $10^6$  particules est donnée pour les électrons (lignes continues) et les protons (lignes pointillées) de la SAA dans quatre bandes d'énergie : la bande 4 - 50 keV utilisée pour le *trigger image* (astérisques), la bande totale de détection 4 - 250 keV (croix), les événements situés sous le seuil bas de détection à 4 keV (carrés) et ceux situés au-delà du seuil haut à 250 keV (triangles). .... 362
- Figure 4.25 — Réduction de la sensibilité (fraction de détection des GRB) en fonction du niveau de bruit additionnel induit par les particules de la SAA, la sensibilité de référence (100%) étant celle hors SAA. Les courbes correspondent à différents seuils de détection choisis pour le *trigger image* servant à localiser les candidats sursauts (Contribution de Stéphane Schanne)..... 363
- Figure 4.26 — Pourcentage de temps mort lié au nombre d'événements à traiter par l'électronique en fonction de la position géographique de SVOM. Dans la zone centrale de couleur foncée (environ 14% du temps), le système n'est plus en mesure de détecter des candidats sursaut en raison du trop grand taux de comptage enregistré par le détecteur. .... 363
- Figure 4.27 — Efficacité relative du *trigger* ECLAIRs par rapport à sa valeur nominale (100%) dans la zone couverte par SVOM entre  $\pm 30^\circ$  de latitude. .... 364
- Figure 4.28 — Evolution du bruit de fond enregistré par l'instrument GBM à bord de FERMI, dont l'inclinaison ( $28^\circ$ ) et l'altitude (550 km) sont assez proches de celles de SVOM. La courbe du haut correspond à un détecteur NaI sensible dans la gamme 50 - 800 keV, celle du bas à un détecteur BGO sensible dans la gamme 200 keV - 3 MeV. On notera la modulation d'une période de  $\sim 5\,000$  s induite par la Terre et qui est plus visible à basse énergie (détecteur NaI), tandis que la décroissance liée à l'activation pendant les traversées de la SAA (alors que les détecteurs sont coupés) est plus longue à haute énergie (détecteur BGO). .... 366
- Figure 4.29 — Courbe de lumière enregistrée par SWIFT/BAT du sursaut GRB 050904 situé à  $z = 6,29$ , et donc dilatée d'un facteur  $1+z = 7,29$  dans le repère lié à l'observateur. On notera que ce sursaut a duré suffisamment longtemps pour que sa courbe de lumière puisse éventuellement être assimilée à une évolution du bruit de fond si l'on n'y prend pas garde..... 367
- Figure 4.30 — Exemple de TGF observé par BATSE. .... 368
- Figure 4.31 — Représentation schématique de la production de rayons gamma dans un TGF, où E représente le champ électrique et B le champ magnétique. .... 369

Achevé d'imprimer à Saclay le 18 octobre 2010