



**HAL**  
open science

# Etalonnages de l'instrument EPIC du satellite XMM-Newton Observations d'Amas de Galaxies en rayons-X

Philippe Marty

► **To cite this version:**

Philippe Marty. Etalonnages de l'instrument EPIC du satellite XMM-Newton Observations d'Amas de Galaxies en rayons-X. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2003. Français. NNT: . tel-00141571

**HAL Id: tel-00141571**

**<https://theses.hal.science/tel-00141571>**

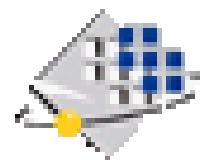
Submitted on 13 Apr 2007

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

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



N° D'ORDRE :



Ecole Doctorale  
d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile de France

# THÈSE

présentée pour obtenir le grade de  
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY  
spécialité  
MÉTHODES INSTRUMENTALES EN ASTROPHYSIQUE  
ET APPLICATIONS SPATIALES

par

PHILIPPE MARTY

Etalonnages de l'instrument *EPIC*  
du satellite *XMM-Newton*  
Observations d'amas de galaxies  
en rayons-X

Soutenue le 09 Septembre 2003 devant la Commission d'Examen :

Bartlett	James	Examineur
Bernard	Jean-Philippe	Directeur de thèse
Encrenaz	Pierre	Examineur
Giard	Martin	Rapporteur
Pigot	Claude	Rapporteur
Pineau des Forêts	Guillaume	Examineur





# Avant-Propos



à Petit Pierre,



Ce travail a été réalisé dans le cadre d'une Allocation de Recherche puis d'un contrat d'Attaché Temporaire d'Enseignement et de Recherche (ATER) du Ministère de l'Education Nationale, et a également bénéficié des supports financiers du CNES et de l'INSU. Mais surtout, il n'aurait jamais été le même, ni même possible, sans vous :

A mes co-thurnes, Céline, Mathieu, Michel, et surtout Francine, pour toutes nos conversations que nous mettions un point d'honneur à centrer sur absolument tout sauf la science. Maintenant que tu es partie, Francine, arrachée à notre monde de la façon la plus brutale, il ne reste plus grand chose à dire. Passées l'amertume sur la fragilité de ce qui nous unit, la colère contre ces foutues bagnoles que tu détestais tant, la frustration de voir tout ce que tu as laissé derrière toi et qui te promettait tellement pour l'avenir, il nous reste les souvenirs et les liens que tu as su créer entre nous, autour de toi. Souvenirs de ta tignasse, petite lionne qui ne manquait jamais de partir en croisade pour sauver un arbre ou aider "tes chers petits", jeunes bacheliers à leur arrivée dans ce monde universitaire si rude; souvenirs de tes petits gateaux sablés en forme d'étoile qui nous aidaient à tenir pendant ces longues soirées derrière nos écrans; souvenirs de nos projets utopiques où nous refaisions le monde; souvenirs de ton vélo que tu devais aimer bougrement tant tu le châtiais bien à lui infliger ces transports de packs d'eau de douze kilos; souvenir de ta table en éternel désordre puisque tu t'occupais toujours des autres avant toi-même; souvenirs de tes rires et sourires, toi qui prenait la vie si souvent du bon côté.

A Jean-Philippe Bernard, mon directeur de thèse, pour avoir été bien plus qu'un simple "chef", pour m'avoir fait confiance et donné les moyens de réaliser mes projets, parfois avec sa bénédiction, parfois malgré ses appréhensions, souvent au gré de son emploi du temps démentiel.

A Georges "Geo" Levanti pour la *hotline* informatique, pour tout ce qu'il m'a appris et pour son amitié.

Au personnel du "120" (ou "Station d'Etalonnage"), en particulier Philippe Salvetat pour m'avoir accueilli lors des phases finales d'étalonnage au sol des caméras *EPIC XMM-Newton* et sa faculté quasi-paternelle d'allier rigueur et complicité dans son travail et ses relations; sans oublier Marie Bougnet, Charles Carabetian, Serge François, Romain Jeanette, Gérard Michaux, Christine Nicolas, Claude Poupon et Xue-Yan Song, qui ont piloté la Station durant cette période, y compris certaines nuits voire week-ends, au gré des caprices des positrons et des objectifs d'étalonnage; Alain Labèque pour son implication passée (à l'origine de cette aventure avec Alan Gabriel) et future (pour les épisodes suivants avec Jean-Pierre "Boudine" Delaboudinière autour du nouveau synchrotron *SOLEIL* ...); Pierre Dhez du *LURE* pour nous avoir apporté sa science et sa bonne humeur; et Jean-François Hochedez de qui j'ai beaucoup appris, sur tous les plans.

A celui du "121", en particulier Sylvie Ardoin pour son aide lors de mon retour du service militaire; Daniel Altenburger, Patricia Jeauneau, Jean-Luc Orcesi et Ghislaine Renoux pour leur gentillesse et leur disponibilité.

Aux équipes "X" du CEA (Monique Arnaud, Jean Ballet, Philippe Ferrando, Michel Lortholary, Doris Neumann, Jean-Luc Sauvageot, *etc.*), "cosmo" du LAT (Alain Blanchard, Jean-Paul Kneib, Dominique Lullier, Guy Mathez, Cathy Mendiboure, Rachida Sadat, Geneviève Soucail, *etc.*), "hautes énergies" du CESR (Didier Barret, Michel Boër, Peter Von Balmoos, *etc.*), et François-Xavier Désert du LAOG, pour leurs accueils respectifs et nos co-opérations diverses; ainsi qu'à Markos Bavdaz, Håkon Dahle, Harald Ebeling, Pasquale Mazzotta, Rudi Much, Arvind Parmar, Kristian Pedersen, Cathy Romer, Steve Snowden, Ian Smail, Graham Smith et Jörn Wilms, pour leurs commentaires voire leur aide.

Au consortium *XMM-Newton*, en particulier les membres passés et actuels de l'*EPIC* "CAL team" (Tony Abbey, Bruno Altieri, Paul Bennie, Ulrich Briel, Jean Clavel, Mathias Ehle, Christian



Erd, Simona Ghizzardi, Fulvio Gianotti, Philippe Gondoin, Gareth Griffiths, Franck Haberl, Gisela Hartner, Eckard Kendziorra, Markus Kirsch, Nicolas LaPalombera, David Lumb, Silvano Molendi, Wolfgang Pietsch, Richard Saxton, Steve Sembay, Damien Texier, Massimo Trifoglio, Martin Turner, Gabriele Villa, *etc.*) pour la bonne humeur, la grande capacité de synergie (y compris face aux caprices d'un certain "MOVCOE" ...) et la volonté de tout faire pour rendre publique aussi vite que possible chaque nouvelle amélioration apportée aux moyens d'analyse des données des instruments *EPIC*.

Aux délégués aux thèses de la faculté d'Orsay pour leur dévouement et leur ouverture, en particulier Philippe Masson pour m'avoir accueilli comme représentant des étudiants et de l'association ADDOC à la Commission des Thèses, où j'ai beaucoup appris sur les rouages universitaires, et Philippe Bréchnignac qui a su m'encourager en fin de parcours.

Une énorme bise à Annie Pape, Michèle Presse, Joëlle Dhooge, Brigitte Raban et Jacqueline Plancy, qui mériteraient bien un Prix des Meilleures Secrétaires; et plein de reconnaissance à Karine Bocchialini, Lucette Bottinelli et Michèle Gerbaldi qui sont un peu à l'origine de mon cursus.

A Eric J., Emmanuel D., Etienne P., Guilaine L., Hervé D. et Olivier H. qui furent mes premiers "modèles", ainsi que Patrick R., David O. et les autres stagiaires qui furent mes premiers compagnons de route. Sans oublier Alexandre B., Aline G., Arnaud P., Aurélie & Bertrand S., Boris P., Bruce G., Céline B., Eric B., Guillaume B., Laurent D., Laurent P., Nathalie W., Nicolas C., Nicolas L., Patrick H., Pierre-Yvan R., Sébastien B., Sébastien V., Sujit L. et tous les autres (de l'IAS, du LAT et du CESR) pour les pauses, les boires et déboires, "Starcraft" et la liste "Basket", mais surtout pour avoir pensé à venir m'extraire du bureau chaque midi. A tous mes autres potes de promo de DEA, notamment Le Bordelais, l'Extra-Terrestre, Le Joker, Le Sanglier, Kiri et Réza pour Etretat et la Bretagne et pour tout le reste ... To my "dear friends", Michael Carr, Carlo Ferrigno, Kolia Giedke, Kristin Madsen, Arnaud Masson, Jesper Rasmussen, Martin Stuhlinger, Achim Tappe, Björn Thorolfsson, Ilse van Bommel, Darach Watson & the "In.XS-team" for having made some summerschools be so rich and special moments in my life.

A mes mentors de Jussieu, Orsay et Toulouse, pour avoir encadré mes premiers passages de "l'autre côté" du tableau noir : Richard Fournier, Jesse Groenen, Claire Kenyon, Delia Kesner, Michel Menou, Guy Molénat, Michel Nègre, Christine Paulin, José-Philippe Pérez, Jean-Baptiste Renucci, Dominique Salin.

Aux étudiants du DEUG SVT de Paris 6, du DEUG MIAS de Paris 11 et du DEUG SM de Toulouse 3 pour avoir été là, tout simplement, car un "prof" n'existe vraiment qu'en leur présence.

Merci enfin à mes rapporteurs, Martin Giard et Claude Pigot, pour avoir décortiqué ce "compuscript" et contribué à l'enrichir par leurs commentaires; ainsi qu'à Jim Bartlett, Pierre Encrenaz et Guillaume Pineau des Forêts pour m'avoir fait l'honneur de faire partie de la commission d'examen.

A *tous* mes proches pour leur soutien et leur amitié voire leur amour, que j'ai parfois dû si mal leur rendre ces derniers mois, et je leur en demande ici encore pardon.

A Jean Zay (fondateur du Palais de la Découverte en 1937 et du CNRS en 1938) pour avoir patronné le début de ma nouvelle vie parisienne à la Cité Universitaire d'Antony en 1995. A Ludo, mon mentor secret, et Chris, mon autre frère virtuel, pour nos passions communes. A Basile, alias Discipulus Simplex, pour servir la science (et c'est sa joie!). Ainsi qu'à Tarja et Joe pour l'ambiance musicale. Sans oublier le hasard (qui fait bien les choses) ...

J'ai commencé ma thèse en Novembre 1998, plus ou moins dans la foulée de mon stage de DEA (Diplôme d'Etudes Approfondies, année universitaire 1996/97), après une interruption due au service national actif, qui lui-même avait été retardé afin de me permettre de participer à la première campagne d'étalonnage (*cf.* table 5.3) en Novembre et Décembre 1997.

Ma première année de thèse démarra avec la cinquième et dernière campagne. Je me suis ensuite occupé de l'archivage et de l'analyse des données d'étalonnage pour l'IAS.

Ma deuxième année de thèse débuta avec le lancement du satellite *XMM-Newton* (10 Décembre 1999, depuis la base de Kourou en Guyanne) et fut l'occasion de publier les résultats des étalonnages au sol. Mais je me suis pour l'essentiel intéressé à la contrepartie millimétrique des observations d'amas de galaxies, en participant à une mise en œuvre de l'instrument *DiaBolo* au radiotélescope de 30 m de l'IRAM (Pico Velletta en Espagne) et à l'analyse des données qui en découlèrent.

Ma troisième année fut l'occasion de revenir sur *XMM-Newton*. Après les deux premiers semestres de mission en orbite consacrés à la phase de vérification en vol, il s'agissait alors de confronter les résultats de ces étalonnages avec les performances mesurées au sol ; ce fut également une phase importante de développement des logiciels d'analyse des données de vol, qui se révélèrent au début incapables de traiter correctement des données d'objets étendus.

Ce travail d'analyse comparée, appliqué à des observations d'amas de galaxies, a dû se poursuivre pendant une quatrième année, ne parvenant finalement à démêler les divers aspects de sa complexité que par la synergie avec d'autres équipes. Cela m'a valu notamment une collaboration fructueuse avec une équipe de l'Observatoire Midi-Pyrénées (prise en charge complète d'un jeu de données du premier cycle de temps ouvert, collaboration à un programme de temps garanti et à la rédaction de trois nouvelles propositions pour le second cycle de temps ouvert).

Au bilan, j'ai donc bénéficié de onze mois de travail instrumental au sein d'une équipe réduite (locale à l'université) pendant le stage de DEA et des vacances consécutives, puis de trois ans d'exploitation de données (étalonnages au sol et observations en vol) en collaboration dans un cadre plus large (européen) pendant la thèse. Malgré un allongement notable de la durée de mon travail doctoral, une année intercalaire supplémentaire, consacrée à une diversification dans le domaine millimétrique, m'a permis de me familiariser avec certains aspects d'analyse de données et de prendre du recul par rapport aux méthodes traditionnelles en rayons-X. Une partie de mon travail (soustraction des composantes internes du bruit de fond des détecteurs *EPIC*) a même accédé à une visibilité internationale, par le biais d'internet (distribution de données d'étalonnage et support aux utilisateurs).

Finalement, le travail présenté ici est à ma connaissance le premier travail doctoral français portant (même en partie) sur les données de vol d'*XMM-Newton*, faisant ainsi la transition entre les travaux purement instrumentaux (E. Jourdain, IAS, soutenu en 1999 ; O. Hainaut, IAS, soutenu en 2000) et ceux plus fortement orientés vers l'interprétation théorique (E. Belsole, CEA, débuté fin 1999 ; I. Valtchanov, CEA, débuté fin 1999 ; H. Bourdin, Nice, débuté fin 2000 ; B. Gendre, CERN, débuté fin 2000 ; S. Majerowicz, CEA, débuté fin 2000 ; S. Vauclair, LAT, débuté fin 2001 ; *etc.*).

L'environnement offert par un laboratoire comme l'IAS, au croisement entre théorie et observation, entre le CNRS et l'université, m'a permis de m'impliquer avant et pendant ma thèse dans des tâches variées et de me familiariser avec diverses facettes de la recherche :

- instrumentation de laboratoire, au sein de la Station d'Etalonnage de l'IAS à Orsay, avec travail en salle blanche autour du banc de test synchrotron ;
- informatique en réseau et en temps réel, lors du développement et de l'orchestration du système de pilotage du banc de test, de l'intégration des machines des diverses équipes du consortium dans le banc de test, de l'archivage et la distribution des données

- d'étalonnage (EICC, sites internet), du développement partagé de logiciels (intranet et système CVS) ainsi que de l'installation de serveurs spécialisés (*XMMSAS*) ;
- analyse et interprétation des données (étalonnages au sol, données de vol, observations millimétriques) selon des stratégies globales, en vue de faciliter l'intégration à des serveurs de traitement de données en ligne ou de bases de données sur internet ;
  - procédures administratives nécessitées par la gestion de ma propre situation entre l'université (responsable de la formation), le laboratoire (responsable du travail à effectuer) et le rectorat (responsable de la rémunération) ; les missions de coopérations avec d'autres équipes européennes ; l'achat de matériel ; l'accueil de stagiaires ;
  - gestion de budget, afin de pouvoir participer aux diverses réunions de consortium et bénéficier du matériel le plus adapté à chaque étape des analyses de données ;
  - vie universitaire, en ayant pris part à l'activité d'enseignement en premier cycle, ainsi qu'à l'évolution des formations doctorales et du statut des doctorants, en étant notamment invité à la commission des thèses de la faculté des sciences d'Orsay ;
  - communication, en accueillant des visiteurs au sein du laboratoire ou en donnant des conférences publiques (principalement en milieu scolaire), afin de faire partager cette vision des activités de recherches en astrophysique.

Le tableau suivant, qu'il serait instructif de comparer à l'activité type d'un ingénieur ou d'un enseignant ou d'un chercheur, montre l'évolution de mes activités annuelles :

	Pré-thèse 03-97/01-98 47 semaines	Année 1 11-98/10-99 52 semaines	Année 2 11-99/10-00 52 semaines	Année 3 11-00/10-01 52 semaines	Année 4 11-01/12-02 60 semaines
Technologie	36%	10%	12%	8%	3%
Informatique pure					
Analyse de données	6%	25%	19%	37%	23%
Programmation					
Apprentissage	15%	9%	6%	2%	3%
Bibliographie					
Réunions	4%	6%	8%	4%	8%
Communication orale					
Communication écrite (rapports, articles)	15%	4%	4%	4%	30%
Tâches administratives	4%	6%	17%	9%	7%
Vie universitaire					
Enseignement	0%	6% (16h)	18% (98h)	15% (114h)	10% (164h)
Vulgarisation	4%	19%	1%	6%	2%

Les enseignements majeurs que je tire de ces quelques cinq années d'expérience (stage de DEA inclus) se résument essentiellement en cinq points ;

- le fait que la recherche en astrophysique ne pourrait pas se faire uniquement avec des astrophysiciens, tant ce domaine est vaste, à la fois technique et théorique ; les rapprochements pluri-disciplinaires auxquels nous assistons en ce moment n'étant d'ailleurs pas qu'une simple mode, mais bel et bien une nécessité ;
- le fait que le monde universitaire en général finit par s'ouvrir lui-même sur l'extérieur et l'industrie, ce qui est d'une part une conséquence naturelle des rapprochements pluri-disciplinaires précédents, et d'autre part une réponse logique à l'évolution des mentalités tant du personnel formant que du personnel formé ;
- le danger, cependant, d'une telle ouverture, qui, couplée à une certaine logique budgétaire, pourrait à terme dériver vers une sous-traitance totale des savoirs-faire techniques au secteur privé et leur disparition du secteur public, malgré des objectifs mutuellement incompatibles (*cf.* le problème de la maintenance des infrastructures universitaires, des parcs informatiques et plus spécifiquement des véhicules spatiaux) ;

- le fait qu’une mission de moindre envergure, au développement plus rapide, aurait peut être constitué un meilleur cadre de formation instrumentale, mais c’est évidemment sur les missions plus ambitieuses que le besoin de main d’œuvre est plus grand ; d’où d’ailleurs la question émergente au sein de la communauté doctorante quant à la légitimité de son statut “étudiant”, malgré un niveau d’implication professionnel (scientifique et administratif) dépassant souvent le cadre du simple “allocataire” et d’une simple “formation” (Marty, 2002-XI) ;
- plus égoïstement, le développement de mon goût pour le travail en équipe, que ce soit en tant que simple technicien lors des expériences à la Station d’Etalonnage<sup>1</sup> (1997) et de la préparation des deux missions “Eclipse Totale de Soleil en Angola”<sup>2</sup> (2001, 2002), ou consultant<sup>3</sup> à la commission des thèses de la faculté d’Orsay (1999 à 2001), ou meneur d’équipe lors du projet *In.XS*<sup>4</sup> développé à l’école d’Alpbach (2000), voire chef de projet pour la mise en place de l’exposition itinérante *DAEDALUS*<sup>5</sup> (1999).

Les voies que je souhaiterais pouvoir continuer d’explorer à l’avenir s’articulent principalement entre l’exploitation de mon expérience en matière d’instrumentation à rayons-X d’une part, et l’enseignement d’autre part. Comme il en sera question plus loin, la technologie en matière de détection des rayonnements de hautes énergies est en plein essor, et il s’agira dans un futur plus ou moins proche de déterminer, qualifier et opérer des matériaux, instruments et logiciels de plus en plus spécialisés, mais dans un contexte d’ouverture et de globalisation, tels les Observatoires Virtuels, qui regrouperont toutes les communautés d’observateurs, de la radio aux rayons- $\gamma$ . D’autre part, j’ai à cœur de pouvoir participer au développement des relations extérieures de l’université, en exploitant la filière de l’aéronautique au sens large. En effet, les disciplines connexes à ce domaine peuvent apparaître démunies dans le cadre des efforts de valorisation de la recherche auprès de l’industrie, de par sa nature souvent réputée trop “théorique” ou “abstraite”, en comparaison des domaines de la chimie ou de la biologie par exemple ; pourtant des interlocuteurs existent, qu’il s’agisse par exemple :

- d’étendre le concept de l’Observatoire Virtuel à un outil de production d’images de synthèse qui offrirait de nouvelles opportunités en matière de communication scientifique et vulgarisation avec l’aide de professionnels tels le Technopôle du Futuroscope ;
- de développer les partenariats dans le domaine de l’informatique (industriels comme Noveltis ou Silogic, mais aussi laboratoires de recherche comme le LRI ou le LIMSI), car les simulations numériques et l’exploitation de données de relevés profonds nécessitent de plus en plus de puissance de calcul et d’outils tels que le calcul distribué (et grappes d’ordinateurs), le calcul adaptatif, les réseaux de neurones, *etc.* ;
- de diversifier l’usage de certains instruments (CCD . . .) pour l’imagerie médicale ou la détection des rayonnements ionisants, avec l’aide d’industriels (GenRad, Canberra) ;
- de développer des synergies d’enseignement avec l’aide de l’EADS (ex-Aérospatiale), du Groupement des Industriels de l’Aéronautique et du Spatial (GIFAS) ou de structures associatives comme l’Aéroclub de France ou Planète Sciences (ex-ANSTJ), dans des domaines tels que l’initiation dès l’enseignement secondaire (sur les modèles du Brevet d’Initiation à l’Aéronautique, des classes à thème et projets parrainés, ou de “la Main à la Pâte”), la réalisation de chantiers ponctuels (comme les expériences “Zero-G” ou le projet “les Ailes de l’Afrique”), la transmission de savoirs spécialisés (systèmes de “consultanat” et/ou de “détachement” réciproques) . . .

<sup>1</sup><http://www-station.ias.u-psud.fr/epic/>

<sup>2</sup><http://www-station.ias.u-psud.fr/marty/Angola/> et . . . /Angola02/

<sup>3</sup>représentant de l’association des doctorants de Paris 11, <http://addoc.u-psud.fr/> (Marty, 1999-VIII)

<sup>4</sup><http://www-station.ias.u-psud.fr/inxs/> (Marty et al., 2002a)

<sup>5</sup><http://www-station.ias.u-psud.fr/daedalus/> (Marty, 1999-VIII)



# Table des matières

<b>Préambule</b>	<b>3</b>
<b>I Introduction</b>	<b>7</b>
<b>1 L’astrophysique observationnelle des hautes énergies</b>	<b>9</b>
1.1 Historique . . . . .	9
1.2 Techniques de détection . . . . .	13
1.2.1 Détecter le rayonnement . . . . .	13
1.2.2 Focaliser le rayonnement . . . . .	14
1.2.3 Augmenter la résolution spatiale . . . . .	16
1.2.4 A plus grande énergie encore . . . . .	17
1.3 Objectifs scientifiques . . . . .	18
1.3.1 Variété des sources et des processus physiques . . . . .	18
1.3.2 Bremsstrahlung . . . . .	19
1.3.3 Phénomènes d’accrétion . . . . .	19
1.3.4 Effets Thomson et Compton . . . . .	19
1.3.5 Fluorescence et raies atomiques . . . . .	20
1.3.6 Effet Cerenkov . . . . .	21
<b>2 La matière dans l’Univers</b>	<b>23</b>
2.1 Physique simplifiée des amas de galaxies . . . . .	24
2.1.1 Emissivité X . . . . .	24
2.1.2 Luminosité X . . . . .	26
2.1.3 Observables : éclairage . . . . .	26
2.1.4 Observables : flux de photons . . . . .	27
2.1.5 Observables : brillance de surface . . . . .	27
2.1.6 Observables : spectre . . . . .	27
2.1.7 Morphologie : isothermalité . . . . .	28
2.1.8 Morphologie : sphéricité . . . . .	28
2.1.9 Morphologie : équilibre gravitationnel et thermodynamique . . . . .	29
2.1.10 Morphologie : $\beta$ -modèle . . . . .	31
2.1.11 Morphologie : densité projetée . . . . .	31
2.2 Éléments de modélisation plus fine . . . . .	33
2.2.1 Cosmologie . . . . .	33
2.2.2 Raies d’émission . . . . .	34
2.2.3 Apodisation . . . . .	34
2.2.4 Effets thermiques . . . . .	35

<b>II</b>	<b>Le satellite <i>XMM-Newton</i></b>	<b>37</b>
<b>3</b>	<b>Un observatoire spatial moderne</b>	<b>39</b>
3.1	Contexte scientifique . . . . .	39
3.2	Aspects opérationnels . . . . .	40
3.2.1	L'Agence Spatiale Européenne . . . . .	40
3.2.2	Le programme <i>Horizon 2000</i> . . . . .	41
3.2.3	Le consortium <i>XMM-Newton</i> . . . . .	41
<b>4</b>	<b>Les instruments d'<i>XMM-Newton</i></b>	<b>45</b>
4.1	Télescopes . . . . .	46
4.2	Imagerie . . . . .	48
4.2.1	<i>European Photon Imaging Cameras (EPIC)</i> . . . . .	48
4.2.2	<i>EPIC</i> : semi-conducteur à oxyde métallique ( <i>MOS</i> ) . . . . .	49
4.2.3	<i>EPIC</i> : semi-conducteur à jonctions <i>pn</i> . . . . .	50
4.2.4	<i>EPIC</i> : modes de fonctionnement . . . . .	51
4.2.5	<i>EPIC</i> : filtres de protection . . . . .	53
4.2.6	<i>Optical Monitor (OM)</i> . . . . .	54
4.3	Spectroscopie . . . . .	54
4.3.1	<i>Reflection Grating Spectrometer (RGS)</i> . . . . .	55
4.3.2	<i>EPIC</i> encore . . . . .	56
4.3.3	<i>EPIC</i> : reconstruction de l'énergie . . . . .	56
4.3.4	<i>EPIC</i> : motifs des événements . . . . .	57
4.3.5	<i>EPIC</i> : redistribution spectrale . . . . .	58
<b>III</b>	<b>Etalonnages au sol</b>	<b>61</b>
<b>5</b>	<b>Le banc d'essais synchrotron</b>	<b>63</b>
5.1	Objectifs et performances nécessaires . . . . .	63
5.1.1	Rendement quantique . . . . .	63
5.1.2	Filtres et électronique . . . . .	64
5.1.3	Champ de vue . . . . .	65
5.1.4	Délais . . . . .	65
5.2	L'état de l'art des sources de hautes énergies . . . . .	65
5.2.1	Tubes-X . . . . .	65
5.2.2	Anneaux synchrotron . . . . .	66
5.2.3	LASERS . . . . .	66
5.3	De l'art de se rapprocher d'une source idéale . . . . .	66
5.3.1	Le laboratoire synchrotron du LURE . . . . .	67
5.3.2	La Station d'Etalonnage de l'IAS . . . . .	70
5.3.3	La ligne SACO . . . . .	72
5.3.4	La ligne DCI . . . . .	72
5.3.5	Le MOGSE . . . . .	73
5.3.6	Les détecteurs absolus . . . . .	75
5.3.7	La fente variable . . . . .	77
5.3.8	Définition de la procédure d'étalonnage . . . . .	77
5.4	Les limites rencontrées et les solutions apportées . . . . .	80
5.4.1	Logistique . . . . .	80
5.4.2	Fonctionnement du MOGSE et du MOVCOE . . . . .	81
5.4.3	Stabilité du faisceau . . . . .	82

5.4.4	Homogénéité du faisceau . . . . .	85
5.4.5	Le pilotage informatique . . . . .	87
5.4.6	Optimisation du calendrier . . . . .	91
Article :	1999, CRAS, 327-IIb, 701 . . . . .	95
Article :	1999, extrait du <i>Manuel de l'EICC 4.0</i> . . . . .	101
<b>6</b>	<b>Résultats des étalonnages au sol</b>	<b>109</b>
6.1	La base de données EICC . . . . .	109
6.1.1	Fichiers ASCII . . . . .	109
6.1.2	Fichiers binaires . . . . .	110
6.1.3	Fichiers autres . . . . .	110
6.2	Méthodes d'analyse . . . . .	110
6.2.1	Post-synchronisation des données d'étalonnage . . . . .	111
6.2.2	Collection des informations . . . . .	113
6.2.3	Comparaison des informations : énergie du faisceau . . . . .	115
6.2.4	Comparaison des informations : qualité du faisceau . . . . .	116
6.2.5	Comparaison des informations : géométrie du faisceau . . . . .	123
6.3	Rendement quantique . . . . .	125
6.3.1	Définition du rendement quantique . . . . .	125
6.3.2	Calcul du rendement quantique . . . . .	126
6.4	Autres résultats des étalonnages au sol . . . . .	132
6.4.1	Transmission des filtres <i>EPIC</i> . . . . .	135
6.4.2	<i>Flat field</i> des CCD <i>EPIC</i> . . . . .	135
6.4.3	Réponse spectrale, efficacité de transfert et motifs . . . . .	139
6.5	Bilan général des étalonnages au sol . . . . .	139
6.5.1	Qualification des caméras (résultats) . . . . .	139
6.5.2	Qualification du banc de test (barres d'erreurs) . . . . .	139
6.5.3	Qualification de la procédure (difficultés rencontrées) . . . . .	144
Article :	2000, XMM-SOC-CAL-TN-0007 . . . . .	147
Article :	2000, XMM-SOC-CAL-TN-0008 . . . . .	159
Article :	2000, SPIE, 4138, 57 . . . . .	173
<b>IV</b>	<b>Observations en rayons-X</b>	<b>185</b>
<b>7</b>	<b>Etalonnages en vol</b>	<b>187</b>
7.1	La fonction de transfert des télescopes . . . . .	187
7.1.1	Systèmes de coordonnées et formalisme . . . . .	187
7.1.2	Les miroirs . . . . .	188
7.1.3	Les réseaux <i>RGA</i> . . . . .	189
7.1.4	Les filtres . . . . .	190
7.1.5	Les caméras . . . . .	190
7.1.6	Bilan de la chaîne optique . . . . .	193
7.2	L'état de l'art des performances . . . . .	193
7.2.1	Surface efficace . . . . .	193
7.2.2	Vignettage . . . . .	193
7.2.3	PSF . . . . .	194
7.2.4	Transmission des filtres . . . . .	194
7.2.5	Homogénéité . . . . .	196
7.2.6	Rendement quantique . . . . .	196
7.2.7	Matrice de réponse . . . . .	197



7.2.8	Autres éléments . . . . .	199
7.3	Bruit de fond . . . . .	199
7.3.1	Fond de hautes énergies . . . . .	200
7.3.2	Fond instrumental . . . . .	201
7.3.3	Fond galactique et extragalactique . . . . .	201
<b>8</b>	<b>Analyse des données</b>	<b>203</b>
8.1	Etat de l'art logiciel . . . . .	203
8.1.1	Le logiciel d'analyse scientifique . . . . .	203
8.1.2	Listes d'événements . . . . .	204
8.1.3	La base de données d'étalonnage . . . . .	204
8.1.4	Le simulateur scientifique . . . . .	205
8.2	Méthodologie d'analyse de données . . . . .	205
8.2.1	Réduction des données . . . . .	205
8.2.2	Sélection des événements . . . . .	206
8.2.3	Projection des événements : spectroscopie . . . . .	206
8.2.4	Projection des événements : imagerie . . . . .	208
8.2.5	Projection des événements : méthode des poids généralisés . . . . .	208
8.2.6	Masquage des sources ponctuelles . . . . .	210
8.2.7	Soustraction du bruit de fond . . . . .	214
8.2.8	Bruit de fond : méthode des champs vides . . . . .	215
8.2.9	Bruit de fond : méthode des champs obscurs . . . . .	216
8.2.10	Exemples d'application des poids et champs obscurs . . . . .	222
8.2.11	Bruit de fond : le cas des OOTE . . . . .	226
8.2.12	Bruit de fond : méthode de la double soustraction . . . . .	226
8.3	Vers une chaîne d'analyse automatique . . . . .	228
8.3.1	Préliminaire technologique . . . . .	229
8.3.2	Démarrage . . . . .	231
8.3.3	Imagerie : centrage . . . . .	231
8.3.4	Imagerie : profil de brillance . . . . .	232
8.3.5	Imagerie : carte 2D . . . . .	238
8.3.6	Spectroscopie : spectre global . . . . .	239
8.3.7	Spectroscopie : profil de température . . . . .	240
8.3.8	Spectro-imagerie : carte de température . . . . .	241
	Article : 2002, SPIE, 4851, astro-ph/0209270 . . . . .	247
<b>9</b>	<b>Applications aux amas de galaxies</b>	<b>263</b>
9.1	Simulations . . . . .	264
9.2	Observations d'amas massifs . . . . .	265
9.2.1	Vue générale . . . . .	267
9.2.2	Abell 209 . . . . .	271
9.3	Observations d'amas lointains . . . . .	271
	Article : 2002, COSPAR, astro-ph/0309054 . . . . .	277
	Article : 2003, soumis à A&A . . . . .	285
	<b>Moralité</b>	<b>303</b>
	Article : 2002, SPIE, 4497, 1 . . . . .	309

---

<b>Annexes</b>	<b>321</b>
<b>Liste des figures et tableaux</b>	<b>321</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>331</b>
<b>A Liste quasi-exhaustive des publications liées aux étalonnages du satellite <i>XMM-Newton</i> et référencées sur ADS</b>	<b>345</b>
<b>B Liste quasi-exhaustive de mes publications personnelles</b>	<b>355</b>
B-1 Publications référencées dans l' <i>Abstract Database Service</i> . . . . .	356
B-2 Publications en préparation . . . . .	356
B-3 Notes techniques . . . . .	356
B-4 Communications . . . . .	357
B-5 Publications référencées (co-auteur) . . . . .	358
B-6 Notes techniques (co-auteur) . . . . .	359
B-7 Articles au-delà de ce travail doctoral . . . . .	360
B-8 Interventions au-delà de ce travail doctoral . . . . .	360
B-9 Activités pédagogiques . . . . .	361
<b>C Acronymes</b>	<b>363</b>
<b>D Formulaire</b>	<b>369</b>



# Préambule



Cette histoire serait excellente  
si seulement il y avait un sujet susceptible d'être compris.  
– Jack Williamson, préambule à *La grande Illusion*, 1936



Un des grands sujets occupant la cosmologie, science du XX<sup>e</sup> siècle par excellence, est actuellement d'étudier la distribution de la matière à grande échelle dans l'Univers : quand et comment les structures se sont-elles formées ? où se trouve et de quelle nature est cette matière que nous n'avons pas encore pu voir, mais qui manifeste sa présence par ses interactions gravitationnelles avec la matière visible ? Depuis les plus anciennes preuves de l'intérêt millénaire de l'Homme pour l'observation du ciel, l'ouverture de fenêtres dans d'autres domaines de longueurs d'onde que le visible est extrêmement récent : une soixantaine d'années pour la radio, une quarantaine pour l'infrarouge et les rayons-X. L'ouverture de ces fenêtres fut cruciale pour la cosmologie, car elle donnait enfin accès à l'observation de la matière dans des états jusque là prisonniers du cadre théorique, voire insoupçonnés. Depuis le début du XX<sup>e</sup> siècle, la complémentarité entre théorie (répondre aux questions actuelles et en poser de nouvelles ... expliquer ce que l'on a vu et formuler des hypothèses quant à ce que l'on verra ...) et observations (chercher la confirmation ou infirmation de ce qu'a prévu la théorie, détection de nouveaux phénomènes) a contribué à restructurer la pensée scientifique.

Le satellite *XMM-Newton* a pour but d'ouvrir plus largement cette récente fenêtre des rayons-X afin d'explorer la population de sources à hautes énergies tant de la Galaxie que du ciel profond. Il est l'une des quatre missions les plus importantes de l'Agence Spatiale Européenne autour desquelles s'articule un programme complet d'études spatiales, de l'exploration du système solaire à la cosmologie et dans toutes les bandes d'énergie actuellement maîtrisées. Les enjeux de ce programme, pour la partie cosmologie, ne sont ni plus ni moins que parvenir à une description aussi fine que possible de l'Univers : topologie (forme), structure (contenu) et dynamique (évolution passée et future).

Dans la première partie, je dresse un portrait de l'astronomie contemporaine dans les hautes énergies, puis je résume le contexte, notamment celui de l'observation des grandes structures et des amas de galaxies, ayant mené au développement d'un observatoire spatial tel qu'*XMM-Newton*. Une description de ses télescopes, aussi détaillée que nécessaire compte-tenu des études présentées par la suite, est faite dans la seconde partie.

Je décris dans la troisième partie comment se sont déroulées les campagnes d'étalonnage au sol des instruments *EPIC* sur le banc de test synchrotron d'Orsay, ainsi que ma contribution à l'analyse des données subséquentes. Dans une quatrième partie, je confronte des résultats d'étalonnage à des données de vol, fais le bilan des méthodes d'analyse de ces données et présente une application de ces méthodes à l'observation d'amas de galaxies.

Je conclus enfin quant aux perspectives en matière d'observations de sources étendues avec *XMM-Newton* ainsi qu'en matière d'instrumentation en général et de techniques de traitement de données massives. Ces dernières tendent en effet à se généraliser du fait de la plus en plus grande résolution des détecteurs (qui génèrent donc un volume d'informations de plus en plus grand pour une région d'observation donnée), et même à se recouper tant aux basses qu'aux hautes énergies avec le développement de nouveaux matériaux (semi-conducteurs ou bolomètres) pour constituer des matrices de détection capables de spectro-imagerie quelle que soit la portion du spectre électromagnétique étudiée.

Quelques publications sont insérées à la fin des sections correspondantes, afin de les illustrer et/ou d'apporter quelques éléments supplémentaires. Les références aux articles cités, ainsi qu'une bibliographie quasi-exhaustive des publications liées aux étalonnages du satellite *XMM-Newton*, se trouvent en annexe. Les conventions mathématiques et unités physiques utilisées dans ce document sont un compromis entre le système international et les traditions de la communauté des hautes énergies. On trouvera en annexe un récapitulatif des acronymes et symboles utilisés, ainsi qu'un formulaire rappelant quelques éléments utiles pour une meilleure compréhension de certains termes techniques.





# **Première partie**

## **Introduction**



# Chapitre 1

## L'astrophysique observationnelle des hautes énergies

On définit par “hautes énergies” les rayonnements situés dans les gammes ultraviolets (UV), rayons-X voire  $\gamma$  (table 1.1), c'est-à-dire dont la longueur d'onde est plus petite que  $100\text{ nm}$  ou l'énergie plus grande que  $10\text{ eV}$ .

Une interprétation rapide du principe d'incertitude d'Heisenberg (équation 1.1) et du principe d'équivalence d'Einstein (équation 1.2) nous indique qu'une émission lumineuse de hautes énergies suppose à sa source un phénomène rapidement variable et/ou impliquant une masse très importante.

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h_P \quad (1.1)$$

$$\Delta E = \Delta m \cdot c_L^2 \quad (1.2)$$

### 1.1 Historique

Les connaissances théoriques n'ont commencé à appréhender ce genre de phénomènes extrêmes qu'au début du vingtième siècle avec la découverte des rayons-X en 1895 par Wilhelm C. Röntgen (1845–1923), le développement de la physique des particules (mécanique quantique et physique atomique) dès 1912 par Max Planck (1858–1947) et les théories relativistes de la gravitation à partir de 1915 par Albert Einstein (1879–1955).

Ce n'est pourtant qu'à partir des années 1950, en repartant des nouveaux modèles d'évolution stellaire basés sur la gravitation et les réactions thermonucléaires, que l'on commence à penser que certains objets célestes pourraient émettre de telles énergies, comme le Soleil (Ellison, 1950) et les étoiles massives (Johnson, 1966) ou encore les nébuleuses planétaires que l'on n'identifie alors que depuis peu à des restes de *supernovae* (Clark & Oda, 1963); voire même que certains objets n'émettent qu'à ces énergies-là et restent donc à découvrir, comme l'annihilation de paires électrons-positrons (Kompaneets, 1978), l'accrétion par les objets très massifs (Reina et al., 1974) ou le gaz du milieu intergalactique des amas de galaxies (Felten et al., 1966). Il faut attendre les années 1960 pour assister aux premières observations du ciel en rayons-X (Code, 1960), mais la détection de photons de si hautes énergies pose un défi technologique.

D'une part, les rayons-X célestes sont absorbés par l'atmosphère (figure 1.1) dont l'épaisseur optique atteint  $\tau = 1$  en deçà de  $20\text{ km}$  d'altitude, en raison des raies d'absorption de l'Oxygène et de l'Ozone et des autres composants de l'atmosphère. Il était donc nécessaire de maîtriser les techniques aéronautiques, voire spatiales avant de pouvoir envisager observer le ciel à hautes énergies.

TAB. 1.1: Découpage usuel du spectre électromagnétique en gammes d'énergie, et correspondances entre différentes unités (les applications numériques supposent une valeur du paramètre de Hubble  $H_0 = 73 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ ; les autres constantes sont explicitées en annexes).

	masse (kg)	longueur (m)	temps (s)	fréquence (Hz)	énergie (J)	température (K)	énergie (eV)
limite Univers	$h_P \cdot H_0 \cdot c_L^{-2}$ $\simeq 1.8 \cdot 10^{-68}$	$c_L \cdot H_0^{-1}$ $\simeq 1.2 \cdot 10^{+26}$	$H_0^{-1}$ $\simeq 4.1 \cdot 10^{+17}$	$H_0$ $\simeq 2.4 \cdot 10^{-18}$	$h_P \cdot H_0$ $\simeq 1.6 \cdot 10^{-51}$	$h_P \cdot H_0 \cdot k_B^{-1}$ $\simeq 1.1 \cdot 10^{-28}$	$1.6 \cdot 10^{19} \cdot h_P \cdot H_0$ $\simeq 1.0 \cdot 10^{-32}$
<i>lim. atmosphérique</i>							
Radio	$10^{-44}$	$10^{+2}$	$10^{-6}$	$10^{+6}$	$10^{-27}$	$10^{-4}$	$10^{-8}$
millimétrique	$10^{-40}$	$10^{-2}$	$10^{-10}$	$10^{+10}$	$10^{-23}$	$10^0$	$10^{-4}$
I.R.	$10^{-38}$	$10^{-4}$	$10^{-12}$	$10^{+12}$	$10^{-21}$	$10^{+2}$	$10^{-2}$
Visible	$10^{-36}$	$10^{-6}$	$10^{-14}$	$10^{+14}$	$10^{-19}$	$10^{+4}$	$10^0$
U.V.	$10^{-35}$	$10^{-7}$	$10^{-15}$	$10^{+15}$	$10^{-18}$	$10^{+5}$	$10^{+1}$
X	$10^{-34}$	$10^{-8}$	$10^{-16}$	$10^{+16}$	$10^{-17}$	$10^{+6}$	$10^{+2}$
$\gamma$	$10^{-31}$	$10^{-11}$	$10^{-19}$	$10^{+19}$	$10^{-14}$	$10^{+9}$	$10^{+5}$
<i>lim. accélérateurs</i>							
limite <i>Big Bang</i>	$\sqrt{h_P \cdot c_L \cdot G_N^{-1}}$ $\simeq 5.5 \cdot 10^{-8}$	$\sqrt{h_P \cdot c_L^{-3} \cdot G_N}$ $\simeq 4.1 \cdot 10^{-35}$	$\sqrt{h_P \cdot c_L^{-5} \cdot G_N}$ $\simeq 1.4 \cdot 10^{-43}$	$\sqrt{h_P^{-1} \cdot c_L^5 \cdot G_N^{-1}}$ $\simeq 7.1 \cdot 10^{+42}$	$\sqrt{h_P \cdot c_L^5 \cdot G_N^{-1}}$ $\simeq 4.9 \cdot 10^{+9}$	$k_B^{-1} \cdot \sqrt{h_P \cdot c_L^5 \cdot G_N^{-1}}$ $\simeq 3.6 \cdot 10^{+32}$	$1.6 \cdot 10^{19} \cdot \sqrt{h_P \cdot c_L^5 \cdot G_N^{-1}}$ $\simeq 3.1 \cdot 10^{+28}$

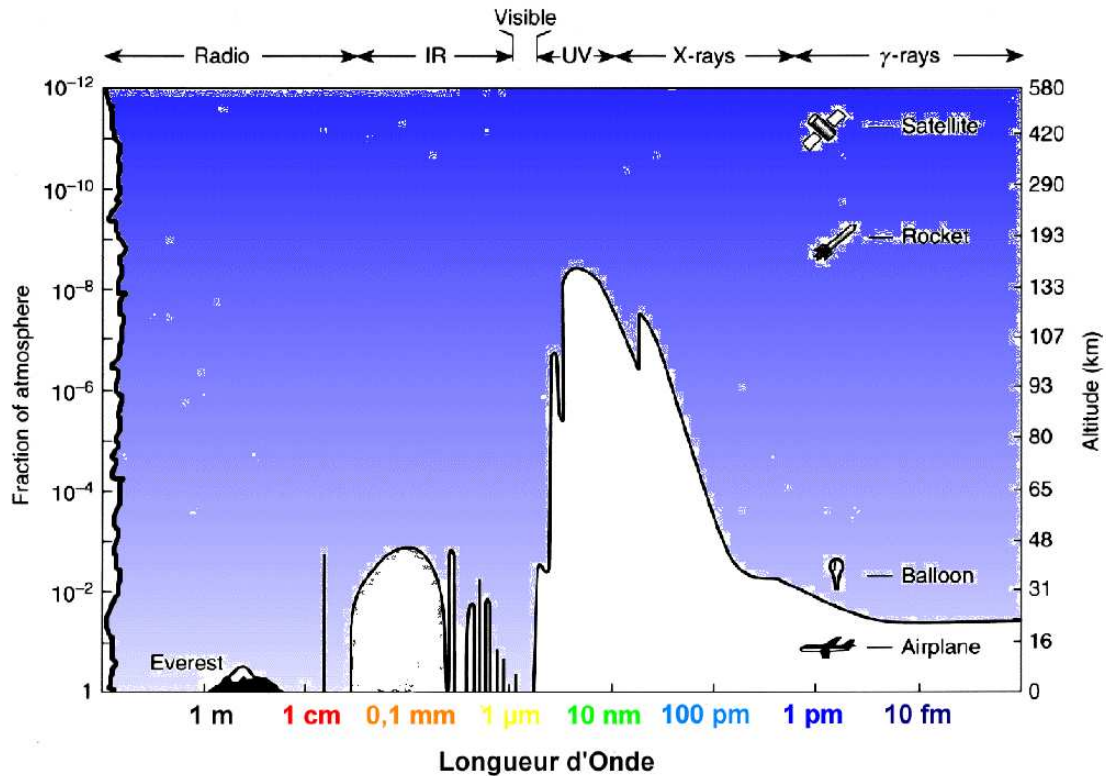


FIG. 1.1: Graphe de l'absorption ( $\tau = 1$ ) de la lumière par l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde et de l'altitude.

D'autre part, la longueur d'onde des photons-X, typiquement entre 10 et 0.01 nm (*cf.* table 1.1), est telle que les systèmes optiques classiques les laissent traverser ou les absorbent et ne peuvent donc pas les réfléchir sous incidence normale. D'autre part, à ces énergies l'indice de réfraction des matériaux est inférieur à l'unité, et on ne peut donc pas concevoir un système qui puisse focaliser (faire converger la lumière) en réfraction. Il faut donc avoir recours au phénomène de réflexion totale, qui a lieu pour de grandes valeurs d'angle d'incidence, c'est-à-dire sous incidence rasante, et qui est d'autant plus efficace que la densité électronique du matériau utilisé est grande (par exemple l'or ou le platine). On peut aussi faire appel à la théorie de diffusion de Bragg, selon laquelle un cristal peut réfléchir une onde lumineuse dont le cosinus de l'angle d'incidence est proportionnel au quotient de la longueur d'onde par la taille de la maille cristalline ; là encore, on voit que pour ne pas travailler sous incidence trop rasante, il faut faire appel à des cristaux de petite maille (grande densité atomique), mais ce procédé présente l'inconvénient d'associer un angle donné à une énergie donnée et n'est donc pas très pratique pour un télescope à large bande d'énergie, mais convient par contre très bien pour des systèmes dispersifs (spectroscopie ou monochromateur).

En pratique, les premières expériences d'observation du ciel à hautes énergies ont eu lieu sans dispositif optique de focalisation, le pointage de l'instrument étant grossièrement assuré à l'aide de baffles et de blindages (table 1.2).

TAB. 1.2: Comparatif des diverses missions pour l'astronomie des hautes énergies (HEASARC, web).

Mission	FOV (degrés)	Résolution (arcmin) <sup>a</sup>	Energie (keV) <sup>b</sup>	Sensibilité (mCrab)	Instruments <sup>c</sup>
VELA-5B <sup>d</sup> (1969-1979) NASA	6.1		3 - 12		scintillateur

...

Mission	FOV (degrés)	Résolution (arcmin) <sup>a</sup>	Energie (keV) <sup>b</sup>	Sensibilité (mCrab)	Instruments <sup>c</sup>
...			$\gamma$		cristal
SAS-1 Uhuru (1970-1973) NASA			2 – 20	$10^{-3}$	collimateur modulé, GPC
OSO-7 (1971-1974) NASA	3 6.5		1 – 60 7 – 500 $\gamma$		collimateur, GPC anticoïncidence, NaI(Tl) ?
SAS-2 (1972-1973) NASA			$\gamma$		chambre à étincelles
TD-1 (1972-1974) ESA					
OAO-3 Copernicus (1972-1981) NASA	0.02 à 0.2 2.5 × 3.5		0.5 – 3 3 – 10		miroir W0, GPC collimateur, GPC
ANS (1974-1977) NASA	0.63 × 1.2 0.6 × 3		0.16 – 7 1 – 30 $\gamma$		miroir W0, GPC collimateur, GPC cristal
ARIEL-V (1974-1980) NASA	1 × 180		3 – 6 0.3 – 30 $\gamma$		GPC ? collimateur modulé, GPC scintillateur
OSO-8 (1975-1978) NASA	3 2.7		2 – 8 0.15 – 45 $\gamma$		cristal de graphite collimateur modulé, GPC ?
SAS-3 (1975-1979) NASA	2.9		0.15 – 1 2 – 11 1 – 60		collimateur, GPC collimateur modulé, GPC collimateur, GPC
COS-B (1975-1982) ESA			2 – 12 $\gamma$		collimateur, GPC chambre à étincelles
HEAO-1 (1977-1979) NASA	4 3 × 6 1.7 × 20 17 × 30	24 × 48	0.9 – 13.3 0.15 – 60 15 – 200 $\gamma$	13.3	collimateur modulé, GPC ? collimateur, GPC collimateur, scintillateur collimateur, scintillateur
HEAO-2 Einstein (1978-1981) NASA	1.25 0.4 1.5	1 0.03	0.4 – 4 0.15 – 3 1.5 – 20		miroir W1, APC miroir W1, MCC collimateur, GPC
HEAO-3 (1979-1981) NASA			$\gamma$		?
ASTRO-A Hakucho (1979-1985) Japon	2.9 × 24.9 1.7 × 50.3 4.4 × 10		0.1 – 0.2 1.5 – 30 10 – 100		collimateur modulé, GPC collimateur, GPC scintillateur
SMM (1980-?) NASA	130		$\gamma$		anticoïncidence, NaI(Tl)
Exosat (1983-1986) ESA	2 0.75	0.3	0.05 – 2 1 – 50		miroir W1, PSPC, MCC réseaux, GSPC
ASTRO-B Tenma (1983-1985) Japon	0.2 × 5 90 3		0.1 – 2 2 – 10 2 – 60 $\gamma$		collimateur modulé, PSPC GPC ? collimateur, APC ?
ASTRO-C Ginga (1987-1991) Japon	1 × 180 0.8 × 1.7 360		1 – 20 1.5 – 37 1.5 – 500		GPC ? collimateur, GPC scintillateur ?
Phobos-1 (1988-échec) URSS			$\gamma$		masque codé, scintillateur
Granat (1989-1998) URSS	5 1.8 2 4.3 360	5 13	0.03 – 1.3 4 – 60 3 – 100 $\gamma$ $\gamma$	1	masque codé, APC masque codé, APC collimateur + GPC masque codé, scintillateur scintillateurs
BBXRT (1990) NASA <sup>e</sup>	17.4		0.3 – 12		miroir ?, Si(Li)
ROSAT (1990-1999) NASA	2 0.63	$\approx 0.3$ $\approx 0.03$	0.1 – 2.5 0.1 – 2.5	$10^{-5}$	miroir W1, PSPC miroir W1, MCC
GRO Compton (1991-2000) NASA	360 28.7 3.8 × 11.4	60 180 6	20 – 300 $\gamma$ $\gamma$ $\gamma$	15	télescope pondérateur télescope Compton collimateur, NaI(Tl) chambre à étincelle
DXS <sup>e</sup> (1993) NASA		900	0.15 – 0.28		cristal
ASTRO-D Asca (1993-2001) Japon	0.37 0.83	0.5 0.5	0.4 – 12 0.8 – 12		miroir W1, CCD collimateur, GSPC
RXTE (1995+) ESA			2 – 60 15 – 250	$3 \cdot 10^{-2}$	collimateur, APC (timing)
Beppo-SAX (1996+) ESA	0.6 à 0.9 20	1.3 à 9.7 5	0.1 – 10 1.8 – 28 15 – 300	$10^{-3}$	miroir W2, PSPC masque codé, APC scintillateur
ABRIXAS (1999-échec) Allemagne					
AXAF Chandra (1999+) NASA	0.5	$\approx 0.001$	0.1 – 10	$10^{-3}$	miroir W1, réseaux, MCC, CCD
...					

Mission	FOV (degrés)	Résolution (arcmin) <sup>a</sup>	Energie (keV) <sup>b</sup>	Sensibilité (mCrab)	Instruments <sup>c</sup>
XMM Newton (1999+) ESA	0.5	$\simeq 0.15$	0.1 – 12	$10^{-5}$	miroirs W1, réseaux, CCD
ASTRO-E (2000-échec) Japon					
HETE-2 (2000+) NASA	28 45 86	0.5 10	0.5 – 14 2 – 25 6 – 400		masque codé, CCD masque codé, PSPC NaI(Tl)
INTEGRAL (2002+) ESA	4.8	3	3 – 35 $\gamma$	10	masque codé, APC ? masque codé, Ge, CdTe, CsI
In.XS (projet) ...	0.5	1	2 – 80	$5 \cdot 10^{-4}$	multicouches, GaAs

<sup>a</sup> Valeur donnée pour l'axe optique et à une énergie moyenne pour la gamme de fonctionnement de l'instrument.

<sup>b</sup>  $\gamma$  indique les instruments dont la gamme d'énergie se situe entre 100 keV et 1 GeV (voire plus).

<sup>c</sup> Les acronymes utilisés ici sont :

- **APC** : matrice de compteurs proportionnels à gaz
- **CCD** : matrice CCD en Silicium
- **CdTe** : matrice CCD en Tellure de Cadmium
- **CsI** : cristal de Iodure de Césium (souvent dopé au Sodium)
- **GaAs** : matrice CCD en Arsenide de Gallium
- **Ge** : diode au Germanium
- **GPC** : compteur proportionnel à gaz (effet photo-électrique)
- **GSPC** : compteur proportionnel à gaz (scintillation)
- **MCC** : galette de microcanaux
- **NaI(Tl)** : cristal de Iodure de Sodium dopé au Thallium
- **PSPC** : compteur proportionnel à sensibilité de position
- **Si(Li)** : diode PIN en Silicium dopé au Lithium
- **Wx** : miroir à incidence rasante de type Wolter-0 ou Wolter-1 ou Wolter-2

<sup>d</sup> En réalité cette expérience était militaire et classée "secret-défense". Elle était double (VELA-5A et -5B), les deux modules devant se séparer en orbite. Son jumeau est censé être retombé l'année suivante. Une nouvelle expérience double (VELA-6A et -6B) a été mise en orbite en 1970, également censée avoir duré un an.

<sup>e</sup> Il ne s'agit pas de satellites mais d'expériences embarquées sur la Navette Spatiale.

## 1.2 Techniques de détection

### 1.2.1 Détecter le rayonnement

En 1962, Riccardo Giacconi met en évidence accidentellement la première source-X hors du système solaire : Sco-X1, dans la constellation du Scorpion (Giacconi et al., 1962). Il voulait alors étudier la fluorescence de la Lune avec des compteurs Geiger embarqués dans une fusée à poudre. Ces détecteurs utilisent l'effet photo-électrique : ils permettent de mesurer une impulsion de courant électrique dans une enceinte à gaz. Les réactions de photo-ionisation n'y sont pas contrôlées ; il s'agit de réaction en cascade car les photo-électrons primaires, ou des photons secondaires émis par fluorescence, ou encore des électrons secondaires expulsés par effet Auger, peuvent à leur tour ioniser des atomes voisins et ainsi de suite. C'est pourquoi ces instruments peuvent tout juste estimer le flux incident, à condition que celui-ci ne soit pas trop important afin de pouvoir discerner individuellement l'effet de chaque photon. De plus, les expériences en fusées ont un pointage limité à un cône de quelques dizaines de degrés centré sur la direction de vol et un temps d'intégration de quelques minutes à peine ; celles en ballon sont limitées à l'observation des plus hautes énergies à cause de l'atmosphère résiduelle. La technologie ne permet pas encore de tester pleinement les modèles théoriques par l'observation.

Au milieu des années 1960, le développement des compteurs proportionnels permit d'envisager la spectroscopie, car ces détecteurs sont le siège d'une cascade contrôlée de photo-ionisation et produisent donc une impulsion électrique proportionnelle à l'énergie de chaque



photon détecté. Un système de compteur de garde (principe d'anticoïncidence) était parfois employé pour rejeter les rayons cosmiques. Ces derniers, étant pour la plupart des particules de grandes énergies (dont l'origine est encore discutée), ont un tel pouvoir pénétrant qu'ils ne déposent pas toute leur énergie dans le gaz du compteur. De cette façon, si une détection est enregistrée dans le compteur de garde, placé immédiatement derrière le premier compteur, l'événement est associé à un rayon cosmique traversant, et est rejeté. Mais restait le problème de la localisation des sources, peu précise en raison de la grande ouverture des collimateurs placés devant les compteurs.

### 1.2.2 Focaliser le rayonnement

On eut alors l'idée d'utiliser des collimateurs en forme de lamelles parallèles entre elles et perpendiculaires à la fenêtre d'entrée du détecteur ; en faisant tourner ce dernier selon son axe longitudinal, le signal de la source devait présenter une modulation temporelle selon l'angle d'incidence de son rayonnement sur les lamelles. Cette technique permit d'atteindre une précision de localisation d'environ 1 *arcmin* et fut utilisée à bord de fusées en 1965/66 pour localiser Sco-X1 et Cyg-X2 (Gursky et al., 1966), puis sur la plupart des premiers satellites (table 1.2), dont la mise au point permit de passer à des durées d'observation d'une minute à un mois. Le premier d'entre eux fut *Uhuru*, qui aura contribué à localiser 339 sources-X (Forman et al., 1978), dont il aida par ailleurs à préciser la nature (Fabian, 1975), comme par exemple pour Sco-X1 et Cen-X3 (systèmes d'étoiles binaires dont la composante compacte accrete la matière de son compagnon, cette matière émettant des rayons-X sous l'effet de l'échauffement lors de l'attraction gravitationnelle) ou Perseus (amas de galaxies).

A la même époque, en 1965, Giacconi révolutionne une seconde fois l'astronomie des hautes énergies en reprenant à bord d'une expérience en fusée le principe d'un microscope à rayons-X utilisant leur propriété de réflexion sous incidence rasante (Giacconi et al., 1965). Ce système, proposé dix ans plus tôt (Wolter, 1952), avait été abandonné à l'époque en raison des difficultés technologiques posées par le polissage des miroirs. Il utilise un assemblage de deux surfaces confocales, coniques de révolution (figure 1.2). En remplaçant l'ellipsoïde par un paraboloïde (figure 1.3), on peut ainsi renvoyer le foyer image à l'infini ; il n'y a plus qu'à utiliser ce système à l'envers (en plaçant l'oculaire au foyer objet et en regardant la lumière provenant du foyer image ...) pour obtenir un télescope.

Cette technologie de miroirs pour rayons-X aura mis plus de dix ans à entrer réellement en service à bord des satellites d'astronomie (sur *Einstein*, cf. table 1.2), et jusque là le rayonnement était simplement collimaté. L'effet fut immédiat : les catalogues de sources-X détectées grossirent subitement par un facteur 30, et à nouveau 100 dix ans plus tard (catalogue de 339 sources par *Uhuru*, étendu à  $10^4$  sources par *Einstein*, puis plus tard à  $10^6$  avec *ROSAT*), grâce à l'augmentation de sensibilité induite par la présence d'un système de focalisation de la lumière. En effet, focaliser la lumière permet de réduire la surface du détecteur nécessaire pour échantillonner le champ de vue et donc de diminuer le bruit de fond, donnant ainsi accès à des sources de plus faible luminosité. Par la suite, l'augmentation du diamètre des miroirs et de leur efficacité de collection des photons (ou rendement) a contribué à améliorer encore le rapport signal / bruit et la sensibilité des télescopes-X.

Ces miroirs fonctionnant en incidence rasante ( $\theta \simeq 0.05 \text{ rad}$ ), la surface efficace de collection (vue de face depuis la direction pointée) est très faible (un mince anneau du rayon extérieur du paraboloïde au rayon intérieur de l'hyperboloïde, cf. figure 1.3). Pour augmenter cette surface efficace, on a fixé à partir des années 1980 une série de miroirs Wolter-1 concentriques sur un support-araignée. Ce système est en théorie parfaitement stigmatique sur l'axe optique, ne présente pas d'aberration de sphéricité ni de coma. La qualité de l'image y est limitée par trois facteurs, en dehors de la limite de diffraction.

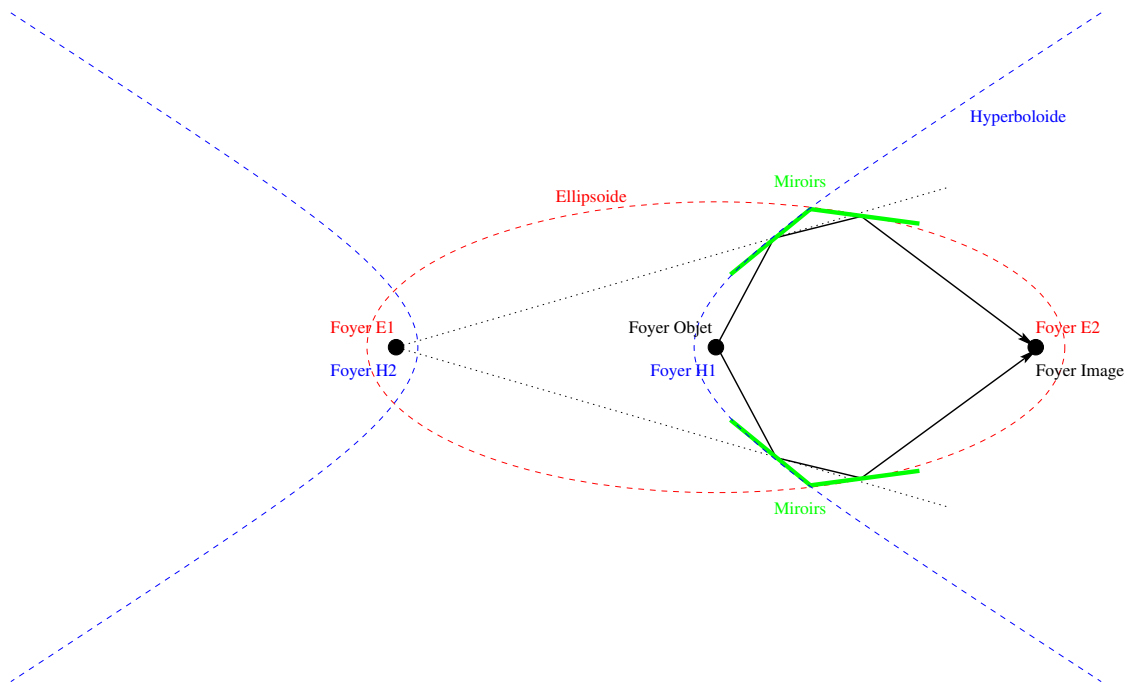


FIG. 1.2: Schéma (vue en coupe) de principe de fonctionnement du microscope proposé par Wolter en 1952.

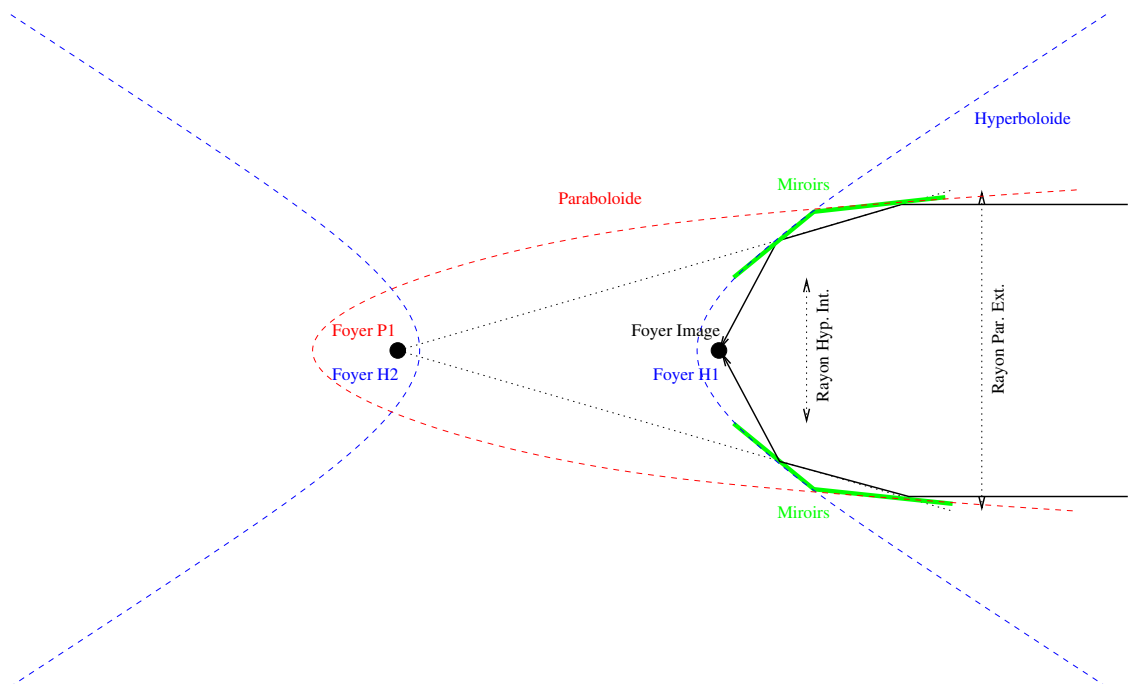


FIG. 1.3: Schéma de principe de fonctionnement du microscope de Wolter adapté à un télescope.

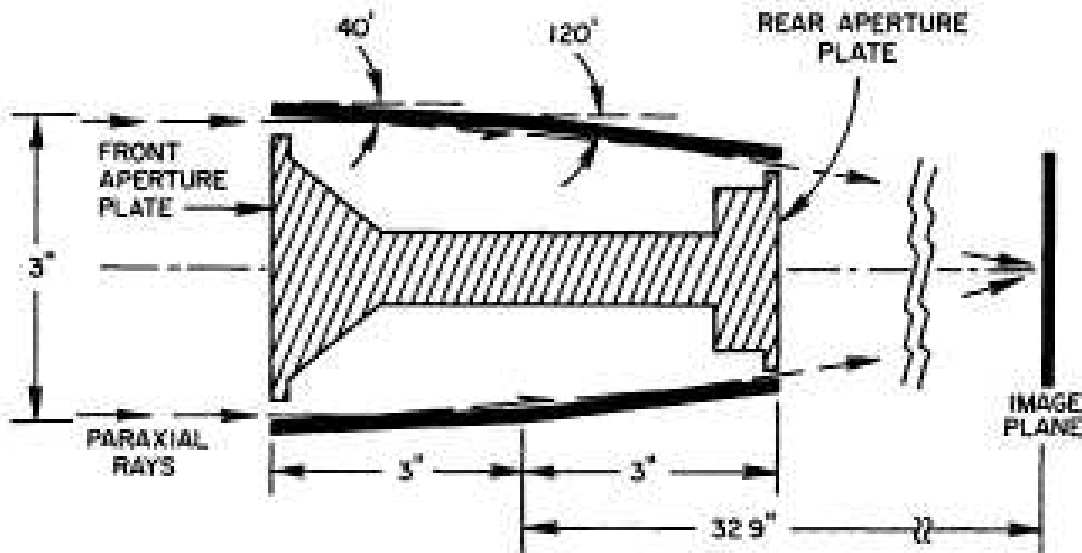


FIG. 1.4: Schéma (vue en coupe) du télescope utilisé par Giacconi en 1965.

- Le polissage : les défauts cristallins à la surface des miroirs peuvent introduire des erreurs de phases, surtout aux grandes énergies (petites longueurs d'ondes sensibles aux moindres défauts de surface). Certaines expériences utilisent des approximations en simple parabole (Blenninger et al., 1980) ou double cône (Citterio et al., 1986), notamment plus faciles à polir. D'autres utilisent le principe de réplcation par dépôt de couches métalliques sur un mandrin réutilisable en fibres synthétiques également plus faciles à polir.
- L'absorption : la condition de réflexion totale externe dépendant de l'énergie, ce système souffre d'une chute brutale de rendement à haute énergie. Au début des années 1990, cette limitation fut cependant repoussée (de 4 keV à 10 keV environ) par le dépôt d'une couche atomique d'un métal lourd sur les surfaces réfléchissantes (regain de réflectivité à haute énergie) ainsi que par une réduction de leur courbure (pour augmenter l'angle d'incidence), mais ceci au prix d'un allongement de la distance focale (augmentation d'encombrement et réduction du champ de vue). On a cherché très tôt à optimiser la nature des surfaces (Vinogradov & Zel'Dovich, 1977), et les perspectives en matière de miroirs s'orientent à présent en faveur des supermiroirs (Christensen, 1997), composés de multicouches de matériaux différents afin de prolonger la gamme d'énergie.
- Le vignettage : la condition de réflexion totale externe dépendant également de l'angle de rasance, ce système souffre également d'une baisse de rendement avec l'écart de la source à l'axe optique.

### 1.2.3 Augmenter la résolution spatiale

Les détecteurs gazeux finirent donc par devenir le facteur technologique limitant à cause de leur résolution spatiale (liée à la technique de collimation) et spectrale (liée à la quantité d'électrons d'ionisation produits). Dans les années 1980, on commença à utiliser des galettes de microcanaux constituées d'un faisceau de tubes de verre résistif (20  $\mu\text{m}$  de diamètre), chaque tube se comportant dans le domaine des rayons-X comme un photo-multiplicateur individuel. Une série d'anodes segmentées, reliées à ces tubes, détecte la moindre gerbe d'électrons produite. Si leur résolution spatiale était révolutionnaire pour l'époque (en comparaison de l'ouverture des compteurs gazeux de l'ordre du millimètre ou plus), c'était aussi un retour en arrière sur le plan spectral car il s'agissait à nouveau d'un phénomène de cascade

non contrôlée.

Les diodes au Silicium puis les caméras CCD (Boyle & Smith, 1970; Gatti & Rehak, 1984) ne firent leur apparition en astronomie des hautes énergies que dans les années 1990, car il fallait en optimiser la section efficace d'absorption photo-électrique. Le principe de détecteur CCD semble aujourd'hui bien ancré, et la recherche s'oriente vers l'optimisation des matériaux pour leur utilisation à de plus grandes énergies.

Enfin, certaines expériences de spectroscopie utilisent également des systèmes dispersifs en longueur d'onde (réseaux), selon le principe de Bragg et essentiellement aux basses énergies ( $< 4 \text{ keV}$ ). L'association à des détecteurs solides possédant de petits pixels permet d'augmenter la résolution spectrale du système puisqu'ils permettent de détecter des déviations plus faibles donc une variation plus faible de l'énergie du rayonnement incident.

### 1.2.4 A plus grande énergie encore

De même que la frontière entre domaines UV et X est assez floue, celle entre domaines X et  $\gamma$  est tout autant une affaire de culture et d'habitude. Disons simplement que les technologies les plus pointues en matière de (super)miroirs à incidence rasante et de matrices de détecteurs à semiconducteurs permettent de travailler entre 0.1 et 100  $\text{keV}$ . Au-delà de 100  $\text{keV}$ , la base de détection reste l'effet photo-électrique tant que le régime Compton n'est pas atteint.

Par le passé, on ne cherchait plus à détecter des électrons mais des photons de scintillation, par le truchement de photo-diodes ou photo-multiplicateurs classiques. Toute la difficulté de détection résidait donc dans la recherche du matériau produisant le meilleur effet de scintillation. On utilisait, pour augmenter le pouvoir d'arrêt des détecteurs, des cristaux de matériaux denses et à haut numéro atomique, comme  $\text{NaI}$  ou  $\text{CsI}$  (Iodure de Sodium ou de Césium, les plus efficaces et les plus faciles à produire), ou encore  $\text{Ge}$  (Germanium, ayant la meilleure résolution en énergie mais devant être utilisé à basse température : 77 K). Certains plastiques peuvent aussi fonctionner, et ont la réponse la plus rapide mais aussi le plus mauvais rendement (faible densité). Tous ces systèmes souffrent d'un bruit interne élevé du fait de leur grand volume, et nécessitent un blindage conséquent ainsi que des systèmes d'anticoïncidence. A hautes énergies, le rayonnement cosmique diffus, qui environne le détecteur et peut y induire du bruit en provenance de toutes les directions, est en effet quasiment aussi important que celui d'une source céleste pointée par le système.

Les chambres à étincelles sont destinées à observer les photons suffisamment énergétiques pour produire une paire électron-positron. Un champ électrique appliqué dans l'enceinte permet de diriger l'étincelle à travers un empilement de plaques métalliques et de couches gazeuses, afin d'en mesurer l'énergie et la direction.

L'effet de télescope (reconstruction de la direction d'arrivée du photon) s'opère dans les deux cas par l'étude de la trace laissée respectivement par la scintillation ou la paire  $e^- - e^+$ . La résolution angulaire dépend donc directement de la longueur de la trace, et s'améliore à haute énergie (de l'ordre du degré à 100  $\text{MeV}$ , à 1  $\text{arcmin}$  au-delà du  $\text{GeV}$ ).

A "basse" énergie (pour des  $\gamma$ ), l'utilisation de masques codés à la fin des années 1980 améliora la qualité des images. Le principe du masque provient de la superposition linéaire de l'effet de sténopé de chaque trou percé sur le masque. Le signal détecté  $S$  peut alors s'écrire en fonction de l'intensité de la source  $I$ , de la fonction de transparence du masque  $M$  et du bruit sur le détecteur  $B$  :

$$S = M \otimes I + B \quad (1.3)$$

On montre qu'il existe certains motifs de trous pour lesquels on est capable d'inverser la fonction de transparence et reconstruire l'image de la source. La résolution angulaire  $\theta_0$

dépend ici de la taille des trous  $\theta_p$  et de la distance du masque au détecteur  $d$  :

$$\theta_0 = \arctan \left( \frac{\theta_p}{d} \right) \quad (1.4)$$

L'ouverture (champ de vue) du système étant quant à elle une fonction décroissante de la distance masque-détecteur, il convient de réaliser un compromis entre la couverture sur le ciel et la résolution angulaire, en tenant compte également de la taille des détecteurs. Le principal défaut du système étant l'absence de concentration de la lumière (accentuée par les faibles transmission du masque et rendement du détecteur) qui ne favorise donc pas le rapport signal / bruit.

Cependant, l'arrivée de ces nouveaux types de télescopes a permis de renouer avec les détecteurs d'électrons. Certains semi-conducteurs, comme  $CdTe$ ,  $GaAs$  ou  $HgI_2$  (rendement moyen, résolution moyenne, température ambiante, mais production difficile), ont en effet pu être développés pour fonctionner aux très hautes énergies. Leur capacité à être micro-lithographiés permet de les utiliser sous une forme rappelant les matrices CCD (sauf que les charges ne sont pas transférées d'un pixel à l'autre, mais lues individuellement dans chaque pixel), et même d'envisager des détecteurs plus petits (et donc moins bruités) dans le cas où les techniques de focalisation s'étendraient également aux très hautes énergies (lentilles de Bragg-Fresnel).

### 1.3 Objectifs scientifiques

Même si la plupart des sources-X qui furent détectées dans les premiers temps purent être mises en rapport avec des objets connus dans d'autres gammes d'énergie, comme la nébuleuse du Crabe qui fut le premier objet à être ainsi identifié par Bowyer, Byram, Chubb & Friedman (1964), de nombreux nouveaux phénomènes purent être mis en évidence. L'objectif est donc double : le gain en sensibilité et en résolution spatiale devrait permettre de localiser et d'identifier de nouvelles émissions-X de luminosité apparente de plus en plus faible (parce que très lointaines et/ou peu énergétiques), et donc de compléter notre connaissance du ciel aux diverses longueurs d'onde ; mais il s'agit également d'élargir notre compréhension des mécanismes célestes d'émissions-X, et cela passe souvent par des analyses spectrales, d'où la nécessité d'améliorer la résolution spectrale des instruments.

#### 1.3.1 Variété des sources et des processus physiques

Actuellement, les objets étudiés aux grandes énergies sont extrêmement divers. De l'émission du gaz des étoiles à celui des amas de galaxies, en passant par les aurores polaires des planètes géantes, les restes de *supernovae*, l'échauffement de matière en accrétion autour d'étoiles en formation ou en fin de vie, les processus physiques mis en œuvre sont eux aussi très différents. De la fluorescence de la Lune ( $7 \cdot 10^{11} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ ) à l'émission du quasar PKS 2126 ( $5 \cdot 10^{47} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ ), cette variété de processus se répartit sur 36 ordres de grandeur et explique l'essor de cette branche de l'astronomie durant ces quatre dernières décennies. Mais au-delà de l'étude des processus physiques en eux-mêmes, la plupart des sources émettant ces rayonnements extrêmes permettent d'accéder à une étude plus fondamentale encore, comme par exemple les objets compacts qui constituent de véritables laboratoires de mise à l'épreuve des théories relativistes, ou les amas de galaxies qui tracent la matière sur une échelle cosmologique.

Les mécanismes d'émission se scindent en deux catégories : les processus thermiques ayant pour origine un milieu plutôt homogène à l'équilibre thermodynamique, et les processus

non thermiques ayant pour origine un milieu dont la population de particules présente une distribution d'énergie (spectre) ne pouvant être décrite par les lois thermodynamiques.

### 1.3.2 Bremsstrahlung

Ce mot d'origine germanique peut se traduire par "rayonnement de freinage". Il désigne le rayonnement émis par une particule chargée électriquement qui subit une modification de son vecteur vitesse (direction et/ou norme). Cette modification de vitesse peut avoir plusieurs origines.

- L'interaction entre deux particules chargées électriquement. Cette collision est inélastique (puisque'il y a émission d'une fraction de l'énergie totale du couple sous forme de photons) mais elle a généralement lieu au sein d'un gaz de particules de même type (par exemple des électrons) et en équilibre thermique. On nomme ce processus rayonnement "free-free" puisque les particules restent libres avant et après l'interaction. On le rencontre ainsi dans la couronne extérieure du Soleil, les régions ionisées du milieu interstellaire et le plasma du milieu intergalactique des amas de galaxies.
- Ce rayonnement peut devenir non thermique lorsque la distribution de l'énergie des particules n'est plus maxwellienne, comme dans le cas d'un piégeage par un champ magnétique. On le rencontre alors à l'occasion d'une éruption solaire, d'une aurore polaire ou d'un objet présentant un fort magnétisme (pulsar, quasar).
- Lorsque l'effet du champ magnétique suffit à lui seul à dévier des particules chargées, qui n'interagissent alors plus forcément entre elles, il s'agit d'un rayonnement de type cyclotron (particules non relativistes) ou synchrotron (particules relativistes). On le rencontre donc au voisinage des objets compacts (étoiles à neutrons, pulsars, trous noirs, noyaux actifs de galaxies ou quasars).

Dans tous les cas, le spectre d'émission sera à large bande, voire continu, selon la distribution de l'énergie des particules chargées. Le pic d'intensité pourra se situer du domaine radio au domaine-X selon la température du plasma et/ou l'intensité du champ magnétique.

### 1.3.3 Phénomènes d'accrétion

Au voisinage de champs gravitationnels intenses, de la matière en chute libre peut libérer une fraction de son énergie potentielle sous forme de rayonnement, notamment lorsque les phénomènes de friction empêchent la conservation de l'énergie mécanique (milieux denses). Ce rayonnement peut atteindre le domaine des rayons-X, voire  $\gamma$ , selon l'intensité du champ gravitationnel et/ou la densité de la matière accrétée. L'échauffement de la matière en accrétion peut également conduire à sa ionisation, et des phénomènes de bremsstrahlung pourront venir se superposer. Tous ces processus se produisent hors équilibre thermique. C'est à nouveau particulièrement le cas des objets compacts, étoiles en fin de vie. Le spectre aura tendance à être plus restreint, se présentant plutôt comme un (ou une série de) saut(s) à bande d'énergie étroite.

### 1.3.4 Effets Thomson et Compton

Il s'agit, de manière générale, de la possibilité d'interaction entre photons et particules chargées (électrons en général) dont la rencontre peut donner lieu à une collision élastique accompagnée de simples variations de trajectoires, ou inélastique lors de laquelle électrons et photons vont échanger une fraction de leurs énergies.

- La collision élastique, ou effet Thomson, se produit lorsque l'énergie du photon ( $h_P \cdot \nu$ ) est très inférieure à celle de l'électron, qui lui-même possède une énergie cinétique ( $m_e \cdot$

$v^2$ ) très inférieure à son énergie de masse (énergie au repos  $m_e \cdot c_L^2$ ). Cet effet de diffusion de la lumière est plus souvent rencontré en association des phénomènes d'absorption du rayonnement par le milieu interstellaire. Mais lorsque l'épaisseur optique  $\tau$  du milieu devient importante (le nombre de diffusions subies par photon devient supérieur à 1 pendant la traversée du milieu), ce processus peut se "comptoniser" et donner lieu à des échanges d'énergies entre photons et électrons.

- L'effet Compton direct a lieu lorsque des photons énergétiques illuminent une région dense en électrons de basses énergies. Après interaction, les électrons vont ré-émettre un rayonnement dû à leur variation d'impulsion. Le spectre de ce rayonnement sera différent de celui d'un rayonnement de bremsstrahlung car la distribution du rayonnement primaire est indépendante de celle des électrons. Cependant, ces photons primaires peuvent eux-mêmes être issus d'un premier rayonnement de freinage (voir paragraphe précédent) et l'interaction de ces photons sur leurs électrons géniteurs provoquera une "comptonisation" du spectre de bremsstrahlung car la distribution des photons sera modifiée à cause de l'effet Compton. Ce mécanisme est d'autant plus efficace que la densité du milieu électronique est grande, comme au voisinage d'objets compacts.
- L'effet Compton inverse consiste en une redistribution du spectre de rayonnement vers les hautes énergies, lorsque des photons de basses énergies traversent un milieu électronique de haute énergie. Les électrons cèdent en effet une fraction de leur énergie aux photons, fraction qui dépend de l'énergie initiale du photon. Il ne s'agit donc pas d'un simple décalage global du spectre de rayonnement primaire, mais d'une redistribution en énergie qui est elle-même fonction de l'énergie.

Un exemple est celui des photons du fond cosmologique dans le domaine radio traversant le gaz électronique chaud du milieu intergalactique des amas de galaxies ; si l'on soustrait la luminosité moyenne du fond cosmologique à celle observée dans la direction de l'amas, on constate un décrétement (partie négative) aux longueurs d'ondes supérieures à 1 *mm* (selon la température du gaz de l'amas, généralement comprise entre 1 et 15 *keV*) et un excès (partie positive) à des longueurs d'onde plus courtes. Cet effet a été théoriquement prévu par R. Sunyaev et Y. A. Zel'Dovich (Sunyaev & Zel'Dovich, 1972a), et une mesure en a été rapportée pour la première fois par Birkinshaw et al. (1984).

Un autre exemple est le cas des électrons au voisinage d'un objet compact qui vont brutalement subir une variation importante de champ magnétique. Accélérés à des vitesses relativistes, ils vont réagir avec les photons qu'ils ont eux-mêmes émis par effet bremsstrahlung et/ou synchrotron, et d'autres photons issus de l'échauffement de matière en accréation (paragraphe précédent) et/ou de raies d'émission du milieu chaud (paragraphe suivant). Ces photons, qui pouvaient déjà atteindre le domaine-X, peuvent alors être redistribués jusqu'au domaine- $\gamma$ .

### 1.3.5 Fluorescence et raies atomiques

De manière générale, de la matière excitée sous l'effet d'une irradiation par des photons ou des particules de hautes énergies, rayonnera instantanément ou presque (en moins de  $10^{-8}$  s) son excès d'énergie en retombant vers des états thermodynamiques plus stables. C'est l'inverse de l'effet photo-électrique (utilisé comme principe de détection des photons, cf. section 1.2), où un photon est absorbé par un électron qui se retrouve dans un état excité (transition "bound-bound" s'il reste lié à son environnement), parfois au point d'ioniser son atome d'origine (transition "bound-free"). Ce rayonnement produira des photons d'une énergie caractéristique du matériau et de son niveau d'excitation ou d'ionisation (table

page 379).

Ce sont ces processus qui dominent dans les milieux denses de faible énergie, comme dans les restes de *supernovae*, les nébuleuses abritant des étoiles en formation, les régions extérieures des disques d'accrétion autour des objets compacts, et dans les cas d'aurores polaires (tant joviennes que terrestres).

Il existe enfin un type plus particulier de raies d'émission ayant pour origine l'annihilation de particules avec leur partenaire d'anti-matière. Dans des régions de fort champ magnétique et/ou gravitationnel, des paires matière-antimatière peuvent spontanément émerger du vide. Dans le cas d'une paire  $e^+ - e^-$  par exemple, une recombinaison du positron avec un autre électron du milieu générera deux (ou trois selon l'état de *spin* des particules) photons d'énergie totale égale à la somme des énergies de masse au repos ( $m \cdot c_L^2$ ) de chaque particule. La raie la plus fréquente correspond à celle de l'ortho-positronium (électron et positron de *spins* opposés) qui génère deux photons d'énergie  $m_e \cdot c_L^2 = 511 \text{ keV}$  chacun.

### 1.3.6 Effet Cerenkov

Ce dernier processus, non thermique, met en jeu des particules relativistes (énergie supérieure à  $10^9$  voire  $10^{12} \text{ eV}$ ) pénétrant un milieu dense avec une vitesse initiale supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu. De façon un peu analogue à un avion émettant une onde sonore au passage du mur du son, la particule va ici émettre une onde lumineuse, dont l'énergie se situe dans le visible et/ou l'UV, dans le cas des rayons cosmiques pénétrant l'atmosphère terrestre ou un volume d'eau. L'étude de la distribution angulaire des traces lumineuses laissées par ce phénomène permet de rejeter le bruit de fond et de localiser les sources avec une résolution d'environ  $6 \text{ arcmin}$ . Cet effet a été découvert par P. A. Cerenkov (Cerenkov, 1937) et a été utilisé depuis le tout début de l'astronomie des hautes énergies pour tenter de localiser des sources de rayons cosmiques et d'y associer une contrepartie visible ou X. La première détection significative d'une source de rayons cosmiques (énergie de  $7 \text{ TeV}$ ), en utilisant l'effet Cerenkov, a été rapportée par Tanimori et al. (1994) en direction du pulsar du Crabe ; trois autres sources furent ensuite détectées, le pulsar PSR 0355 et les galaxies Markarian 421 et 501, respectivement en 1995, 1996 et 1997.





# Chapitre 2

## La matière dans l'Univers

La question fondamentale dans toute étude de l'Univers à grande échelle est celle de la distribution de la matière. Dès le dix-huitième siècle, l'astronome William Herschel (1738–1822) observa de nombreuses nébuleuses célestes brillantes et remarqua le regroupement de certaines d'entre elles. Il poursuivit leur inventaire, à la suite du catalogue de Charles Messier (1730–1817), et contribua à populariser le concept d'Emmanuel Kant (1724–1804) selon lequel les étoiles se répartiraient en Univers-Iles séparés. Herschel prétendait en effet avoir résolu certaines nébuleuses en étoiles individuelles grâce à un télescope de bonne qualité. Au début du vingtième siècle, Edwin P. Hubble (1889–1953) identifia des étoiles particulières (Céphéïdes) au sein de la Nébuleuse d'Andromède. Les propriétés lumineuses de ces étoiles lui permirent de calculer la distance de cette nébuleuse, distance qui s'avéra être supérieure à celles de toutes les étoiles connues. Il procéda à une étude systématique d'un grand nombre de nébuleuses et finit par établir la loi de la récession universelle en corrélant ses mesures de distance aux rougissements (ou *redshifts*) observés sur les spectres des objets. Les étoiles dans l'Univers semblaient donc bel et bien se répartir en galaxies, elles-mêmes formant de petits groupes de quelques dizaines de membres, voire de grands amas de plusieurs centaines. En poursuivant cet effort observationnel, les astronomes constituèrent des catalogues de plus en plus volumineux. Ils démontrèrent qu'au-delà d'une certaine échelle de distance, supérieure au diamètre des plus grands amas, les galaxies semblent se distribuer de façon homogène. De même, la loi de la récession universelle semblait se vérifier indépendamment de la direction d'observation. La découverte de ces propriétés d'homogénéité et d'isotropie marqua le début de la cosmologie observationnelle, qui allait notamment expliquer la récession universelle par le phénomène d'expansion de l'espace-temps dans le cadre de la relativité générale.

En ce qui concerne les amas, Fritz Zwicky (1898–1974) étudia la distribution des galaxies en leur sein et montra qu'il s'agissait de réelles surdensités de matière, ne pouvant être dues à de simples fluctuations statistiques d'un fond uniforme vu en projection. Il établit également l'un des deux plus grands catalogues d'amas de galaxies constitués à partir d'images du ciel en visible (les clichés photographiques du *Palomar Sky Survey*), selon un critère de densité de surface (Zwicky, Herzog & Wild, 1961). L'autre catalogue est celui de Abell (1958), plus tard étendu à l'hémisphère céleste sud par Abell, Corwin & Olowin (1989), constitué à partir des mêmes données mais selon un critère de comptage à l'intérieur d'un cercle de diamètre fixe. Zwicky fut également parmi les premiers à utiliser le théorème du Viriel pour estimer la masse des amas de galaxies en s'inspirant des méthodes utilisées pour estimer la masse des galaxies. Il est alors apparu que le rapport de la masse totale d'un amas, nécessaire pour expliquer la dynamique de ses galaxies, à la luminosité intégrée de ces dernières est environ 100 fois plus grand que le rapport masse–luminosité des étoiles connues. Ce qui signifie qu'un amas de galaxies doit contenir essentiellement de la matière non lumineuse dans le domaine visible. Le même résultat avait d'ailleurs été déjà obtenu pour le rapport masse–luminosité

des galaxies individuelles.

Dans les années 1930, la découverte de certaines raies d'absorption en visible, puis d'émission en radio à partir des années 1950, ont permis de mettre en évidence l'existence de gaz et de poussières interstellaires dont la masse cumulée pouvait dépasser 10 fois celle des étoiles, mais la masse totale des galaxies restait encore 10 fois plus grande que la somme de toutes les composantes connues. Cependant, on pouvait s'attendre de même à l'existence d'un milieu intergalactique massif dans les amas de galaxies. En effet, juste après les premières détections d'objets célestes en rayons-X (*cf.* section 1.2), Gould & Burbidge (1963) sont parmi les premiers à appliquer les théories du rayonnement de bremsstrahlung (*cf.* section 1.3.1) aux milieux intra- et inter-galactiques et à expliquer le fond de rayons-X par l'émission non résolue des galaxies environnantes. Les amas de galaxies catalogués en visible deviennent dès lors une cible de choix pour les observations en rayons-X (Felten et al., 1966; Gursky et al., 1972), entraînant ainsi l'accumulation de suffisamment de données pour permettre d'échaffauder les premières modélisations (King, 1972; Cavaliere, 1973) et même les premiers scénarii de formation de telles structures (Sunyaev & Zel'Dovich, 1972a,b). Les études les plus récentes (*cf.* le dernier chapitre de ce travail) montrent que la fraction de gaz dans les amas de galaxies s'élève donc autour de 10 à 30% de la masse totale. Or, le cumul de la masse détectée toutes longueurs d'onde confondues (étoiles, poussières, gaz ...) est du même ordre de grandeur que la densité de matière baryonique dans l'Univers attendue d'après les théories cosmologiques du *Big Bang* et de la nucléosynthèse primordiale (formation des premiers éléments lourds à partir de l'Hydrogène originel). Tout cela indique que la masse non encore détectée (70 à 90% de la masse totale), tant dans les amas que dans les galaxies elles-mêmes, est de nature non baryonique (particules exotiques, supersymétriques, *etc.*).

## 2.1 Physique simplifiée des amas de galaxies

Le milieu intergalactique (MIG) au sein d'un amas de galaxies peut être considéré comme un plasma chauffé suite au processus de formation de l'amas (contraction gravitationnelle, *cf.* plus loin) et à l'absorption de l'énergie rayonnée par la matière galactique de chaque galaxie (formation d'étoiles, explosions de *supernovae* ...). La température du MIG peut ainsi atteindre une centaine de millions de degrés Kelvin ( $\cong 10^4$  eV), suffisante pour l'ioniser complètement. L'interaction des particules électriquement chargées du MIG, électrons et noyaux atomiques, donne donc lieu à un rayonnement de freinage (*cf.* section 1.3.1).

### 2.1.1 Emissivité X

L'émissivité des interactions entre électrons (de charge électrique  $q_e$ ) et noyaux atomiques (charge  $q_i = Z_i |q_e|$ ) a été évaluée pour la première fois par Sommerfeld (1939) dans l'approximation dipolaire et pour un plasma de basse température. Entre 1953 et 1972, les calculs ont été maintes fois repris à divers degrés d'approximation. A partir de 1970, dans le cadre des premières études de l'émission de rayons-X par les amas de galaxies, référence était souvent faite au travail de Karzas & Latter (1961) qui permettait de simplifier l'intégration de l'émissivité sur le volume supposé de l'amas (en moyennant le facteur de Gaunt décrit plus loin sur la gamme d'énergie observée). Finalement, une des descriptions les plus exactes à ce jour est celle de Gould (1980), qui repart de l'approximation non relativiste de De Born et ajoute une correction relativiste pour les plasmas chauds, un terme supplémentaire pour tenir compte de l'interaction électron-électron, et considère également une distribution maxwellienne modifiée mieux adaptée aux plasmas relativistes (Landau & Lifshitz, 1962).

En représentant la distribution des électrons et des ions respectivement par  $n_e$  et  $n_i$  (en  $m^{-3}$ ), l'émissivité spectrale volumique  $\rho_X$  (en  $J \cdot s^{-1} \cdot Hz^{-1} \cdot m^{-3}$ ) peut s'écrire en fonction des constantes atomiques (*cf.* formulaire en annexe), de la fréquence émise  $\nu_X$  (en  $Hz$ ) et de la température du plasma  $T_e$  (en  $K$ ) :

$$\rho_X(T_e, \nu_X) = \frac{2^4}{3} \alpha r_e^2 h_P c_L \sqrt{\frac{m_e c_L^2}{k_B T_e}} \sum_i (n_e n_i Z_i^2) g(T_e, \nu_X) \exp\left(-\frac{h_P \nu_X}{k_B T_e}\right) \quad (2.1a)$$

$$= \frac{q_e^6}{6 \pi^2 \varepsilon_0^3 c_L^3 k_B^{\frac{1}{2}} m_e^{\frac{3}{2}}} \sum_i \frac{n_i Z_i^2}{n_e} g(T_e, \nu_X) n_e^2 T_e^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{h_P \nu_X}{k_B T_e}\right) \quad (2.1b)$$

$$= C_X g(T_e, \nu_X) n_e^2 T_e^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{h_P \nu_X}{k_B T_e}\right) \quad (2.1c)$$

Le facteur de Gaunt  $g(T_e, \nu_X)$  représente historiquement, dans les travaux d'avant 1970, l'écrantage Coulombien entre les deux charges électriques en interaction, moyenné sur la distribution des particules. Sa valeur dépend donc de la température du plasma. Dans le calcul de Gould (1980), le terme correctif à la formule précédente (équation 2.1) est plus large que la définition du facteur de Gaunt, mais dépend toujours de la température du plasma et j'ai gardé la même notation par habitude. Cependant qu'un *erratum* publié un an plus tard venait corriger quelques erreurs typographiques, il en reste encore une dans le développement du facteur correctif : un facteur  $\frac{h_P \nu_X}{2k_B T_e}$  manquant dans l'émissivité, et un autre à la puissance  $\frac{1}{2}$  au lieu de 1 dans l'intégrale modifiée de Bessel d'ordre 0 ; un facteur  $\left(\frac{2\pi}{3}\right)^{\frac{1}{2}} \simeq 1.447$  semble également manquer par rapport à l'expression de Karzas & Latter (1961), mais celui-ci est probablement issu d'une approximation différente utilisée dans ce travail antérieur. Les expressions proposées ici sont donc *a priori* définitives et précises à mieux que 95 à 99%, contre 90% ou moins pour les formulations antérieures Gould (1980) :

$$g(T_e, \nu_X) = \left(1 - 0.08685 a^{-0.7854}\right) G(T_e, \nu_X) \quad (2.2)$$

$$G(T_e, \nu_X) = 1 + \frac{h_P \nu_X}{m_e c_L^2} \left( \frac{f(a)}{4} + \frac{2^{\frac{3}{2}}}{5} \sum_i \frac{Z_i^2 n_i}{n_e} \psi(a) \right) + \frac{q_e^2}{2 h_P \varepsilon_0} \left( \frac{\pi m_e}{2 k_B T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\sum_i Z_i^3 n_i}{\sum_i Z_i^2 n_i} \phi(a) \quad (2.3)$$

$$a = \frac{h_P \nu_X}{2 k_B T_e} \quad (2.4)$$

$$f(a) = 1 + \frac{3}{4a} - \frac{1}{8a^2} + O(a^{-3}) \quad (2.5)$$

$$\psi(a) = 1 + \frac{14.63}{16} \frac{2^{\frac{1}{2}}}{\pi a} + \frac{5}{4a} + O(a^{-\frac{3}{2}}) \quad (2.6)$$

$$\phi(a) = 1 - \frac{1}{2} \frac{\pi^{\frac{1}{2}}}{2a} + \frac{1}{8a} + O(a^{-\frac{3}{2}}) \quad (2.7)$$

Le facteur d'interaction peut être quant à lui estimé dans un modèle de plasma complètement ionisé d'abondance cosmique standard :  $\frac{n_{He}}{n_H} = 10\%$  et on néglige les autres métaux (Lea et al., 1973; Feldman, 1992). Chaque atome d'Helium fournit 2 protons, et chaque atome d'Hydrogène 1 seul. La concentration totale de protons  $n_p = 2n_{He} + n_H = 1.2n_H = 12n_{He}$  devant être égale à celle des électrons libres (milieu globalement neutre), on a  $\frac{n_e}{n_H} = 1.2$  et  $\frac{n_e}{n_{He}} = 12$ . Par conséquent :

$$\sum_i \frac{n_i Z_i^2}{n_e} \simeq \frac{1^2 n_H + 2^2 n_{He}}{n_e} \quad (2.8a)$$

$$= \frac{1}{1.2} + \frac{4}{12} \quad (2.8b)$$

$$\simeq 1.167 \quad (2.8c)$$

Dans ces conditions le calcul donne<sup>1</sup> :  $C_X \simeq 5.513 \cdot 10^{-51} J \cdot s^{-1} \cdot Hz^{-1} \cdot m^3 \cdot K^{\frac{1}{2}}$ .

### 2.1.2 Luminosité X

La luminosité (intrinsèque) d'un amas de galaxies se définit comme la puissance radiative totale émise par l'amas. En rayons-X, l'émission du gaz du MIG domine celle des sources ponctuelles (étoiles) qui se trouvent dans les galaxies. On peut donc écrire au premier ordre la luminosité  $L_X$  (en  $J \cdot s^{-1}$  ou en  $W$ ) comme l'intégrale de l'émissivité de bremsstrahlung sur le volume de gaz et la bande d'énergie (ou longueur d'onde ou fréquence) considérée :

$$L_X(T_e, \nu_1, \nu_2) = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \oint_{V_e} \rho_X d^3r d\nu_X \quad (2.9a)$$

$$= C_X \int_{\nu_1}^{\nu_2} \oint_{V_e} n_e^2 T_e^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{h_P \nu_X}{k_B T_e}\right) g(T_e, \nu_X) d^3r d\nu_X \quad (2.9b)$$

On pourra d'ores et déjà noter que la luminosité est proportionnelle à la densité électronique au carré et à l'inverse de la racine carrée de la température électronique.

### 2.1.3 Observables : éclaircissement

En considérant que le rayonnement de l'amas de galaxies est isotrope, l'énergie lumineuse émise à un instant donné se répartit donc à chaque instant suivant sur une sphère de rayon croissant. En atteignant l'observateur, situé à une distance  $D_L$  de l'amas de galaxies, l'énergie s'est donc diluée sur une sphère de surface  $4 \pi D_L^2$  (figure 2.2). La conservation et l'isotropie de la luminosité amènent à formuler l'éclaircissement (ou flux incident)  $F_X$  (en  $J \cdot s^{-1} \cdot m^{-2}$ ) :

$$F_X(T_e, \nu_1, \nu_2) = \frac{L_X(\nu_X)}{4 \pi D_L^2} \quad (2.10a)$$

$$= \frac{C_X}{4 \pi D_L^2} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \oint_{V_e} n_e^2 T_e^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{h_P \nu_X}{k_B T_e}\right) g(T_e, \nu_X) d^3r d\nu_X \quad (2.10b)$$

En réalité, les photons émis par le gaz du MIG rencontrent des obstacles sur leur trajet (galaxies de l'amas de galaxies ou d'avant-plan, gaz et poussières du milieu interstellaire et étoiles de notre propre galaxie), et l'on doit tenir compte des phénomènes d'absorption et/ou de diffusion dans le calcul de l'énergie reçue. On écrit le facteur de transmission du milieu sous une forme exponentielle dépendante de la densité de la colonne d'Hydrogène traversée  $N_H$  (traditionnellement en  $cm^{-2}$ ) et de la section efficace de diffusion totale  $\sigma_T$  (traditionnellement en  $cm^2$ ), elle-même variable selon la fréquence des photons :  $H(\nu_X) = \exp(-\sigma_T(\nu_X) N_H)$ . Une des modélisations les plus récentes, dans la gamme des rayons-X, est celle de Wilms, Allen & McCray (2000). La section efficace est maximale, et donc la transmission moindre, à basse énergie. On est donc amené à une expression plus réaliste de l'éclaircissement :

$$F_X(T_e, \nu_1, \nu_2) = \frac{C_X}{4 \pi D_L^2} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \oint_{V_e} n_e^2 T_e^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{h_P \nu_X}{k_B T_e}\right) g(T_e, \nu_X) H(\nu_X) d^3r d\nu_X \quad (2.11)$$

Ensuite, il faudra aussi tenir compte du rendement des détecteurs et plus généralement de la fonction de transfert du télescope (section 7.1), car comme on l'a vu (section 1.2) tous les photons-X ne sont pas forcément détectés efficacement. Sans hypothèse *a priori*, l'efficacité globale  $\mathcal{E}(\nu_X)$  du système optique (réflectivité des miroirs, transmission des filtres

<sup>1</sup>Cette valeur est environ 8.7 fois plus grande que celle donnée par Lea et al. (1973)

éventuels, rendement des détecteurs . . . cf. section 7.1 et équation 8.3) dépend de la fréquence des photons. Il s'agit à nouveau d'un facteur d'atténuation compris entre 0 et 1, que l'on multiplie par la surface nominale des miroirs afin de définir la réponse auxiliaire  $\mathcal{A}(\nu_X)$  (en  $m^2$ , cf. section 8.2.3), fonction de la fréquence des photons incidents. Il vient alors les expressions, respectivement, du flux mesuré  $f_X$  (en  $J \cdot s^{-1} \cdot m^{-2}$ ) et de la luminosité mesurée  $l_X$  (en  $J \cdot s^{-1}$ ) :

$$f_X(T_e, \nu_1, \nu_2) = \frac{C_X}{4 \pi D_L^2} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \oint_{V_e} n_e^2 T_e^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{h_P \nu_X}{k_B T_e}\right) g(T_e, \nu_X) H(\nu_X) \mathcal{E}(\nu_X) d^3r d\nu_X \quad (2.12)$$

$$l_X(T_e, \nu_1, \nu_2) = \frac{C_X}{4 \pi D_L^2} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \oint_{V_e} n_e^2 T_e^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{h_P \nu_X}{k_B T_e}\right) g(T_e, \nu_X) H(\nu_X) \mathcal{A}(\nu_X) d^3r d\nu_X \quad (2.13)$$

### 2.1.4 Observables : flux de photons

D'où l'on peut déduire l'expression des nombres de photons incidents et effectivement collectés  $N_X$  et  $n_X$  (respectivement en *photons/s* et *coups/s*) en divisant chaque fraction de rayonnement incident à une fréquence donnée par l'énergie des photons à cette fréquence :

$$N_X(T_e, \nu_1, \nu_2) = \frac{C_X}{4 \pi D_L^2} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \oint_{V_e} n_e^2 T_e^{-\frac{1}{2}} \frac{\exp\left(-\frac{h_P \nu_X}{k_B T_e}\right)}{h_P \nu_X} g(T_e, \nu_X) H(\nu_X) d^3r d\nu_X \quad (2.14)$$

$$n_X(T_e, \nu_1, \nu_2) = \frac{C_X}{4 \pi D_L^2} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \oint_{V_e} n_e^2 T_e^{-\frac{1}{2}} \frac{\exp\left(-\frac{h_P \nu_X}{k_B T_e}\right)}{h_P \nu_X} g(T_e, \nu_X) H(\nu_X) \mathcal{A}(\nu_X) d^3r d\nu_X \quad (2.15)$$

### 2.1.5 Observables : brillance de surface

Enfin, dans le but d'étudier la structure interne d'un amas de galaxies, puisqu'il s'agit d'une source étendue sur le ciel que l'on s'efforce de résoudre spatialement avec les télescopes modernes, on définit la brillance de surface  $B_X$  (en  $J \cdot s^{-1} \cdot m^{-2} \cdot \text{arcsec}^{-2}$ ), c'est-à-dire le flux incident par unité d'angle solide sous lequel est vue la source (ou unité d'angle solide de champ de vue du télescope) :

$$B_X(T_e, \nu_1, \nu_2) = \frac{dF_X(T_e, \nu_1, \nu_2)}{d\Omega} \quad (2.16)$$

Cela revient à ne pas intégrer l'émissivité sur tout le volume de l'amas, mais seulement en profondeur le long de chaque ligne de visée.

De même, on peut déduire l'expression de la brillance de surface mesurée :

$$b_X(T_e, \nu_1, \nu_2) = \frac{df_X(T_e, \nu_1, \nu_2)}{d\Omega} \quad (2.17)$$

### 2.1.6 Observables : spectre

Inversement, si l'on dispose d'un détecteur multifréquences, on peut s'intéresser au rayonnement intégré sur tout le volume de l'amas de galaxies, mais dans des bandes d'énergie successives et très étroites. Idéalement, on écrit donc le spectre observé  $I_X$  (en  $J \cdot s^{-1} \cdot Hz^{-1} \cdot m^{-2}$ ) comme :

$$I_X(T_e, \nu_X) = \frac{dF_X(T_e, \nu_X)}{d\nu_X} \quad (2.18a)$$

$$= \frac{C_X}{4 \pi D_L^2} \oint_{V_e} n_e^2 T_e^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{h_P \nu_X}{k_B T_e}\right) g(T_e, \nu_X) H(\nu_X) d^3r \quad (2.18b)$$

Le calcul, à partir des expressions précédentes, de la brillance et du spectre effectivement mesurés est exposé plus loin, dans la partie consacrée à l'analyse des données (section 8.2.3).

### 2.1.7 Morphologie : isothermalité

Une analyse rapide des équations précédentes montre que le rayonnement issu du MIG peut donc être décrit par les trois grandeurs physiques que sont la densité électronique  $n_e$ , la température  $T_e$  et le volume  $V_e$  du plasma. Néanmoins, les trois observables (éclairage  $E_X$ , brillance de surface  $B_X$  et spectre observé  $I_X$ ) ne sont pas indépendantes entre elles et sont toutes fonctions de ces trois grandeurs. La mesure de ces dernières requiert donc une analyse plus fine et l'introduction d'hypothèses simplificatrices.

On peut par exemple supposer un plasma de température uniforme en imaginant qu'aucun phénomène interne rapide ne vienne perturber son équilibre. Cette hypothèse d'*isothermalité* permet d'écrire plus simplement l'expression équation 2.18 du spectre :

$$I_X(T_e, \nu_X) = \frac{C_X}{4 \pi D_L^2} T_e^{-\frac{1}{2}} \oint_{V_e} n_e^2 d^3r \exp\left(-\frac{h_P \nu_X}{k_B T_e}\right) g(T_e, \nu_X) H(\nu_X) \quad (2.19a)$$

$$= EM \exp\left(-\frac{h_P \nu_X}{k_B T_e}\right) g(T_e, \nu_X) H(\nu_X) \quad (2.19b)$$

La réponse du détecteur étant donnée, la forme du spectre ne dépend plus que de la température  $T_e$  et de la colonne d'Hydrogène  $N_H$ , que l'on peut par ailleurs estimer grâce aux cartographies de la raie de l'Hydrogène sur le ciel (Dickey & Lockman, 1990) dans le domaine radio (21 *cm* de longueur d'onde) ou grâce à d'autres relevés dans l'infrarouge lointain (Schlegel et al., 1998). La forme de ce spectre reste donc constante, même si l'on n'intègre pas sur toute l'étendue de l'amas; les paramètres morphologiques de l'amas ne jouent que sur la normalisation (ou *emission measure*)  $EM$  du spectre. Il est alors possible de déterminer la température en ajustant au premier ordre une loi exponentielle à deux paramètres ( $T_e$  et  $EM$ ) décrite par l'équation 2.19 sur le spectre mesuré.

D'autre part, en connaissant à présent la réponse du détecteur, la colonne d'Hydrogène et la température du plasma, il devient possible d'étudier les paramètres morphologiques grâce aux mesures de la normalisation du spectre et de la brillance de surface. L'étendue de l'amas peut être estimée à l'angle solide à partir duquel la valeur de la luminosité mesurée n'augmente plus, ce qui signifie que l'on a intégré l'émission de tout le volume de gaz. Par ailleurs, tous les autres paramètres étant fixés, la brillance selon une ligne de visée ne dépend plus que de la densité du gaz  $n_e$  dans cette direction et de la distance  $D_L$  de l'amas.

### 2.1.8 Morphologie : sphéricité

Cependant, avec les premières générations de télescopes-X, possédant peu ou pas de surface focalisante et des détecteurs de faible efficacité, le nombre de photo-événements était tout juste suffisant pour mesurer un spectre avec une statistique acceptable. Côté morphologie, on ne pouvait guère que produire des profils de brillance en sommant le signal dans des anneaux concentriques. Ceci impliquait donc une nouvelle hypothèse : la *sphéricité de la distribution* du MIG. La force gravitationnelle dominant les amas de galaxies, il ne semble pas en effet déraisonnable d'imaginer que la matière s'y distribue à l'instar des étoiles dans les amas globulaires ou les galaxies elliptiques (King, 1962). Les premiers modèles empiriques de distribution des galaxies au sein d'un amas, d'après des observations dans le domaine visible (De Vaucouleurs, 1948; King, 1972), figure 2.1), allaient déjà dans ce sens. Le modèle de King, actuellement le plus usité, exprime le nombre de galaxies par unité de volume  $n_g$  en fonction de la distance au centre  $r$  et d'une taille caractéristique de l'amas appelée rayon de cœur  $r_c$  :

$$n_g(r) = n_g(0) \left(1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right)^{-\frac{3}{2}} \quad (2.20)$$

Une telle relation pour la distribution du gaz rendrait possible l'intégration analytique de son émissivité et permettrait donc d'analyser directement les profils de brillance observés.

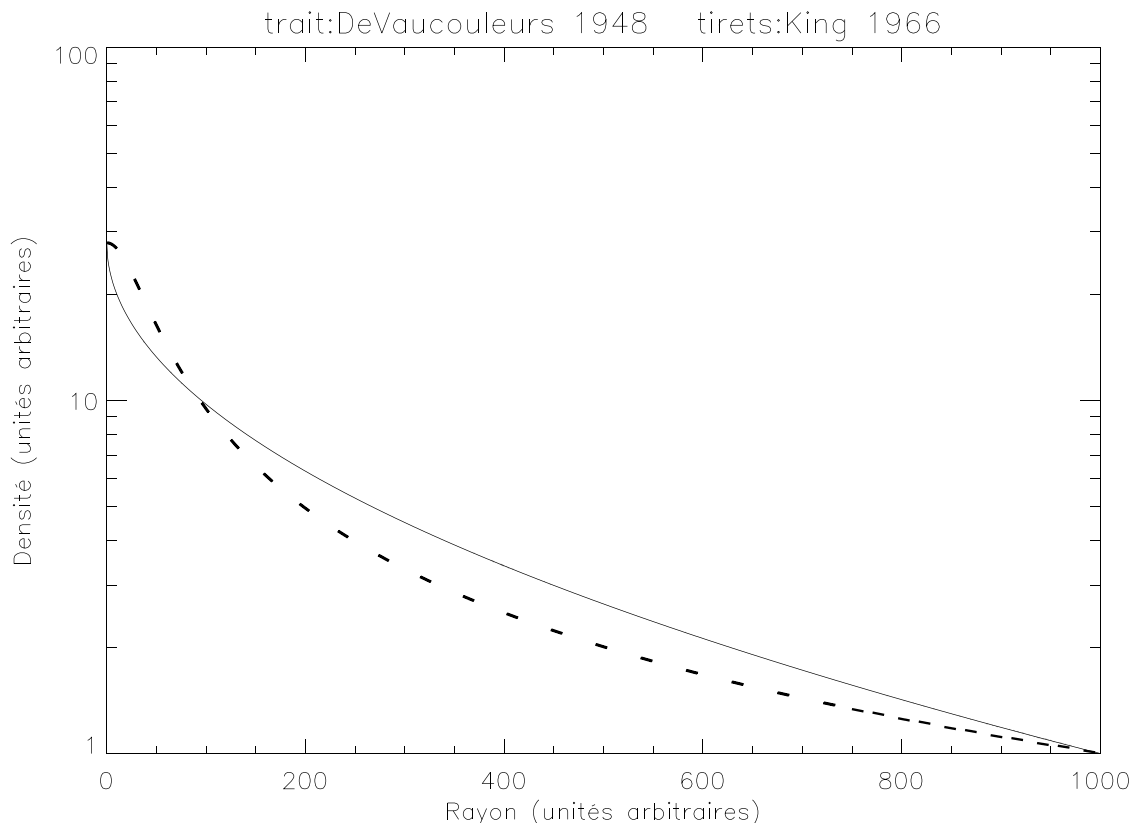


FIG. 2.1: Comparatif des modèles de De Vaucouleurs (1948) et de King (1962).

### 2.1.9 Morphologie : équilibre gravitationnel et thermodynamique

Le gaz du MIG et les galaxies de l'amas subissant le même potentiel gravitationnel total, on pouvait donc supposer que, à l'équilibre, leurs distributions respectives devaient présenter une forme similaire. Le modèle de King fut ainsi extrapolé au gaz par Cavaliere (1973); Cavaliere & Fusco-Femiano (1976). On va en effet considérer que ce milieu, précédemment décrit par une boule isotherme, est soumis au puits de potentiel gravitationnel total (constant) de l'amas de galaxies, mais est globalement au repos (équilibre quasi-*statique*) grâce à sa pression (*dynamique*) interne qui contrebalance l'effet de contraction gravitationnelle.

Sans faire d'hypothèse supplémentaire sur la composition exacte de ce milieu, qui est pourtant connu pour contenir de la masse sombre (voir en introduction de ce chapitre), on suppose seulement que :

- le plasma et les galaxies n'interagissent pas, du fait de la nature très différente de leurs "particules" constitutives ;
- le plasma et les galaxies sont indépendamment en équilibre dans le puits de potentiel gravitationnel total de l'amas ;
- le plasma et les galaxies forment indépendamment un fluide fermé et parfait, vérifiant donc chacun l'équation de Mariotte.

Imaginons une couche sphérique de plasma ou de galaxies, de rayon  $r$  et d'épaisseur  $dr$  suffisamment faible pour pouvoir y considérer sa masse volumique locale  $\rho_i(r) = \frac{dM_i(r)}{dV(r)}$  uniforme, où l'indice  $i$  représente soit le plasma  $e$  soit les galaxies  $g$  et où  $dV(r) = S(r) dr = 4 \pi r^2 dr$  est le volume de cette couche. En notant  $m_i$  la masse moyenne d'une particule



du fluide  $i$ , on peut relier sa masse volumique à sa densité par  $\rho_i(r) = n_i(r) m_i$ . En notant  $dN_i(r)$  le nombre de particules contenues dans ce volume, on vérifie que :  $n_i(r) = \frac{\rho_i(r)}{m_i} = \frac{dM_i(r)}{m_i dV(r)} = \frac{dN_i(r)}{dV(r)}$ .

L'équilibre hydrostatique gravitationnel signifie que les forces de pression qui règnent au sein d'une couche équilibrent exactement l'attraction gravitationnelle qu'elle subit sous l'effet de la masse totale (gaz, plasma et matière sombre) comprise à l'intérieur de cette sphère. Le poids des couches supérieures est donc compensé par leur pression propre, de même que la pression des couches inférieures l'est par leur contraction gravitationnelle. Les seules forces s'exerçant sur une couche sont son poids et sa force de pression interne. Or la pression en un point d'une surface homogène est définie comme le rapport de l'intensité de la force de pression exercée globalement sur cette surface à l'aire de cette surface :  $dP = \frac{dF}{S}$ . Le principe fondamental de Newton, appliqué à la sphère de rayon  $r$  (système fermé et à l'équilibre), permet d'écrire que la somme vectorielle des forces est nulle :

$$d\vec{F}_P(r) = -d\vec{F}_G(r) \quad (2.21a)$$

$$dP_i(r) \vec{S}(r) = \frac{G_N M_{TOT}(r) dM_i(r)}{r^2} \vec{e}_r \quad (2.21b)$$

$$\frac{dP_i(r)}{\rho_i(r) dr} = \frac{G_N M_{TOT}(r)}{r^2} \quad (2.21c)$$

Puisque le membre de droite ne dépend pas de la nature du fluide, on peut écrire l'égalité du membre de gauche appliqué au gaz et aux galaxies :

$$\frac{dP_e(r)}{dP_g(r)} = \frac{\rho_e(r)}{\rho_g(r)} \quad (2.22a)$$

En superposant le théorème du Viriel (équation D.38) à l'équation d'état d'une couche de galaxies (équation D.36), que l'on considère comme des "particules fluides" à trois degrés de liberté et de vitesse quadratique moyenne  $\widetilde{v}^2$ , on a par ailleurs :

$$P_g(r) = \frac{dN_g(r)}{dV(r)} k_B T_g \quad (2.23a)$$

$$\equiv \frac{1}{3} \rho_g(r) \widetilde{v}^2 \quad (2.23b)$$

En ce qui concerne le gaz, on peut également faire apparaître sa masse volumique dans l'équation d'état d'une couche, où  $\mu_e$  est la densité moléculaire moyenne d'une particule de plasma (dans le cas d'un gaz d'abondance cosmique standard,  $\mu_e = \frac{1}{1.2} \left(1 + \frac{n_{He} m_{He}}{n_H m_H}\right) \simeq 1.164$ ) et  $\mu_e m_H$  est la masse moléculaire moyenne de cette particule :

$$P_e(r) = \frac{dN_e(r)}{dV(r)} k_B T_e \quad (2.24a)$$

$$= \rho_e(r) \frac{k_B T_e}{\mu_e m_H} \quad (2.24b)$$

En différenciant ces deux équations d'état (afin de passer de l'expression de la pression interne de la couche à celle de la pression en un point de la couche), que l'on reporte dans la relation d'équilibre hydrostatique (équation 2.21) entre gaz et galaxies, on peut se ramener à une équation différentielle sur les masses volumiques :

$$\frac{dP_e(r)}{dP_g(r)} = \frac{d\rho_e(r) \frac{k_B T_e}{\mu_e m_H}}{\frac{1}{3} d\rho_g(r) \widetilde{v}^2} \quad (2.25a)$$

$$\frac{d\rho_e(r)}{\rho_e(r)} = \beta \frac{d\rho_g(r)}{\rho_g(r)} \quad (2.25b)$$

### 2.1.10 Morphologie : $\beta$ -modèle

En intégrant l'équation 2.25 entre 0 et  $r$ , et en réutilisant l'expression du modèle de King (équation 2.20) pour les galaxies, on obtient une expression de la densité du gaz :

$$\ln \left( \frac{\rho_e(r)}{\rho_e(0)} \right) = \beta \ln \left( \frac{\rho_g(r)}{\rho_g(0)} \right) \quad (2.26a)$$

$$\frac{n_e(r)}{n_e(0)} = \left( \frac{n_g(r)}{n_g(0)} \right)^\beta \quad (2.26b)$$

$$n_e(r) = n_e(0) \left( 1 + \left( \frac{r}{r_c} \right)^2 \right)^{-\frac{3\beta}{2}} \quad (2.26c)$$

L'équation 2.26 représente ce que l'on a pris l'habitude de nommer le  $\beta$ -modèle. Le paramètre  $r_c$  y a la même signification que dans le modèle de King. Plus précisément, c'est le rayon pour lequel la valeur de la densité centrale serait divisée par 2 si l'exposant valait  $-1$  (ici, il faudrait  $\beta = \frac{2}{3}$ ); c'est en quelque sorte l'analogue de la "largeur à mi-hauteur" pour une gaussienne.

Le paramètre qui a donné par la suite son nom à ce modèle de distribution de gaz a été discuté dès Cavaliere & Fusco-Femiano (1976). Il représente le rapport de l'énergie cinétique qu'auraient les particules du gaz si elles avaient la même distribution de vitesse que les galaxies, à leur énergie thermodynamique. En pratique, ce paramètre gouverne la pente du profil de densité et donc celle du profil de brillance observé.

$$\beta = \frac{\mu_e m_H \tilde{v}^2}{3 k_B T_e} \quad (2.27)$$

Etant données les caractéristiques du détecteur et la température de l'amas, mesurée spectralement, un ajustement à trois paramètres ( $r_c$ ,  $\beta$  et une constante de fond du ciel) permet de remonter aux paramètres morphologiques de l'amas. En outre, une observation conjointe dans le domaine visible (ou proche infrarouge ou proche ultraviolet) permet d'obtenir une contre-analyse, puisque le même rayon de cœur  $r_c$  détermine la distribution des galaxies, et le paramètre  $\beta$  peut être déduit du rapport de la mesure de la dispersion de vitesse des galaxies à celle de la température du plasma obtenue précédemment.

Il ne reste donc plus qu'à déterminer la densité centrale  $n_e(0)$  du modèle. Or, d'une part nous disposons à présent de tous les paramètres nécessaires pour effectuer le calcul de  $\frac{N_X}{n_e^2(0)}$  (équation 2.15), d'autre part le nombre d'événements détectés  $N_X$  peut être directement mesuré sur le détecteur, en sommant les coups dans une bande d'énergie et jusqu'à un rayon  $R$  inférieur ou égal au rayon maximal de détection  $R_X$ . Il faudra alors évaluer l'équation 2.15 dans la même bande d'énergie et jusqu'au même rayon  $R$ . Dans le même esprit, et de façon indépendante de l'énergie, on peut également comparer la mesure de la normalisation du spectre  $EM$  avec le calcul de  $\frac{EM}{n_e^2(0)}$  (équation 2.19).

### 2.1.11 Morphologie : densité projetée

Dans le but d'effectuer les calculs précédents, nous allons réutiliser l'hypothèse de sphéricité afin de considérer que la brillance du gaz dans une direction d'observation donnée ne dépend que de la distance  $p$  entre cette direction de visée et le centre de l'amas. Autrement dit, la sphéricité entraîne que la brillance de l'amas soit constante le long de cercles de diamètre  $2\pi p$ , centrés sur l'amas. Ceci réduit le problème à ne devoir intégrer le modèle de distribution du gaz que selon une seule dimension : le long de la ligne de visée.

En pratique, on définit la séparation entre le centre de l'amas et une ligne de visée par la différence d'angle de pointage du télescope. Soit  $\theta$  l'angle entre la direction du centre de l'amas et une ligne de visée, on a alors  $\tan(\theta) = \frac{p}{D_A}$ , où  $D_A$  est la distance apparente de l'amas (*cf.* équation 2.29). Si cette distance est très grande devant le rayon  $R_V$  de l'amas, on peut alors faire l'approximation que l'amas se trouve à l'infini, que toutes les lignes de visées sont parallèles et écrire  $p \simeq \theta D_A$  (approximation des petits angles). En notant  $dl$  l'élément de longueur le long d'une ligne de visée, et en posant que cette ligne de visée traverse l'amas sur une profondeur  $2L$  (figure 2.2), on a en outre  $R_V^2 = p^2 + L^2$ . De même, un point situé sur une ligne de visée de paramètre d'impact  $p$  et à l'abscisse  $l$  sur cette trajectoire se trouvera donc au rayon  $r$  dans l'amas tel que  $r^2 = p^2 + l^2$ . Enfin, on définit deux paramètres adimensionnels : un rayon de cœur  $\theta_c$  ainsi qu'un élément de longueur  $d\zeta$  le long d'une ligne de visée, tels que  $dl = d\zeta D_A$  et  $r_c = \theta_c D_A$ . On peut alors développer ainsi l'intégrale de la distribution du gaz :

$$\oint_{V_e} n_e^2(r) d^3r = n_e^2(0) \oint_{V_e} \left(1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right)^{-3\beta} d^3r \quad (2.28a)$$

$$= n_e^2(0) \int_0^{R_V} 2\pi p \int_{-L}^{+L} \left(1 + \left(\frac{p^2 + l^2}{r_c^2}\right)\right)^{-3\beta} dl dp \quad (2.28b)$$

$$= \pi D_A^3 n_e^2(0) \int_0^{\Theta_V} 2\theta \int_{-\frac{L}{D_A}}^{+\frac{L}{D_A}} \left(1 + \left(\frac{\theta^2 + \zeta^2}{\theta_c^2}\right)\right)^{-3\beta} d\zeta d\theta \quad (2.28c)$$

$$= \pi D_A^3 n_e^2(0) \widetilde{FF}^2 \quad (2.28d)$$

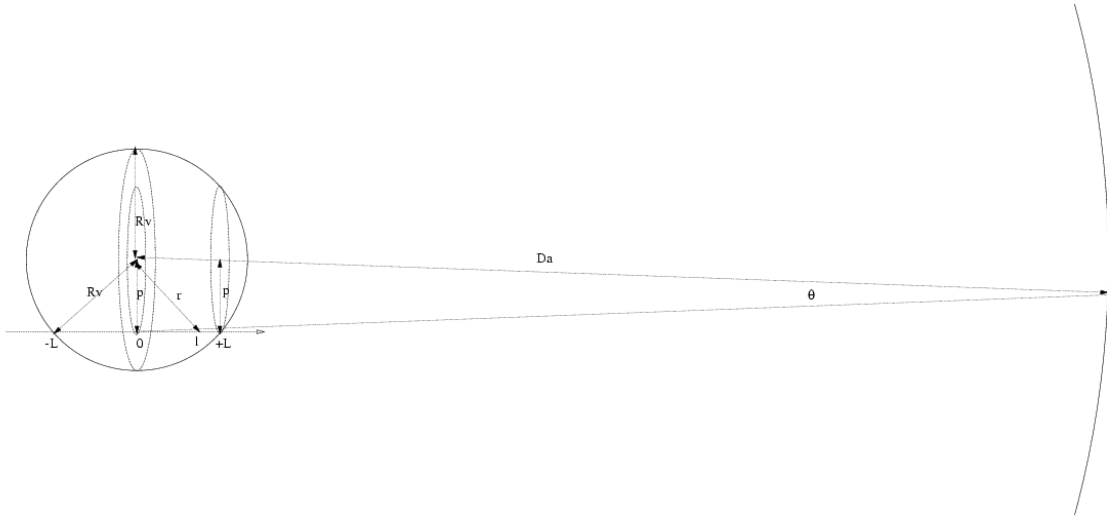


FIG. 2.2: Schéma de principe de l'intégration de la distribution du gaz de l'amas en utilisant l'hypothèse de sphéricité.

Une méthode de calcul analytique approximatif est présentée en annexes. Elle se base sur une extrapolation exacte de la distribution du gaz le long de la ligne de visée de  $R_V$  jusqu'à l'infini (Boynnton et al., 1982; Radford et al., 1986), puis une apodisation en soustrayant le résultat de l'intégration approximative entre  $R_V$  et l'infini (De Luca, 1995). Mais avec la puissance de calcul des ordinateurs actuels, une intégration numérique sur une grille de haute résolution reste encore la meilleure option (Marty, 1997).

## 2.2 Éléments de modélisation plus fine

### 2.2.1 Cosmologie

En tant qu’observateurs, nous nous trouvons nous-mêmes au sein d’un groupe de galaxies dont fait partie la Voie Lactée : le Groupe Local, lui-même sous l’influence gravitationnelle du Super-Amas de la Vierge. Les amas de galaxies étant les plus grandes structures gravitationnellement liées connues (diamètre supérieur au  $Mpc$ ), les amas extérieurs sont donc des objets lointains ( $z \geq 10^{-3}$ ), dont le rayonnement est soumis aux effets cosmologiques : *redshift* et courbure de l’espace-temps, notamment. La détermination de la distance d’un amas de galaxies, nécessaire dans le but de traduire son flux incident en luminosité intrinsèque (équation 2.10), n’est donc pas triviale.

Les trois méthodes actuellement les plus utilisées pour déterminer une distance sont :

- l’utilisation de la courbe de lumière d’explosions de *supernovae* lointaines comme chandelle standard ; néanmoins, cette courbe de lumière pourrait elle-même être affectée par des effets cosmologiques et, surtout, il n’en a pas encore été systématiquement observé au moins une au sein de chaque amas de galaxies catalogué ;
- la comparaison de la brillance du gaz intergalactique en rayons-X avec l’effet SZ (*cf.* section 1.3.1) qu’il produit ; l’effet SZ est indépendant de la distance de l’amas mais est proportionnel au produit de la densité par la température (*i.e.* la pression) du gaz ; connaissant la température par spectroscopie-X, une mesure SZ permet donc de lever l’inconnue de densité dans l’équation de la brillance-X et d’accéder à la distance ; cette méthode n’est néanmoins pas encore mature, et là encore le nombre de détections SZ de bonne qualité qui soit commune à une observation-X est faible ;
- la conversion du *redshift* en unités de distance en supposant un modèle cosmologique *a priori* ; cette méthode est bien sûr aussi incertaine que les modèles sur lesquels elle repose, mais est toujours utilisable, c’est pourquoi les valeurs intrinsèques (distance, luminosité, *etc.*) sont en réalité toujours exprimées en fonction du modèle cosmologique choisi.

En se plaçant dans le cadre de la relativité générale (équations d’Einstein), du principe cosmologique (isotropie et homogénéité de l’Univers à grandes échelles) et de la métrique de Robertson–Walker, on peut définir :

- $H_0$  : la valeur actuelle du paramètre de Hubble, liée au taux d’expansion de l’Univers et homogène à l’inverse d’un temps (*cf.* table 1.1) ; la gravité ne pouvant que ralentir l’expansion,  $H_0$  ne peut que diminuer<sup>2</sup> avec le temps et constitue donc une limite supérieure à l’âge de l’Univers ;
- $\Omega_M$  : le paramètre de densité de matière dans l’Univers, la matière comprenant au sens large les composantes baryoniques (étoiles, gaz, poussières, naines brunes et autres corps sombres), leptoniques (neutrinos . . .), bosoniques (photons du rayonnement fossile . . .) et exotiques (particules supersymétriques, WIMPS et autre matière “noire”) ;
- $\Omega_\Lambda$  : le paramètre de densité du vide (ou “constante” cosmologique), car même le vide le plus absolu reste le siège de fluctuations quantiques d’énergie (principe d’Heisenberg) et l’énergie est équivalente à de la masse (principe d’Einstein) ;
- $\Omega_K$  : densité de courbure, car si une masse de matière est équivalente à une déformation locale de l’espace-temps, inversement la forme générale de l’Univers est elle-même équivalente à une masse ;
- $\Omega = \Omega_M + \Omega_\Lambda + \Omega_K$  : la densité totale de l’Univers ;
- $\Omega_0$  : la valeur actuelle (à  $z = 0$ ) de  $\Omega$  ;

---

<sup>2</sup>le paramètre de Hubble est donc une valeur uniforme mais pas stationnaire, une “constante” spatiale mais pas temporelle . . .

- $q = \frac{\Omega_M}{2} - \Omega_\Lambda$  : le paramètre de décélération qui est également relié à l'expansion de l'Univers ;
- $q_0$  : la valeur actuelle de  $q$ .

On pourra se référer à Weinberg (1972) pour plus de précisions et qui donne alors une expression de la distance lumineuse  $D_L$  (distance réellement parcourue par les photons) et de la distance de diamètre angulaire  $D_A$  (distance apparente vérifiant  $D_A = \frac{R_V}{\tan(\Theta_V)}$ ) en fonction du *redshift*  $z$  :

$$D_A = c_L \frac{q_0 z + (q_0 - 1) (\sqrt{2 q_0 z + 1} - 1)}{H_0 q_0^2 (1 + z)^2} \quad (2.29)$$

$$D_L = D_A (1 + z)^2 \quad (2.30)$$

D'autre part, les formules d'émission bremsstrahlung données dans les sections précédentes sont valables pour une bande d'énergie  $\Delta E_X = h_P \Delta \nu_X = h_P (\nu_2 - \nu_1)$  définie à la source. Lorsque l'on observe des photons ayant subi le *redshift* cosmologique avec un télescope de bande passante  $\Delta E_0$ , il s'agit donc d'un flux lumineux ayant été émis à la source dans la bande  $\Delta E_X = (1 + z) \Delta E_0 = (1 + z) h_P (\nu_{02} - \nu_{01})$ , et il convient donc de corriger les formules utilisées en conséquence. En outre, lorsqu'il s'agira d'étudier les relations température-luminosité ou masse-luminosité dans un amas de galaxies, il conviendra de considérer la luminosité bolométrique, c'est-à-dire la luminosité totale émise sur tout le spectre :

$$L_{bol} = L_X \frac{\int_0^\infty \exp\left(-\frac{h_P \nu_X}{k_B T_e}\right) g(T_e, \nu_X) d\nu_X}{\int_{(1+z)\nu_{01}}^{(1+z)\nu_{02}} \exp\left(-\frac{h_P \nu_X}{k_B T_e}\right) g(T_e, \nu_X) d\nu_X} \quad (2.31)$$

### 2.2.2 Raies d'émission

Le milieu intergalactique contient également des atomes ionisés d'éléments lourds (c'est-à-dire au-delà de l'Hélium), ce qui induit la présence de raies d'émission au sein du spectre bremsstrahlung. Les conséquences de cette métallicité apparaissent au niveau des scénarios de formation des grandes structures (avant ou après les étoiles, sources de nucléosynthèse pouvant expliquer la présence de ces éléments). Mais plus directement, ces raies contribuent au spectre mesuré pour chaque amas de galaxies et les modèles spectraux qu'on essayera d'ajuster à ces données devront en tenir compte (*cf.* section 8.2.3), autant pour la forme du spectre que pour la normalisation de son flux total. D'autre part, ces raies constituent également un bon test pour le *redshift* de l'amas de galaxies, indépendamment des mesures spectrales effectuées en visible sur les galaxies membres.

### 2.2.3 Apodisation

Théoriquement, il est incorrect de définir le profil de brillance de surface (ou de densité) de l'amas de galaxies jusqu'à l'infini. On peut définir un rayon naturel de coupure par le théorème du Viriel. Lorsqu'on ignore cette apodisation, on peut quand même obtenir une bonne approximation des paramètres  $\beta$  et  $R_c$  en modélisant le profil sur les parties centrales, mais on commet une erreur qui peut dépasser 20% sur la valeur de la densité centrale, *i.e.* la normalisation du profil (Marty, 1997).

Inversement, il ne faut pas non plus se limiter au signal détecté par l'instrument qui, s'il possède une sensibilité insuffisante, coupera le profil bien avant le rayon naturel de l'amas de galaxies, puisque les bords de densité moindre sont bien moins brillants que le centre.

### 2.2.4 Effets thermiques

L'observation a montré que certains amas de galaxies présentent un excès de brillance centrale par rapport au  $\beta$ -modèle attendu. En théorie, un tel excès pourrait être généré soit par une surdensité de gaz, soit par une température localement plus faible, soit par une combinaison des deux. Les premiers modèles de “courant de refroidissement” (ou *cooling flow*) sont apparus très tôt (Fabian & Nulsen, 1977) pour décrire en effet la chute de gaz refroidi sous l'effet de son propre rayonnement vers le puits de potentiel gravitationnel central de l'amas, expliquant ainsi un surcroît de brillance. On peut alors définir un temps caractéristique de refroidissement comme le rapport de l'énergie potentielle de l'amas de galaxies (lié à sa masse) à l'énergie qu'il rayonne (*i.e.* sa luminosité) :  $t_{cool} = \frac{E}{dE/dt}$ . Lorsque ce temps caractéristique est inférieur à l'âge de l'Univers, l'amas de galaxies en question est un bon candidat pour ce genre de phénomène.

Même si ces modèles n'ont toujours pas pu être systématiquement validés par l'observation, ils remettent en cause l'hypothèse d'isothermalité du gaz. Plus généralement, les tendances actuelles sont à privilégier l'hypothèse d'adiabaticité, conduisant à des profils de température dits polytropiques (*cf.* rappels de thermodynamique en annexes), comme dans l'analyse de Markevitch et al. (1998). Cet aspect sera notamment repris plus loin (section 9) dans le cadre de l'investigation des effets instrumentaux pouvant induire des distorsions dans la carte de température d'un amas de galaxies pouvant faire croire à la présence de petits gradients ou bien renforcer des gradients pré-existants. Quoi qu'il en soit, les observations les plus récentes, notamment avec *XMM-Newton*, montrent que les modèles originels de *cooling flow* sont invalidés par l'absence de certaines caractéristiques spectrales qu'ils auraient impliquées (Böhringer et al., 2002). Mais s'il s'avère que cet écart à l'isothermalité est bien réel, la question se posera donc de savoir quelles en sont les causes, et s'il est plutôt le témoin d'une perturbation ayant fait dévier le gaz d'un profil isotherme initial ou bien si un gaz naturellement inhomogène (par exemple polytropique) peut au contraire se thermaliser avec le temps sur des durées compatibles avec l'âge de l'Univers.



## Deuxième partie

### Le satellite *XMM-Newton*





# Chapitre 3

## Un observatoire spatial moderne

Comme on l'a vu (section 1.2), au milieu des années 1980, l'astronomie des rayons-X avait permis de détecter de nombreuses sources célestes, et l'investigation des processus à l'origine de ces rayonnements battait son plein, grâce au perfectionnement continu des instruments. Cependant, les télescopes manquaient encore de sensibilité pour parvenir à collectionner les photons issus des bords des amas de galaxies ou d'objets très lointains, ce qui constituait un obstacle majeur aux études cosmologiques de distribution de matière à grande échelle, en induisant de grosses incertitudes sur les calculs de masse de gaz et en biaisant la population des objets observables.

Le satellite *ROSAT* continuait d'explorer la technologie des miroirs à incidence rasante, mais il restait limité aux énergies inférieures à 3 keV. Cela limitait beaucoup la capacité à analyser un spectre de rayonnement émis par un MIG en général entre 5 et 10 keV. On savait qu'il faudrait encore gagner une ou deux décades en performances avec l'observatoire futur. Il aura fallu les dix ans de durée de vie de *ROSAT* pour développer cet observatoire "moderne" qu'est *XMM-Newton*. Pourtant ce dernier est déjà presque obsolète en regard des projets pour sa succession (comme *XEUS*). Mais la rentabilité d'une mission en cours d'opération se mesure avant tout à la hauteur du temps nécessaire pour développer et mettre en service son successeur, qui dans ce cas ne verra pas le jour d'ici la fin de la mission *XMM-Newton* planifiée pour l'horizon 2010.

### 3.1 Contexte scientifique

L'objectif principal d'*XMM-Newton* est de mettre à disposition de la communauté de l'astrophysique des rayons-X la plus grande surface efficace de collection associée à un système de spectro-imagerie à moyenne résolution spatiale (CCD) de façon à bénéficier de la meilleure sensibilité possible jusqu'à des énergies de l'ordre de 10 keV. Ceci devant permettre la détection des objets plus lointains (quasars et noyaux actifs de galaxies) ou des émissions plus faibles (régions périphériques du MIG des amas de galaxies, étude du fond diffus extragalactique). En outre, une capacité de spectroscopie de haute résolution dans une gamme de 0.25 à 2.5 keV élargit le champ d'étude de la composition chimique d'objets tels que des restes de *supernovae* en permettant de résoudre les raies d'émission des matériaux (*cf.* table page 379) les plus abondants dans l'Univers après l'Hydrogène et l'Hélium : Carbone, Azote, Oxygène, Néon, Sodium, Magnésium, Silicium, Soufre . . . A plus haute énergie, la raie du Fer, élément également très abondant, puisque dernière étape des processus de nucléosynthèse stellaire, est accessible aux spectro-imageurs malgré une plus faible résolution en énergie (section 4.3.2).

En parallèle, la mission américaine *AXAF-Chandra* a été conçue et réalisée autour d'un axe complémentaire qui est la haute résolution angulaire. Avec une surface collectrice plus

faible et bande passante en énergie plus limitée, mais avec une résolution angulaire de l'ordre de la seconde d'arc ou moins, cet observatoire vise à l'étude des objets compacts, tels que les étoiles-X au sein des amas globulaires, les noyaux actifs de galaxie, les trous noirs galactiques, ou la cartographie de haute résolution du cœur des amas de galaxies proches ou des restes de *supernova*.

Avec le développement de miroirs et détecteurs plus performants et plus compacts, on commence également à songer à des missions intermédiaires, telles que des microsattellites comme *SWIFT* ou ballons stratosphériques comme *INFOCμS* qui permettraient de pallier aux durées importantes de développement des missions majeures. De telles plates-formes permettent en effet de préparer les missions futures (essais de nouveaux matériaux, vol en formation . . .), sans répercussion sur les grands programmes d'observation des missions en cours (étude de sources faibles et analyse statistique de populations entières d'objets, qui requièrent une planification stricte afin d'optimiser les durées d'observation).

En effet, les sondages du ciel de plus en plus profonds nécessitent l'observation à plusieurs fréquences de manière à améliorer l'identification des sources détectées et la compréhension des processus d'émission mis en jeu. Citons par exemple le suivi en rayons-X, visible et radio, des "sursauts- $\gamma$ " (Klebesadel, Strong & Olson, 1973) d'origine encore hypothétique (Stern, Atteia & Hurley, 2002). Tout ceci requiert énormément de temps d'observation, et un seul observatoire ne suffit pas, d'autant que l'observation aux grandes énergies depuis la surface terrestre est impossible (*cf.* section 1.2).

La combinaison de plusieurs instruments opérationnels permet de bénéficier d'une capacité de réaction suffisante pour l'observation de sources transitoires (sursauts- $\gamma$ , explosion de *supernova*, conjonction entre le Soleil et les planètes joviennes . . .) et événements non-planifiés (observations d'inter-étalonnage, nouvelles sources détectées par une autre mission . . .). Cela explique l'intérêt de la prospective actuelle pour la relève des missions intermédiaires actuelles, comme *Beppo-SAX* et *RXTE*, d'autant plus importante après l'échec de la mise en orbite des satellites *ABRIXAS* et *ASTRO-E* (*cf.* table 1.2).

Enfin, au-delà de l'aspect technologique, l'astronomie des rayons-X et  $\gamma$  constitue également un lien vers les autres nouvelles fenêtres d'exploration du ciel (astro-particules, ondes gravitationnelles . . .) de par la nature des objets célestes concernés. Ce lien se concrétisera probablement au travers des Observatoires Virtuels qui constitueront un des principaux outils d'analyse de ces données en bonne synergie.

## 3.2 Aspects opérationnels

Pour parvenir à satelliser une plate-forme d'observation de 3.8 tonnes, ayant nécessité un budget de développement de 690 millions d'euros sur 10 ans, il fallait un cadre de grande envergure, tel que la NASA pour le satellite *AXAF-Chandra* ou l'ESA pour le satellite *XMM-Newton*.

### 3.2.1 L'Agence Spatiale Européenne

L'Agence Spatiale Européenne (ESA) entra en fonction en Octobre 1980, avec pour mission d'assurer et de développer la coopération entre les états signataires dans les domaines de la recherche et de la technologie spatiale et leurs applications.

Actuellement, l'ESA regroupe quinze nations signataires (Allemagne, Autriche, Belgique, Danemark, Espagne, Finlande, France, Irlande, Italie, Norvège, Pays-Bas, Portugal, Royaume-Uni, Suède, Suisse) qui participent *a prorata* de leur produit national brut. Vingt-neuf missions d'exploration spatiale (c'est-à-dire en dehors des missions d'observation de la Terre et de la Station Spatiale Internationale) sont au programme depuis vingt-deux ans,

dont six en phase post-opérationnelle (Giotto, COS-B, ExoSat, IUE, Hipparcos, ISO), sept en cours d'opération (Hubble, Ulysses, SoHO, Cassini-Huygens, *XMM-Newton*, Cluster-2, Integral), trois sur le point d'être lancés (SMART-1, Rosetta, Mars Express) et treize encore en développement (trois pour l'exploration du système solaire, huit pour l'observation de l'Univers, deux pour la recherche en physique fondamentale), certaines en collaboration avec les agences spatiales russe et américaine.

Son quartier général administratif, basé à Paris, est entouré par quatre blocs opérationnels : le pôle de développement scientifique et technologique (ESTEC) à Noordwijk aux Pays-Bas, le pôle de contrôle opérationnel en liaison avec les stations de suivi au sol des satellites (ESOC) à Darmstadt en Allemagne, le centre d'observation de la Terre et des systèmes de communication (ESRIN) à Frascati en Italie et le corps des astronautes européens (EAC) à Cologne en Allemagne.

Les satellites sont mis en orbite grâce à des lanceurs adaptés aux charges et aux trajectoires, pour la plupart afrétés auprès du consortium Ariespace d'origine française et dont la base de lancement se trouve à Kourou en Guyane française. Quatre stations principales de suivi satellitaire permettent de gérer les télécommunications avec les instruments en vol : la base de Kourou elle-même, Villafranca (VILSPA) en Espagne, Salmijärvi (près de Kiruna) en Suède et Redu en Belgique. Une coopération avec d'autres stations de suivi, comme Perth en Australie, permet de compléter la couverture du ciel depuis la surface terrestre selon l'orbite des satellites.

### 3.2.2 Le programme *Horizon 2000*

Très tôt dans la définition de sa politique, l'ESA a mis en place un programme visant à placer l'Europe au premier plan de la recherche scientifique spatiale : le plan *Horizon 2000*.

Elaboré en 1984, approuvé en 1985, étendu par la suite et renommé *Horizon 2000+* (figure 3.1), ce plan est supporté par quatre grandes missions complémentaires ("pierres angulaires"), explorant quatre fenêtres de l'astrophysique et donnant les grandes orientations de la politique spatiale de la fin du vingtième et le début du vingt-et-unième siècle (période d'environ trente ans).

Une certaine flexibilité est conservée par ailleurs grâce à un budget spécifiquement dédié à des missions d'envergure intermédiaire, dont l'appel d'offre est échelonné dans le temps, en fonction des nouvelles opportunités technologiques et scientifiques.

### 3.2.3 Le consortium *XMM-Newton*

La *X-ray Multi-mirror Mission* (XMM), rebaptisée *XMM-Newton* à l'occasion de son lancement et en l'honneur du physicien Isaac Newton (1642–1727), est la seconde des quatre pierres angulaires (Lumb et al., 1996). Elle a pour objet l'exploration du domaine des hautes énergies. L'équipe scientifique responsable du projet a été constituée à l'ESTEC en 1993. Les phases d'étude ont débuté dès 1994 avec notamment la planification des étalonnages au sol sur quatre ans. Le développement technologique a débuté en 1996 et la construction proprement dite du satellite en 1997. Le coût total intégré de la mission à l'issue des deux premières années d'exploitation en orbite est de 689 MEuros<sup>1</sup> et sa durée de vie nominale est de dix ans.

Le consortium *XMM-Newton* est formé par, outre l'ESA à la tête du projet :

- l'industriel allemand *Dornier Satellitensysteme* (filiale de *Daimler Chrysler Aerospace*), lui-même à la tête de quarante-cinq sous-traitants dans quatorze pays européens et un aux Etats-Unis, en charge de la superstructure ;

<sup>1</sup>valeur basée sur les conditions économiques en 1999.

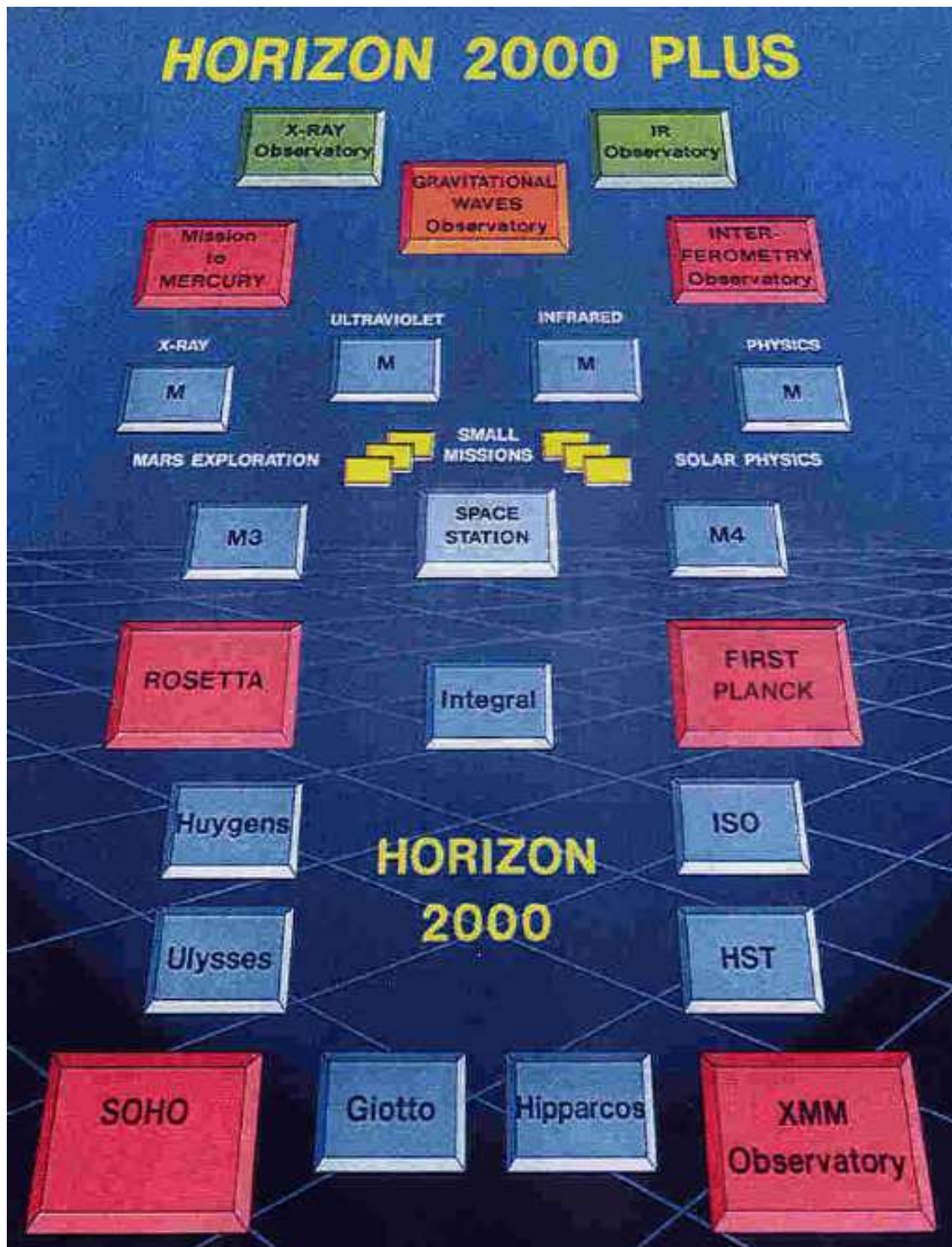


FIG. 3.1: Schéma d'organisation des missions spatiales pour l'astronomie de l'Agence Spatiale Européenne : le Plan Horizon 2000+ (ESA, web).

- l'industriel italien *Media Lario* pour le développement des modules de miroirs ;
- le département d'Astronomie des Hautes Energies du SRON aux Pays-Bas pour le développement des deux spectroscopes de haute résolution *RGS* (Brinkman et al., 1996) ;
- le *Mullard Space Science Laboratory* (MSSL) au Royaume-Uni pour le développement du Moniteur Optique (*OM*), coaligné avec les télescopes-X afin de bénéficier en temps réel d'une contre-partie visible des régions observées en rayons-X (de Chambure et al., 1998) ;
- le *Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements* (CESR) en France, pour le moniteur de radiations *ERMS* (Boër et al., 1995) ;
- un sous-consortium de laboratoires européens, financé par leurs agences spatiales nationales respectives (PPARC, CNES, DLR, ASI), pour l'instrument *EPIC* (Villa et al., 1996) :
  - les *Leicester University and Birmingham University Physics and Astronomy Departments* au Royaume-Uni, pour le développement des caméras *MOS* (Holland et al., 1996), dont deux modèles de test (QM), deux modèles de vol (FM) et deux modèles de rechange (SM) ;
  - le *Service d'Astrophysique du Commissariat à l'Energie Atomique* (SAP/CEA) en France, pour une partie de l'électronique de bord associée aux *MOS*, ainsi que l'informatique des séquences d'acquisition et de reconnaissance des événements ;
  - les *Max Planck Institut für Extraterrestrisches Physik* (MPE) et *Institut für Astronomie und Astrophysik* (IAA) en Allemagne, pour le développement des caméras *pn* (Meidinger et al., 1999) et leur électronique de bord ;
  - *Instituto di Fisica Cosmica G. Occhialini* en Italie, pour la coordination des logiciels d'analyse des données caméras ;
  - *ITeSRE* en Italie, pour la fourniture des équipements de support au sol, notamment pendant les étalonnages ; plusieurs équipements lourds, dont le support caméra ayant servi dans la cuve de test synchrotron à Orsay, ont été sous-traités par *LABEN* et *Carlo Gavazzi Space*.
  - l'*Institut d'Astrophysique Spatiale* (IAS) en France, pour les étalonnages au sol en lumière synchrotron, en collaboration avec une équipe du *Laboratoire pour l'Utilisation du Rayonnement Electromagnétique* (LURE) pour le développement et le pilotage des lignes de lumière.

Le lancement a été opéré le 10 Décembre 1999 par la fusée Ariane 504 à partir de la base de Kourou en Guyanne. *XMM-Newton* a été placé sur une orbite très excentrique (de 7000 km au périégée à 114000 km à l'apogée), inclinée de 40° par rapport au plan équatorial et d'environ 48 h de période (figure 3.2), soit une vitesse orbitale moyenne de 3 km/s. Afin de bénéficier de conditions d'observation idéales loin de l'influence solaire (vent de particules de grandes énergies et rayonnement XUV intense), il avait été envisagé de l'envoyer au point de Lagrange L2. Mais les contraintes budgétaires et d'emport de masse au décollage par le lanceur imposèrent de se cantonner à une orbite haute, au-delà de la ceinture de radiations à la limite de la magnétosphère terrestre à environ 40000 km d'altitude. Cependant, plus les orbites sont haute, moins elles sont stables car l'intensité du champ de gravité de la Terre diminue. D'où le choix d'une orbite très excentrique. La vitesse orbitale étant maximale autour du périégée et minimale autour de l'apogée (loi des Aires), cela permet de passer la majorité du temps ( $\simeq 37$  h) au dessus de la ceinture de radiations ( $\geq 46000$  km).

La fraction du ciel visible lors de chaque orbite est limitée par le fait que les télescopes ne doivent pas pointer trop en direction du Soleil ni de la Terre à cause des rayonnements XUV et visible trop intenses qui viendraient diffuser dans les miroirs à incidence rasante et contamineraient les données, ni trop en direction opposée car les détecteurs au plan focal

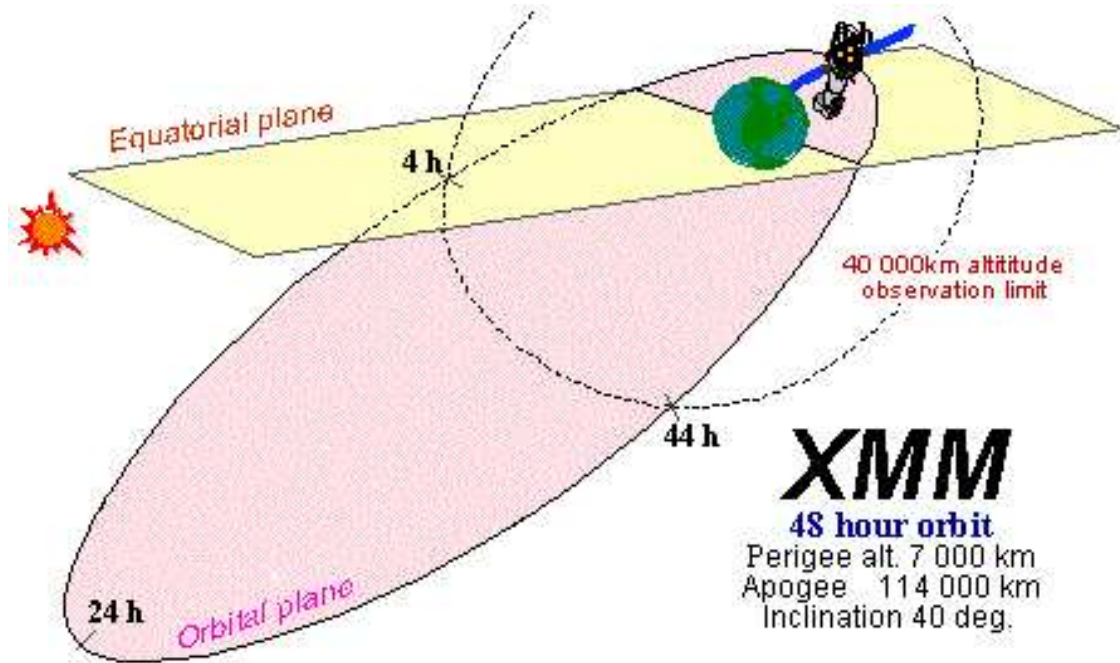


FIG. 3.2: Schéma de l'orbite du satellite XMM-Newton (ESA, web).

seraient alors plus fortement exposés rendant inefficaces les systèmes de refroidissement. Ainsi, dans le plan contenant le Soleil (resp. la Terre) et la direction de pointage d'*XMM-Newton*, l'angle entre la direction de pointage et la direction du Soleil (resp. la Terre) doit idéalement rester compris entre  $70^\circ$  et  $110^\circ$  (resp.  $47.5^\circ$  et  $180^\circ$ ). En dehors de ces plages, la qualité des observations se dégradent ; si l'angle solaire est inférieur à  $15^\circ$ , il y a même un risque d'endommager les détecteurs. La Lune et les planètes géantes (Jupiter, Saturne ...) peuvent aussi imposer des restrictions similaires.

# Chapitre 4

## Les instruments d'*XMM-Newton*

*XMM-Newton* (Jansen et al., 2001) est un satellite stabilisé sur trois axes avec une précision relative de pointage de  $1 \text{ arcsec}$ , meilleure par un facteur 10 que la résolution angulaire de ses miroirs. Sa masse au décollage était de  $3.8 \text{ t}$ , pour une longueur hors-tout de  $10 \text{ m}$  et un diamètre hors-tout de  $2 \text{ m}$ . Panneaux solaires déployés, son envergure atteint  $16 \text{ m}$ .

Tous les sous-systèmes de contrôle (attitude, énergie, télémétrie, *etc.*) sont regroupés dans un module de service auquel sont également rattachés les panneaux solaires ainsi que les trois modules de miroirs, avec leurs clapets de protection. A une distance focale de  $7.5 \text{ m}$  se trouvent le module scientifique abritant les instruments de mesure, les systèmes de refroidissement et l'électronique de pilotage des détecteurs. Etant donnée l'énergie des photons que l'on souhaite détecter, les instruments n'ont fondamentalement pas besoin d'être refroidis. La température des caméras CCD est néanmoins abaissée, typiquement vers  $180 \text{ K}$ , afin de limiter leur bruit électronique. C'est pourquoi une batterie de radiateurs à refroidissement passif (Butler & Goodall, 2000) pointant le plus loin possible du Soleil suffit à cette tâche. C'est également un facteur important de longévité de la mission, par opposition aux systèmes actifs (nécessaires dans le cas des missions d'observation en infrarouge ou en radio, puisque le rayonnement à détecter est plus "froid") qui sont limités par l'emport de fluide cryogénique.

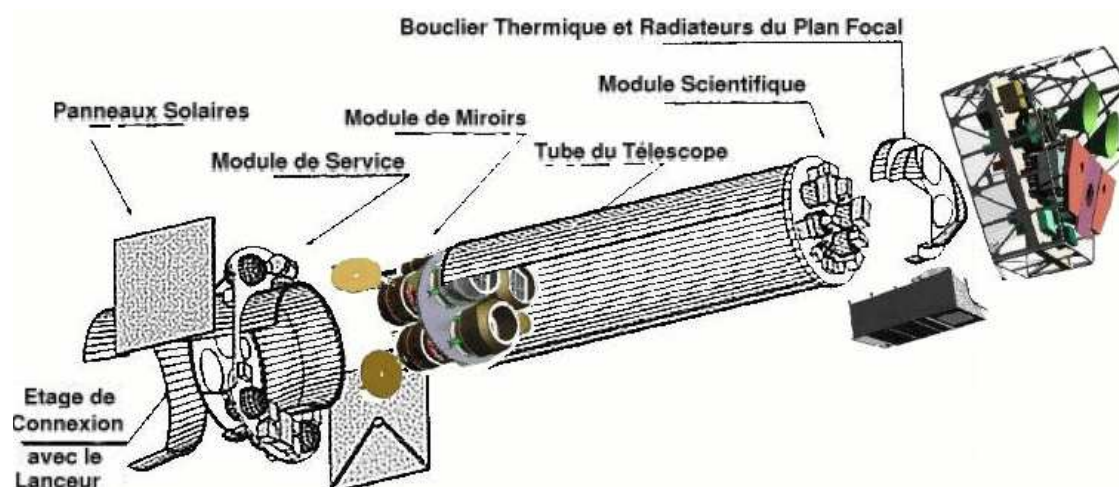


FIG. 4.1: Vue globale en éclaté du satellite *XMM-Newton* (ESA, web).



TAB. 4.1: Aperçu global des performances des instruments à bord d'*XMM-Newton*.

	<i>EPIC MOS</i>	<i>EPIC pn</i>	<i>RGS</i> <sup>a</sup>	<i>OM</i>
Bande passante ( <i>keV</i> )	0.15 – 12	0.15 – 15	0.35 – 2.5	0.002 – 0.008
Champ de vue ( <i>arcmin</i> )	30	30	5	17
Taille du pixel ( $\mu\text{m}$ ; <i>arcsec</i> )	40 ; 1.1	150 ; 4.1	80 ; <i>n/a</i>	30 ; 0.5
Résolution spatiale (FWHM <i>arcsec</i> )	4 – 8	4 – 8	<i>n/a</i>	< 1
Résolution spectrale ( <i>eV</i> )	30 – 200	30 – 200	1.4 – 3.2	< 0.05
Résolution temporelle <sup>b</sup> ( <i>ms</i> )	1.7 – 2700	0.007 – 200	> 16	> 500
Sensibilité <sup>c</sup> ( <i>erg/s/cm<sup>2</sup></i> )	< $10^{-14}$	< $10^{-14}$	< $10^{-13}$	<i>n/a</i>

<sup>a</sup> Pour l'ordre  $-1$  de dispersion des réseaux.

<sup>b</sup> Du mode le plus rapide au mode le plus lent.

<sup>c</sup> Flux minimal détectable dans la bande passante après 10 *ks* d'exposition; l'*OM* atteint la 24<sup>ème</sup> magnitude dans sa bande passante au bout de 1000 *s* d'exposition.

## 4.1 Télescopes

L'instrumentation à rayons-X est répartie en pratique sur trois télescopes, de même longueur focale et quasiment coalignés sur le ciel. Chaque module de miroirs (figure 4.2) est un assemblage concentrique, précis à  $0.25 \mu\text{m}$ , de 58 surfaces de Wolter en nickel plaqué-or (Aschenbach et al., 2000).



FIG. 4.2: Vues d'un module de miroirs. Gauche : en cours d'intégration avec seulement trois coquilles (ESA, web). Droite : en fin de montage, avec les cinquante-huit coquilles maintenue par l'araignée faciale (ESA, web).

Un facteur limitant cette technologie est le diamètre des miroirs. Trop grands, la rigidité aurait été difficile à maintenir. Trop près de l'axe optique, le trajet des photons n'a plus vraiment besoin d'être focalisé; mais un trajet direct occasionnerait un sursaut du flux lumineux efficace au centre des détecteurs et créerait un contraste nuisible à la qualité des images, à moins d'utiliser un filtre pour la partie centrale; or un filtre introduirait alors un biais dans la répartition statistique des photons sur le détecteur et compliquerait l'étalonnage du télescope. C'est pourquoi le diamètre des miroirs est limité et la partie centrale obturée.

D'autre part, trois télescopes permettent d'observer en même temps une source céleste donnée avec plusieurs instruments différents, tout en limitant les risques de perte totale suite à la défaillance d'un seul élément (*single point failure*) puisque les instruments travaillent de façon indépendante et sont en permanence coalignés sur l'axe du télescope (pas de partie mobile ni de problème de réalignement).

Chaque module mesure ainsi  $70 \text{ cm}$  de diamètre pour  $60 \text{ cm}$  de long et pèse  $437 \text{ kg}$ . Le miroir le plus interne à chaque module fait  $30 \text{ cm}$  de diamètre. Le champ de vue (ou *field*

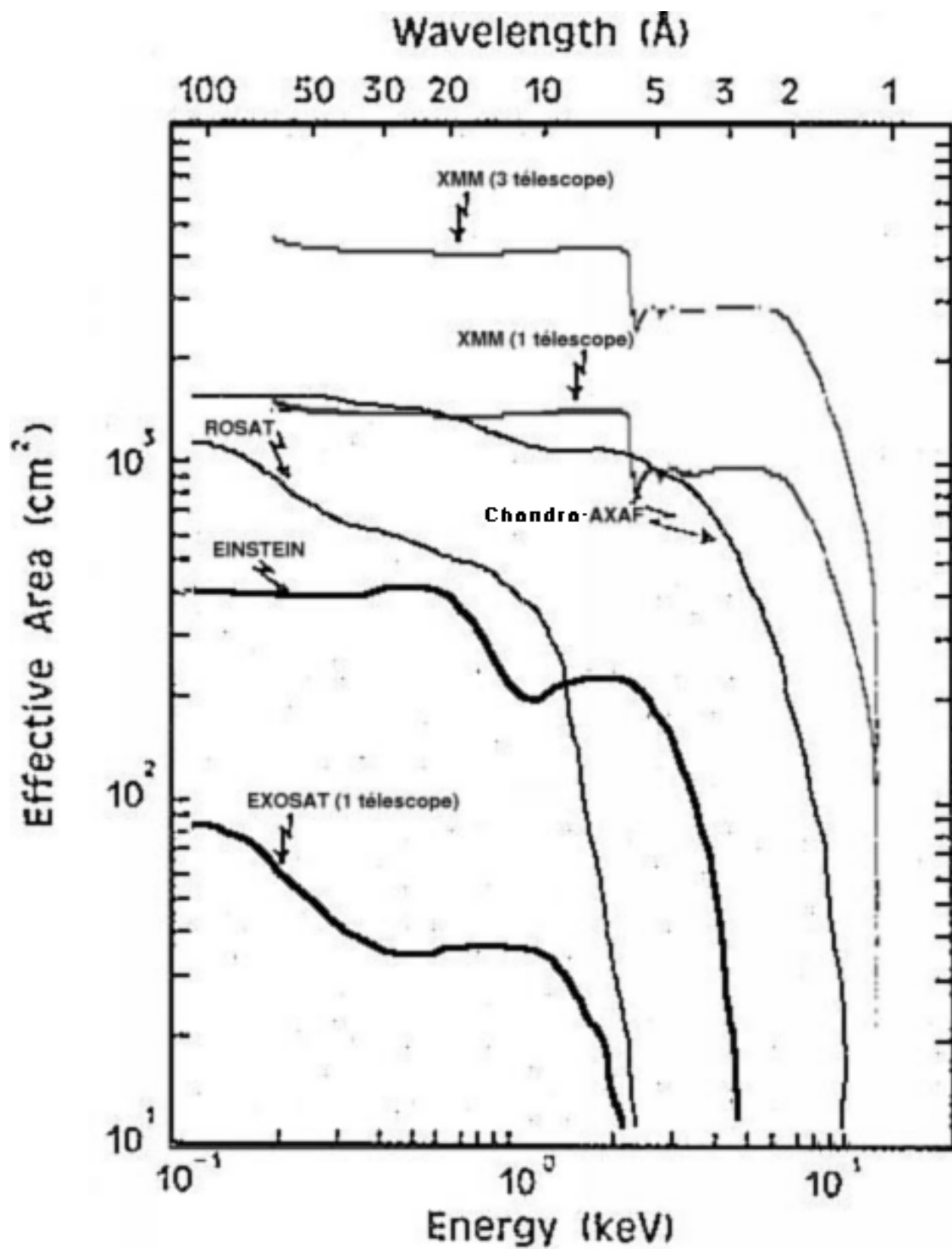


FIG. 4.3: Comparatif des surfaces collectrices en fonction de l'énergie, pour différents observatoires de rayons-X.

*of view* ou FOV), intercepté par l'ouverture des miroirs est de 33 *arcmin*. La résolution angulaire, définie par la fonction d'étalement du point (ou *Point Spread Function* ou PSF), du dispositif a fait l'objet d'une étude complète (Ghizzardi, 2001, 2002) et varie avec l'énergie des photons incidents et l'angle d'incidence, mais est de l'ordre de 6 secondes d'arc (table 7.3).

Ces miroirs, tout comme des miroirs classiques, sont également sujets à l'effet de vignettage (ou *vignetting*), c'est-à-dire une baisse de réflectivité lorsque les photons n'arrivent pas sous incidence optimale (angle de rasance inférieur à l'angle critique), ce qui se traduit par une dégradation du rendement global du centre vers le bord de l'image, pour des objets considérés à l'infini (figure 4.4).

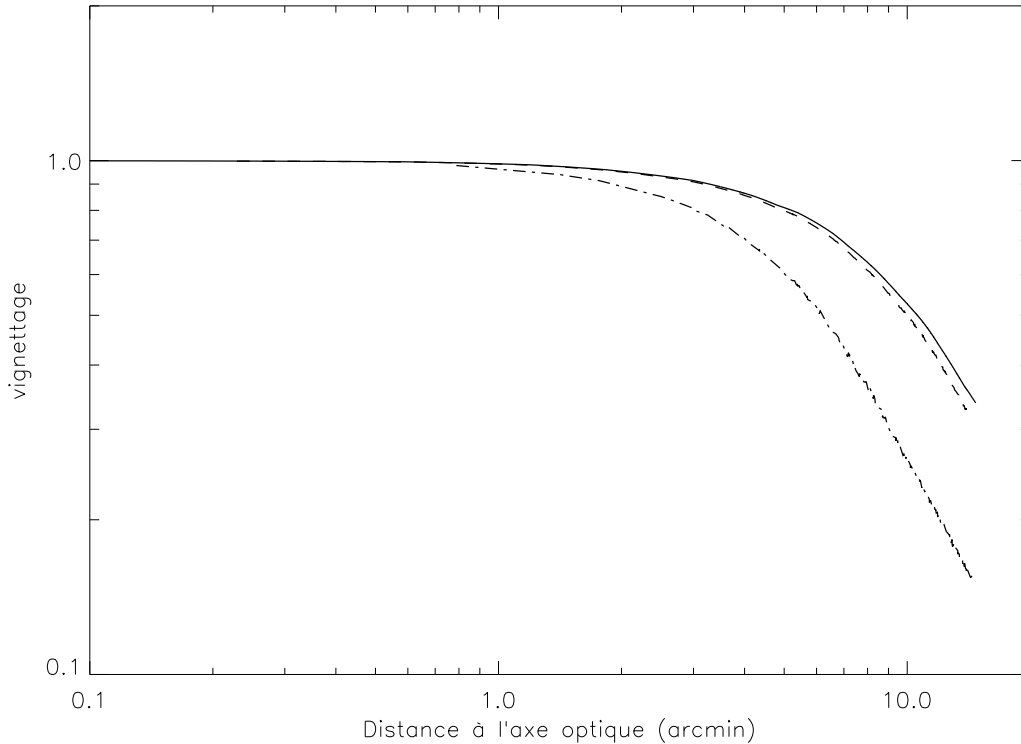


FIG. 4.4: Facteur d'atténuation dû au vignettage en fonction de la distance à l'axe optique, pour des photons d'énergie 500 eV (trait plein), 5000 eV (tirets) et 10000 eV (pointillés).

## 4.2 Imagerie

Comme le montre la figure 4.3, l'objectif est ici de privilégier la surface collectrice (et donc la sensibilité), même si c'est au détriment de la résolution angulaire, ce qui fait d'*XMM-Newton* un observatoire complémentaire du satellite *AXAF-Chandra* dont la résolution angulaire est meilleure que 1 *arcsec*.

### 4.2.1 *European Photon Imaging Cameras (EPIC)*

Au foyer de chaque télescope-X se trouvent les caméras de l'instrument *EPIC*. Les détecteurs utilisés sont des dispositifs à transfert de charges (ou *Charges Coupled Devices* ou CCD), dont le principe de détection est l'effet photo-électrique (section 1.2).

Dans le domaine visible ou infrarouge, lorsqu'un photon a une énergie dans la gamme de sensibilité du détecteur, *i.e.* suffisante pour éjecter un photo-électron qui va ioniser le

matériau, on dit qu'une paire électron-trou s'est formée. Après intégration de nombreux photons pour atteindre le seuil de détection (nombre de charges supérieur au bruit de lecture), il est alors possible de canaliser les électrons dans le matériau grâce à un champ électrique et de les transférer vers un détecteur de charges.

Mais dans le cas de rayons-X, l'énergie transportée par les photons permet de les compter individuellement. En effet, un photon-X génère à lui seul, par phénomène de cascade engendré par le photo-électron primaire, une bouffée de plusieurs centaines de charges (on parle alors d'un événement) permettant sa détection individuelle, et même la mesure de son énergie. L'image est ainsi reconstruite *a posteriori* après enregistrement de la position de chaque événement individuellement.

Les trois caméras *EPIC* se scindent en deux types.

### 4.2.2 *EPIC* : semi-conducteur à oxyde métallique (*MOS*)

Les CCD *MOS* (Turner et al., 2001) sont fabriqués à partir d'un substrat de silicium sur lequel on a déposé une couche isolante d'oxyde puis une couche métallique (silicium polycristallin) faisant office d'électrode. Une haute tension est appliquée au niveau des électrodes pour créer la zone déplétée permettant de collectionner les charges après interaction photo-électrique. La couche isolante permet de séparer les électrodes de la zone déplétée dans le substrat, mais elle augmente le coefficient d'absorption des photons de basses énergies, et donc diminue le rendement de détection aux énergies correspondantes. De façon générale, toute couche "morte" (isolant, dépôts de résidus de dégazage, électrodes, etc.) contribue ainsi à diminuer le rendement de détection. L'arrangement des éléments sensibles, ou pixels, est constitué par la définition de la matrice photo-lithographique des électrodes dans une direction, et par l'implantation d'impuretés (Bore) pour servir de borne d'arrêt (ou *channel stop*) dans l'autre direction. Pour limiter la dégradation de rendement due à l'isolant et aux électrodes, ces dernières ont une forme de "U" et ne couvrent qu'environ la moitié de la surface du pixel.

Une caméra complète est constituée de sept CCD en disposition hexagonale (figure 4.5), dont le décalage selon une direction orthogonale au plan des détecteurs permet de suivre grossièrement la courbure de la surface focale des miroirs. Chaque CCD présente une zone exposée de  $600 \times 600$  pixels, chaque pixel mesurant  $40 \mu m$  de côté et interceptant un angle solide de  $1.1 \text{ arcsec}$  de côté.

Le procédé de lecture d'un CCD *MOS* consiste en un transfert très rapide ( $6 \text{ ms}$ ) des charges de la zone exposée (zone image) vers une zone passive non-exposée (zone mémoire). Le transfert s'effectue d'électrode en électrode, rythmé en fonction de l'horloge interne de l'électronique, le long de colonnes séparées entre elles par les implants de Bore. La zone mémoire sera à son tour lue séquentiellement, et plus lentement, à travers un registre par un convertisseur analogique-numérique (CAN), tandis qu'une nouvelle intégration s'opère sur la zone exposée. La rapidité du premier transfert est nécessaire pour limiter les événements parasites, car il n'y a pas d'obturateur devant ces détecteurs. La caméra *MOS* est en général lue par un seul CAN en bout de registre, ce qui simplifie l'étalonnage de la chaîne de pré-amplification et de conversion du signal. L'électronique de bord prend alors le relais pour acquérir la position de l'événement à l'origine de chaque coup analysé par le CAN (Lumb et al., 1991). Un cycle de lecture d'un CCD (ou trame ou *frame*) prend ainsi  $2.7 \text{ sec}$  (temps de lecture de la zone mémoire, pleinement utilisé pour l'intégration de la trame suivante). En principe, les transferts de trames de chaque CCD d'une même caméra *MOS* sont synchronisés par l'électronique de lecture commune.

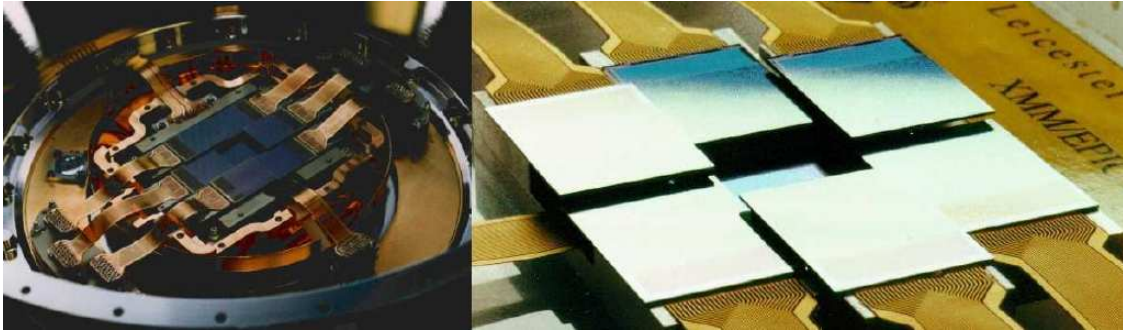


FIG. 4.5: Photographies d'une caméra EPIC MOS. Les nappes issues des CCD sont leur lien avec l'électronique de lecture (ESA, web).

### 4.2.3 EPIC : semi-conducteur à jonctions *pn*

Les CCD *pn* (Strüder et al., 2001a) sont fabriqués à partir de silicium monolithique dopé avec des impuretés des deux types (P et N), et ce sont les connexions entre ces implants (jonctions *pn*) qui définissent la matrice de pixels.

La caméra *pn* est constituée de douze CCD, juxtaposés en deux rangées de tailles égales (figure 4.6). Chaque CCD présente une zone exposée de  $64 \times 200$  pixels, chaque pixel mesurant  $150 \mu\text{m}$  de côté et interceptant un angle solide de  $4.1 \text{ arcsec}$  de côté.

Cette caméra a été spécifiquement réalisée pour optimiser l'efficacité de détection d'*XMM-Newton* dans la partie à haute énergie de la bande passante des miroirs, c'est-à-dire de 1 à 10 keV. La taille des pixels réalise un compromis entre l'échantillonnage à la limite de Shannon de la PSF des miroirs et une surface suffisante pour limiter la dispersion sur plusieurs pixels de la bouffée de charges engendrée par un photon absorbé loin de la zone de collection (section 4.3.2).

D'autre part, afin de pouvoir observer des objets très brillants, la vitesse de lecture des CCD devait être suffisante pour éviter la confusion, c'est-à-dire l'empilement (ou *pile-up*), entre événements très proches dans l'espace et le temps. La grande taille des pixels limite ici les effets de motifs (ou *patterns*; cf. section 4.3.2) puisque la dispersion des charges sera plus limitée, réduisant donc d'autant le travail de l'électronique de bord. La présence d'une chaîne de pré-amplification et de conversion, directement en bout de chaque colonne de chaque CCD (ni zone mémoire ni registre), permet d'accélérer le cycle de lecture ( $4.6 \text{ ms}$ ) et de faciliter encore plus le travail de l'électronique de bord (enlève l'incertitude de provenance de l'événement sur une des deux coordonnées). En pratique, la durée d'intégration des photons peut être artificiellement prolongée (jusqu'à 70 ou 200 ms), dans le cas de sources peu brillantes, de manière à limiter le bruit électronique.

Cependant, ce fonctionnement en transfert de colonnes rend très difficile l'étalonnage relatif des chaînes électroniques du fait de la séparation des CAN et de leur nombre ( $64 \times 12$ ). La rapidité de ce transfert est en outre un des facteurs dégradant l'efficacité de transfert des charges (section 4.3.3). Inversement, si ce transfert est rapide du point de vue des CAN, il reste relativement long comparé à la durée d'intégration (en comparaison de la MOS) et de ce fait la caméra *pn* est également plus exposée au problème des événements parasites (ou *out-of-time events* ou OOTE), dont la conséquence majeure est de dégrader la résolution spatiale des colonnes concernées : le retard temporel de ces événements collectionnés tardivement pendant le transfert se traduit par un décalage spatial, ou *smearing*, au moment de l'acquisition de leur position ; dans le cas d'une source brillante, on observe donc une traînée d'événements s'étirant de la source vers le haut de la colonne à cause de ce retard, mais aussi vers le bas, car, contrairement aux MOS, les *pn* ne sont pas remises à zéro à la fin du cycle de lecture, et des événements tardifs d'un cycle se trouvent donc dans le bas de la colonne au début

du cycle suivant. Au final, une image sera d'autant plus parasitée que le rapport du temps de transfert au temps d'intégration sera grand (6.7% pour le mode *Full Frame* contre 2.4% pour le mode *Extended Full Frame* – cf. table 4.2).

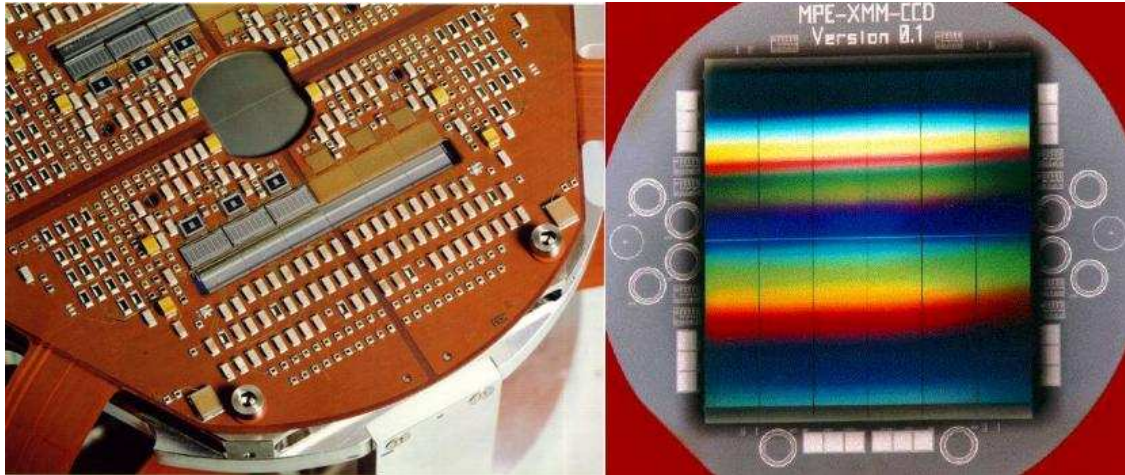


FIG. 4.6: Photographies de la caméra EPIC pn. Sur l'image de droite, les connexions avec l'électronique de lecture se trouveraient en haut et en bas; les cercles sur le support marquent l'emplacement de photo-diodes servant à surveiller le niveau du flux incident pendant l'exposition (ESA, web). L'image de gauche montre l'envers de la carte électronique supportant la caméra; une fenêtre ovale laisse paraître un bout des quatre CCD centraux; les composants de la chaîne de lecture en bas des colonnes de chaque CCD se détachent nettement des autres (ESA, web).

Une autre différence entre *MOS* et *pn* réside dans le fait que la première est dite face-avant, car c'est la face des électrodes qui est exposée à la lumière, tandis que la seconde est dite face-arrière, les jonctions se trouvant à l'opposé de la face exposée. Ceci augmente d'autant le rendement de la caméra *pn* puisque l'on s'affranchit de la traversée de la couche isolante par les photons.

Une dizaine de modèles ont été produits en 1997 à partir de la même galette de substrat de façon à disposer de modèles de rechange et aussi de détecteurs pour la mission *ABRIXAS*<sup>1</sup>. Chaque caméra (douze CCD) est donc monolithique. L'alignement relatif de chaque CCD est donc connu à mieux que  $1 \mu\text{m}$  et leurs performances (rendement) relatives sont quasiment identiques. Il s'agit à ce jour des plus grandes ( $36 \text{ cm}^2$ ) surfaces de détection de rayons-X à base de semi-conducteurs.

#### 4.2.4 EPIC : modes de fonctionnement

Selon les conditions d'observation, différents modes de fonctionnement sont possibles (Kuster et al., 1999; Turner et al., 2001), qui se caractérisent essentiellement par des cycles de lecture de plus en plus rapides (table 4.2) de façon à éviter les problèmes d'empilement et de saturation du détecteur en cas de fort flux, voire à permettre une analyse temporelle du flux d'événements. La durée d'une trame se déduit de  $t_{\text{cycle}} = t_{\text{trame}} + t_{\text{transfert}}$  et le coefficient de réjection de  $t_{\text{integration}} = t_{\text{trame}} * (1 - c_{\text{rejection}})$ .

- *Full Frame Imaging*. Il s'agit du mode par défaut d'imagerie plein champ. En première approximation (sans tenir des variations de comptage due à la statistique poissonnienne des événements), on pourrait dire qu'il y a empilement lorsque le taux de comptage dépasse  $1 \text{ coup} \cdot \text{trame}^{-1} \cdot \text{pixel}^{-1}$ . En pratique, il est quasiment impossible de faire

<sup>1</sup>Cette mission était destinée à réaliser une cartographie complète du ciel en rayons-X; son lancement a échoué en 1999, mais elle devrait être reconduite prochainement.

TAB. 4.2: Récapitulatif des principaux modes de fonctionnement des caméras EPIC.

	cycle	trans.	intég.	FOV	flux max.
	<i>ms</i>	<i>ms</i>	<i>ms</i>	<i>pixels / CCD</i>	<i>coup/s/PSF</i>
<i>MOS</i> full frame	2700	6	2694	$600 \times 600^c$	0.7
<i>MOS</i> refreshed frame	2900	6	305.3	$600 \times 600^a$	10
<i>pn</i> full frame	73.36	4.6	68.76	$64 \times 199$	8
<i>pn</i> extended f.f.	199.1	4.6	194.5	$64 \times 199$	3
<i>MOS</i> large window	900	7.5	892.5	$300 \times 300^a$	1.8
<i>MOS</i> small window	300	8.5	291.5	$100 \times 100^a$	5
<i>pn</i> large window	47.66	2.3	43.05	$64 \times 99$	12
<i>pn</i> small window	5.672	1.5	2.962	$64 \times 63^b$	130
<i>MOS</i> timing			1.755	$100 \times 100$ (sommés) <sup>a</sup>	100
<i>MOS</i> full timing			10.53	$100 \times 600$ (sommés) <sup>a</sup>	100
<i>pn</i> timing			0.03	$64 \times 200$ (sommés par 10) <sup>b</sup>	1500
<i>pn</i> burst timing			0.007	$64 \times 20^b$	60000

<sup>a</sup> selon la configuration actuelle des modes de fenêtrage sur les *MOS*, les zones actives sont définies uniquement au centre du CCD central, les autres CCD fonctionnant normalement (*full frame*); cependant, une modification (par télécommande) de configuration de l'électronique de bord permettrait, si nécessaire, de définir n'importe quelle zone active sur le CCD central et/ou sur des paires de CCD périphériques.

<sup>b</sup> ces modes de fenêtrage sur la *pn* ne sont définis que sur le premier CCD du premier quadrant, c'est-à-dire celui qui intercepte l'axe optique, les autres CCD étant éteints.

<sup>c</sup> chaque CCD des caméras *MOS* possède en réalité deux étages (ou *node*) de sortie, un à chaque extrémité du registre de lecture; un CCD peut donc être lu indifféremment par l'un ou l'autre *node*; un autre mode spécial de lecture consiste à lire une moitié de la zone mémoire par chaque *node*, divisant donc ainsi par 2 le temps nécessaire; ce dispositif confère en outre une redondance appréciable.

la différence entre le cas de deux événements d'énergie  $E_1$  et  $E_2$  occupant chacun un seul pixel adjacent à l'autre, et le cas d'un seul événement d'énergie  $E_1 + E_2$  dont les charges se seraient réparties entre deux pixels adjacents (*cf.* section 4.3.4). Si l'on suppose que les charges d'un événement peuvent déborder sur les huit pixels adjacents au pixel initial, il faut donc exprimer la limite de comptage au centre d'une zone 25 pixels ( $5 \times 5$ ) pour assurer l'isolement de l'événement et éviter l'empilement. On calcule donc une limite de  $0.04 \text{ coup} \cdot \text{trame}^{-1} \cdot \text{pixel}^{-1}$ , soit encore  $0.545 \text{ coup} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{pixel}^{-1}$  pour la *pn* et  $0.015 \text{ coup} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{pixel}^{-1}$  pour la *MOS*.

- *Window Imaging*. Les modes de fenêtrage consistent à ne lire qu'une partie des CCD et ignorer tous les événements extérieurs à cette fenêtre. Cela permet donc d'accélérer le cycle de lecture et donc de repousser la limite d'empilement. Il s'agit ici de réaliser un compromis entre champ de vue et résolution temporelle de façon à pouvoir être plus sensible aux variations dans le temps du flux d'une source.
- *Timing*. Le mode temporel permet d'obtenir la résolution temporelle maximale, au prix du sacrifice d'une information spatiale (une des deux coordonnées). En effet, pour accélérer le cycle de lecture, on transfère rapidement toutes les charges en bas de leur colonne, puis on lit le résultat. Le gain de temps est donc spectaculaire pour la *pn*. Pour les *MOS*, il faut toujours lire séquentiellement le registre, afin de conserver l'information sur la colonne de provenance; une pseudo-image peut même être reconstruite grâce au fait que les caméras *MOS* sont positionnées à 90 degrés l'une de l'autre sur leurs axes optiques respectifs, de telle sorte que les colonnes de l'une soit perpendiculaires à celles de l'autre (figure 4.7). La résolution temporelle relative (plus petit intervalle de temps mesurable) ne dépend plus ici que du temps effectif d'intégration (contrairement aux modes d'imagerie où la résolution est égale à la durée du cycle), tandis que la précision

absolue (datation des intervalles de temps) est dans tous les cas dictée *in fine* par celle de l'horloge de l'électronique de bord qui est de  $40 \mu s$ .

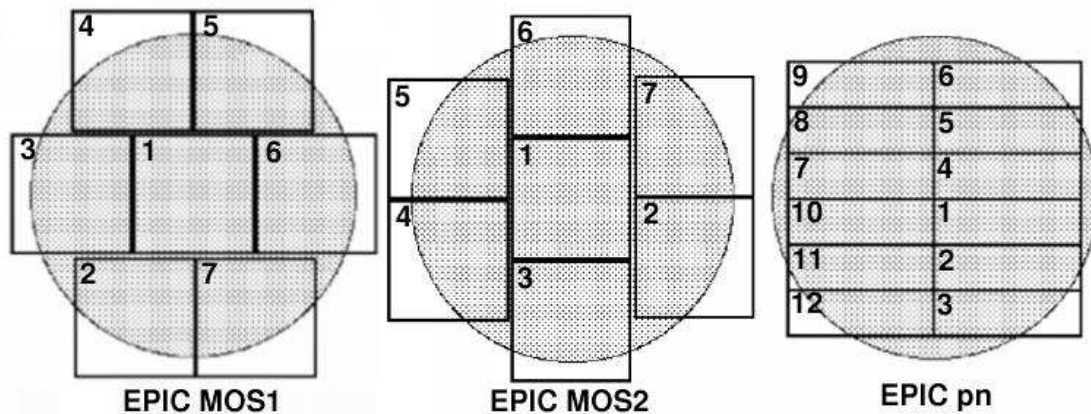


FIG. 4.7: Schéma de la disposition des CCD des caméras *EPIC*, avec superposition des champ de vue (cercles de 30 arcmin de diamètre) et numérotation des CCD.

#### 4.2.5 *EPIC* : filtres de protection

Chaque caméra *EPIC* est dotée d'une roue à filtres (figure 4.8) à six positions (table 4.3) de  $76 \text{ mm}$  de diamètre chacune. Par mesure de sécurité, la position par défaut est la position fermée (*closed*), et est automatiquement sélectionnée en cas de détection de flux trop élevé (de photons ou d'autres particules plus agressives, cf. section 7.3) par le moniteur de radiations (*ERMS*). L'utilité des filtres est évidemment de pouvoir atténuer le flux de certaines sources pour éviter l'empilement, mais surtout de filtrer les rayonnements visibles et UV pour lesquels le rendement des caméras *EPIC* n'est pas négligeable. Ces rayonnements peuvent provenir des sources célestes, mais surtout de la lumière diffusée en provenance du Soleil, de la Terre ou de la Lune. L'effet principal de cette lumière visible est d'augmenter le niveau moyen de charges dans les pixels exposés. Il n'y a pas d'influence sur les pixels non-exposés. Ainsi, les charges liées à une source ponctuelle en visible ne devraient pas perturber l'image d'une source-X à moins que les deux images ne se recouvrent (en tenant compte de la PSF) (Turner et al., 2001). Cependant, les surfaces concentriques des modules de miroirs agissent comme des réflecteurs pour les longueurs d'onde visibles et infrarouges quelque soit leur angle d'incidence, et la lumière diffusée de sources proches aura tendance à contaminer toute la surface des détecteurs, même lorsque le télescope ne pointe pas directement vers elle (cf. paramètres orbitaux, section 3.2.3).

TAB. 4.3: Récapitulatif des six positions de la roue à filtres de chaque caméra.

	couche 1	couche 2	couche 3	couche 4
Open (1)				
Closed (2)	Aluminium $1.05 \text{ mm}$			
Thin (3,4)	Aluminium $40 \text{ nm}$	Polyamide $160 \text{ nm}$		
Medium (5)	Aluminium $80 \text{ nm}$	Polyamide $160 \text{ nm}$		
Orsay Thick (6)	Etain $34 \text{ nm}$	Aluminium $37 \text{ nm}$	Polyamide $350 \text{ nm}$	Aluminium $37 \text{ nm}$
<i>MOS</i> Thick (6)	Etain $45 \text{ nm}$	Aluminium $110 \text{ nm}$	Polypropylène $330 \text{ nm}$	
<i>pn</i> Thick (6)	Etain $15 \text{ nm}$	Aluminium $103.7 \text{ nm}$	Polypropylène $65.5 \text{ nm}$	Aluminium $103.7 \text{ nm}$

La structure de support et le baffle des caméras *EPIC* (identiques pour les trois) offre une protection ( $3 \text{ cm}$  d'aluminium) contre le reste des rayonnements ionisants provenant



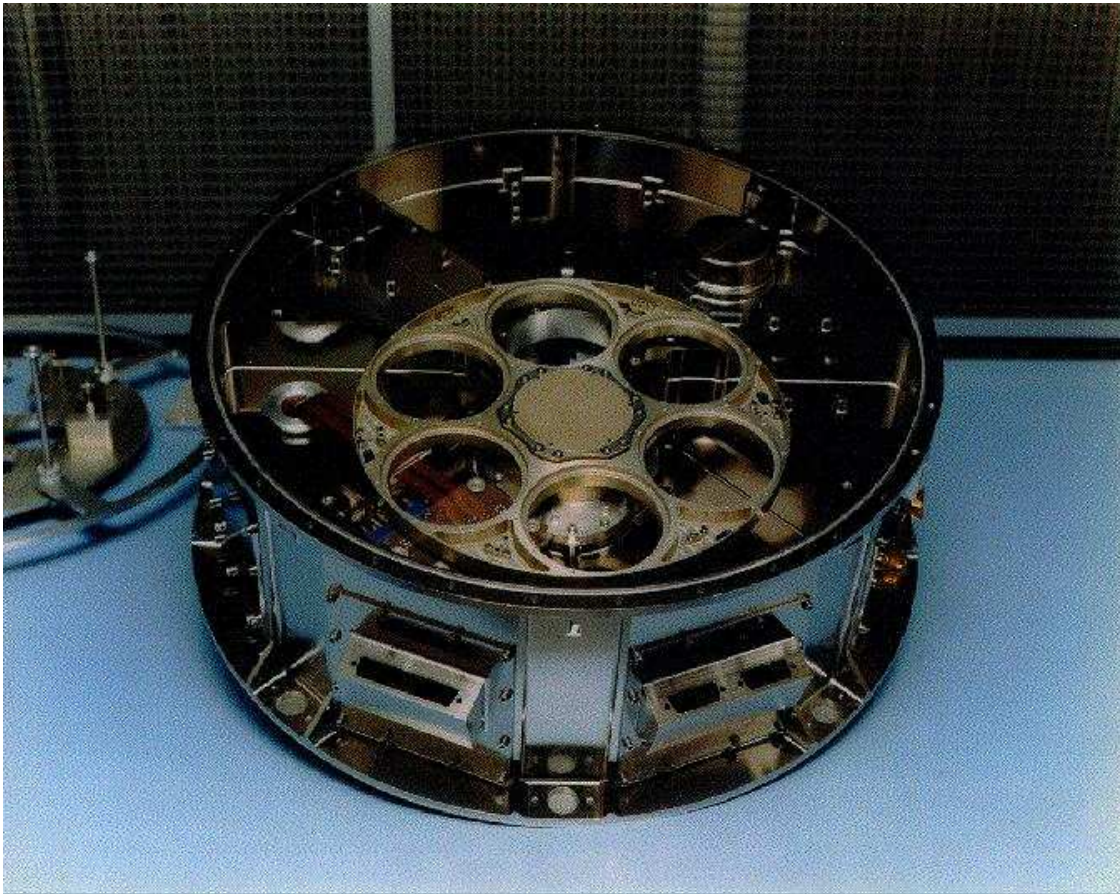


FIG. 4.8: Vue de la roue à filtre montée sur le support et le baffle de la caméra *pn* (ESA, web).

d'autres directions que le champ de vue (Turner et al., 2001). Cependant, cela n'empêche pas la détection d'un bruit de fond, y compris sur les parties des CCD en dehors de l'ouverture du baffle. L'origine de ce fond est discutée à la section 7.3.

#### 4.2.6 *Optical Monitor (OM)*

Parallèlement aux trois télescopes-X, un télescope visible-UV (VUV) de 30 *cm* de diamètre et de 12.7 *m* de focale en montage Ritchey-Chrétien (figure 4.9) assure le suivi des régions pointées avec un champ de vue de 17 *arcmin* de côté, coaligné avec celui des caméras *EPIC* (qui lui mesure 30 *arcmin* de diamètre). Le détecteur placé au plan focal est une caméra CCD relativement classique, de 2048 × 2048 pixels, fonctionnant entre 600 et 160 *nm* de longueur d'onde. Il est équipé de filtres standards (U, B et V en visible ; trois filtres en UV) pour la classification spectrale des sources repérées dans le champ de vue, ainsi que d'un dispositif dispersif de type *grism* lui conférant une aptitude minimale de spectroscopie.

### 4.3 Spectroscopie

Une dimension supplémentaire d'*XMM-Newton* est sa capacité de spectroscopie en rayons-X, qui lui confère une très haute résolution en énergie (pour l'étude de raies individuelles) dans les bandes déjà explorées par ses prédécesseurs (< 3 *keV*) et d'ouvrir la bande spectrale avec une résolution plus modeste jusqu'à 10 *keV*.

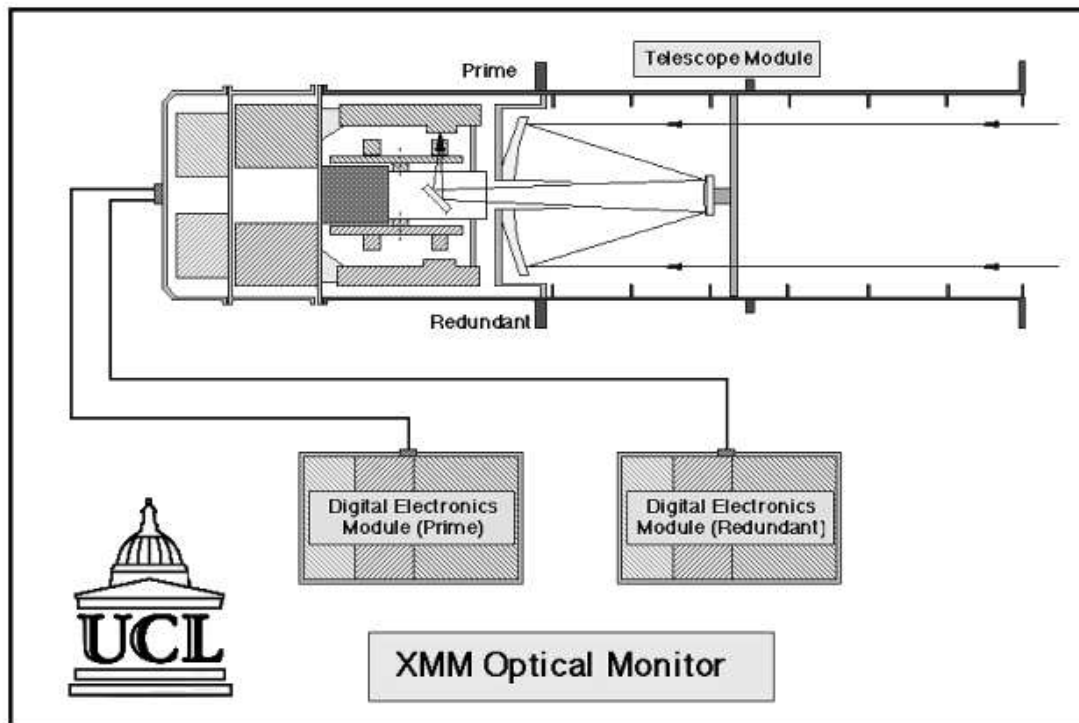


FIG. 4.9: Schéma du télescope de l'OM (ESA, web).

#### 4.3.1 Reflection Grating Spectrometer (RGS)

Cet instrument fonctionne dans la bande spectrale de 0.35 à 2.5 keV avec un pouvoir de résolution pour l'ordre  $-1$  variant dans cette gamme entre 250 et 800. Il équipe les foyers secondaires (den Herder et al., 2001) des deux télescopes dédiés aux caméras MOS. Le faisceau lumineux y est en effet séparé en deux grâce à un dispositif à réseaux blasés (RGA) à base de silicium (645.6 lignes/mm, 0.7 deg d'angle de blase, 1.6 deg d'angle de rasance); en pratique, les réseaux sont disposés immédiatement à la sortie des modules de miroirs, à l'instar de volets vénitiens aux lamelles inclinées et séparées de telle sorte que le rapport de la section droite obstruée à celle laissée libre soit environ 50%. La transmission de ce dispositif vis-à-vis des caméras MOS est discutée plus en détail à la section 7.1.3.

Le choix de la proportion de deux caméras MOS pour une  $pn$  s'explique alors par le fait que la  $pn$  est mieux apte à faire face à tout le flux d'un télescope de part son fonctionnement rapide, tandis que les deux caméras MOS collectionnent au total (et après séparation du faisceau) un flux équivalent à celui reçu par la  $pn$ , conduisant à une statistique équivalente *in fine*. Ce système confère également une redondance du point de vue des MOS et des RGS.

Chaque spectroscopie RGS est composé d'une chaîne de neuf CCD (de type MOS face-arrière) juxtaposés. Chaque CCD est composé de  $1024 \times 768$  pixels, un pixel mesurant  $27 \mu\text{m}$  de côté. Une moitié seulement de chaque CCD est exposée à la lumière, l'intégration se faisant sur  $1024 \times 384$  pixels (zone image), l'autre moitié étant masquée afin d'y transférer les événements (zone mémoire) en vue d'une lecture par deux registres en série en bout de chaîne. Les CCD sont illuminés par l'arrière, et la face exposée est recouverte d'une pellicule d'aluminium pour réfléchir les diffusions parasites en visible et UV, mais le système ne dispose d'aucun baffle ou filtre supplémentaire. En conséquence, cet instrument se dégrade plus rapidement qu'attendu sous l'effet du bombardement de protons et de micrométéorites décrit à la section 7.3.

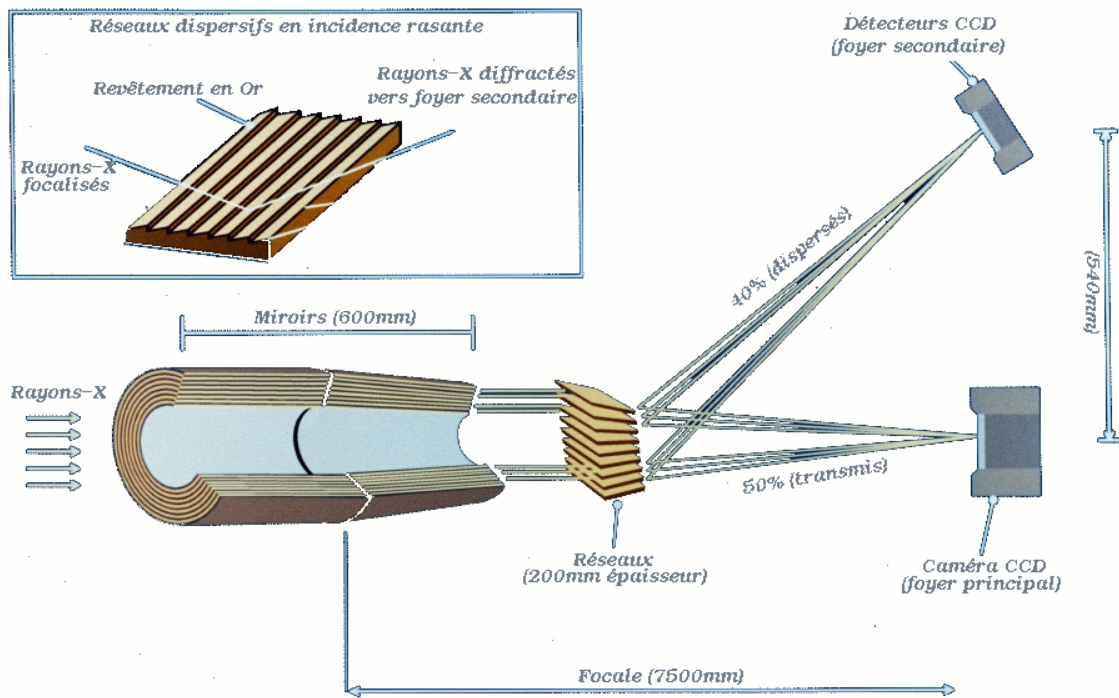


FIG. 4.10: Schéma de principe de séparation du faisceau incident entre les caméras MOS et leur spectroscopie RGS associé (ESA, web).

#### 4.3.2 EPIC encore ...

En réalité, les caméras *EPIC* sont bien plus que de simples imageurs. En effet, les semi-conducteurs sont des détecteurs pour lesquels le nombre de paires électrons-trous engendrées par un photon incident est proportionnel à son énergie (aux fluctuations statistiques près, décrites par le facteur de Fano qui dépend de cette énergie). Puisque l'on est capable de mesurer la quantité de charges associées à chaque événement (fonctionnement en mode comptage de photons), on est donc également capable de remonter à l'énergie de chaque photon. La liste d'événements produite peut ainsi contenir des informations tant spatiales que spectrales. On parle alors de spectro-imagerie en rayons-X et les caméras *EPIC* sont parmi les premières à être utilisées de la sorte.

La différence avec les CCD fournissant des images en couleurs dans le domaine visible est que ces derniers, étant obligés d'intégrer beaucoup plus longtemps (section 4.2), réalisent en pratique trois images dans trois bandes d'énergie (rouge, vert, bleu) et reconstruisent les couleurs en combinant pour chaque pixel les intensités de ces trois bandes (système RVB). Ces trois images sont obtenues soit en séparant en trois le faisceau incident vers trois CCD distincts équipés de filtres différents (dispositifs tri-CCD, coûteux), soit en divisant la résolution spatiale d'un CCD unique par trois en plaçant des petits filtres différents et alternés devant chaque pixel. Une méthode de colorisation a d'ailleurs pu être utilisée avec les caméras *EPIC* pour produire des images en fausses couleurs en associant arbitrairement trois bandes d'énergie de sa gamme de sensibilité à une échelle de couleurs ; les événements étant caractérisés individuellement, il est en effet facile *a posteriori* de les regrouper en trois bandes d'énergie.

#### 4.3.3 EPIC : reconstruction de l'énergie

L'énergie d'un événement est donc dans un premier temps le résultat du comptage analogique des charges. L'événement est enregistré dans le canal numérique correspondant (*Pulse*

*Height Analyzer energy* ou *PHA*). La conversion en unités d'énergie physique (*Pulse Independent energy* ou *PI*) s'effectue alors selon une relation linéaire :

$$PI(eV) = g \cdot PHA(\text{canal}) + o \quad (4.1)$$

dont les coefficients  $g$  et  $o$  sont réajustés régulièrement en vol sur la raie d'émission d'une source interne d'énergie connue ( $^{55}Fe$ ).

Le gain  $g$  représente donc la conversion de base entre les unités arbitraires de l'électronique (*Arbitrary Digital Units* ou *ADU*) et une unité physique d'énergie (ici, l'électron-volt ou  $eV$ ). L'ordonnée à l'origine (ou *offset*)  $o$  a entre autres pour origine l'inefficacité du transfert de charges (*Charge Transfer Inefficiency* ou *CTI*), c'est-à-dire le fait que des impuretés dans le matériau et/ou des pixels déficients peuvent piéger une fraction des charges produites par un événement. Sans correction de cet *offset*, l'électronique de bord dériverait des énergies systématiquement trop faibles. Avec le vieillissement du détecteur au sein d'un environnement de haute énergie (bombardement de rayons cosmiques), le piégeage augmente et la *CTI* ne peut qu'augmenter. Enfin, les coefficients  $g$  et  $o$  sont à déterminer pour chaque chaîne électronique (une par *CCD MOS*, une par colonne pour chaque *CCD pn*).

#### 4.3.4 EPIC : motifs des événements

Sur les caméras *MOS*, il faut également tenir compte de la dispersion des charges sur plusieurs pixels pour reconstruire correctement l'énergie du photon incident. On peut classer les différents motifs (ou *patterns*) de dispersion, en cherchant parmi un groupe de pixels adjacents et contenant des charges quels sont ceux qui en contiennent un nombre supérieur ou égal à un certain seuil. La valeur de ce seuil a été réglée et vérifiée empiriquement pendant les étalonnages au sol, puis à nouveau lors des étalonnages en vol.

La figure 4.11 présente la liste des motifs utilisée par l'électronique de bord pour l'identification des événements. Ce traitement des motifs réalisé à bord permet d'ailleurs d'optimiser la télémétrie puisque l'on ne transmet pas la description de tous les pixels, ni même de tous les pixels ayant contenu des charges, mais seulement de tous les pixels au centre d'un motif. La description de ces pixels comporte alors leur abscisse, ordonnée et énergie, ainsi que le numéro du motif et l'énergie totale des pixels périphériques au dessus du seuil (la date est une valeur commune à tous les événements d'une même trame). En pratique, la majorité des événements sont des monopixels (motif 0). Seuls les motifs numéros 0 à 12 (1 – 4 pour les doubles, 5 – 8 pour les triples, 9 – 12 pour les quadruples) se révèlent être le produit de photons-X : les charges débordent sur plusieurs pixels en général à cause d'une bouffée abondante et/ou produite à la limite de la zone déplétée (figure 4.12), ou encore d'une interaction photo-électrique initiale à la limite entre plusieurs pixels. Le motif 31 peut être dû aussi bien à des photons très énergétiques qu'à des rayons cosmiques (Turner et al., 2001) ; mais sa fraction étant marginale, il est le plus souvent ignoré. Tous les autres motifs sont principalement provoqués par le dépôt partiel d'énergie d'une particule de haute énergie sous un angle de pénétration variable, ou plus rarement par des cas complexes d'empilement de photons.

Sur les caméras *pn*, cet effet de motif de dispersion est amoindri par la plus grande taille des pixels et par le fait qu'elle soit illuminée par l'arrière. Dans le cas des *MOS* en effet, les photons énergétiques, ayant donc un fort pouvoir pénétrant, ont tendance à dépasser la zone déplétée et les charges sont alors canalisées avec une efficacité plus faible et surtout une dispersion plus grande (figure 4.12). Au contraire sur la *pn*, ce sont les photons les moins énergétiques qui sont absorbés loin de la zone de collection. D'autre part, le cycle de lecture étant plus rapide, cet instrument est moins sensible à l'empilement et donc à la confusion des motifs. Ainsi, les motifs détectés sur la *pn* se répartissent principalement en deux groupes :

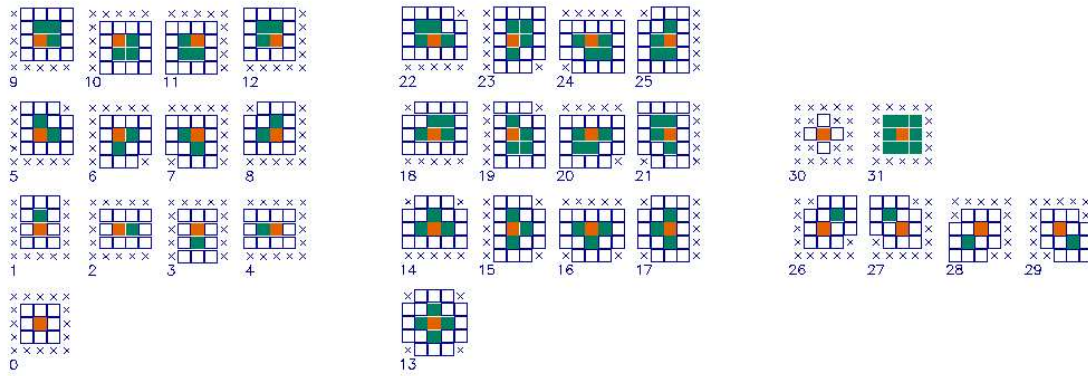


FIG. 4.11: Schémas des motifs de dispersion d'un événement sur un CCD MOS reconnus par l'électronique de bord. Les pixels colorés sont ceux au-dessus du seuil (le pixel central ayant une teinte différente); les pixels contenant un nombre de charges en deçà du seuil sont en blanc; les croix marquent les pixels non-considérés pour la validation du motif; on ne considère pas les pixels en dehors de la boîte de  $5 \times 5$  pixels (Turner et al., 2001).

monopixel (grade 0 ou motif 0) et bipixel (grade 1 ou motifs 1 à 4). Une étude de la réponse de la caméra montre en effet (Freyberg, 2002) que les motifs triples et quadruples, ainsi que les motifs invalides, sont largement minoritaires sauf en cas d'empilement très marqué (sources très intenses observées dans un mode de lecture inapproprié, pas assez rapide), ce qui prouve que ces motifs ont alors comme origine de vrais photons, mais que la fraction d'énergie ainsi ignorée par les logiciels d'analyse est négligeable en conditions normales d'utilisation.

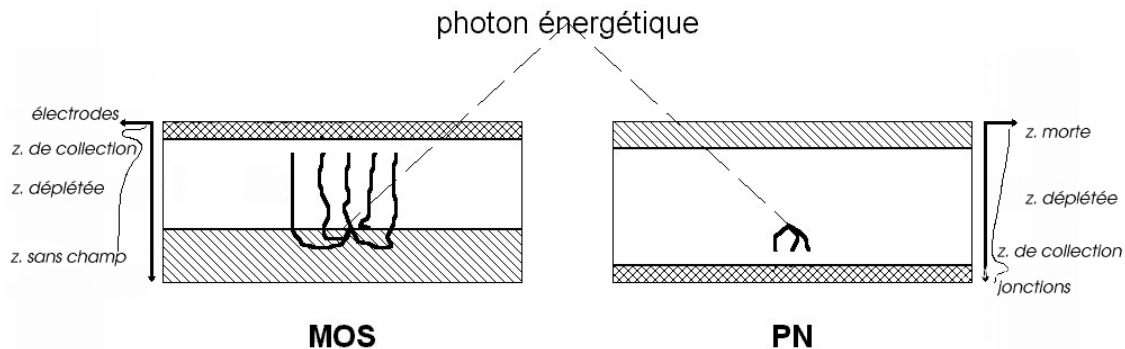


FIG. 4.12: Schéma de principe de formation d'un motif multi-pixels.

#### 4.3.5 EPIC : redistribution spectrale

De façon générale, les détecteurs fonctionnant en mode de comptage (ici, comptage de photons) sont soumis aux effets statistiques. Ainsi, le spectre d'une source monochromatique n'apparaîtra pas comme un pic de Dirac, mais aura une certaine largeur due aux fluctuations statistiques subies par le processus de détection de chaque événement enregistré dans ce spectre. La largeur de cette réponse impulsionnelle définit la résolution spectrale de l'instrument. La position du pic de réponse est définie par les coefficients de gain et d'*offset* (équation 4.1). L'inefficacité de transfert de charges, parmi d'autres effets, déplace en outre une partie des événements vers les énergies inférieures, créant un aplatissement global de la réponse accompagné d'un épaulement asymétrique. Cela explique pourquoi la dégradation d'un détecteur (contamination du semi-conducteur par des impuretés, apparition de pixels défectueux, etc.) se traduit par une dégradation de sa résolution spectrale. Un

autre phénomène important est le fait que les photons d'énergie supérieure au seuil d'absorption du Silicium ont tendance à déposer une fraction de leur énergie dans le substrat (fluorescence) avant l'interaction photo-électrique, d'où un pic principal encore plus aplati et l'apparition dans la réponse impulsionnelle d'un pic secondaire, appelé pic d'échappement (ou *escape peak*), centré sur une énergie égale à celle du pic principal minorée de la valeur du seuil d'absorption.

Au final, en regroupant les réponses impulsionnelles obtenues pour diverses valeurs de l'énergie incidente, on peut reconstruire une véritable matrice de redistribution spectrale (*Redistribution Matrix Function* ou RMF, analogue spectral en quelque sorte à la PSF ; cf. section 4.2) faisant correspondre au flux incident un spectre d'événements détectés (figure 4.13). Cette matrice se présente donc comme une matrice triangulaire, avec une diagonale de largeur égale à la résolution spectrale et une extension asymétrique due, entre autres, à l'épaulement de la redistribution et au pic d'échappement.

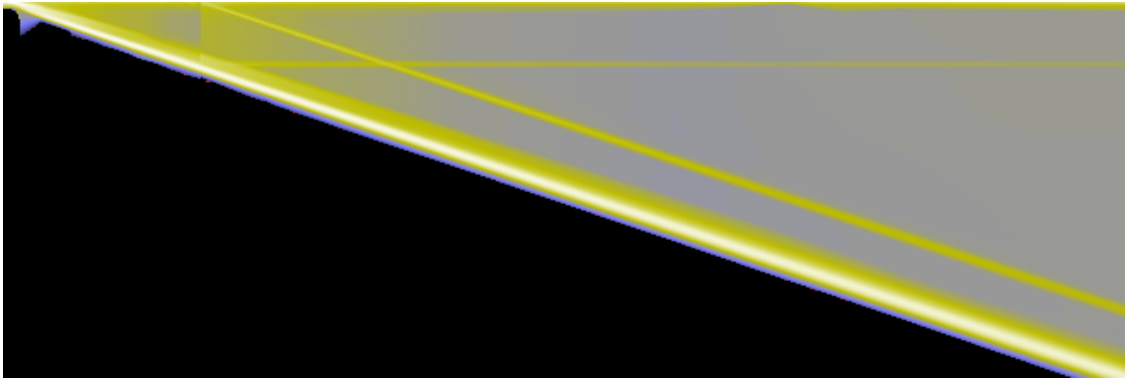


FIG. 4.13: Exemple de la matrice de redistribution en vigueur pour MOS1 depuis le 07 Novembre 2002. L'échelle d'énergie des photons incidents est en abscisse, celle des événements détectés en ordonnée. Les deux échelles varient de 0.1 à 10 keV. L'origine de la matrice (énergies minimales) est en haut à gauche (convention mathématique). L'échelle des couleurs est logarithmique, le minimum (0) est en noir, le maximum ( $\approx 0.5$ ) en blanc. On voit nettement se détacher le pic principal (en diagonal) et le pic d'échappement (parallèle au pic principal) qui apparaît pour des photons incidents d'énergie supérieure à 1.8 keV.



**Troisième partie**  
**Etalonnages au sol**





# Chapitre 5

## Le banc d'essais synchrotron

Comme il l'a été souligné au travers du chapitre précédent, la mission *XMM-Newton* est la première (table 1.2) à allier une grande sensibilité avec une large bande passante (figure 4.3). Il était donc crucial de pouvoir qualifier la réponse des instruments dans toute cette gamme d'énergie afin de pouvoir remonter à l'intensité du flux incident (section 4.2) avec une bonne précision photométrique relative (1%).

Très tôt est apparue l'extrême difficulté posée par l'étalonnage d'un télescope complet, ne serait-ce que par sa longueur focale de 7 m difficile à intégrer au sein d'un banc de test pour les hautes énergies. C'est pourquoi tous les efforts subséquents se sont concentrés sur la réalisation d'étalonnages individuels de chaque sous-système seulement, mais avec la meilleure qualité possible. Je me limiterai par la suite aux aspects attachés aux caméras *EPIC*, ceux en rapport avec les autres éléments des télescopes relevant d'autres travaux (*cf.* bibliographie).

### 5.1 Objectifs et performances nécessaires

Au début des phases de développement de l'instrument *EPIC*, dès 1994, un groupe de travail "étalonnage", composé d'instrumentalistes du consortium et de futurs observateurs issus des laboratoires associés, s'est constitué pour déterminer les mesures à effectuer afin de caractériser les détecteurs. Un premier document (Arnaud et al., 1995) décrivant les objectifs des étalonnages à réaliser au sol a guidé les choix technologiques subséquents pour le développement d'un banc de test du sous-système caméra. Ces objectifs englobaient aussi bien la qualification des détecteurs en vue des futures observations (aspect astrophysique) que l'approfondissement de la connaissance des phénomènes physiques liés à leur fonctionnement (aspect recherche & développement technologique).

Un second document (Erd et al., 1996), dressant un plan préliminaire pour l'ensemble des opérations d'étalonnage (tant au sol qu'en vol, et pour tous les instruments), a permis de suivre un fil conducteur, de façon à pouvoir comparer *in fine* les mesures avec celles des autres éléments de la chaîne optique (miroirs, réseaux *RGA* et filtres), et à réunir le tout au sein d'une base de données d'étalonnage (*cf.* section 8.1.3) utilisée tant par les logiciels d'analyse de données de vol que par le simulateur scientifique (*SCISIM*, section 8.1.4).

La table 5.1 récapitule les principaux objectifs d'étalonnage au sol dont il sera question dans les sections suivantes.

#### 5.1.1 Rendement quantique

Les tests de photométrie découlent des tests spectraux, puisque les caméras fonctionnent en mode comptage de photons. Si l'on connaît l'intensité du faisceau étalon, et si ce dernier est

TAB. 5.1: Récapitulatif des objectifs d'étalonnage au sol de l'instrument EPIC.

bande spectrale (spectroscopie)	résolution spectrale (spectroscopie)	rendement quantique (photométrie)	uniformité du champ (imagerie)
↓	↓	↓	↓
source étalon à large spectre d'émission ( $E_{eta} = 0.1$ à $15$ keV)	lumière étalon monochromatique ( $\Delta E_{eta} \ll \Delta E_{cam}$ )	flux étalon parfaitement contrôlé ( $\frac{\Delta \Phi}{\Phi} < 1\%$ )	flux étalon étendu et uniforme ( $\frac{n\sigma_{\Phi(X,Y)}}{\Phi(X,Y)} < 1\%$ )

monochromatique, alors le rapport du nombre de photo-événements détectés sur la caméra au nombre de photons incidents issus du faisceau est directement égal au rendement quantique du détecteur à l'énergie considérée. Reste donc à être capable de décrire le faisceau incident avec une bonne précision photométrique (statistique des photons à 1%) si l'on souhaite obtenir une bonne mesure du rendement.

Mais la mesure du rendement quantique sur une gamme d'énergie aussi large que celle d'*XMM-Newton* ne pose pas que le problème de la bande passante (ici 0.1 à 15 keV), mais aussi celui de la résolution spectrale du banc de test qui doit être suffisante pour permettre :

- la production d'une lumière pouvant être considérée comme monochromatique en regard de la résolution spectrale de l'instrument à étalonner lui-même (section 4.3.5), dont le pouvoir de résolution est de l'ordre de quelques dizaines d'unités, d'où la nécessité de concevoir un dispositif dont le rapport  $\frac{E}{\Delta E}$  est de l'ordre de 100 à 1000 ;
- le réglage fin de l'énergie de la lumière étalon de façon à explorer en détail les seuils d'absorption des matériaux composant les détecteurs et les filtres, qui provoquent des variations d'efficacité d'un facteur 2 (voire plus) sur une plage d'une centaine d'électronvolts.

L'exploration fine des seuils d'absorption donne en effet de bons points de repère en énergie pour la comparaison des mesures de rendement avec les modèles théoriques, l'ajustement final pouvant alors se faire sur la forme générale de la courbe de rendement. Ces allers-retours entre mesures et modèles devant permettre d'éliminer les erreurs systématiques instrumentales, et conduire à une estimation finale avec une précision absolue de l'ordre de la précision relative (idéalement 1%) obtenue d'un point de mesure à un autre.

### 5.1.2 Filtres et électronique

D'autre part, il était important de pouvoir étalonner les détecteurs en situation d'opération, c'est-à-dire en conjonction avec la roue à filtres destinée à bloquer en vol les rayonnements visibles et ultraviolets ainsi que les flux de sources trop fortes, et avec l'étage électronique de filtrage et de validation du signal à envoyer vers la télémétrie. Par une alternance de points de mesures réalisés avec ou sans les différents filtres, il apparaissait donc possible de dériver au passage les courbes de transmission des filtres. En outre, en supposant une lumière étalon effectivement monochromatique, il est également possible de mesurer la précision et la finesse de détection des caméras, c'est-à-dire de mesurer les coefficients de gain et d'*offset* pour la reconstruction en énergie (section 4.3.3) et surtout la matrice de redistribution spectrale des détecteurs (section 4.3.5).

Cela implique que le banc de test puisse générer un flux de lumière étalon pouvant s'adapter aux conditions variables d'utilisation, ainsi qu'aux variations attendues de rendement des caméras (notamment les *MOS*, cf. section 4.2) en fonction de l'énergie incidente, de manière à maintenir la statistique de comptage des photons à un niveau suffisant pour atteindre la précision voulue, sans pourtant saturer les détecteurs ni provoquer l'empilement

des événements. Le comptage de photons par un détecteur est un processus aléatoire ayant une distribution de Poisson, dont la variation statistique est égale à  $\sqrt{N}$  pour un comptage de  $N$  coups ; l'erreur est donc égale à  $\frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$  et devient inférieure à 1% lorsque  $N$  dépasse  $10^4$ .

### 5.1.3 Champ de vue

Ensuite, comme pour tout autre détecteur CCD, il est important de connaître l'uniformité de la réponse d'un pixel à l'autre, ce qui suppose que le banc de test doit pouvoir produire un faisceau de lumière étalon suffisamment étendu pour être capable d'illuminer toute la surface ( $40 \text{ cm}^2$ ) de la caméra, et lui-même très homogène, ou au moins dont les inhomogénéités éventuelles soient parfaitement connues.

### 5.1.4 Délais

Enfin, un dernier paramètre orchestrant tous les autres était le temps disponible, puisqu'entre la formation du groupe de travail et le lancement du satellite ne devaient s'écouler que 5 ans. Ce paramètre imposait essentiellement de ne pas partir de zéro pour le développement du banc de test, et de pouvoir optimiser les procédures d'étalonnage pour assurer un minimum de redondance dans les points de mesures sans dépasser les délais impartis.

## 5.2 L'état de l'art des sources de hautes énergies

### 5.2.1 Tubes-X

Par le passé, les moyens habituels permettant de générer du rayonnement-X en laboratoire étaient principalement des tubes-X : des dispositifs comparables à des tubes de télévision où un faisceau primaire (en général des électrons) vient bombarder une cible constituée d'un matériau dont l'excitation provoque une émission de fluorescence à une énergie bien déterminée, à laquelle s'ajoute un rayonnement continu de bremsstrahlung dû aux particules (ce continuum est d'ailleurs souvent filtré pour ne garder que la raie de fluorescence). Un barillet contenant des cibles de matériaux différents permet de changer d'énergie en quelques minutes. Mais comme le montre la table page 379, il aurait fallu une trentaine de cibles pour explorer la bande passante d'*XMM-Newton*, certains matériaux étant par ailleurs coûteux ou difficile à manipuler (forme gazeuse, instable ...). D'autre part, si l'on souhaite obtenir un éclaircissement suffisamment intense du détecteur afin de pouvoir étudier sa réponse avec une bonne statistique, il est nécessaire de produire un faisceau primaire suffisamment puissant pour entretenir le phénomène de fluorescence. Enfin, l'étude de la brusque variation de réponse des détecteurs autour de leurs propres seuils d'absorption (principalement Carbone, Oxygène, Aluminium et Silicium) nécessite de pouvoir faire varier lentement l'énergie du faisceau d'étalonnage, ce qui est impossible avec un tube-X.

Des essais préliminaires avec les modèles de test des caméras *EPIC* ont néanmoins été conduits en 1996 à la station de *Panter* près de Munich, Allemagne, à l'aide d'un puissant tube-X, équipé d'un tube de dérive des photons (baffle) de plusieurs centaines de mètres de long. Ces tests permirent de vérifier le fonctionnement général des instruments à certaines énergies :

- résolution spectrale, ou RMF, c'est-à-dire la dispersion des valeurs d'énergie mesurée pour les événements détectés par rapport à l'énergie des photons incidents (section 4.3.5) ;

- rendement de détection, c'est-à-dire le rapport du nombre d'événements détectés au nombre de photons incidents ;
- uniformité de champ, ou *flat field*, c'est-à-dire le fait que tous les pixels d'un même CCD aient un rendement quasiment identique.

Ils permirent aussi de repérer les premières difficultés d'opération :

- effets d'empilement et d'événements parasites (section 4.2) ;
- motifs de dispersion des charges (section 4.3.4).

### 5.2.2 Anneaux synchrotron

Un autre générateur possible de rayonnement-X est l'effet synchrotron se produisant au sein des anneaux de stockage associés à certains accélérateurs de particules. En effet, les particules chargées qui s'y trouvent en rotation subissent une variation de direction de leur vecteur vitesse et produisent donc un rayonnement électromagnétique (section 1.3.1). Certaines installations tirent parti de ce phénomène, voire sont construites expressément pour cela, et récupèrent ce rayonnement au profit d'expériences de physique des solides ou de biologie. On dispose ici d'un rayonnement continu dans une certaine bande d'énergie, dont le centre et la largeur dépendent de l'énergie totale des particules en rotation dans l'anneau de stockage, et dont l'intensité dépend du nombre de particules (ou taille du paquet). Cela peut être un inconvénient lorsqu'on souhaite étudier la réponse d'un détecteur à une énergie donnée. De plus, les lignes de lumière transportant ce faisceau de l'anneau au lieu de l'expérience subissent deux contraintes : elles doivent être hermétiques et sous vide, sinon le rayonnement-X serait absorbé par l'atmosphère, et de diamètre réduit afin de faciliter la mise sous vide. Le faisceau étant de toutes façons peu étendu selon la direction verticale (section 5.3.1), un grand diamètre n'est pas nécessaire. En conclusion, il est difficile d'intégrer un instrument volumineux au sein d'une telle expérience.

Les filtres devant équiper les caméras *EPIC* furent ré-étalonnés (Villa et al., 1998) en absolu en 1997 à la station synchrotron de Berlin (Allemagne), sur l'anneau BESSy 1 (*Berliner Elektronen Speicherring für Synchrotronstrahlung*) opéré par le *Physikalische-Technische Bundesanstalt* (ou PTB, analogue du Bureau des Poids et Mesures français). Mais les caméras elles-mêmes, trop volumineuses avec toute leur suite électronique et cryogénique, ne pouvaient y être installées.

### 5.2.3 LASERs

Les systèmes d'amplification de la lumière par émission stimulée atteignent de nos jours des énergies situées dans l'ultraviolet, mais la production de rayonnement jusqu'à une dizaine de kilo-électronvolts n'est pas encore possible. Au-delà de cette limite technologique, un faisceau LASER, cohérent et directif, n'aurait pas satisfait au critère d'extension du faisceau, et aurait nécessité des systèmes dispersifs complexes.

## 5.3 De l'art de se rapprocher d'une source idéale

La solution du générateur synchrotron, offrant la possibilité d'un spectre de rayonnement continu, s'est donc imposée comme le point de départ le plus approprié. Il s'agissait cependant de trouver une installation équipée d'un moyen de filtrage réglable en énergie et qui permettrait en plus d'accueillir des instruments volumineux en environnement cryogénique.

La Station d'Étalonnage d'Orsay a été choisie en raison de la possible synergie entre les laboratoires du LURE et de l'IAS (section 3.2.3). Ils réunissent en effet, au sein du campus universitaire d'Orsay, un laboratoire synchrotron disposant de deux anneaux de stockage

(section 5.3.1) et un hall de métrologie équipé de simulateurs spatiaux, dont un de très grand volume (section 5.3.2).

Les sections suivantes décrivent sommairement le banc d'essai synchrotron réalisé et utilisé pour les étalonnages au sol des caméras *EPIC* à Orsay. Une description plus approfondie est donnée par Dhez et al. (1997), Jourdain (1998) et Hainaut (1999).

### 5.3.1 Le laboratoire synchrotron du LURE

L'installation synchrotron d'Orsay, sous l'autorité du Laboratoire pour l'Utilisation du Rayonnement Electromagnétique (LURE), consiste en un accélérateur linéaire pouvant injecter des particules dans un des deux anneaux de stockage : SACO (Super Anneau de Collision d'Orsay) ou DCI (Dispositif de Collision dans l'Igloo). Historiquement, la construction de l'accélérateur linéaire a débuté dès 1955, suivi par un premier anneau collisionneur (ACO) qui entra en service en 1965. Le deuxième anneau (DCI) fut construit entre 1972 et 1975, sous un bâtiment en forme d'igloo, afin d'étudier des collisions électron-proton. Depuis 1986, toutes les installations sont uniquement dédiées à la production et l'utilisation du rayonnement synchrotron. En 1987, un nouvel anneau de stockage (SACO) remplaça le premier (ACO) devenu obsolète.

L'accélérateur linéaire, long d'une centaine de mètres, fonctionne sur le principe suivant : des électrodes sont disposées tout au long d'un banc d'accélération et sont polarisées de façon opposée deux à deux ; une particule chargée se trouvant entre deux électrodes se voit donc repoussée par l'électrode de même signe et attirée par celle de signe opposée ; lorsque cette dernière est atteinte par la particule, la polarisation des électrodes est brusquement inversée de sorte que le processus se répète jusqu'au bout de l'accélérateur. Il est opérationnel 24 heures sur 24, hormis une pause de deux mois en hiver (en raison du coût de l'électricité) et un mois en été (pour maintenance).

L'anneau DCI est en charge en continu du lundi soir au vendredi dans la nuit. Une injection pendant le week-end permet de le recharger. L'anneau SACO subit une ré-injection deux à trois fois par jour (matin, midi et/ou soir ...). Il est disponible du mardi matin au vendredi soir, de neuf heures du matin à deux heures la nuit suivante, sauf pendant les ré-injections diurnes (environ 1 h à chaque fois).

Les anneaux sont en réalité constitués de sections droites et de coudes. La lumière synchrotron est produite lors de la déviation des particules chargées, injectées dans les anneaux à une vitesse relativiste, par un champ magnétique disposé à chaque coude des anneaux. On obtient, tangentiellement à la trajectoire, un faisceau (figure 5.1) très directif, une sorte de nappe peu ouverte verticalement, la lumière y étant polarisée et ayant un profil d'intensité gaussien. Cette anisotropie est directement liée au fait qu'il n'y a pas une seule particule en rotation dans l'anneau, mais un paquet de densité spatiale gaussienne avec une largeur à mi-hauteur plus grande selon l'axe de propagation que selon les axes perpendiculaires.

La taille modeste des anneaux relativement à l'énergie des particules (table 5.2) permet d'atteindre une forte intensité de rayonnement ( $10^{10}$  à  $10^{12}$  *photons/s/arcmin<sup>2</sup>*), supérieure de plusieurs ordres de grandeur à ce que l'on peut obtenir avec un tube-X. En outre, la divergence du faisceau étant inversement proportionnelle au facteur de Lorentz (rapport de l'énergie totale à l'énergie de masse au repos), des particules de grande vitesse génèrent un rayonnement si concentré que seuls certains lasers parviennent à émettre un flux supérieur. Une source synchrotron fait aussi partie des sources pulsées, comme la plupart des lasers, dont la période dépend de la séparation des paquets ; la durée de l'impulsion étant liée à la taille du paquet de particules (ici, de l'ordre d'une dizaine de nanosecondes).

La décroissance exponentielle dans le temps de l'intensité du faisceau est en théorie très stable, car elle est reliée à la charge de l'anneau qui est parfaitement connue. L'usage de po-

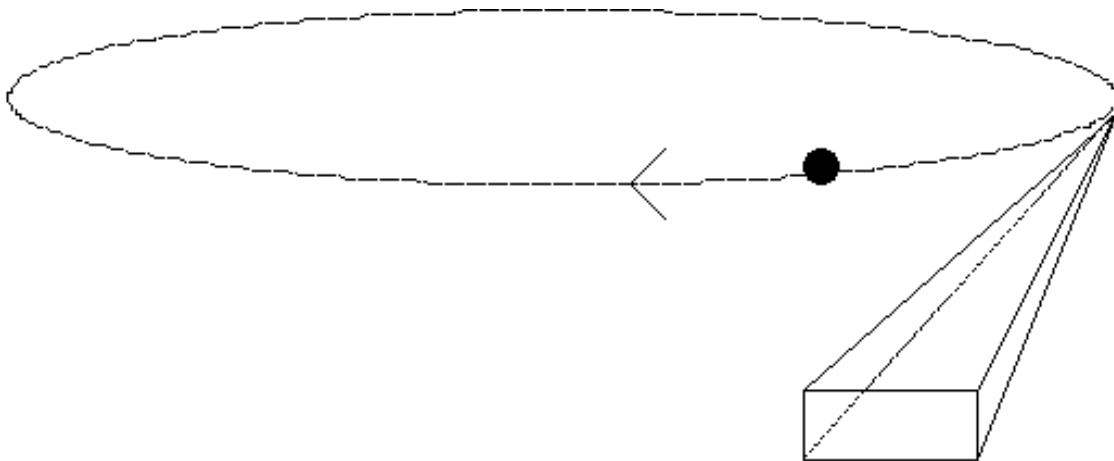


FIG. 5.1: Schéma de principe du rayonnement synchrotron.

TAB. 5.2: Description des anneaux de stockage SACO et DCI.

	SACO	DCI
Energie totale des positrons	0.80 GeV	1.85 GeV
Période de l'anneau	240 ns	315 ns
Courant maximal	400 mA (24 paquets)	300 mA (4 paquets)
Durée de vie des positrons	9 h	150 h
Energie critique du faisceau	0.68 keV	3.99 keV
Divergence du faisceau	2.2 arcmin	0.95 arcmin

positrons permet ici de minimiser les baisses soudaines d'intensité. En effet, toute l'installation fonctionne sous ultra-vide ( $\approx 10^{-11}$  atm) afin de limiter les collisions entre les particules en rotation et les molécules du gaz (air) très ténu, qui reste dans les anneaux malgré le pompage. Mais ce milieu très dilué se trouvant dans une ambiance de très haute énergie est globalement plutôt ionisé (chargé positivement), et des électrons injectés dans l'anneau auraient alors tendance à attirer les ions vers eux (et non l'inverse en raison de la grande énergie cinétique des particules), provoquant une perturbation des caractéristiques diélectriques de la cavité constituée par l'anneau, modifiant les régimes de stabilité de leur propagation et augmentant les chances de collision. Les positrons, chargés positivement aussi, auront plutôt tendance à repousser ces ions ambiants, préservant ainsi leur milieu de propagation. Ces positrons sont obtenus après bombardement d'une cible de tungstène par des électrons primaires accélérés dans une première section de l'accélérateur, puis sont eux-mêmes accélérés dans la deuxième section de l'accélérateur jusqu'à injection dans l'un des anneaux. L'anneau DCI est également équipé d'un dispositif auxiliaire d'accélération qui permet de presque doubler l'énergie des particules injectées, puis de compenser par la suite leur perte d'énergie par rayonnement, ce qui explique leur durée de vie plus longue.

Ces deux anneaux de stockage permettent ainsi à eux deux de couvrir une bande spectrale suffisamment large pour satisfaire aux objectifs d'étalonnage (figure 5.2), tout en assurant un faisceau intense. La compétence d'une équipe du LURE en optique des rayonnements de hautes énergies permettait également d'envisager le développement d'un système finement réglable de sélection d'énergie, un monochromateur (section 5.3.2), afin de pouvoir échantillonner correctement cette bande spectrale, en particulier autour des seuils d'absorption des détecteurs. L'anneau DCI aurait pu suffire à couvrir cette gamme, mais la technologie de filtrage en énergie du faisceau diffère de part et d'autre de 1 keV, en outre la fenêtre de Béryllium permettant d'isoler la ligne DCI de l'ultra-vide régnant dans l'anneau de stockage imposait une limite inférieure de transmission de l'ordre de quelques centaines d'eV. Tou-

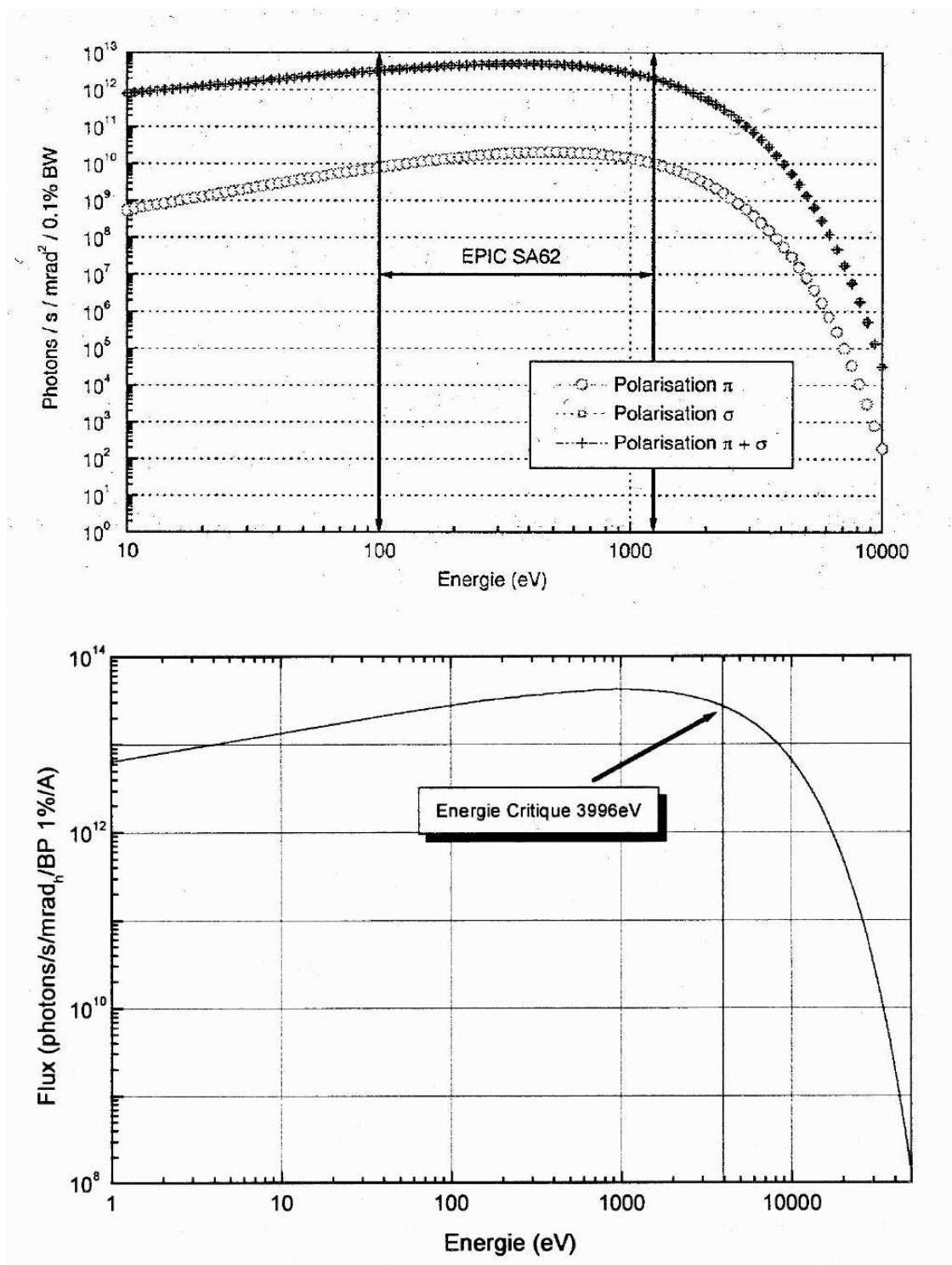


FIG. 5.2: Bande passante (en eV) des anneaux synchrotron, SACO en haut (Hainaut, 1999) et DCI en bas (Jourdain, 1998).



tefois, l'utilisation de deux lignes indépendantes a permis de diviser la charge de travail en deux et d'optimiser les procédures d'étalonnage (une ligne en fonctionnement, l'autre simultanément en cours de réglages).

### 5.3.2 La Station d'Etalonnage de l'IAS

L'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS) fut constitué en 1990 à partir d'un regroupement de plusieurs équipes d'astrophysique observationnelle, et s'est implanté sur le site de l'Université Paris-Sud à Orsay dès 1991, avec un bâtiment d'expérimentation nommé "Station d'Etalonnage". Y sont regroupés un ensemble de six simulateurs (figure 5.3), que l'IAS met à la disposition des missions nécessitant des tests sous conditions spatiales. Cette station bénéficie de la proximité du LURE, qui lui permet de prolonger des lignes de lumière en provenance des deux anneaux de stockage jusque dans les cuves cryogéniques de son hall de métrologie, sur le modèle de celle qui a été utilisée entre 1992 et 1994 pour l'étalonnage d'un instrument d'observation en ultraviolet destiné à voler à bord du satellite *SoHO* (première pierre angulaire de l'ESA, dédiée à l'observation du Soleil, lancée en 1995 et toujours en service). La compétence de l'équipe de l'IAS en matière de prise en charge d'instrumentation, notamment les caméras CCD, en conditions spatiales (à basse température et sous vide) avait été également démontrée lors de l'étalonnage des détecteurs destinés à voler à bord du satellite *ISO* (mission intermédiaire de l'ESA pour l'observation du ciel en infrarouge, lancée en 1994 et terminée un peu plus de deux ans plus tard après épuisement de son fluide cryogénique).

Le développement des lignes de lumière, destinées à traiter les faisceaux étalons jusqu'au simulateur abritant les caméras, a débuté en 1995. Leur principe général consiste à diriger et refocaliser le faisceau synchrotron grâce à des miroirs travaillant en incidence rasante et à le filtrer en énergie grâce à des systèmes monochromateurs. L'absorption par l'air des rayons-X oblige à opérer ces lignes sous vide poussé ( $10^{-10}$  atm, réalisé par des pompes turbo et ioniques réparties tout le long). Des vannes de sécurité automatiques sont installées à intervalles réguliers, afin de limiter la propagation d'une fuite éventuelle.

Les lignes de lumière convergent dans une grande cuve à vide multi-usages : le simulateur Jupiter. Ce dernier est installé au milieu de la salle blanche (classe 100000, c'est-à-dire affichant un taux moyen de poussières de plus de  $1 \mu\text{m}$  de diamètre inférieur à  $10^5 \text{ pied}^{-3}$ , un pied étant égal à  $30.48 \text{ cm}$ ) de la Station d'Etalonnage, sous une tente à air conditionné (classe 1000). D'un volume utile de  $23 \text{ m}^3$  pour  $2 \text{ m}$  de diamètre, la cuve Jupiter est montée sur un dispositif antivibrationnel pour amortir les vibrations dues aux systèmes de pompage et à la circulation piétonne environnante. Elle est également équipée de différentes pompes à vide permettant de passer de la pression atmosphérique à  $10^{-5}$  atm dans un premier temps (pompes "Edwards"), puis à  $10^{-8}$  atm dans un second temps (pompes ioniques et pompes turbo), au bout d'une heure environ ; enfin une batterie de cryopompes prennent le relais pour atteindre  $10^{-10}$  atm après quatre heures supplémentaires de pompage. L'étape la plus longue est celle de l'étuvage préalable du volume à pomper, à une centaine de degrés et pendant plusieurs heures, afin de le dégazer et de pouvoir atteindre les pressions les plus basses. Y sont également disponibles différents systèmes cryogéniques et de contrôle de la contamination (particules parasites pouvant être dues au dégazage des instruments mis sous vide, à des fuites de fluide cryogénique ou à l'ionisation sous l'effet des rayons-X en provenance des lignes).

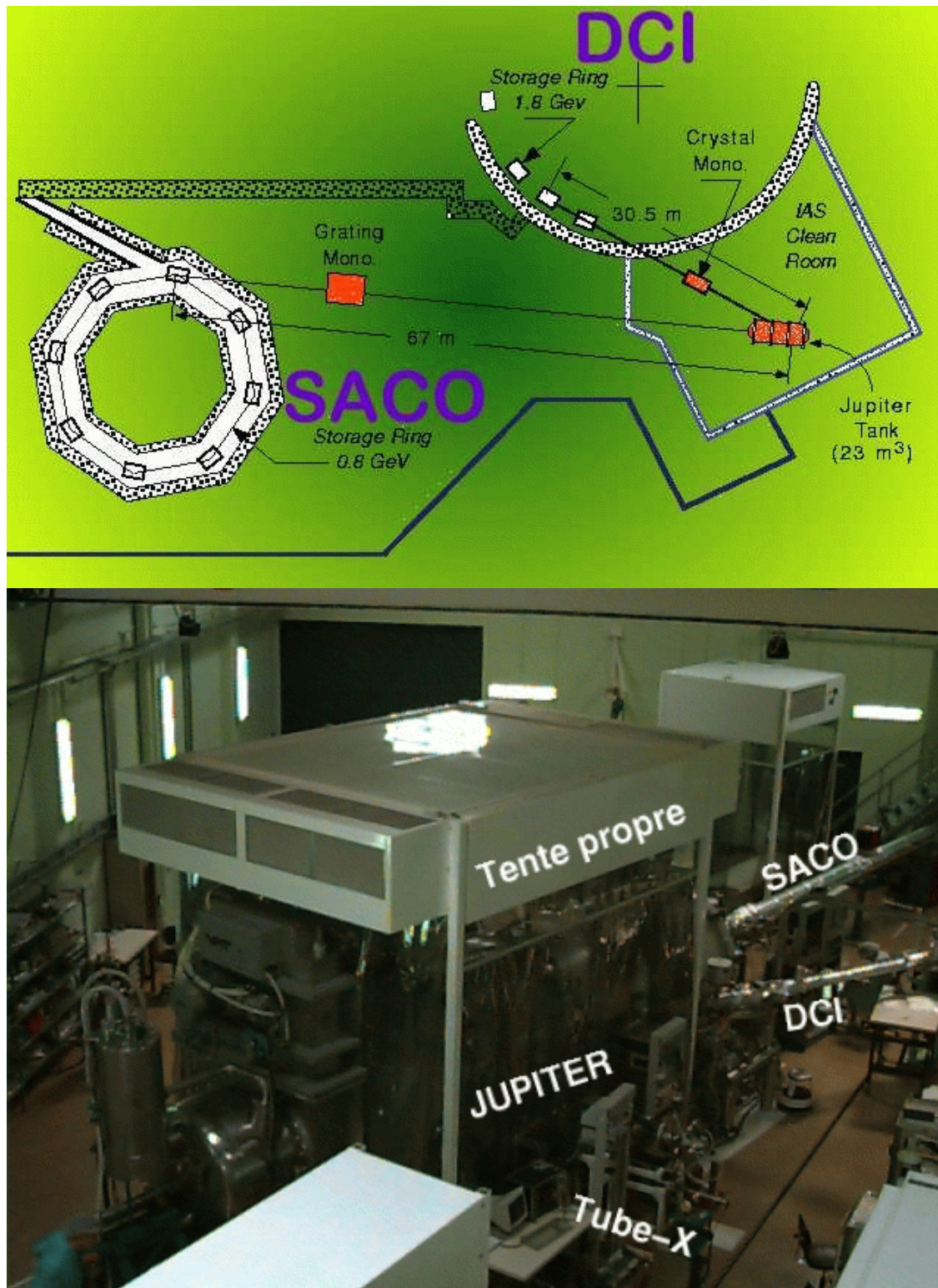


FIG. 5.3: La Station d'Etalonnage et son principal simulateur (Jupiter) à la jonction de deux lignes (SACO et DCI) de lumière : plan général des installations (LURE et IAS) en haut et photographie de la tente propre abritant le simulateur (Jupiter) en bas (IAS, web).

### 5.3.3 La ligne SACO

Une façon directe de sélectionner une longueur d'onde au sein d'un rayonnement à spectre continu est d'utiliser un système dispersif. Sur la ligne SACO (figure 5.4), le monochromateur est constitué par un réseau plat holographique, plongé dans le faisceau sous incidence rasante. En fait, quatre réseaux de gravures différentes (225, 450, 900 et 1800 *traits/mm*) et de natures différentes (platine, verre, nickel et platine respectivement) sont montés sur un barillet rotatif; la commutation d'un réseau à l'autre permet d'explorer efficacement la plage d'énergie de 0.1 à 1.2 *keV*, la sélection fine dans la bande passante associée à chaque réseau s'opérant par une simple rotation afin de faire varier l'angle d'incidence. Ce monochromateur est situé à 22 *m* de l'anneau de stockage et à 45 *m* de la cuve Jupiter. Un jeu de miroirs également en incidence rasante, situés avant et après le monochromateur permettent de focaliser le faisceau une première fois sur le réseau puis ensuite sur la caméra dans la cuve.

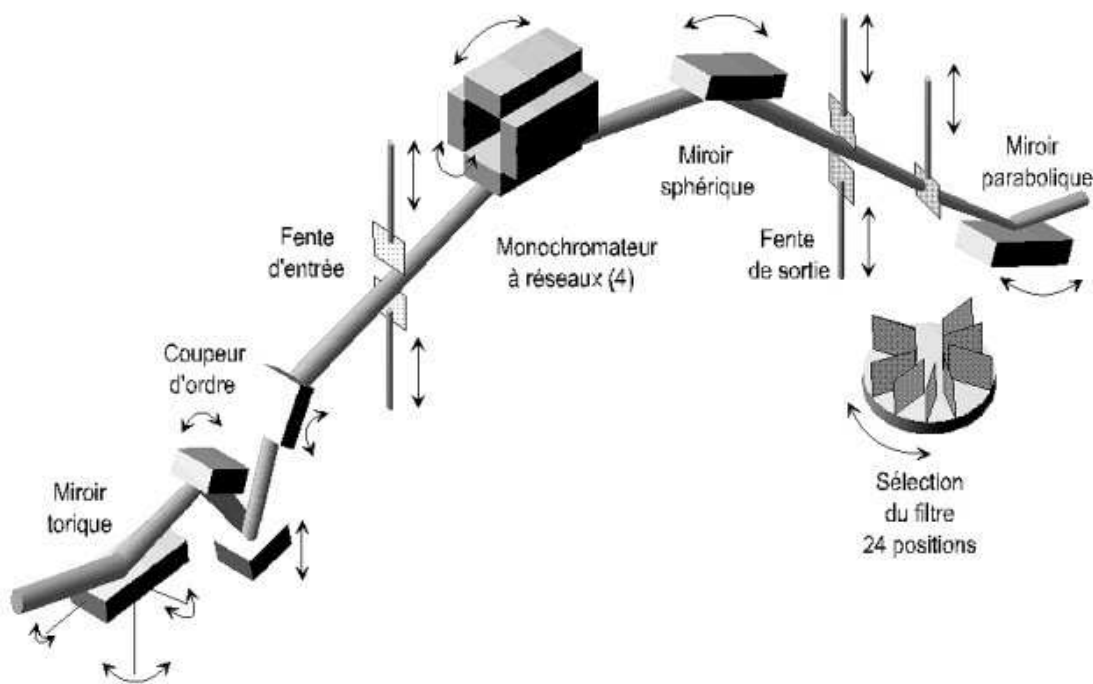


FIG. 5.4: Schéma de principe de la ligne SACO (Hainaut, 1999).

### 5.3.4 La ligne DCI

Le faisceau issu de l'anneau DCI étant beaucoup plus étendu, un travail de redimensionnement (miroirs et fentes) a été nécessaire sur les 20 premiers mètres de ligne (figure 5.5) en amont du monochromateur. Ce dernier est cette fois basé sur un couple de cristaux travaillant à l'angle de Bragg. Comme pour le monochromateur de SACO, les cristaux peuvent en fait être choisis parmi quatre paires de natures différentes et montées sur barillet, afin d'explorer complètement la plage de 1.48 à 15.0 *keV*. A nouveau, le réglage fin s'obtient par variation de l'angle d'incidence réalisée par une rotation globale de toute la table supportant la paire de cristaux, l'axe du moteur étant colinéaire à la surface du premier cristal. Deux moteurs en translation permettent de réajuster la position du second cristal par rapport au premier, de façon à recollimater le faisceau sur la caméra dans la cuve, 16 *m* plus loin. La stabilité et la reproductibilité de positionnement de ces moteurs devait permettre de maintenir le faisceau quasiment fixe (à 10 *arcsec* près) lors d'une série de changements d'énergie, évitant ainsi

de reconfigurer à chaque fois l'instrumentation au sein de la cuve. La résolution spectrale atteinte dépend du cristal utilisé, mais varie entre 3000 et 20000 dans la plage d'énergie de travail.

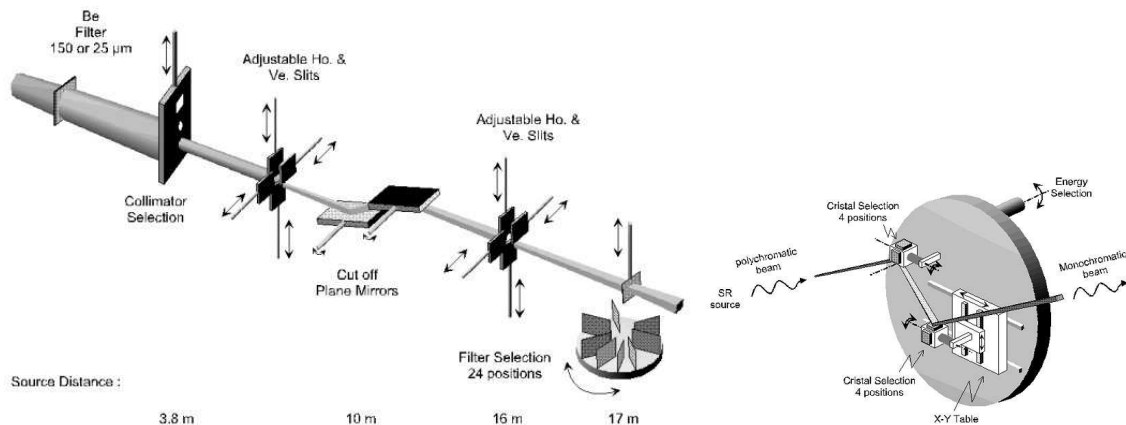


FIG. 5.5: Schéma de principe de la ligne DCI (Jourdain, 1998).

### 5.3.5 Le MOGSE

La caméra est installée sur un support motorisé (*Mechanical and Optical Ground Support Equipment* ou MOGSE) au sein de la cuve Jupiter. En contact avec un système cryogénique, elle est refroidie à  $-160^{\circ}\text{C}$  pendant les opérations, afin de limiter le bruit d'origine thermique (courant d'obscurité des CCDs).

Le MOGSE a été complètement sous-traité aux industriels italiens *LABEN* (pour la mécanique) et *Carlo Gavazzi Space* (pour l'électronique), puis intégré dans la cuve Jupiter en 1997. Les besoins spécifiques à satisfaire étaient les suivants :

- le faisceau synchrotron n'étant étendu que dans la seule direction horizontale, la plateforme verticale supportant les détecteurs devait permettre un mouvement alternatif de haut en bas, sur de longues durées, afin de balayer toute la surface de la caméra ; le moteur de translation devait donc afficher un débattement vertical minimum de  $75\text{ cm}$  (diamètre du champ de vue des caméras, cf. table 4.1), une vitesse de déplacement du support de  $75\text{ cm} \cdot \text{trame}^{-1}$  (pour balayer toute la surface de la caméra en un seul cycle de lecture) et supporter la masse totale du système (caméra + électronique + cryogénie,  $\approx 200\text{ kg}$ ) pour un encombrement d'environ  $1\text{ m}^3$  ; à l'inverse, réaliser un système de déviation du faisceau de façon à réaliser ce balayage sur une caméra fixe paraissait plus difficile encore, car cela supposait de rajouter un système de miroirs en incidence rasante au réglage fin, introduisant une nouvelle perturbation du faisceau et des risques de variation d'intensité (liée au mouvement des miroirs) pendant la mesure ;
- le faisceau étant d'ailleurs supposé inhomogène en sortie de ligne après passage à travers le monochromateur, les collimateurs et atténuateurs, un petit détecteur absolu devait permettre une vérification de l'intensité efficace du faisceau juste avant chaque balayage de la caméra ; le MOGSE devait donc inclure un second support, en amont de celui de la caméra, également motorisé en translation verticale et horizontale afin de pouvoir aligner le détecteur dans le faisceau pour la mesure absolue, puis le retirer du champ de vue de la caméra avant chaque balayage ;
- pour homogénéiser le faisceau, un dispositif correctif sous forme de fente à profil d'ouverture variable, devait permettre de retailler la nappe synchrotron, en amont du détecteur absolu ; pour allouer plus de flexibilité au système, il fut décidé que cette fente variable devait être montée sur une troisième plateforme, indépendante des deux

- autres, et motorisée aussi dans les deux directions perpendiculaires au faisceau, afin de faciliter son positionnement par rapport à ce dernier ;
- et puisqu'il devait y avoir deux sources synchrotron différentes (les lignes DCI et SACO forment un angle de  $22^\circ$ ), plus un petit tube-X (à  $84^\circ$  de SACO, figure 5.3) d'appoint servant de source de secours et permettant de générer un faisceau pulsé et très ouvert pour quelques mesures de *flat field* et de résolution temporelle de la caméra, l'ensemble du MOGSE devait lui-même être motorisé en rotation pour s'aligner sur l'une ou l'autre de ces sources, l'axe de rotation étant situé au point commun de concours (à la hauteur près) des trois lignes de lumière ;
  - enfin, toutes ces motorisations (six translations, une rotation) devaient être complètement qualifiées pour une expérience sous-vide, c'est-à-dire ne pas dégazer de graisses, ne pas subir de contraintes mécaniques significatives sous l'effet des mouvements et/ou variations thermiques, être pilotable à distance depuis une console (*Movement Check Out Equipment* ou MOVCOE) à l'extérieur de la cuve sans générer d'interférences thermiques et/ou électro-magnétiques.

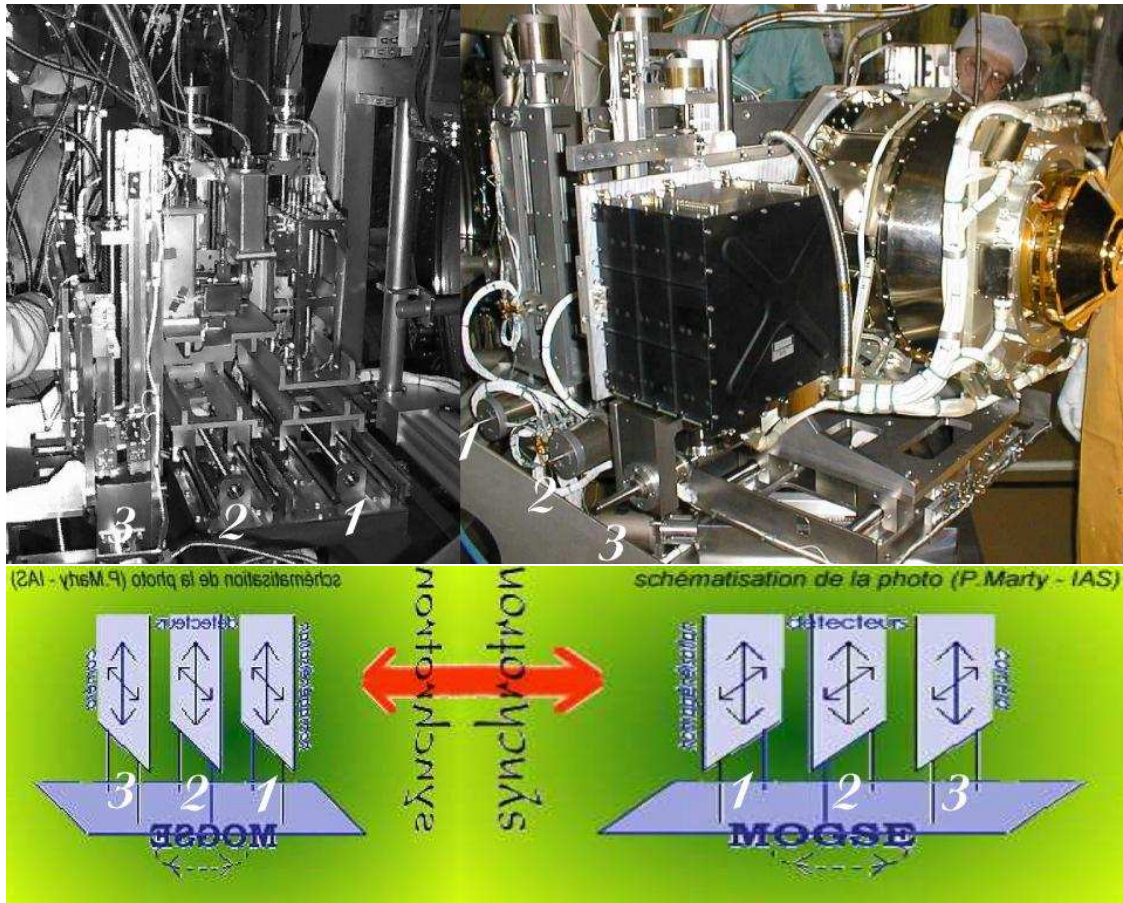


FIG. 5.6: A gauche : vue de la "rive gauche" du MOGSE avant intégration d'une caméra. A droite : vue de la "rive droite" après intégration d'un modèle de qualification MOS. Le schéma de principe du MOGSE (en bas) est orienté de façon à reproduire l'angle de prise de vue des photographies (IAS, web).

Mon premier travail au sein de l'équipe d'étalonnage, lors de mon stage de DEA, consista à prendre en main le pilotage du MOGSE, à relier la console du MOVCOE sur le réseau informatique local et à en tester le fonctionnement en conditions optimales, notamment la phase de balayage vertical pendant les premiers essais d'Avril 1997 (table 5.3). Ceci m'a amené à spécifier un cahier des charges quant aux améliorations matérielles et logicielles à apporter tant du côté MOGSE que du côté de la Station d'Etalonnage (Salvetat et al., 1997).

### 5.3.6 Les détecteurs absolus

Il était difficile de concevoir un détecteur petit (pour faciliter sa métrologie préliminaire et son installation sur le banc d'essai) et simple d'utilisation (raccord de son interface d'entrée/sortie au reste du système), possédant en outre une grande efficacité sur toute la gamme d'énergie du banc de test.

Un premier choix s'est porté vers un système commercial, distribué par *Eurysis Mesures*, consistant en une diode PIN et son électronique associée. Une jonction PIN est une évolution de la jonction *pn* où une zone non dopée (ou intrinsèque) a été insérée entre les deux régions dopées P et N, afin d'augmenter le rendement quantique. Le semiconducteur utilisé ici est un cristal de silicium dopé au lithium (*Si(Li)*), de 4 mm de diamètre et de 4.2 mm d'épaisseur. Ce système a été modifié pour pouvoir être intégré dans un cryostat conçu spécialement pour l'occasion, permettant une utilisation de ce détecteur *Si(Li)* aussi bien à pression atmosphérique (lors de tests et réglages) qu'en conditions spatiales dans la cuve Jupiter. Le cryostat est réalisé dans un bloc de 60 × 200 × 270 mm d'aluminium, refroidi par un bain d'azote liquide entourant un réservoir de charbon actif qui maintient un vide d'environ  $10^{-6}$  atm au sein du système. Les tubes de circulation d'azote sont en flexible inoxydable de 10 mm de diamètre afin de supporter les déplacements du détecteur. Pour protéger le cristal *Si(Li)* lors d'utilisation à pression atmosphérique, une valve de béryllium de 12 μm d'épaisseur et 4 mm de diamètre est placée en entrée du système. Télécommandable, elle peut être ouverte sous vide et ainsi permettre un éclairage direct de la diode (rendement alors supérieur à 0.75 au dessus de 0.9 keV). Une éventuelle contamination du cristal par dépôt peut être évaporée en ramenant le détecteur à température ambiante. Un collimateur carré, dont les dimensions ont été mesurées à l'aide d'un profilomètre (2.002 × 1.990 mm), permet d'intercepter une section bien définie et constante du faisceau. L'étalonnage absolu du rendement quantique de ce détecteur a été réalisé en corrélant des spectres obtenus sur la ligne DCI en lumière monochromatique avec ceux réalisés à la station de BESSy (Septembre 1997) à la fois en lumière blanche et derrière un monochromateur (figure 5.7).

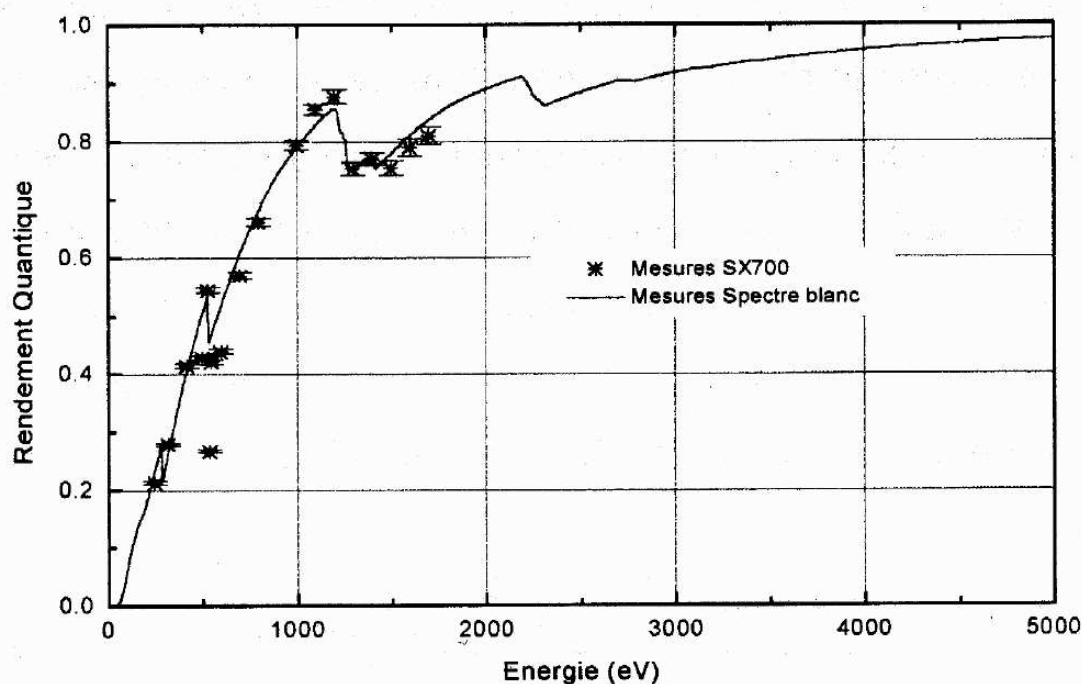


FIG. 5.7: Courbe de rendement quantique du *Si(Li)* obtenue à BESSy.

Pour les plus basses énergies issues de la ligne SACO, en particulier de 0.1 keV jus-

qu'au seuil de l'oxygène (énergies pour lesquelles le  $Si(Li)$  possède un mauvais rendement quantique, qui peut en outre être amenuisé par des dépôts de glace engendrés par le bain d'azote), il a été décidé d'utiliser aussi un compteur proportionnel à gaz (section 1.2) (*Gas Proportional Counter* ou *GPC*) comme détecteur primaire. Ce détecteur a été fabriqué pour l'occasion à partir d'un bloc de cuivre de  $30 \times 30 \times 100 \text{ mm}$ , dans lequel un cylindre de diamètre  $22 \text{ mm}$  a été creusé pour servir de chambre de détection. Ce cylindre est rempli avec un mélange Argon-Méthane (90% – 10%) à une pression de  $0.26 \text{ atm}$ . Dans l'axe du cylindre, un filament de tungstène plaqué or de  $100 \mu\text{m}$  de diamètre est mis sous tension. Un film ultrafin ( $Si_3N_4$  de  $0.15 \mu\text{m}$  d'épaisseur), déposé sur un collimateur de  $1.5 \times 1.5 \text{ mm}$ , sert de fenêtre d'étanchéité, parallèlement à l'axe du cylindre, mais décalée de  $1.5 \text{ mm}$  de sorte à éviter d'exposer directement le filament aux photons incident. Cette fenêtre réalise un compromis entre absorption minimale du flux incident et résistance maximale pour protéger le vide au sein de la cuve Jupiter. Le rendement quantique du détecteur a été déduit des modèles physiques de transmission de la fenêtre et d'absorption du gaz, puis a été mesuré par comparaison avec le détecteur  $Si(Li)$ , après que ce dernier ait été lui-même étalonné à BESSy (figure 5.8).

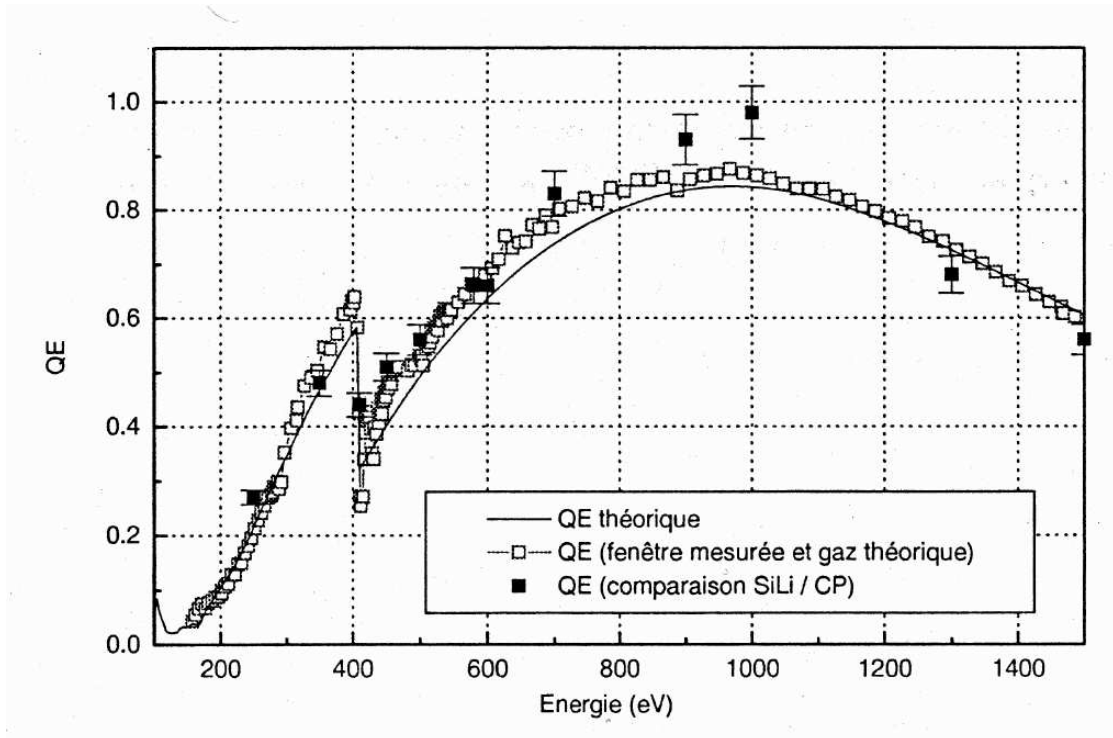


FIG. 5.8: Courbe de rendement quantique du GPC.

Ces deux détecteurs ont donc été montés sur la plate-forme centrale du MOGSE. D'autres détecteurs, tels qu'un channeltron et des photodiodes à avalanche (respectivement basés sur les principes du photomultiplicateur et du compteur Geiger ; cf. section 1.2), ont également été étudiés, mais n'ont pas été jugés suffisamment stables et/ou fiables pour être utilisés pour la métrologie absolue du faisceau. Ils ont par contre été disposés à divers endroits des lignes synchrotron afin de pouvoir effectuer des tests de positionnement ou réglages relatifs de flux, indépendamment de la cuve Jupiter, ou bien pour servir de moniteur d'état général des lignes pendant leur utilisation, leur électronique permettant notamment de travailler à très haut flux ( $10^6 \text{ coups/s}$ ).

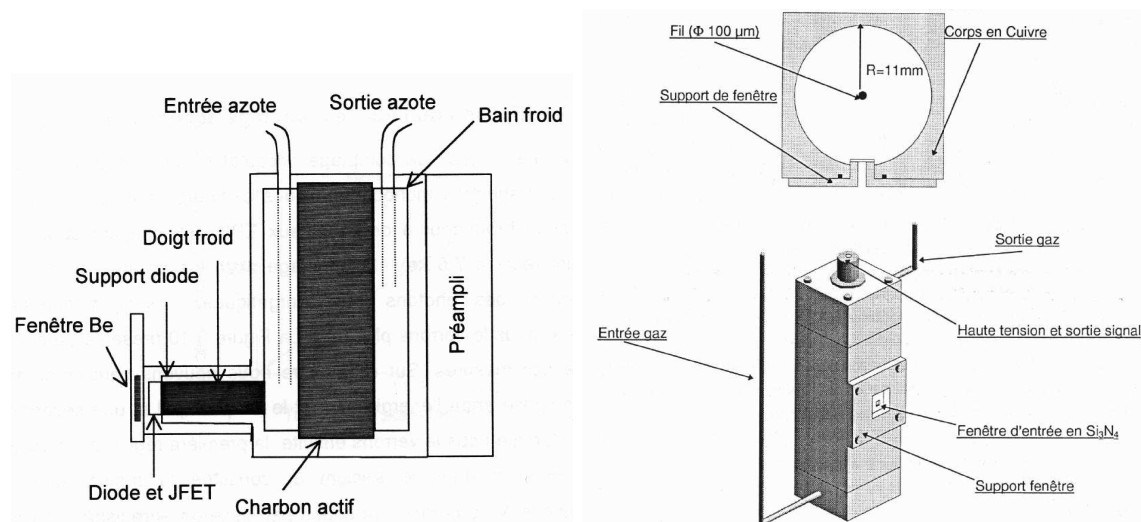


FIG. 5.9: Schémas des détecteurs de référence au sein de la cuve Jupiter : le  $Si(Li)$  à gauche (Jourdain, 1998) et le GPC à droite Hainaut (1999).

### 5.3.7 La fente variable

Le dispositif d'homogénéisation du faisceau consistait en un écran d'aluminium (5 mm d'épaisseur) percé d'une fente large (4 mm de hauteur sur 85 mm de largeur) permettant une ultime collimation du faisceau à l'entrée dans la cuve. Derrière cette fente, deux lamelles souples en molybdène (2 mm d'épaisseur) pouvaient être déformées pour modifier la géométrie de la fente (ouverture verticale et parallélisme horizontal), afin d'obturer un peu plus les zones trop intenses du profil d'intensité du faisceau, et d'ouvrir un peu plus les zones plus faibles. Le molybdène est un matériau offrant un bon compromis entre un faible dégazage sous vide, une bonne élasticité, une absorption suffisante mais une faible fluorescence en rayons-X (pour éviter les rayonnements parasites).

Les actuateurs se composaient de deux vérins motorisés (4 mm de course verticale) pour contrôler l'ouverture globale avec la lèvre supérieure, et cinq cristaux piézo-électriques (120  $\mu m$  d'élongation) équidistants le long de la lèvre inférieure pour agir finement sur le profil horizontal. En Avril 1997 (table 5.3), trois cristaux piézo-électriques seulement étaient installés.

### 5.3.8 Définition de la procédure d'étalonnage

Lors des premiers essais en Avril 1997, ils s'agissait avant tout de tester le fonctionnement des divers éléments du banc d'essais, mais aussi et surtout d'évaluer la synergie que l'on pouvait attendre entre les équipes françaises (pour le synchrotron et le traitement des données), anglaise ou allemande (respectivement pour les caméras *MOS* ou *pn*) et italienne (pour l'électronique des caméras).

### Les normes de fonctionnement

Outre nombre d'enseignements sur les communications réseaux entre les divers systèmes informatiques en présence, ces essais ont permis d'établir les valeurs de flux optimales pour chaque type de détecteur. Le plus haut flux possible permet en effet d'atteindre plus rapidement le niveau requis sur la statistique de comptage des événements, mais une limite supérieure est donnée par l'apparition des phénomènes d'empilement (section 4.2). Une marge de sécurité doit être gardée par rapport à cette limite, car en travaillant au flux



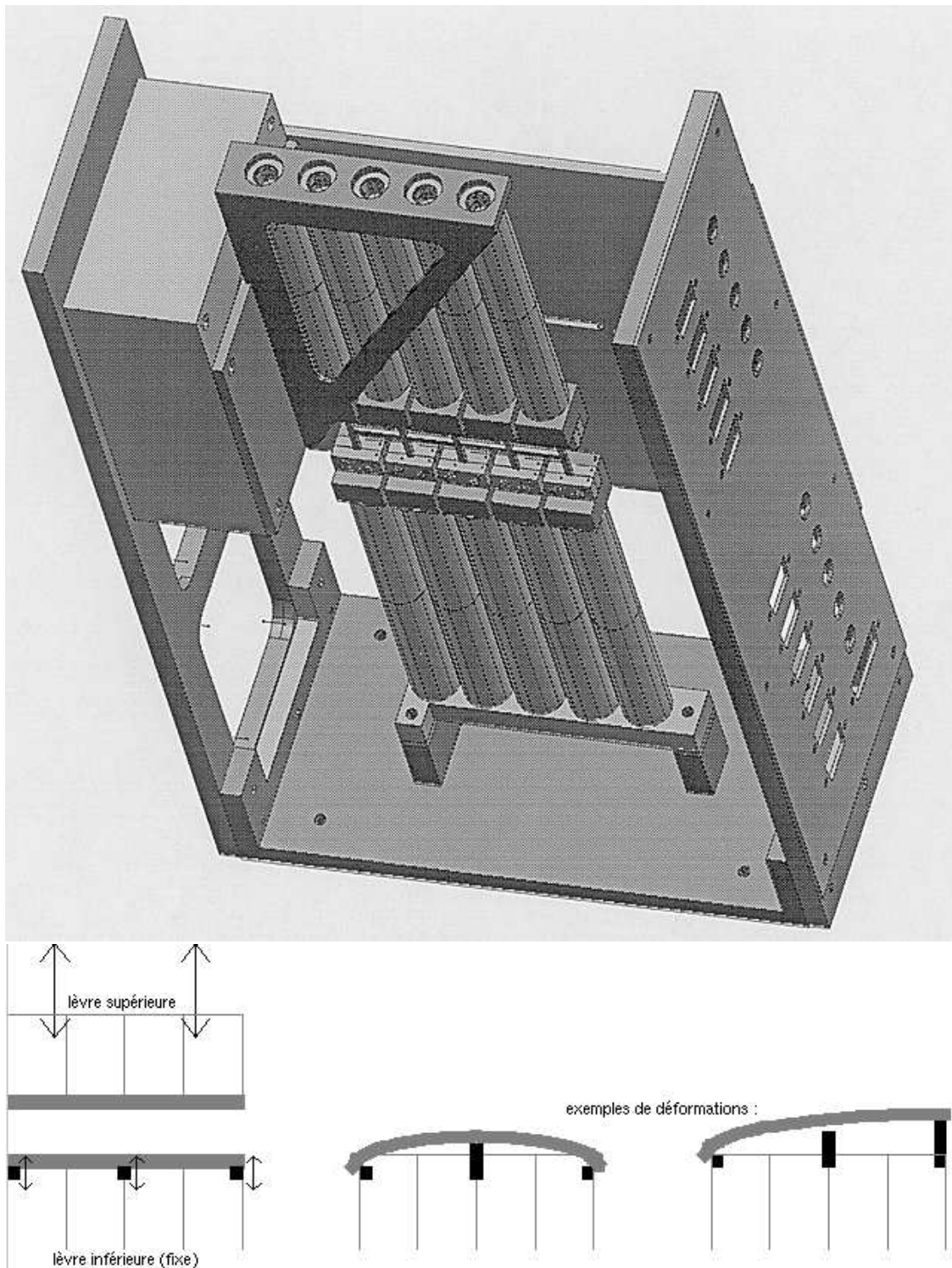


FIG. 5.10: Schémas du support de la fente variable (en haut) et du principe de correction de géométrie (en bas).

limite une inhomogénéité dans le faisceau pourrait suffire à provoquer de l'empilement sur la zone correspondante de la caméra. Les électroniques rapides des détecteurs absolus, de par leur nature "monopixel", autorisent des taux de comptages de quelques milliers de coups par secondes sur la surface de détection. On peut donc définir un flux optimal de  $10^4 \text{ coups} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2}$ . Les essais de réglage de géométrie de fente variable avaient conduit à une ouverture moyenne optimale de 1 mm. En fixant cette valeur par la suite, on peut donc exprimer le flux optimal par unité de longueur horizontale de la fente variable (*Resizing Device* ou RD) :  $10^4 \text{ coups} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}_{RD}^{-1}$ . Les limites d'empilement des caméras (section 4.2) peuvent également s'exprimer par unité de surface en tenant compte de la taille de leurs pixels respectifs, et l'on obtient une valeur moyenne commune de  $10 \text{ coups} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}_{RD}^{-1}$ . Ceci impose donc d'être capable d'atténuer le flux par un facteur 1000 (en supposant des rendements similaires entre détecteurs et caméras afin de pouvoir conserver la proportionnalité entre flux de photons et taux de comptage) si l'on souhaite réaliser deux mesures successives, en un minimum de temps, avec un détecteur absolu puis avec une caméra *EPIC*.

Compte tenu de la taille des fenêtres (1 mm en hauteur fixé par la fente variable, et 1.5 ou 2 mm en largeur pour le *GPC* ou *Si(Li)* respectivement), un temps d'intégration de l'ordre de 500 ms devait suffire pour atteindre le niveau de statistique désiré (1% à 10000 coups) à chaque position du détecteur primaire, sans provoquer d'empilement. Avec le flux réduit pour l'opération des caméras *EPIC*, ces dernières devaient quant à elles nécessiter plusieurs balayages verticaux avant d'atteindre ce niveau de statistique.

Pour les *MOS*, chacune des sept matrices CCD n'est lue que par une seule chaîne de lecture du signal. Puisque la vitesse de balayage est de l'ordre d'un diamètre focal par trame, soit 75 mm en 2.7 s ou encore 28 mm/s, un pixel est éclairé par la fente pendant 0.035 s, temps pendant lequel il aura donc compté en moyenne  $6 \cdot 10^{-4} \text{ coups}$ . Chaque CCD de  $600 \times 600$  pixels aura donc enregistré en moyenne 202 coups par balayage vertical, conduisant donc à un minimum de 50 balayages nécessaires.

La *pn* dispose par contre d'une chaîne de lecture pour chaque colonne (200 pixels) de chaque CCD. Nous avons vu (section 4.2) que dans ce cas le temps de lecture est très petit devant le temps d'intégration, rendant la synchronisation avec le balayage vertical inutile, puisque la fraction de photons atteignant la caméra pendant les temps morts est aussi très petite. De toutes façons, même en opérant la *pn* en mode *extended full frame*, il aurait été impossible de pousser la vitesse de balayage à des valeurs de l'ordre de 75 mm en moins de 0.2 s. Considérant la taille des pixels et négligeant les temps morts de lecture, chacun d'eux devait donc compter en moyenne 0.007 coups par balayage en gardant les réglages *MOGSE* utilisés pour les *MOS*. Dans ces conditions, une colonne de pixels pouvait donc intégrer en moyenne 70 coups au bout de 50 balayages (donnant 12% d'erreur statistique), soit encore 4464 coups (1.5% d'erreur statistique) en moyennant les données sur tout un CCD (64 colonnes).

### Le plan d'organisation

Suite à ces essais, j'ai tâché de coordonner les informations en provenance de chaque équipe pour établir une procédure standard devant orchestrer la première campagne de mesures en Décembre 1997 (Musso et al., 1997; Marty et al., 1997). Il s'agissait alors de l'algorithme suivant :

- a/ (3 min) phase de réglage du monochromateur à l'énergie désirée ;
- b/ (12 min) phase de réglage fin du monochromateur et de vérification du niveau de flux en sortie en présence des atténuateurs, de façon à respecter la limite imposée par la caméra ;
- c/ (7 min) phase d'homogénéisation du faisceau, comprenant :

- un profil rapide (20 positions de 500 *ms* chacune) à haut flux (sans atténuateurs) avec un détecteur absolu ;
  - une correction de géométrie à l'aide de la fente variable ;
  - un nouveau profil (80 positions) à haut flux (500 *ms* chacune<sup>1</sup>) avec un échantillonnage plus fin (satisfaisant le critère de Shannon sur la largeur de la fente compte tenu de la dimension de la fenêtre d'entrée du détecteur) ;
- d/ (9 *min*) phase de mesure absolue du faisceau (1 position de 500 *s* chacune) à bas flux (avec atténuateurs), de façon à reprojeter le profil précédemment mesuré dans les conditions d'éclairement de la caméra ;
- e/ (20 *min*) phase d'acquisition de données caméra à bas flux (avec atténuateurs), en réalisant une cinquantaine de balayages verticaux avec le MOGSE pour six positions (OPEN, THIN1, THIN2, MEDIUM, THICK, OPEN) de la roue à filtres *EPIC* ;
- f/ (9 *min*) seconde phase de mesure absolue du faisceau, identique à la phase *d*, pour vérifier le niveau de flux en fin de cycle.

Ceci conduit donc à une heure d'opération par point en énergie. Pour les mesures resserrées autour des seuils d'absorption, le monochromateur ne devant pas subir de reconfiguration importante, seules les phases *a/*, *d/* et *e/* étaient programmées, une demi-heure pouvait alors suffire par point en énergie autour d'un seuil. Les objectifs de mesures à réaliser avaient été évalués à :

- 6 seuils d'absorption (Carbone, Azote, Oxygène, Aluminium, Silicium, Etain), à raison d'un échantillonnage sur environ 35 points en énergie chacun (pas moyens de 1 à 20 *eV* sur DCI et 0.5 à 5 *eV* sur SACO) ;
- un découpage du reste de la gamme d'énergie à explorer en environ 80 points (pas moyens de 0.2 *keV* sur DCI et 0.05 *keV* sur SACO) en énergie.

Au bas mot, deux centaines d'heures d'opération étaient donc nécessaires. Or, par semaine et dans le cas idéal, le faisceau SACO n'était disponible que 57 *h* et DCI 108 *h* (section 5.3.1). Au final, la première campagne d'étalonnage fut donc planifiée sur cinq semaines (Marty et al., 1997), de façon à inclure également les temps d'intégration et de démontage de la caméra dans la cuve ainsi que les durées de pompages et mise en froid (une semaine), quelques mesures complémentaires de *flat field* avec le tube-X d'appoint (une semaine) et la possibilité de redondance en cas de pertes de temps lors des premiers réglages, incidents matériels, coupures du réseau informatique ou perte du faisceau synchrotron (une semaine).

## 5.4 Les limites rencontrées et les solutions apportées

### 5.4.1 Logistique

Dès 1997, le parc informatique de la Station d'Etalonnage comprenait déjà plus d'une dizaine d'ordinateurs (table 5.3) dédiés à l'expérience *EPIC*, sans compter les autres machines nécessaires à la logistique générale du bâtiment et du hall de mesures et des éventuelles autres expériences en cours. Avec l'arrivée des équipes anglaise, allemande et italienne, c'est une dizaine d'ordinateurs supplémentaires qu'il a fallu intégrer au réseau. Une deuxième partie de mon travail fut de faire le lien entre équipe instrumentale du consortium et équipe informatique de la Station. Pour éviter d'encombrer le hall de mesures, un maximum d'ordinateurs avaient été installés dans une salle de contrôle située à une cinquantaine de mètres de la cuve Jupiter. Il a donc fallu réorganiser les branchements réseaux de tout le bâtiment.

---

<sup>1</sup>durée d'exposition seulement, à laquelle il faut ajouter la durée totale de lecture de l'électronique et de récupération des données (de l'ordre de la seconde), ainsi que la durée de translation du détecteur vers la position suivante (à raison d'environ 1 *mm/s*) ...

Au sein de la cuve elle-même, l'accumulation de boîtiers électroniques (caméra, détecteurs, commandes MOGSE) et les deux cryostats (caméra et  $Si(Li)$ ) ont posé un problème d'encombrement de câbles et de flexibles. Malgré les précautions prises, les mouvements de balayage verticaux de la plate-forme caméra du MOGSE lors des essais d'Avril 1997 ont fini par déplacer un flexible qui est venu se placer dans le champ de vue, projetant une ombre sur la caméra. Cela a nécessité de rouvrir la cuve, avec ce que cela suppose de temps de remise à pression atmosphérique, puis de pompage à nouveau avant de relancer l'expérience.

### 5.4.2 Fonctionnement du MOGSE et du MOVCOE

Lors des tests de 1997, il fut impossible de régler précisément la vitesse de balayage verticale du MOGSE de sorte à assurer une synchronisation parfaite avec la durée d'intégration et de lecture des caméras *MOS*. Ceci principalement à cause des phases d'accélération et décélération nécessaires au système pour changer de sens de balayage, dont la durée ne pouvait être fixée par avance. Il fut donc nécessaire d'installer un dispositif de synchronisation, qui bloquait le MOGSE à la fin de chaque balayage, et attendait un signal de la part de la console de contrôle des caméras (attestant que la lecture des CCD était terminée) avant de pouvoir repartir dans l'autre sens. La mesure de la vitesse de balayage, critique pour l'analyse subséquente des données (section 6.2.1), était contrôlée par un système de sondes à effet Hall fixées sur le châssis du MOGSE et mesurant la vitesse de déplacement d'un aimant attaché à la plateforme caméra du MOVCOE. Par la suite, cette vitesse a été vérifiée *a posteriori* grâce aux données des caméras elles-mêmes, en traçant l'évolution dans le temps des coordonnées des événements puisque le faisceau n'éclairait qu'une bande de 24 (resp. 7) pixels sur les *MOS* (resp. la *pn*) à la fois.

Dans mon étude du fonctionnement du MOVCOE (Salvetat et al., 1997), j'ai pu notamment rapporter l'impossibilité de piloter à distance sa rotation globale, ainsi que le manque de gestion des interruptions et exceptions dans les interfaces de pilotage (interface graphique et interface réseau). Par exemple, la seule manière d'interrompre en urgence un mouvement en cas de problème était de réinitialiser le système ; de même en cas de déconnexion inopinée d'un client distant, il était impossible de reprendre la main en local sans réinitialiser.

J'ai également rapporté en Avril 1997 que, dès lors qu'une caméra était installée sur sa plate-forme mobile, les séquences de mouvements en allers-retours verticaux s'interrompaient au bout d'une durée apparemment aléatoire avec un message d'erreur laissant croire à un blocage du moteur. Pourtant ce dernier n'atteignait jamais ses butées. Les soupçons se portèrent alors sur une défaillance logicielle dans les échanges entre l'interface de pilotage du MOVCOE et les commandes des moteurs pas-à-pas. Pourtant, en Décembre 1997, après mise à jour du système (intégrant notamment les solutions aux problèmes évoqués au paragraphe précédent), le MOGSE a subi une avarie au bout de quelques jours d'utilisation sans problème majeur : un roulement de la crémaillère d'entraînement avait surchauffé et atteint son point de rupture, occasionnant du même coup une fuite de graisse dans la cuve. Après une intervention rapide de la *LABEN*, le diagnostic fut que les accélérations et décélérations lors des balayages étaient trop brutales compte tenu de la masse du système caméra supporté et de l'effet de porte-à-faux. La pièce fut remplacée et les réglages du MOGSE révisés à la baisse. Le dispositif de synchronisation fut alors d'autant plus vital.

Il est enfin apparu que si la précision des moteurs des plates-formes du MOGSE était réellement celle attendue (centième de millimètre), les trois plates-formes n'étaient pas réglées sur la même origine des positions. La divergence du faisceau synchrotron ne facilitant pas les choses, il était au final extrêmement difficile de recalibrer le déplacement latéral des deux détecteurs absolus par rapport à la position de la caméra. Et après intégration dans la cuve,

le positionnement relatif de chacun des CCD constituant la caméra *MOS* a fini par être lui-même remis en question. La mésaventure du flexible a probablement contribué à donner l'idée de positionner un trident sur la fente variable, dont la taille et l'espacement des trois lamelles de molybdène a été mesuré au profilomètre. L'ombre projetée des lamelles sur les plates-formes en aval du faisceau (*cf.* figure 5.11) a ainsi permis de recalibrer les positions de tous les éléments du banc de test à l'intérieur de la cuve Jupiter (Bernard et al., 1997).

### 5.4.3 Stabilité du faisceau

#### stabilité spatiale

Dans le cadre des essais d'alignement du MOGSE sur les lignes de lumière, une première mesure grossière avait été effectuée à vide (cuve ouverte), en alignant manuellement un petit LASER portatif à la jonction entre la cuve et DCI, SACO puis le tube-X. Les valeurs de la rotation du MOGSE et des translations des plates-formes ainsi obtenues permirent de localiser plus facilement et rapidement le faisceau synchrotron une fois la cuve fermée et sous-vide. Un profil vertical à l'aide du détecteur absolu *Si(Li)* conduisit à une localisation plus fine de l'altitude du faisceau, puis un profil horizontal précisa son extension réelle (figure 5.12). Cependant que ces coordonnées restèrent stables lors des changements d'énergie du monochromateur, cette procédure de relocalisation fine a dû être répétée à chaque réinjection de positrons dans les anneaux synchrotron, en particulier dans le cas de SACO. Les changements d'altitude du plan de rotation des positrons au moment de leur réinjection dans l'anneau induisaient en effet dans la cuve des déplacements verticaux du faisceau supérieurs à son épaisseur (quelques millimètres).

Les profils horizontaux firent également apparaître deux autres problèmes. D'une part la pente du profil (figure 5.12, figure 5.13) indiquait que le faisceau synchrotron issu de SACO n'arrivait pas selon un plan horizontal dans la cuve Jupiter. L'étude de ces profils devait permettre de modifier la position des divers miroirs de la ligne pour redresser la nappe de lumière, mais cette tâche se révéla plus compliquée que prévu et les résultats peu satisfaisants (Hainaut, 1999).

D'autre part, un décalage horizontal pouvait parfois apparaître entre les profils aller et retour (figure 5.12 : au bord du profil du côté des abscisses décroissantes). Des mesures à la règle micrométrique de la reproductibilité des moteurs pas-à-pas du MOGSE avaient conclues à une erreur moyenne de  $10 \mu m$  (3.33 pas-moteurs) sur une série de vingt allers-retours, excluant donc une origine mécanique. La bonne concordance du reste du profil permet également d'exclure une confusion des abscisses lors du traitement informatique des données. C'est la réponse du channeltron qui fut finalement mise en cause, sans pouvoir néanmoins identifier clairement l'origine du problème, et contribuant ainsi à n'utiliser par la suite le channeltron que comme moniteur secondaire du flux. Inversement, les mesures réalisées avec le *Si(Li)* après de petites reconfigurations des monochromateurs, mais avec un faisceau synchrotron issu de la même injection de positrons, montrent une bonne reproductibilité des profils (figure 5.13) avec moins de 1.3% de variation relative moyenne d'un profil à l'autre.

#### stabilité temporelle

En effet, l'intensité du faisceau synchrotron est connue pour décroître avec le temps : le courant s'atténue d'environ 10% par heure à cause de la dégradation progressive de l'énergie des positrons. Une telle variation devient significative (figure 5.14) sur la durée d'opération pour un point en énergie (1 h). C'est pourquoi le channeltron a été fixé sur le support du dispositif d'homogénéisation, à la même altitude que la fente, de manière à intercepter une

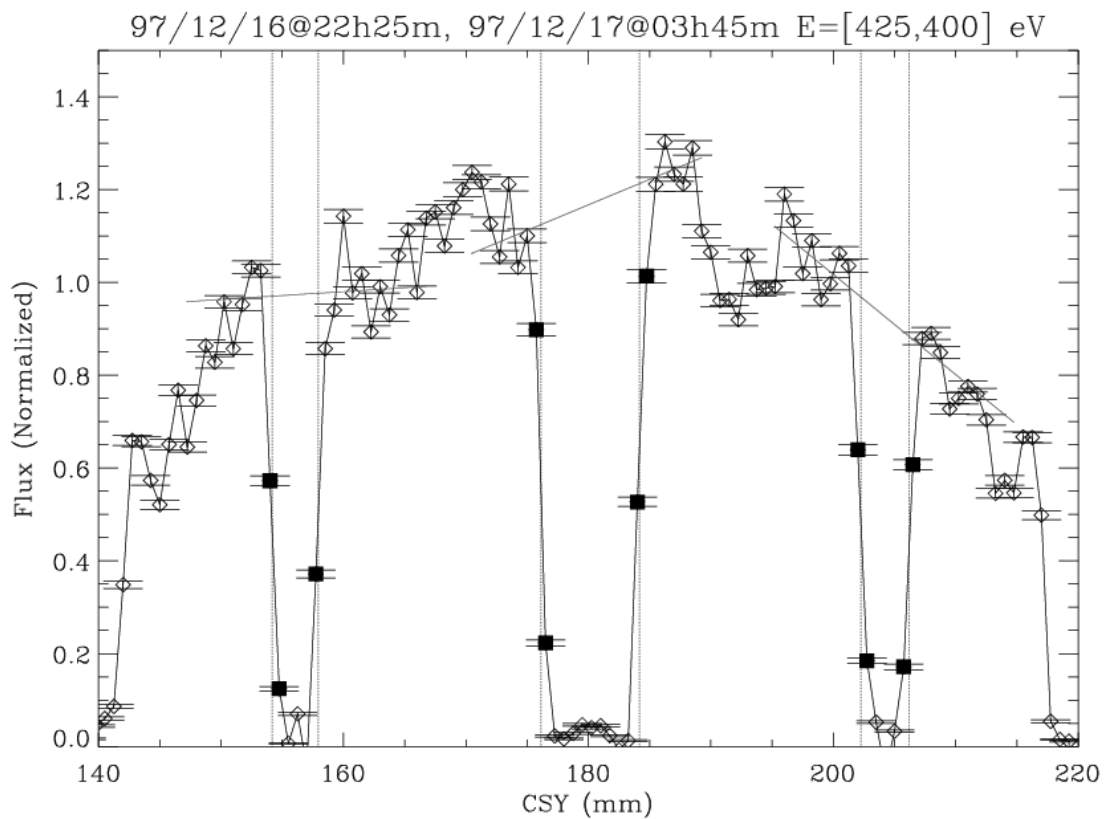
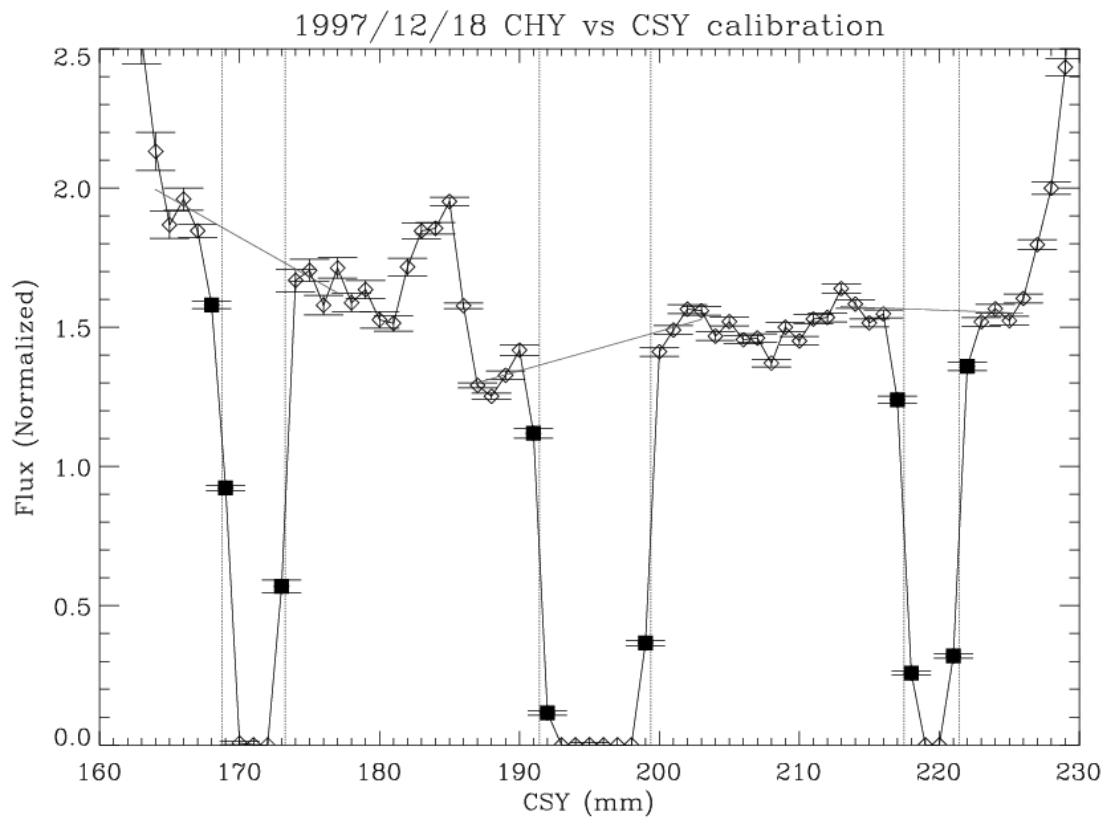


FIG. 5.11: Mesures du profil horizontal du faisceau avec le trident interposé (DCI en haut, SACO en bas).

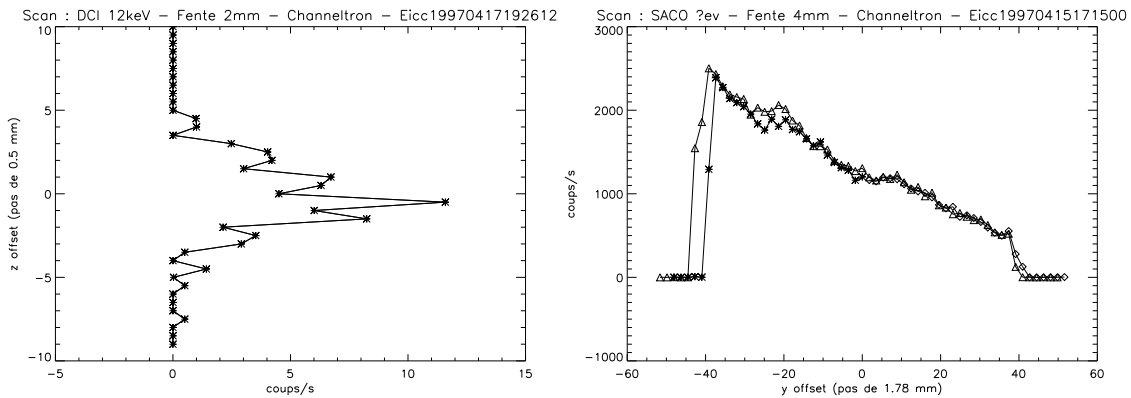


FIG. 5.12: Profils horizontal (à droite) et vertical (à gauche) du faisceau synchrotron derrière la fente variable. L'extension du profil vertical est dû ici à la convolution de la hauteur de la fente (2 mm) par celle de la fenêtre d'entrée du channeltron (3.56 mm).

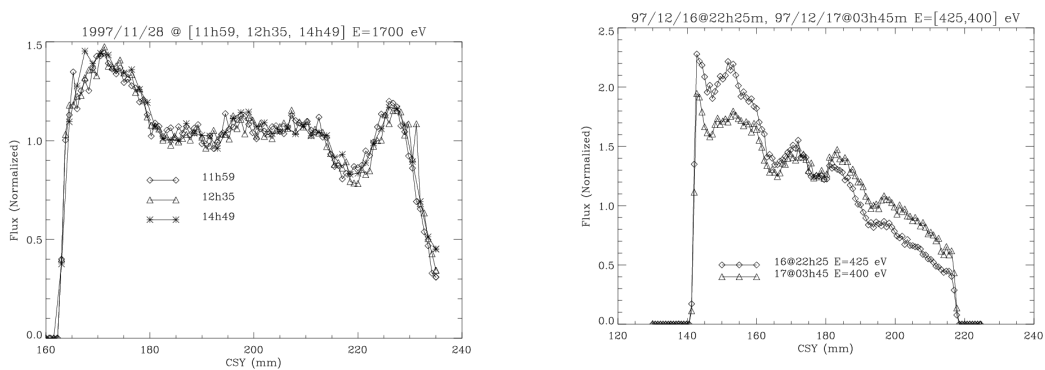


FIG. 5.13: Profils horizontaux réalisés en Décembre 1997 à l'aide du  $Si(Li)$  sur la ligne DCI (à gauche) et SACO (à droite).

extrémité du faisceau sans pour autant obstruer le champ de vue de la caméra. De même, une photodiode a été placée au niveau de la fente de sortie de chaque monochromateur. Enfin, une connexion pouvait être établie à la demande avec un ordinateur du LURE distribuant en temps réel une mesure du courant synchrotron établi dans l'anneau. Ainsi, une surveillance du flux synchrotron en continu et en temps réel pouvait être réalisée, en trois points des lignes de lumière (source, monochromateur et jonction dans la cuve), dans le but de pouvoir corriger *a posteriori* (section 6.2.1) toute variation de flux intervenue entre deux mesures absolues, pendant les mesures caméra. En pratique, le courant synchrotron a été enregistré dès 1997, mais les photodiodes n'ont été installées dans les lignes qu'en 1998, et le channeltron n'a pu être utilisé efficacement qu'à partir de la mise en place du *chopper* (*cf.* paragraphe suivant), car avant cela l'atténuation du faisceau se faisait en amont de la cuve Jupiter et le flux était alors insuffisant pour permettre un taux de comptage optimal sur ce détecteur.

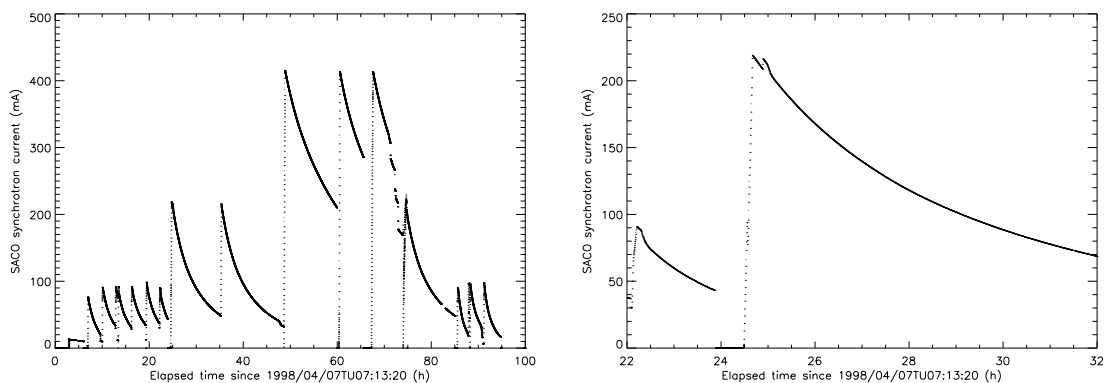


FIG. 5.14: Exemple de décroissance du courant synchrotron avec le temps.

### stabilité spectrale

Outre la finesse de la bande passante du monochromateur, la pureté spectrale d'une ligne synchrotron dépend aussi de sa capacité à limiter l'émission de flux parasite, comme la diffusion sur les miroirs, les harmoniques de diffraction sur les cristaux ou réseaux, la fluorescence des matériaux, ou encore le rayonnement émis par les diodes de contrôle des composants électronique . . . Il a été mesuré que sur l'ensemble du domaine d'énergie, les monochromateurs présentaient des défauts de pureté spectrale inférieur au pour-cent, voire au pour-mille. Cependant, le monochromateur SACO a montré en 1997 des erreurs systématiques de positionnement en énergie, dues à un mauvais alignement des réseaux. Malgré le correctif appliqué à ce problème, le réglage spectral des monochromateurs fut l'objet d'un contrôle attentif, notamment lors de la phase de configuration de la ligne (phase *b/*), mais aussi *a posteriori* en comparant l'énergie attendue enregistrée dans les carnets de bord avec le pic d'énergie des données enregistrées par le *Si(Li)* ou le *GPC* (figure 6.3 et 6.6).

#### 5.4.4 Homogénéité du faisceau

Lors des premiers essais en Avril 1997 (table 5.3), il est apparu que la commande électronique des actuateurs de la fente variable au sein de la cuve était instable, nécessitant de fréquentes réinitialisations du boîtier de contrôle. D'autre part, le calcul automatique de la meilleure géométrie n'était pas facile à réaliser au sein de l'environnement de pilotage informatique des instruments qui n'était pas conçu pour cela, sans compter que la correction n'a jamais amené le profil à moins de 1% d'inhomogénéité (figure 5.4.4).



Enfin, il a été montré lors de la première campagne d'étalonnage fin 1997 (table 5.3) que les différents atténuateurs (grilles et filtres), utilisés sur les lignes synchrotron afin de réduire le flux lors des phases de balayage de la caméra, modifiaient très significativement le profil d'intensité du faisceau en fonction de son énergie (figure 5.4.4) et d'un réglage à l'autre (position de la grille et du faisceau non reproductibles). Cela imposait donc de travailler à bas flux pour la phase d'homogénéisation du faisceau, mais était incompatible avec les délais impartis.

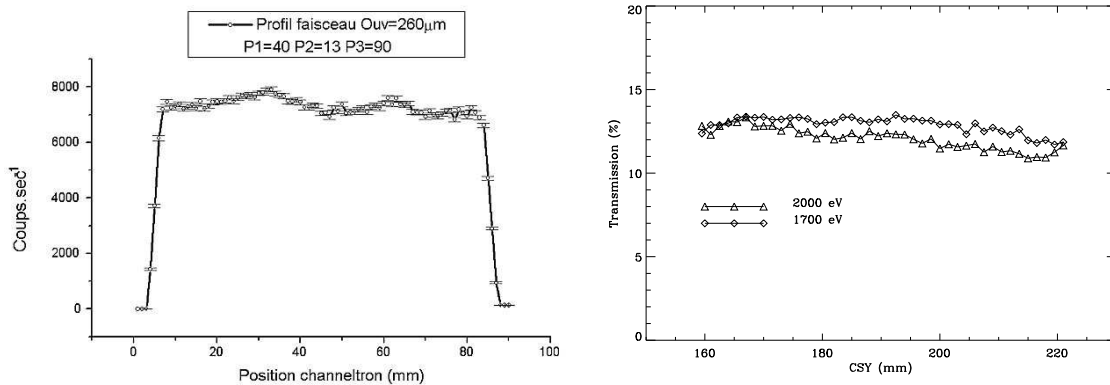


FIG. 5.15: Gauche : profil d'intensité du faisceau à travers la fente variable (Avril 1997) ouverte à 0.26 mm avec les trois piézos étirés de respectivement 40, 13 et 90  $\mu\text{m}$  ; les pics aux abscisses 30 et 60 sont dus à l'absence des deux piézos intermédiaires. Droite : courbe de transmission des grilles de nickel en fonction de l'abscisse du faisceau (en mm).

Il fut donc décidé pour les campagnes suivantes de gagner du temps (ou plus exactement d'augmenter la statistique pour une même durée d'opération) en modifiant la procédure comme suit (phase *c*/ modifiée, phase *d*/ réduite, phase *e*/ partiellement dupliquée, phase *f*/ supprimée en supposant que le profil relatif du flux ne varie pas significativement et que la variation globale de flux est surveillée par ailleurs en continu) :

- a/ (3 min) phase de réglage du monochromateur ;
- b/ (12 min) phase de vérification du flux ;
- d/ (1 min) phase de mesure absolue du faisceau réduite à 1 position de 50 s en moyenne à bas flux ;
- e'/ (4 min) phase d'acquisition de données caméra à bas flux en position OPEN ;
- c/ (19 min) phase de mesure du profil du faisceau (plus de tentative d'homogénéisation, fente fixée à 1 mm d'ouverture), comprenant un profil aller et retour de 80 positions dans chaque sens et de 5000 ms en moyenne par position, à haut flux ;
- e/ (4 à 17 min) phase d'acquisition de données caméra à bas flux en positions OPEN, puis éventuellement THIN1, THIN2, MEDIUM et THICK ;

Les mesures de flux à l'aide des détecteurs absolus pouvaient en effet se faire selon deux méthodes : mesurer le nombre d'événements détectés au bout d'une durée d'exposition fixée, ou bien mesurer la durée d'exposition nécessaire pour compter un nombre d'événements fixé. La deuxième méthode présente l'avantage d'assurer une précision statistique des mesures constante, même en cas de fortes inhomogénéités du profil du faisceau (un flux divisé par 2 augmente l'erreur poissonnienne par un facteur  $\sqrt{2}$ ).

En outre, il convenait de remplacer les différents atténuateurs par un système unique qui afficherait un coefficient de transmission uniforme au sein de la cuve. Le système proposé utilisait l'effet stroboscopique : un *chopper*. Il s'agissait d'un disque rotatif en matériau absorbant, percé de secteurs radiaux de dimensions égales et équipartitionnés angulairement

(figure 5.16). Tant que sa période de rotation est inférieure à la durée d'illumination d'un pixel de la caméra (c'est-à-dire si le disque fait au moins un tour pendant qu'un point donné de la caméra traverse la zone active du faisceau) la transmission d'un tel dispositif est donc égale au rapport des surfaces percées à la surface totale du disque. D'autre part, un tel dispositif n'engendre aucune distorsion spatiale ni spectrale puisqu'il fonctionne sur le principe du "tout ou rien" en alternance.

Les contraintes matérielles (qualification sous-vide, limite d'échauffement) imposaient d'utiliser un moteur fonctionnant au plus à  $20\text{ Hz}$  ( $1200\text{ tours}/\text{min}$ ) et un disque en or (suffisamment absorbant et pas trop lourd) de  $50\ \mu\text{m}$  d'épaisseur. Avec un seul secteur, la fente d'entrée du MOGSE mesurant  $1\text{ mm}$  de large, il aurait fallu une vitesse de rotation d'au moins  $200\text{ Hz}$  pour maintenir un éclaircissement uniforme de la caméra à travers le dispositif (Jourdain, 1998). En perçant 24 fentes (une tous les  $15\text{ degrés}$ ), on pouvait atteindre le coefficient de transmission désiré en réduisant la rotation à au moins  $8\text{ Hz}$  ( $500\text{ tours}/\text{min}$ ). Par compromis entre une marge de sécurité assurant un éclaircissement uniforme et les contraintes thermiques et mécaniques du système, la rotation fut cependant fixée à  $12\text{ Hz}$ , et la transmission mesurée à l'aide du  $Si(Li)$  avec un résultat de  $0.046 \pm 0.001$  (Jourdain, 1998). Le profil de transmission est apparu statistiquement homogène sur toute la largeur du faisceau (figure 5.16), avec cependant une décroissance sur les bords indiquant une imperfection de découpe des secteurs. Ce système est rentré en service fin Mai 1998, à l'occasion de l'étalonnage du premier modèle  $pn$  (table 5.3).

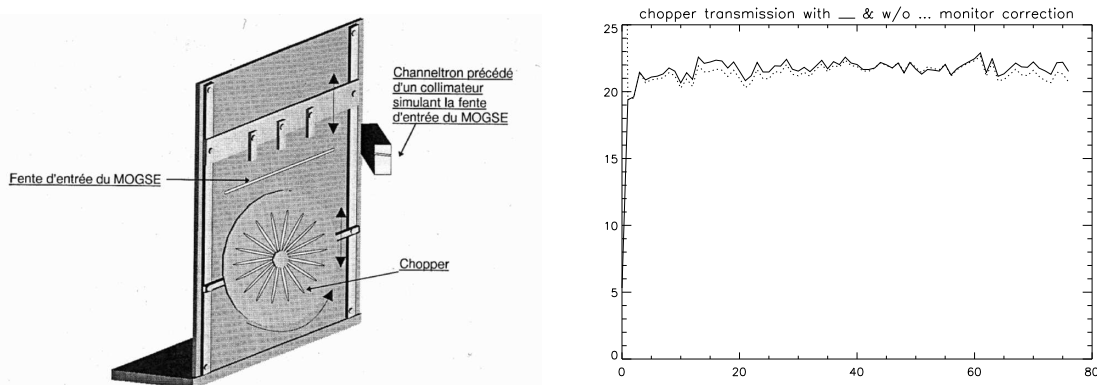


FIG. 5.16: Gauche : schéma de principe du chopper sur le dispositif d'homogénéisation (Jourdain, 1998). Droite : courbe de l'inverse de la transmission ( $20 \equiv 5\%$ ,  $25 \equiv 4\%$ ,  $22 \equiv 4.55\%$ ) en fonction de l'abscisse du faisceau (en mm).

### 5.4.5 Le pilotage informatique

L'ensemble de ce banc d'essai étant dispersé sur une centaine de mètres, la réalisation d'une séquence d'étalonnage aurait nécessité un opérateur par console de façon à démarrer, positionner ou arrêter chaque instrument individuellement. De façon à réduire cette contrainte, ainsi qu'à standardiser l'exécution des séquences, il fut développé un réseau informatique (Marty, 1998; Trifoglio et al., 1998; Marty, 1999a; Hochedez et al., 1999) capable d'assurer le pilotage de tous les éléments mobiles du banc, ainsi que l'acquisition et l'archivage des données de surveillance (configuration des lignes, flux et profil du faisceau...). Le gain de temps résultant de l'automatisation devait ainsi permettre aux opérateurs de fonctionner en équipes réduites se relayant nuits et jours pendant toute la période disponibilité du faisceau, ainsi que de suivre en détail le déroulement de chaque séquence de façon à pouvoir corriger tout problème le plus tôt possible.

La diversité des instruments utilisés (détecteurs, moteurs pas-à-pas ...) et le support technique fourni par les constructeurs des cartes d'interface impliquait de travailler sur des plates-formes de type PC. La capacité de contrôle en temps réel a orienté le choix du système d'opération vers la solution *Windows NT 4.0* qui venait d'être commercialisée, les systèmes UNIX pour PC n'étant alors que balbutiant. La configuration des ordinateurs avait été optimisée pour la vitesse de calcul selon les critères de l'époque (processeurs cadencés entre 100 et 200 MHz, mémoire vive entre 32 et 96 Mo). Enfin, la diversité des interfaces à interconnecter (série RS232, ethernet TCP/IP, parallèle GPIB ...) ainsi que la diversité des compétences informatiques des opérateurs a motivé le développement d'un environnement de travail sur mesures, capable de dialoguer selon tous ces protocoles en utilisant un jeu d'instructions unique et réduit.

Cet environnement a été baptisé *Extended Instrumental Computer Control* (EICC). Il a été développé à partir du langage C et utilise les fonctionnalités 32 bits de *Windows* (Hochedez et al., 1999). Les spécifications de base de cet environnement étaient :

- modularité, car il fallait pouvoir ajouter ou enlever un ordinateur du réseau sans perturber les autres, et chaque ordinateur devait être capable d'en remplacer un autre en cas de besoin ;
- universalité de dialogue avec les instruments, et capacité à en rajouter un sans avoir à recompiler et/ou réinstaller tout le système ;
- capacité d'exécuter des séquences automatiques définies à l'avance ;
- capacité d'échange et de sauvegarde de données ;
- facilité d'utilisation.

La réponse à ces exigences prit la forme d'un ensemble de serveurs fonctionnant en réseau et en temps réel, utilisant le protocole universel TCP/IP et pouvant fonctionner sur n'importe quel ordinateur.

### Serveur de scripts

Ce démon logiciel tourne de façon autonome sur chaque nœud du réseau, attendant un ordre d'exécution de scripts. Selon l'ordre donné, il peut aller lire un fichier, sur n'importe quel espace disque local ou partagé sur le réseau, contenant un script, c'est-à-dire une liste d'instructions à évaluer séquentiellement. Mais la capacité multitâches et temps réel de l'EICC permet au serveur de scripts d'en exécuter plusieurs indépendamment et simultanément. Les instructions de base sont les opérations sur des variables et valeurs numériques (*compute*), les tests booléens (*if ... then ... else ...*), les boucles finies (*forloop*) et conditionnelles (*whileloop*), les appels à d'autres scripts (*include, call*) et l'envoi ou la réception de messages avec les instruments (*instrument*). L'ordre d'exécution peut donc provenir de n'importe quel nœud du réseau, à partir de l'interface utilisateur ou d'une instruction contenue dans un autre script (lui-même exécuté localement ou par le serveur de scripts d'un autre nœud) ou encore par n'importe quel autre client extérieur capable d'établir une connexion TCP/IP et se conformant à la syntaxe d'exécution de scripts.

### Serveur de variables

Ce démon logiciel autonome vient en complément du serveur de scripts : il sert de mémoire commune à tous les scripts exécutés localement. Chaque lecture ou écriture de variables par une instruction évaluée dans un script se fait en réalité selon une relation client-serveur entre le serveur de scripts et le serveur de variables. Cela permet donc l'échange d'informations entre plusieurs scripts exécutés simultanément sur un même nœud du réseau. Mais l'universalité de la relation client-serveur permet en outre d'échanger des informations entre différents nœuds, puisque n'importe quel serveur de scripts peut s'adresser à n'importe quel serveur

de variables. De même, ce dernier peut être contacté par tout client extérieur se conformant au protocole de connexion.

### Serveur d'instruments

Ce démon logiciel est l'interface entre l'EICC et les instruments (détecteurs, moteurs ...) pilotés localement par un nœud du réseau. La traduction de l'instruction générique utilisée dans les scripts EICC en signal utilisable par l'instrument (et relayé par la carte d'interface matérielle) s'opère au moyen d'un code qui n'est pas figé dans le cœur du système mais délocalisé dans une librairie dynamique (*Dynamically Linked Library* ou DLL) pouvant être, comme son nom l'indique, écrite et rajoutée au système à n'importe quel moment au fur et à mesure des besoins. Pareillement, si l'instruction EICC contient un ordre de réception de message, le signal instrumental sera converti par cette même DLL en une chaîne de caractères ou valeur numérique que le serveur de scripts pourra sauvegarder dans le serveur de variables.

### Nœuds du réseau

L'EICC ne fait donc aucune différence entre ses nœuds (à part leur nom) et ne subit aucune contrainte en dehors de la limite matérielle du réseau (nombre d'adresses disponibles et bande passante maximale) et de chaque nœud (puissance individuelle de calcul, nombre de connecteurs de cartes disponibles). Le pilotage distant du banc de test a donc été mis en place progressivement, en ajoutant un nœud pour chaque nouvel ensemble instrumental des lignes synchrotrons (cartes de contrôle montées sur un même PC) pour lequel une procédure d'utilisation automatique pouvait être définie et les scripts et DLL correspondants écrits :

- monochromateur DCI (positionnement des cristaux et miroirs) ;
- monochromateur SACO (positionnement des réseaux et miroirs) ;
- cuve Jupiter (acquisition du *Si(Li)* et du *GPC*, pilotage de la fente variable) ;
- moniteur du courant synchrotron DCI ;
- moniteur du courant synchrotron SACO ;
- moniteur de la ligne DCI ;
- moniteur de la ligne SACO.

Parmi les autres ordinateurs du parc informatique de la Station d'Étalonnage (contrôle des systèmes cryogéniques et de pompage, stations de travail scientifiques, serveurs réseau ...), trois furent également équipés d'un nœud EICC quoique ne correspondant pas à une interface instrumentale :

- serveur primaire du domaine *Windows NT*, dont le rôle principal était de gérer les comptes utilisateurs et la bibliothèque logicielle ainsi que de surveiller l'activité réseau, mais pouvant servir de poste de travail auxiliaire ;
- serveur secondaire du domaine, dont l'utilisation était réservée au développement logiciel de l'EICC et éventuellement la consultation en temps réel des données d'étalonnage (configuration du banc de test et du faisceau) ;
- "maître EICC".

Ce dernier répondait en effet au double besoin d'identifier un point d'entrée unique pour des clients extérieurs, ainsi que de centraliser le pilotage du banc d'étalonnages une fois les procédures fixées et les phases de mise en route terminées. Cet ordinateur possédait donc une capacité de stockage importante pour l'époque (6 *Go*), partagée sur le réseau. Cet espace servait à stocker les librairies de scripts, la base des données acquises par les instruments reliés à l'EICC, les journaux de bords et notes de travail ... Cela a permis d'une part de gérer le travail de groupe puisque tous travaillions sur le même ensemble de fichiers, d'autre part d'organiser l'archivage des données selon une convention unique (en l'occurrence : chronologique). La librairie de scripts était elle aussi organisée en sous-classes,

profitant de la nature emboîtable des programmes EICC : de petites séquences simples pour envoyer une commande particulière à un type d'instrument composaient les briques de bases pour constituer les macro-séquences complexes, de façon à ce qu'une légère modification de configuration de cet instrument puisse se répercuter automatiquement dans toutes les macro-séquences qui l'utilisent.

Malgré l'universalité des nœuds de l'EICC, traditionnellement seul le "maître" était utilisé pour déclencher l'exécution de scripts sur d'autres nœuds, c'est-à-dire pour lancer la procédure globale d'étalonnage et servir de relais avec des ordinateurs extérieurs, comme la console scientifique gérant l'acquisition des données des caméras *EPIC* avec laquelle les procédures devaient être synchronisées. De même, le MOVCOE contrôlant les mouvements du MOGSE était directement connecté sur le réseau (il contenait sa propre interface logicielle et matérielle) et pouvait donc accepter des ordres de n'importe quel nœud EICC, mais seul le "maître" fut utilisé à ce dessein pour éviter les risques de contradictions et fausses manœuvres. Une seule machine aurait pu remplir toutes les fonctions (moyennant de pouvoir incorporer toutes les cartes d'interfaces instrumentales et étendre la connectique sur toute la surface du hall de mesures) et aurait levé la difficulté d'orchestrer les stations de travail. Mais cette universalité des rôles a permis de répartir la charge de travail des personnels et d'optimiser la puissance des ordinateurs sur le principe du "calcul distribué". Lors des phases de tests et réglages, chaque nœud pouvait fonctionner de façon autonome moyennant un opérateur local, permettant ainsi de continuer à travailler même en cas de coupure réseau. Lors des phases opérationnelles, le réseau était toutefois indispensable pour l'archivage des données, mais une fois tous les nœuds activés, une seule personne pouvait les piloter tous à partir d'un seul terminal (traditionnellement donc le "maître").

### Relations avec l'extérieur

D'une part, tous les ordinateurs du réseau EICC étaient synchronisés sur le serveur de temps du laboratoire de l'horloge atomique du campus universitaire d'Orsay, afin de permettre une sauvegarde (chronologique) des données cohérente depuis n'importe quel nœud vers l'espace de stockage partagé par le "maître EICC". Le choix d'une organisation chronologique venait principalement du constat que le système devait faciliter une visualisation rapide (voire en temps réel) de l'ensemble de la configuration du banc d'étalonnage à un instant donné, plutôt que de l'historique de l'évolution d'un seul paramètre (ce qui aurait plutôt conduit à un archivage thématique).

D'autre part, la procédure d'opération imposait un dialogue entre au moins deux ordinateurs de façon à enchaîner les phases *a*, *b*, *c*, *d* pilotées par le "maître EICC" avec la phase *e* (et *e'*) sous le contrôle de la console scientifique de la caméra *EPIC*. Cette dernière faisant également partie d'un réseau d'ordinateurs spécialisés (contrôle et acquisition des données caméra : Trifoglio et al. (1998)), l'ensemble de ce sous-réseau a été raccordé sur la passerelle de brassage du réseau EICC. Une passerelle EICC indépendante du reste du réseau de l'IAS avait été rendue nécessaire par l'encombrement du réseau standard (messagerie, internet . . .) qui ralentissait la transmission des ordres aux instruments et donc l'exécution des procédures automatiques et l'archivage des données d'étalonnage, provoquant parfois même des arrêts brutaux.

### Procédures globales

Il a donc été de ma responsabilité de concevoir une macro-séquence de scripts capable de piloter automatiquement le déroulement d'un cycle de mesure à une énergie donnée. Ces procédures globales utilisaient donc les briques élémentaires constituées par les scripts de bas niveau permettant d'envoyer des ordres simples aux divers instruments, et devaient

finale­ment servir d'aiguillage entre les divers choix possibles de configuration des lignes synchrotron, conformément au plan d'organisation défini (section 5.3.8, section 5.4.4).

La grande originalité de ces procédures était d'exploiter pleinement la capacité multi-tâches et temps réel du système EICC. Elles étaient en effet organisées autour d'un script indépendant et autonome servant à relayer les informations entre l'ordinateur maître exécutant la séquence principale des procédures globales et tout le reste du réseau. Ceci permettait donc entre autres de se synchroniser avec la console scientifique *EPIC* (qui attendait par exemple un message de fin de configuration EICC avant d'entamer le balayage vertical de la caméra) ou d'interrompre en urgence toute la procédure en cas de problème en un seul point de la chaîne. Compte tenu de la capacité limitée de l'EICC à écrire des données sur disque dur (un script donné ne peut que générer qu'un seul fichier de données associées), ce fut également un bon moyen de réunir dans un seul fichier le maximum de données concernant un même cycle de mesures en les faisant transiter par un script de relais unique. Une description plus détaillée se trouve dans Marty (1998), ainsi que dans Marty (1999a) (*cf.* annexe page 95) ; on pourra également obtenir plus de détails sur les possibilités avancées offertes par l'EICC dans Hochedez et al. (1999) (*cf.* annexe page 101).

### 5.4.6 Optimisation du calendrier

Le respect des délais impartis fut difficile pour diverses raisons. La panne du MOGSE en Décembre 1997 introduisit un retard d'une semaine. Durant les campagnes suivantes, la perte de courant synchrotron (perte des positrons due à une collision avec des impuretés) dans un anneau pendant les opérations provoquait également à chaque fois un retard de 1 à 2 h le temps de changer de ligne ou d'attendre la réinjection dans l'anneau. De façon générale, les changements de configuration (changement d'énergie) devaient être minimisés, de même que les phases de vérification du faisceau. Mais les variations incontrôlables observées sur le faisceau (voir plus haut) et la contamination des miroirs par des matériaux dégazant sous l'effet du vide et des rayons-X (surtout visible sur la ligne SACO aux énergies de seuil du carbone et de l'oxygène) ne permettaient pas de supposer un éclaircissement constant de la caméra. D'autre part, la redondance nécessaire des points de mesure imposait un compromis entre refaire les mesures immédiatement (pour profiter de ce que la ligne soit déjà configurée) et les refaire un autre jour (pour minimiser les effets systématiques).

Plusieurs (et non un seul) logiciels de visualisation rapide (ou *quicklook*) ont aidé à l'appréciation immédiate de la qualité d'un point de mesure et à la prise de décision quant à le refaire ou non. Un premier logiciel permettait de visualiser chaque trame (image) brute immédiatement après le cycle de lecture de la caméra. C'était utile notamment pour vérifier le positionnement de la caméra dans le faisceau et les conditions d'éclaircissement avant le démarrage du balayage vertical. Un autre permettait d'appliquer en léger différé quelques filtres de sélection sur les événements cumulés d'une ou plusieurs trames afin de produire de meilleures images ainsi que des spectres (pour vérifier la qualité spectrale de la réponse de la caméra). L'EICC était également équipé d'une interface graphique capable de visualiser rapidement les paramètres de configuration du banc d'essai ou d'enregistrer l'évolution temporelle d'une variable, ainsi que de logiciels de visualisation des spectres enregistrés par les détecteurs absolus (vérification de la qualité spectrale du faisceau).

Par contre, avec le recul, on peut identifier deux facteurs qui auraient permis d'accélérer les phases de développement et de configuration initiale des lignes synchrotron : disposer d'une source de lumière visible (*e.g.* un LASER) alignée correctement en tête de ligne afin d'ajuster tous les miroirs de telle sorte que le faisceau pénètre la cuve Jupiter selon une direction optimale ; disposer d'un imageur (quelques dizaines de  $cm^2$  de surface) comme détecteur secondaire supplémentaire dans la cuve de façon à retrouver immédiatement le faisceau en

cas de besoin (et éviter de réaliser des profils verticaux et/ou horizontaux fastidieux avec un détecteur ayant une fenêtre d'entrée de l'ordre du  $mm^2$ ).

Il fut également longuement discuté de la possibilité de réaliser des séries de balayages verticaux des caméras, en décalant successivement la position horizontale de la caméra de façon à ce que toutes ses colonnes aient échantillonné au final plusieurs régions du profil horizontal du faisceau synchrotron. Soient  $S(t, x)$  la mesure par la caméra du flux moyen entre les instants  $t$  et  $t + \delta t$  intégré sur toute la colonne entre les abscisses  $x$  et  $x + \delta x$ , avec  $\delta t$  la durée de la mesure (c'est-à-dire un balayage vertical) et  $\delta x$  la largeur de la colonne, et en déplaçant la caméra de  $\delta x$  après chaque mesure, et  $R(x)$  le rendement moyen de la colonne comprise entre  $x$  et  $x + \delta x$ . On pourrait écrire  $F(x)$  le flux incident vrai (supposé stationnaire) entre les abscisses  $x$  et  $x + \delta x$  comme :

$$\begin{aligned} F(x_0) &= \frac{S(t_0, x_0)}{R(x_0)} = \frac{S(t_0 + \delta t, x_0 + \delta x)}{R(x_0 + \delta x)} \cdots \frac{S(t_0 + n\delta t, x_0 + n\delta x)}{R(x_0 + n\delta x)} \\ F(x_0 + \delta x) &= \frac{S(t_0, x_0 + \delta x)}{R(x_0 + \delta x)} \cdots \frac{S(t_0 + (n-1)\delta t, x_0 + n\delta x)}{R(x_0 + n\delta x)} \\ &\vdots = \vdots \quad \quad \quad \vdots \\ F(x_0 + n\delta x) &= \frac{S(t_0, x_0 + n\delta x)}{R(x_0 + n\delta x)} \end{aligned} \quad (5.1)$$

On voit que dans la situation des étalonnages à Orsay (une seule série de mesures sans décalage), nous n'avons accès qu'à la série  $S(t_0, *)$ , obligeant à connaître tout le profil de flux  $F(*)$  pour pouvoir calculer le rendement de chaque colonne  $R(*)$ . En pratique, les mesures de *flat field* ayant été réalisées autrement (avec le tube-X), on se limitera même à ne calculer qu'un rendement moyen  $\langle R \rangle = \frac{\sum S(t_0, *)}{\sum F(*)}$  (section 6.3.2).

On voit également que si on ajoute une série décalée, on peut se passer de la connaissance d'une région sur deux du profil de flux incident. En ajoutant deux décalages, on peut en ignorer deux sur trois. *Etc.* En réalisant une série complète de décalages, il ne suffit plus que de connaître le flux incident en un seul point. Et l'on peut résumer le système d'équations précédent par l'écriture matricielle :

$$S(i, j) \otimes \frac{1}{R}(j) = T(i) = \sum_{k=i}^n F(k) \quad (5.2)$$

Une telle méthode aurait donc permis d'éviter d'utiliser le tube-X, car elle aurait fourni la même information de *flat field*; elle aurait également fait l'économie de la mesure du profil relatif du faisceau, car une seule mesure absolue en un point aurait suffi, à la condition néanmoins que le faisceau soit stabilisé dans le temps.

Cependant, en se limitant au même niveau de statistique que précédemment, c'est-à-dire en divisant la largeur du faisceau en 50 régions de sorte qu'après 99 décalages chaque colonne de caméra ait été éclairée 50 fois, on voit que la durée de la phase de mesure caméra (phase  $e/$ ) serait multipliée par 2 (un balayage vertical par décalage). En outre, il faut compter la durée nécessaire au déplacement du MOGSE : avec une vitesse horizontale d'environ  $1 \text{ mm/s}$  et en supposant qu'un envoi de commande en réseau prend  $0.5 \text{ s}^2$ , il faudrait donc  $2 \text{ s}$  pour se déplacer de un cinquantième de la largeur du faisceau ( $1.5 \text{ mm}$ ), soit 50% de la durée du balayage vertical. D'où globalement une durée de la phase  $e/$  multipliée par 3.

Dans le cas où une mesure de *flat field* aurait été désirée à chaque énergie, cette méthode aurait pu être amortie, car l'économie du profil horizontal (phase  $c/$  quasiment aussi longue que phase  $e/$ ) et de la séance de tube-X (environ une demi-heure tout compris) aurait contrebalancé le triplement temporel de la phase  $e/$ . Mais avec une résolution spatiale de la mesure

---

<sup>2</sup>On compte généralement  $1 \text{ s}$  pour une relation client-serveur, c'est-à-dire quatre circulations d'informations : envoi de la question, retour de l'accusé de réception de la question, retour de la réponse, envoi de l'accusé de réception de la réponse.

de *flat field* de 36 pixels pour les *MOS* et 8 pixels pour les *pn*, contre 1 pixel dans tous les cas avec le tube-X. D'autre part, ces mesures n'étaient pas nécessaires à toutes les énergies, donc en pratique il n'y a pas eu une séance de tube-X pour chaque point de mesure en faisceau synchrotron. Enfin, la non stationnarité du faisceau aurait introduit une correction nécessairement corrélée avec les équations de décalage spatial, tandis que la méthode sans décalage permettait de découpler les variations temporelles du flux de ses inhomogénéités horizontales ou des variations spatiales de rendement des caméras. La méthode aurait par contre été rentable si le MOGSE avait pu être programmé pour accomplir un déplacement horizontal uniforme simultanément de sa série de balayages verticaux (à une vitesse de l'ordre de deux largeurs de faisceau par série de 100 balayages, soit environ  $0.4 \text{ mm/s}$ , donc très raisonnable pour la capacité des moteurs), car la durée de la phase *e/* n'aurait été multipliée que par 2 (nombre de balayages verticaux nécessaires) et amortie par la seule économie de la phase *c/*, donnant en plus une mesure de *flat field* à chaque énergie, dont certaines auraient pu être refaites à plus grande résolution spatiale comme planifié initialement avec le tube-X. Le gain aurait d'ailleurs été d'autant plus important, que suite aux multiples retards accumulés lors des campagnes d'étalonnage ce sont des mesures de tube-X qui furent annulées en priorité pour privilégier la mesure de rendement quantique.



TAB. 5.3: Calendrier de déploiement des moyens humains et matériels gérés par l'IAS lors des étalonnages au sol des caméras EPIC et des activités subséquentes.

année	1995	1996	1997	1998	1999	2000	2001	2002
chercheurs ITA ( <i>personne · an</i> )	2 8	2 8	2.5 8	2.75 8	0.75 0.50	0.50 0	0.25 0	0 0
thésitifs stagiaires ( <i>personne · an</i> )	2 1	2 1	2 6	2 3	1 0	0.50 0	1 0	1 0
matériel développé	4 PC SiLi SACO, DCI	8 PC SiLi, GPC SACO, DCI 2 mono.	12 PC SiLi, GPC SACO, DCI 2 mono. MOGSE Fente FM0 <sup>a</sup> FM1 <sup>b</sup>	14 PC SiLi, GPC SACO, DCI 2 mono. MOGSE Fente, Chopper FM2 <sup>c</sup> PN1 <sup>d</sup> FM3 <sup>e</sup> PN2 <sup>f</sup> FM4 <sup>g</sup>	2 PC intercal.	3 PC	4 PC	2 PC <sup>h</sup>
logiciels développés			EICC	EICC Proc. Glob.	Analyse sol (IDL)	Analyse sol/vol (IDL)	Analyse vol (IDL)	Analyse vol (IDL) <sup>h</sup>

<sup>a</sup> modèle de qualification *MOS* (testé à Orsay du 7 au 20 Avril 1997).

<sup>b</sup> premier modèle opérationnel *MOS*, version n (étalonné à Orsay du 14 Novembre au 22 Décembre 1997).

<sup>c</sup> second modèle opérationnel *MOS*, version 2 (assemblé le 25 Mars 1998, étalonné à Orsay du 2 Avril au 20 Mai 1998), modèle de vol *MOS2* (après évolution en version 3 le 22 Juin 1999).

<sup>d</sup> premier modèle opérationnel *pn* (testé à Orsay du 21 Mai au 20 Juin 1998), modèle de réserve *pn*.

<sup>e</sup> troisième modèle opérationnel *MOS*, version 1 (assemblé le 1 Juin 1998, étalonné à Orsay du 1 Juillet au 4 Août 1998), modèle de vol *MOS1*.

<sup>f</sup> premier modèle opérationnel *pn* (testé à Orsay du 16 Septembre au 15 Octobre 1998), modèle de vol *pn*.

<sup>g</sup> premier modèle opérationnel *MOS*, version n+1 (étalonné à Orsay du 6 Novembre au 3 Décembre 1998), modèle de réserve *MOS*.

<sup>h</sup> en coopération avec l'Observatoire Midi-Pyrénées.

**Etalonnage de l'Instrument E.P.I.C.(X.M.M.) / EPIC(XMM) Instrument Calibration**

I. Banc d'Essai Synchrotron

**Philippe MARTY**Institut d'Astrophysique Spatiale, Station d'Etalonnage Bât.120, Université Paris-Sud, F-91405 Orsay  
tel : +33(1).6985.8683 — email : marty@ias.fr — web : http://www-station.ias.fr/~marty**Résumé**

Un banc d'essais synchrotron a été développé à l'Institut d'Astrophysique Spatiale d'Orsay pour effectuer l'étalonnage absolu de l'instrument de spectro-imagerie en rayons-X "EPIC" qui sera lancé à bord du satellite "XMM" aux environs d'août 1999. Cet instrument étant issu de technologies de pointe en matière de détecteurs CCD pour rayons-X, il aura fallu mettre au point des systèmes de mesures très précis (techniques cryogéniques, optiques de hautes énergies...), pilotés en temps réel (informatique instrumentale multitâche), pour parvenir à des mesures significatives.

**Mots-Clefs**

XMM—EPIC, CCD, Rayons-X, Etalonnages, Synchrotron, EICC, Environnement multitâches.

**Introduction**

L'astronomie des hautes énergies trouve de nombreuses applications à diverses échelles. Par exemple, l'observation des amas lointains présente, au delà de l'intérêt d'une étude directe dans le cadre de la physique des galaxies, un intérêt cosmologique fondamental. En effet, le rayonnement du fond diffus cosmologique subit, à la traversée d'un amas, une interaction de type "effet Compton inverse" avec les électrons du gaz chaud intra-amas. Ceci induit localement une redistribution spectrale de ce rayonnement, par rapport au spectre de corps noir parfait du fond non-perturbé. En mettant en parallèle l'observation en submillimétrique de cette distorsion (dite "effet Sunyaev-Zeldovich" ou "effet SZ", qui est une fonction de la densité électronique et de la température du gaz intra-amas, indépendante de la distance séparant cet amas de l'observateur), avec une observation de la brillance X de l'amas (fonction de la densité électronique et de la température mais aussi de la distance), on peut en déduire une mesure de cette distance et donc remonter au paramètre cosmologique d'expansion (constante de Hubble,  $H_0$ ).

Mais ceci suppose que l'on possède des moyens d'imagerie-X de haute résolution et parfaitement étalonnés, afin de réduire au maximum les barres d'erreurs instrumentales. C'est l'objectif du satellite XMM (P.I. Italien) dont les spectro-imageurs (P.I.s Anglais et Allemand) sont en cours d'étalonnage à l'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS) d'Orsay (France, premier semestre 1998) sur un banc d'essais synchrotron spécialement conçu à cette occasion.

Une description relativement détaillée des détecteurs d'XMM, de la Station d'Etalonnages de l'IAS, du premier "galop d'essais" (Avril 1997), ainsi qu'un abrégé de la théorie de l'effet SZ et de la méthode de mesure de  $H_0$ , pouvant être obtenus dans les documents cités en bibliographie (notamment [Marty, 1997]), cet article n'en fera qu'un très bref rappel pour n'aborder en détail que les derniers développements informatiques consécutifs au deuxième "galop d'essais" (Décembre 1997), nécessaires au pilotage des installations synchrotrons.

**XMM—EPIC**

Le satellite XMM (X-rays Multi Mirror observatory) est l'une des quatre missions "Pierres Angulaires à l'Horizon 2000" sélectionnées par l'Agence Spatiale Européenne (ESA) pour l'observation dans les hautes énergies (0,1 à 10 keV) [Barr et al., 1988]. Il disposera de trois lignes d'optique-X, chacune comprenant un module de miroirs concentriques travaillant en incidence rasante (type "Wolter I"). Deux des modules auront chacun deux plans focaux (grâce à l'utilisation de réseaux blazés, en incidence rasante), le troisième n'aura qu'un foyer primaire. Au total, trois caméras (instrument EPIC : European Photon Imaging Camera) [Villa et al., 1996] et deux spectroscopes de haute résolution (instrument RGS : Reflection Grating Spectrometer) [Glatzel et al., 1993] utilisent une technologie CCD optimisée pour la détection des photons-X.

L'instrument EPIC, présent à chacun des trois foyers primaires, regroupe deux caméras conventionnelles de type MOS [Holland et al., 1996], ainsi qu'une caméra de technologie plus récente de type PN optimisée pour les hautes énergies [Pfferman et al., 1997]. Cet ensemble de caméras, fonctionnant en mode "comptage de photons", permettra de réaliser de l'imagerie mais aussi un peu de spectroscopie (spectro-imagerie) dans le domaine des rayons X.

**Banc d'Etalonnage Synchrotron**

Deux lignes de faisceau synchrotron ont été construites à la Station d'Etalonnages de l'IAS pour réaliser les étalonnages des caméras EPIC [Dhez et al., 1997]. Chaque ligne s'appuie respectivement sur une des deux sources synchrotrons (une source "X-mous" et une source "X-durs") du Laboratoire pour l'Utilisation du Rayonnement Electromagnétique (LURE). Ces deux lignes se rencontrent au sein d'une cuve à vide spécialement aménagée pour abriter les CCD sous conditions spatiales simulées {figure 1}. L'objectif primaire étant de mesurer le rendement

*"Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences" — 09/11/98*

quantique (QE : quantum efficiency) des trois caméras dans la bande 0,1 à 15 keV ainsi que leur réponse spatiale (flat field).

La ligne de basse énergie (SACO) est équipée d'un monochromateur à quatre réseaux plans, interchangeable pour couvrir la bande "basse" (0,15 à 1,50 keV). Un système de trois miroirs à incidence rasante, situé en amont de la fente d'entrée du monochromateur, permet de supprimer les ordres supérieurs.

La ligne de haute énergie (DCI) débute par une fenêtre de 50 µm de béryllium. Un système de deux miroirs à incidence rasante absorbe les photons de haute énergie en début de ligne. Le monochromateur est équipé de quatre paires de cristaux différents travaillant à incidence de Bragg et balayant la bande "haute" (1,5 à 15,0 keV).

Au sein de la cuve sous vide, la caméra à tester doit donc pouvoir être orientée en face de la ligne synchrotron désirée, puis balayée verticalement (car le faisceau synchrotron, très directionnel, ne peut être élargi que dans le plan de rotation des positrons dans l'anneau de stockage, et reste donc très aplati horizontalement). Tout ceci est réalisé par une plate-forme rotative motorisée (MOGSE), chevillée sur un pont cantilever à l'intérieur de la cuve [LABEN, 1994]. Se succèdent sur cette plate-forme, le long de et orthogonalement à son axe longitudinal, trois panneaux également motorisés, en translation cette fois. Le premier panneau rencontré est un dispositif d'homogénéisation horizontale du faisceau synchrotron pour permettre un éclairage uniforme nécessaire au "flat field" et un éventuel dernier ajustement de flux ; puis vient un panneau équipé de détecteurs "primaires" pour vérifier l'état de cette homogénéisation ; suit enfin un panneau cryogénique qui supporte la caméra (figure 2). A l'issue des galops d'essais, il sera apparu nécessaire de modifier certains appareils (entre autres : le dispositif d'homogénéisation anciennement une fente à géométrie variable devenue un "chopper" ; les détecteurs primaires rendus plus fiables ; etc.), mais cela sans déroger au principe général des installations [Hochedez et al., en préparation].

Au total, un ensemble complexe de miroirs et détecteurs, de plates-formes horizontales et verticales, à pouvoir manoeuvrer en translation comme en rotation, sous vide et sous rayonnements intenses et énergétiques, le tout avec un contrôle en temps réel couplé à la réponse des détecteurs CCD de façon à optimiser le déroulement des étalonnages.

### **Pilotage Informatique des Etalonnages**

Un Contrôle Étendu des Instruments par Ordinateur (EICC) a été développé de façon à gérer un maximum (à termes, la totalité) d'éléments répartis sur l'ensemble des installations. Ce réseau permet aux opérateurs de préparer et d'exécuter les séquences entières de tests et de mesures. Ses principales caractéristiques sont sa souplesse d'adaptation aux différents types de périphériques mis en oeuvre (interfaces de commande pour moteurs pas-à-pas ou interrupteurs, interfaces d'acquisition instrumentales de mesures, interfaces de dialogues avec d'autres réseaux informatiques...) et sa capacité à en accueillir de nouveaux sans avoir à "recompiler" l'ensemble du système [Salvetat et al., 1997]. Il a été programmé en "Visual C"™ pour des plates-formes "PC" opérant sous "Windows NT 4.0"™ (matériel jugé le plus apte à accueillir divers types d'interfaces instrumentales).

Cet EICC consiste en trois différents "Serveurs" au standard des réseaux "TCP/IP" et une Interface Graphique d'Utilisation (GUI), exécutables à partir de chacun des PCs du réseau. Leur principale caractéristique est d'exploiter la capacité "multitâches" de l'environnement "Windows NT".

Le "Serveur de Scripts" est responsable de l'exécution des séquences d'opérations logiques et/ou instrumentales, appelées "Scripts", formalisées selon une syntaxe simple et enregistrées dans des fichiers "ASCII".

Le "Serveur de Variables" collecte les différents paramètres et résultats de mesures obtenus à divers points du réseau et les rend lisibles sur l'ensemble du réseau.

Le "Serveur d'Instruments" est dédié à la communication avec les différentes interfaces instrumentales (IEEE488, RS232, etc.). Il est capable de s'adapter à divers cas particuliers grâce à l'utilisation de "bibliothèques de ressources" que l'on peut mettre à jour indépendamment si besoin.

Le "GUI" permet un dialogue convivial (fenêtres et boutons) entre l'opérateur et les différents serveurs. Les opérations manuelles (entrées au clavier et opérations à la souris) ont été réduites autant que possible, notamment grâce à l'utilisation d'un protocole "d'en-tête de scripts", interprétables par ce GUI, et permettant une systématisation des entrées-utilisateur ainsi que des "carnets de bords" tenus pendant les manipulations.

Un nombre importants de Scripts EICC ont été écrits par les différents opérateurs, pour permettre le pilotage des installations à différents niveaux. Une organisation minutieuse a dû être élaborée afin de permettre la cohérence de tous ces scripts entre eux, leur archivage et sauvegarde sur les divers PCs du réseau, et leur maintenance (mises à jour de certains noms de variables, insertions de nouvelles commandes, etc.).

### **Procédures Globales**

Ce terme désigne l'ensemble des procédures qui ont pour but d'orchestrer les scripts élémentaires écrits par les différents opérateurs dans les trois domaines principaux d'activité

- configuration des instruments (positionnement des miroirs ou cristaux, initialisation des détecteurs, etc.) ; (2 lignes synchrotrons + cuve à vide + MOGSE) (2 PCs EICC + 1 PC EICC + 1 PC ScoUnix)
- surveillance en temps réel pour la synchronisation des étalonnages (courant synchrotron, vibrations parasites, etc.) ; (2 anneaux + 2 lignes synchrotrons) (2 PCs EICC + 1 PC EICC)

*"Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences" — 09/11/98*

- contrôle d' homogénéité du faisceau (mesures de position, énergie, profil, etc.) (détecteurs primaires dans la cuve) (1 PC EICC)

Ces procédures globales, écrites également sous forme de scripts EICC, doivent donc permettre d' enchaîner diverses opérations instrumentales, en appelant à exécuter les scripts élémentaires, conformément à un "plan d' étalonnages" préétabli en fonction des objectifs à atteindre [Marty, 1998]. Les objectifs pouvant être affinés voire modifiés de jour en jour (en fonction des nouvelles données acquises la veille, par exemple), ce "plan" est sujet à variation, d' où la souplesse nécessaire des "procédures globales". C' est le plus au sein de ces procédures que seront pris en charge le contrôle des alarmes ou validations générées pendant l' exécution ainsi que l' archivage en temps réel des données obtenues (mesures primaires et surveillances...).

Ces procédures sont préférentiellement exécutées à partir d' un seul et même PC EICC, afin que les réseaux extérieurs aient une adresse fixe à laquelle s' adresser et dédié uniquement à cela, afin de mieux répartir la charge de travail, ou "temps CPU", de chaque machine ; de même, pour optimiser l' occupation des disques, chaque machine ne sert qu' à développer les scripts élémentaires locaux à son domaine d' activité. Le PC "global" servant en outre d' archives des données. Un autre PC EICC encore sert de base de développement pour l' EICC lui-même et les autres logiciels utilisés.

Comme exemples d' ordinateurs extérieurs, on trouve typiquement : le PC SCO Unix qui pilote le MOGSE et qui est considéré comme un instrument réseau à piloter ; les deux stations Unix du réseau "EGSE" de Bologne (Italie) qui sont dédiées au pilotage et à l' acquisition des caméras EPIC et qui interagissent avec l' EICC en tant que "clients réseau" dialoguant et échangeant des informations avec le PC EICC "global" ; la station Unix de l' IAS ainsi que celles du CEA (Saclay, France) et de Leicester (Angleterre) servant à traiter les données d' étalonnage.

Ce traitement de données est réparti comme suit. La station de Leicester effectue un tri et un pré-traitement des données "caméras", tandis que celle du CEA effectue des analyses plus détaillées (filtrage des images, extraction des statistiques spectrales, etc.). En ce qui concerne la station d' étalonnages, le réseau EICC a été doté de logiciels de visualisation en temps réel ("quicklooks" programmés en "IDL") permettant une surveillance facile et rapide des paramètres du banc d' essais. Une station Unix permet en outre de pousser l' analyse dans le but de préparer la postsynchronisation des étalonnages, grâce à un logiciel (à nouveau écrit en "IDL") capable de lire et de traiter les données de surveillance du banc, mais aussi d' utiliser les résultats obtenus par les stations de Leicester et du CEA, et de mettre tout cela en rapport.

#### Détail de la Programmation des Procédures Globales

Le résultat est donc une série de scripts, classés en "sous-niveaux de profondeur", mais restant en relation permanente entre eux grâce à la capacité multitâches de l' EICC et de Windows NT. Les algorithmes sont conçus pour optimiser cette relation multitâches de synchronicité au détriment de certaines conventions de programmation classiques (e.g. le schéma scolaire "initialisations des variables"—"appel des fonctions"—"traitement des résultats" censé optimiser le temps CPU...).

**Démarrage.** Un petit script de configuration des principaux détecteurs permet au préalable de borner le domaine de travail. On y met ainsi à jour les valeurs d' alignement des divers instruments, leurs réglages de temps de pose et de seuils de sensibilité, le pas souhaité entre chaque échantillonnage du profil faisceau, etc. On peut même y "verrouiller" certains instruments critiques, grâce à des "variables-clefs" booléennes, de façon à en interdire l' accès pendant les opérations sans empêcher les autres fonctionnalités ; ceci assure une sécurité lors d' essais de nouvelles procédures et évite par exemple que des hautes énergies illuminent directement un détecteur fragile qui aura été ainsi inhibé à la source (quelles que soient les instructions données plus tard par les autres scripts).

**Niveau 1.** Le seul et unique script par lequel tout doit commencer, et qui ne devrait jamais changer de nom, toujours afin que l' adresse du point d' entrée reste fixe pour un client extérieur. Il a pour objet de définir un plan d' action en s' orientant dans un véritable réseau d' aiguillages conditionnels vers des appels à "scripts de niveau 2" qui sous-traiteront les tâches à accomplir.

Le plan d' action doit être défini très précisément par les paramètres que l' opérateur principal, celui qui a démarré ce "script de niveau 1" (client extérieur ou opérateur local), aura au préalable envoyés au "serveur de variables". Ces paramètres essentiels, aussi appelés "variables-clefs", sont les suivants :

- "Numéro de Pose Caméra" qui permettra de regrouper tous les fichiers de données (surveillances EICC et acquisitions caméras EGSE) issus d' une même pose.
- "Energie Désirée" qui déterminera quelle ligne de faisceau (SACO ou DCI) sera activée.
- "Protocole" de prise de données, qui devra aiguiller vers une série d' actions conformes aux algorithmes proposés dans le "plan d' étalonnages" en vigueur. Un véritable dictionnaire est tenu à jour pour garder trace des différents protocoles utilisés et des valeurs de la variable-clef correspondante.
- "Temps Maximal" au bout duquel un client extérieur se déconnectera quoi qu' il arrive, par sécurité.
- "Facteur de Qualité" du "run" qui permet de différencier par exemple entre données issues d' un pose-test et celles issues d' une pose réelle.

**Satellites.** La première action du script de niveau 1 est de démarrer les deux "scripts-satellites" qui ont pour

*"Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences" — 09/11/98*

fonction de réaliser un relais de données entre scripts de différents niveau et/ou avec le client extérieur.

Le premier est tout simplement un collecteur de données de surveillance (e.g. courant synchrotron). Selon la ligne synchrotron activée, il va s'adresser en permanence et régulièrement à la machine servant ces données et les retransmettre vers le "serveur de variables". Son schéma de fonctionnement est donc une boucle infinie mais assujettie à l'existence du niveau 1, c'est-à-dire qu'il fonctionne indépendamment du niveau 1 (sans même effectuer de tests sur le niveau 1), mais s'arrête néanmoins en même temps que ce dernier grâce à une fonction simple de l'EICC.

Le second est une passerelle vers l'opérateur principal. Son principe de fonctionnement est d'attendre en boucle infinie le changement de valeur d'un commutateur de détection d'erreur ou de communication. Dans le cas d'une erreur, un test sur son code (valeur du commutateur) provoque l'envoi d'un message le plus explicite possible et l'arrêt du script (les autres scripts s'étant éventuellement déjà arrêtés aussi grâce à d'autres tests relativement fréquents sur ce commutateur d'erreur). Dans le cas d'une communication, un test sur son code provoque l'envoi d'un message désiré (e.g. valeur d'une variable), puis remet ce commutateur à zéro avant de se remettre en attente.

Ce "second satellite", ou "satellite-relais", se justifie par le fait que tous les scripts élémentaires ne sont en général pas exécutés sur le même PC que le script de démarrage de niveau 1 (dispersion des instruments réseau), et cela obligerait un client extérieur à ouvrir une ligne de communication avec plusieurs machines différentes en même temps... D'autre part, ce script étant censé gérer et informer proprement l'opérateur de la survenance éventuelle d'une erreur, il est impératif que ce script soit indépendant des autres, à part quelques inévitables tests d'erreurs mais s'effectuant sur requête auprès du "serveur de variables" lui-même indépendant de l'exécution des scripts...

L'envoi de divers messages peut se faire selon les cas aussi bien vers l'écran de l'opérateur local, que vers le client extérieur, ou même vers le disque dur archivant les données.

La deuxième action majeure du niveau 1, est de tester la valeur de l'Energie et du "Protocole" et de convertir le plan d'action correspondant en termes de commutateurs booléens. Des tests successifs sur chacun de ces commutateurs déclencheront ou non les scripts de niveau 2 sous-traitant la tâche correspondante.

**Niveaux 2 et 3.** En résumé, si le niveau 1 est une "super-macro" qui permet un aiguillage au niveau le plus global (celui de la station d'étalonnage) les scripts de niveau 2 sont des "macros" fonctionnant à l'échelle des grands instruments (ligne ou monochromateur, cuve à vide, etc.); ceux de niveau 3 ne seront alors que des "sous-macros" à l'échelle des petits instruments (un filtre, un détecteur, etc.) qui pourront à leur tour faire appel à des niveaux plus profonds encore (les scripts élémentaires d'initialisation, d'acquisition...) (figure 4).

Le premier script du niveau 2 ("étape a") permet de configurer le banc de test pour l'énergie voulue. Selon la valeur donnée, le MOGSE recevra les ordres nécessaires pour s'aligner sur la bonne ligne, tandis qu'en parallèle (pour gagner du temps) un autre script sur un autre PC dédié au réglage des instruments de cette ligne sera exécuté.

Le deuxième script ("c") sert à homogénéiser le faisceau. Après l'initialisation du détecteur adéquat, un premier scan rapide (script de niveau 3) collecte les données et les envoie au "satellite-relais". Un autre script de niveau 3 récupérera ces données dans le "serveur de variables", les traitera et enverra les ordres nécessaires au dispositif d'homogénéisation pour effectuer les corrections sur le faisceau. Un deuxième scan rapide a lieu alors, de même fréquence d'échantillonnage que le premier, mais en sens inverse (pour éviter de longs repositionnements du MOGSE), afin de valider les corrections apportées.

Le troisième script ("b") permet de s'assurer que le flux est bien dans la plage de tolérance de la caméra. Le principe de fonctionnement est similaire à celui de l'étape "c". De même pour la quatrième étape ("d"), qui consiste à réaliser un échantillonnage plus serré (donc plus lent) du profil de flux pour obtenir une mesure absolue.

Le cinquième script ("e") est celui où l'on retire tous les détecteurs pour libérer le champ de vue avant de lever l'obturateur de la caméra. Le client extérieur est alors informé via le "satellite-relais" qu'il peut procéder à l'acquisition des données caméra, tandis que le "satellite de surveillance" continue sa vérification de tout le reste des installations...

Il suffit alors que l'opérateur principal ait lui-même inclus son appel du "niveau 1" dans une boucle faisant varier la valeur de l'énergie désirée et l'on peut tendre ainsi vers une automatisation complète...

### **Conclusion & Objectifs des Etalonnages**

Un des points les plus "dérangeants" est donc pour le programmeur d'avoir à faire à des scripts intercorrélés, par exemple un script contenant une boucle en apparence infinie (test sur une variable qui ne change apparemment pas de valeur pendant cette boucle...) qui est en fait assujettie à des calculs effectués dans un autre script tournant en parallèle (fonction multitâche). Mais ce genre de subtilités, une fois maîtrisées, ouvrent un éventail de possibilités d'autant plus important pour la gestion de communications en réseau et le travail "en parallèle" (par opposition au travail séquentiel, ou "à la chaîne") se révélant de grande influence sur le rendement d'une expérience de cette envergure.

D'autre part, l'EICC lui-même, entièrement programmé et adapté à cette occasion, se révèle finalement être d'une notable souplesse qui lui permettrait de s'adapter à tout autre genre d'expérience faisant appel à du travail conjoint d'instruments en réseau (qu'ils agissent sur des moteurs, de détecteurs, de calculateurs, etc.). Une attention particulière a en effet été portée quant à la gestion des scripts (plusieurs modes d'appel et d'exécution) et à la robustesse des 3 serveurs conçus, qui sont en outre prévus pour informer au mieux l'opérateur de l'avancement des

"Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences" — 09/11/98

exécutions en cours (à titre d' exemple "serveur de variables" a résisté à un test d' environ 2.550.000 connections consécutives, soit une soixantaine d' heure d' utilisation *en continu* !)

Après quatre ans de développement, ce banc d' étalonnage synchrotron, à l' origine basé sur des techniques déjà éprouvées en optique de hautes énergies, aura été affiné dans ses moindres détails, depuis la précision sur le réglage du flux et la sélection de la bande passante, jusqu' à une recherche de sensibilité maximale au travers d' isolements (vibrations et rayonnements parasites), de détecteurs le mieux adaptés aux conditions de vide et de cryogénie, ainsi que d' un système de pilotage inédit des installations. Ce dernier aura permis d' automatiser une grande partie des procédures d' étalonnage apportant donc plus de systématique, de rigueur et surtout un gain de temps appréciable facilitant l' analyse des résultats en temps réel par les opérateurs, élargissant du même coup leur champ d' investigation.

A terme, il s' agit d' avoir à disposition des futurs utilisateurs d' EPIC une base de données précise permettant de reconstituer la réponse de chaque CCD pour différents modèles de sources diverses. Cette base de données devrait être incorporée dans le programme de simulation informatique de l' observatoire XMM, le "Science Simulator" (disponible sur internet), qui donnera la possibilité, par exemple, de pouvoir évaluer la faisabilité de telle ou telle observation, d' en prédire les rapports signal à bruit, etc. D' autre part, cette base de données sera prise en compte dans l' électronique même du satellite, où un pré-dépouillement des données d' observation XMM sera opéré avant retransmission vers la Terre, de façon à pouvoir réduire le flot de données...

**Figures**

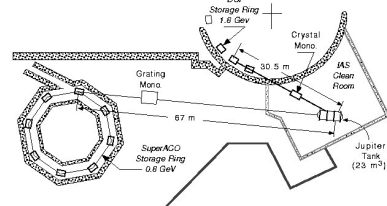


Figure 1 : Schéma de la Station d'Etalonnages montrant positions et distances respectives des sources synchrotrons.

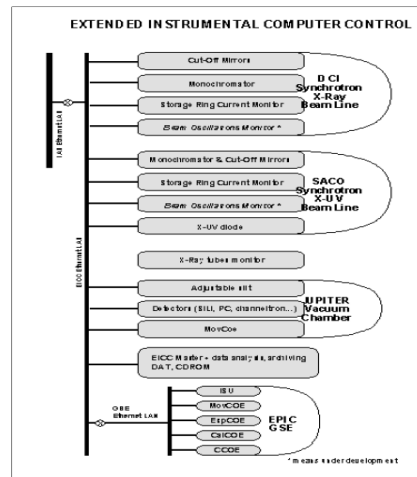


Figure 3 : Schéma de l'organisation du réseau EICC.

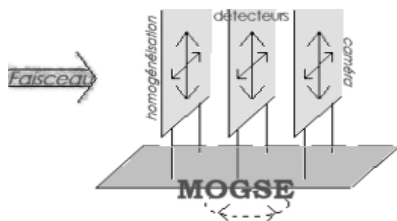


Figure 2 : Schéma de la plate-forme mobile (MOGSE) installée dans la cuve à vide.

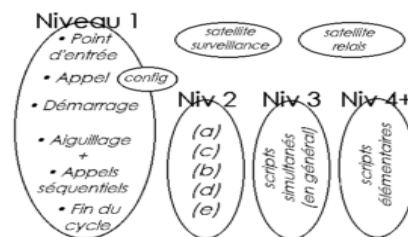


Figure 4 : Organigramme récapitulatif des Procédures Globales EICC.

*"Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences" — 09/11/98*

### **Bibliographie**

- Barr, P., et al., 1988, The high throughput X-rays spectroscopy mission, ESA-SP-1097  
 Dhez, P., et al., 1997, IAS synchrotron beam lines facility, Proceedings SPIE, vol.3114  
 Glatzel, H., et al., 1993, Optical performance prediction of thin-walled Wolter 1 mirror shells for X-rays in the 1 to 8 keV energy range, Proceedings SPIE of July 92, 245-255  
 Holland, A.D., et al., 1996, MOS CCD for the EPIC-XMM, 1996, Proceedings SPIE, vol.2808, 414-420  
 LABEN, 1994, EPIC MOGSE Specifications, EPIC-LAB-SP-011  
 Marty, P., 1997, Etalonnages des caméras EPIC(XMM), Mémoire de stage de DEA (Univ. Paris 6)  
 Marty, P., 1998, Global procedures user' s manual, Rapport d' activités (IAS)  
 Marty, P., en préparation, Etalonnages de l' instrument EPIC(XMM) II. rendement quantique d' EPIC  
 Marty, P., en préparation, Etalonnages de l' instrument EPIC(XMM) III. observations d' amas lointains  
 Pfferman, E., et al., PN CCD for the EPIC-XMM, 1997, Proceedings SPIE, vol.3114  
 Salvetat, P., et al., 1997, First dryrun report, Rapport d' activités (IAS)  
 Trifoglio, M., et al., Ground calibration of the XMM-EPIC instrument at the Orsay synchrotron facility, Proceedings SPIE of August 98  
 Villa, G.E., et al., 1996, The EPIC system on board the XMM mission, Proceedings SPIE, vol.2808, 402-413

### **"Internetographie"**

- ESA, <http://www.esrin.esa.it>  
 IAS, <http://www.ias.fr> — <http://www-station.ias.fr>  
 LURE, <http://www.lure.u-psud.fr>  
 XMM, <http://astro.estec.esa.nl/XMM/xmm.html>  
[http://mssla3.mssl.ucl.ac.uk/www\\_astro/rgs/rgs.html](http://mssla3.mssl.ucl.ac.uk/www_astro/rgs/rgs.html)  
<http://astro1.nevis.columbia.edu/xmm/index.html>

### **Remerciements**

Mille fois merci aux équipes de la Station d' Etalonnagæt du Groupe Cosmologie de l' Institut' Astrophysique Spatiale (Orsay) pour leur accueil et leur confiance. Un coup de chapeau également au LURE (Orsay), au Service d' Astrophysique (CEA de Saclay), ainsi qu' aux groupes de Bologne (Italie) et de Leicester (Angleterre).

# “ Subtilités en EICC ”

v.1.2  
P. Marty

## Introduction

Ce chapitre est destiné à donner un avant-goût des nouvelles possibilités apportées par la nature multipolaire (serveurs spécialisés, indépendants et autonomes) et multitâche (serveurs fonctionnant en parallèle) de l'E.I.C.C. 4.0.

Ces possibilités sont assez éloignées des schémas de programmation classique (séquentielle), sans pour autant déboucher sur une programmation complètement parallèle ; en fait la programmation reste séquentielle, mais une macroséquence (“programme” ou “procédure globale” ou “procédure”) peut appeler des microséquences (“sousprogrammes” ou “scripts élémentaires” ou “scripts”) qui vont alors s'exécuter en même temps, sur la même machine (aspect multitâche) ou sur des machines différentes (aspect multipolaire). Noter que cette convention d'appellation (la “procédure” et ses différents “scripts”) est purement arbitraire, tous suivant les mêmes règles de syntaxe et tous étant écrits dans le même genre de fichiers ASCII ; ce n'est qu'une question de savoir “qui” est déclenché par “qui”.

Contrairement aux langages de programmation classique, on peut donc construire en EICC des programmes qui appellent des sousprogrammes écrits non-seulement dans des fichiers différents, mais peut-être aussi contenus dans des ordinateurs différents, et/ou les exécuter éventuellement sur des ordinateurs différents, et/ou les exécuter séquentiellement ou parallèlement... De plus, il n'y a en théorie aucune limite au nombre de niveaux de profondeur des appels (un programme appelant des sousprogrammes qui eux-mêmes appellent d'autres sousscripts, etc.) ; la limite dépend en fait uniquement de la puissance de l'ordinateur (cpu, mémoire...) qui conditionne le nombre maximal **total** de scripts et/ou de variables qu'il est capable de gérer en même temps...

L'objet de ce chapitre est donc de décrire les différentes façons de synchroniser (ou non...) des scripts, et de donner quelques exemples d'applications montrant les différents résultats obtenus.

## Syntaxe

*Include* `\\path\to\script.eicc`

Cette instruction agit comme une insertion pure et simple des lignes de code du script `\\path\to\script.eicc` à l'endroit exact de cet “include” dans la procédure ; seules les lignes de codes sont insérées, le “header” (q.v.) du script inclus est ignoré. Cette insertion a lieu lors de la compilation de la procédure, si bien qu'au moment de l'exécution, tout ce passe comme s'il n'y avait jamais eu qu'un seul fichier compilé.

Toutes les instructions de ce script sont ainsi exécutées dans l'environnement<sup>1</sup> défini par la procédure et donc dans la même fenêtre du “script server” (q.v.).

!! Faire attention d'ailleurs à d'éventuels conflits de “label” (q.v.) entre ceux du script et ceux de la procédure...

*Script Call Host* `\\path\to\script.eicc` [*call option*]

<sup>1</sup> environnement d'une procédure : pour l'essentiel, il s'agit de l'ensemble des “labels” et des “connexions réseau” déclarés dans le corps de cette procédure...



Subtilités en EICC  
1.2

Cette instruction permet par contre d'appeler le script `\\path\to\script.eicc` indépendamment de la procédure. La compilation de la procédure ne fera que tester l'existence du fichier à appeler, le script n'étant à son tour compilé puis exécuté qu'au moment où le "script call" est effectivement exécuté. Le script s'exécute alors dans son environnement propre (une nouvelle fenêtre s'ouvre dans le "script server"). Par contre son "header" n'est là encore pas recherché ni pris en compte, puisque le "script call" ne provient pas du "GUI" (q.v.).

Si un "Host" est précisé, le script sera envoyé au "script server" de l'ordinateur correspondant, qui prendra donc en charge son exécution. Si l'on accepte (ou désire) que le script soit exécuté par le "script server" local, c'est-à-dire celui qui a déjà en charge la procédure appelante, quel qu'il soit, donner "Local" comme nom de "Host"...

!! S'assurer bien sûr que le "script server" (et autres "servers" nécessaires à l'exécution du script) d'un éventuel "Host" distant soi(en)t démarré(s)...

!! En matière de "connexions réseau" (avec des "instruments" ou "Hosts" distants), il vaut mieux considérer celles-ci comme étant limitées à l'environnement d'une seule procédure, c'est-à-dire utilisables uniquement par la procédure les ayant établies. Même si, classiquement, cette notion est valable à l'échelle d'un ordinateur (donc à tous les scripts qui y sont exécutés), ce serait prendre le risque de voir par exemple une connexion ouverte par un script `\\a` être fermée par un script `\\b` tandis qu'un script `\\c` était en train de l'utiliser... **Il est donc plus sûr qu'une connexion réseau soit entièrement gérée (de la connexion à la fermeture) par un seul et même script.**

Quatre "call options" sont pour l'instant implémentées, et sont cumulatives (il suffit de les séparer par un espace) : "Blocking", "Panurge", "Silent" et "Verbose". Deux autres options, accessibles pour l'instant depuis le menu de la fenêtre du "script server", sont implémentables : "Slow" et "Fast".

*1/ Script Call ... Blocking*

Ceci permet de stopper momentanément la procédure jusqu'à ce que le script appelé soit terminé.

!! Il faut donc s'assurer que le script appelé en option "blocking" se terminera bien d'une façon ou d'une autre, un jour ou l'autre, afin que la procédure appelante ne soit pas irrémédiablement bloquée...

*2/ Script Call ... Panurge*

Ceci permet de mettre un terme au script appelé si jamais celui-ci n'était pas encore terminé au moment où la procédure appelante elle-même s'arrête...

Donc, si le "script-panurge" se termine avant la procédure, rien de plus ne se produit spécialement. Mais si la procédure se termine avant ses "scripts-panurge", alors ces derniers se termineront aussi, brutalement et immédiatement.

!! Il est rare d'avoir besoin d'appeler un script en options "blocking panurge", mais si cela devait arriver, il faut être sûr que ce script ne s'enferme pas dans une boucle infinie, car le "panurge" qui aurait été alors sa seule issue possible ne pourrait pas avoir lieu puisque la procédure serait restée bloquée au niveau du "script call"... à moins qu'elle-même n'ait été aussi appelée en option panurge...

!! Il a parfois été observé qu'une option "panurge" ne fonctionne pas lorsque le script a été appelé sur un "Host" différent de sa procédure globale... Ce phénomène reste mal compris...

!! Il semblerait aussi que le "panurge" ne fonctionne que lorsque la procédure globale se termine normalement (en passant par l'instruction "endscript") et donc qu'il soit en fait impossible d'enchaîner des appels "panurge", puisque la procédure, en se terminant normalement, va provoquer l'arrêt brutal du premier "script-panurge" qui ne passera donc pas par son "endscript" et ne déclenchera donc pas l'arrêt des scripts de niveaux plus profonds... Mais ce problème devrait pouvoir être facilement réglé dans une mise à jour des serveurs EICC...

Subtilités en EICC  
1.2

### *3/Script Call ... Silent*

Ceci permet d'exécuter le script dans une fenêtre "silencieuse" du "script server" (cf. chapitre sur l'utilisation courante des serveurs EICC et du "GUI"...). C'est en principe l'option par défaut du "script server" (donc c'est en principe une option inutile...).

### *4/Script Call ... Verbose*

Ceci permet au contraire d'exécuter le script dans une fenêtre rapportant un maximum d'informations quant au déroulement des diverses étapes (compilation, exécution...) et un message signalant la fin du script.

!! Noter d'ailleurs que tant qu'un utilisateur n'aura pas cliqué dans la fenêtre pour accepter et confirmer le message de fin de script, ce dernier ne sera pas considéré comme réellement terminé. Cela peut être un avantage lorsque l'utilisateur désire suivre le déroulement d'une macroséquence. Mais cela peut rapidement devenir indésirable lorsque plusieurs scripts appelés en mode "blocking" (ne rendant donc la main à la procédure globale qu'après une intervention manuelle) sont éparpillés sur plusieurs machines, surtout si les machines sont physiquement éloignées les unes des autres et/ou si l'utilisateur est seul...

!! Un "script call ... silent verbose" n'aurait évidemment aucun sens...

### *Script Status [message]*

Ceci permet à un script de renvoyer un "message" (chaîne ASCII) vers la procédure ayant appelé ("script call") ce script.

Si cette instruction est placée dans un script inclus, elle sera considérée comme faisant partie de la procédure, et renverra le "message" vers un niveau plus global encore.

S'il n'existe pas de niveau plus global (i.e. si cette instruction est placée dans une procédure manuellement démarrée via le "GUI"), le message sera renvoyé vers l'écran de l'utilisateur (car le "GUI" produit une fenêtre à cet effet...).

### *nota bene...*

En matière de "script call", le "script server" étant un véritable serveur au standard TCP/IP, il est parfaitement possible de déclencher une procédure EICC à partir de n'importe quel client réseau capable d'envoyer la chaîne de caractère ASCII correspondant au "script call" adéquat. Le "GUI" et le "script call" eux-mêmes ne sont en fait à ce point de vue que des clients réseau standards.

De fait, un "script status" contenu dans une procédure démarrée par un client extérieur aura pour effet d'envoyer son "message" vers ce client extérieur à travers la connexion réseau... Au client extérieur de prévoir dans la gestion de sa connexion réseau une possibilité de réception et d'interprétation de messages (c'est le cas du "GUI"...).

## ***Applications***

### *De l'utilité d'un "include"...*

Subtilités en EICC  
1.2

La première utilité évidente est celle d'éviter de réécrire un bloc d'instruction identique plusieurs fois, en écrivant ce bloc dans un script séparé que l'on "inclus" aussi souvent que nécessaire. Attention néanmoins qu'un problème des conflits de "labels" (cf. plus haut...).

Une deuxième utilité peut être de créer un petit script de configuration, contenant uniquement les quelques instructions nécessaires à paramétrer une macroséquence (en général, une série de "compute" de variables...). Ainsi, un utilisateur n'aura à éditer que ces quelques lignes faciles à lire, et pas toute une procédure touffue où il serait plus difficile d'atteindre l'information et où la moindre modification par inadvertance pourrait s'avérer désastreuse... Noter toutefois que l'en-tête d'une procédure peut être écrit de façon à réaliser ce paramétrage interactivement avec l'utilisateur lors de son démarrage via le "GUT" ; néanmoins, l'utilisation d'un "include" est nécessaire lorsque la procédure n'est pas démarrée via le "GUT" (mais depuis un client réseau non-EICC...).

### *De l'utilité d'un "call"...*

Essentiellement lorsque la procédure et le script ont des intérêts respectifs à être exécutés sur des machines différentes...

Mais un "call" peut aussi être d'un usage précieux en matière de connexions réseaux conditionnelles. En effet, imaginons une procédure qui doit choisir de se connecter à tel ou tel "instrument" ou "Host" selon la valeur d'une variable ; lors de la compilation de la procédure par le "script server", toutes les instructions de connexions seront testées (pas exécutées réellement, mais simulées...), aucun choix ne pouvant être fait à l'avance vu que les variables ne sont quant à elles pas simulées ; or, si pour une raison ou une autre un des instruments n'est pas disponible (pas allumé...) au moment de cette compilation, une erreur fatale sera générée... Le seul moyen d'éviter que la compilation ne teste une connexion réseau par avance est de placer les instructions correspondantes dans un script qui sera appelé indépendamment par un "script call" ; la connexion ne sera en effet testée qu'à la compilation du script, c'est-à-dire seulement lors de l'exécution effective du "script call" dans la procédure, c'est-à-dire encore seulement si la bonne condition est vérifiée (c'était bien l'objectif de départ...).

Le choix de l'option "blocking" dépend de si la procédure a besoin des résultats de l'exécution du script ou non. Si l'on veut programmer simplement et classiquement, on peut choisir systématiquement l'option "blocking" (c'est plus facile à suivre...), mais si l'on souhaite essayer de gagner du temps et faire plusieurs choses en même temps, alors il existe différents moyens de synchroniser les scripts :

- Si le script est réellement sans interaction, on peut l'appeler en mode par défaut (sans option) et le laisser tourner indépendamment, en parallèle du reste ;
- Si le script est sensé produire une information nécessaire à la poursuite de l'exécution de la procédure globale, il va falloir suspendre cette dernière jusqu'à l'obtention de l'information nécessaire :
  - \* un appel du script en option "blocking" est le plus simple, surtout si l'information n'est obtenue qu'à la fin du script ;
  - \* si l'information est obtenue relativement vite et que le reste du script peut continuer de s'exécuter indépendamment du reste, un "time wait" (q.v.) d'une durée bien calculée placé après le "script call" dans la procédure permettra de la suspendre le temps nécessaire ; l'idéal reste quand même de placer un "time wait"<sup>2</sup> de quelques millisecondes<sup>3</sup> dans une boucle qui attend le basculement d'un commutateur annonçant l'arrivée de l'information (cf. le concept de "script-satellite" plus bas...) :

<sup>2</sup> le "time wait" est indispensable afin de suspendre effectivement le "process" correspondant à la procédure et éviter une saturation rapide du cpu à cause d'une boucle vide qui tournerait à pleine vitesse...

<sup>3</sup> généralement, 10 ms permettent au cpu de se rafraîchir un minimum et de rendre un peu la main aux autres "process" sans pour autant trop ralentir la boucle et perdre du temps en pur "time wait"...

Subtilités en EICC  
1.2

- ◇ le basculement du commutateur peut bien sûr être programmé dans le script, de façon à obtenir un déblocage automatique de la procédure ;
- ◇ il peut aussi être effectué manuellement grâce à une version du GUI permettant de modifier la valeur d'une variable ou à petit script contenant un unique "compute" démarré manuellement à partir du "GUT" ; noter que tout ceci est rendu possible grâce à la complète globalité des variables (tous les "variables servers" sont accessibles tout le temps par tous les scripts de tous les "scripts servers" pouvant exister).

Le choix de l'option "panurge" est principalement conditionné au fait que le script a toutes les chances de partir en boucle infinie (par exemple, un serveur conditionnel, qui attend le basculement d'une variable pour faire quelque chose puis se remet en attente, etc. ; il n'est pas toujours facile de programmer une valeur de basculement signifiant l'arrêt du script, et le luxe d'un "panurge" est alors appréciable...). Il sera ainsi de toutes façons terminé lorsque la procédure globale prendra fin.

### *Du concept d'Archipellisation...*

Si après avoir isolé toutes les instructions de connexion réseau dans des scripts indépendants, on souhaite programmer la sauvegarde de données résultant de ces connexions (lectures de capteurs, messages retournés, etc.) via par exemple une série d'instruction "fits" (q.v.), on va finir par se retrouver dans l'une des situations suivantes :

- le bloc d'instructions "fits" est recopié systématiquement dans chaque script de connexion, donnant donc lieu à création d'autant de fichiers de données que de scripts auront été exécutés, mais ça peut devenir très lourd et très long à gérer ;
- le bloc d'instructions "fits" n'est écrit que dans la procédure globale, mais on peut avoir envie de donner des noms de variables différents selon les instruments connectés, et/ou une donnée peut consister en fait en une série de mesures cycliques (un scan spatiale ou spectral, une moyenne temporelle...) et donc la valeur de la variable être sans cesse réactualisée (à moins d'utiliser une variable-vecteur que l'on remplit au fur et à mesure...);
- le bloc d'instructions "fits" fait l'objet d'un "script-satellite" servant de collecteur de données en temps réel et ne produisant donc qu'un seul fichier de données.

Dans tous les cas, il faudra disposer d'un bon outil de dépouillement de données lorsqu'on voudra extraire une information, soit d'un archipel de fichiers contenant chacun un type différent de données, soit d'un seul fichier contenant un archipel de données différentes. Se souvenir que le classement de données à l'intérieur d'un fichier "eicc\_fits" (q.v.) ne pourra être que chronologique, car ainsi fonctionne EICC !...

### *Du concept de Script-Satellite...*

Un script-satellite a pour fonction de réaliser un relais de données entre des scripts indépendants et/ou un "Host" distant...

Après avoir éventuellement requis une connexion auprès d'un "Host" distant, son principe de fonctionnement est d'attendre en boucle infinie ("whileloop true" ou "whileloop 1"... ) le changement de valeur d'un commutateur de détection d'erreur ou de communication.

Si une erreur est détectée, un test sur le numéro de l'erreur (valeur du commutateur) peut déclencher une action adéquate (l'envoi d'un message, la fermeture de la connexion réseau, l'arrêt du script via un "goto", etc.). Charge au programmeur de prévoir d'ailleurs des tests d'erreurs un peu partout afin que tous les scripts puissent coordonner leurs instructions selon une même politique...

Si une communication est détectée, un test sur le numéro du message (valeur du commutateur) peut là encore déclencher une action appropriée (écriture d'une variable vers un fichier fits ou vers une

Subtilités en EICC  
1.2

connexion réseau, envoi d'un message, etc.), puis remettre ce commutateur à zéro avant de revenir en boucle d'attente.

Un tel script-satellite peut se justifier non seulement par un problème de gestion des données à sauvegarder (cf. paragraphe précédent...), mais aussi par le fait que différents scripts indépendants peuvent avoir besoin de communiquer vers une même connexion réseau (cf. "script status" et "instruments réseaux"). Ainsi, c'est le script-satellite qui sera entièrement responsable de cette connexion et qui sera averti des messages à transmettre via le basculement de commutateurs opérés par les autres scripts...

!! Afin d'éviter toute perte de donnée, il faudra tout particulièrement veiller à la synchronisation entre les différents scripts et le script satellite. En effet, si le script-satellite n'a toujours pas fini de transmettre son premier message, il faut éviter qu'un script de lecture d'un capteur ne continue à lire des données et à basculer un commutateur signalant que des données sont prêtes à être envoyées...

Une façon de faire est donc de mettre dans le script de lecture une boucle d'attente (cf. la synchronisation des "scripts calls" plus haut...) après le basculement du commutateur. Cette boucle attend jusqu'à ce que le commutateur soit revenu à zéro (ou autre valeur par défaut...), ce qui correspond au mode d'attente du satellite, de sorte que lorsqu'un script travaille, l'autre attende...

Mais ce procédé peut être généralisé dans le cas de plusieurs scripts de lecture fonctionnant en parallèle. Il suffit d'avoir autant de commutateurs différents qu'il y a de scripts. Ainsi, si un commutateur bascule, le script correspondant se met en attente tandis que le satellite traite l'information. Si plusieurs données sont disponibles au même moment, c'est-à-dire si d'autres commutateurs basculent alors qu'un premier est déjà en cours de traitement, alors chacun des scripts correspondants se mettra en attente tandis que le satellite traitera successivement et inlassablement chaque information, remettant un à un les scripts en marche au fur et à mesure dès que le commutateur correspondant reprend sa valeur par défaut...

!! Toutefois, dans le cas d'un satellite sensé gérer proprement la survenance d'une erreur, il est impératif que ce script continue de fonctionner même si la procédure globale l'ayant démarré se termine (peut être brutalement...) suite à cette erreur. D'où l'évitement conseillé de l'option "panurge" pour un tel satellite, car il serait arrêté avant d'avoir pu traiter l'erreur... Ceci nécessite donc par contre l'existence d'un commutateur de "fin des opérations" de façon à ce que ce satellite en boucle infinie puisse quand même se terminer (grâce à un "goto" faisant sortir de la boucle et menant vers le "endscript") si aucune erreur ne survenait...

### *Du concept de Deblok-Tout...*

Dans une telle architecture, il devient très facile de mettre en place un système d'arrêt d'urgence. Il suffit de prévoir une valeur particulière du commutateur de détection d'erreur (ou un commutateur particulier) qui provoquera un arrêt (ou autre action adéquate) de chaque script lors des divers tests d'erreur.

En cas de problème majeur, l'utilisateur n'aura plus qu'à lancer manuellement (via le "GUI") un petit script "Deblok-Tout" qui aura pour effet de basculer le fameux commutateur (un simple "compute"). C'est radical et les fichiers "fits" en cours d'écriture seront simplement fermés brutalement mais pas effacés du disque dur ; une possibilité de "dump" du contenu d'un "variable server" est également envisageable dans une future mise à jour de l'EICC afin de sauvegarder aussi les données en mémoire en cas d'un arrêt des serveurs.

### *De l'utilité du concept de Procédure Globale...*

On voit donc à présent qu'il sera souvent nécessaire de concevoir une macroséquence centrale qui se chargera de démarrer un (ou plusieurs !) "script(s)-satellite(s)" et de faire différents choix de protocoles

**Subtilités en EICC**

1.2

expérimentaux et/ou de connexions (car après tout, l'EICC a pour vocation première d'être utilisé dans un réseau...) en fonction de paramètres de configuration, véritables clefs qui pourront verrouiller ou déverrouiller des pans entiers de scripts élémentaires...

Et une procédure globale constitue une porte d'entrée facile à retrouver (un seul nom de fichier, voire un ou deux fichiers de configuration en plus...), ainsi qu'un moyen pratique d'orchestrer un réseau complexe de façon complètement automatique !

Tout ceci laisse entrevoir par exemple aussi une nouvelle façon d'aborder les problèmes de récursivité, car une procédure de calcul s'appelant récursivement en "script call" donne lieu à un algorithme parallèle où chaque itération est un (petit) "process" indépendant, au lieu de générer un code machine dont le nombre de lignes serait une progression arithmétique et qui finirait par faire déborder la pile-mémoire...



# Chapitre 6

## Résultats des étalonnages au sol

### 6.1 La base de données EICC

Un volume brut d'environ 1 *Go* de données EICC (donc en dehors des données des caméras *MOS* et *pn*) a été archivé sur l'ordinateur maître entre Avril 1997 (date de son entrée en service) et Décembre 1998 (fin de la dernière campagne d'étalonnage).

Les types de données archivées se répartissaient en plusieurs catégories :

- configuration des lignes ;
- carnets de bord des opérateurs ;
- surveillance de la variation du faisceau ;
- spectres et mesures du *Si(Li)* et du *GPC* ;
- essais de réglages.

Le format des données n'avaient pas fait l'objet d'une étude préalable de façon prioritaire. La possibilité de se conformer au standard FITS (*Flexible Image Transport System*), décrit par Hanisch et al. (1999), avait été évoquée afin de faciliter les échanges avec les autres équipes. En pratique, durant les opérations, les données vitales étaient relayées en temps réel à travers le réseau, de sorte que l'archivage spécifique à l'EICC fut finalement réalisé principalement en format ASCII : fichiers en texte simple, composé d'un en-tête suivi d'une zone de données. Quasiment toutes les données issues du système EICC pouvaient être stockées ainsi, à l'exception toutefois des spectres *Si(Li)* ou *GPC* qui étaient écrits dans des fichiers binaires pour limiter l'espace disque requis par une telle série de nombres (numéro du canal du détecteur et nombre d'événements comptés dans ce canal).

#### 6.1.1 Fichiers ASCII

Le nom du fichier est lui-même standardisé selon le modèle suivant : `Eicc<date>.fits`. L'extension abusive `.fits` est un reliquat des projets de format initiaux. La `<date>` était écrite sur le modèle `AAAAMMJJhhmmss` (année, mois, jour, heures, minutes, secondes) selon la date de création du fichier, de façon à faciliter le classement chronologique des fichiers, même en cas de copie sur un autre support de stockage (ce qui a généralement pour effet de modifier l'information de date de création de fichier pour le système informatique), puisqu'il suffit avec cette convention de trier les fichiers dans l'ordre alphabétique de leur nom.

L'en-tête contient une série de mot-clefs :

- le nom original du fichier (pour pouvoir identifier les données au cas où le fichier serait accidentellement renommé) ;
- le nom du script EICC ayant généré la création de ce fichier ;
- le nom de l'ordinateur sur lequel a été exécuté ce script ;
- le nom du compte utilisateur actif sur cet ordinateur à ce moment-là ;



- la liste des variables sauvegardées dans la zone de données ;
- le mot-clef END.

La zone de données est organisée selon une série de lignes indépendantes. Chaque ligne est écrite sur le modèle `Variable (Serveur) = Valeur @ Date`, c'est-à-dire respectivement le nom de la variable, le serveur de variables d'origine (pas forcément le même ordinateur que le serveur de script, section 5.4.5), la valeur de la variable au moment de la sauvegarde, la date de la sauvegarde sur le modèle `hh:mm:ss.sss` (heures, minutes et secondes au millième près, soit une précision supérieure à la durée nécessaire pour écrire une ligne de données de façon à être certain de leur ordre chronologique).

Comme on le voit, cette méthode d'archivage est entièrement basée sur le classement chronologique. Les informations écrites permettent de reconstruire entièrement l'historique d'une ou plusieurs variables, même si leurs valeurs sont dispersées dans plusieurs fichiers, car il suffit de trier les entrées selon leur date précisée à chaque ligne.

### 6.1.2 Fichiers binaires

Le nom du fichier est également standardisé, selon le modèle `Eicc<date>.mce`. L'extension `.mce` fut retenue conventionnellement pour marquer les données spectrales. Ce type de données consiste en une longue série de nombres, ayant tous la même date, et ne peut donc suivre le format de données précédent. La date est donc celle de création du fichier, c'est-à-dire au temps de transfert-réseau près, celle de lecture de la mémoire du détecteur.

### 6.1.3 Fichiers autres

Les autres types de données (carnets de bord et notes personnelles des opérateurs, conventions utilisées pour nommer les variables ou valeur des éléments non pilotables à distance comme la taille des fenêtres d'entrée des détecteurs, l'épaisseur des filtres atténuateurs ou la vitesse de rotation du *chopper* ...) n'ont pas été standardisées et étaient écrites dans des fichiers ASCII de format libre, sous la responsabilité de leurs auteurs.

Cela fut une source majeure de problèmes pour l'analyse fine des données *a posteriori*, car en se limitant aux données standardisées, rien ne différençait par exemple les mesures effectuées avec atténuateur de celles effectuées avec le *chopper*. Or la transmission de ces deux dispositifs n'étant pas la même, le rapport du flux atténué (lors du profil *Si(Li)* ou *GPC*, puis lors du balayage vertical de la caméra, phases *c/* et *e/*, section 5.4.4) au flux non atténué (lors de la mesure absolue, phase *d/*, section 5.4.4) n'est pas le même non plus dans les deux cas. De même, les réglages de certains instruments (dont le *GPC*; cf. section 6.3.2) ont changé en cours de campagne, ou d'une campagne à l'autre. Ou encore, les carnets de bord écrits manuellement (dans un fichier ASCII, ou dans un cahier manuscrit) comportaient parfois des contradictions, par exemple quant à la valeur de l'énergie de réglage du monochromateur. Mais la redondance des informations ou la disponibilité des ex-opérateurs, pendant l'année qui a suivi l'arrêt des campagnes de mesures a heureusement permis de corriger la plupart des erreurs.

## 6.2 Méthodes d'analyse

Dans un premier temps, il fut décidé de commencer par analyser les résultats de la campagne d'étalonnage de la caméra *MOS FM3* (table 5.3), car cette campagne fut la première pour laquelle le banc de test synchrotron avait fini par atteindre une certaine stabilité, mais elle devait aussi présenter tous les problèmes classiques (alignement, sautes d'intensité du

faisceau synchrotron, *etc.*), ce qui devait permettre de mettre au point une procédure d'analyse avec un minimum de robustesse mais sans trop de difficultés.

Les méthodes d'analyse, que j'ai développées à l'aide de l'environnement *IDL*, et les résultats obtenus ont fait l'objet de deux documents opérationnels intégrés à la base de données d'étalonnage officielle d'*XMM-Newton* (Marty & Bernard, 2000a,b), ainsi que d'une publication (Marty et al., 2000) et d'un compte-rendu de conférence (Marty & Bernard, 2001). Ces documents sont également repris en annexe de ce chapitre (respectivement page 147, page 159 et page 173).

### 6.2.1 Post-synchronisation des données d'étalonnage

Rien que pour *MOS FM3*, une estimation rapide donnait plus de 600 points de mesures, et nous avons tout de suite senti la nécessité de développer des procédures automatiques. La première chose à faire fut donc de rassembler les carnets de bord et compiler une liste des données disponibles, ce qui a donné lieu à la constitution manuelle d'une liste de points de mesures exploitables. D'autre part, j'ai également procédé à la vérification et au nettoyage de tous les ordinateurs du réseau EICC afin d'être sûr que toutes les informations vitales aient bien été regroupées sur la machine maître, et que les autres ordinateurs puissent être reconvertis pour un usage ultérieur à la Station d'Etalonnage (Marty, 1999b).

Chaque point de mesure était identifié dans la chaîne d'analyse des données caméra par un numéro (*RunID*) s'incrémentant automatiquement. Ce numéro était communiqué au maître EICC à l'initialisation de chaque procédure automatique et était sauvegardé conjointement à toute autre donnée de configuration du banc d'étalonnage. En pratique, toutes les procédures d'analyse ont été par la suite basées sur le regroupement des données associées à un même *RunID*, les diverses informations temporelles, toutes traduites selon une norme unique (dates absolues selon le calendrier Julien), permettant ensuite de les réordonner voire de les faire correspondre.

La table 6.1 montre bien que si en un laps de temps donné (quatre à cinq semaines), le nombre de points de mesures (ou *runs*) effectués n'a pas pu être augmenté, leur qualité s'améliore après les modifications apportées au banc de test fin Mai 1998 (le taux de réjection des données disponibles mais de mauvaise qualité passe de 17% à 7%).

Par contre, le niveau d'échantillonnage global (continuum et seuils d'absorption cumulés) fut inférieur d'un facteur 3.1 par rapport aux 290 valeurs différentes de l'énergie initialement souhaitées, mais au profit d'un facteur de redondance d'environ 2.7. L'échantillonnage du continuum en particulier a été diminué par un facteur 2 (40 au lieu de 80 points). L'exploration des seuils du Carbone et de l'Etain a été abandonnée, car il avait été montré que la contamination au Carbone des lignes de lumière n'atteignait ni les détecteurs absolus ni les caméras (Hainaut, 1999), quant au seuil de l'Etain, il ne s'agissait que des transitions *L* et *M* autour de 4.5 et 0.5 keV (la transition *K* se situant bien au-delà de 15 keV), donc peu intenses, cet élément n'étant en outre pas présent directement dans les CCD mais seulement au niveau filtres (figure 6.25).

En moyenne, 50% des données caméras archivées ont servi à la mesure de la transmission de leurs filtres; ces données ne purent pas être utilisées pour le calcul du rendement des caméras, car, pour gagner du temps, la mesure absolue du faisceau n'était pas effectuée, étant inutile puisque la transmission d'un filtre est égal au rapport des mesures caméra avec et sans ce filtre.

On observe aussi qu'en moyenne 16% des points de mesures initialisés n'ont pas débouché sur des données caméras, principalement à cause d'interruptions en urgence suite à la perte du courant synchrotron dans les anneaux de stockage, conséquence de la vétusté des installations du LURE.

TAB. 6.1: Récapitulatif de la production de données pour chaque campagne d'étalonnage.

caméra	RunID		nombre de <i>runs</i>				énergie ( <i>eV</i> )		nombre d'énergies		
	min	max	déb.	fin.	uti.	val.	min	max	dif.	uti.	val.
FM1	788	1108	211	n/a	n/a	n/a	200	15000	66	n/a	n/a
FM2	1676	3196	824	719	305	254	150	15000	176	113	105
PN1	3264	3786	407	324	167	157	150	17000	120	67	64
FM3	3903	5474	815	682	341	315	150	15000	181	123	120
PN2	5508	5906	78	n/a	n/a	n/a	200	1300	27	n/a	n/a
FM4	5938	6235	57	n/a	n/a	n/a	150	600	21	n/a	n/a

déb. nombre de tentatives de prises de données caméra ;

fin. nombre d'ensembles de données caméra effectivement archivés (ni interruption de mesure, ni problème de lecture électronique, ni problème d'écriture sur la console scientifique) ;

uti. données caméra archivées, prises en mode OPEN (donc utiles pour le calcul du rendement, les autres modes servant à mesurer la transmission des filtres) et associées à une mesure absolue du faisceau (nécessaire pour le calcul du rendement) ;

val. données caméra archivées, prises en mode OPEN, associées à une mesure absolue du faisceau et dont toutes les données sont exploitables (ni saute d'intensité dans le faisceau, ni interruption de la mesure du profil, ni problème de configuration de la roue à filtres ou de la caméra ...) ;

dif. nombre de valeurs d'énergie différentes parmi les données caméra archivées.

La discontinuité des numéros de *runs* vient du fait que la chaîne de lecture électronique des caméras *EPIC* a été utilisée entre les campagnes d'étalonnage orcéennes sur d'autres sites d'essais ; d'autre part, toutes les mesures de *flat field* des caméras réalisées à l'aide du tube-X n'ont pas été archivées du point de vue de l'EICC et ne sont donc pas comptabilisées dans la table 6.1.

Enfin, les données issues de la campagne FM1 n'ont jamais été exploitées complètement puisque cette caméra a été modifiée (FM4) ; cependant, une analyse rapide de ces données (Bernard et al., 1997) a permis de valider les procédures d'étalonnage (section 5.4.4) pour les campagnes suivantes. Celles issues des campagnes PN2 et FM4 n'ont pas été exploitées non plus, suite à une panne de longue durée sur les installations de l'anneau DCI : les données pour FM4 n'étaient pas assez nombreuses et ce modèle était de toutes façons un modèle de rechange ; PN2, même s'il s'agissait du modèle de vol, a également souffert de la même panne de DCI. Les données des caméras *pn* prises à Orsay ne pouvaient pas être exploitées en dessous de 600 *eV*, car, à des énergies aussi basses, les algorithmes de reconstruction des événements ne pouvaient pas faire la différence entre ceux survenus pendant la phase d'exposition et ceux survenus pendant la phase de lecture des pixels, rendant donc impossible le comptage des photons utiles au calcul du rendement. Cette confusion est une conséquence de la non synchronisation des *pn* avec le balayage vertical du MOGSE (*cf.* section 5.3.8) et de la plus grande dispersion des motifs pour des photons de basses énergies sur une caméra "face-arrière" (*cf.* section 4.3.4). Mais les CCD constituant les caméras *pn* étant issus de processus de fabrication monolithique (section 4.2), le rendement de tous les CCD, y compris d'une caméra à l'autre, devait être pratiquement constant, d'où la concentration sur les données issues de la campagne PN1, puisque PN2 ne pouvait être analysée qu'entre 600 et 1100 *eV*.

Nous avons donc écrit une procédure automatique d'analyse capable de :

- collectionner les informations requises (profil horizontal absolu – comptage et durée d'intégration – et données de surveillance du faisceau) au sein de la base EICC, en fonction de la date et/ou du *RunID* ;
- les comparer entre elles ainsi qu'aux données caméra afin d'estimer la variation du faisceau entre profil absolu et balayage vertical ;

- injecter les bonnes valeurs dans l'équation du rendement (équation 6.1) afin de caractériser chaque CCD.

Ces trois grandes étapes sont décrites dans Marty & Bernard (2000b) (*cf.* page 164, § 3 ; voir aussi page 165, Fig.6). Quelques détails supplémentaires sont donnés ici.

## 6.2.2 Collection des informations

Deux traitements sont appliqués sur les données du profil horizontal absolu. D'une part, nous avons ajusté sur le spectre total enregistré par le détecteur absolu (cumulé sur l'ensemble du profil) une courbe de type *hypermet*, combinant une gaussienne (pic principal) à un plateau (basses énergies) et à d'autres caractéristiques de la réponse impulsionnelle des détecteurs au Silicium (Jourdain, 1998). Cette réponse peut typiquement être scindée en quatre bandes d'énergie (ou régions d'intérêt ou ROI) : bruit aux basses énergies (ROI1), plateau de mauvaise collection et éventuel pic d'échappement avant le pic principal (ROI2), pic principal (ROI3), résidus d'empilement (ROI4). La position du pic du meilleur modèle obtenu est alors une mesure (figure 6.2) de l'énergie du faisceau incident, supposé monochromatique avec une meilleure précision que la résolution spectrale du détecteur (section 5.4.3). Ceci afin de vérifier la cohérence avec les carnets de bord et la liste des *runs*. D'autre part, nous avons constaté que la succession des mesures horizontales présentait parfois des sauts violents et ponctuels (ou *glitches*), probablement dus à l'impact de rayons cosmiques. Nous avons donc appliqué un filtrage à base de fenêtre glissante pour détecter ces *glitches* dans les données extraites de ROI1 qui s'est empiriquement avérée être la plus sensible et les rejeter des données du profil total (figure 6.1).

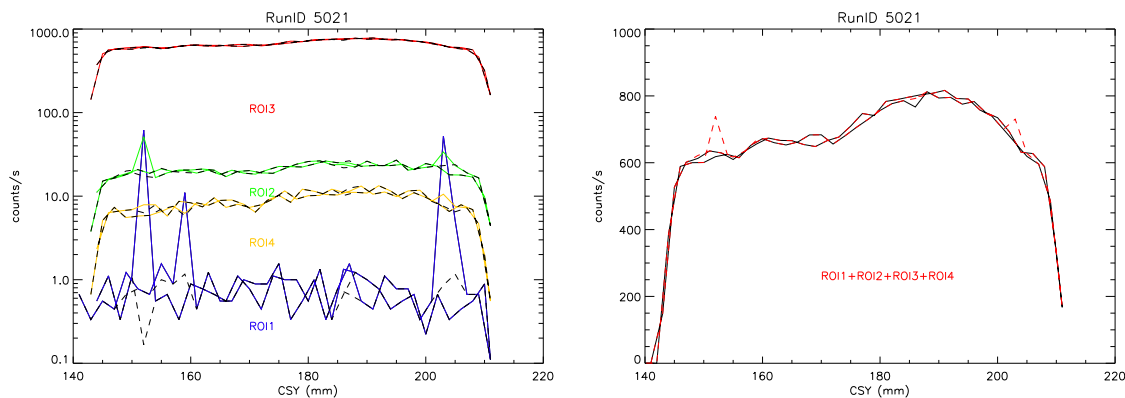


FIG. 6.1: Gauche : exemple de profil horizontal enregistré avec le détecteur absolu dans différentes bandes d'énergie (ROI). Droite : la détection des *glitches* (traits pleins) se fait dans ROI1, puis ils sont supprimés (pointillés) des données du profil sommé sur les 4 ROI.

En ce qui concerne les données caméras, elles ont été entièrement dépouillées et réduites au strict minimum (dans le cadre du calcul de leur rendement) par l'équipe du CEA de Saclay pour les *MOS*, et par l'équipe du MPE de Garching pour la *pn*. Une concertation préalable avait permis de définir des outils commun d'analyse des données (notamment le langage IDL) ainsi que le format des données caméras réduites (fichiers binaires de sauvegarde IDL). En résumé, il devait être possible de :

- reconstruire le profil spatial des événements enregistrés par la caméra afin de pouvoir le ré-aligner sur le profil horizontal réalisé par le détecteur absolu (*Si(Li)* ou *GPC*), et donc de pouvoir appliquer correctement le masque du champ de vue (section 6.2.5) ;
- reconstruire l'histogramme temporel des événements, ou courbe de lumière (ou *light-curve*), afin de pouvoir le comparer aux données de surveillance du faisceau, ce qui

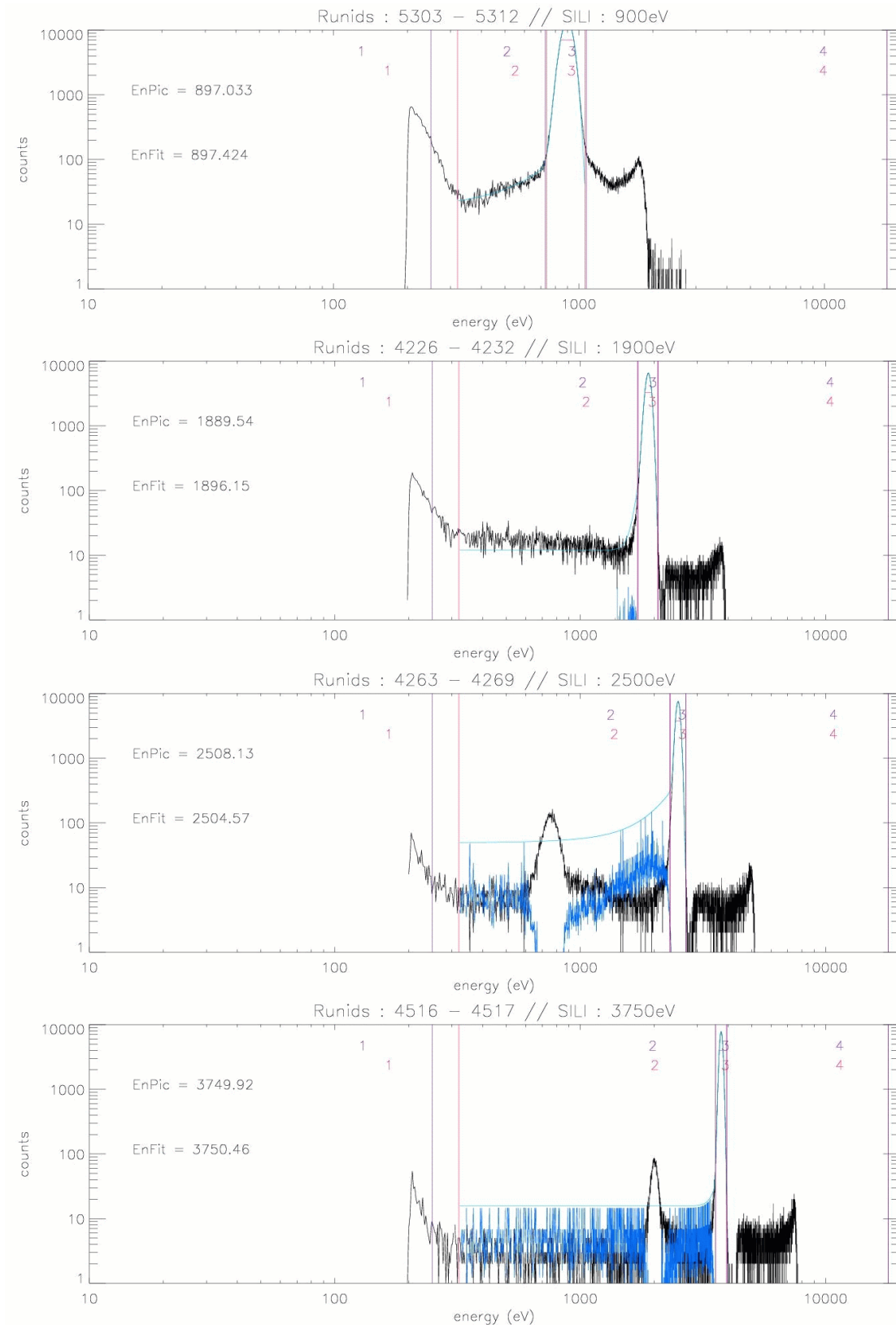


FIG. 6.2: Exemples de spectres moyennés sur l'intégralité d'un profil horizontal, à différentes énergies du faisceau incident. La courbe bleue est la différence entre le modèle et les données. Au-delà de 1850 eV, on voit notamment apparaître sur le Si(Li) un pic d'échappement du silicium (Jourdain, 1998), non modélisé dans notre codage de la fonction hypermet.

suppose donc à nouveau un recalage (dates exactes de début et de fin d'enregistrement des données caméras).

Ces informations devant donc permettre de déduire les paramètres requis  $Counts_{ccd}$ ,  $Mask_{ccd}(CSY)$  et  $N_f$  (cf. équation 6.1). Par souci de redondance, des informations, telles que  $RunID$  et valeur de l'énergie du faisceau mesurée par la caméra (par un procédé similaire à celui utilisé avec les détecteurs absolus) ou enregistrée dans les carnets de bord de la chaîne électronique  $EPIC$ , étaient également reportées dans les fichiers de données caméra.

### 6.2.3 Comparaison des informations : énergie du faisceau

Une première vérification de la cohérence des données pouvait dès lors être effectuée en comparant, pour chaque point de mesure, la valeur de l'énergie telle que mesurée par le détecteur absolu, mesurée par la caméra (ou à défaut la valeur stockée dans le carnet de bord), enregistrée dans la base EICC et déduite de l'angle du monochromateur (si disponible dans la base EICC). En cas de désaccord, la valeur de l'énergie était corrigée manuellement dans la liste des *runs* après recoupement de toutes les valeurs disponibles et vérification dans les carnets de bord. Les figure 6.3 à 6.8 récapitulent tous les points de mesure disponibles (à la fois dans la base EICC et dans la base  $EPIC$ ), toutes caméras confondues (FM2, FM3, PN1) et montrent que :

- parfois, le monochromateur était manuellement réglé à une énergie différente de l'énergie demandée (figure 6.3), afin de ne pas perdre du temps à réinitialiser une procédure par le réseau ;

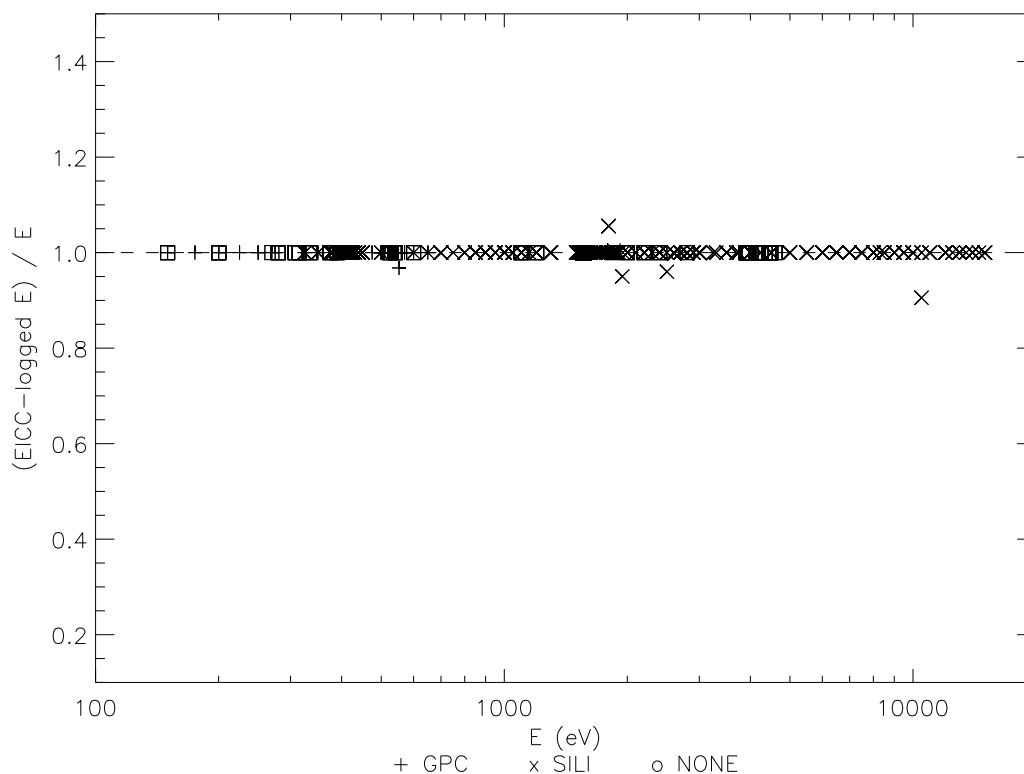


FIG. 6.3: Comparaison entre l'énergie demandée et l'énergie réelle.

- l'angle du monochromateur est un estimateur fiable de l'énergie du faisceau, mais il n'était essentiellement enregistré que lors des points de mesure dédiés aux filtres (figure 6.4), car l'étalonnage absolu n'était pas nécessaire et il n'y avait donc pas de

mesure de l'énergie du faisceau par le détecteur absolu ;

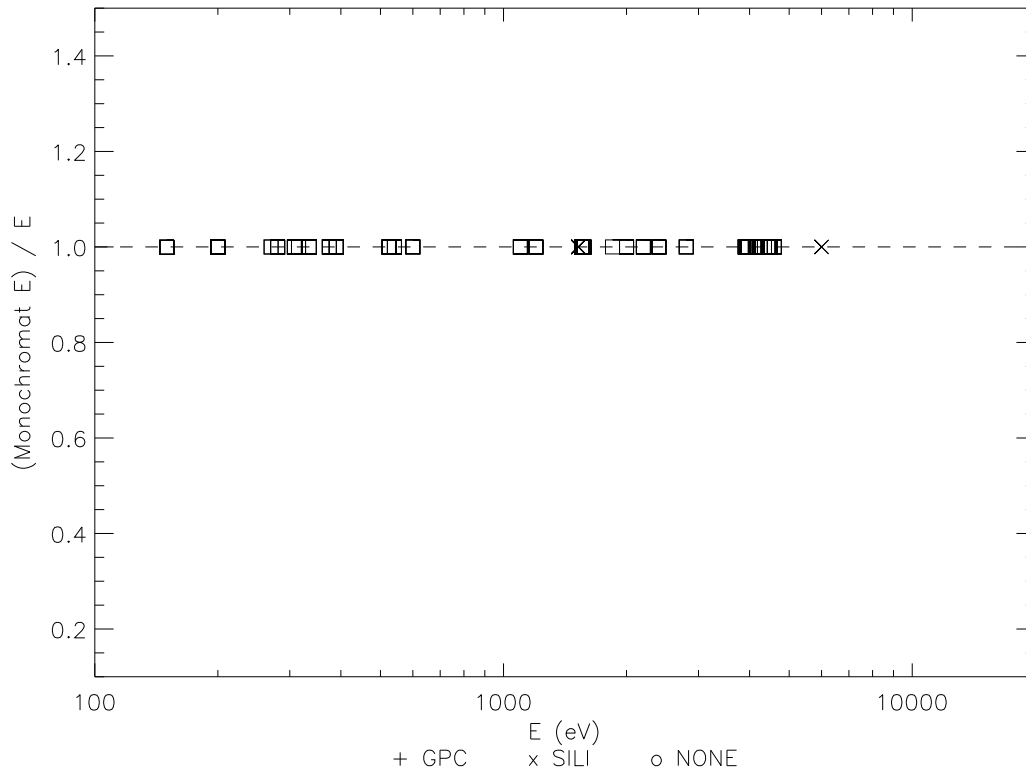


FIG. 6.4: Comparaison entre l'énergie déduite de l'angle du monochromateur et l'énergie réelle.

- au-delà de 1 *keV*, les points déviants sont ceux pour lesquels l'ajustement du spectre n'a pas été réalisé et a été remplacé par une valeur manuelle erronée (figure 6.5) ; en deçà de 350 *eV*, outre deux valeurs manuelles erronées, la forme de la courbe illustre bien la difficulté de modéliser le spectre des événements à des énergies aussi basses (rmq : ceci ne vaut que pour les *MOS*, car les points de mesure *pn* en deçà de 600 *eV* n'ont pas été analysés, *cf.* section 6.2.1) ;
- mis à part un point déviant aux environs de 1 *keV* (problème de convergence de l'ajustement de la courbe *hypermet*), les valeurs retournées par le *Si(Li)* sont de bons estimateurs au-delà de 350 *eV* (figure 6.6) ;
- le *GPC* par contre, utilisé en deçà de cette valeur ainsi qu'autour du seuil de l'oxygène, n'a pas donné de bonnes valeurs car le réglage de son échelle de correspondance canaux-énergies a été optimisé manuellement à quasiment chaque utilisation (figure 6.7), rendant impossible toute tentative d'étalonnage automatique ;
- en tous cas les problèmes du *GPC* ne sont pas du tout corrélés à ceux de la caméra (figure 6.8).

#### 6.2.4 Comparaison des informations : qualité du faisceau

La deuxième étape a consisté à vérifier la qualité du faisceau en chaque point de mesure. Pour ce faire, les données EICC et caméra étaient ordonnées en séquences chronologiques de

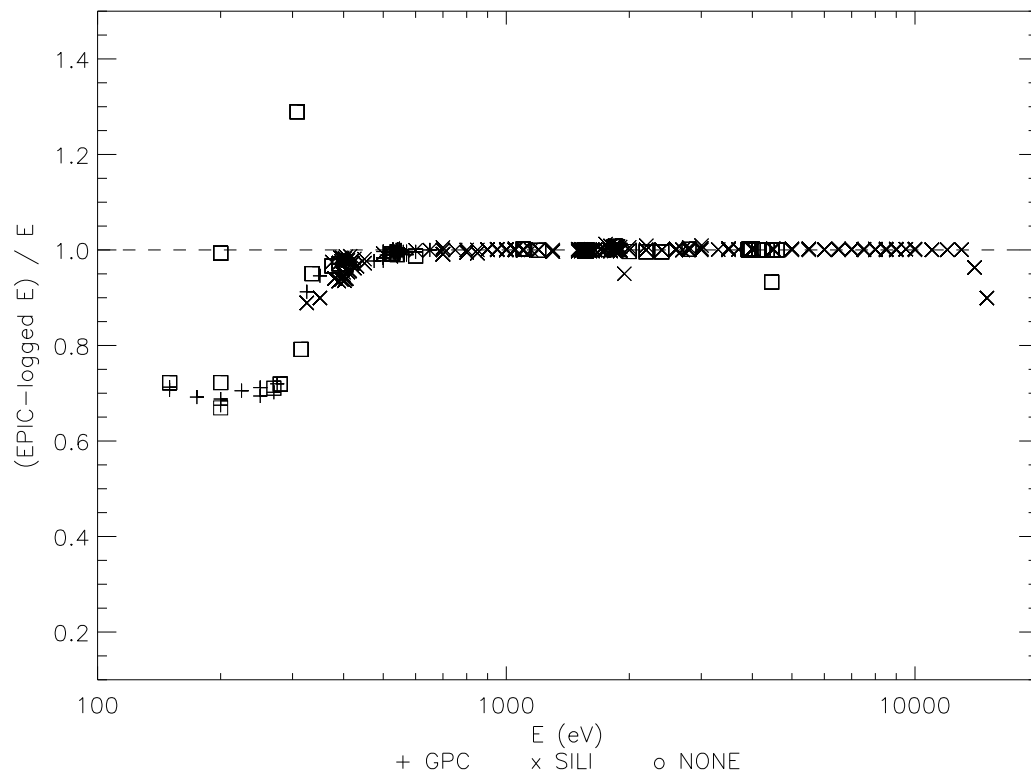


FIG. 6.5: Comparaison entre l'énergie mesurée par la caméra et l'énergie réelle.

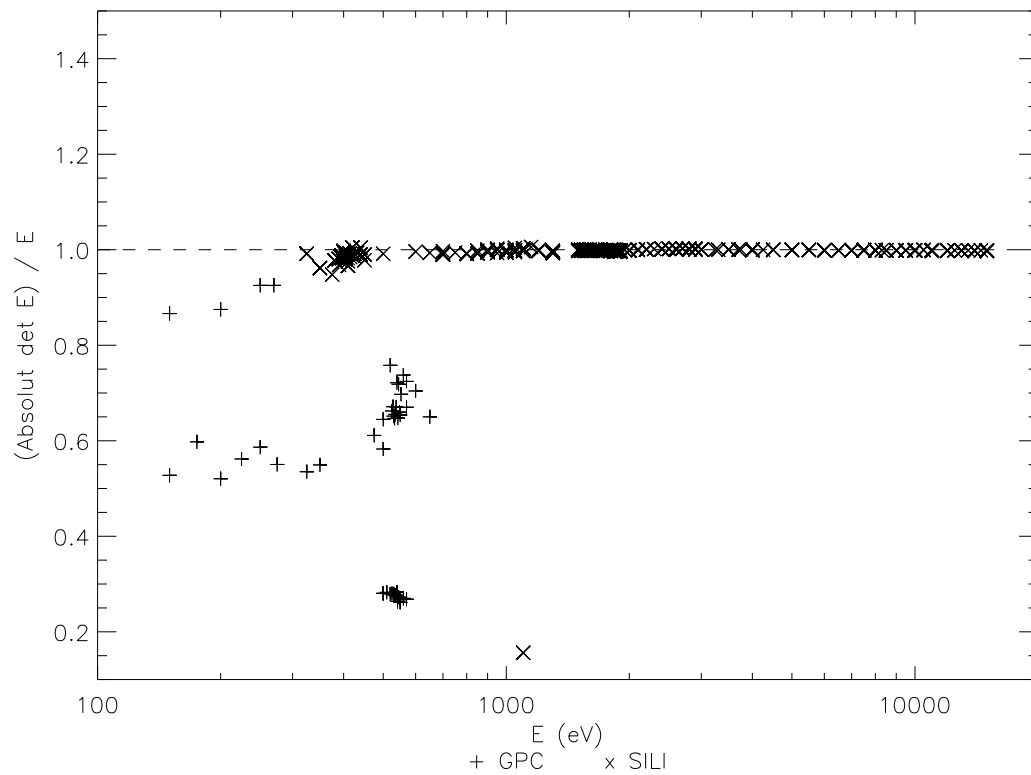


FIG. 6.6: Comparaison entre l'énergie mesurée par le détecteur absolu et l'énergie réelle.



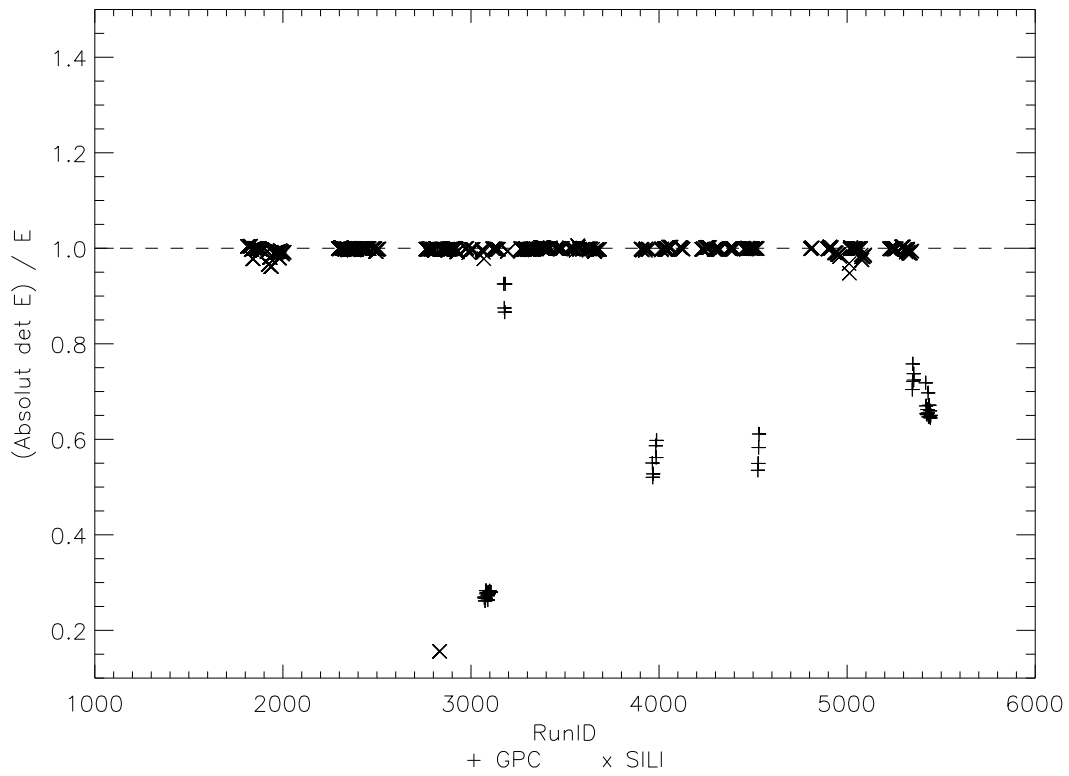


FIG. 6.7: Tracé de l'énergie mesurée par le détecteur absolu en fonction du temps.

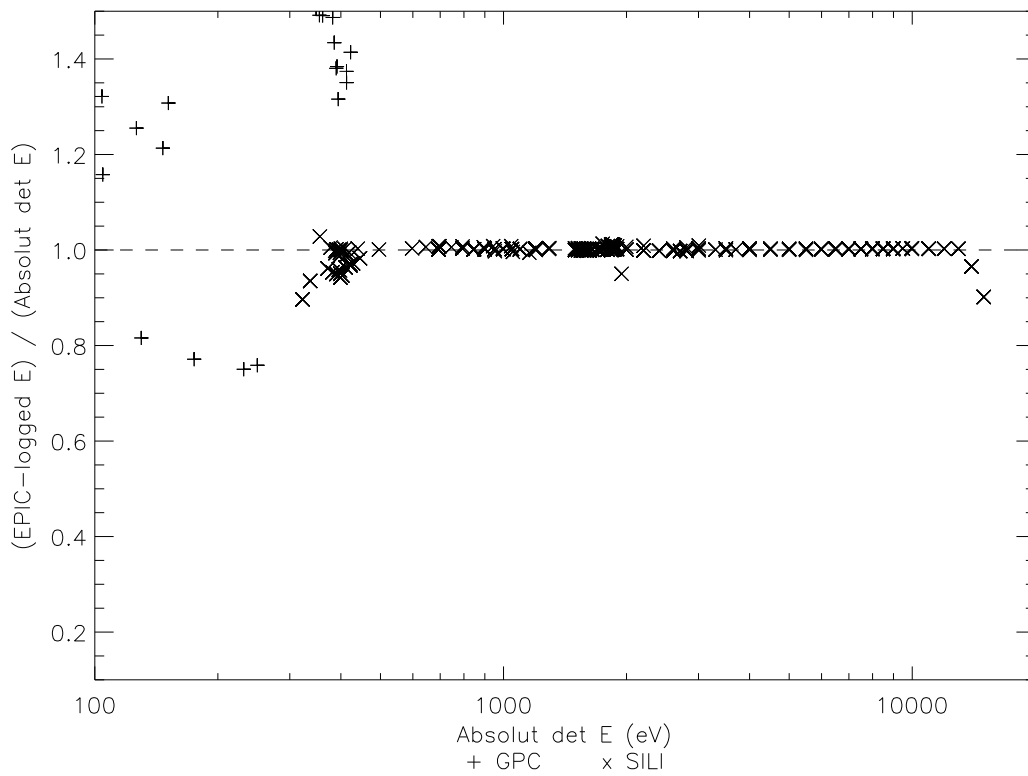


FIG. 6.8: Comparaison entre l'énergie mesurée par la caméra et celle mesurée par le détecteur absolu.

façon à pouvoir les comparer (figure 6.9 à 6.12 ; voir aussi : page 167, Fig.7) aux courbes de lumières enregistrées aux trois points de surveillance (courant synchrotron, monochromateur, *chopper*). Toutes les données sont tracées en fonction du temps en termes de variation relative à la médiane des données de la première position OPEN. Les données caméra sont la somme de tout le champ de vue pendant chaque trame (*i.e.* balayage vertical MOGSE). Les données très inférieures à la médiane sont celles obtenues avec un filtre dont l'effet d'atténuation n'est pas pris en compte à ce point de l'analyse. Les données de surveillance sont rapportées à la valeur interpolée à la date de la valeur médiane des données caméra et représentent bien une variation temporelle en un point seulement du faisceau. Les données de détecteur absolu sont en fait celles du profil horizontal. Ce dernier a bien été constitué à partir d'une succession temporelle de mesures. On utilise donc ici le temps (et non la coordonnée CSY) comme abscisse, mais le fait que ces mesures proviennent de points différents du faisceau peut provoquer en cas de faisceau très inhomogène un écart à la médiane indépendant de la variation temporelle du faisceau (figure 6.12). Cependant, un tel écart aura une allure symétrique puisque le balayage spatial comporte un aller et un retour et peut être ainsi démasqué. Dans le cas de DCI, le faisceau étant plus homogène, les écarts résiduels ne sont bien dus qu'à une variation temporelle (figure 6.9).

Au début, nous avons envisagé une procédure automatique capable de décider par elle-même laquelle des trois descriptions conserver afin de corriger au mieux toute variation du faisceau.

D'une part, certaines données n'étaient pas toujours disponibles suite à un problème d'acquisition du courant synchrotron au niveau du LURE, ou un mauvais alignement de la diode au niveau du monochromateur, *etc.* (figure 6.9).

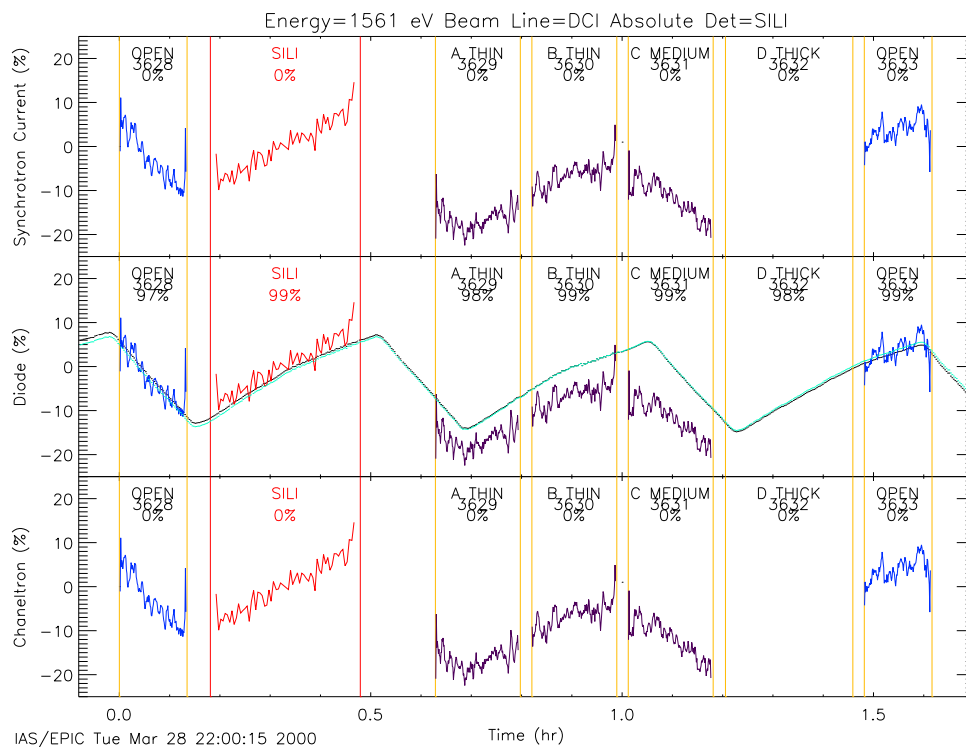


FIG. 6.9: Exemple de courbe de lumière des données de surveillance (ou monitoring) du faisceau : variations de grandes amplitudes vues aussi bien par la caméra, le détecteur absolu et la diode du monochromateur; deux données de surveillance absentes (courant synchrotron et channeltron du *chopper*). Bleu : caméra. Rouge : détecteur absolu. Noir : monitoring. Cyan : monitoring corrigé d'une fonction linéaire.

D'autre part, certaines données témoignaient de sautes violentes de niveau de flux (figure 6.10 et 6.11). Ces deux cas étaient toutefois quantifiables (pourcentage de la durée couverte, nombre et intensité relative des sautes).

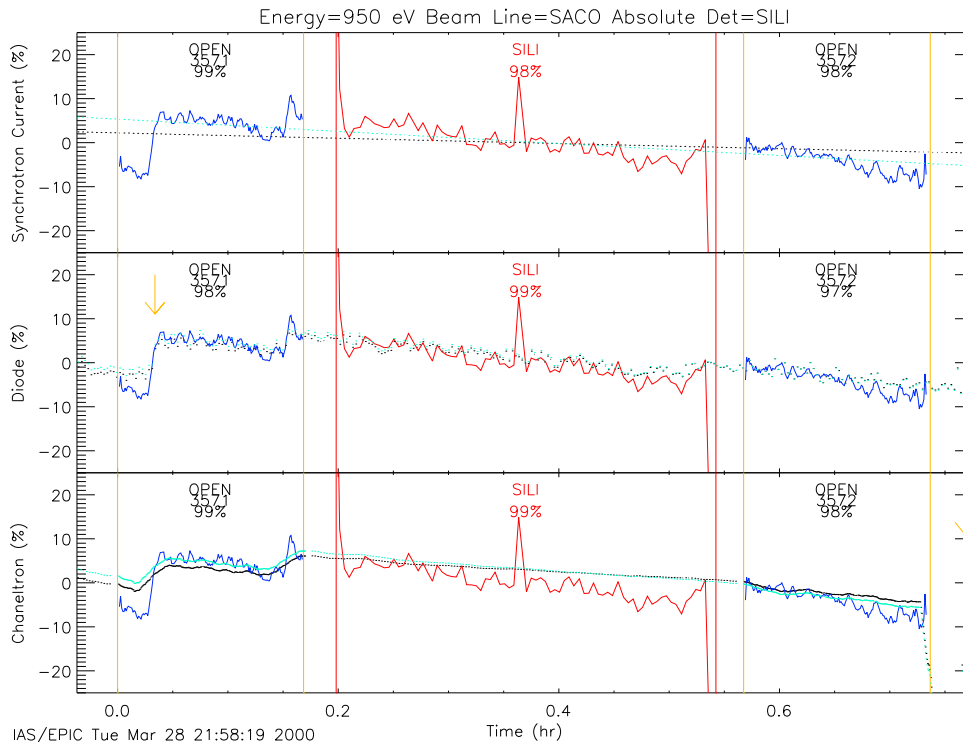


FIG. 6.10: Exemple de courbe de lumière des données de surveillance (ou *monitoring*) du faisceau : malgré un courant synchrotron continu, une variation brusque du flux incident sur la caméra est vue dès le monochromateur. Bleu : caméra. Rouge : détecteur absolu. Noir : *monitoring*. Cyan : *monitoring* corrigé d'une fonction linéaire.

Mais nous avons également observé des cas où aucune donnée ne permet de décrire la variation de flux, à moins de corriger la courbe de lumière d'une fonction linéaire (figure 6.12).

Au final, la complexité des critères de choix nous a obligé à contrôler visuellement la qualité de chaque *run* et en conséquence à modifier manuellement le résultat du choix automatique. Dans certains cas (aucune description correcte et/ou disponible), le point de mesure a dû être purement et simplement rejeté (voir aussi page 166, Fig.7).

Une étude de l'origine de ces variations temporelles est donnée dans Hainaut (1999). En résumé, sur SACO, les sautes violentes étaient principalement dues à des vibrations mécaniques provoquées par la circulation piétonne autour de la ligne de lumière dans le hall du LURE, ce qui pouvait induire un léger déplacement de parties mobiles (miroir ou fente par exemple, figure 6.13). Selon l'endroit du choc, toutes les données de surveillance ne voient donc pas la même chose (figure 6.11). Hainaut (1999) montre en outre que les différences de pente observées entre les données de surveillance et la courbe de lumière de la caméra peuvent être dues à des variations thermiques subies par des pièces mécaniques de la ligne synchrotron (en général, un échauffement sous l'effet du rayonnement, provoquant une dilatation du matériau et, pour un système de fente une réduction de l'ouverture, une diminution du flux).

Quant à la ligne DCI, les amples variations en dents de scie (figure 6.9) étaient dues au système de refroidissement des fentes d'entrée du monochromateur, dont le fonctionnement était cyclique (période de 0.5 h). A partir de Juillet 1998, le système a été réglé pour fonctionner en permanence, limitant les variations thermiques, et par conséquent les variations

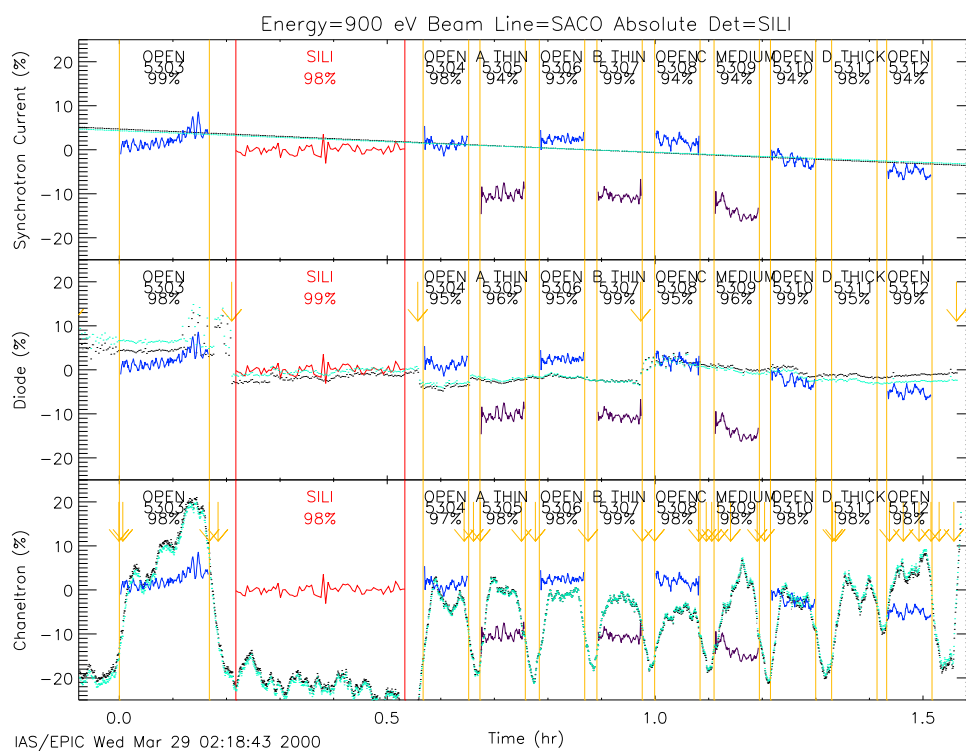


FIG. 6.11: Exemple de courbe de lumière des données de surveillance (ou monitoring) du faisceau : malgré un courant synchrotron continu, des variations brusques dans les données de surveillance sont perçues sans corrélation mutuelle, tandis que le flux incident semble en réalité n'avoir subi aucune altération. Bleu : caméra. Rouge : détecteur absolu. Noir : monitoring. Cyan : monitoring corrigé d'une fonction linéaire.

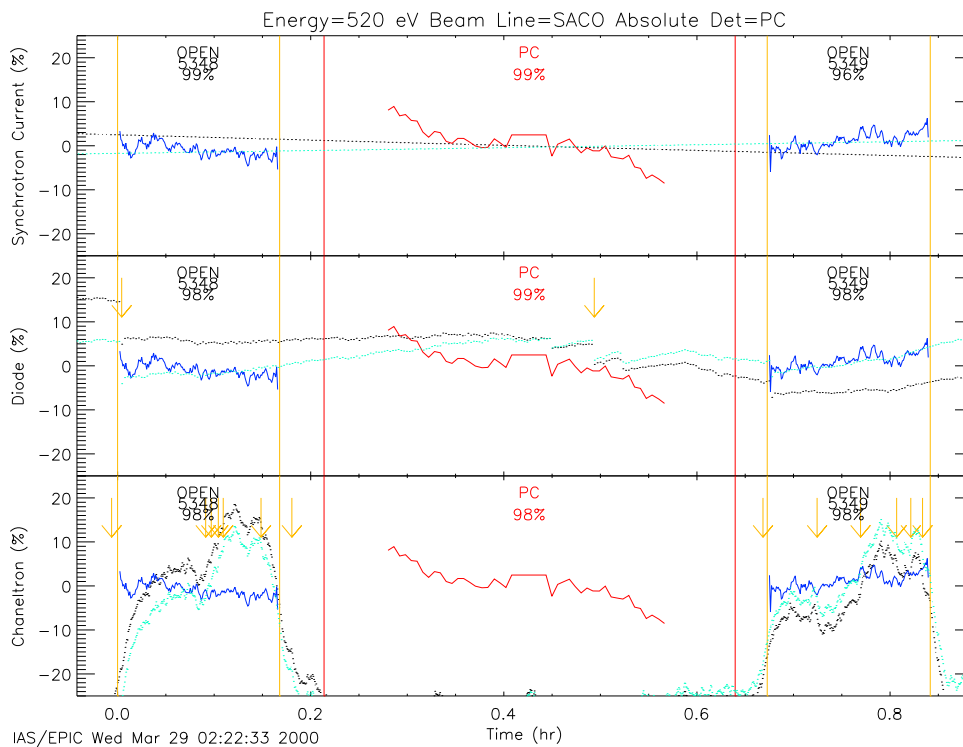


FIG. 6.12: Exemple de courbe de lumière des données de surveillance (ou *monitoring*) du faisceau : aucune donnée de surveillance ne semble rendre compte complètement du flux incident (surtout pour la première position OPEN). Bleu : caméra. Rouge : détecteur absolu. Noir : *monitoring*. Cyan : *monitoring* corrigé d'une fonction linéaire.

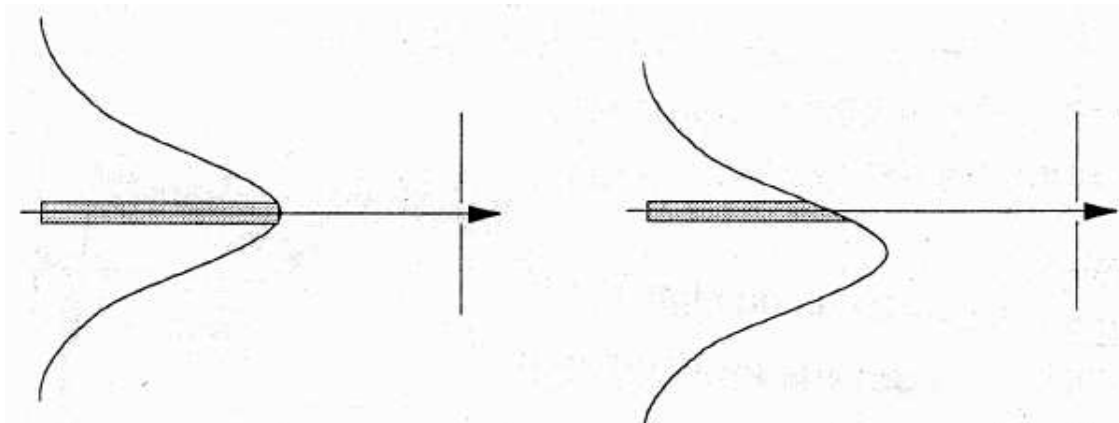


FIG. 6.13: Illustration de la variation brutale du flux synchrotron lorsqu'après un choc mécanique, le faisceau de distribution spatiale gaussienne n'est plus parfaitement aligné sur la fente de sortie du monochromateur ou d'entrée de la cuve Jupiter (extrait de Hainaut (1999)).

de flux, à la seule décroissance du courant synchrotron.

### 6.2.5 Comparaison des informations : géométrie du faisceau

Pour chaque point de mesure validé par la procédure précédente, les données faisceau et caméra étaient injectées dans la formule de calcul du rendement quantique. Le point le plus délicat du calcul fut de recalibrer les abscisses des deux profils horizontaux, détecteur absolu et caméra. En effet, malgré les mesures d'alignements du MOGSE (section 5.4.3), un premier passage sur les données a montré que les profils étaient systématiquement décalés. Nous avons donc ajouté une étape de réajustement des abscisses par la méthode de minimisation des moindres carrés. Ce deuxième passage dans les données a révélé que cet ajustement n'était pas suffisant, car il semblait y avoir en plus un effet de dilatation entre les deux profils. Un paramètre de facteur d'échelle a donc été introduit dans l'étape de réajustement des abscisses (page 168, Fig.8 et 9). Il est important de remarquer ici que les défauts d'homogénéité du faisceau créent une structure nécessaire à la convergence de tels algorithmes ; avec un faisceau très homogène et plat, il aurait été impossible de détecter de tels effets de décalage et de dilatation.

Les amplitudes observées pour le décalage (typiquement une centaine de pixels pour les *MOS* et une trentaine pour la *pn*, soit environ 4 *mm* dans tous les cas) ne sont pas compatibles avec la précision de positionnement du MOGSE (0.01 *mm*), même en cumulant l'erreur de positionnement de chacun des trois supports d'instruments. Par contre, une analyse statistique en cumulant toutes les données disponibles a montré que le décalage présente une distribution gaussienne (figure 6.14, en haut à gauche). En réalité, les valeurs du décalage utilisées pour cette analyse est une valeur réduite, c'est-à-dire la valeur d'origine soustraite de la moyenne sur la campagne d'étalonnage et la ligne de lumière correspondante (table 6.2). Cette moyenne représente l'erreur systématique commise sur l'inter-alignement des instruments à une période donnée et pour une ligne donnée (rotation globale du MOGSE différente, cf. section 5.3.2). La distribution statistique (moyenne 0.22 *mm*, écart-type 1.14 *mm*) autour de l'effet systématique suggère un second effet lié au faisceau, plus exactement lié à un élément mobile de la ligne de lumière, car plusieurs *runs* consécutifs étaient réalisés après une injection donnée dans l'anneau synchrotron. Un décalage maximum de 4 *mm* entre détecteur absolu et caméra, eux-mêmes distants d'environ 0.5 *m*, induirait un angle de 0.008 *rad*, ce qui correspondrait à une déviation totale de 0.16 *m* à 20 *m* (position approximative du monochromateur). Cette déviation totale étant inférieure au diamètre des lignes de lumière, un tel effet est donc possible.

TAB. 6.2: Moyenne du décalage (en *mm*) observé entre profils, selon la campagne d'étalonnage et la ligne de lumière.

	DCI	SACO
FM2	6.10	1.29
PN1	-0.40	1.26
FM3	-1.44	-1.42

Une analyse similaire pour la dilatation révèle une distribution également d'allure gaussienne (figure 6.14, en haut à droite). Mais un polynôme du deuxième degré a dû être ajouté afin d'améliorer l'ajustement de cette gaussienne (moyenne 0.976, écart-type 0.009). Une analyse combinée (figure 6.14, en bas) suggère une corrélation entre décalage et dilatation, légèrement accentuée d'ailleurs sur la ligne SACO. Dans l'état actuel des connaissances, cela semble confirmer un effet de géométrie du faisceau (divergence inférieure ou égale à 5%), couplé à un effet de positionnement des éléments mobiles.

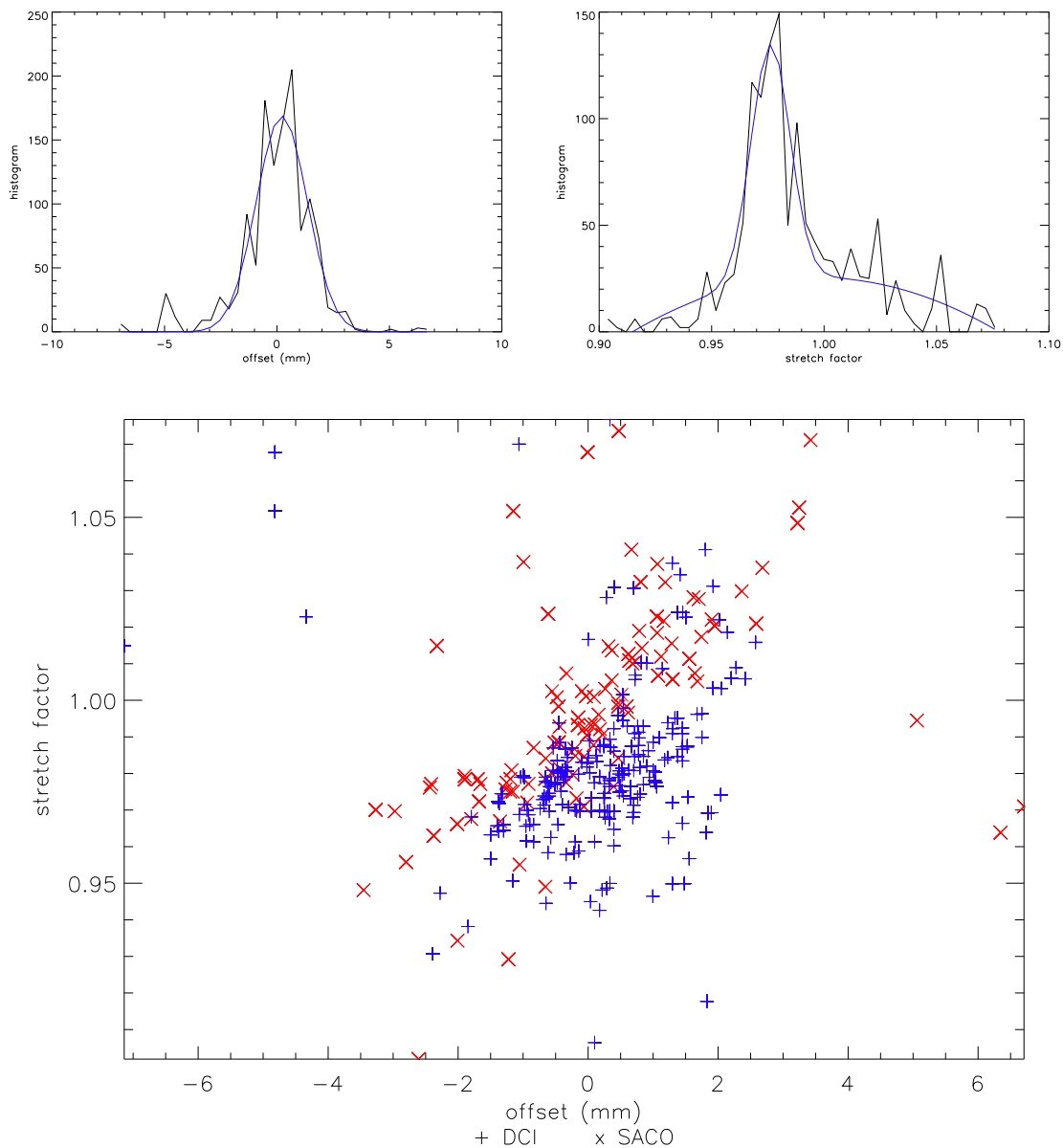


FIG. 6.14: En haut à gauche : distribution statistique du décalage d'alignement, toutes données confondues. En haut à droite : idem pour la dilatation entre profils. En bas : corrélation entre décalage et dilatation (les lignes SACO et DCI étant marquées différemment).

Une illustration des conséquences d'un mauvais alignement est donné par le schéma des masques appliqués aux données d'une caméra (figure 6.15). La hauteur du masque pour une colonne donnée est proportionnelle au nombre de pixels éclairés dans cette colonne compte tenu de l'écrantage provoqué par le baffle (de diamètre environ 30 *arcmin* pour les caméras *EPIC*) ; une hauteur non nominale indique la présence de mauvais pixels (ignorés) dans la colonne. Par ailleurs, un décalage de 4 *mm* correspond à 1/5 de CCD sur les *MOS* et 1/2 CCD sur la *pn*. En cas de faisceau présentant une inhomogénéité de 50% sur une telle largeur (*e.g.* page 168, Fig.9, autour de  $CSY = 170$  *mm*), alors qu'un CCD périphérique des *MOS* peut subir une variation de 25% dans sa hauteur de masque, on peut donc avoir jusqu'à 10% d'erreur dans la mesure du comptage des photons.

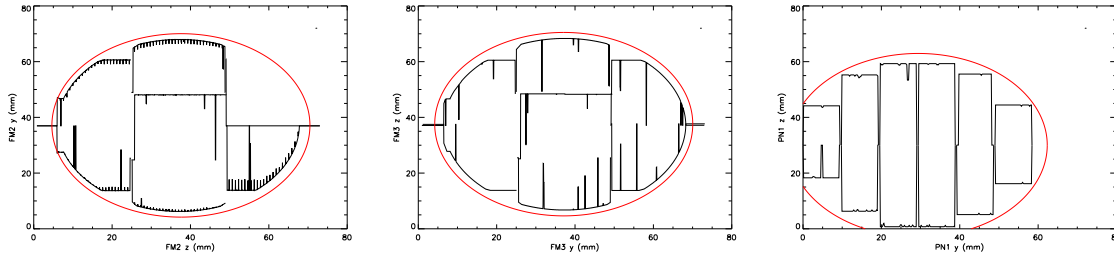


FIG. 6.15: Illustration des masques appliqués aux données caméra. Le cercle extérieur a pour diamètre 30 *arcmin*. Le champ de vue réel (diamètre du baffle) est légèrement plus petit.

## 6.3 Rendement quantique

### 6.3.1 Définition du rendement quantique

Nous avons établi la formule de calcul du rendement quantique (section 5.1) des caméras *EPIC* lors des campagnes d'étalonnage en faisceau synchrotron à Orsay dans Marty & Bernard (2000b) (page 171, Eqn.3) :

$$QE_{ccd} = \frac{Counts_{ccd}}{\int_{ccd} Counts_{abs}(CSY) * Mask_{ccd}(CSY) dCSY} * \frac{QE_{abs} v L_{abs} tint_{abs}}{N_f N_{Vpix} L_{pix} T_{chop}} * cor_{MO} \quad (6.1)$$

Cette équation permet donc de calculer le rendement quantique moyen sur l'ensemble d'un CCD. Tous les termes nécessaires à ce calcul n'ont pas la même origine :

$Counts_{ccd}$  nombre de coups total détectés sur chaque CCD de la caméra, à déduire de la liste d'événements enregistrée sur la console scientifique ;

$Mask_{ccd}(CSY)$  profil du champ de vue de la caméra projeté sur un axe horizontal, c'est-à-dire pour chaque colonne la fraction réellement éclairée du nombre nominal de pixels dans cette colonne, à déduire de l'étude des alignements au sein du MOGSE (section 5.4.2) et fonction des filtres appliqués à la liste d'événements (réjection de mauvais pixels et/ou des bords de CCD) ;

$Counts_{abs}(CSY)$  profil du nombre de coups détectés par le détecteur absolu, enregistré dans la base EICC ;

$QE_{abs}$  rendement du détecteur absolu à l'énergie considérée, à interpoler sur sa courbe d'étalonnage issue de BESSy pour le *Si(Li)* ou d'Orsay pour le *GPC* ;

$tint_{abs}$  durée d'intégration totale du détecteur absolu, à déduire des données du profil horizontal enregistrées dans la base EICC ;

$L_{abs}$  dimension horizontale de la fenêtre d'entrée du détecteur absolu, paramètre connu ;



$L_{pix}$  dimension verticale des pixels de la caméra, paramètre connu ;

$N_{Vpix}$  nombre nominal de pixels par colonne de la caméra, paramètre connu ;

$N_f$  nombre de balayages verticaux effectués par le MOGSE, c'est-à-dire nombre de trames comptabilisées dans le cas des caméras *MOS* (puisque le balayage MOGSE était synchronisé sur la trame *MOS*, section 5.3.8) ; dans le cas des *pn*, un redécoupage temporel de la liste d'événements était possible car la fin de chaque balayage vertical était marqué par une période d'obscurité (figure 6.16) d'une durée de l'ordre de 0.5 s (le temps que le MOGSE freine, change de sens et réaccélère) à 3 s (temps de réinitialisation entre deux allers-retours), bien supérieure à la durée d'intégration de la *pn* en mode *full frame* ;

$v$  vitesse de balayage vertical du MOGSE (section 5.3.2), paramètre connu ;

$T_{chop}$  transmission du chopper (section 5.4.4), paramètre connu et indépendant de l'énergie ;

$cor_{MO}$  facteur correctif pour tenir compte de la variation du flux synchrotron entre la mesure du profil horizontal par le détecteur absolu et le balayage de la caméra, à déduire des données de surveillance du faisceau (courant synchrotron, flux au niveau du monochromateur et flux au niveau du *chopper*) enregistrée dans la base EICC.

Une première exploration rapide de la base de données EICC avait en effet montré que les mesures absolues ponctuelles, destinées à permettre de renormaliser le profil horizontal effectué au niveau de flux utilisé pour le balayage de la caméra, n'étaient pas toujours présentes. La phase  $d/$  a été en effet souvent sautée pour gagner du temps, puisque par ailleurs la transmission du *chopper* avait été bien mesurée. C'est pourquoi la formule utilise ce facteur  $cor_{MO}$  déduit des données de surveillance, et non une vraie mesure de renormalisation du profil.

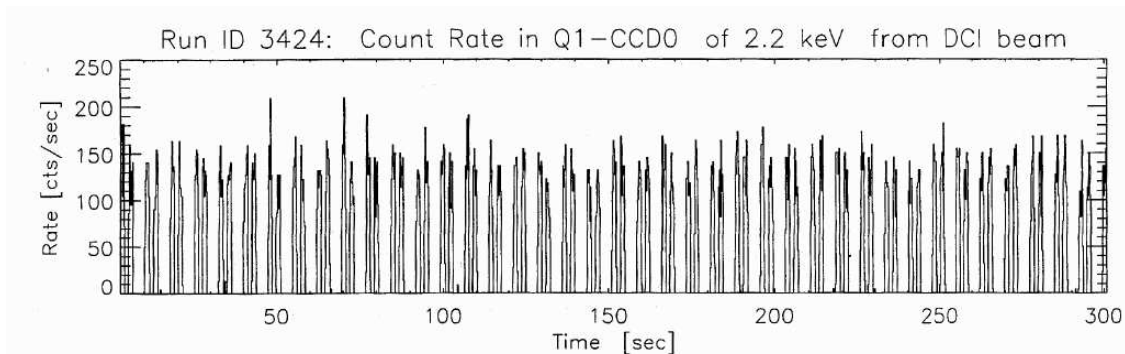


FIG. 6.16: Exemple de courbe de lumière obtenue avec la caméra *pn* lors de balayages verticaux avec le MOGSE (extrait de Hartmann et al. (1999)).

### 6.3.2 Calcul du rendement quantique

Les résultats du calcul du rendement quantique moyen de chaque CCD des trois caméras *EPIC* analysées sont présentés dans Marty & Bernard (2000a) (page 148, Fig.1 & 2), Marty & Bernard (2000b) (page 160, Fig.1 & 2) et Marty et al. (2000) (page 180, § 3.6). Lorsque plusieurs points de mesure à une même énergie étaient disponibles, leur moyenne pondérée par leurs barres d'erreur a été prise en compte pour le graphe du rendement en fonction de l'énergie.

Bien que le CCD numéro 5 de la *MOS2* fût éteint lors des étalonnages au sol, et que tout le quadrant numéro 0 de la *pn* eût souffert d'un problème de lecture électronique, la forme globale des courbes obtenues est très satisfaisante au regard des modèles de rendement théoriquement attendus, confirmant donc la validité de ces derniers. Cependant, quelques

problèmes apparaissent dans Marty et al. (2000) pour les *MOS* (page 182, Fig.7) : le rendement de certains CCD de *MOS2* (FM2) au-delà de 3 keV semble dévier du modèle, de façon cependant compatible avec les barres d'erreur, mais plus significativement que pour le reste de la courbe ; le rendement des CCD de *MOS1* (FM3) mesuré autour du seuil de l'Oxygène (523 eV) est trop faible. Pour la *pn* aussi, le rendement des CCD semble trop élevé au-delà de 4 keV d'après Marty & Bernard (2000a) (page 148, Fig.1), même s'il reste compatible aux barres d'erreur près.

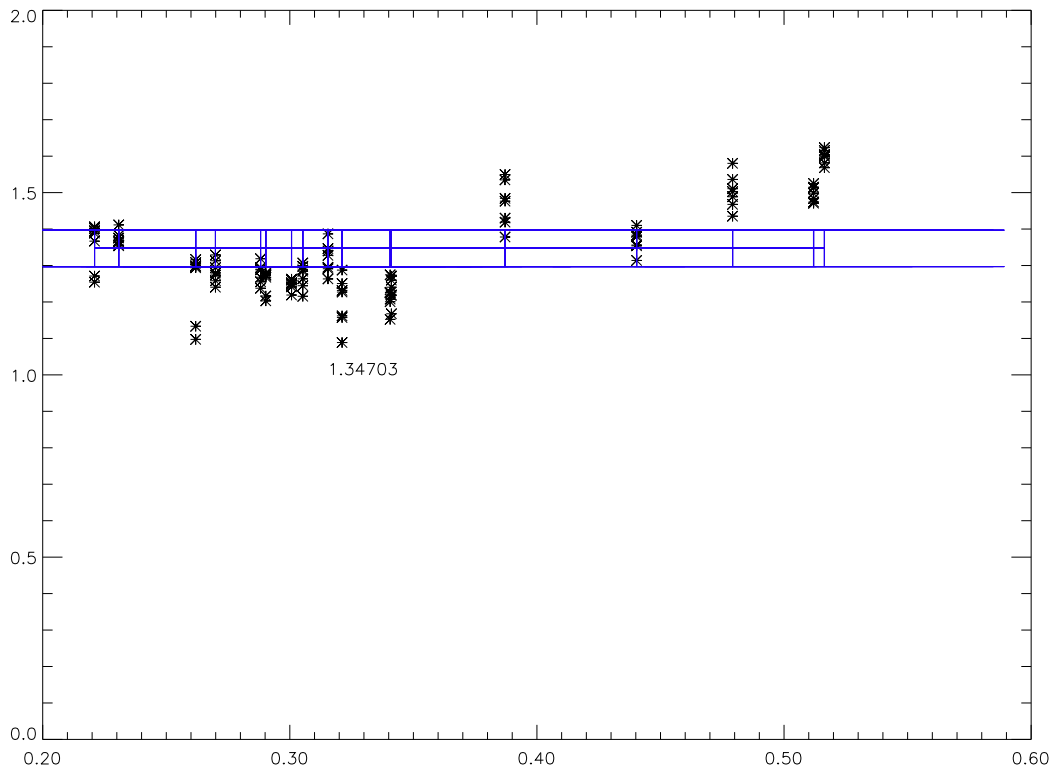


FIG. 6.17: Tracé du rapport entre rendement théorique et rendement mesuré pour *MOS1* (FM3) autour du seuil de l'Oxygène, en fonction du rendement théorique. Il existe plusieurs mesures à la même énergie (et donc à la même valeur de rendement théorique). La droite représente le meilleur coefficient de proportionnalité au sens des moindres carrés ; elle est encadrée par une zone de confiance à  $1\sigma$ .

Le seuil de l'oxygène n'ayant été exploré que par le *GPC*, il a été supposé que le problème de *MOS1* provenait d'un effet systématique en rapport avec ce détecteur absolu. Comme ce problème n'apparaît pas sur les points correspondants de *MOS2*, nous avons soupçonné un changement de configuration du *GPC* entre deux campagnes d'étalonnage. Il a été montré que le décalage entre les points de mesure et la courbe théorique pouvait être décrit comme un simple facteur de proportionnalité (Sauvageot (1999), figure 6.17). Une nouvelle analyse minutieuse des données d'inter-étalonnage du *GPC* par rapport au *Si(Li)* (Hainaut (1999), section 5.3.2) n'a pas mis en évidence d'erreur dans la courbe de rendement du *GPC* ; une tentative de ré-étalonnage relatif du *GPC* par rapport au *Si(Li)*, en utilisant un tube-X, a été organisée *a posteriori* (en 1999, après la dernière campagne d'étalonnage), mais n'a pas pu être menée à bien faute de moyens humains. La conclusion a donc été que le gain de la chaîne électronique de lecture du détecteur avait été modifié entre les deux campagnes, sans que cela ne soit noté dans un carnet de bord. Les mesures de rendement concernées ont donc été manuellement corrigées de ce facteur ( $\simeq 1.4$ ) *a posteriori* (voir les courbes mises à jour : figure 6.18 et 6.19).

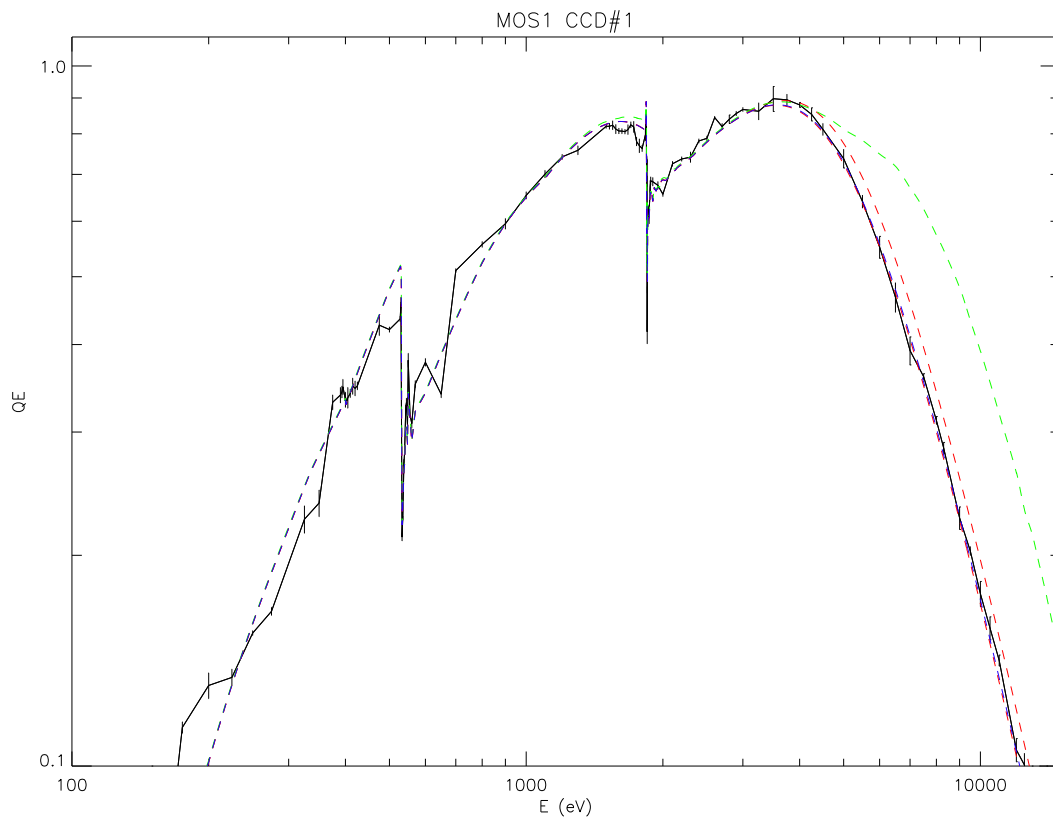


FIG. 6.18: Noir : courbe de rendement mesuré pour MOS1 (CCD central), corrigé du gain du GPC et barres d'erreurs statistiques seulement (section 6.5.2). Bleu : courbe de rendement attendue pour la valeur nominale de profondeur de déplétion (sélection des photo-événements mono- et bi-pixels seulement). Rouge : courbe de rendement attendue pour des valeurs extrêmes de profondeur de déplétion (mono- et bi-pixels). Vert : courbe de rendement attendue pour la valeur nominale de profondeur de déplétion (sélection de tous les motifs de photo-événements).

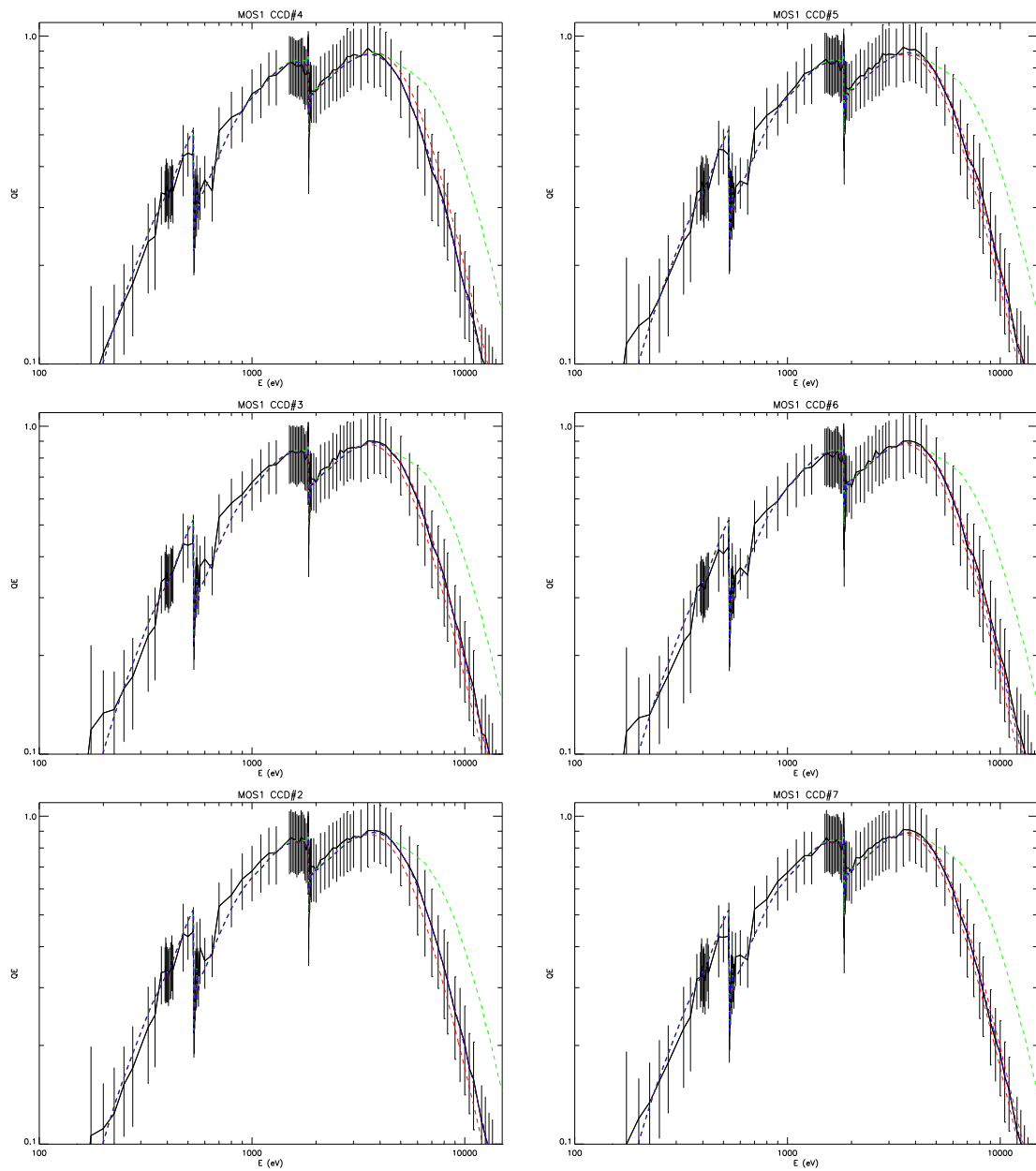


FIG. 6.19: Noir : courbe de rendement mesuré pour MOS1 (CCD périphériques), corrigé du gain du GPC et barres d'erreurs statistiques et absolues (section 6.5.2). Bleu : courbe de rendement attendue pour la valeur nominale de profondeur de déplétion (sélection des photo-événements mono- et bi-pixels seulement). Rouge : courbe de rendement attendue pour des valeurs extrêmes de profondeur de déplétion (mono- et bi-pixels). Vert : courbe de rendement attendue pour la valeur nominale de profondeur de déplétion (sélection de tous les motifs de photo-événements).

Le problème de rendement à haute énergie pour *MOS2* fut plus long à expliquer. Le détecteur absolu *Si(Li)* ne pouvait être mis en cause puisqu'utilisé avec succès à d'autres énergies. *Idem* pour la ligne de lumière. Le rendement théorique ne pouvait pas être incriminé non plus, car la composition du détecteur est bien connue et aucune contamination par impureté n'aurait produit un effet d'absorption aussi large (on aurait plutôt vu un seuil). Par contre, tous les CCD ne semblaient pas affectés pareillement. Ce n'est que récemment, en vérifiant la base de données d'étalonnage en vol des détecteurs, qu'une confusion entre deux modèles de rendement des CCD a été mise en évidence (Lumb, 2002). En effet, les CCD des caméras *MOS* se répartissent en deux modes de fabrication, avec une différence de profondeur de déplétion de la couche sensible de semi-conducteur (section 4.2) : 27 et 30  $\mu\text{m}$ . Cette différence induit une différence de rendement à haute énergie (des photons de plus hautes énergies pénétrant plus profondément seront mieux détectés si la profondeur sensible est plus grande). Dans ce cas, on constate que l'allure des courbes de rendement mesuré est mieux en accord avec l'un ou l'autre modèle de rendement ; l'accord général reste cependant moins bon que pour *MOS3*, mais est probablement dû aux erreurs systématiques plus grandes dans le cas de cette première campagne d'étalonnage, où la configuration du banc de test n'était pas optimale (section 6.5.2). Au final, les modèles de courbe de rendement des CCD numéros 1 (central), 2, 3 et 7 de la caméra *MOS2* utilisés dans la base de données officielle d'étalonnage (*cf.* section 8.1.3) n'étaient pas les bons jusqu'à récemment (*cf.* section 7.2.6 et courbes mises à jour : figure 6.20 et 6.21).

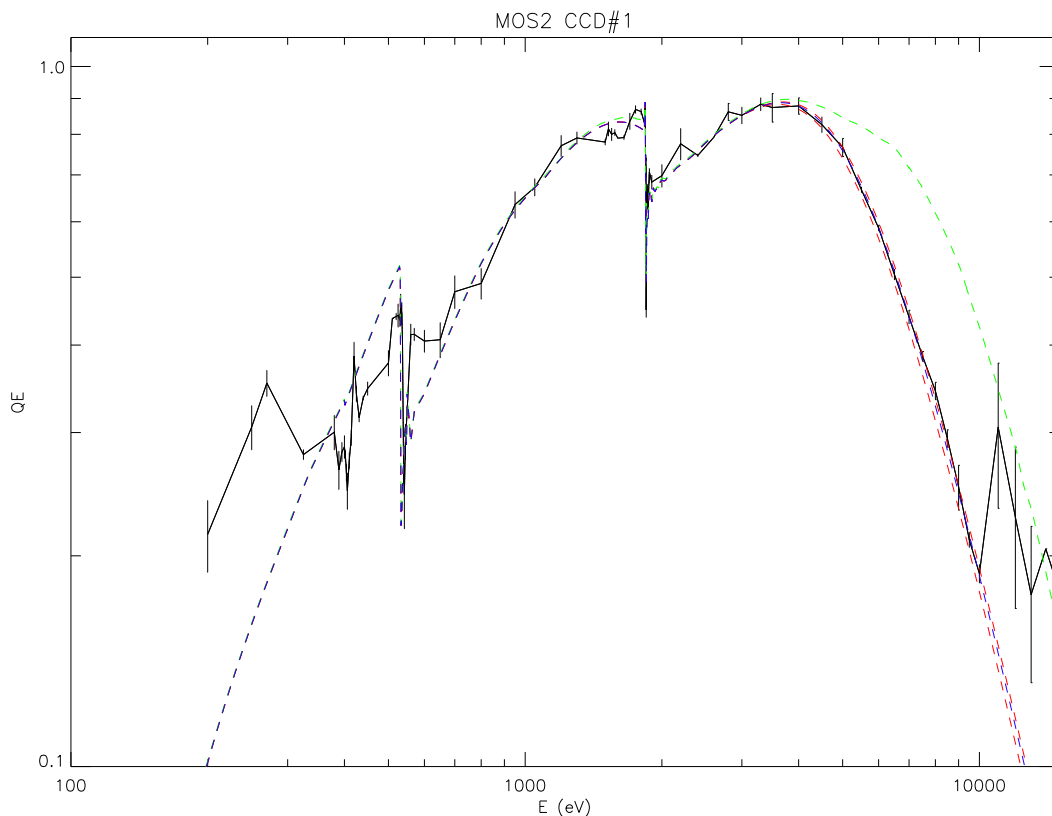


FIG. 6.20: Noir : courbe de rendement mesuré pour *MOS2* (CCD central) et barres d'erreurs statistiques seulement (section 6.5.2). Bleu : courbe de rendement attendue pour la valeur nominale de profondeur de déplétion (sélection des photo-événements mono- et bi-pixels seulement). Rouge : courbe de rendement attendue pour des valeurs extrêmes de profondeur de déplétion (mono- et bi-pixels). Vert : courbe de rendement attendue pour la valeur nominale de profondeur de déplétion (sélection de tous les motifs de photo-événements).

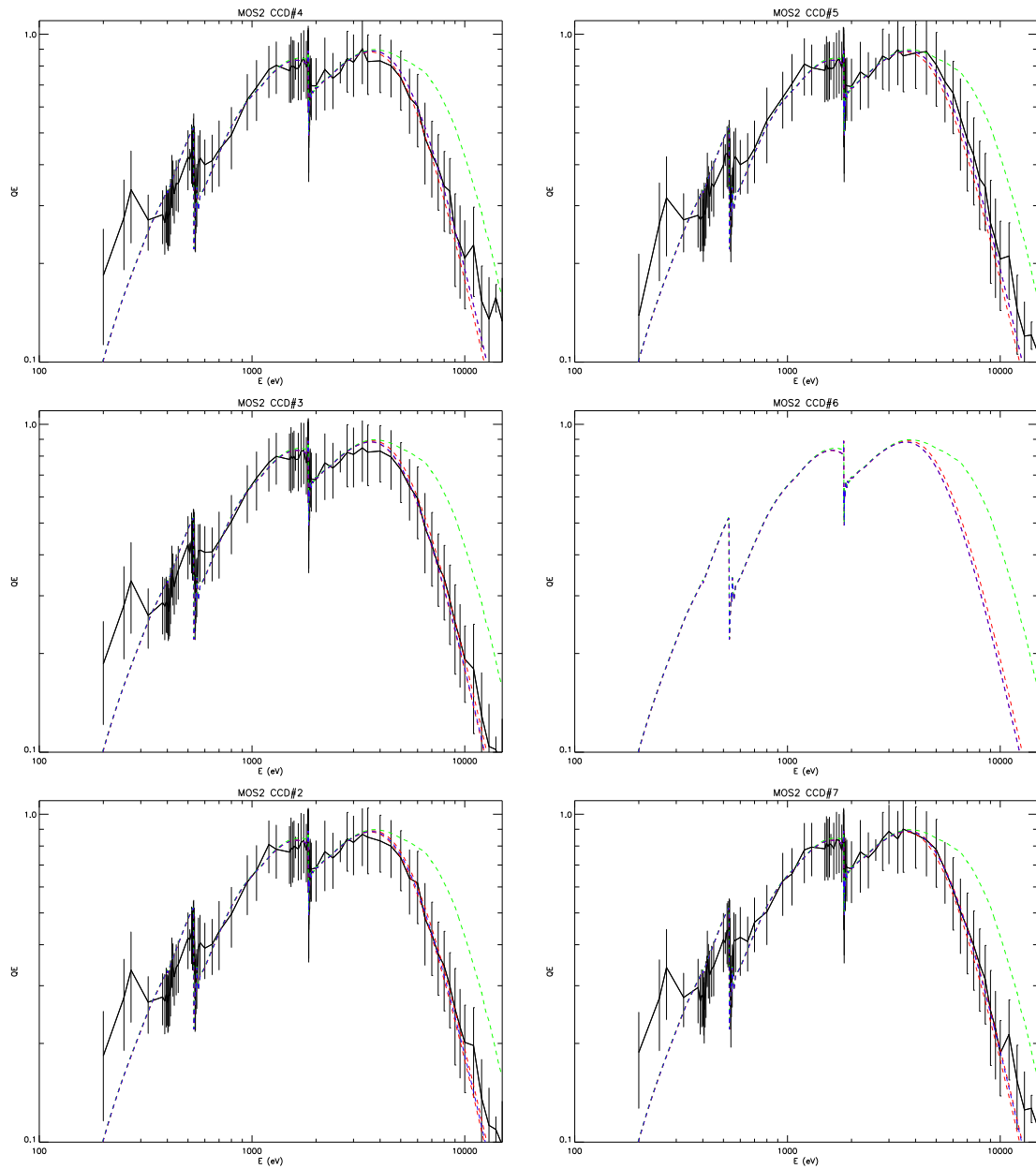


FIG. 6.21: Noir : courbe de rendement mesuré pour MOS2 (CCD périphériques) et barres d'erreurs statistiques et absolues (section 6.5.2). Bleu : courbe de rendement attendue pour la valeur nominale de profondeur de déplétion (sélection des photo-événements mono- et bi-pixels seulement). Rouge : courbe de rendement attendue pour des valeurs extrêmes de profondeur de déplétion (mono- et bi-pixels). Vert : courbe de rendement attendue pour la valeur nominale de profondeur de déplétion (sélection de tous les motifs de photo-événements).

Le problème du rendement de la caméra  $pn$  aux énergies supérieures à  $2\text{ keV}$  à également été élucidé après vérification de la base de données d'étalonnage en vol (Marty, 2002). J'ai en effet superposé aux mesures les courbes de rendement théoriques selon deux critères de sélection des photo-événements (figure 6.22, figure 6.23 et 6.24) : seulement les motifs 0 à 4 (mono- et bi-pixels, section 4.3.4) et tous les motifs. Ces figures sont donc parfaitement cohérentes avec le fait que, lors des étalonnages au sol, tous les motifs d'événements avaient été retenus pour mesurer le rendement quantique des caméras  $pn$ , contrairement à la stratégie adoptée par la suite pour analyser les données de vol (section 8.2.2). La courbe de rendement mesurée est donc finalement en très bon accord avec le modèle, dès lors que l'on prend en compte les bons critères de sélection des motifs d'événements (tous pour les données sol, mono- et bi-pixels pour les données de vol).

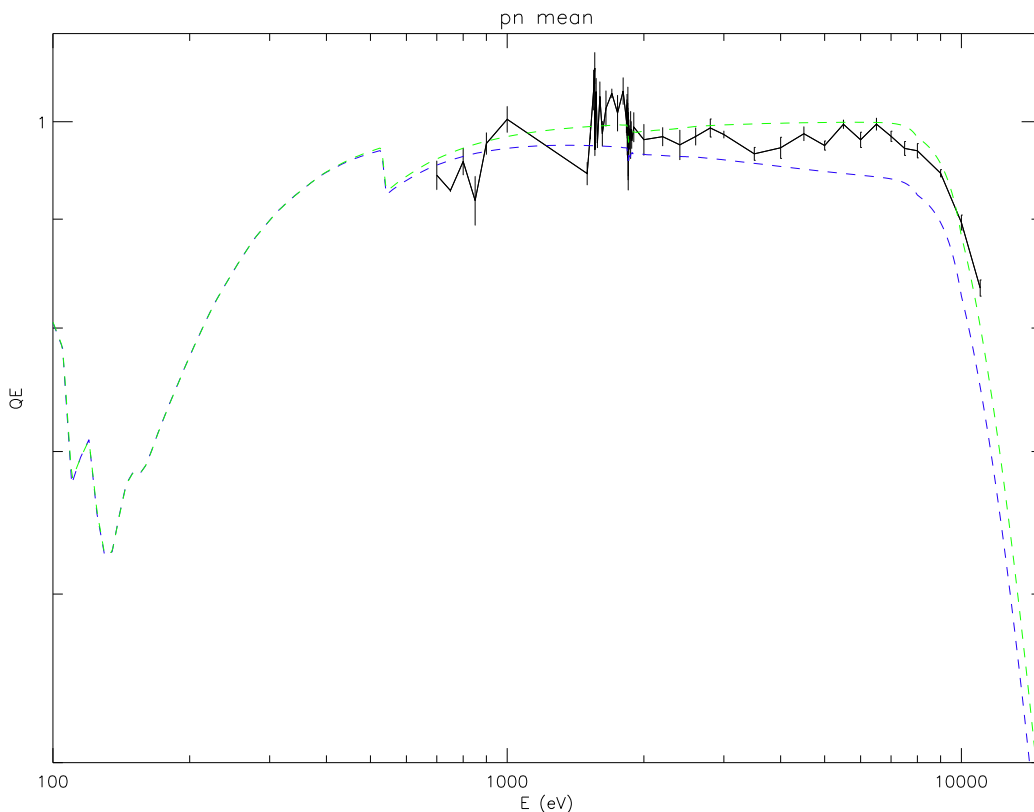


FIG. 6.22: Noir : courbe de rendement mesuré pour  $pn$  (moyenne des CCD 4 à 12) et barres d'erreurs statistiques seulement (section 6.5.2). Bleu : courbe de rendement attendue dans les données de vol (sélection des photo-événements mono- et bi-pixels seulement). Vert : courbe de rendement attendue dans les données d'étalonnage au sol (sélection de tous les motifs de photo-événements).

## 6.4 Autres résultats des étalonnages au sol

En parallèle de notre étude de rendement quantique, les autres équipes du consortium *EPIC* devaient se pencher sur l'étude des autres caractéristiques instrumentales mesurables grâce à l'utilisation d'un faisceau monochromatique, telles que RMF (section 4.3.5), CTI (section 4.3.3), distribution des motifs des photo-événements (section 4.3.4), fonctionnement dans les autres modes d'imagerie (fenêtrage et temporel, table 4.2), *flat field*, etc., pour lesquelles les données de configuration des lignes synchrotron ou du tube-X (essentiellement l'énergie) transmises en temps réel suffisent. Les paragraphes suivants en donnent un aperçu non exhaustif.

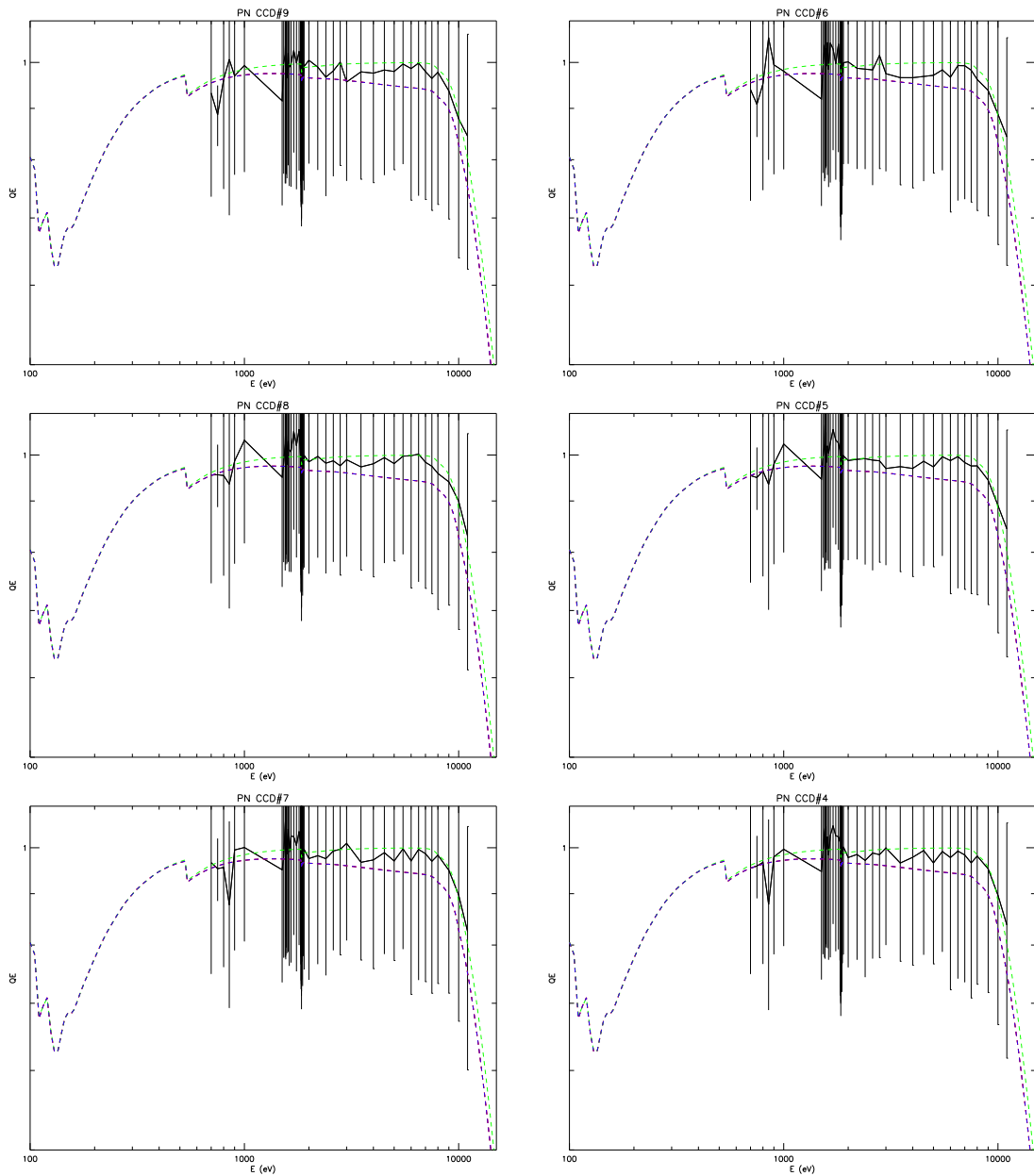


FIG. 6.23: Noir : courbe de rendement mesuré pour  $pn$  (quadrants 1 à droite et 2 à gauche) et barres d'erreurs statistiques et absolues (section 6.5.2). Bleu : courbe de rendement attendue dans les données de vol (sélection des photo-événements mono- et bi-pixels seulement). Vert : courbe de rendement attendue dans les données d'étalonnage au sol (sélection de tous les motifs de photo-événements).



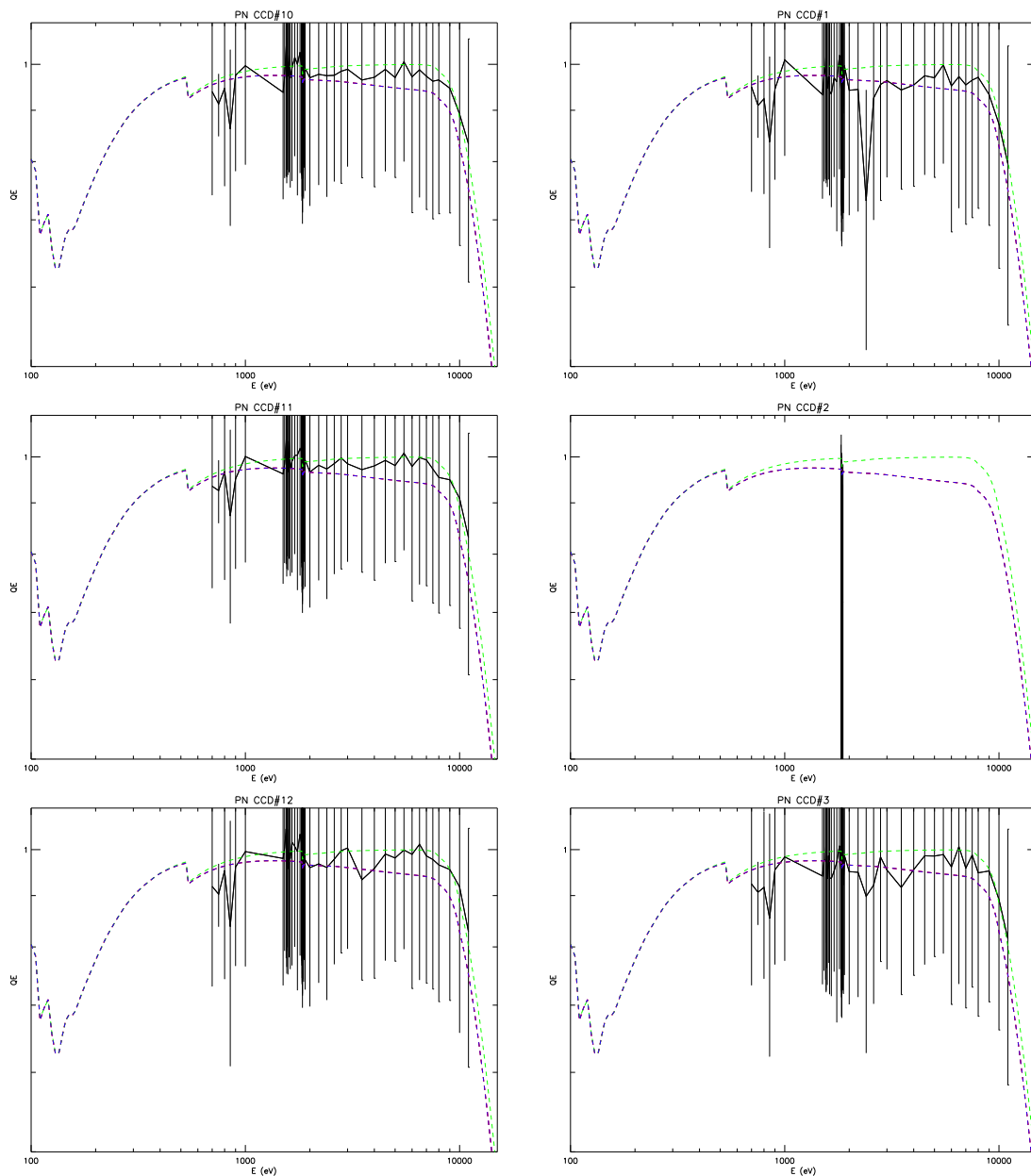


FIG. 6.24: Noir : courbe de rendement mesuré pour  $pn$  (quadrants 0 à droite et 3 à gauche) et barres d'erreurs statistiques et absolues (section 6.5.2). Bleu : courbe de rendement attendue dans les données de vol (sélection des photo-événements mono- et bi-pixels seulement). Vert : courbe de rendement attendue dans les données d'étalonnage au sol (sélection de tous les motifs de photo-événements).

### 6.4.1 Transmission des filtres *EPIC*

En utilisant les points de mesures où la position de la roue à filtres de la caméra était commutée, il a été possible de faire le rapport des comptages d'événements avec et sans filtre, et d'en déduire leur transmission (figure 6.25). N'étant cependant pas un objectif prioritaire, le calendrier n'a pas permis l'exploration minutieuse de tous les seuils d'absorption affectant la transmission des filtres (Aluminium, Azote, Carbone et Oxygène des polyamides ; Etain et Carbone des polypropylènes ; cf. table 4.3 et page 379). Ceux de l'Aluminium et de l'Azote ont néanmoins été correctement échantillonnés. Les modèles de transmission théorique comparés aux points de mesures ont été en réalité ajustés sur les mesures antérieures réalisées à BESSy (Stephan et al., 1997), mais on observe un bon accord des deux séries de mesures.

Toutefois, entre les étalonnages à Orsay et le lancement du satellite, la configuration des filtres épais a été changée (table 4.3) ; la figure 6.25 n'est donc donnée qu'au titre des résultats des étalonnages réalisés à Orsay. On peut quand même noter que, malgré le faible niveau d'échantillonnage, les points de mesures pour le filtre THICK sont compatibles avec un "écrasement" du seuil  $K$  de l'Oxygène (523 eV) par le seuil  $M$  de l'Etain ( eV) comme prévu par les modèles (Pigot et al., 1999).

### 6.4.2 *Flat field* des CCD *EPIC*

Les études de *flat field* sont principalement issues des données enregistrées par les caméras *MOS* lorsqu'elles furent éclairées avec le tube-X. Les caméras *pn* étant de nature monolithique sont moins sujettes aux inhomogénéités spatiales de rendement et n'ont donc pas subi ces tests. Les données correspondant à l'utilisation sur le tube-X des cibles de Fluor (raie  $K_\alpha$  à 677 eV, proche du seuil de l'Oxygène pour étudier les défauts d'épaisseur de la couche morte contenant principalement cet élément) et d'Yttrium (raie  $L_\alpha$  à 1922 eV, proche du seuil du Silicium pour étudier les défauts d'épaisseur de la couche déplétée) sont décrites et analysées par Vercellone (2000).

La conclusion est qu'outre les mauvais pixels (défauts de lithographie et/ou contamination par une impureté), la réponse des CCD des caméras *MOS* n'est pas exactement uniforme, d'un CCD à l'autre mais aussi au sein d'un CCD donné. En effet, on observe que certaines colonnes de certains CCD semblent déficientes sur l'image d'une raie d'émission (figure 6.27 à gauche). En réalité, les événements s'étant produit sur ces colonnes ne sont pas perdus mais reconstruits à des énergies plus basses (figure 6.27 à droite), probablement plutôt à cause d'un problème dans la chaîne de lecture des caméras que d'une détérioration physique de l'instrument (cet effet, bien qu'illustré ici sur la raie de l'Yttrium, a été vu aussi sur la raie du Fluor). Ceci n'est toutefois un problème que pour les études de spectroscopie en bande étroite, qui peuvent de toutes façon être menées avec le *RGS* en deçà de 3 keV.

Une autre étude (Belsole, 2002), conduite sur des données prises en lumière synchrotron, après correction de la géométrie du faisceau, a montré que le *flat field* des caméras *MOS* est significativement très inhomogène en deçà de 400 eV (figure 6.28). Une trace légèrement courbée sur le CCD7 témoigne cette fois d'un dommage physique du détecteur ; les niveaux légèrement plus faibles des CCD4 et 7 sont probablement dus à un défaut de réglage (gain) ; les autres inhomogénéités ne sont pas encore complètement expliquées, notamment les effets de bords très marqués sur les CCD2 et 4 (absorption dans une couche morte ?).

Les filtres de protection des caméras *EPIC* contribuent également à modifier leur *flat field*, mais à ce jour, aucune étude complète n'a été réalisée, principalement à cause du manque de données d'étalonnage au sol (données de mesures des *flat field* des caméras essentiellement obtenues en position OPEN).

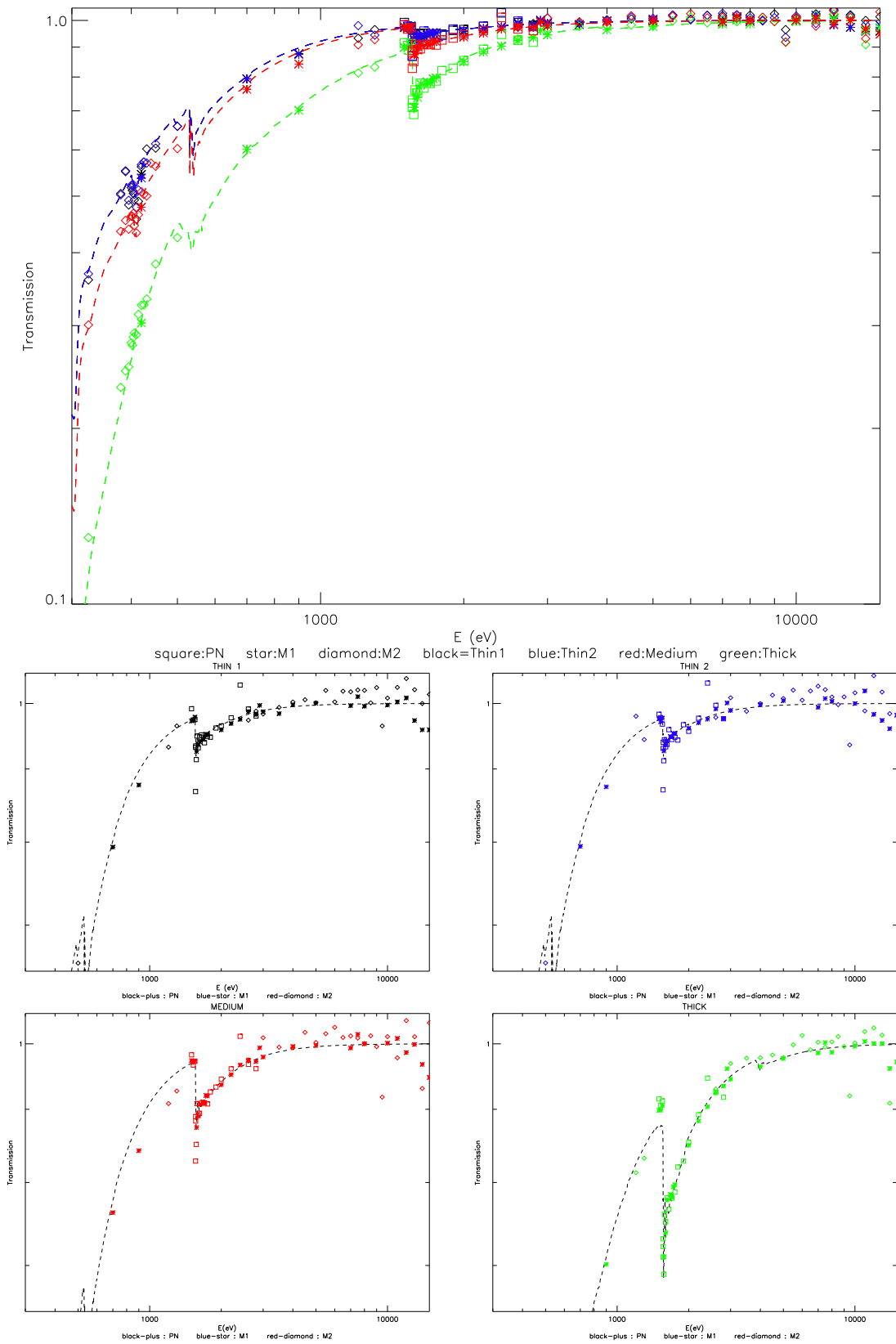


FIG. 6.25: Courbes de transmission des filtres des caméras EPIC, dans leur configuration lors des étalonnages au sol en 1998. Les agrandissements montrent le seuil de l'Aluminium (à environ 1.4 keV) pour chaque filtre (THIN1 et THIN2 au centre de gauche à droite; MEDIUM en bas à gauche; THICK en bas à droite).

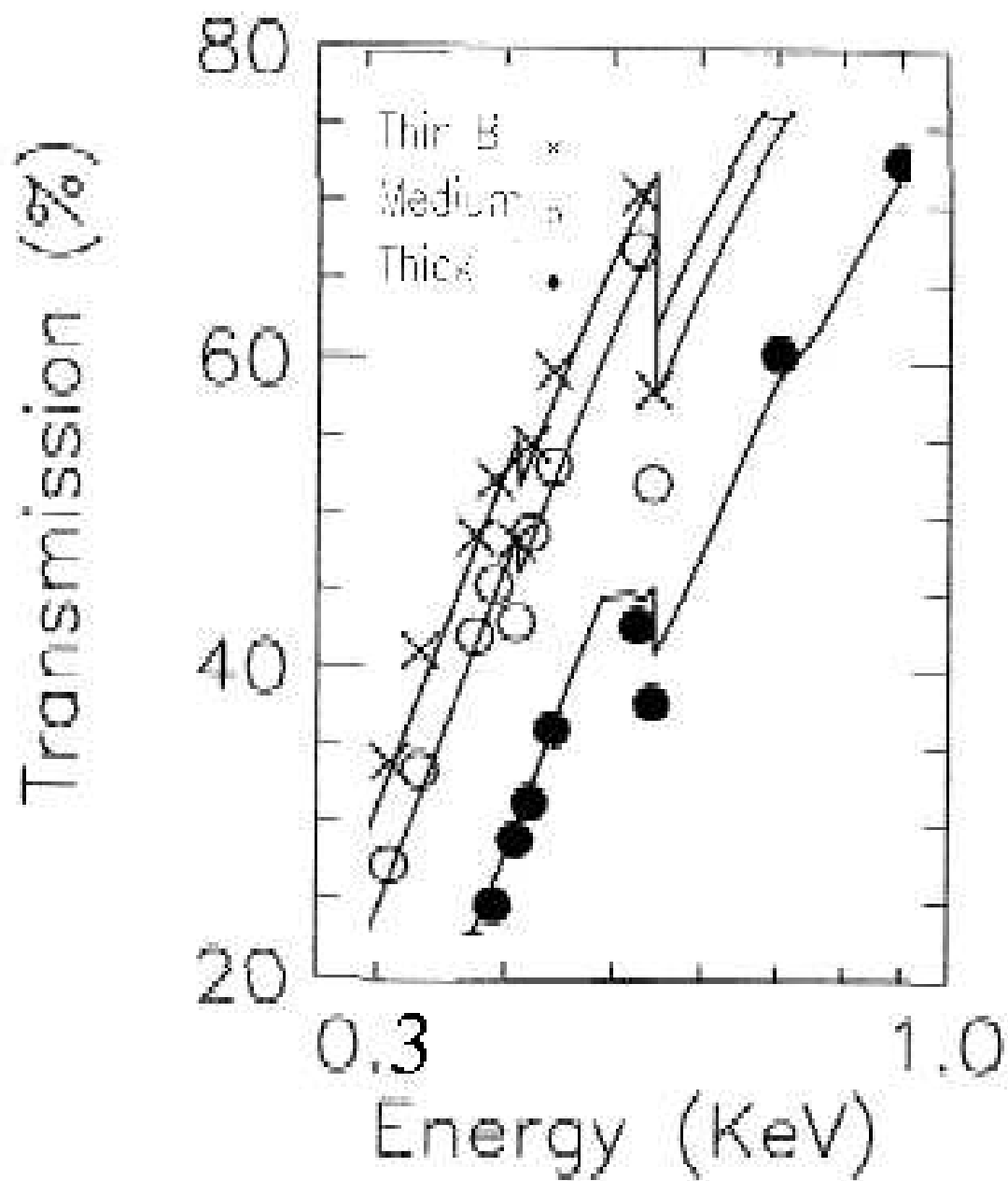


FIG. 6.26: Agrandissement de la transmission des filtres, telle que mesurée à Orsay en 1998, autour du seuil de l'Oxygène (Pigot et al., 1999).

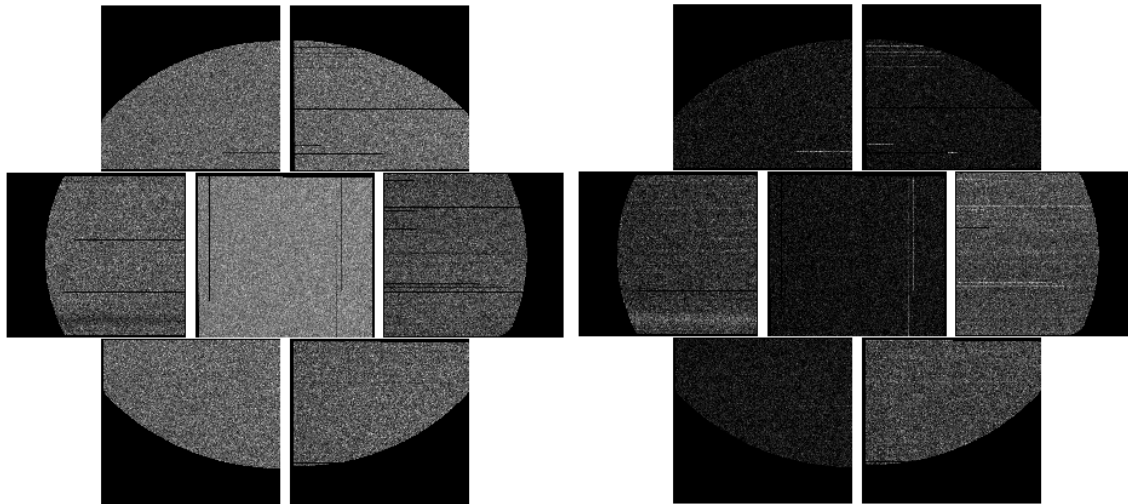


FIG. 6.27: Images obtenues par la caméra MOS FM3 Vercellone (2000) éclairée par un tube-X équipé d'une cible d'Yttrium (raie à 1922 eV). Gauche : image des événements sélectionnés dans une bande étroite autour de la raie d'émission. Droite : image des événements sélectionnés dans une bande légèrement décalée vers les basses énergies par rapport au pic d'émission.

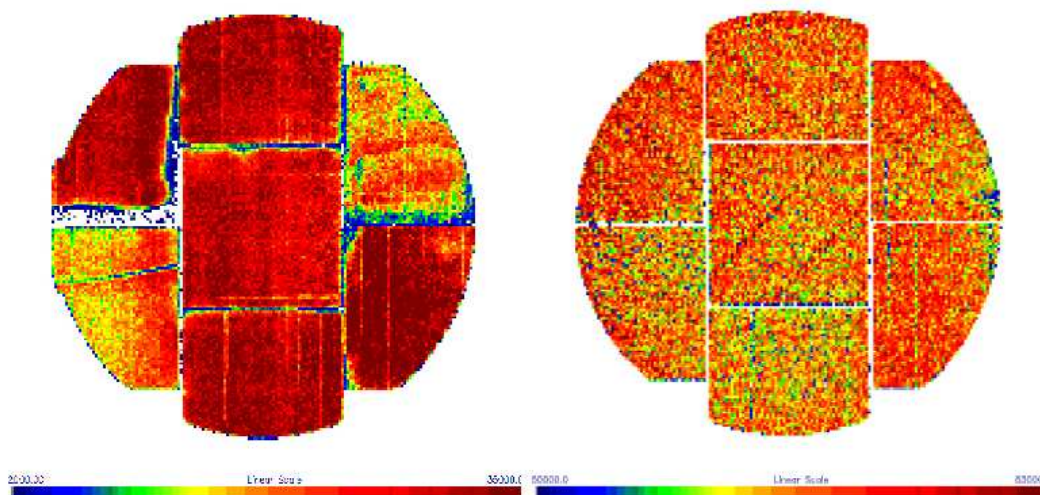


FIG. 6.28: Images obtenues par la caméra MOS FM3 à 150 et 400 eV (resp. à gauche et à droite) en faisceau synchrotron, après correction de la géométrie du faisceau (Belsole, 2002).

### 6.4.3 Réponse spectrale, efficacité de transfert et motifs

La pureté spectrale du faisceau étalon a également permis d'étudier la forme de la réponse spectrale. L'influence sur cette réponse des phénomènes liés à l'inefficacité de transfert des charges a donc pu être mieux modélisée. De même pour l'influence des réglages de la chaîne électronique de lecture des pixels sur la capacité à différencier les motifs des photo-événements, et donc à reconstruire l'énergie des photons incidents qui leur correspondent. On trouvera une description plus détaillée de ces analyses dans Pigot et al. (1999, 2000) pour les *MOS*, ainsi que Hartmann et al. (1999); Popp et al. (2000) pour la *pn*. L'impact de ces mesures sur la qualité et l'analyse des données de vol subséquentes fait l'objet du chapitre suivant. Mais on constate d'ores et déjà que la reconstruction de l'énergie des photons en deçà de 350 eV n'est pas maîtrisée (figure 6.29) : la distribution de l'énergie mesurée des événements n'est pas simplement gaussienne (fonction hypermet, cf. section 6.2.2), mais surtout le pic du spectre ne s'aligne sur la bonne valeur d'énergie (trait en pointillés) qu'au-delà de 350 eV ; en deçà, l'épaule domine la gaussienne.

## 6.5 Bilan général des étalonnages au sol

### 6.5.1 Qualification des caméras (résultats)

Globalement, ces campagnes d'étalonnage au sol ont donc été très importantes pour la validation de la physique de base des détecteurs *EPIC*. Leur rendement quantique dépend en effet directement de la profondeur de déplétion des CCD, tandis que les seuils d'absorption tracent la composition de leur fenêtre d'entrée (filtres, couches mortes...). La figure 6.30 présente un agrandissement au niveau du seuil *K* du Silicium de la courbe de rendement quantique des CCD interceptant l'axe optique de chaque caméra. Les modèles (en pointillés) ont été ajustés à ces courbes sur la totalité de la bande passante (0.1 à 15 keV) mais l'accord au niveau de ce seuil reste parfaitement compatible aux barres d'erreur, y compris dans les particularités attendues : seuil proprement dit encadré par un petit pic étroit (à gauche) et par un relativement large plateau (à droite) pour le *SiO<sub>2</sub>* des *MOS* (Owens et al., 1996), seuil quasiment imperceptible pour la *pn* (Hartmann et al., 1999).

### 6.5.2 Qualification du banc de test (barres d'erreurs)

L'origine et la méthode de calcul des erreurs sont également décrites dans Marty & Bernard (2000a) (page 157, § 5), Marty & Bernard (2000b) (page 171, § 5) et Marty et al. (2000) (page 179, § 3.5). Pour résumer, la dérivation logarithmique de l'équation 6.1 permet d'exprimer l'erreur relative sur le rendement quantique par une somme de termes :

$$\frac{\Delta QE_{ccd}}{QE_{ccd}} = Stat_{ccd} + Stat_{abs} + \frac{\Delta QE_{abs}}{QE_{abs}} + \frac{\Delta v}{v} + \frac{\Delta L_{abs}}{L_{abs}} + \frac{\Delta T_{chop}}{T_{chop}} + \frac{\Delta cor_{MO}}{cor_{MO}} \quad (6.2)$$

où :

$Stat_{ccd}$  est l'erreur statistique de comptage des événements sur l'ensemble du CCD considéré pour la caméra considérée et pour toutes les *frames* valides (statistique de Poisson, donc erreur en  $\frac{1}{\sqrt{N}}$ );

$Stat_{abs}$  est l'erreur statistique de comptage des événements sur le détecteur absolu ; ce terme est en réalité égal à  $\frac{\Delta S}{S}$  avec  $S = \int_{ccd} Counts_{abs}(CSY) * Mask_{ccd}(CSY) dCSY$  ; or ayant  $Mask_{ccd}(CSY) \leq 1$  on peut donc estimer une limite supérieure de l'erreur en prenant la valeur maximale (1) ; on obtient alors  $S \leq \int_{ccd} Counts_{abs}(CSY) dCSY = Counts_{abs}$  (intégration de tous les coups du profil absolu), ce qui revient à calculer

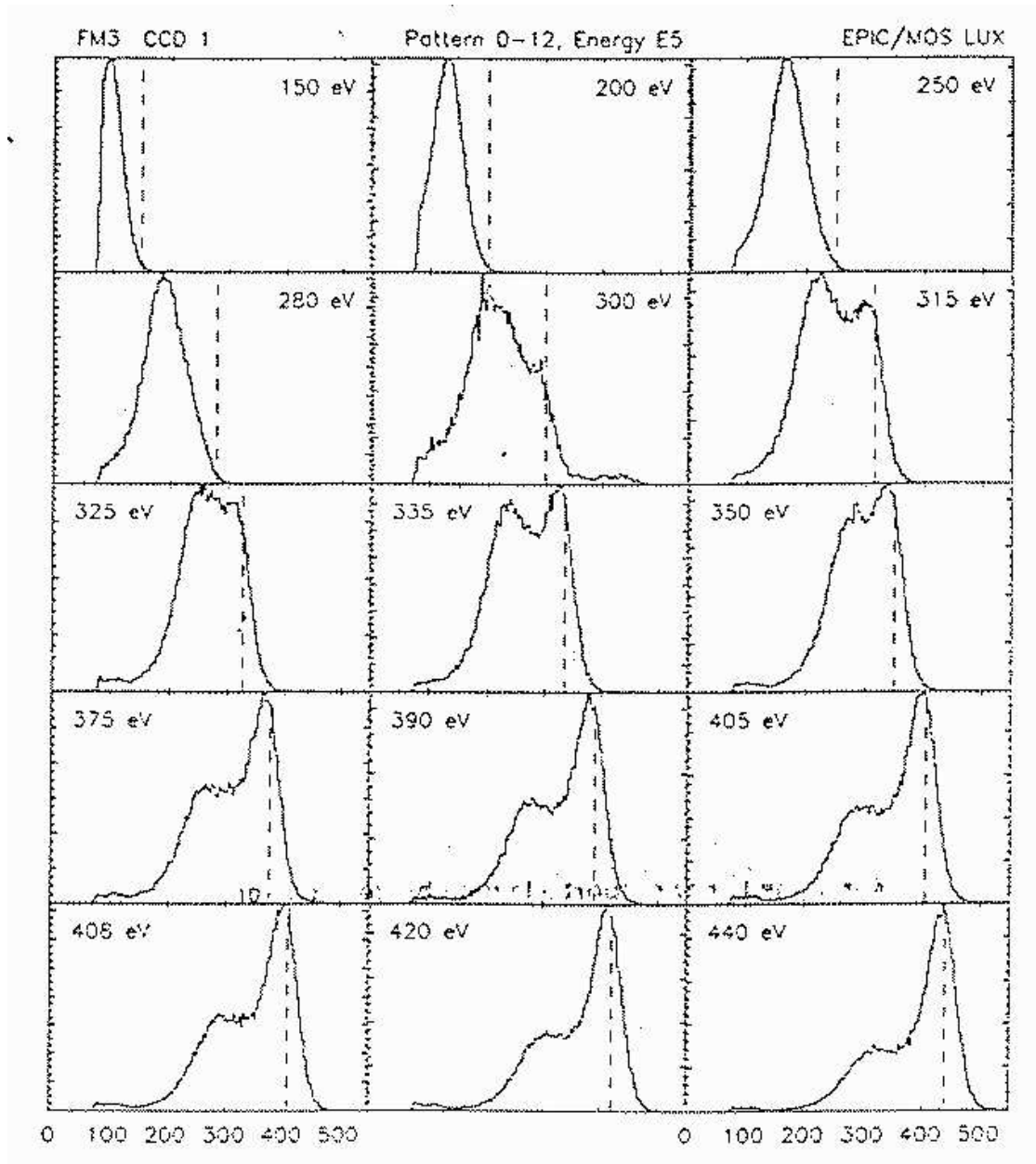


FIG. 6.29: Série de spectres obtenus avec la caméra MOS FM3 (événements du CCD central, motifs 0 à 12 seulement) lors de l'étalonnage en lumière monochromatique (Hainaut, 1999).

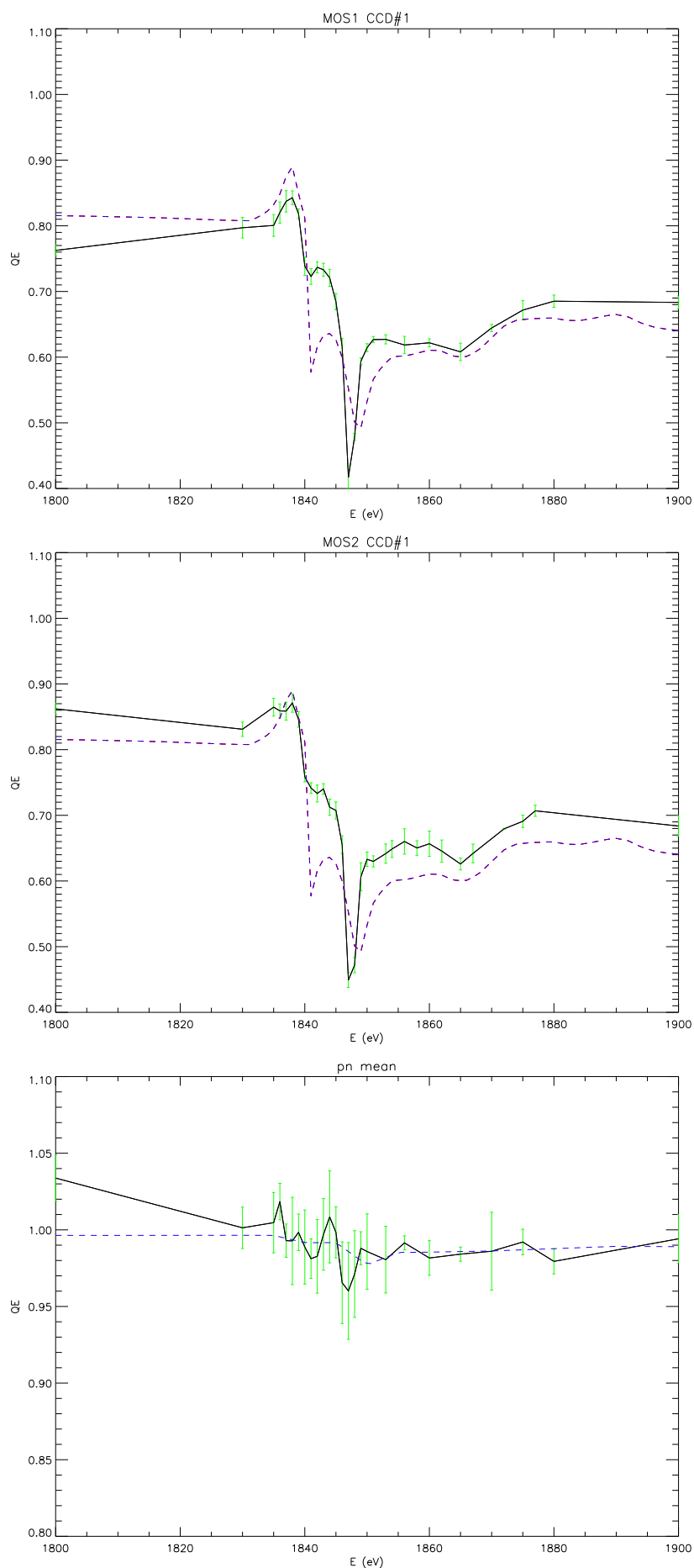


FIG. 6.30: Agrandissement au niveau du seuil  $K$  du Silicium de la courbe de rendement quantique (avec erreurs statistiques seulement) des CCD interceptant l'axe optique de chaque caméra MOS (MOS1 en haut, MOS2 au centre) et de la moyenne des CCD numéro 4 à 12 pour la  $pn$  (en bas). Les modèles attendus sont en pointillés.



l'erreur statistique de comptage de tous les événements cumulés du profil absolu (statistique de Poisson, donc erreur en  $\frac{1}{\sqrt{N}}$ );

$\frac{\Delta Q E_{abs}}{Q E_{abs}}$  est l'erreur systématique sur le rendement quantique des détecteurs absolus, estimée lors de leurs étalonnages respectifs (Jourdain, 1998; Hainaut, 1999) et dépendante de la bande d'énergie (entre 3 et 10% pour le *Si(Li)*, entre 5 et 30% pour le *GPC*; cf. page 172, Tab.2);

$\frac{\Delta v}{v}$  est l'erreur systématique sur la vitesse du MOGSE, estimée à environ 2% lors des mesures par effet Hall (cf. section 5.4.2);

$\frac{\Delta L_{abs}}{L_{abs}}$  est l'erreur systématique sur la taille de la fenêtre d'entrée du détecteur absolu, estimée à environ 1% lors des mesures au profilomètre (cf. section 5.3.6);

$\frac{\Delta T_{chop}}{T_{chop}}$  est l'erreur systématique sur la transmission du *chopper*, évaluée au maximum à 10% d'après la mesure effectuée (cf. figure 5.16);

$\frac{\Delta cor_{MO}}{cor_{MO}}$  est l'erreur introduite par les corrections selon les données de surveillance (ou *monitoring*) : décroissance dans le temps (cf. section 6.2.4) et décalage et dilatation des profils (cf. section 6.2.5); cette erreur a été définie empiriquement comme la somme de deux termes, l'un tenant compte de la variabilité temporelle du faisceau (différence de variation relative des courbes de lumière entre données caméra et *monitoring*) et l'autre tenant compte de la variabilité de la géométrie du faisceau (différence relative entre les profils caméra et absolu après correction de géométrie).

Certains termes de l'équation 6.1 sont par ailleurs supposés bien connus (durée d'intégration du détecteur absolu, nombre de *frames* de la caméra, nombre et taille des pixels de la caméra) ou de variation négligeable (taux empilement des événements sur la caméra négligeable, instabilité temporelle de la vitesse de balayage du MOGSE négligeable).

La figure 6.31 montre qu'au final l'erreur sur le rendement est largement dominée par les quatre effets systématiques énumérés précédemment. Ces erreurs systématiques ont la propriété de ne pas dépendre du nombre de mesures réalisées, au contraire des erreurs statistiques qui diminuent lorsque la quantité de données augmente. D'autre part, trois de ces sources d'erreurs systématiques ne dépendent pas non plus de l'énergie, d'où une incertitude sur le niveau absolu de la courbe de rendement; les erreurs statistiques provoquent plutôt quant à elles des fluctuations entre points voisins en énergie, d'où une incertitude relative sur la forme de la courbe. Mais les erreurs statistiques (après corrections des *monitorings*) restent de l'ordre de 2.5% en moyenne, et le niveau relativement haut des erreurs systématiques n'est pas inquiétant, puisque les points de mesures sont tous globalement en excellent accord avec les modèles attendus (cf. section 6.3.2). Or ces modèles, tant pour la *pn* que les *MOS*, imposent des contraintes très fortes dans certains domaines d'énergie où le rendement ne dépend que de la nature du matériau et de la profondeur de déplétion des CCD (par exemple, le rendement de la *pn* doit être quasiment 1 entre 3 et 7 keV), ce qui permet de conclure que les erreurs systématiques sont dans ce cas très probablement surestimées.

Transversalement, l'erreur sur la position en énergie de chaque point de mesure peut être négligée. En effet, la pureté spectrale du faisceau relative (largeur de raie) et absolue (accord avec le positionnement angulaire du monochromateur) est meilleure que 99.9% (figure 6.32). Même si l'erreur commise sur l'estimation de cette énergie tant par les détecteurs absolus que la caméra (position du pic) dépasse 1% en deçà de 500 eV et même 10% en deçà de 350 eV (figure 6.32), la post-synchronisation des données (cf. section 6.2.1) a permis de retrouver les valeurs réelles de l'énergie. Pour les détecteurs absolus, cette erreur est d'ailleurs principalement de nature systématique et aurait pu être évitée si l'échelle de conversion canaux-énergie (gain et offset) avait été tabulée (à Bessy lors des étalonnages du *Si(Li)*, en lumière synchrotron à Orsay et relativement au *Si(Li)* pour le *GPC*) plutôt qu'interpolée linéairement sur quelques mesures.

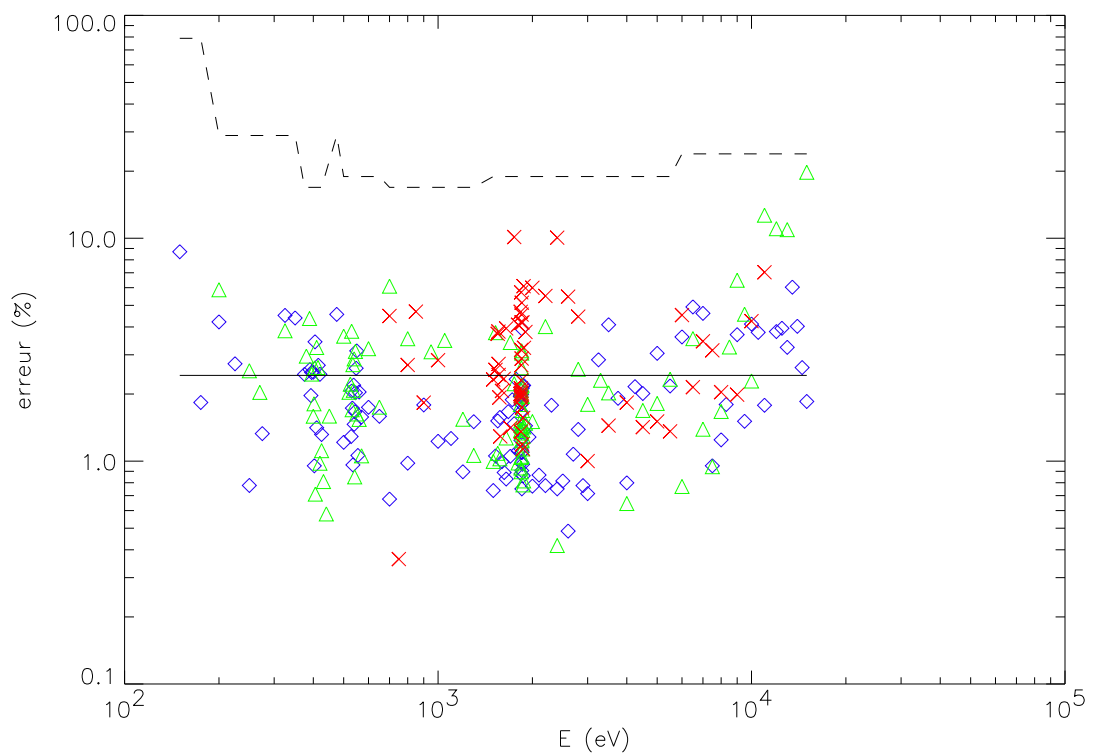


FIG. 6.31: Comparaison des sources d'erreur (pourcentage) sur la mesure du rendement quantique en fonction de l'énergie. Somme des erreurs systématiques en pointillés (identique pour toutes les caméras) ; somme des erreurs statistiques pour MOS1 en losanges bleus, pour MOS2 en triangles verts, pour pn en croix rouges, en moyenne en trait plein.

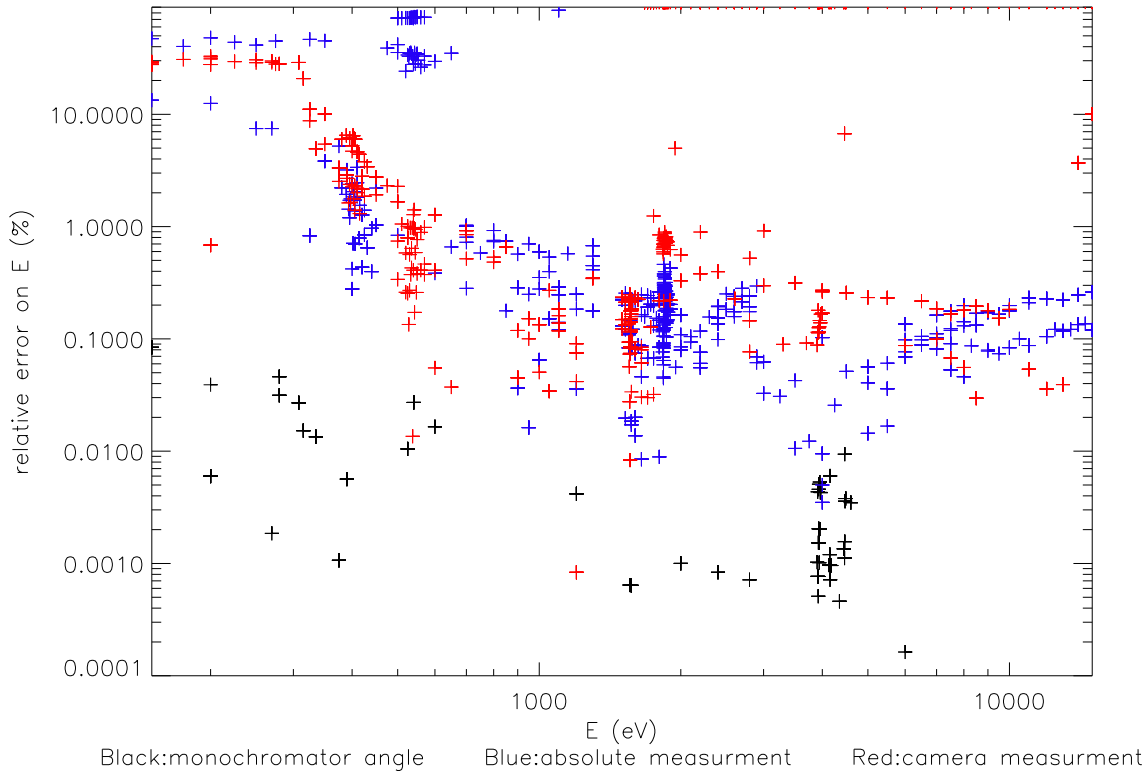


FIG. 6.32: Erreur commise sur la mesure de l'énergie du faisceau incident par le détecteur absolu (*Si(Li)* ou *GPC*, en bleu), la caméra (en rouge) et l'angle du monochromateur (en noir), en fonction de l'énergie théoriquement réglée.

### 6.5.3 Qualification de la procédure (difficultés rencontrées)

Il ne s'agissait pas ici de seulement comprendre qualitativement comment réagit un instrument donné selon un éclairage donné, mais bel et bien de mesurer sa réponse précisément, sachant qu'il n'y aura plus moyen de le faire en vol (Arnaud et al., 1995). C'est une problématique typique pour les instruments spatialisés, surtout dans le domaine des rayons-X. Car d'une part il est difficile d'embarquer une source-X d'étalonnage interne (soit systèmes compliqués et volumineux, soit sources radioactives non stationnaires et difficilement uniformes). D'autre part la violence des phénomènes à l'origine des processus d'émission astrophysique dans cette gamme d'énergie fait que les sources célestes sont rarement stationnaires (donc difficile d'étalonner en absolu par rapport à de précédentes missions d'observation). Enfin parce que, même si l'on était capable de discriminer à coup sûr les événements produits par des photons de ceux générés par des particules ou rayons cosmiques (ce qui n'est pas encore le cas), les flux astrophysiques ne permettraient pas d'atteindre une aussi bonne précision de mesure du rendement sur toute la surface des caméras ; pour fixer les idées, une caméra *EPIC* a enregistré autant d'événements photoniques pendant sa campagne d'étalonnage au sol à Orsay (1 mois d'opération en tout, environ  $500 h = 1800 ks$  d'exposition effective) que si elle avait observé un amas de galaxies relativement brillant comme Abell 209 en continu pendant au moins 1.5 années (environ  $10000 h = 35000 ks$  d'exposition effective).

Globalement, la méthode qui a été développée dans le cadre de l'étalonnage des caméras *EPIC* est satisfaisante, mais la traçabilité du système à chaque instant aurait pu être encore meilleure :

- malgré tous les efforts de post-synchronisation des données, de sélections des *runs* et de calcul des barres d'erreur, moins d'une dizaine de points aberrants (significati-

vement incompatibles avec les modèles) sont apparus; une investigation manuelle et individuelle à travers les divers carnets de bord ont permis d'identifier des dysfonctionnements (mauvaise configuration des lignes de lumière, problème technique au niveau des anneaux synchrotrons, *etc.*) à l'origine de ces valeurs aberrantes; cependant, ce travail d'investigation aurait pu être grandement facilité si le système informatique avait forcé tous les carnets de bords à être systématiquement remplis avant chaque *run*;

- la recherche d'effets systématiques requiert d'enregistrer un grand nombre de paramètres différents puis de chercher des corrélations entre eux; lors de ces étalonnages, nous ne disposions que d'un seul paramètre décrivant l'état de la source de lumière elle-même (le courant synchrotron) et tous les éléments mobiles des lignes de lumière n'étaient pas systématiquement reliés à un capteur d'état ni couplés à un moniteur de faisceau (diode ou compteur divers); dans cette optique, l'instrument à étalonner lui-même s'est d'ailleurs révélé un excellent moniteur de la partie terminale du banc d'étalonnage et pouvoir obtenir ces données (pas seulement les comptages intégrés, mais aussi leur distribution spatio-temporelle) de la part des équipes opérationnelles fut parfois difficile mais toujours crucial pour l'analyse globale.

Enfin, comme on pourra le constater dans le chapitre suivant, les caméras *EPIC* n'ont pas forcément été intégrées dans le satellite *XMM-Newton* avec exactement la même configuration qu'elles avaient lors de leur étalonnage à Orsay. Notamment, la chaîne électronique de lecture des caméras n'était pas complète à Orsay, les roues à filtres ont été modifiées (nature du filtre épais ou THICK) ainsi que le deuxième modèle opérationnel de la caméra *MOS* (arrangement des sept CCD; *cf.* table 7.6). La raison en est que les campagnes d'étalonnage à Orsay ont justement permis d'identifier des besoins logiciels supplémentaires ou des défaillances de certains matériels. Mais le fait de ne pas avoir eu le temps de repasser les éléments modifiés sur le banc de test aura introduit des incertitudes supplémentaires sur la caractérisation des instruments de vol rendant plus difficile l'interprétation des données de vol (section 8.2.10).

Les modèles de rendement quantique des caméras validés au sol doivent en outre continuer de faire l'objet de vérifications régulières en vol, afin de contrôler, par exemple, l'influence d'éventuels dépôts de glaces et des résidus de dégazage de la structure du satellite (aggravation des seuils du Carbone et de l'Oxygène), même si la faible pression (environ  $10^{-8}$  atm) régnant dans le satellite devrait l'empêcher (Strüder et al., 2001a).



---

# XMM/EPIC PN FM1 Ground Calibration at Orsay

## Description of product release v1.1

Philippe Marty, Bernard Jean-Philippe  
 Institut d'Astrophysique Spatiale  
 Université Paris XII, Bat 121  
 91405 Orsay Cedex, France.

### 1 Description of PN1 calibration product v1.2

This document shortly describes the content of the calibration files delivered to ESA for the XMM/EPIC PN camera (Flight Model, a.k.a. Orsay-PN1).

- released on March, 31st 2000, from software v1.2;
- previous releases:
  - March, 10th 2000, from software v1.1 (some runs were still logged at the wrong energy leading to misplaced and/or miscomputed QE points).

This delivery includes the following fits files:

- PN1\_QE\_v1.2.fits

which contains the quantum efficiency (see Fig. 1) for the PN1 camera. Tab. 1 gives a match between different CCDs numbering...

Table 1: PN1 CCDs numbering.

CCD #	QUAD # , CCD sub#
1	0 , 0
2	0 , 1
3	0 , 2
4	1 , 0
5	1 , 1
6	1 , 2
7	2 , 0
8	2 , 1
9	2 , 2
10	3 , 0
11	3 , 1
12	3 , 2

The way these QE values were derived from the calibration in Orsay is described in the following sections.

## 2 Calibration Data Taking Strategy

### 2.1 General Description

The calibration of PN1 camera was performed in the calibration facility at IAS in May and June 1998. We used the 2 synchrotron beam lines (SACO:  $E < 1.3\text{keV}$  and DCI:  $1.5 < E < 15\text{keV}$ )

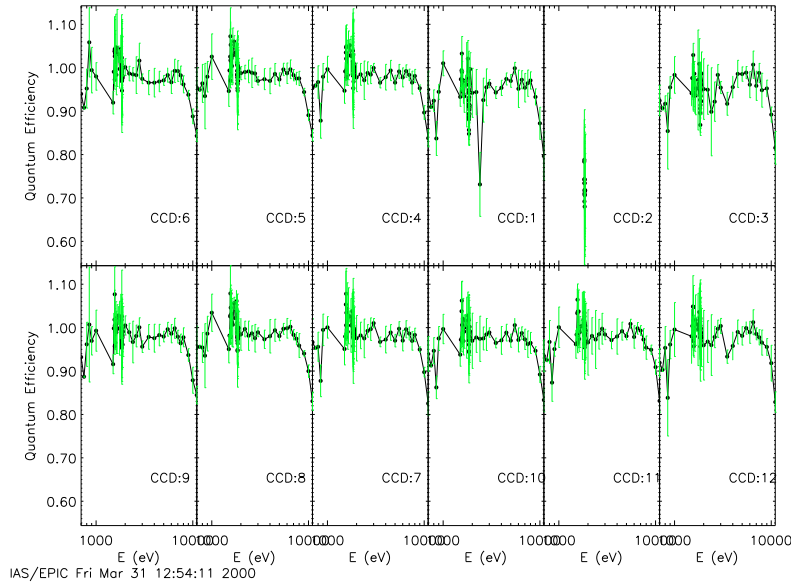


Figure 1: Quantum Efficiency of each CCD of PN FM1.

shown schematically on Fig. 3. On each beam line, a set of cutoff mirrors and a monochromator (using Bragg crystals on DCI and gratings on SACO) is used to select the requested energy (spectral purity better than 1%). The camera to be calibrated is located into a vacuum chamber (Jupiter tank) and can be directed alternatively toward one beam line or the other. A resizing slit is located in front of the camera in the Jupiter tank and is used to select a thin horizontal slice of the beam, as homogeneous as possible, which is sent to the camera. The camera can then move behind the slit in the vertical direction under control of the MOGSE (Mechanical Optical Gound Support Equipment). All devices, except EPIC instrument itself, are remote controlled by a computer network running a shared software designed on purpose, known as the EICC, and capable of sending commands, reading housekeeping data (i.e. device monitorings and data, except EPIC data) and storing them in a file database.

Typically 3 types of calibration runs were performed:

- QE measurement runs consisting of measurements with the OPEN position of the camera filter wheel interleaved with absolute measurements of the beam (typically OPEN, absolute, OPEN)
- Filter transmission runs consisting of measurements with the OPEN position of the camera filter wheel interleaved with camera measurements through the various camera filters (typically OPEN, A THIN, OPEN, B THIN, OPEN, C MEDIUM, OPEN, D THICK, OPEN)
- A combination of the above, at energies where both absolute QE and filter transmission measurements were required.

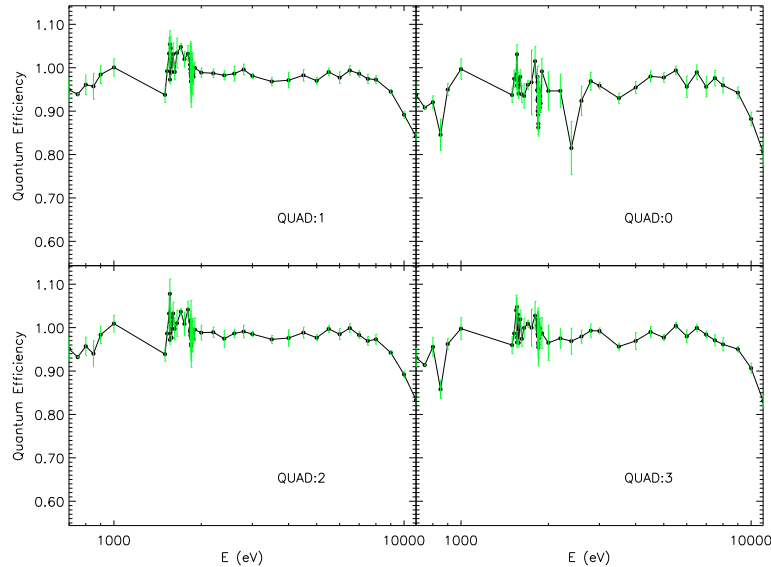


Figure 2: Average Quantum Efficiency of each Quadrant of PN FM1.

## 2.2 Camera operating mode

The camera is read at a constant frame rate (or read-out cycle), even when it is still illuminated thanks to its very fast read-out capability (one node for each column of the ccd instead of one node for the whole ccd like for the MOS).

All data were obtained in the full frame imagery mode of the camera, with a threshold of in general 70 ADU for all 12 CCDs. Resulting QE values were derived from all-patterns events, whereas horizontal profiles were considered only with respect to monapixel events.

## 2.3 Beam calibration

The beam calibration during the PN1 campaign was performed using a Si(Li) detector. The Si(Li) detector was calibrated in absolute at Bessy using a white synchrotron beam with no optics. The resulting quantum efficiency of the Si(Li) detector is shown in Fig. 4.

After setting a given beam line to the requested energy, an horizontal profile of the beam is obtained by scanning one of the absolute detector behind the resizing slit. These profiles are used to monitor the shape of the beam along the horizontal axis and to derive the absolute flux at the given energy.

The absolute detector counts at each position are recorded along with the detector position on the horizontal axis (CSY) in the EICC files. The file also contains information about fixed settings of the beam line, such as the integration time used for the measurements.

The absolute detector counts are integrated over the spectrum recorded by the detector within 4 Region Of Interest (ROI) in energy. For the Si(Li) detector, the ROIs were the same as those used during the absolute calibrations of the detector at Bessy. The full spectra are not



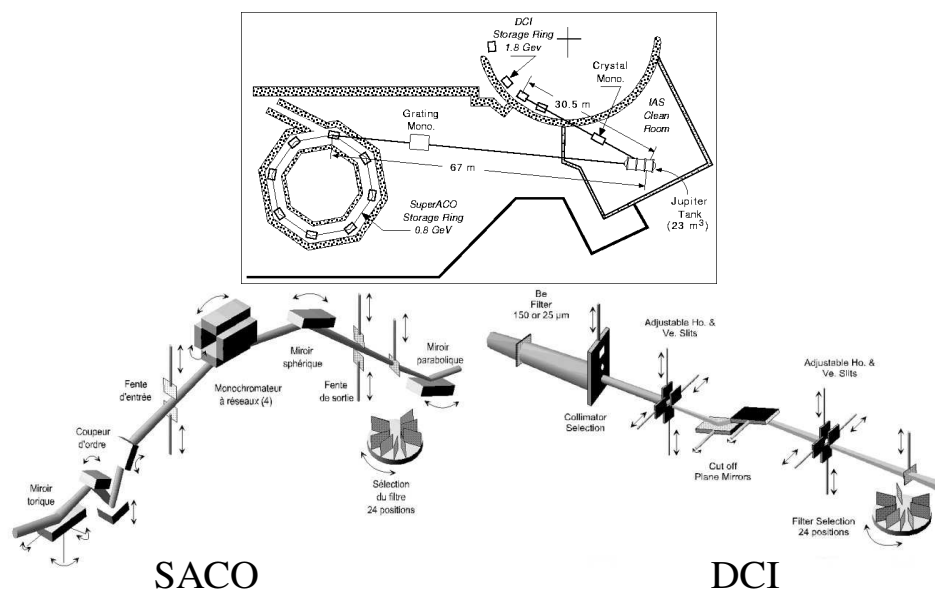


Figure 3: Schematic view of the two beam lines used.

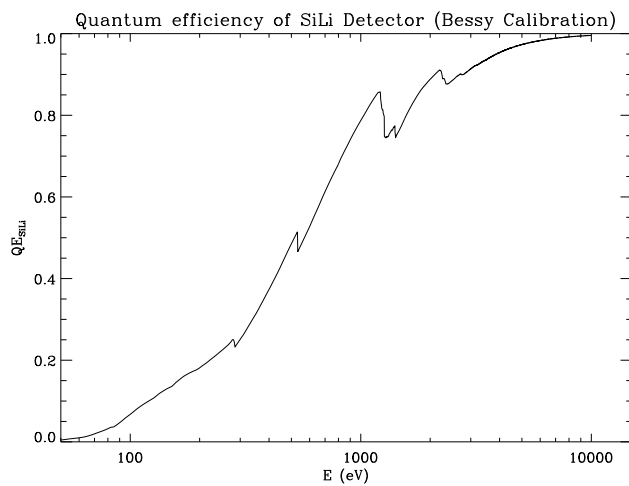


Figure 4: Quantum efficiency of the SiLi detector from Bessy measurements.

stored for every CSY point along the profile, but the average spectrum over the beam profile is recorded for each run.

## 2.4 Monitorings

Since the camera data and the absolute measurements cannot be measured at the same time, it is necessary to monitor the evolution of the beam intensity during data acquisition. Three types of continuous monitorings, located at various locations along the beam lines, were used during the PN1 calibrations:

- **Synchrotron Current:** The values of the synchrotron current read from SACO and DCI are continuously recorded.
- **Monochromator Diode:** A diode measures the intensity of orders rejected by the monochromator at the level of the monochromator device.
- **Chaneltron measurements:** The beam flux is measured at the level of the entrance slit in the Jupiter Tank with a channeltron detector.

All monitoring data are stored constantly into files through the EICC network and are stamped using a unique time reference, which allows post-synchronization with the data.

## 2.5 Comb alignment between beam profiles and the EPIC CCDs

The alignment between beam profiles and the EPIC CCDs has been measured by inserting a comb in the synchrotron beam in front of the resizing device and obtaining a beam profile with the Si(Li) detector, then an image with the camera using both beam lines. The comparison of the positions of the shadow regions on the camera and the absolute profile allows to calibrate the position offset between the CSY axis of the absolute profiles and the pixels of the CCD.

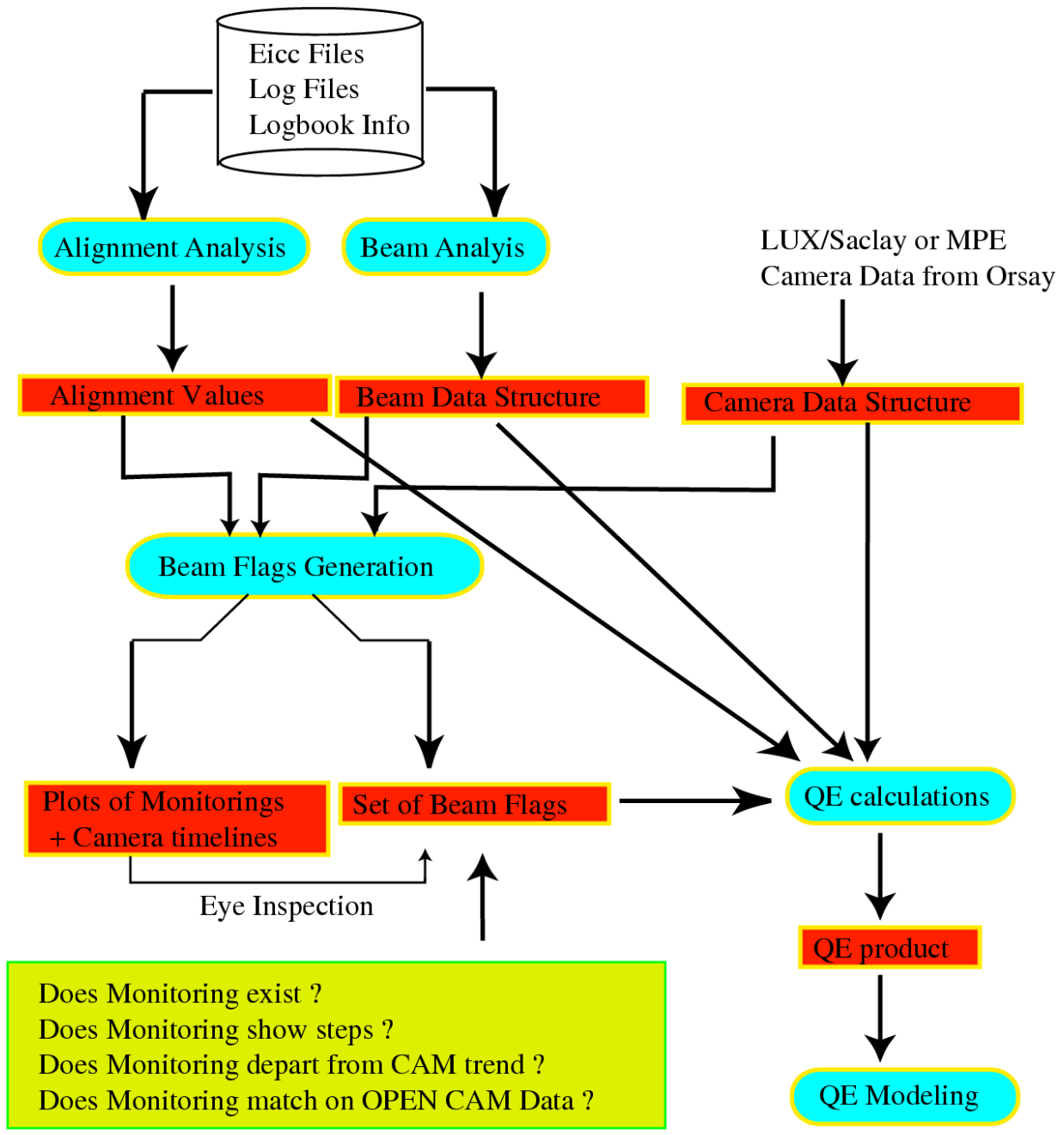
# 3 Processing applied to calibration data

## 3.1 Overall data reduction strategy

The overall data reduction strategy is summarized within Fig. 5. Note that the same IDL procedures as for the processing of the XMM/EPIC MOS data are used. First, the log files (both digital and handwritten) are used to generate simple ascii files which can be used to describe what runs have been obtained and contain useful information. The EICC files which were obtained during calibrations are reprocessed into more handy data structures (so called beam structures) in which only the useful information is kept. For a given series of runs obtained at the same energy, the following tasks are performed:

- Extract all parameters relevant to the selected runs in the calibration EICC database (e.g. requested energy, beam line used, vertical position of the camera, absolute beam profile and spectrum, quantum efficiency of the absolute detector interpolated at the energy of the runs. . .
- Deglitch the absolute beam profile. This is done by running a glitch filter routine over a horizontal profile build on the ROI4 signal, which contains very little real signal; and then removing the points in the all-ROIs profile corresponding to glitches found for ROI4. In case of several integrations at each profile position, these values are finally averaged.

### SCHEMATIC OF GROUND CALIBRATION RESULTS DELIVERY AT IAS



- Fit the absolute spectrum using a hypermet curve in order to derive the energy of the peak and thus check the energy of the beam (consistency with logbook).
- Extract a continuous stream of monitoring data over the time range covered by the absolute and camera data taking.
- Save a beam structure on disk.

Then, these beam structures are compared to similar datasets describing the camera measurements, which were prepared by the MPE team. The goal of this comparison is to check whether the various beam monitorings give an accurate description of the behavior of the beam during the camera and the absolute measurement data. For a given series of runs obtained at the same energy, the following tasks are performed:

- Store the PN camera data into IDL structures similar to those used for the processing of the MOS data, allowing to use the same procedures as for the MOS data processing.
- Check the availability of monitorings during each camera run of the series and during the absolute measurements. For each run and monitoring, a flag containing the percentage of monitoring availability is computed.
- Detect possible sudden jumps of each monitorings, either during camera data taking, absolute beam calibration, or in between. A series of flags containing the date and intensities of the jumps is generated.
- Generate a plot of each monitoring behavior over the considered time range, and overplot the signal from the camera, as well as the difference between back and forth absolute beam profile measurements (see Fig. 6).
- Select the best monitoring : For each monitoring, we compute the average relative difference between the signal as seen by the camera in the OPEN filter positions and the monitoring signal. This value is used as a flag giving the goodness of each monitoring. However, the reliability of this flag is not high enough, and eye inspection of the plots was generally necessary in order to derive the best monitoring to be used for each series.
- In several occasions, it was found that none of the monitorings adequately represents the behaviour of the signal seen by the camera in the OPEN position, but that a linear correction on one of the monitorings would better reproduce the camera trend. Since this occurs in general with the monochromator monitoring for runs where the synchrotron current is linearly drifting, this effect is currently being interpreted as a superposition of both (but that has not been verified on a systematic basis). In such cases, a linear correction is thus applied to the best monitoring in order to reproduce the trend seen by the camera.
- A flag structure containing the above information is generated, as well as a file giving the best monitoring to be applied for each run.

Finally, the quantum efficiency of the detectors and the transmission of the filters is computed using the camera data and beam data structures and the monitoring information derived above.

- The relevant informations are extracted from the beam (e.g. absolute beam profile, ) and camera data structures (e.g. mask values, relative positions of the CCDs, counts and number of frames, ...)

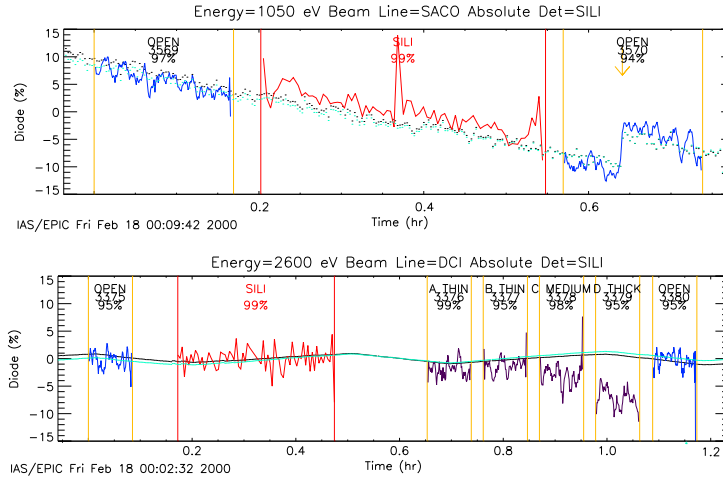


Figure 6: Examples of monitoring plot. Dark Blue: camera data during OPEN measurements, Black: monochromator monitoring signal, Light Blue: monochromator monitoring signal corrected for a linear trend. The vertical bars indicate beginning and end of each run.

- For each camera run, we compare the shape of the horizontal profile as seen by the camera and that of the absolute beam profile measurement (see Fig. 8). The compared profiles are not corrected from monitoring at this stage, since profiles are assumed short enough in time so that their spatial shape should not be affected. On the other hand, both profiles are arbitrarily divided by their median value in order to allow horizontal correlation.

It appeared that the offset between the horizontal axis of the absolute detector and that of the camera was changing with time, probably because of the repositioning of the camera after each run. We therefore used offsets computed from a maximum correlation between the 2 profiles, rather than that derived from the comb measurements.

In addition to the offset, a stretch (also varying with time) of the horizontal axis clearly improves the match between the two profiles. This is probably due to a bad reproductibility of the rotation mechanism (after switching beam line) or to some divergence in the beam line (after changing energy, i.e. new monochromator/mirrors settings).

In some cases, the derived offsets and stretch values computed automatically are too large and not real (problem of computing best correlation between 2 very flat profiles). Such values (above a given threshold) were replaced by the median offset and stretch values associated to runs taken just before and after the considered run. The offsets and threshold used are shown on Fig.7

- For each run corresponding to an OPEN position of the camera filter wheel, the QE of all CCDs of the camera are computed using Eq. 3 (see Sec.4).
- QE values at this stage were also computed for camera measurements obtained through filters, as well as for camera runs with no absolute measurement of the beam intensity (using a dummy value for the absolute value), so that filters transmissions can later be obtained by dividing those fake QE values.

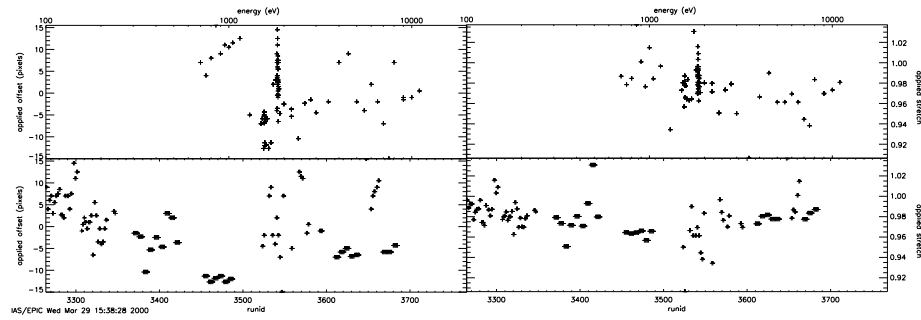


Figure 7: Offset and stretch used for each runid.

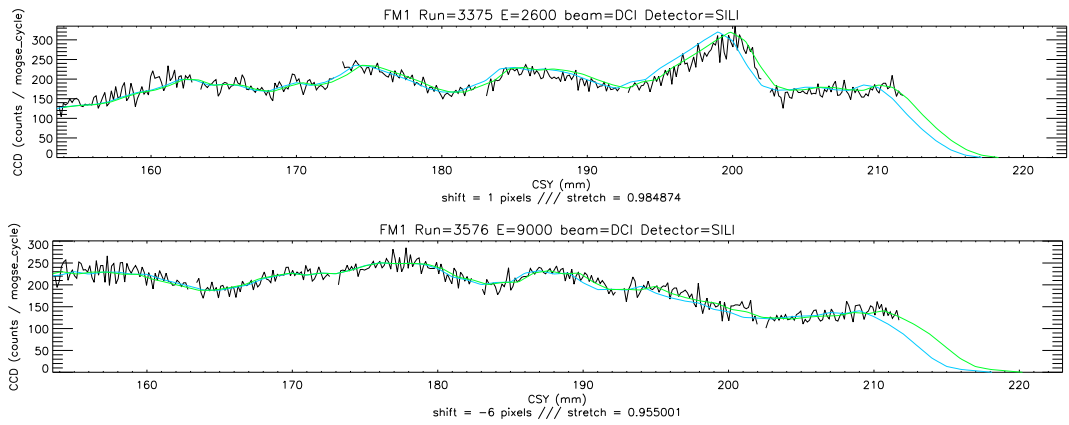


Figure 8: Examples of profile comparison. Dark: camera profile, Blue: profile observed by the absolute detector, Green: offsetted and stretched absolute profile.

Table 2: Constant parameters used to compute QE.

Parameter	value
$L_{SiLi}$	1.0 mm
$N_{Vpix}$	200
$L_{pix}$	150 $\mu$ m
$v$	24.7 mm/s
$T_{chop}$	4.6%

### 3.2 Data selection strategy

On a global point a view, the analysis of PN1 calibration campaign was performed without major trouble. A total of 324 logged runs were available for processing, including 167 OPEN-filter runs with relevant absolute measurement, on 67 different energies.

One big jump in monitorings has been found on 2 different runs at different dates, leading to the rejection of these runs. In addition, 1 whole day of measurements on SACO suffered large beam perturbations (spatial distortion still unexplained, but clearly visible on profile plots) leading to the rejection of 8 runs. All this resulting in a QE-useful dataset of 157 runs, on 64 energy points.

CCD #01 was out-of-order for 48 of these QE energy points. The whole QUADRANT #0 (CCDs #00, 01, 02) is actually noisy.

Note that runs at low energies (below 600 eV) were not processed because a reliable treatment of the camera data is not yet available.

## 4 Quantum Efficiency calculations

Let  $\langle \phi \rangle$  be the average beam flux (phot/s/mm<sup>2</sup>) at a given energy E, the total number of counts on a given CCD of the camera will be

$$Counts_{ccd} = QE_{ccd} \langle \phi \rangle tint_{ccd} N_f S_{ccd} T_{chop} \quad (1)$$

where  $QE_{ccd}$  is the average quantum efficiency of the given CCD at energy E,  $tint_{ccd}$  is the integration time for one slew of the camera behind the resizing device,  $N_f$  is the number of slews (called number of MOGSE frames),  $T_{chop}$  is the transmission of the chopper and  $S_{ccd}$  is the CCD illuminated surface ( $S_{ccd} = N_{Vpix} N_{Hpix} L_{pix}^2 Mask_{ccd}$ ). The integration time is defined by the vertical size of the resizing device ( $h$ ) and the velocity of the MOGSE ( $v$ ) through  $tint_{ccd} = h/v$ .

The integral of the absolute beam profile over the horizontal region corresponding to the given CCD satisfies

$$\int_{ccd} \frac{Counts_{SiLi}(CSY)}{L_{SiLi} tint_{SiLi} QE_{SiLi}} dCSY = \langle \phi \rangle h L_{pix} N_{Hpix} \quad (2)$$

where  $L_{SiLi}$  is the absolute detector size along the horizontal axis,  $tint_{SiLi}$  is the integration time and  $QE_{SiLi}$  is the absolute quantum efficiency at energy E. Note that the chopper was inserted in the beam for the camera data taking only.

The average quantum efficiency of the given CCD therefore writes

$$QE_{ccd} = \frac{Counts_{ccd}}{\int_{ccd} Counts_{SiLi}(CSY) * Mask_{ccd}(CSY) dCSY} * \frac{QE_{SiLi} v L_{SiLi} tint_{SiLi}}{N_f N_{Vpix} L_{pix} T_{chop}} * cor_{MO} \quad (3)$$

where  $Mask_{ccd}(CSY)$  is the camera mask (due to obscuration by the circular baffle and bad pixels removal) summed along the vertical axis, and  $cor_{MO}$  is a correction factor accounting for the change in beam intensity between the absolute and camera measurements, computed using our best monitoring (see Sec. 3).

The QE values have been computed using the values for the constant parameters entering Eq. 3 given in Tab. 2. The integral of the absolute profile in Eq. 3 is performed over the CSY region corresponding to the given CCD, as derived from the best correlation between camera and absolute horizontal profiles described in Sec. 3. It must be noted that for the vast majority of the runs, the best monitoring was found to come from the monochromator diode.

For the present release, QE values corresponding to the same energy have been averaged, with a weight proportional to the relative error affecting each data point (see Sec. 5). Therefore, a single value of QE is quoted per energy. The final error quoted includes the resulting relative error and the absolute error linked to the absolute calibration uncertainties (see Sec. 5).

Note that QE values for each CCD column instead of the whole CCD could be derived from the ratio of counts profiles instead of the ratio of total counts, but that would imply an all-events (instead of monopixels) selection in camera profiles (cf. Sec. 2.2).

Also, transmission of the filters could be computed by dividing the QE for a given filter by the average of QE values for the OPEN positions observed during the same run series. This result is not presented in this release since the transmissions curves will first have to be compared/merged with the values derived at CEA-Saclay and the Italian team.

## 5 Error Budget

Tab. 3 evaluates the uncertainty sources in the determination of the QE given above.

An estimate of the actual uncertainty on the Si(Li) detector absolute calibration is given. It increases at high energy where the determination of the Si(Li) quantum efficiency is based on extrapolations of the Bessy results. The dimensions of the collimator have been precisely measured using the CEA profilometer and are used in the present analysis. We have checked the pile-up level of the Si(Li) detector on several Si(Li) spectra which was always found to be lower than 1%.

The quoted “divergence/alignment” errors were derived from the median values of the relative difference between best-monitoring-corrected absolute horizontal profiles and camera horizontal profiles (Fig. 8). The “monitoring” relative error comes from the difference between best monitoring and camera time-ordered data such as shown in Fig. 6.

The speed of the MOGSE system has been shown to be very stable. However, an uncertainty remains about the exact value of this speed, that could be reduced by deep vertical analysis of camera images (which should allow to estimate the apparent movement of the slit across each CCD).



Table 3: QE budget error

Title	PN FM1	relative/absolute
<b>Absolute Detectors:</b>		
Si(Li) QE	2%@0.3 – 1.5keV 5%@1.5 – 6.0keV 10% > 6.0keV	absolute
Collimator	1%	absolute
Pile-Up	<< 1%	absolute
Statistics	< 1%	relative
<b>Beam Knowledge:</b>		
Monitoring	0.5 – 3.0%	relative
Divergence / Alignment	0.5 – 10.0%	relative
Chopper Transmission	10%	absolute
<b>MOGSE:</b>		
Speed stability	<< 1%	absolute
Speed value	≈ 2% (?)	absolute
<b>EPIC:</b>		
Statistics	< 2%	relative

---

# XMM/EPIC MOS FM3 & FM2 Ground Calibration at Orsay

## Description of product release v1.2

Philippe Marty, Bernard Jean-Philippe  
Institut d'Astrophysique Spatiale  
Université Paris XII, Bat 121  
91405 Orsay Cedex, France.

### 1 Description of Orsay MOS calibration product v1.2

This document shortly describes the content of the calibration files delivered to ESA for the XMM/EPIC MOS1 camera (a.k.a. MOS FM3)

- released on March, 31st 2000, from software v1.2;
- previous releases:
  - October, 8th 1999, from software v1.0 (profiles were not corrected for “stretch effects” leading to QE values 0.01% to 27.52% different from current values and greater error bars than current; error bars were expressed in percent of the corresponding QE value rather than in QE units).
  - March, 10th 2000, from software v1.1 (some runs were still logged at the wrong energy leading to misplaced and/or miscomputed QE points).

and MOS2 camera (a.k.a. MOS FM2).

- released on March, 31st 2000, from software v1.2;
- previous releases:
  - none.

This delivery includes the following fits files:

- MOS2\_QE\_v1.2.fits
- MOS3\_QE\_v1.2.fits

which contains the quantum efficiency (see Fig. 1) for respectively the MOS FM2 & FM3 cameras. The way these values were derived from the calibration in Orsay is described in the following sections.

## 2 Calibration Data Taking Strategy

### 2.1 General Description

The calibration of MOS FM2 camera was performed in the calibration facility at IAS in March and April 1998, MOS FM3 in July 1998. We used the 2 synchrotron beam lines (SACO:  $E < 1.3\text{keV}$  and DCI:  $1.5 < E < 15\text{keV}$ ) shown schematically on Fig. 3. On each beam line, a set of cutoff mirrors and a monochromator (using Bragg crystals on DCI and gratings on SACO) is used to select the requested energy (spectral purity better than 1%). The camera to

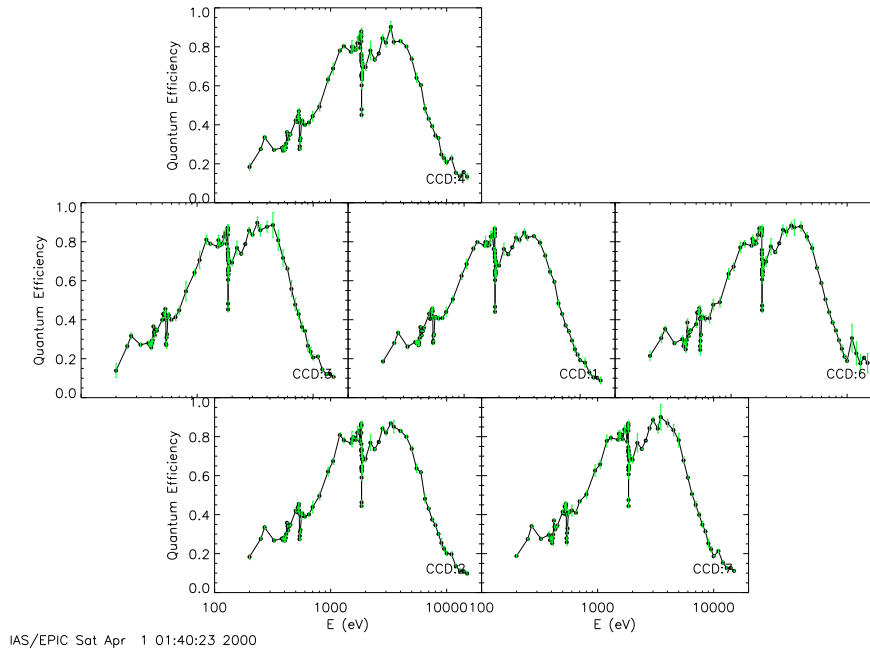


Figure 1: Quantum Efficiency of each CCD of MOS FM2.

be calibrated is located into a vacuum chamber (Jupiter tank) and can be directed alternatively toward one beam line or the other. A resizing slit is located in front of the camera in the Jupiter tank and is used to select a thin horizontal slice of the beam, as homogeneous as possible, which is sent to the camera. The camera can then move behind the slit in the vertical direction under control of the MOGSE (Mechanical Optical Gound Support Equipment). All devices, except EPIC instrument itself, are remote controlled by a computer network running a shared software designed on purpose, known as the EICC, and capable of sending commands, reading housekeeping data (i.e. device monitorings and data, except EPIC data) and storing them in a file database.

Typically 2 types of calibration runs were performed:

- QE measurement runs consisting of measurements with the OPEN position of the camera filter wheel interleaved with absolute measurements of the beam (typically OPEN, absolute, OPEN)
- QE and Filter transmission runs consisting of measurements with the OPEN position of the camera filter wheel before and after a series of absolute measurement of the beam and camera measurements through the various camera filters (typically OPEN, absolute, A THIN, B THIN, C MEDIUM, D THICK, OPEN)

## 2.2 Camera operating mode

The MOS camera is read at the end of each vertical scan, also called MOGSE frame (ca. 3 s duration), while the camera is no longer illuminated. The MOGSE movements were synchronized so that another scan couldn't begin before the frame transfer (from image zone toward

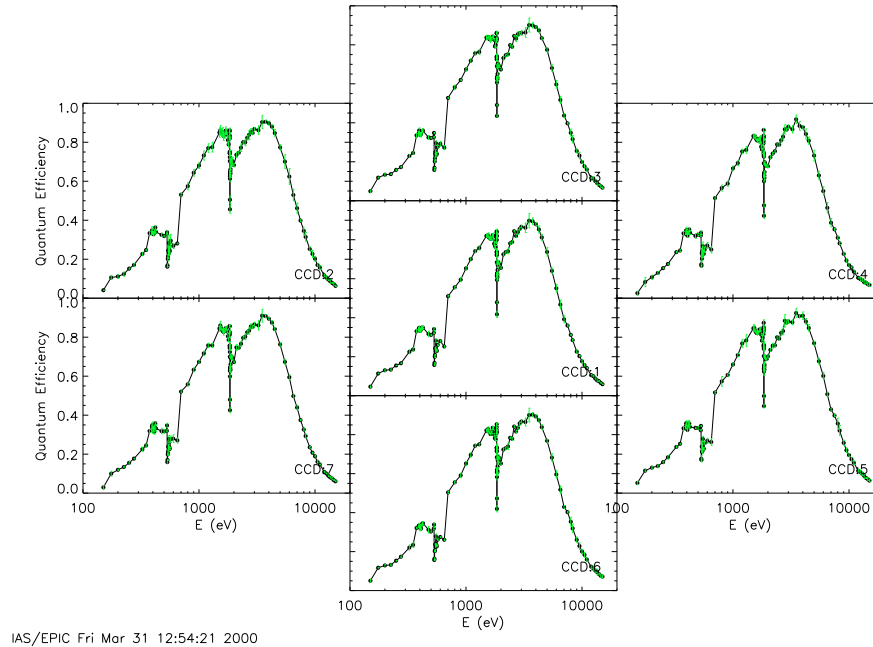


Figure 2: Quantum Efficiency of each CCD of MOS FM3.

storage zone; ca. 10 ms) was completed. Then the read-out sequence of the storage zone (ca. 2.5 s) is performed during next frame integration.

All data were obtained in the full frame imagery mode of the camera, with a threshold of in general 25 ADU for all 7 CCDs for MOS FM3 and 35 EDU for all 6 CCDs (there was no CCD #5) for MOS FM2. Resulting QE values were derived from all-patterns events.

It is to be reminded that among MOS FM2 CCDs we did calibrate in Orsay only CCDs #1,2,6 and 7 are currently flying on XMM satellite. In addition, these flying CCDs aren't located the same way any longer (e.g. CCD #1 at Orsay is not the flying central CCD, but has been relocated at one edge; please refer MOS-Leicester technical documentation).

### 2.3 Beam calibration

The beam calibration during the MOS FM2 & FM3 campaign was performed using a Si(Li) and a Gaz Proportional Counter (GPC) detector.

The Si(Li) detector was calibrated in absolute at Bessy using a white synchrotron beam with no optics. The resulting quantum efficiency of the Si(Li) detector is shown in Fig. 4.

The GPC detector was designed and calibrated at Orsay relatively to the Si(Li) detector. The resulting quantum efficiency of the GPC detector is shown in Fig. 5.

After setting a given beam line to the requested energy, an horizontal profile of the beam is obtained by scanning one of the absolute detector behind the resizing slit. These profiles are used to monitor the shape of the beam along the horizontal axis and to derive the absolute flux at the given energy.

The absolute detector counts at each position are recorded along with the detector position on the horizontal axis (CSY) in the EICC files. The file also contains information about fixed

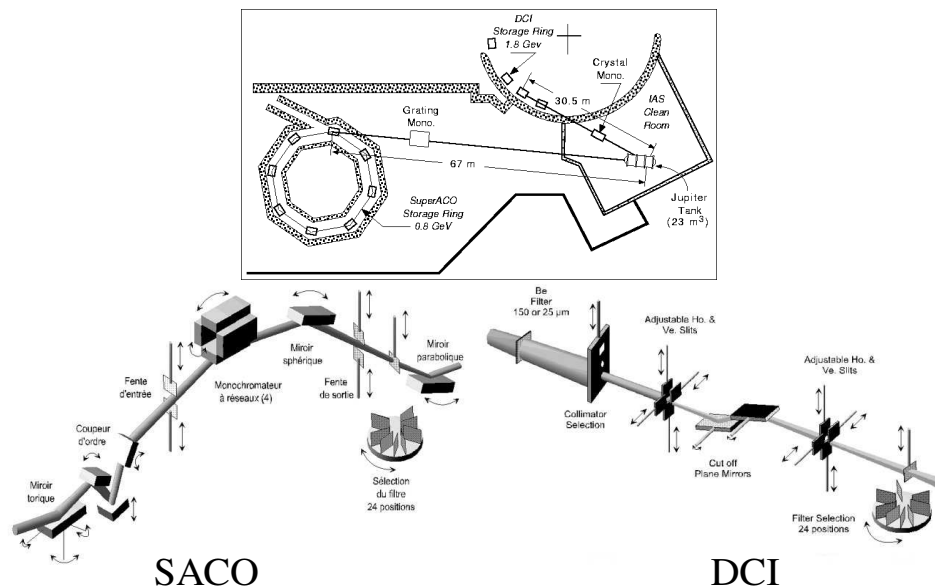


Figure 3: Schematic view of the two beam lines used.

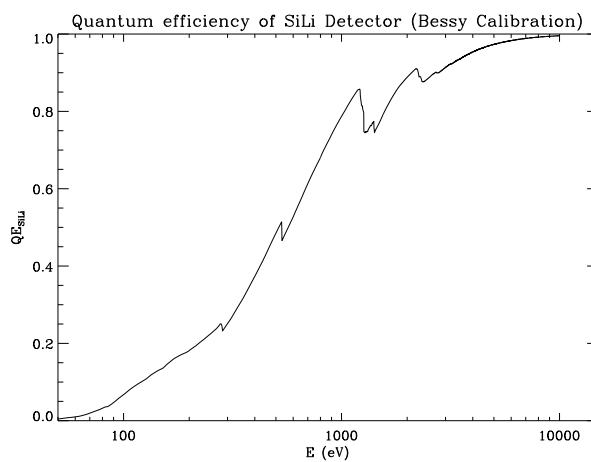


Figure 4: Quantum efficiency of the Si(Li) detector from Bessy measurements.

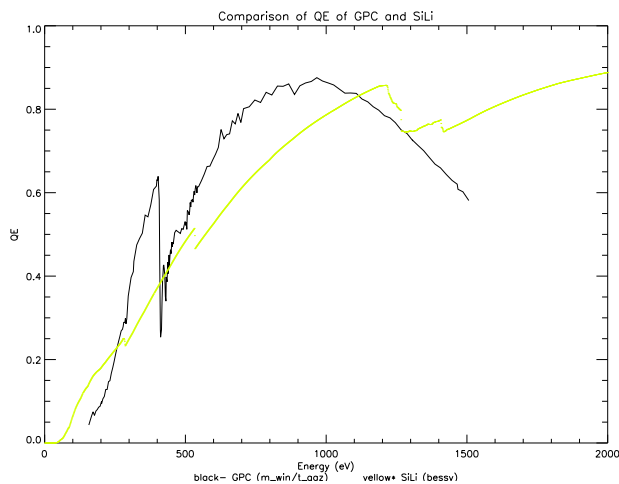


Figure 5: Quantum efficiency of the GPC detector from Orsay measurements. Yellow curve is the Si(Li) QE curve for comparison.

settings of the beam line, such as the integration time used for the measurements.

The absolute detector counts are integrated over the spectrum recorded by the detector within 4 Region Of Interest (ROI) in energy. For the Si(Li) detector, the ROIs were the same as those used during the absolute calibrations of the detector at Bessy. The full spectra are not stored for every CSY point along the profile, but the average spectrum over the beam profile is recorded for each run.

## 2.4 Monitorings

Since the camera data and the absolute measurements cannot be measured at the same time, it is necessary to monitor the evolution of the beam intensity during data acquisition. Three types of continuous monitorings, located at various locations along the beam lines, were used during the MOS calibrations:

- **Synchrotron Current:** The values of the synchrotron current read from SACO and DCI are continuously recorded.
- **Monochromator Diode:** A diode measures the intensity of orders rejected by the monochromator at the level of the monochromator device.
- **Chaneltron measurements:** The beam flux is measured at the level of the entrance slit in the Jupiter Tank with a channeltron detector.

All monitoring data are stored constantly into files through the EICC network and are stamped using a unique time reference, which allows post-synchronization with the data.

## 2.5 Comb alignment between beam profiles and the EPIC CCDs

The alignment between beam profiles and the EPIC CCDs has been measured by inserting a comb in the synchrotron beam in front of the resizing device and obtaining a beam profile with

the Si(Li) detector, then an image with the camera using both beam lines. The comparison of the positions of the shadow regions on the camera and the absolute profile allows to calibrate the position offset between the CSY axis of the absolute profiles and the pixels of the CCD.

### 3 Processing applied to calibration data

#### 3.1 Overall data reduction strategy

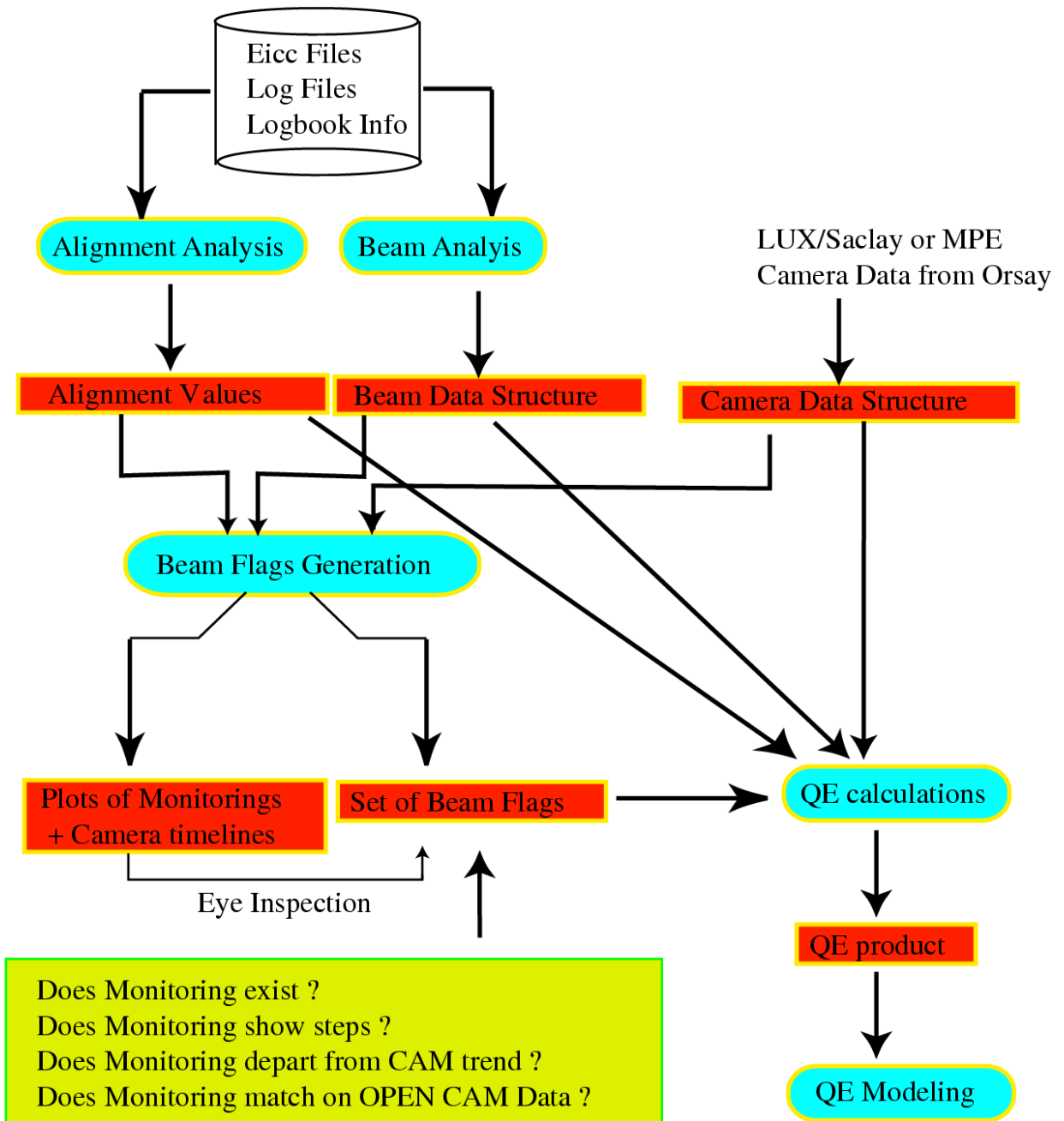
The overall data reduction strategy is summarized within Fig. 6. First, the log files (both digital and handwritten) are used to generate simple ascii files which can be used to describe what runs have been obtained and contain useful information. The EICC files which were obtained during calibrations are reprocessed into more handy data structures (so called beam structures) in which only the useful information is kept. For a given series of runs obtained at the same energy, the following tasks are performed:

- Extract all parameters relevant to the selected runs in the calibration EICC database (e.g. requested energy, beam line used, vertical position of the camera, absolute beam profile and spectrum, quantum efficiency of the absolute detector interpolated at the energy of the runs. . .
- Deglitch the absolute beam profile. This is done by running a glitch filter routine over a horizontal profile build on the ROI4 signal, which contains very little real signal; and then removing the points in the all-ROIs profile corresponding to glitches found for ROI4. In case of several integrations at each profile position, these values are finally averaged.
- Fit the absolute spectrum using a hypermet curve in order to derive the energy of the peak and thus check the energy of the beam (consistency with logbook).
- Extract a continuous stream of monitoring data over the time range covered by the absolute and camera data taking.
- Save a beam structure on disk.

Then, these beam structures are compared to similar datasets describing the camera measurements, which were prepared by the Saclay team. The goal of this comparison is to check whether the various beam monitorings give an accurate description of the behavior of the beam during the camera and the absolute measurement data. For a given series of runs obtained at the same energy, the following tasks are performed:

- Check the availability of monitorings during each camera run of the series and during the absolute measurements. For each run and monitoring, a flag containing the percentage of monitoring availability is computed.
- Detect possible sudden jumps of each monitorings, either during camera data taking, absolute beam calibration, or in between. A series of flags containing the date and intensities of the jumps is generated.
- Generate a plot of each monitoring behavior over the considered time range, and overplot the signal from the camera, as well as the difference between back and forth absolute beam profile measurements (see Fig. 7).

**SCHEMATIC OF GROUND CALIBRATION RESULTS DELIVERY AT IAS**





- Select the best monitoring : For each monitoring, we compute the average relative difference between the signal as seen by the camera in the OPEN filter positions and the monitoring signal. This value is used as a flag giving the goodness of each monitoring. However, the reliability of this flag is not high enough, and eye inspection of the plots was generally necessary in order to derive the best monitoring to be used for each series.
- In several occasions, it was found that none of the monitorings adequately represents the behaviour of the signal seen by the camera in the OPEN position, but that a linear correction on one of the monitorings would better reproduce the camera trend. Since this occurs in general with the monochromator monitoring for runs where the synchrotron current is linearly drifting, this effect is currently being interpreted as a superposition of both (but that has not been verified on a systematic basis). In such cases, a linear correction is thus applied to the best monitoring in order to reproduce the trend seen by the camera.
- A flag structure containing the above information is generated, as well as a file giving the best monitoring to be applied for each run.

Finally, the quantum efficiency of the detectors and the transmission of the filters is computed using the camera data and beam data structures and the monitoring information derived above.

- The relevant informations are extracted from the beam (e.g. absolute beam profile, ) and camera data structures (e.g. mask values, relative positions of the CCDs, counts and number of frames, ...)
- For each camera run, we compare the shape of the horizontal profile as seen by the camera and that of the absolute beam profile measurement (see Fig. 9). The compared profiles are not corrected from monitoring at this stage, since profiles are assumed short enough in time so that their spatial shape should not be affected. On the other hand, both profiles are arbitrarily divided by their median value in order to allow horizontal correlation.

It appeared that the offset between the horizontal axis of the absolute detector and that of the camera was changing with time, probably because of the repositioning of the camera after each run. We therefore used offsets computed from a maximum correlation between the 2 profiles, rather than that derived from the comb measurements.

In addition to the offset, a stretch (also varying with time) of the horizontal axis clearly improves the match between the two profiles. This is probably due to a bad reproductibility of the rotation mechanism (after switching beam line) or to some divergence in the beam line (after changing energy, i.e. new monochromator/mirrors settings).

In some cases, the derived offsets and stretch values computed automatically are too large and not real (problem of computing best correlation between 2 very flat profiles). Such values (above a given threshold) were replaced by the median offset and stretch values associated to runs taken just before and after the considered run. The offsets and threshold used are shown on Fig. 8.

- For each run corresponding to an OPEN position of the camera filter wheel, the QE of all CCDs of the camera are computed using Eq. 3 (see Sec. 4).
- QE values at this stage were also computed for camera measurements obtained through filters, as well as for camera runs with no absolute measurement of the beam intensity (using a dummy value for the absolute value), so that filters transmissions can later be obtained by dividing those fake QE values.

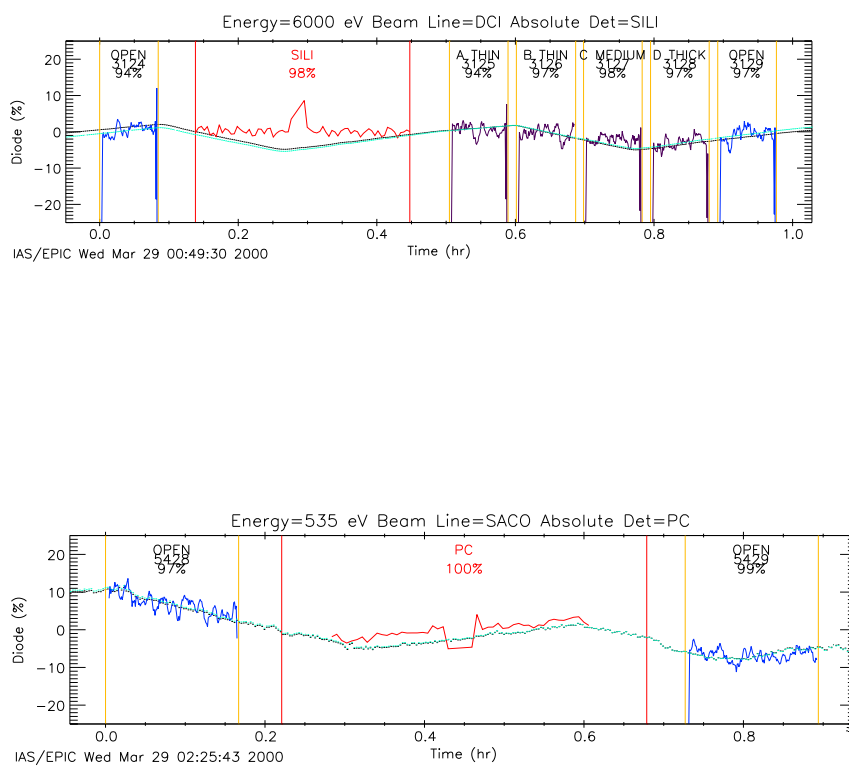


Figure 7: Examples of monitoring plot. Dark Blue: camera data during OPEN measurements, Black: monochromator monitoring signal, Light Blue: monochromator monitoring signal corrected for a linear trend. The vertical bars indicate beginning and end of each run.

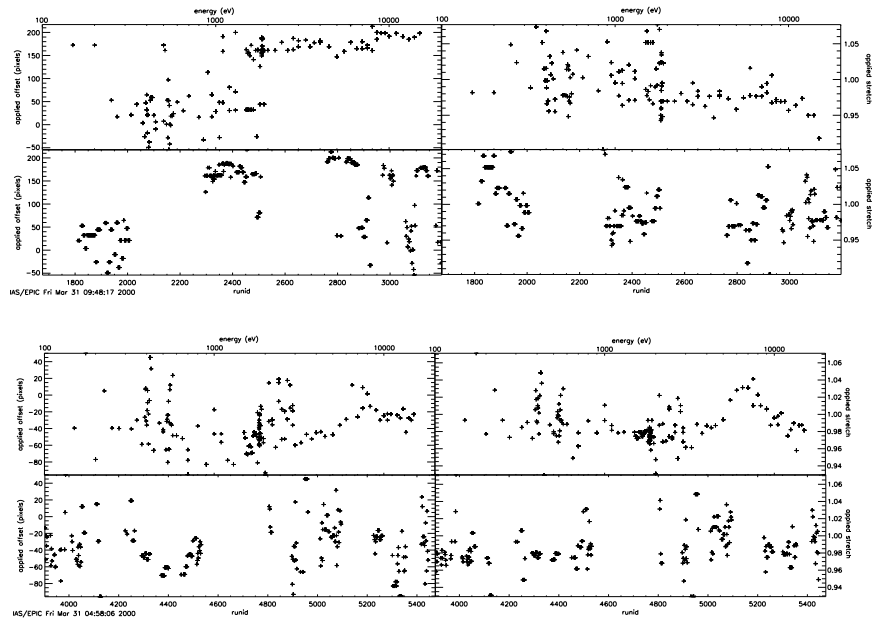


Figure 8: Offset and stretch used for MOS FM2 (top) and FM3 (bottom).

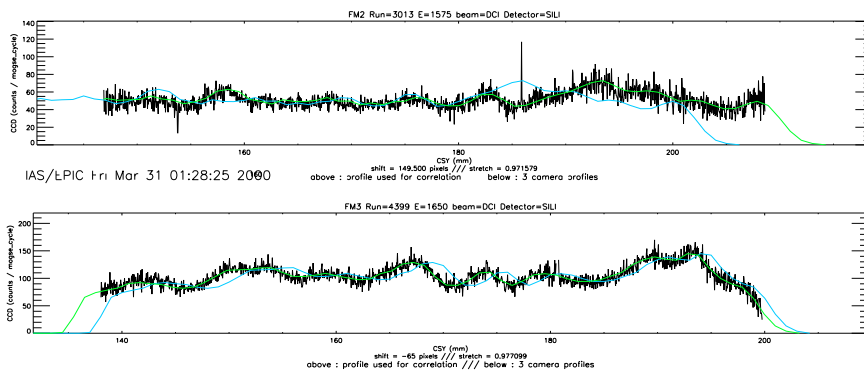


Figure 9: Examples of profile comparison. Dark: camera profile, Blue: profile observed by the absolute detector, Green: offsetted and stretched absolute profile.

### 3.2 Data selection strategy

The MOS FM2 calibration campaign started without chopper attenuator device; metallic filters (on SACO) and grids (on DCI) were used instead to reduce the beam flux. In these cases, the absolute profile measurement was done twice, with and without the filter/grid. A direct comparison of both absolute profiles gives the attenuation factor of the filter/grid at the given energy, then the QE calculation procedure is resumed normally (as with the chopper).

A total of 719 logged runs were available for MOS FM2 processing, including 305 OPEN-filter runs with relevant absolute measurement, on 113 different energies. Of those, 51 runs were rejected (5 because of bad monitoring, 4 because of bad absolute profile, 2 because of calibration test bench misconfiguration, 8 because of bad camera data, 16 because of camera misconfiguration -“threshold mode” instead of “imagery mode”-, 16 because of monitoring and attenuator problems the first day on DCI line), leading to a QE-useful dataset of 254 runs, on 105 different energies.

It is to be noted that among runs performed without chopper, 11 runs missed the attenuation measurement at 395, 400 and 402 eV. The attenuation was then a posteriori assumed after interpolation on other measurement done with the SACO filter, between 200 and 500 eV (see Fig. 10). The resulting QE values derived from those runs fit very well with the remaining FM2 points.

On a global point a view, the analysis of MOS FM3 calibration campaign was neither easy nor difficult... It was above all the first to be analysed ! This choice comes from the assumption that calibration runs would be cleaner than for any other MOS campaign, but classical problems (misalignments, monitoring jumps, etc.) would appear anyway in order to design analysis software smart enough to treat them properly.

A total of 682 logged runs were available for MOS FM3 processing, including 341 OPEN-filter runs with relevant absolute measurement, on 123 different energies. Of those, 26 runs were rejected (6 because of bad monitoring, 2 because of bad absolute profile, 12 because of bad camera data, 6 because of calibration test bench misconfiguration), leading to a QE-useful dataset of 315 runs, on 120 different energies.

## 4 Quantum Efficiency calculations

Let  $\langle \phi \rangle$  be the average beam flux (phot/s/mm<sup>2</sup>) at a given energy E, the total number of counts on a given CCD of the camera will be

$$Counts_{ccd} = QE_{ccd} \langle \phi \rangle tint_{ccd} N_f S_{ccd} T_{chop} \quad (1)$$

where  $QE_{ccd}$  is the average quantum efficiency of the given CCD at energy E,  $tint_{ccd}$  is the integration time for one slew of the camera behind the resizing device,  $N_f$  is the number of slews (called number of MOGSE frames),  $T_{chop}$  is the transmission of the chopper and  $S_{ccd}$  is the CCD illuminated surface ( $S_{ccd} = N_{Vpix} N_{Hpix} L_{pix}^2 Mask_{ccd}$ ). The integration time is defined by the vertical size of the resizing device ( $h$ ) and the velocity of the MOGSE ( $v$ ) through  $tint_{ccd} = h/v$ .

The integral of the absolute beam profile over the horizontal region corresponding to the given CCD satisfies

$$\int_{ccd} \frac{Counts_{abs}(CSY)}{L_{abs} tint_{abs} QE_{abs}} dCSY = \langle \phi \rangle h L_{pix} N_{Hpix} \quad (2)$$

where  $L_{abs}$  is the absolute detector size along the horizontal axis,  $tint_{abs}$  is the integration time and  $QE_{abs}$  is the absolute quantum efficiency at energy E. Note that the chopper was inserted in the beam for the camera data taking only.

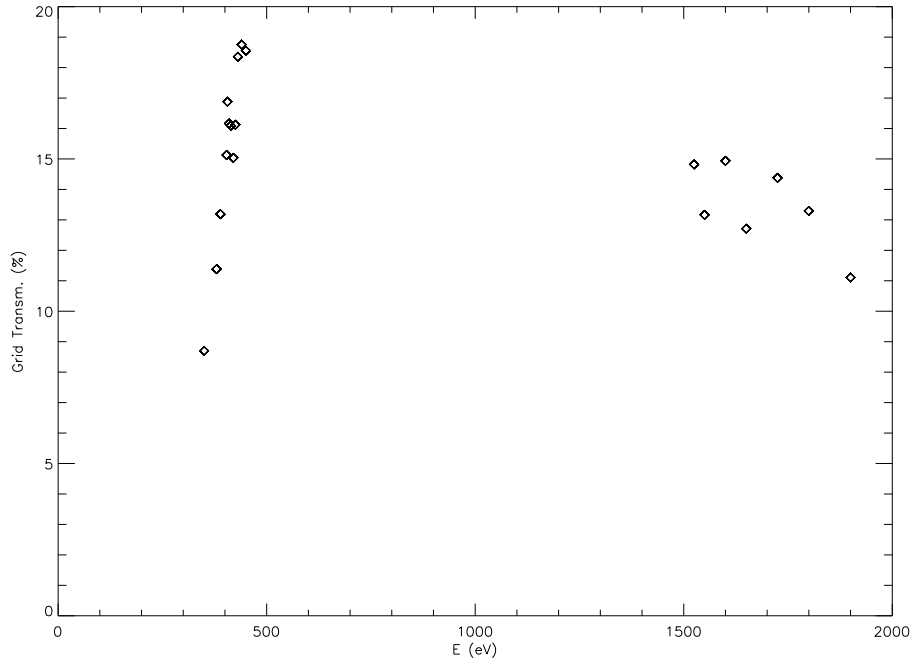


Figure 10: Attenuation of the filter (200-500 eV) and of the grid (above 1.4 keV) with energy. Plain line shows the best linear fit to the filter attenuation (used for interpolation).

Table 1: Constant parameters used to compute QE.

Parameter	value
$L_{SiLi}$	1.0 mm
$L_{PC}$	0.1 mm
$N_{V_{piz}}$	200
$L_{piz}$	150 $\mu\text{m}$
$v$	24.7 mm/s
$T_{chop}$	4.6%

The average quantum efficiency of the given CCD therefore writes

$$QE_{ccd} = \frac{Counts_{ccd}}{\int_{ccd} Counts_{abs}(CSY) * Mask_{ccd}(CSY) dCSY} * \frac{QE_{abs} v L_{abs} tint_{abs}}{N_f N_{Vpix} L_{pix} T_{chop}} * cor_{MO} \quad (3)$$

where  $Mask_{ccd}(CSY)$  is the camera mask (due to obscuration by the circular baffle and bad pixels removal) summed along the vertical axis, and  $cor_{MO}$  is a correction factor accounting for the change in beam intensity between the absolute and camera measurements, computed using our best monitoring (see Sec. 3).

The QE values have been computed using the values for the constant parameters entering Eq. 3 given in Tab. 1. The integral of the absolute profile in Eq. 3 is performed over the CSY region corresponding to the given CCD, as derived from the best correlation between camera and absolute horizontal profiles described in Sec. 3. It must be noted that for the vast majority of the runs, the best monitoring was found to come from the monochromator diode.

For the present release, QE values corresponding to the same energy have been averaged, with a weight proportional to the relative error affecting each data point (see Sec. 5). Therefore, a single value of QE is quoted per energy. The final error quoted includes the resulting relative error and the absolute error linked to the absolute calibration uncertainties (see Sec. 5).

Note that QE values for each CCD column instead of the whole CCD could be derived from the ratio of counts profiles instead of the ratio of total counts.

Also, transmission of the filters could be computed by dividing the QE for a given filter by the average of QE values for the OPEN positions observed during the same run series. This result is not presented in this release since the transmissions curves will first have to be compared/merged with the values derived at CEA-Saclay and the Italian team.

## 5 Error Budget

Tab. 2 evaluates the uncertainty sources in the determination of the QE given above.

An estimate of the actual uncertainty on the Si(Li) detector absolute calibration is given. It increases at high energy where the determination of the Si(Li) quantum efficiency is based on extrapolations of the Bessy results. The dimensions of the collimator have been precisely measured using the CEA profilometer and are used in the present analysis. We have checked the pile-up level of the Si(Li) detector on several Si(Li) spectra which was always found to be lower than 1%.

The quoted “divergence/alignment” errors were derived from the median values of the relative difference between best-monitoring-corrected absolute horizontal profiles and camera horizontal profiles (Fig. 9). The “monitoring” relative error comes from the difference between best monitoring and camera time-ordered data such as shown in Fig. 7.

The speed of the MOGSE system has been shown to be very stable. However, an uncertainty remains about the exact value of this speed (cf. Orsay PN calibration document).

Finally, the main discrepancy between MOS FM2 and FM3 QE curves resides in the region around Oxygen Edge (500-600 eV), corresponding to the measurements based on GPC absolute profiles (below 300 eV, the MOS cameras are anyway probably not more efficient than the GPC is). The QE points based on Si(Li) profiles are consistent for both cameras. A new GPC-Si(Li) intercalibration experiment has been undertaken to better understand why GPC based QE points are so different from one another.

Table 2: QE budget error

Title	PN1 cam	relative/absolute	MOS FM2 cam	MOS FM3 cam
<b>Absolute Detectors:</b>				
Si(Li) QE	3%@0.3 – 1.5keV 5%@1.5 – 6.0keV 10% > 6.0keV	absolute	3%@0.3 – 1.5keV 5%@1.5 – 6.0keV 10% > 6.0keV	3%@0.3 – 1.5keV 5%@1.5 – 6.0keV 10% > 6.0keV
PC QE	- - - - -	absolute	65% < 180eV 15%@180 – 400eV 30%@400 – 420eV 15%@420 – 480eV 5% > 480eV	65% < 180eV 15%@180 – 400eV 30%@400 – 420eV 15%@420 – 480eV 5% > 480eV
Collimator	1%	absolute	1%	1%
Pile-Up	<< 1%	absolute	<< 1%	<< 1%
Statistics	< 1%	relative	< 1%	< 1%
<b>Beam Knowledge:</b>				
Monitoring	< 1.5%	relative	< 2.5%	< 2.5%
Divergence / Alignment	< 10.0%	relative	< 10.0%	< 10.0%
Chopper Transmission	10%	absolute	10%	10%
<b>MOGSE:</b>				
Speed stability	<< 1%	absolute	<< 1%	<< 1%
Speed value	≈ 2% (?)	absolute	≈ 2% (?)	≈ 2% (?)
<b>EPIC:</b>				
Statistics	< 1.5%	relative	< 1.5%	< 1.0%

# XMM-Newton satellite MOS CCD detectors calibration results.

Philippe Marty<sup>a</sup>, Claude Pigot<sup>b</sup>,  
Elena Belsole<sup>b</sup>, Jean-Philippe Bernard<sup>a</sup>, Philippe Ferrando<sup>b</sup>, Olivier Hainaut<sup>a</sup>, Jean-Luc Sauvageot<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Institut d'Astrophysique Spatiale,  
Bat.121 - Campus U.P.S., 91405 ORSAY, France.

<sup>b</sup> C.E.A. / Service d'Astrophysique,  
Bat.709 - Orme des Merisiers, 91191 GIF/YVETTE, France.

## ABSTRACT

X-Ray Multi Mirror (XMM) satellite has been successfully launched on the 10th of December 1999. It is carrying 3 CCD detectors (2 MOS and 1 PN) optimized for X-Rays (EPIC instrument). These detectors have been calibrated using 2 synchrotron beam lines developed on purpose within the Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS) and Laboratoire pour l'Utilisation du Rayonnement Electromagnétique (LURE) facilities in Orsay (France). The absolute calibration is performed by comparing the camera data with those obtained using a Gaz Proportional Counter for the 0.2 to 0.8 keV range and a Silicium-Lithium diode for the 0.6 to 12.0 keV range. These results are then to be compared to XMM in-flight calibration data.

**Keywords:** XMM-Newton satellite, EPIC instrument, MOS CCD camera, Calibration, Quantum Efficiency, X-Ray.

## 1. INTRODUCTION

The XMM-Newton satellite (X-ray Multi Mirror observatory), one of the four "Cornerstones" of the ESA's (European Space Agency) "Horizon 2000" program, was put into orbit on December 10, 1999. It is carrying, among other instruments, 3 CCD cameras (EPIC experiment) optimized for spectro-imagery at high spectral resolution in the X-Rays.<sup>1</sup> The very diverse objectives of the XMM mission involve observation of extended objects such as galaxy clusters, as well as somewhat small objects like black holes or very distant galaxies or galaxy clusters.

EPIC cameras were hence designed to be sensitive to extended objects as well as to study compact objects.<sup>2</sup> It is then necessary to test the uniformity of detectors response, from one pixel to another, and from an energy band to the other, or at least to be able to correct possible uniformity variations, before being able to analyze deep sky images. Hence the importance of geometrical and spectral calibration.<sup>3</sup>

In this paper, we shall give a short overview of the calibration test bench specially designed in the Calibration Facility at the Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS) in Orsay (France),<sup>4</sup> then discuss our calibration data set and Quantum Efficiency (QE) derivation methods, and finally make a quick cross-comparison with inflight calibration data.<sup>5</sup>

## 2. GENERAL DESCRIPTION

We shall hereafter concentrate only on 2 out of the 3 XMM EPIC cameras, MOS1 and MOS2, both being an hexagonal mosaic of 7 square CCDs as described in Tab. 1. The calibration of MOS2 camera was performed at IAS in March and April 1998, and MOS1 in July 1998.

---

Further author information: (Send correspondence to P.M.)  
P.M.: E-mail: philippe.marty@ias.u-psud.fr  
C.P.: E-mail: claude.pigot@cea.fr



**Table 1.** Description of a single EPIC MOS CCD.

Pixel Size	40 * 40 $\mu\text{m}$	CCD Coll. Area	600 * 600 <i>pixels</i>	CCD Size	25 * 25 <i>mm</i>
------------	-----------------------	----------------	-------------------------	----------	-------------------

### 2.1. Synchrotron test bench

We used 2 synchrotron beam lines (SACO:  $E < 1.3\text{keV}$  and DCI:  $1.5 < E < 15\text{keV}$ ). On each beam line, a set of X-Ray cutoff mirrors and a monochromator (using Bragg crystals on DCI and gratings on SACO) is used to select the requested energy (spectral purity better than 1%).<sup>6</sup>

The camera to be calibrated is located in a  $23\text{m}^3$  vacuum chamber (Jupiter tank) and can be rotated alternatively toward one beam line or the other. A resizing slit is put in front of the camera in the Jupiter tank and is used to select a thin horizontal slice of the beam, as homogeneous as possible, which is directed onto the camera so as to illuminate its full width. The camera can then move behind the slit in the vertical direction, under control of the MOGSE (Mechanical & Optical Gound Support Equipment), at a rate of about  $25\text{mm/s}$  so that one CCD exposure lasts about 1 second (i.e. 3 seconds for scanning the whole camera).

All devices, except the EPIC instrument itself, are remote controlled using a computer network running a shared software designed on purpose, known as the Extended Instrumental Computer Control (EICC), and capable of sending commands, reading housekeeping data (i.e. device monitorings and data, except EPIC data) and storing them into an electronic database.<sup>7</sup> The EPIC instrument was driven using another computer network, known as the EPIC Ground Support Equipment (EGSE). A network LAN between EICC and EGSE and usage of real-time operating systems (UNIX and WinNT) allowed synchronizing the commands toward both detectors and test bench, as well as sharing housekeeping data.<sup>8</sup>

### 2.2. Camera operating mode

The MOS camera is read at the end of each vertical scan, also called MOGSE frame (ca. 3s duration), while the camera is no longer illuminated. The MOGSE movements were synchronized so that another scan could not begin before the frame transfer (from image zone toward storage zone; ca. 10ms) was completed. Then the read-out sequence of the storage zone (ca. 2.5s) is performed during next frame integration. A hundred of frames were typically required to achieve good statistics on X-ray counts.<sup>9</sup> Consecutive frames form a “run.” Consecutive runs with constant beamline settings (same energy) form an “energy point.”

The camera electronics selects pixels above a given charge threshold and sorts out the events (groups of connex pixels above the detection threshold corresponding to individual incident photons) according to a pre-defined patterns (mono, bi-, tri-pixels ...) library. The output signal then consists of an event list recording the energy of each pixel, the pattern and position of the event. All QE calibration data were obtained with the Camera Open Filter position, in the full frame imagery mode, with a threshold generally set to 25 ADU for all 7 CCDs for MOS1, and to 35 ADU for all 6 CCDs (there was no CCD #5) for MOS2. Resulting QE values were derived using events of all kinds of valid pattern.

It is reminded that MOS2 went through a change in CCD conformation between ground calibration in Orsay and satellite integration, as described in Tab. 2. All figures and plots presented here refer to Orsay conformation (nevertheless, non-flying CCDs data have been kept here for the sake of completeness).

**Table 2.** Correspondance between Orsay and Flying MOS2 conformation.

Orsay MOS2 CCD #	6	2	1 central	-	-	-	7	3 no.fly	4 no.fly	(5 missing)
Flying MOS2 CCD #	1 central	2	3	4 new	5 new	6 new	7	-	-	-

### 2.3. Monitorings and Housekeeping

After setting a given beam line to the requested energy, a horizontal profile of the beam is obtained by scanning a reference detector<sup>10,11</sup> behind the resizing slit. These reference measurements are compared to camera counts from relevant runs in order to derive camera QE at each energy point. In general, the reference profile was performed in the middle of an energy run, between two runs (doing a reference profile between each run would have been time-consuming; see Sec. 3.4).

Also, due to the small collecting area of the reference detector (about  $2\text{mm}^2$ ), the beam flux had to be set quite high, leading to the necessity of an attenuator device during camera exposures in order to reduce the flux and avoid event pile-up, without altering the whole beam line settings. Up to early 1998, this attenuation device was a simple set of metallic filters (on SACO) and grids (on DCI). But these revealed quite hard to calibrate and to use properly from one energy to another, so that an alternate chopper system (a rotating sectorized wheel) was designed and installed into Jupiter tank to provide the needed attenuation factor independantly of the used beam line (and thus of the energy).<sup>10,11</sup> The transmission of the chopper is independent of its rotation speed and was measured to be 4.59% at  $4\text{keV}$ .

Since the camera exposure and the beam reference profiles could not be performed at the same time, it was necessary to monitor the evolution of the beam flux and homogeneity along with time. Three types of continuous monitorings, at different locations along the beam lines, were used during MOS calibrations: **Synchrotron Current** (the values of synchrotron current are read directly from LURE consoles), **Monochromator Diode** (a diode measures the intensity of wavelengths rejected by the gratings or crystals at the level of the monochromator exit slits), **Chaneltron measurements** (the beam flux is also measured at the level of the entrance slit in the Jupiter tank with a channeltron detector). All monitoring data are continuously stored into our calibration database through the EICC network and are stamped using a unique time reference, which allows post-synchronization with the reference and camera data.

## 3. GROUND CALIBRATION DATA ANALYSIS

### 3.1. Data reduction strategy

First, the log files (both digital and handwritten) are used to generate simple ascii files describing which runs contain useful information at what energy.

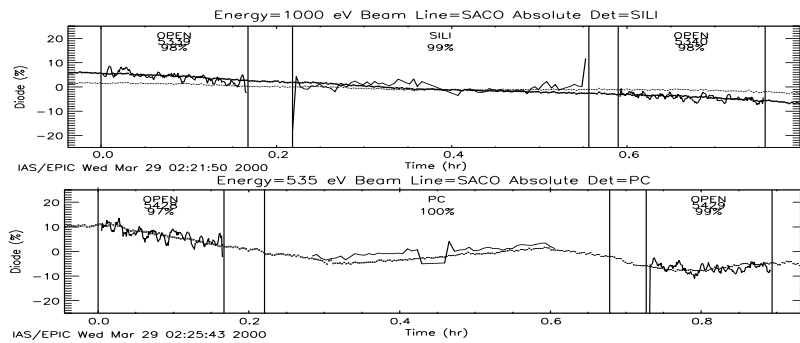
Then, for all runs at a given energy point, the following tasks are performed:

- Extract monitoring and housekeeping EICC files from the calibration database and reprocess them into more handy data structures (so-called “beam structures”) containing only key information over the time range covered by the energy point...
- Deglitch the reference beam profile (Sec. 3.4) from cosmic rays and associated noise.
- Fit the average reference spectrum using a hypermet curve in order to derive the energy of the peak and thus cross-check with the logged energy of the beam.
- In the case of runs using old grid or filter attenuation device (early runs during MOS2 campaign), compute the attenuation factor by comparing the reference profile (without attenuation) to some long reference exposures (with attenuation).
- Save the beam structures as individual files.

Finally, these beam structures are compared to similar data files describing the camera measurements (so-called “camera structures”, containing for each run the settings, image and spectrum, bad pixel map, etc.). The goal of this comparison is to check whether the various beam monitorings give an accurate description of the behavior of the beam during the camera and the reference measurement profiles. For a given energy point, the following tasks are performed:

- Check the availability of each kind of monitoring during each camera run and the relevant reference measurement.

- Detect possible sudden jumps within each available monitoring lightcurve, over the whole energy point time range.
- Generate a plot of each available monitoring lightcurve, and overplot the camera lightcurve (see Fig. 1).
- On several occasions, it was found that none of the monitorings adequately represents the behaviour of the camera lightcurve, but that a linear correction on one of the monitorings would better reproduce the camera trend. Since this occurs in general with the diode (monochromator) monitoring for runs where the synchrotron current is linearly drifting, this effect is currently being interpreted as a superposition of both effects (but this has not been checked out on a systematic basis, yet).
- For each available monitoring, compute the average relative difference between its lightcurve and the camera lightcurve (see Sec. 3.5).
- Select the best monitoring (among all available monitorings, including linearly corrected lightcurves). Up to now, this is done by careful eye inspection, using all above information.
- Generate a “flag structure” containing the best monitoring to be applied for each run.



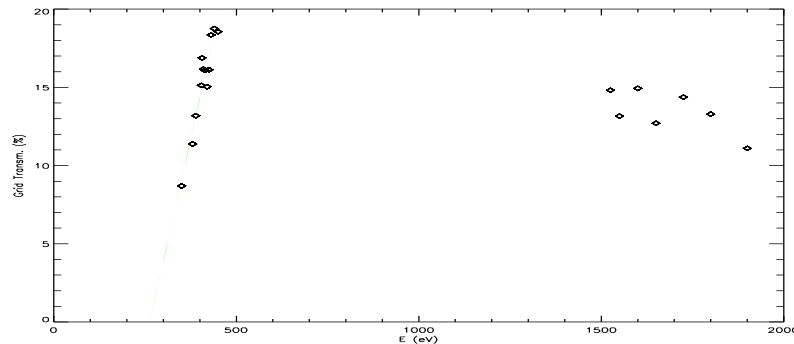
**Figure 1.** Examples of monitoring plots. Plain lines: camera and reference lightcurves. Dots: monochromator monitoring signal (gross data in light, linearly corrected data in bold). The vertical bars indicate start and stop of each run. Since the reference detector only sees about one-fortieth of the beam width at each step of its scan, a “reference lightcurve” could only be computed as the difference between both consecutive passes of the reference scan (therefore, a zero value does not mean a null signal but rather a constant signal).

### 3.2. Data selection strategy

A total of 719 logged runs were available for MOS2 processing, including 305 OPEN-filter runs with relevant reference measurement, on 113 different energy points. Of those, 51 runs were rejected: 5 because of bad monitoring, 4 because of bad reference profile, 2 because of calibration test bench misconfiguration, 8 because of bad camera data, 16 because of camera misconfiguration (“threshold mode” instead of “imagery mode”), 16 because of monitoring and attenuator problems the first day on DCI line. This leads to a QE-useful dataset of 254 runs, on 105 different energy points.

It is to be noted that among runs performed without chopper, 11 runs missed the attenuation measurement at 395, 400 and 402 eV. The attenuation was then interpolated from other measurement done with the same SACO filter, between 200 and 500 eV (see Fig. 2).

The MOS1 calibration data were the first to be analysed. From a global point of view, these runs were cleaner than those from previous MOS2 campaign.



**Figure 2.** Attenuation of the SACO filter (200-500 eV) and of the DCI grid (above 1.4 keV) with energy. Plain line shows the best linear fit to the SACO filter attenuation (used for interpolation).

A total of 682 logged runs were available for MOS1 processing, including 341 OPEN-filter runs with relevant reference measurement, on 123 different energy points. Of those, 26 runs were rejected: 6 because of bad monitoring, 2 because of bad reference profile, 12 because of bad camera data, 6 because of calibration test bench misconfiguration. All this leads to a QE-useful dataset of 315 runs, on 120 different energy points.

### 3.3. QE Computations

Finally, the camera QE is computed for each run by comparing individual CCD count rates (derived from camera structure) with the flux of the relevant part of the beam (derived from reference profile and monitoring corrections). Then QE values are averaged on all runs of each energy point, and on redundant energy points if any.

Let  $\langle \phi \rangle$  be the average beam flux (phot/s/mm<sup>2</sup>) at a given energy  $E$ , the total number of counts on a given CCD of the camera will be

$$Counts_{ccd} = QE_{ccd} \langle \phi \rangle tint_{ccd} N_f S_{ccd} T_{chop} \quad (1)$$

where  $QE_{ccd}$  is the average quantum efficiency of the given CCD at energy  $E$ ,  $tint_{ccd}$  is the effective integration time for one MOGSE frame (vertical scan of the camera behind the resizing device),  $N_f$  is the number of MOGSE frames,  $T_{chop}$  is the transmission of the chopper and  $S_{ccd}$  is the CCD illuminated surface ( $S_{ccd} = N_{Vpix} N_{Hpix} L_{pix}^2 Mask_{ccd}$ ). The effective integration time is defined by the vertical size of the resizing device,  $h$ , and the velocity of the MOGSE,  $v$ , through  $tint_{ccd} = h/v$ .

The integral of the reference beam profile over the horizontal region corresponding to the given CCD satisfies

$$\int_{ccd} \frac{Counts_{ref}(Y)}{L_{ref} tint_{ref} QE_{ref}} dY = \langle \phi \rangle h L_{pix} N_{Hpix} \quad (2)$$

where  $L_{ref}$  is the reference detector collecting area size along the horizontal axis,  $tint_{ref}$  is its integration time and  $QE_{ref}$  is its quantum efficiency at energy  $E$ . Note that the attenuation device (mostly the chopper) was only inserted in the beam for the camera data taking.

**Table 3.** Constant parameters used to compute QE.

$L_{SiLi}$	$L_{PC}$	$N_{Vpix}$	$L_{pix}$	$v$	$T_{chop}$
2.0 mm	1.5 mm	600	40 $\mu$ m	24.7 mm/s	4.59%

The average quantum efficiency of the given CCD therefore writes

$$QE_{ccd} = \frac{Counts_{ccd}}{\int_{ccd} Counts_{ref}(Y) * Mask_{ccd}(Y) dY} * \frac{QE_{ref} v L_{ref} t_{int_{ref}}}{N_f N_{Vpix} L_{pix} T_{chop}} * cor_{MO} \quad (3)$$

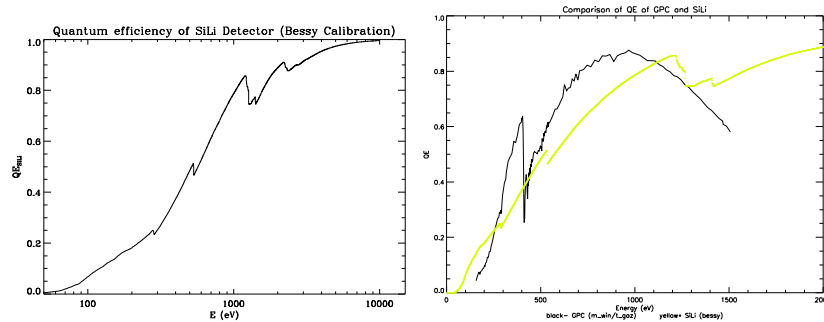
where  $Mask_{ccd}(Y)$  is the camera mask (due to obscuration by the circular baffle and bad pixels removal) summed along the vertical axis, and  $cor_{MO}$  is a correction factor accounting for the change in beam intensity between the reference profile and camera run, coming from our selected best monitoring (see Sec. 3.1).

The QE values have been computed using the values for the constant parameters entering Eq. 3 given in Tab. 3. The integral of the reference profile in Eq. 3 is performed over the horizontal region (Y axis) corresponding to the given CCD.

### 3.4. Reference Detectors

The main reference detector was a Silicon(Lithium) diode which was calibrated in absolute at Bessy facility (Germany) in September 1997, using a white synchrotron beam with no optics. The resulting quantum efficiency of the Si(Li) detector is shown on Fig. 3.<sup>10</sup>

At energies lower than 300eV (where Si(Li) noise becomes too high) and around the oxygen edge (because the Si(Li) is very sensitive to oxydation and ice contamination under vacuum and cryogenics conditions) a Gaz Proportional Counter (GPC) detector was used below 300eV and between 500 and 600eV. It was designed in 1997 and calibrated in September 1998 at Orsay relatively to the Si(Li) detector. The resulting quantum efficiency of the GPC detector is shown in Fig. 3 (window measured transmission efficiency multiplied by theoretical gaz absorbtion efficiency).<sup>11</sup>



**Figure 3.** (Left) Quantum efficiency of the Si(Li) detector from Bessy measurements. (Right) Quantum efficiency of the GPC detector from Orsay measurements. Light curve is the Si(Li) QE curve for comparison.

The reference detector counts are integrated over the spectrum recorded by the acquisition interface within 4 Regions Of Interest (ROI) in energy. For the Si(Li) detector, the ROIs were the same as those used during the absolute calibrations of the detector at Bessy. The ROIs are defined according to the peak energy of the events, so that ROI1 isolates the low energy part of the spectra ( $\frac{1}{7}$  noise), ROI2 the middle energy part (gaussian shouldering and possible escape peak), ROI3 the main energy part (gaussian counts distribution), and ROI4 the high energy part (pile-up counts).<sup>6</sup> ROI4 noise was kept low, since pile-up was avoided by working at reasonable count rates regarding electronics readout specifications.

The reference profile measurements were limited by time budget: working at the highest possible count rate without pile-up, 9s integration (plus about 9s for automatic positioning and readout) were still necessary to reach good statistics at each step. Achieving Shannon sampling frequency with the Si(Li) detector (2mm collimator) over a 80mm profile yielded to 80 steps for a quite prohibitive 25min duration (5 times the camera data taking duration). The full spectra are not stored for every step along the horizontal Y axis scan, but rather accumulated together so

as to get an average spectrum over the whole beam profile for a given energy point. We only kept as intermediate values the total counts in each ROI.

A glitch filter routine was run over a horizontal profile built only on ROI4 events. The measurement steps corresponding to Dirac-like jumps (glitches) detected on this profile were then removed from the all-ROIs reference profile. Since ROI4 contains only little real signal, this procedure provided an easy way to discriminate glitches from actual beam spatial variations.

Relative alignment between reference profiles Y axis and the EPIC CCDs position axis has been once grossly measured by inserting a comb in the synchrotron beam in front of the resizing device, scanning a reference profile with the Si(Li) detector, and then running an image with the camera using both beam lines. The comparison of the positions of the shadowed regions on the camera and the reference profile allowed to deduce the Y offset between reference axis and camera axis.

The analysis of this measurement allowed to evidence a small divergence of the DCI beam (which monochromator-to-camera distance is shorter by a factor of 3 than for SACO...). Actually, both beams present distortions as shown on Fig. 4. A detailed run-by-run correlation analysis between reference profiles and camera profiles allowed deriving offset and stretch correction factors needed to matching both profiles (Fig. 5). According to our conventions, a positive offset factor represents the shift to apply to reference profile towards positive Y values; a stretch factor greater than one represents a contraction of the reference profile, in order to best match the camera profile. In some cases, mainly when the beam flux profile is rather flat and homogeneous, the chi-square minimization routine obviously has trouble correlating both profiles and produces rather strange offset and stretch values. These have been disregarded, and replaced by the median value over the runs of the same energy point or nearby energy points.

The existence of an offset is mainly due to the big uncertainty in the above relative Y axis alignment method (really poor in case of MOS2). The existence of a stretch factor is more controversed since the distance between reference detector and camera inside the Jupiter tank is about only half a meter. In addition, it appeared that both offset and stretch factor are varying from run to run, either being a time-dependant variation (although plots versus time, not presented herein, do not show any clear pattern), or more probably being an energy-dependant variation as suggested by the smooth (plain line) on Fig. 4. In any case, these plots do not show any evidence for a strict dependance upon the detector (Si(Li) or GPC) or beamline (DCI or SACO). It is not clear yet whether one should apply the offset and stretch gross values (in case of random or chaotic effects, like a non-reproductibility of MOGSE movements) or values derived from a modelization (such as the smooth curve over energy, maybe describing optics thermal and or mechanical distortions...). Anyway, an exhaustive eye inspection showed that applied offset and stretch are always of the order of a few percents and clearly improve profiles correlation (since the beam itself should not have strongly varied within half an hour).

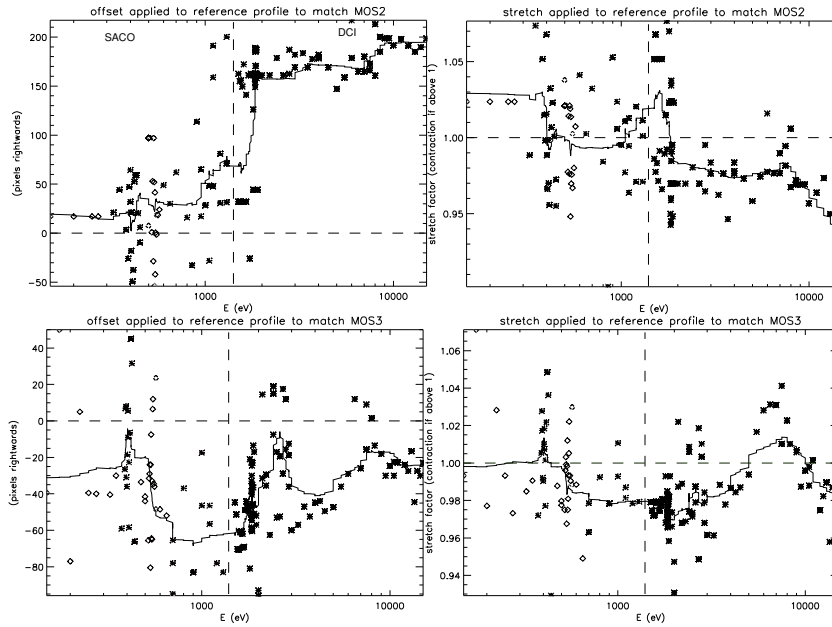
### 3.5. Error Budget

Tab. 4 summarizes the uncertainty sources in the QE determination defined above. Two kinds of errors affect the results: systematics (so-called "absolute" errors) and statistics (so-called "relative" errors).

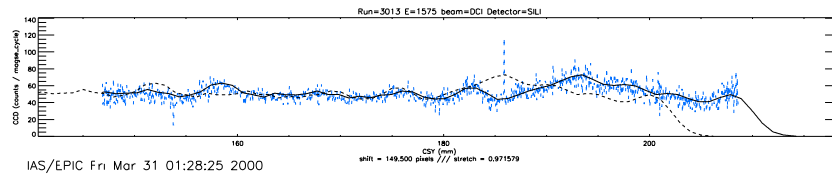
An estimate of the actual uncertainty on the Si(Li) detector absolute calibration is given. It increases at high energy where the determination of the Si(Li) quantum efficiency is based on extrapolations of the Bessy results according to a physical model.<sup>10</sup> For the GPC detector, the absolute error was estimated from the difference between the theoretical and measured transmissions of the entrance window, the gaz absorbtion efficiency being expected to tightly follow theory.<sup>11</sup> The dimensions of both detector collimators have been precisely measured using a profilometer and are given in Tab. 3. The beam flux was specifically tuned so as to reduce reference detector pile-up level while still giving enough statistics to measurements. This has been checked on several Si(Li) spectra.

The quoted "divergence/alignement" errors are derived for each run from the median value of the relative difference between the corrected (offset, stretch, monitoring) reference profile and the camera profile (see Fig. 5) in order to account for the inaccuracy of these corrections. The "monitoring" relative error comes from the difference between best monitoring and camera lightcurve as described in Sec. 3.1.

The speed of the MOGSE system has been shown to be very stable. However, a small uncertainty remains about the exact value of this speed. The same holds for the chopper attenuation factor. But since these values are energy independant ("systematics"...), they should result in a global scaling factor of the whole QE curve, which is but well fitted by the models at high energy (no absorbtion edge or major uncertainty source there) as shown in Sec. 3.6.



**Figure 4.** Offset and stretch used for MOS2 (top) and MOS1 (bottom). High Energy: DCI. Low Energy: SACO. Stars: Si(Li). Diamonds: GPC. Plain line: overall smooth.



**Figure 5.** Example of profiles comparison. Dotted: camera profile. Dashed: gross reference profile. Plain: offsetted and stretched reference profile.

That is a good argument to disregard these absolute errors inherent to instruments in favor of the sole relative errors reflecting statistics gaps and/or relative QE uncertainties.

### 3.6. QE Results

The following plots (Fig. 6), present QE curves for MOS1 and MOS2 cameras in their Orsay conformation. QE values corresponding to the same energy have been averaged, with a weight proportional to the relative error affecting each data point (see Sec. 3.5). Therefore, a single value of QE is quoted per energy. The final error bar plotted here only includes the resulting relative error.

From a global point of view, each CCD QE curve presents an overall good shape and are comparable to each other. Given error bars and the difficulties of data analysis, **these curves should however not be taken as is**

Table 4. QE error budget.

<b>Reference Detectors:</b>		
Si(Li) QE	absolute	3%@0.3 – 1.5keV 5%@1.5 – 6.0keV 10% > 6.0keV
PC QE	absolute	65% < 180eV 15%@180 – 400eV 30%@400 – 420eV 15%@420 – 480eV 5% > 480eV
Collimator	absolute	1%
Pile-Up	absolute	<< 1%
Statistics	relative	< 1%
<b>Beam Knowledge:</b>		
Monitoring	relative	< 2.5%
Divergence / Alignment	relative	< 10.0%
Chopper Transmission	absolute	10%
Spectral Purity	absolute	<< 1%
<b>MOGSE:</b>		
Speed stability	absolute	<< 1%
Speed value	absolute	≈ 2%
<b>EPIC:</b>		
Statistics	relative	MOS2 < 1.5% MOS3 < 1.0%

but rather as a strong constrain for model fitting such as shown on Fig. 7.

Two main problems arise there: MOS2 QE curve seems too low between 3 and 4keV, MOS1 QE curve seems too low between 500 and 600eV around Oxygen absorption edge. The first one awaits for inflight calibration data cross-analysis on BL-Lacs objects (featureless broad-band Synchrotron spectra) with both MOS (and also PN) cameras, since no difference occurred on the test bench between MOS1 and MOS2 calibration campaign and no physical property of the detectors could explain this in that energy range. The second one seems to be related to GPC detector. Indeed, there is a strict correlation between QE points being too low for MOS1 and data points obtained using GPC detector.

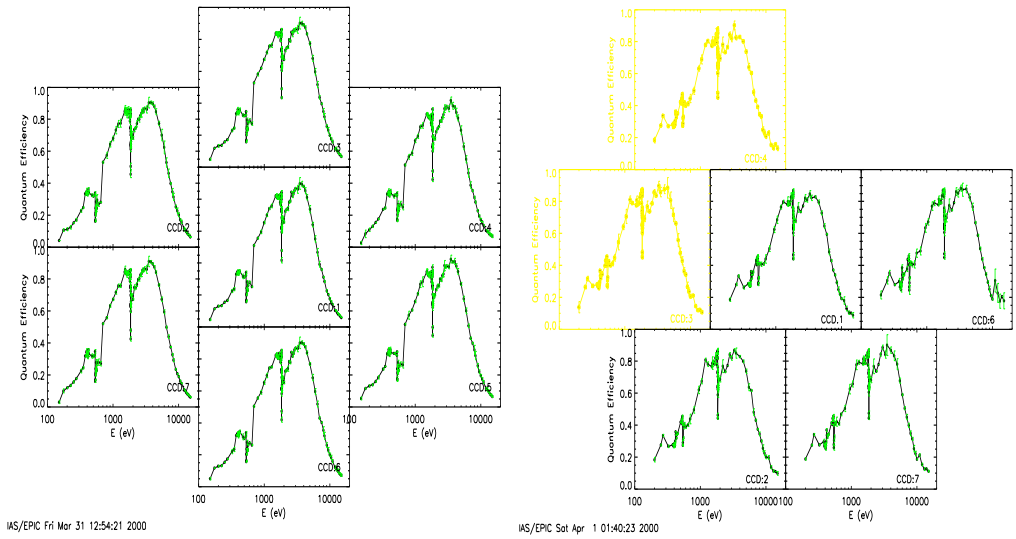
A first attempt to cross-calibrating the Si(Li) and GPC detectors has been made in December 1998 by acquiring interleaved spectrums with both detectors in a 350 to 1300eV energy range (crosses on Fig. 8). A second attempt has been made *a posteriori* in 1999, based on same data plus serendipitous spectrums from May 1998 (diamonds on Fig. 8). Both yield to a  $\frac{QE_{GPC}}{QE_{SiLi}}$  ratio of about 1.16 in good agreement with GPC QE curve (Fig. 3 shows a ratio of 1.09 at 500eV). A third intercalibration attempt consisted of comparing MOS2 QE at 500eV where data points were made with both Si(Li) and GPC detectors. Only one data point was serendipitously available since scheduling redundant data points with both reference detectors would have been time-consuming (see Sec. 3.4). This ended up with a  $\frac{QE_{GPC}}{QE_{SiLi}}$  ratio of again 1.14.

Finally, since Si(Li) data points seem to be reliable from a camera to another, it has been decided to apply a 1.3 coefficient to MOS1 GPC points in order to match MOS2 data points and model, probably reflecting a change in GPC readout electronics configuration that occurred between April and May 1998...

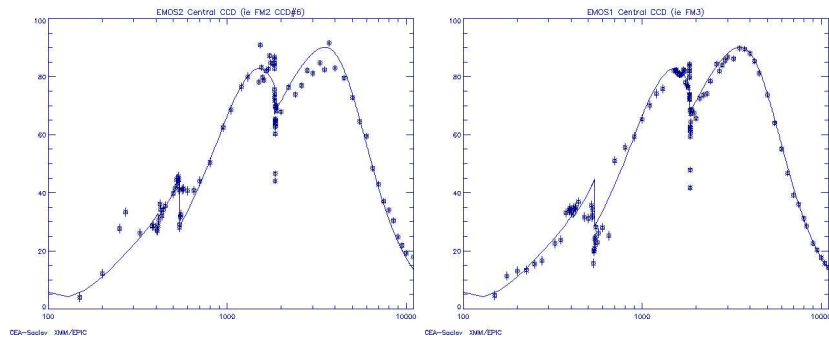
#### 4. COMPARISON WITH INFLIGHT CALIBRATION DATA

Inflight calibration data taken over EMSS0737.9+74.41 are presented in Fig. 9 and 10. The plain lines are model fitting of the spectrums, assuming a power law source ( $N_h = 3.6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  and  $PhoIndex = 2.25$ ). Fig. 9 shows the difference between MOS response built upon rough Orsay QE points and upon the QE model. Fig. 10 compares spectrums from both cameras using the same response, built on QE model.





**Figure 6.** MOS1 QE curves from Orsay ground calibration (Left). Idem for MOS2, in its Orsay conformation (Right – lighted curves for non-flying CCDs).

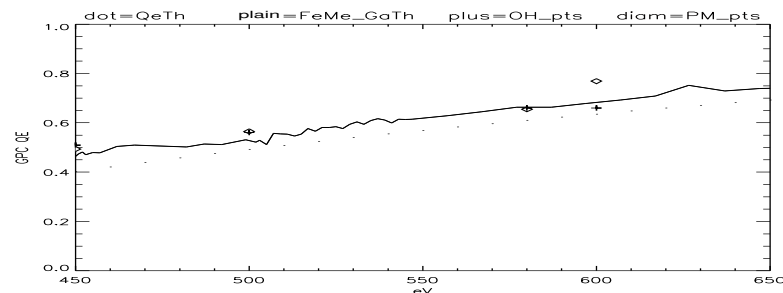


**Figure 7.** (Left) MOS2 QE Model fitting using Leicester MOS specifications. (Right) Exactly the same model superimposed to MOS1 QE.

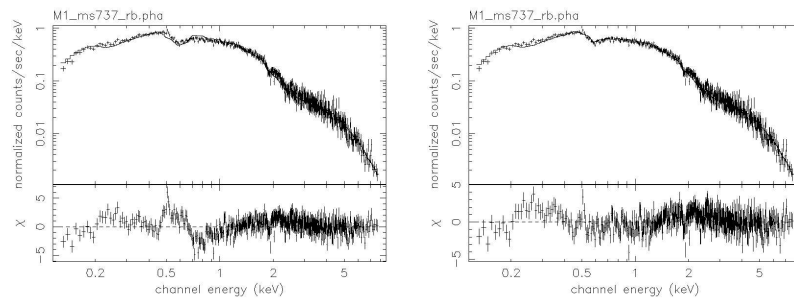
Whereas MOS1 and MOS2 QE curves differ by as much as a factor of 2 at some energies, their background subtracted spectra from MS0737 are quite similar indicating that the true low energy QEs are probably also similar. Note, we have no obvious problems above the oxygen edge.<sup>12</sup>

**5. CONCLUSIONS AND PERSPECTIVES**

Ground calibration data from 1998 in Orsay provided extremely useful constraints for modeling XMM-EPIC MOS cameras QE curves. These curves have been confirmed by current inflight calibration data, although some uncertainty



**Figure 8.** Plot comparing theoretical GPC QE (dots – from Henke tables), measured GPC QE (plain) and cross-calibrations made with the Si(Li) (crosses and diamonds).



**Figure 9.** MS0737 spectrum seen by MOS1, using rough Orsay QE points (Left) and model (Right – corrected QE around 600eV).

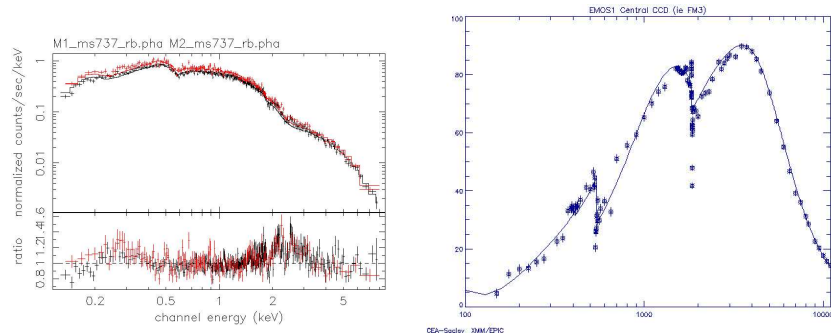
remains regarding physical meaning of two kinds of corrections applied to ground calibration data (stretch factor on all points and the 1.3 factor on GPC points).

An ultimate attempt to cross-calibrate GPC and Si(Li) is currently undergoing in Orsay, but this may prove quite hard to complete for readout electronics seem to have suffered from being dismounted from the test bench, and maybe irrelevant since Si(Li) diode may have degraded from oxydation after more than one year storage.

If necessary for a better and more detailed understanding of the MOS camera, it would be possible to derive QE values for each CCD column instead of the whole CCD, simply by making the ratio of count rates profiles instead of integrated count rates. Also, transmission of the built-in camera filters could have been computed by dividing the QE for a given camera filter wheel position by the average of QE values for the OPEN positions observed during the same energy point. MOS1 filter data is currently worked by an Italian calibration team; MOS2 flying filter wheel is different from the filter wheel that was mounted during Orsay campaign. Flat field information could be in turn derived from comparison of ground calibration data and inflight calibration data on extended sources; Saclay calibration team have begun exploring the opportunity.

#### ACKNOWLEDGMENTS

Many thanks to the IAS Calibration Facility and LURE staff who tirelessly contributed to this project, in particular to J.F. Hochedez and P. Dhez who respectively fathered the EICC and the synchrotron beam lines. Also to Leicester



**Figure 10.** (Left) Comparison of MS0737 spectrums seen by MOS1 (black) and MOS2 (light), using the same QE model for both.

**Figure 11.** (Right) MOS1 QE curve with corrected GPC data points and previous model fitting.

and Bologna team without whom EPIC-MOS and the EGSE (resp.) would have simply not existed...

(Most of the references are available through anonymous FTP: <ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic>.)

#### REFERENCES

1. D.H. Lumb, et al, "X-Ray Multi Mirror mission – an overview," in *EUV, X-Ray, and Gamma Ray Instrumentation for Astronomy VII*, O.H. Siegmund and M.A. Gummin, eds., *Proc. SPIE* **2808**, pp. 326–337, 1996.
2. G.E. Villa, et al, "EPIC system onboard the ESA XMM," in *EUV, X-Ray, and Gamma Ray Instrumentation for Astronomy VII*, O.H. Siegmund and M.A. Gummin, eds., *Proc. SPIE* **2808**, pp. 402–413, 1996.
3. P.Marty, *Etalonnage d'EPIC/XMM – Banc d'Essai et Préparation aux Observations*, Université Pierre & Marie Curie, Paris, 1997.
4. P. Salvétat, et al, *IAS Technical Dry-Run Report*, EPIC/XMM consortium, Orsay, 1997.
5. D.H. Lumb, M.J. Turner, "Inflight calibration activities of the XMM EPIC instrument," in *X-Ray, and Gamma Ray Instrumentation for Astronomy XI*, K.A. Flanagan and O.H. Siegmund, eds., *Proc. SPIE* **4140**, 2000.
6. P. Dhez, et al, "IAS Synchrotron Radiation Facility Beam Lines," in *EUV, X-Ray, and Gamma Ray Instrumentation for Astronomy VIII*, O.H. Siegmund and M.A. Gummin, eds., *Proc. SPIE* **3114**, pp. 134–142, 1997.
7. P. Marty, et al, "Etalonnage d'EPIC/XMM – Banc d'Essai," *C. R. Acad. Sci. Paris* **327-IIb**, pp. 701–708, 1998.
8. M. Trifoglio, et al, "Ground Calibration GSE for EPIC/XMM at Orsay," in *EUV, X-Ray, and Gamma Ray Instrumentation for Astronomy IX*, O.H. Siegmund and M.A. Gummin, eds., *Proc. SPIE* **3445**, pp. 558–565, 1998.
9. C. Pigot, et al, "Ground Calibration of EPIC/XMM MOS at Orsay," in *EUV, X-Ray, and Gamma Ray Instrumentation for Astronomy X*, O.H. Siegmund and K.A. Flanagan, eds., *Proc. SPIE* **3765**, 1999.
10. E. Jourdain, *Etude de Détecteurs X au Silicium et Réalisation d'une Instrumentation Associée*, Université Paris-Sud, Orsay, 1998.
11. O. Hainaut, *Etude et Mise au Point d'une Ligne de Lumière Synchrotron et d'un Détecteur Gazeux en vue de l'Etalonnage Absolu de Caméras CCD*, Université Paris-Sud, Orsay, 1999.
12. S. Sembay, G.Griffith, *private communication*, Dept. of Physics and Astronomy, Leicester University, May 2000.

**Quatrième partie**  
**Observations en rayons-X**



# Chapitre 7

## Étalonnages en vol

Les six premiers mois de la mission *XMM-Newton* furent consacrés aux étalonnages en vol et vérifications des performances des instruments. Par la suite, des créneaux observationnels ont été, et sont toujours, régulièrement réservés pour mieux comprendre et/ou surveiller l'évolution de ces performances. Au moment de la révolution 528 (soit  $\simeq 1056$  jours  $\simeq 34.7$  mois  $\simeq 2.9$  ans depuis le lancement), ces observations d'étalonnage en vol représentent une durée cumulée d'environ 24.6% du temps total (8.5 mois). En réalité, au-delà de la phase des six premiers mois, la fraction de temps réservée aux étalonnages est d'environ 6.7% (VILSPA, web).

Ces observations dédiées ont notamment permis de vérifier pour la première fois la performance totale de toute la chaîne instrumentale mise en œuvre au sein de chaque télescope (Jansen et al., 2001; Strüder et al., 2001a; Turner et al., 2001).

### 7.1 La fonction de transfert des télescopes

Cette section récapitule les notions quantitatives nécessaires à la description du fonctionnement de la chaîne optique des télescopes *EPIC* en vue de pouvoir ultérieurement analyser des données d'observations (section 9). D'autre part, je tenterai d'ébaucher une nouvelle approche de cette analyse de données (section 8.3), en établissant une formule générale de correspondance entre une fraction du ciel observé et la carte que l'on peut mesurer, formule que l'on appellera par la suite la Fonction de Transfert du Télescope (ou FTT). Certains éléments ont déjà été publiés dans Marty et al. (2002c) (page 248, § 2), mais sont repris de façon détaillée dans les sections qui suivent.

#### 7.1.1 Systèmes de coordonnées et formalisme

Plusieurs systèmes de coordonnées sont utilisés pour décrire les alignements respectifs des instruments ainsi que le cheminement de la lumière dans les télescopes d'*XMM-Newton* (Erd et al., 2001). Dans le cadre du présent travail, je n'utiliserai que le système de coordonnées permettant de reprojeter le signal sur le ciel. Ce système est centré sur le point d'intersection entre l'axe optique du télescope et le plan de la caméra considérée<sup>1</sup>; les axes du référentiel sont parallèles à ceux du système de projection tangentielle en Ascension Droite et Déclinaison, ou *Right Ascension & Declination* (RA-DEC), dont la définition est donnée par Calabretta & Greisen (2002).

---

<sup>1</sup>En pratique, le centre du référentiel est un point fixe arbitraire à l'extrémité Sud-Ouest du champ de vue, car la position de l'intersection de l'axe optique du télescope avec le plan de la caméra fait partie des données d'étalonnage en vol. Une fois cette position connue, le centre du référentiel peut y être déplacé par simple translation de coordonnées.

La position d'un événement peut donc être repérée par sa projection  $(X, Y)$  sur les deux axes de ce système, dont les unités sont fixées à la résolution angulaire de l'échantillonnage utilisé dans la représentation informatique des coordonnées spatiales, soit  $1 \text{ unité}_X = 1 \text{ unité}_Y = 0.05 \text{ arcsec}$ . En effet, la distance entre les centres de deux pixels physiques est d'une part convertie en unités de séparation angulaire reprojctée sur le ciel ( $1.1 \text{ arcsec}$  pour les *MOS*,  $4.1 \text{ arcsec}$  pour la *pn*; cf. section 4.2); d'autre part, la position d'un événement à l'intérieur d'un pixel physique est tirée aléatoirement en unités de  $0.05 \text{ arcsec}$ , afin d'éviter tout effet de moiré lors d'éventuelles reprojctions subséquentes de l'image sur d'autres grilles de coordonnées. On définit également la projection polaire  $(\theta, \phi)$  comme, respectivement, la distance angulaire à l'axe optique (ou angle hors-axe ou *off-axis*) et l'azimuth (compté positivement à partir de l'axe  $X$ ).

Enfin, on notera  $I^{\theta, \phi, E}$  le flux lumineux incident dans le champ de vue des télescopes, où  $\theta$  et  $\phi$  sont les coordonnées du pixel considéré sur le ciel (dans le système *off-axis* et azimuth) et  $E$  est la tranche d'énergie considérée. Les sections suivantes vont donc s'attacher à décrire le passage du flux incident au signal mesuré  $S^{\theta, \phi, \pi}$  sur le détecteur, dans le pixel de mêmes coordonnées spatiales et dans le canal d'énergie *Pulse Independent*  $\pi$ .

### 7.1.2 Les miroirs

La réflectivité des miroirs dépend des coefficients d'absorption de leurs matériaux constitutifs, de l'énergie et de l'angle d'incidence des photons (section 1.2 et 4.1). La géométrie des miroirs étant fixée, la bande passante en énergie pour une réflectivité optimale est donc fixée aussi. Le coefficient de réflectivité est exprimé entre 0 et 1, à l'instar d'un rendement ou d'un coefficient de transmission. On définit également la surface efficace  $A^E$  des miroirs comme le produit de la surface réelle (constante en  $m^2$ ) par la réflectivité (fonction de l'énergie), ce qui représente la surface qu'aurait à chaque énergie un miroir idéal de rendement unité.

Plus la coquille de miroir est éloignée de l'axe optique, plus l'angle de rasance qu'elle impose augmente (de façon à viser le même foyer que les coquilles internes); donc l'écart à l'angle critique correspondant à une énergie donnée augmente aussi; en conséquence son rendement à cette énergie est plus faible. Quand l'énergie augmente, la réflectivité et la surface efficace des coquilles externes diminuent ainsi davantage que celles des coquilles internes (figure 7.2 en haut).

D'autre part, l'effet de vignettage (section 1.2 et 4.1) a également pour origine l'écart à l'angle critique : pour une distribution de photons à une énergie donnée arrivant sous des angles de rasance différents, le pouvoir de réflectivité des miroirs sera d'autant plus faible que l'écart à l'axe optique sera grand. Cet effet de vignettage est donc à symétrie axiale (pas de dépendance en azimuth) si l'on néglige l'influence du support-araignée. En outre, à un angle *off-axis*  $\theta$  donné, l'effet n'est pas le même à toutes les énergies  $E$  : il est d'autant plus important que  $E$  augmente. On notera cet effet  $V^{\theta, E}$ .

Enfin, les miroirs introduisent un effet de redistribution spatiale des photons, de telle sorte que l'image d'une source ponctuelle sur le ciel ne soit pas ponctuelle sur le détecteur, à cause de la PSF (section 4.1). Cet effet est dû à la présence résiduelle d'imperfections de polissage, de courbure et de coalignement des coquilles, qui modifient localement l'angle d'incidence des photons sur la surface. Il peut être décrit par un produit de convolution de l'échantillon (l'image) du ciel par un noyau  $P^{\theta, \phi, E}$  représentant la PSF. Globalement, plus l'énergie  $E$  des photons augmente, plus ils sont diffusés (car la longueur d'onde diminue, donc la sensibilité aux imperfections augmente) mais moins de coquilles sont concernées (car seules les coquilles internes moins courbées et de plus petit diamètre sont encore efficaces, donc statistiquement moins d'imperfections) et de fait la largeur de la PSF diminue; d'autre part, à cause de la forme des miroirs, plus on s'éloigne de l'axe optique ( $\theta$  augmente), plus

la diffusion augmente en azimuth mais diminue radialement (élongation transversale de la PSF).

Le flux lumineux en sortie des miroirs  $J^{\theta,\phi,E}$  peut donc s'écrire en fonction du flux entrant  $I^{\theta,\phi,E}$  :

$$J^{\theta,\phi,E} = P^{\theta,\phi,E} * (V^{\theta,E} \cdot A^E \cdot I^{\theta,\phi,E}) \quad (7.1)$$

### 7.1.3 Les réseaux RGA

En ce qui concerne les caméras *EPIC MOS*, les réseaux ne contribuent que pour un effet d'obturation (montage en "volets vénitiens"). Leur transmission est donc simplement le rapport de la surface obstruée à la surface laissée libre. Cependant, la géométrie des réseaux est linéaire (l'espace libre entre chaque réseau est une fente), tandis que celle des miroirs est polaire (la pupille de sortie entre deux coquilles est un anneau). De ce fait, le facteur de transmission des réseaux  $G^{\theta,\phi,E}$  dépend à la fois de l'angle *off-axis* et de l'azimuth (figure 7.1).

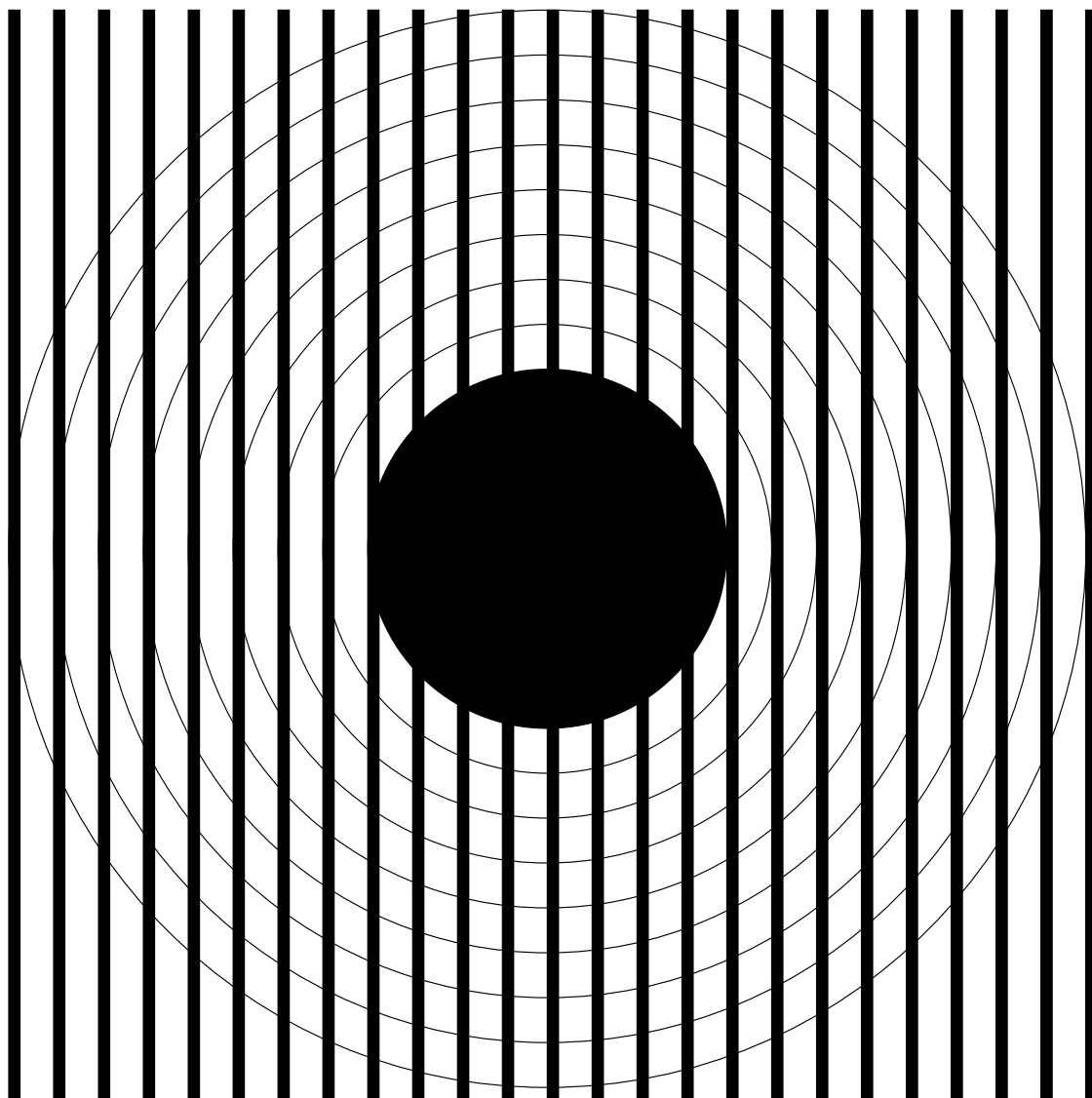


FIG. 7.1: Schéma de montage du RGA derrière un module à miroirs (vue frontale). Chaque bande noire est un dispositif de réseau "blazé" en réflexion et sous incidence rasante.

En outre, cette différence de géométrie entre les réseaux (lamelles parallèles) et la pupille de sortie de chaque coquille du module à miroirs (anneaux concentriques) induit une dépendance de la transmission du RGA avec l'énergie (Erd, 2000). La superposition des



deux géométries résulte en effet en une fraction d'obturation plus importante pour les coquilles intermédiaires que pour les coquilles externes ou internes (figure 7.2). Or les coquilles intermédiaires contribuent davantage à la surface efficace à haute énergie que les coquilles externes, d'où une dégradation de plus en plus grande de la surface efficace totale quand l'énergie augmente, ce que l'on peut traduire par une diminution de transmission du *RGA* (figure 7.3).

Aux énergies les plus grandes, seules les coquilles internes présentent encore un angle de rasance en deçà de l'angle critique de réflectivité et contribuent donc à la surface efficace totale (figure 7.2 en haut) tandis que leur fraction d'obturation re-diminue, ce qui se traduit au final par une ré-augmentation de la transmission du *RGA* (figure 7.3).

Pour *EPIC pn*, les coefficients  $G^{\theta,\phi,E}$  sont bien entendu égaux à 1 puisque ce télescope n'est pas équipé de dispositif spectroscopique (*cf.* section 4.2). Pour les *MOS*, la transmission des *RGA* n'a pour l'heure été évaluée que théoriquement par méthode de tracé de rayons à travers un modèle informatique de l'instrument (Erd, 2000). On exprime donc ainsi le flux en sortie des réseaux  $K^{\theta,\phi,E}$  en fonction de celui en sortie des miroirs :

$$K^{\theta,\phi,E} = G^{\theta,\phi,E} \cdot J^{\theta,\phi,E} \quad (7.2)$$

### 7.1.4 Les filtres

La transmission des filtres  $T^E$  est simplement fonction de l'énergie (figure 6.25). En l'absence de mesure de l'homogénéité spatiale de cette transmission sur tout le champ de vu des caméras, on supposera que l'homogénéité est parfaite, et que la transmission est uniforme.

Si des mesures ultérieures viennent infirmer cela, on pourra toujours remplacer dans la suite la matrice d'uniformité des caméras  $F^{\theta,\phi,E}$  par le produit élément à élément  $F^{\theta,\phi,E}(\text{cam}) \cdot F^{\theta,\phi,E}(\text{fil})$ . Ceci se justifie par le fait que les filtres et les caméras sont juxtaposés dans la chaîne optique, sans élément intercalaire pouvant introduire une asymétrie.

Il vient alors pour l'expression du flux en sortie des filtres  $L^{\theta,\phi,E}$  :

$$L^{\theta,\phi,E} = T^E \cdot K^{\theta,\phi,E} \quad (7.3)$$

### 7.1.5 Les caméras

Nous avons vu (section 5.1) que les performances des caméras peuvent être décrites par trois effets : le rendement quantique (rapport du nombre total d'événements détectés au nombre de photons incidents à une énergie donnée, après passage à travers les miroirs et les filtres), l'homogénéité de champ et la redistribution spectrale (distribution normalisée de l'énergie des événements correspondant à un éclairage à une énergie donnée).

Le rendement  $Q^E$  est fonction de l'énergie. On a vu également qu'une inhomogénéité de réponse d'un pixel à l'autre (*flat field*) pouvait se noter  $F^{\theta,\phi,E}$  ; la dépendance en énergie a été illustrée lors des étalonnages au sol (*cf.* section 6.4.2). Le phénomène de redistribution est quant à lui décrit par une matrice (RMF ; *cf.* section 4.3.5)  $R_E^\pi$  dont la  $E$ ème colonne est la distribution sur l'échelle d'énergie du détecteur (*PI*, *cf.* section 4.3.3) des événements correspondant à des photons d'énergie comprise entre  $E_i$  et  $E_{i+1}$ . Les intervalles  $[E_i; E_{i+1}[$  définissent donc le découpage considéré, pas forcément régulier, du spectre réel des photons incidents. Le spectre des événements détectés se projette traditionnellement sur une échelle régulière. Le flux  $S^{\theta,\phi,\pi}$  finalement mesuré sur le détecteur correspondant au flux polychromatique incident  $L^{\theta,\phi,E}$  s'obtient donc par produit matriciel :

$$S^{\theta,\phi,\pi} = R_E^\pi \otimes (Q^E \cdot F^{\theta,\phi,E} \cdot L^{\theta,\phi,E}) \quad (7.4)$$

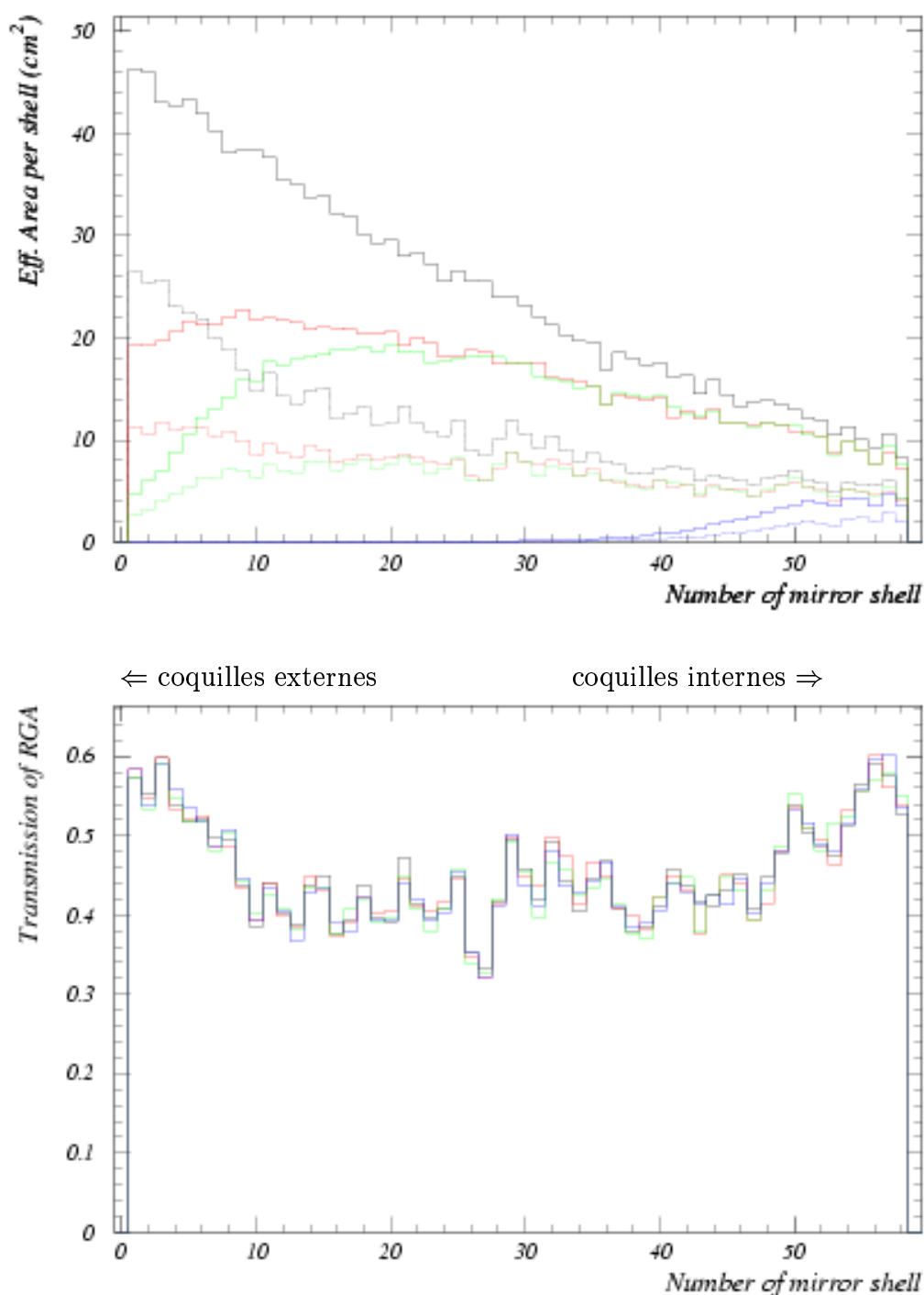


FIG. 7.2: (Erd, 2000) Haut : tracé de la surface efficace de chaque coquille d'un module à miroirs (les coquilles externes ont les indices les plus faibles et vice versa), pour différentes énergies (1 keV en noir, 6 keV en rouge, 7 keV en vert et 12 keV en bleu). Les lignes pleines représentent les miroirs seuls, les pointillés montrent l'ensemble miroirs et RGA. La surface efficace totale à une énergie donnée s'obtient en faisant la somme des points d'une courbe de la couleur correspondante. On observe que les coquilles externes contribuent surtout à la réflectivité à basse énergie et les coquilles internes à haute énergie. Bas : Le rapport des courbes pleines et pointillées précédentes (même code des couleurs) donne la transmission du RGA pour chaque coquille. On observe que la transmission du RGA pour des photons réfléchis par une coquille donnée dépend principalement du numéro d'ordre de la coquille : les coquilles intermédiaires sont plus obturées que les coquilles internes et externes. Par contre, la transmission totale (figure 7.3) ne se calcule pas à partir de ces courbes, mais en faisant le rapport des surfaces efficaces totales avec et sans RGA.

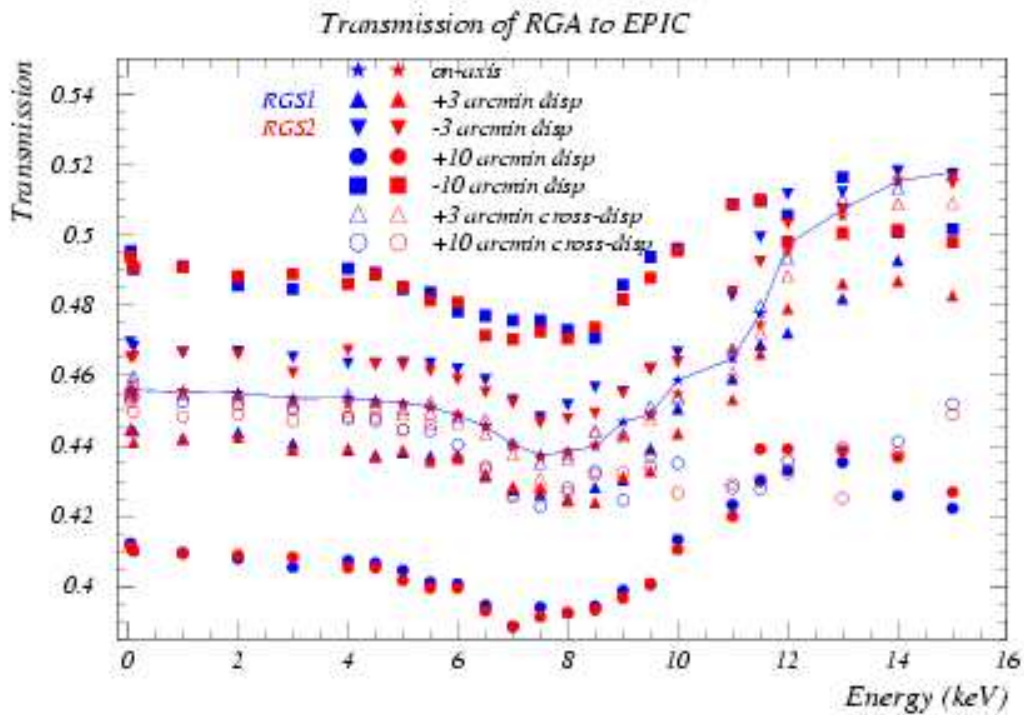


FIG. 7.3: (Erd, 2000) Transmission théorique du RGA en fonction de l'énergie (noir). Les symboles colorés creux montrent l'évolution de cette transmission lorsque l'angle *off-axis* varie parallèlement à la direction des plaques dispersives ( $\phi = 90^\circ$  ou  $270^\circ$ ) : la faible variation est principalement due au biais des coquilles efficaces (les plus internes à haute énergie). Les symboles colorés pleins figurent la direction perpendiculaire : la variation symétrique de  $\pm 4\%$  autour de la courbe *on-axis* vient de l'effet de volets vénitiens selon que les photons en sortie des miroirs "voient" les réseaux de profil (moins d'obturation,  $\phi = 180^\circ$ , signe négatif devant l'angle *off-axis*) ou de front (plus d'obturation,  $\phi = 0^\circ$ , signe positif devant l'angle *off-axis*).

### 7.1.6 Bilan de la chaîne optique

Au final, on peut donc écrire l'équation de passage de l'échantillon de ciel au signal détecté sous la forme :

$$S^{\theta,\phi,\pi} = R_E^\pi \otimes (Q^E \cdot F^{\theta,\phi,E} \cdot T^E \cdot G^{\theta,\phi,E} \cdot P^{\theta,\phi,E} * (V^{\theta,E} \cdot A^E \cdot I^{\theta,\phi,E})) \quad (7.5)$$

## 7.2 L'état de l'art des performances

Le table 7.1 présente l'état actuel de la connaissance des différents éléments de la chaîne optique des télescopes d'*XMM-Newton* (après étalonnage au sol et en vol). Ce tableau a été compilé à partir notamment de Kirsch (2002); Jansen (2002); Turner et al. (2002); Briel (2002).

TAB. 7.1: Précision des étalonnages des instruments *XMM-Newton EPIC* d'après les mesures les plus récentes. Des études complémentaires doivent être réalisées concernant le filtre *THICK*, la *CTI* (réponse), les réseaux, les *flat field*, ainsi que le vignettage et la *PSF*.

Elément	Erreur relative maximale (Objectif)	Erreur absolue maximale
Surface efficace ( $A^E$ )	< 1% (< 1%)	
Vignettage ( $V^{\theta,E}$ )	5%	$\pm 10\%$
PSF ( $P^{\theta,\phi,E}$ )	2%	
Filtres (sauf <i>THICK</i> ) ( $T^E$ )	< 1% (< 1%)	
Rendement ( $Q^E$ )	$\approx 1\%$ (< 1%)	
Réponse ( $R_E^\pi$ )	< 0.5% (< 0.03%)	$\pm 30 eV$
Astrométrie	$\approx 1.5 arcsec$ (< 3 <i>arcsec</i> )	$\pm 5 arcsec$
Résolution temporelle	$\approx 10^{-8}$	$\pm 500 \mu s$

### 7.2.1 Surface efficace

La surface collectrice des miroirs a été étalonnée au sol (figure 4.3). Quelques vérifications ont été réalisées en vol avec une bonne précision, sur des données de sources célestes centrées sur l'axe optique, ayant un spectre d'émission bien modélisé, et en supposant corrects les autres facteurs de transmission des télescopes. Pour la *pn*, il n'y a notamment pas de passage à travers de système dispersif, les filtres *THIN* sont bien caractérisés, ainsi que le rendement quantique des CCD. De récentes mesures d'inter-étalonnage (Kirsch, 2002) entre les télescopes *EPIC* voire d'autres télescopes (*ROSAT*, *AXAF-Chandra*) ont permis de confirmer les modèles initiaux, au moins la forme de la courbe en fonction de l'énergie (mesures d'index spectral, température de plasma, *etc.*).

### 7.2.2 Vignettage

Les modèles de vignettage des miroirs (figure 4.4) ont été vérifiés grâce à l'analyse comparée des données de cinq observations de la supernova G21.5, respectivement centrée sur l'axe optique puis décalée à environ 10 *arcmin off-axis* pour quatre valeurs différentes d'azimuth (Neumann, 2000). La dépendance en énergie a été prise en compte en découpant les données en tranches d'énergies entre 0.5 et 10 *keV*.

Cependant, une analyse plus fine de ces données a révélé que le barycentre de l'effet de vignettage ainsi mesuré ne coïncide pas exactement avec la position actuellement supposée de l'axe optique (Lumb et al., 2002b). Depuis, ce décalage a été re-mesuré par deux autres

méthodes : Lumb (2002) qui déduit le centroïde d'un cumul d'images de régions du ciel comportant peu de sources et uniquement ponctuelles (*cf.* section 7.3) et Saxton (2002) qui déduit le barycentre de l'effet d'élongation de la PSF (*cf.* section 7.2.3). La moyenne des trois mesures est donnée dans le table 7.2. Ce décalage n'a pas encore été introduit dans la base de données d'étalonnage officielle (section 8.1.3), car il implique de recalculer tous les paramètres de coalignement des différents éléments de la chaîne optique, d'où un délai important entre la nécessité d'avoir la meilleure mesure possible et le temps nécessaire pour préparer toutes les corrections avant de les implémenter simultanément.

TAB. 7.2: Décalages mesurés entre la position réelle et la position supposée de l'axe optique des télescopes d'*XMM-Newton*. Les axes  $X_{DET}$  et  $Y_{DET}$  sont ici respectivement les axes horizontaux et verticaux en coordonnées "détecteur", c'est-à-dire quand vus tels que sur la figure 4.7.

caméra	$\Delta X_{DET}$	$\Delta Y_{DET}$
<i>MOS1</i>	-16 arcsec	+27 arcsec
<i>MOS2</i>	-17 arcsec	-86 arcsec
<i>pn</i>	+60 arcsec	+12.5 arcsec

### 7.2.3 PSF

Dans le cas des miroirs d'*XMM-Newton*, la PSF a été modélisée (Ghizzardi, 2001, 2002) par un profil de King à deux dimensions, à symétrie de révolution (donc *a priori* indépendant de l'azimut  $\phi$ ), centré sur un pixel d'angle *off-axis*  $\theta_0$  et dont l'intégrale est normalisée à 1 à l'infini :

$$P^{\theta,\phi,E} = A \left( 1 + \left( \frac{\theta - \theta_0}{\theta_c^{\theta,E}} \right)^2 \right)^{-\alpha^{\theta,E}} \quad (7.6)$$

Le coefficient  $A$  représente l'inverse de l'intégrale de la PSF à l'infini (pour normaliser l'expression à 1). Les paramètres, rayon de coeur  $\theta_c$  et exposant  $\alpha$  du profil de la PSF, varient en fonction de l'énergie  $E$  et de l'angle *off-axis*  $\theta$  des photons incidents, selon des relations continues de la forme : paramètre =  $a + b \cdot E + c \cdot \theta + d \cdot E \cdot \theta$  (table 7.3). Ces relations ont été ajustées par la méthode des moindres carrés sur des données de sources ponctuelles, extraites dans différentes bandes d'énergie et dans différentes régions des caméras. Ce modèle ne tient donc pas encore compte de l'élongation transversale que l'on observe à grands angles *off-axis*. Il semblerait qu'ignorer cette élongation contribue à modéliser une PSF dont la taille diminue en moyenne avec  $\theta$  car l'ajustement de ce modèle converge sur l'axe le moins allongé (table 7.4).

Les coefficients d'élongation lorsque  $\theta$  augmente (table 7.5) ont néanmoins été mesurés (Saxton, 2002) dans le cadre d'une autre étude (*cf.* section 7.2.2). Disposer à l'avenir d'une modélisation 2-D asymétrique permettrait une meilleure étude des sources situées sur le bord des champs de vue. Cette mesure de la PSF peut être effectuée en parcourant l'archive de données publiques (VILSPA, web) à la recherche de sources ponctuelles identifiées comme telles (Astronomical Database Service, web) et situées à différents angles *off-axis*, dont on mesurera le rapport des dimensions radiales et tangentielles de l'image (section 9.3).

### 7.2.4 Transmission des filtres

La figure 6.25 a montré le bon accord entre les modèles de transmission développés à partir des données d'étalonnage à BESSy et les mesures réalisées à Orsay. La composition des filtres THICK ayant été changée avant le lancement, la courbe de transmission actuellement

TAB. 7.3: Coefficients des relations donnant les paramètres  $\alpha$  et  $\theta_c$  du profil de King qui modélise la PSF de chaque télescope d'*XMM-Newton*.

$\alpha$	$a$	$b$ ( $keV^{-1}$ )	$c$ ( $arcmin^{-1}$ )	$d$ ( $keV^{-1} \cdot arcmin^{-1}$ )
<i>MOS1</i>	1.4720	-0.0100	-0.0010	-0.0016
<i>MOS2</i>	1.4110	-0.0050	-0.0010	-0.0002
<i>pn</i>	1.5250	-0.0150	-0.0120	-0.0010
$\theta_c$ ( $arcsec$ )	$a$ ( $arcsec$ )	$b$ ( $arcsec \cdot keV^{-1}$ )	$c$ ( $arcsec \cdot arcmin^{-1}$ )	$d$ ( $arcsec \cdot keV^{-1} \cdot arcmin^{-1}$ )
<i>MOS1</i>	5.0740	-0.2360	0.0020	-0.0180
<i>MOS2</i>	4.7590	-0.2030	0.0140	-0.0229
<i>pn</i>	6.6360	-0.3050	-0.1750	-0.0067

TAB. 7.4: Evolution de la largeur à mi-hauteur (en  $arcsec$ ) de la PSF du télescope associé à *MOS1*, en fonction de l'énergie (en  $keV$ ) et de l'*off-axis* (en  $arcsec$ ).

	0 $arcsec$	225 $arcsec$	450 $arcsec$	675 $arcsec$	900 $arcsec$
0.1 $keV$	7.57	7.57	7.57	7.57	7.57
3 $keV$	6.87	6.87	6.86	6.08	5.64
6 $keV$	5.64	5.17	5.17	4.07	3.39
9 $keV$	5.17	3.39	3.38	2.52	1.13
12 $keV$	3.39	2.52	1.13	1.13	1.13

TAB. 7.5: Modèles d'élongation (rapport des deux largeurs à mi-hauteur) de la PSF des télescopes d'*XMM-Newton* en fonction de l'angle *off-axis* ( $\theta$  en  $arcmin$ ) par rapport à la meilleure position mesurée de l'axe optique.

<i>MOS1</i>	$5.22 \cdot 10^{-2} + 7.23 \cdot 10^{-4} \cdot \theta^2 + 1.64 \cdot 10^{-6} \cdot \theta^4$
<i>MOS2</i>	$5.56 \cdot 10^{-2} + 8.46 \cdot 10^{-4} \cdot \theta^2 + 5.79 \cdot 10^{-7} \cdot \theta^4$
<i>pn</i>	$4.20 \cdot 10^{-2} + 4.76 \cdot 10^{-4} \cdot \theta^2 + 4.18 \cdot 10^{-6} \cdot \theta^4$

utilisée est donc incorrecte, surtout à basse énergie (région de transmission la plus faible où l'influence du matériau utilisé est importante). En outre, les autres filtres, demeurés les mêmes en substance, n'ont toutefois pas été remontés sur les roues à filtres dans la même position (à une rotation près autour de son axe) que lors des étalonnages au sol, rendant d'éventuelles mesures au sol de *flat field* inutilisables.

Un ré-étalonnage en vol de la transmission des filtres THICK est envisageable en utilisant la base de données publiques pour chercher des régions identiques du ciel observées avec différents filtres (figure 8.8, section 9.3). En supposant bien connus les autres paramètres de la chaîne optique, la transmission en fonction de l'énergie résulte de la comparaison de deux spectres obtenus respectivement avec le filtre THICK et un autre filtre. Le seul pré-requis étant d'extraire les spectres dans exactement la même région du ciel, et au même moment si cette région contient des sources variables ; tant que les autres paramètres sont bien déterminés, il est possible de comparer des données de caméras différentes. Cette méthode a pour principal avantage d'utiliser des données déjà existantes.

Une autre méthode, plus rigoureuse mais plus coûteuse, consisterait à proposer une "observation glissante" (ou *slew survey*), sur le principe décrit dans le cadre des étalonnages au sol (section 5.4.6), et qui serait répétée cinq fois (une fois par filtre : THIN1, THIN2, MEDIUM, THICK ; une fois en position OPEN). Le fait d'être "glissante" permettrait de mesurer dans un premier temps le *flat field* de chaque caméra (en position OPEN ; cf. section 5.4.6), puis ensuite de chaque filtre (par rapport à celui des caméras). D'autre part, la transmission de chaque filtre, caméra par caméra, pourrait être déduite des spectres obtenus avec et sans filtre. Cependant, il serait nécessaire de bien choisir le champ à observer pour éviter toute lumière visible parasite sur les caméras en l'absence de filtre (position OPEN) : une région du "trou de Lockman" ( $\alpha_{2000} = 10^h 52^m 00^s$ ,  $\delta_{2000} = +57^\circ 18' 00''$ ) ne contient sur 50 *arcmin* de diamètre que quatre étoiles (Astronomical Database Service, web), dont les magnitudes sont supérieures à 10, et est visible (d'après les positions relatives de la Terre et du Soleil par rapport à la ligne de visée) en moyenne 70% du temps pendant 20 orbites consécutives toutes les 90 orbites (VILSPA, web). Ce champ ayant déjà été observé auparavant ( $\approx 1 Ms$  réparties en trois périodes : Mai 2000, Octobre 2001 et Octobre 2002), on dispose donc de données de références pour vérifier la présence de sources éventuellement variables. D'autre part, une telle observation pourrait servir de test pour les modes d'observation sans filtre (essayé deux fois seulement auparavant) et "glissé" (jamais essayé auparavant).

### 7.2.5 Homogénéité

Le *flat field* des caméras EPIC est pour l'instant considéré uniforme au-delà de 300 eV, sur la base des étalonnages au sol (Vercellone, 2000; Belsole, 2002). En deçà de cette énergie, des zones de réponse dégradée apparaissent vers les bords de certains CCD (figure 6.28), mais cela n'est pas encore modélisé dans la base de données d'étalonnage officielle (section 8.1.3). Les mesures en vol extrêmement difficiles puisqu'il n'existe aucune source très étendue dont les spectres et profils d'émission soient parfaitement connus ; il s'agirait plutôt de réaliser des balayages du champ de vue sur des sources ponctuelles de spectre bien caractérisé, mais au prix d'un long temps d'observation.

### 7.2.6 Rendement quantique

Nous avons vu (section 6.3.2) que les étalonnages au sol ont permis de confirmer et d'ajuster les modèles de rendement quantique théorique. Le problème de configuration du banc d'essai autour du seuil de l'oxygène (523 eV) pour MOS1 (FM3) n'a pas affecté ces

modèles. Par contre, l'origine des écarts mesurés à haute énergie pour *MOS2* (cf. section 6.3.2) n'a été déterminée que récemment (Janvier 2002) et les modèles ont été corrigés aussi vite que possible (Avril 2002), compte tenu de la difficulté supplémentaire posée par le changement de configuration des CCD entre les étalonnages au sol et le lancement du satellite (table 7.6).

Cependant, les données de vol montrent qu'une différence dans la mesure du flux observé à partir d'une source donnée, même après correction des transmissions des miroirs et filtres telles que modélisées actuellement, subsiste encore entre les caméras *MOS* et *pn* (cf. section 9.2.2 et figure 8.5).

TAB. 7.6: Permutations de CCD opérées sur la caméra *MOS2* entre les étalonnages au sol à Orsay (Avril-Mai 1998) et le lancement d'*XMM-Newton* (10 Décembre 1999). Toutes les données d'étalonnage au sol présentées dans ce document tiennent compte de ces permutations et les CCD de *MOS2* y sont toujours numérotés selon leur position de vol, quelle que fut leur position d'origine.

Orsay <i>MOS</i> FM2 CCD numéro	6	2	1 (central)	-	-	5 (hs)	7	3	4
	↓	↓	↓			↓	↓		
<i>XMM-Newton</i> <i>MOS2</i> CCD numéro	1 (central)	2	3	4	5	6	7	-	-

### 7.2.7 Matrice de réponse

Les efforts actuels visent à améliorer la modélisation de cette réponse, notamment l'évolution dans le temps de l'efficacité de transfert de charges (ou *Charge Transfer Efficiency*, ou CTE) qui se dégrade pour les caméras *MOS* à cause de la contamination et irradiation par particules lourdes (dégazage, orages solaires, rayons cosmiques, etc.) ou s'améliore suite à un refroidissement des caméras (Turner et al., 2001; Turner, 2002). De même, la réponse n'est en théorie pas exactement la même d'un CCD à l'autre pour une caméra donnée, ni même d'une région à l'autre d'un CCD donnée ou selon le mode de lecture utilisé (fenêtrage ou plein champ, cf. section 4.2), puisque la CTE dépend de la longueur du trajet nécessaire au transfert des charges. La CTE influence la dispersion spectrale observée pour un flux monochromatique, et donc la résolution spectrale de l'instrument (largeur des raies spectrales). La figure 7.4 montre une estimation de la résolution spectrale de *MOS1* en fonction de l'énergie : si elle semble s'améliorer à haute énergie, il faut néanmoins tempérer ce constat car à haute énergie la CTE diminue et l'on constate qu'une fraction de plus en plus large des événements est dispersée dans des pics secondaires. Parallèlement, des variations de gain (section 4.3.3) ont été parfois remarquées sur la caméra *pn*, probablement liées à des variations ponctuelles de la température ambiante, et occasionnant un léger décalage de la position des raies spectrales ( $\approx 10$  eV).

Depuis le début des analyses des données de vol, une seule matrice "moyenne" était disponible pour chaque caméra (matrice étalonnée en fait sur le CCD interceptant l'axe optique) et pour le mode *full frame* qui était le plus utilisé. Progressivement, les matrices des caméras *pn* se sont différenciées selon la position de la source céleste étudiée sur un CCD donné (chaque CCD *pn* découpé en 10 régions d'éloignement croissant au registre de lecture, et donc de plus en plus affectées par les effets de CTI), puis plus récemment selon les autres modes de lecture. Pour les *MOS*, la même matrice continue d'être utilisée pour toutes les configurations, mais une différenciation selon la date d'observation a été faite depuis début 2003 pour tenir compte des variations importantes de CTI consécutives aux violents orages solaires survenus depuis le début de la mission. Un modèle complet permettra à terme de pouvoir produire à la volée une matrice de réponse adaptée à la région du détecteur considérée, en fonction de son mode d'opération et en tenant compte des variations temporelles de gain (en fonction de la température) et de CTI (selon les modèles de dégradation et la survenance d'orages solaires).



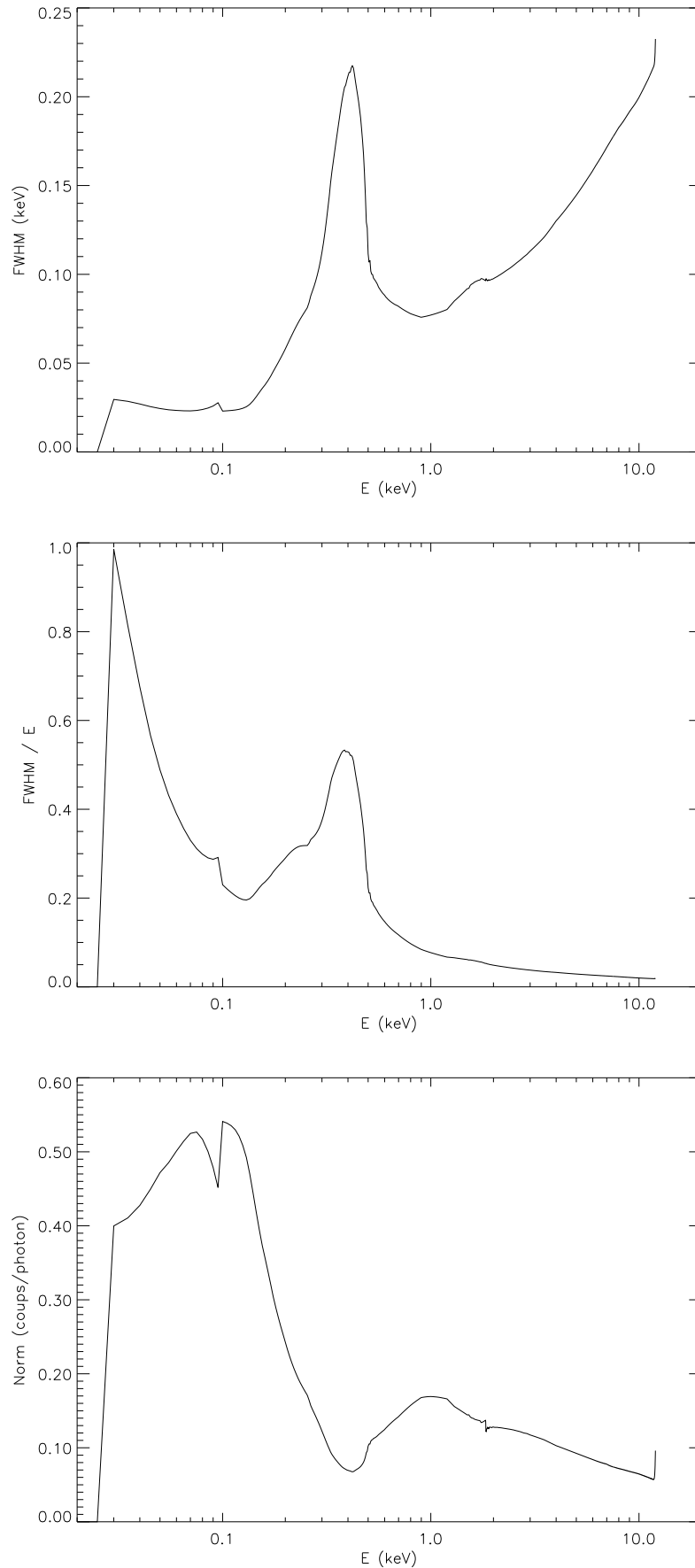


FIG. 7.4: Haut : estimation au premier ordre de la largeur à mi-hauteur  $FWHM$  du pic principal de réponse de MOS1 en fonction de l'énergie  $E$  (cette courbe a été obtenue en ajustant une gaussienne à la réponse impulsionnelle de l'instrument; cf. section 4.3.5). Centre : bien que la largeur  $FWHM$  du pic principal semble augmenter avec l'énergie  $E$ , la résolution spectrale  $FWHM/E$  s'améliore. Bas : illustration de la diminution de la CTE de MOS1 avec l'énergie (cette courbe montre la hauteur de la gaussienne ajustée au pic principal de la réponse impulsionnelle).

## 7.2.8 Autres éléments

L'astrométrie est la partie de la métrologie liée aux étalonnages qui s'attache à reprojeter les images enregistrées par les détecteurs sur une grille de coordonnées célestes. Actuellement, la reconstruction du champ de vue (alignement relatif des CCD) respecte les positions relatives des sources célestes connues à mieux qu' $1.5 \text{ arcsec}$ . Cette précision résulte d'une moyenne sur tout le champ de vue. Il semble qu'en réalité la position de deux ou trois CCD seulement des caméras *MOS* ait été mal évaluée (Ozawa & Ballet, 2002) et que cette précision relative puisse être améliorée au travers d'une étude statistique sur de nombreuses sources ponctuelles en corrélation avec un catalogue astrométrique. La caméra *pn* présente une meilleure précision astrométrique relative car l'alignement des CCD est mieux étalonné du fait de leur structure monolithique (section 4.2).

La détermination des coordonnées absolues sur le ciel de ces sources se fait à mieux que  $5 \text{ arcsec}$  en ne tenant compte que des données du système de contrôle d'attitude, l'erreur absolue pouvant être réduite à l'erreur relative en ré-étalonnant les coordonnées du champ de vue considéré sur des sources connues, référencées dans une base de données (Astronomical Database Service, web).

Un exemple de reprojexion, avec comparaison des positions des sources de champ, est donné dans le cadre de l'analyse de l'amas de galaxies Abell 209 (section 9.2.2).

## 7.3 Bruit de fond

Les origines du bruit de fond des caméras *EPIC* est discutée par Lumb et al. (2002a). Un résumé, accompagné des références bibliographiques correspondantes, en est donné dans Marty et al. (2002c) (page 250, § 2.3). Pour mémoire, je rappelle juste ici les points importants (table 7.7).

TAB. 7.7: Récapitulatif des origines du bruit de fond sur les caméras *EPIC*.

fond du ciel (rayonnement-X)	vent solaire (protons)	rayons cosmiques (particules)	fond instrumental	
<ul style="list-style-type: none"> <li>- émission thermique</li> <li>- isotrope<sup>a</sup> et stationnaire<sup>a</sup></li> <li>- vignettée</li> <li>- domine en deçà de <math>1 \text{ keV}</math></li> <li>- fonction du pointage et de la colonne d'Hydrogène</li> <li>- Snowden (1998)</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- effet direct non thermique</li> <li>- isotrope<sup>a</sup> mais non stationnaire</li> <li>- vignetté</li> <li>- domine au-delà de <math>1 \text{ keV}</math></li> <li>- fonction des phases solaires, du temps et du pointage</li> <li>- Ambrosi et al. (2002)</li> <li>- Kendziorra et al. (2000)</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- effet indirect de fluorescence</li> <li>- anisotrope mais stationnaire<sup>b</sup></li> <li>- non vignetté</li> <li>- raies <i>Al</i>, <i>Cu</i> ...</li> <li>- fonction du filtre utilisé, du flux incident</li> <li>- Strüder et al. (2000)</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- effet direct non thermique</li> <li>- isotrope<sup>b</sup> et stationnaire<sup>b</sup></li> <li>- non vignetté</li> <li>- domine au-delà de <math>5 \text{ keV}</math></li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- pixels chauds</li> <li>- courant d'obscurité</li> <li>- GATTI</li> <li>- autres bruits électroniques</li> <li>- domine au-delà de <math>5 \text{ keV}</math></li> <li>- Pigot et al. (2000)</li> <li>- Ferrando et al. (2002)</li> </ul>

<sup>a</sup> au moins sur l'étendue du champ de vue d'*EPIC* ( $10 \text{ arcmin}$  de diamètre);

<sup>b</sup> hypothèse invérifiée systématiquement à ce jour.

### 7.3.1 Fond de hautes énergies

Les protons d'origine solaire ont des énergies inférieures ou égales à  $250 \text{ keV}$  et pénètrent les télescopes d'*XMM-Newton* par diffusion le long de leur axe lorsque leurs directions respectives coïncident. Ils sont canalisés dans la chaîne optique et interagissent sur le plan focal essentiellement dans la zone du champ de vue, mais des diffusions successives en amènent néanmoins une très faible fraction sur les zones des CCD hors du champ de vue nominal. Après passage à travers les filtres des caméras *EPIC*, ils perdent entre 20 et  $50 \text{ keV}$  ; seuls les plus énergétiques parviennent sur le plan focal, où ils provoquent des événements mono-pixels, indistingables d'événements d'origine photonique. La distribution spectrale de ces événements est éminemment variable (Marty et al., 2002c), leur énergie moyenne semblant corrélée à l'intensité de la bouffée de protons qui les a produits (*cf.* page 252, § 3.2).

Ces bouffées (ou *flares*) de protons se manifestent dans les données des caméras *EPIC* par un accroissement violent mais temporaire du flux d'événements, bien au-dessus du niveau du signal principal. Des tentatives pour corrélérer ces phénomènes aux enregistrements du Moniteur de Radiations, à la phase orbitale et à l'activité solaire (densité de tâches solaires, corrélation temporelle avec les éjections coronales, *etc.*) se sont révélées plus ou moins concluantes : la sensibilité des caméras *MOS* aux particules (protons) diminue avec leur énergie, tandis que le Moniteur de Radiation est essentiellement sensible aux particules de hautes énergies ; de hauts niveaux de fond ont été observés à différentes phases orbitales ; les décalages temporels entre les pics de flux et les événements solaires connus les proches sont variables. La meilleure corrélation à ce jour fait intervenir la direction de pointage (Pietsch, 2002) : les bouffées de protons apparaissent principalement sur les caméras lorsque les télescopes pointent anti-parallèlement (parallèlement mais en sens inverse) aux lignes de champ magnétique de la magnétosphère terrestre. Une étude en cours pourrait permettre à l'avenir d'imposer plus de contraintes sur les directions de pointage autorisées afin de limiter cette contamination par les protons. Des variations très lentes par rapport à la durée d'une orbite (orbites 300 à 350 globalement plus affectées que de 350 à 400) pourraient être une trace plus directe de l'activité solaire. En attendant, le seul moyen pour éliminer ce bruit consiste à rejeter les intervalles temporels soumis à ces bouffées.

Lors de bouffées particulièrement longues et intenses (orages solaires), le principal problème est la surcharge de la télémétrie par des événements indifférentiables du signal principal. Toutefois, les protons les plus énergétiques (apparemment d'autant plus que l'orage est intense) peuvent atteindre la couche de collection des CCD (là où s'opèrent les transferts de charges ; *cf.* section 4.2) et y provoquer des déplacements d'atomes de Silicium. Cela crée des pièges à électrons (défauts de Frenkel) et dégrade rapidement et significativement la CTE des caméras *MOS*, à l'instar de ce qui se passe pour les caméras du satellite *Chandra* (Prigozhin et al., 2000), mais avec la différence que les roues à filtres d'*EPIC* sont équipées d'une position CLOSED pour abriter les CCD et éviter une exposition prolongée. Ces défauts peuvent être inhibés en refroidissant le plan focal. Les radiateurs passifs permettent de passer de la température nominale de  $173 \text{ K}$  à une nouvelle température d'opération de  $143 \text{ K}$  afin de préserver la résolution spectrale (Turner et al., 2001; Turner, 2002), mais au risque d'augmenter la condensation et les effets de seuils associés (Oxygène . . .) en deçà de  $600 \text{ eV}$ . Inversement, un réchauffement temporaire à  $400 \text{ K}$  peut permettre de recuire la structure cristalline des détecteurs et de retrouver un fonctionnement nominal, mais au risque de détériorer les connecteurs électroniques (solution à tester sur un modèle de rechange au sol avant de l'envisager en vol). Les caméras *pn* sont intrinsèquement résistantes à ce genre d'agressions puisque d'une part la lecture des CCD nécessite moins de transferts et d'autre part, étant illuminées par l'arrière, la plupart des protons sont arrêtés dans la couche déplétée avant de pénétrer la couche de collection (Strüder et al., 2001a). Des tests au sol ont montré une résistance à 1000 fois la dose annuelle de protons de basses énergies (Kendziorra et al.,

2000) et 40 fois la dose annuelle de protons d'énergie de l'ordre du  $MeV$  (Meidinger et al., 2000).

En de rares occasions, des particules plus lourdes peuvent endommager certains pixels. Lors de l'orbite numéro 156, 35 pixels "chauds" sont apparus sur la  $pn$  en l'espace de 50  $ms$  (Strüder et al., 2001b), à l'instar de ce qu'il se passa pour  $MOS2$  à la révolution 108 (Turner et al., 2001). Ce phénomène s'est confirmé lors de l'orbite 325 où  $MOS1$  fut touchée à son tour, exhibant plusieurs zones "chaudes" de 3 pixels physiques de côté et un flash d'événements d'élongation semblable à celle de la PSF (Altieri, 2001), et dont les effets persistent depuis sous la forme de deux colonnes "chaudes", soit près de 800 pixels défectueux. Tous les indices penchent en faveur d'impacts micro-météoritiques au niveau des filtres, canalisés par les miroirs (Strüder et al., 2001b; Meidinger et al., 2002).

L'effet direct sur les caméras des rayons cosmiques, ou de leurs rayons- $\gamma$  secondaires après un premier impact sur la structure du satellite, est de déposer une fraction de leur énergie dans les CCDset donc de créer des événements ayant des énergies et motifs variés selon un spectre continu. Les rayons cosmiques traversant le satellite latéralement et interagissant sur le plan focal sous grande incidence laissent des traces étendues et rectilignes dans la zone déplétée; ces événements géométriquement connectés sont facilement reconnus et éliminés par l'électronique de bord. Les autres ne pourront être éliminés ultérieurement que s'ils créent des motifs complexes, caractéristiques de rayons-X anormaux (Pigot et al., 2000; Ferrando et al., 2002).

### 7.3.2 Fond instrumental

Les protons, en combinaison avec l'irradiation par les rayons cosmiques ambiants, provoquent également un effet secondaire. En pénétrant la structure du plan focal, et/ou en déposant de l'énergie dans les filtres, les matériaux ainsi excités émettent des photons de fluorescence. On observe (Marty et al., 2002c) ainsi principalement (mais de façon non exhaustive) des raies de l'Aluminium ( $1.487 keV$ ) sur toutes les caméras à cause des filtres, ainsi qu'un complexe autour de la raie du Cuivre ( $8 keV$ ) sur la  $pn$  en raison de la nature de son support électronique (*cf.* page 256, Fig.4). Ce fond instrumental n'est en outre pas uniforme (figure 7.5) selon la localisation du matériau excité dans le plan focal (Ehle, 2001).

Les autres composantes instrumentales proviennent du bruit électronique intrinsèque, comme le courant d'obscurité même si ce dernier est négligeable devant le signal astrophysique (Ghizzardi, 2000), ainsi que des pixels chaudset d'événements fictifs créés par la chaîne de lecture des CCD (Pigot et al., 2000). A noter que les pixels chauds, c'est-à-dire des pixels présentant toujours un niveau de signal extrêmement élevé quel que soit le champ observé, peuvent tout aussi bien être des pixels endommagés par des particules lourdes y ayant créé des pièges (voir section précédente) ou bien des pixels (voire colonnes) subissant une anomalie de lecture (par exemple un décalage systématique dans la mesure de l'énergie des photons; *cf.* section 6.4.2).

### 7.3.3 Fond galactique et extragalactique

L'origine de ce fond a été récemment résolue à plus de 80% (Mushotzky et al., 2000) en sources extragalactiques ponctuelles (principalement des noyaux actifs de galaxies lointaines). Si cette distribution peut être supposée uniforme à grande échelle, le signal qui nous en parvient est en partie absorbé par la matière interstellaire environnant ces objets ainsi que par le milieu galactique qui nous environne. Ce signal se situe essentiellement aux basses énergies ( $< 3 keV$ ). On trouvera plus de détails ainsi que des tentatives de modélisations dans Gilli et al. (2001); Lumb et al. (2002a).

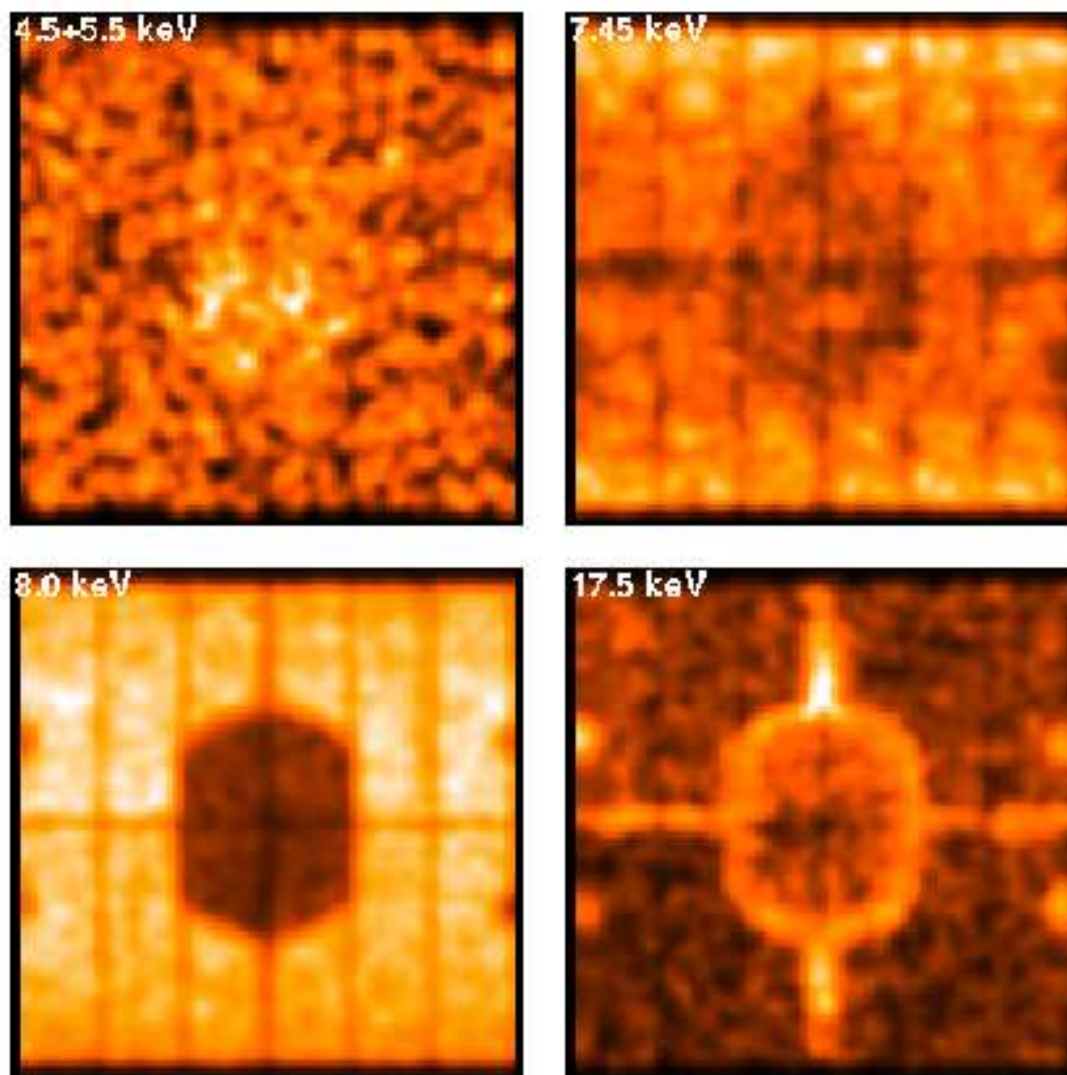


FIG. 7.5: Illustration (non exhaustive) de la répartition spatiale du fond de fluorescence instrumentale sur la *pn* en fonction de l'énergie (Ehle, 2001) : raies du Titane et du Chrome en haut à gauche, du Nickel en haut à droite, du Cuivre en bas à gauche, du Molybdène en bas à droite.

# Chapitre 8

## Analyse des données

### 8.1 Etat de l'art logiciel

#### 8.1.1 Le logiciel d'analyse scientifique

Un an après le lancement du satellite, le consortium a mis à disposition du public un logiciel officiel d'analyse des données de vol : *XMMSAS* v.5.0. Une version précédente (v.4.1) avait été distribuée au sein des équipes d'étalonnage pour essais de grande envergure six mois plus tôt (en Juillet 2000). La distribution publique de ce logiciel a subi six évolutions ; il est actuellement distribué dans sa version v.5.4.1 (depuis Janvier 2003).

Les données brutes issues des instruments d'*XMM-Newton* sont pré-réduites à bord, de façon à reconstruire les événements détectés sur chaque CCD et à supprimer les composantes les plus évidentes du bruit (rayons cosmiques), préservant ainsi la bande passante de la télémétrie uniquement pour des données utiles.

Les données parvenant au sol sont regroupées en fichiers au format FITS. Ces fichiers de données d'observation (*Observation Data Files*, ou ODF) sont identifiés grâce au numéro d'observation (fixé à l'avance), au numéro de la révolution pendant laquelle l'observation a été réalisée et à un code précisant la chaîne instrumentale de provenance des données.

Le *XMMSAS* est un ensemble de tâches informatiques devant permettre :

- de reconstruire l'observation globale d'un instrument donné, en termes d'une liste d'événements unique regroupant tous les CCD du plan focal, formatée selon un standard indépendant de l'instrument et de son mode de fonctionnement, exprimant les coordonnées de chaque événement dans des référentiels reprojtables en positions célestes (images) ou unités physiques d'énergie (spectres) ;
- d'appliquer quelques tâches élémentaires de traitement d'images ou de spectres, adaptées au format des données (FITS pour l'essentiel).

Des tâches de haut niveau permettent d'exécuter toute la série des traitements nécessaires pour passer des ODF à la liste d'événements unique pour un instrument donné. Une procédure automatique (ou *pipeline*) a été développée au sein du consortium *XMM-Newton* afin de produire ces listes uniques pour tous les instruments ainsi que quelques images, spectres et courbes de lumière par défaut. Cet ensemble de fichiers pré-traités (*Processing Pipeline Subsystem Files* ou PPSF) permet à l'utilisateur final de gagner du temps en lui donnant accès directement aux fichiers exploitables ainsi qu'un aperçu rapide des données.

Le *XMMSAS* est maintenu par le consortium *XMM-Newton*, et les résultats des étalonnages en vol y sont régulièrement intégrés afin d'en améliorer les algorithmes et les performances. Le *pipeline* utilise ainsi une version du *XMMSAS* fréquemment mise à jour ; lorsque les mises à jour s'accumulent, une nouvelle version publique est distribuée par internet. Les données (ODF et PPSF) issues d'observations privées sont envoyées

aux propriétaires sur support CDROM. Les données publiques, ainsi que les observations d'étalonnage en vol et observations privées dont la période propriétaire a expiré (en général 1 année, sauf pour les données de temps garanti), sont distribuées par internet (XSA : VILSPA (web)); cette distribution de données par internet permet en outre de mettre à jour les PPSF conformément aux évolutions du *XMMSAS*, évitant ainsi aux utilisateurs de ré-exécuter les nouveaux *pipelines* eux-mêmes.

### 8.1.2 Listes d'événements

Les listes d'événements primaires contenues dans les ODF sont donc le résultat du traitement appliqué à bord (Pigot et al., 2000; Strüder et al., 2001a), et au sol immédiatement après la télémétrie. Il s'agit essentiellement d'un tableau donnant pour chaque événement ses coordonnées sur le CCD (numéro de ligne et colonne de pixels), son énergie (numéro de canal), son numéro de motif et sa date de détection (cycles d'horloge interne écoulés depuis le début de l'observation).

Les listes d'événements étalonnées contenues dans les PPSF consistent en un tableau donnant pour chaque événement ses caractéristiques traduites en unités physiques (position, énergie, date), ainsi qu'un marqueur de qualité (*flag*) (Marty et al., 2002c) indiquant le degré d'incertitude qu'on peut lui octroyer (0 s'il s'agit d'un événement "normal"; ou bien un codage booléen selon le type de problème posé par cet événement; cf. page 248, Tab.2).

### 8.1.3 La base de données d'étalonnage

Les données d'étalonnage (rendement des caméras, transmission des filtres, géométrie des plans focaux, tables de mauvais pixels, etc.), provenant des mesures au sol et en vol, sont regroupées dans une base commune de fichiers FITS, format adapté à leur utilisation par le *XMMSAS*, mais de façon autonome pour permettre une mise à jour indépendante des logiciels (algorithmes) d'une part et des étalonnages (valeurs numériques) d'autre part. Cependant, lorsque le format de certaines données d'étalonnage doit être modifié ou étendu, une modification des algorithmes est aussi souvent nécessaire pour assurer la compatibilité; et *vice versa*. D'où une indépendance somme toute relative. Les mises à jour des fichiers actuels d'étalonnage (*Current Calibration Files* ou CCF) sont régulièrement disponibles sur internet (VILSPA, web). Leur en-tête FITS contient notamment la date de début de validité afin que les logiciels puissent choisir les meilleurs étalonnages en fonction de la date d'observation des données à traiter; la date de fin de validité correspond à la date de début de validité de la version suivante du fichier (c'est le cas notamment pour les fichiers décrivant les mauvais pixels puisque ceux-ci étant de plus en plus nombreux au cours du temps, il est nécessaire de garder une mémoire des états antérieurs afin de pouvoir analyser d'anciennes données); si cette dernière est antérieure ou égale à celle du fichier de version précédente (c'est le cas par exemple des fichiers décrivant le rendement quantique des caméras où une mise à jour annule et remplace les descriptions antérieures), celui-ci sera systématiquement ignoré au profit du fichier plus récent. Une tâche spécifique du *XMMSAS*, *cifbuild*, permet ainsi d'explorer la base de CCF et de choisir la bonne version de chaque fichier de données d'étalonnage en fonction de critères temporels (en général, la date de l'observation à analyser); les pointeurs résultant de ce choix sont écrits dans un fichier FITS.

Il est donc nécessaire de mettre à jour sa base de données d'étalonnage (et de reconstruire le fichier de pointeurs associé à chaque jeu de données à analyser) lorsqu'on met à jour sa version du logiciel *XMMSAS*. Certaines tâches sont en effet modifiées de telle façon que les données d'étalonnage doivent être formatées différemment ou au moins contenir de nouveaux descripteurs; or ces tâches ne font pas systématiquement un test spécifique de cohérence avec

les CCF qu'elles utilisent pour vérifier que les descripteurs attendus soient bien présents (exemple de la tâche `evigweight` dont l'introduction a nécessité la mise à jour de certains paramètres dans la description du champ de vue des caméras ; cf. figure 8.2). Inversement, il est tout aussi risqué d'utiliser une version non à jour du *XMM-SAS* avec des CCF (et un fichier de pointeurs) mis à jour, car certaines tâches pourront alors se trouver confrontées avec des descripteurs non pris en charge dans les fichiers d'étalonnage les plus récents.

### 8.1.4 Le simulateur scientifique

Un logiciel séparé (`SciSim`, disponible également sur internet, actuellement en version v.3.0.1) permet de simuler des observations avec n'importe quel instrument d'*XMM-Newton*, en générant une série aléatoire de photons selon un modèle de densité d'émissivité spectrale donné, puis en appliquant la fonction de transfert du télescope (FTT, section 7.1) à cette série de photons de sorte à construire le signal (c'est-à-dire la liste d'événements) attendu(e).

Cependant, ce simulateur présente deux inconvénients.

- Il ne possède pas de modèle incorporé du fond (ni protons, ni extragalactique, ni instrumental, etc. ; cf. section 7.3). Dans le but d'étudier le rapport signal / bruit d'une observation, il est donc nécessaire d'ajouter manuellement les composantes de bruit, en concaténant par exemple à la liste d'événements simulée celle des champs vides (cf. section 8.2.8), en attendant de pouvoir disposer de modèles fiables (Gilli et al., 2001; Lumb et al., 2002a).
- Il utilise une base de données d'étalonnage différente des CCF utilisés par le *XMM-SAS*. Il sera donc difficile d'étudier les problèmes d'inter-étalonnage des caméras *EPIC* en cherchant d'éventuelles causes de différence au niveau des algorithmes d'analyse de données (*XMM-SAS* ou autre), à moins de forcer ces algorithmes à utiliser les mêmes CCF que le simulateur au lieu de leur base d'étalonnage habituelle.

## 8.2 Méthodologie d'analyse de données

Le principe de base d'analyse des données *EPIC* est d'extraire un sous-ensemble d'événements de la liste principale selon des critères de qualité et de région d'intérêt, puis de reprojeter ce sous-ensemble sous la forme d'un histogramme 1D des valeurs d'énergies (spectre) ou d'un histogramme 2D des coordonnées spatiales (image). L'analyse d'un spectre consiste principalement à déterminer les paramètres du modèle, qui, convolué par la matrice de réponse spectrale (équation 7.4), s'approchera le mieux des données obtenues, afin d'en déduire certaines propriétés physiques de la source étudiée. Les images permettent quant à elles des mesures de flux et/ou d'étudier la morphologie des sources cartographiées.

### 8.2.1 Réduction des données

Nous venons de voir l'importance des mises à jour des CCF et des logiciels. Malgré l'utilisation de versions les plus à jour possible par le consortium *XMM-Newton* lors de la construction des PPSF, il est fréquent que ces derniers soient déjà obsolètes à la réception du CDROM (données propriétaires) ou, pire, à la date du téléchargement sur internet (données devenues publiques). Il est ainsi recommandé de ré-exécuter soi-même le *pipeline XMM-SAS* de réduction des ODF en PPSF.

Il existe en réalité deux variantes de ce *pipeline* : `e?proc` et `e?chain` (avec ? = m pour les *MOS* ou p pour la *pn*). J'ai montré les avantages de choisir la variante `e?chain` dans Marty et al. (2003) (section 9.3, page 286, § 2.1) : principalement, un meilleur masquage



des mauvais pixels. Disposer de PPSF de bonne qualité est un préliminaire essentiel aux procédures d'analyse de données qui suivent.

### 8.2.2 Sélection des événements

La tâche `evselect` du *XMMSSAS* permet de sélectionner un sous-ensemble d'une liste d'événements, selon une fonction booléenne de leur énergie et/ou position et/ou motif et/ou facteur de qualité et/ou date ... J'expose les critères standard de sélection notamment dans Marty et al. (2002c) (page 251, § 3.1).

Cette étape est importante car elle permet entre autres d'éliminer les éventuels intervalles de temps contaminés par les orages de protons. Il s'agit en fait d'isoler ceux présentant un flux d'événements supérieurs à un niveau standard. J'ai étudié les diverses méthodes pour déterminer ce niveau standard dans Marty et al. (2002c) (page 252, § 3.2) :

- un niveau fixe, mais sensible à la région d'intérêt (position et énergie) et à la présence éventuelle de sources secondaires dans cette région ; c'est une méthode standard, pour laquelle je propose des valeurs standard applicables à la majorité des amas de galaxies (*cf.* page 252, Fig.1 gauche) ;
- un niveau optimisé par étude statistique de la répartition temporelle des événements (la source devant présenter une statistique temporelle poissonnienne ou gaussienne, tandis que les protons semblent chaotiques), mais nécessitant un algorithme extérieur aux logiciels standards ; cette méthode a été proposée par Lumb et al. (2003) (*cf.* page 253, Fig.2 gauche) ;
- un niveau empirique optimisant la durée d'exposition restante après filtrage, mais nécessitant des itérations coûteuses et supposant l'invariabilité temporelle de la source ; cette méthode a été proposée par Majerowicz et al. (2002) (*cf.* page 253, Fig.2 droite).

J'ai également proposé deux nouvelles méthodes pour isoler ces intervalles temporels contaminés :

- l'une étant complètement insensible au rapport signal / bruit, sous réserve de l'hypothèse d'invariabilité temporelle de la source (*cf.* page 253, Fig.3 gauche) ;
- l'autre, encore au stade embryonnaire, basée sur l'analyse d'un diagramme énergie-temps et pouvant peut être à terme permettre de séparer les événements dus aux protons de ceux dus aux photons (*cf.* page 253, Fig.3 droite).

### 8.2.3 Projection des événements : spectroscopie

On obtient donc un spectre en réalisant un histogramme de l'énergie des événements sélectionnés. En normalisant cet histogramme par la durée d'intégration (en  $s$ ) des données et la largeur (en  $keV$ ) des canaux d'énergie (que l'on définit de taille constante), les unités du spectre mesuré  $S^\pi = \sum_{\theta, \phi} S^{\theta, \phi, \pi}$  sont donc des *coups*  $\cdot s^{-1} \cdot keV^{-1}$ . Or, nous avons exprimé le spectre de la lumière incidente  $I_X(\nu_X)$  à l'entrée du télescope en unités de  $J \cdot s^{-1} \cdot Hz^{-1} \cdot m^{-2}$  (équation 2.18). Avant d'y appliquer la FTT (dont le rôle est de traduire les photons incidents en coups comptés), il convient de le diviser par  $h_P \nu_X$  (l'énergie moyenne des photons dans chaque canal de fréquence pour convertir les  $J$  en photons) et de le multiplier par  $1.6 \cdot 10^{-16} h_P$  (pour traduire l'échelle des canaux de fréquence en  $Hz$  en une échelle de canaux d'énergie en  $keV$ ), soit :

$$\sum_{\theta, \phi} I^{\theta, \phi, E} = I^E = 1.6 \cdot 10^{-16} \frac{I_X(\nu_X)}{\nu_X} \quad (8.1)$$

en  $photons \cdot s^{-1} \cdot keV^{-1} \cdot m^{-2}$ . Ainsi, chercher le modèle  $\widetilde{I}^E$ , qui, convolué par la matrice de réponse spectrale, approximera le mieux les données  $S^\pi$ , revient à simplifier l'équation 7.5

de la façon suivante :

$$S^\pi = R_E^\pi \otimes (Q^E \cdot T^E \cdot \langle G^E \rangle \cdot \langle V^E \rangle \cdot A^E \cdot \tilde{I}^E) \quad (8.2)$$

où le rendement global peut s'exprimer en *coups* · *photon*<sup>-1</sup> et la surface efficace  $A^E$  en  $m^2$ . En pratique, on appelle “fonction de réponse auxiliaire”  $\mathcal{A}$  (ou *Anciliary Response Function* ou ARF) le produit  $Q^E \cdot T^E \cdot \langle G^E \rangle \cdot \langle V^E \rangle \cdot A^E$ , et “matrice de réponse”  $\mathcal{R}$  le produit matriciel de la matrice de redistribution (RMF)  $R$  par la ARF, de sorte que :

$$S = R \otimes (\mathcal{A} \cdot \tilde{I}) = \mathcal{R} \otimes \tilde{I} \quad (8.3)$$

Les tâches `arfgen` et `rmfgen` du *XMMSSAS* permettent, à partir de la base de données d'étalonnage, de générer ces réponses sous forme de fichiers FITS selon le standard OGIP (Arnaud et al., 1992), que l'on pourra utiliser dans un logiciel spécialisé comme *XSPEC* (Arnaud, 1996) afin d'ajuster un modèle aux données.

Cependant, cette forme simplifiée pose plusieurs problèmes liés à l'intégration sur les coordonnées spatiales. Supposer que le plan focal est parfaitement homogène ( $F^{\theta,\phi,E} = 1$ ) n'introduit pas beaucoup d'erreur aux énergies supérieures à 300 eV (section 7.2.5). Par contre, le calcul de  $\langle G^E \rangle$  et  $\langle V^E \rangle$  n'a pas de sens dans le cas d'une source étendue où l'on s'attend à des variations spectrales de la lumière incidente en fonction des coordonnées sur le ciel, comme pour un amas de galaxies ; il faudrait alors extraire un spectre dans chaque sous-région spectrale et recalculer  $\langle G^E \rangle$  et  $\langle V^E \rangle$  pour chacun de ces spectres, mais ces sous-régions sont justement les inconnues du problème. Il a donc été proposé (Arnaud et al., 2001b) d'appliquer un “poids” à chaque événement selon sa position sur le détecteur, à l'instar de la méthode utilisée (Snowden et al., 1998) pour traiter les données du satellite ROSAT (table 1.2). En prenant un poids égal à l'inverse du produit des coefficients de vignettage, on obtient donc le nombre de coups que l'on aurait mesuré en l'absence de cet effet, ramenant ainsi la description de la chaîne optique à une transmission virtuelle ne dépendant plus que de l'énergie (et égale à la transmission réelle *on-axis*). Les données pondérées vérifient alors :

$$\tilde{S}^\pi = R_E^\pi \otimes (Q_1^E \cdot F^{0,0,E} \cdot T^E \cdot G^{0,0,E} \cdot V^{0,E} \cdot A^E \cdot \tilde{I}^E) \quad (8.4)$$

Ces données pondérées s'obtiennent par :

$$\tilde{S}^\pi = \sum_{\theta,\phi} S^{\theta,\phi,\pi} \cdot w^{\theta,\phi,\pi} \quad (8.5)$$

$$w^{\theta,\phi,\pi} = \frac{Q_1^E \cdot F^{0,0,E} \cdot G^{0,0,E} \cdot V^{0,E}}{Q_n^E \cdot F^{\theta,\phi,E} \cdot G^{\theta,\phi,E} \cdot V^{\theta,E}} \quad (8.6)$$

On notera que cette méthode permet d'ailleurs de gérer correctement toute inhomogénéité de rendement (*cf.* section 7.2.5) et même le fait que la courbe de rendement nominale puisse différer d'un CCD à l'autre (section 7.2.6) :  $Q_n^E$  représente ainsi le rendement du CCD  $n$  sur lequel se projettent les coordonnées  $\theta, \phi$ , l'axe optique de coordonnées  $0, 0$  se projetant par définition du plan focal sur le CCD 1 (quelle que soit la caméra). Ceci permet donc de n'avoir à utiliser qu'une seule matrice de réponse, définie *on-axis*.

Enfin, la redistribution spatiale due à la PSF  $P^{\theta,\phi,E}$  est ignorée selon l'hypothèse que la région étudiée sur le détecteur est plus grande que la PSF et surtout qu'elle est suffisamment grande pour contenir tout le signal issu de la source. Cependant, on remarquera que les positions utilisées pour calculer le “poids” de chaque événement en fonction des coefficients de vignettage sont celles des événements, après redistribution spatiale par la PSF, et non celles des photons incidents. De même, l'énergie utilisée pour interpoler ces coefficients de vignettage est celle mesurée pour chaque événement après redistribution par la RMF, et non

celle d'origine des photons incidents sur les miroirs. D'où une erreur systématique commise sur le calcul de ces poids, que l'on attend être faible puisque la résolution spatiale au moins est petite devant l'échelle de variation des coefficients de vignettage. En outre, le spectre pondéré  $\widetilde{S}^\pi$  ne présente plus une statistique poissonnienne et les barres d'erreur devront être ré-évaluées (*cf.* section 8.3.4).

### 8.2.4 Projection des événements : imagerie

Une image s'obtient en accumulant les événements sélectionnés sur une grille de coordonnées spatiales. On peut étalonner cette image en la divisant par une carte d'exposition. Cette carte, produite par la tâche `eexpmap`, donne la durée effective d'intégration des données sur le champ de vue, c'est-à-dire la durée (en  $s$ ) d'exposition restante après filtrage des orages de protons (qui peut varier d'un CCD à l'autre puisque leurs chaînes de lecture sont indépendantes) multipliée par le coefficient moyen de vignettage (calculé pour chaque pixel selon sa taille logique, sa position et la bande d'énergie considérée lors de la sélection des événements). Cette carte contient également l'information quant au masque du champ de vue, les gaps entre CCD, les pixels "morts", *etc.* : la valeur des pixels de la carte d'exposition ainsi concernés a été réduite en proportion de la surface inutilisable (on produit en général des images et des cartes d'exposition ayant des pixels plus gros que les pixels physiques des détecteurs). On divise alors à nouveau l'image étalonnée par la taille (en  $arcsec$ ) de ses pixels (en supposant une grille régulière) pour l'exprimer en unités de  $coups \cdot s^{-1} \cdot arcsec^{-2}$ .

Toutefois, produire des cartes en unités de flux incident pose le problème du passage des *coups* aux  $photons \cdot m^{-2}$  voire  $ergs \cdot m^{-2}$ , c'est-à-dire de la prise en compte de la ARF, qui n'a pas de sens ici puisqu'elle est fonction de l'énergie alors que cette information a été perdue lors de l'accumulation de l'image dans une bande large d'énergie. Sans oublier le biais provenant de la moyenne sur l'énergie des coefficients de vignettage lors du calcul de la carte d'exposition qui provoque une erreur de calcul du flux sur les bords. Une méthode rapide de conversion d'unités consiste à effectuer une règle de trois grossière basée sur le rapport des intégrales du spectre mesuré  $S^\pi$  (en  $coups \cdot s^{-1}$ ) et du meilleur modèle  $\widetilde{I}^E$  (en  $photons \cdot s^{-1} \cdot m^{-2}$ ) obtenus lors de l'étape précédente (section 8.2.3). La chose se complique évidemment lorsqu'il s'agit de mesurer la luminosité totale d'un objet plus gros que le champ de vue et qui a donc été observé par morceaux, car il faut tenir compte du recouvrement mutuel des images qui empêche d'appliquer cette règle de trois sur la totalité de ces images.

### 8.2.5 Projection des événements : méthode des poids généralisés

J'ai donc proposé (Marty et al., 2002b) de généraliser la méthode des poids utilisée pour la spectroscopie. En calculant un poids pour chaque événement qui tienne compte de tous les paramètres d'étalonnage ainsi que du temps d'exposition, il devient en effet possible d'accumuler une image directement dans les unités physiques  $photons \cdot s^{-1} \cdot m^{-2} \cdot arcsec^{-2}$ , voire même en unités de brillance (équation 2.16)  $J \cdot s^{-1} \cdot m^{-2} \cdot arcsec^{-2}$  en multipliant chaque photon par son énergie. Evidemment, cette méthode reste très sensible aux effets de PSF et de RMF qui induisent un biais sur le calcul de ces poids et de l'énergie des photons. Mais ces cartes complètement étalonnées facilitent énormément toutes les procédures d'assemblage d'observations en mosaïque.

Devant l'absence de tâche du `XMMSAS` capable d'effectuer ce calcul de poids, j'ai donc entrepris, dès le début 2001, d'écrire des routines réalisant ce travail. Le projet était ambitieux car il s'agissait de pouvoir relire librement la base de données d'étalonnage (CCF) et interpoler les divers paramètres pour chaque événement dans une liste de plusieurs centaines de milliers. Il fallait donc soit se mettre à niveau dans l'utilisation de tous les outils déjà

développés dans le cadre du *XMMSAS* pour gérer de telles listes d'événements et accéder aux CCF, soit utiliser un langage plus simple et optimisé pour la gestion de données volumineuses, comme *IDL*, mais redéfinir en partant de zéro toutes les fonctions d'accès aux fichiers de données, et surtout assimiler leurs divers formats (Erd et al., 2001). J'ai finalement choisi la seconde option, d'une part parce qu'il me semblait plus rapide d'exploiter des données dont la description du format est disponible publiquement plutôt que de m'insérer dans une architecture logicielle dont les spécifications sont conservées au sein de l'équipe de développement, d'autre part parce que disposer d'une deuxième architecture logicielle en concurrence avec la version officielle devait permettre des comparaisons mutuelles et une meilleure validation des algorithmes.

Je ne m'étendrai pas sur les difficultés techniques rencontrées lors du développement de ces routines de pondération. Il s'agissait globalement d'exécuter correctement le passage d'un référentiel de coordonnées à un autre (au moins quatre différents attachés au satellite, ainsi que celui utilisé pour la sphère céleste) et de lire les données d'étalonnage selon le bon format, en les interpolant avec suffisamment de précision selon la position et l'énergie de chaque événement. L'environnement *IDL* (*IDL*, web) fut précieux en cela, car sa bibliothèque de base (*IDL v.5.2.1* et au-delà) possède de puissants outils d'interpolation adaptés au traitement massif de données, et deux bibliothèques additionnelles (*ASTROLIB* et *JPBLIB*) ont apporté des routines génériques de changement de référentiel.

Finalement, les routines de pondération furent opérationnelles pratiquement un an avant leur équivalent officiel (tâche *evigweight*) dans le *XMMSAS* (v.5.3 d'Avril 2002), qui ne calcule d'ailleurs encore à ce jour que des poids relatifs à la surface efficace *on-axis* (Ballet, 2002), de façon à corriger des effets de vignettage et des différences de ARF et de temps d'intégration effectif entre les CCD périphériques et le CCD central. Ceci permet d'accumuler des spectres sur une région détecteur étendue sur plusieurs CCD comme si tous avaient la même réponse. Cependant, afin de pouvoir produire une carte en termes de flux de photons incidents et pas seulement de coups détectés, il est nécessaire de tenir vraiment compte de la surface efficace en fonction de l'énergie (miroirs et *RGA*). Ces routines de pondération calculent toutes les composantes à partir des mêmes CCF que celles utilisées par le *pipeline XMMSAS* lors de la conversion des ODF en PPSF, puis laissent le choix à l'utilisateur quant à leurs combinaisons (seulement les composantes spatiales pour corriger un spectre, ou toutes les composantes pour une carte de flux de photons, ou n'importe quelle autre combinaison selon les besoins de l'utilisateur). D'autre part, leur flexibilité m'a également permis d'introduire immédiatement les corrections quant aux courbes de rendement de *MOS2* (section 6.3.2 et 7.2.6) et à la position réelle de l'axe optique (section 7.2.2). Des exemples d'utilisation seront extensivement présentés au chapitre suivant (section 9).

J'ai comparé les poids calculés avec la tâche *evigweight* du *XMMSAS* avec ceux issus des routines *IDL*, dans le cas d'une correction spatiale seulement (vignettage des miroirs et du *RGA* : figure 8.2), puis dans le cas d'une correction de ARF seulement (transmission des filtres et rendement quantique : figure 8.1). Ce test a été effectué avec le *XMMSAS v.5.3* et des CCF à jour de cette version logicielle (*XMM\_MISCDATA\_0014.CCF*). Dans le cas des poids en énergie seulement, on observe que tous les CCD *pn* ont bien le même rendement, tandis que certains CCD périphériques *MOS* présentent des différences avec le CCD central au-delà de 3 keV (cf. section 7.2.6), mais comme attendu les différences modélisées dans les CCF ne sont pas conformes aux différences réelles programmées dans *IDL*. Dans le cas des poids en vignettage seulement, on constate une légère dispersion des poids calculés par le *XMMSAS* et *IDL*, mais qui n'a pas d'influence notable sur les spectres pondérés car les données étudiées ici sont celles d'un amas de galaxies (Abell 209) centré sur le champ de vue, de telle sorte que la grande majorité des événements soient situés à des angles *off-axis* relativement limités et donc peu influencés par le vignettage. Cette dispersion est principalement due au fait que

les nouveaux centres optiques n'ont toujours pas été programmés dans les CCF, mais une investigation plus poussée serait probablement nécessaire.

Ce test a été reproduit avec des CCF antérieurs à la version logicielle (`XMM_MISCDATA_0013.CCF`) afin d'illustrer l'influence des CCF sur les tâches du *XMMSAS* (figure 8.3). On constate dans ce cas une erreur d'un facteur 2 sur les poids calculés pour les événements de la *pn*, mais pas de problème pour la *MOS*. Ceci illustre qu'avec l'arrivée de nouvelles tâches (*e.g.* `evigweight`) dans le *XMMSAS v.5.3*, une modification des CCF a eu lieu parallèlement (`XMM_MISCDATA_0014.CCF`) pour corriger des imprécisions non repérées précédemment mais mises en évidence par cette nouvelle fonctionnalité. D'où la nécessité de refaire tourner systématiquement les *pipelines* avec des versions logicielles et CCF à jour sur d'anciennes données, surtout si elles sont utilisées en comparaison avec des données plus récentes, comme dans le cas d'une étude statistique sur un échantillon d'amas de galaxies (section 9) ou de la constitution de champs vides ou obscurs (section 8.2.8, section 8.2.9).

Ce test a enfin été réalisé une dernière fois avec le *XMMSAS v.5.3.3* et les mêmes versions CCF (`XMM_MISCDATA_0013.CCF`, `XMM_MISCDATA_0014.CCF`), et a redonné les mêmes résultats que précédemment. L'utilisation de CCF les plus récentes (contemporaines de cette nouvelle version logicielle : `XMM_MISCDATA_0016.CCF`) n'a pas amélioré d'avantage la situation. Ceci illustre que dans la version logicielle suivante, ni la tâche en question (`evigweight`) ni les données d'étalonnage qu'elle utilise n'ont subi de modification profonde, et l'emploi de vieilles CCF ou de CCF plus récentes ne change pas le résultat, au moins pour cette tâche-là.

### 8.2.6 Masquage des sources ponctuelles

Il existe deux procédures de détection de sources ponctuelles au sein de l'environnement *XMMSAS* : `edetectchain` et `ewavelet`. La première utilise un algorithme à base de "boîte glissante" pour détecter les zones de l'image où le flux est significativement plus grand que le bruit de fond ; lorsqu'une telle zone est détectée, la taille de la boîte est augmentée itérativement pour vérifier l'étendue de la source. La deuxième méthode utilise une décomposition en ondelettes (analyse de Fourier généralisée) de l'image pour détecter directement d'éventuelles sources de divers rayons caractéristiques. A l'époque de mes premiers développements logiciels sous *XMMSAS*, l'algorithme de boîte glissante présentait quelques imperfections qui conduisaient notamment à détecter une source très étendue comme une succession de sources de diverses tailles juxtaposées voire superposées, c'est pourquoi je m'étais orienté vers la deuxième procédure, qui présentait en outre l'avantage de restituer une image de bruit de fond en plus de la liste des sources détectées.

Un premier inconvénient cependant était que la liste des sources détectées par `ewavelet` n'était pas compatible avec le format préconisé par la tâche `evselect` et j'ai donc dû ajouter quelques instructions de manipulation de fichiers au format FITS pour la reformater. De même, la tâche `eexpmap` n'étant pas capable d'appliquer un masque extérieur, j'ai dû écrire en *IDL* une routine de masquage de la carte d'exposition. D'autre part, le calcul du flux inclus dans chaque source n'était pas exact ce qui, combiné à l'impossibilité de produire des images pondérées, conduisait à une carte de bruit erronée. L'intérêt de cette tâche semblait donc amenuisé, mais sa simplicité d'utilisation m'a amené à la conserver dans le seul but de trouver la position des sources de champ et produire un masque de sélection des événements.

Cette étape de détection de sources ponctuelles permet de détecter également les pixels chauds (Marty et al., 2002c), qui n'ont pas été automatiquement masqués lors de la pré-réduction des ODF en PPSF (*cf.* page 257, Fig.5). C'est un avantage pour le nettoyage des données, mais c'est un inconvénient si l'on souhaite cataloguer les sources de champ car il n'est pas facile de faire la différence entre une vraie source et un pixel chaud. Cependant, on peut postuler que les pixels chauds sont distribués de façon aléatoire sur chaque caméra et

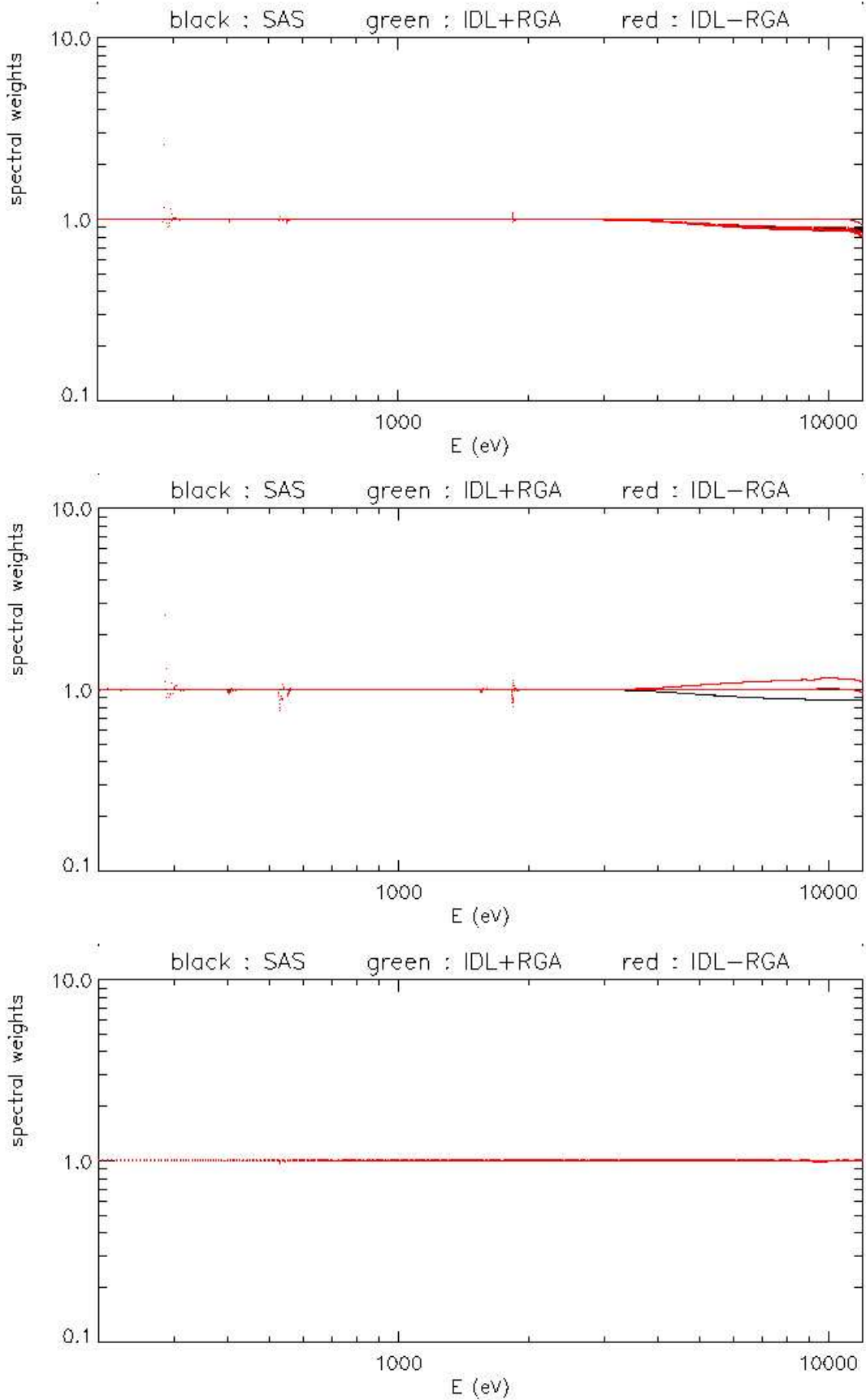


FIG. 8.1: Comparaison des poids en énergie seulement, calculés par le XMMSAS (avec des CCF à jour, en noir) et par IDL (en tenant compte du RGA, en vert; sans le RGA, en rouge). Haut : MOS1; Centre : MOS2; Bas : pn.

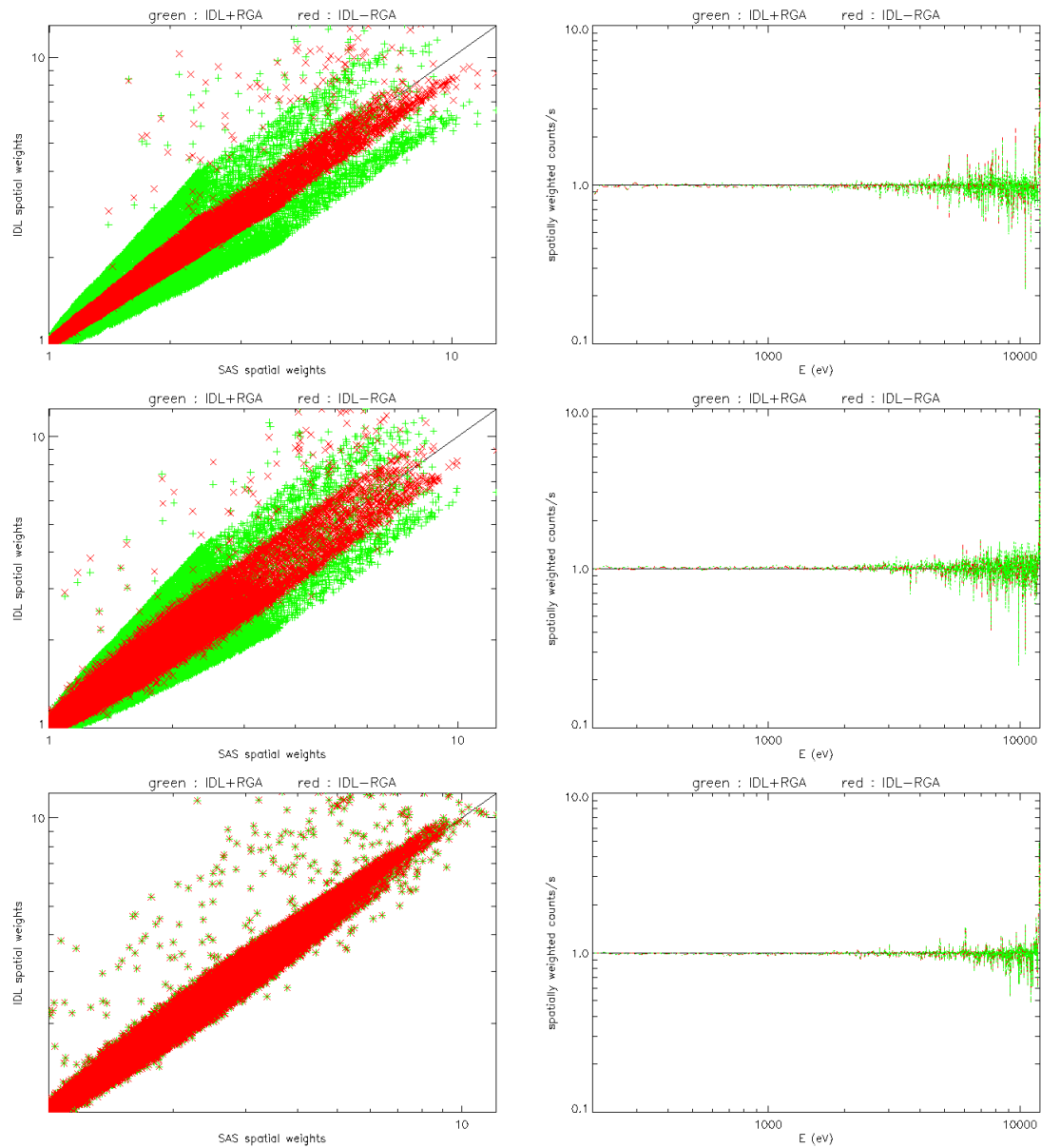


FIG. 8.2: Gauche : comparaison des poids en vignettage seulement (haut : MOS1; centre : MOS2; bas : pn), calculés par le XMMSAS (avec des CCF à jour; en abscisse) et par IDL (en ordonné; en tenant compte du RGA, en vert; sans le RGA, en rouge). Droite : rapport des spectres obtenus par le XMMSAS (pondéré par les poids calculés avec le XMMSAS) et IDL (pondéré par les poids calculés avec IDL).

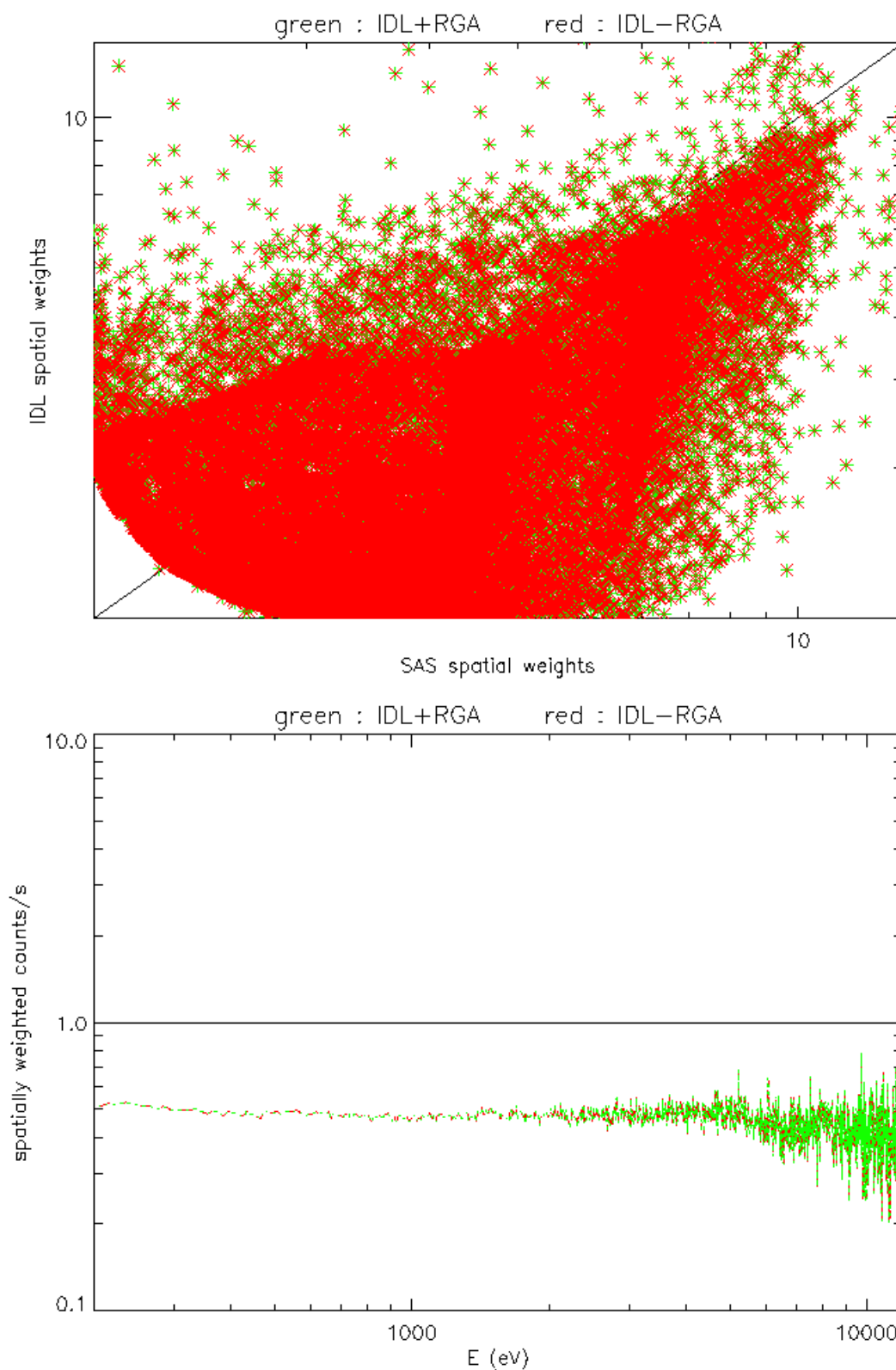


FIG. 8.3: Haut : comparaison des poids en vignettage seulement, pour la  $pn$ , calculés par le XMM-SAS (avec des CCF non à jour; en abscisse) et par IDL (en ordonné; en tenant compte du RGA, en vert; sans le RGA, en rouge). Bas : rapport des spectres pondérés.



par conséquent seule une vraie source donnera lieu à une détection aux mêmes coordonnées célestes sur toutes les caméras. J'ai donc écrit une petite routine *IDL* qui permet de comparer les trois masques issus du passage de l'algorithme de détection de sources sur chaque caméra. Toutes les détections corrélées sont donc de vraies sources. Inversement, il n'est pas sûr que toutes les sources non corrélées soient fausses ; il suffit qu'à cause d'un mauvais rapport signal / bruit la source soit détectée sur une caméra mais pas sur toutes et ne soit donc pas corrélée ; mais dans le doute, de telles sources sont ignorées ; cependant, si leur rapport signal / bruit est mauvais, elles ne contamineront pas significativement la source principale sur les caméras où elles ne sont pas masquées.

Bien sûr, il faut éviter de masquer l'objet de l'analyse principale. Pour ce faire, j'élimine de la liste des sources détectées toutes celles qui contiennent les coordonnées du centre de l'objet principal. Ces coordonnées sont déterminées approximativement à l'aide de la tâche *radial* (section 8.3.3).

### 8.2.7 Soustraction du bruit de fond

Nous avons vu (section 7.3) que le bruit de fond des caméras *EPIC* a plusieurs composantes. Nous avons également vu (section 8.2.2) comment éliminer les effets directs des rayons cosmiques et des orages de protons grâce à, respectivement, un filtrage sur les motifs et un filtrage temporel. Restent donc à traiter les composantes (extra-)galactique et instrumentale (bruit électronique et fluorescence induite). Les événements fictifs du GATTI (section 7.3) sur les *MOS* sont repérés par un facteur de qualité particulier et sont donc facilement masqués lors de la phase de sélection des événements. Les mauvais pixels connus sont quant à eux masqués lors de la phase de transformation des ODF en PPSF d'après un inventaire régulièrement mis à jour dans les CCF ; d'autre part, les tâches de détection de sources (section 8.2.6) parviennent souvent à détecter les pixels chauds restant, qui peuvent donc être masqués à leur tour pendant cette étape.

Dans le cas de sources ponctuelles, il suffit d'estimer le fond dans une région du détecteur éloignée de la région d'extraction de la source, dépourvue de mauvais pixels et ayant les mêmes forme et dimensions (pour faciliter la normalisation), mais également au même angle *off-axis* (pour avoir les mêmes effets de vignettage et de fluorescence). Sur les *MOS* il convient également de choisir une zone à un azimuth voisin (pour avoir le même effet de transmission des *RGA*), ce qui réduit beaucoup les possibilités. Ce fond peut être ensuite soustrait, spectralement ou photométriquement, pour analyser le seul flux de la source.

Cependant, en ce qui concerne les sources étendues, comme les amas de galaxies, plusieurs problèmes se posent. La source pouvant occuper elle-même une fraction substantielle du champ de vue, les possibilités de choix d'une région d'extraction du fond sont plus restreintes, et se situent forcément à des angles *off-axis* différents de la source si cette dernière est centrée sur l'axe optique. Le fait de pondérer la liste d'événements pour corriger des effets de vignettage ne suffit pas, car le fond de fluorescence, bien qu'à dépendance spatiale, n'est pas vignetté (section 7.3). En effet, prenons un signal simplifié  $M$  résultant de l'observation d'une source étendue (à symétrie radiale)  $S$ , plongée dans un fond du ciel uniforme  $F$  et un fond instrumental uniforme  $I$ . Notons  $v$  l'effet de vignettage (radial). On a donc :

$$M = S \cdot v + F \cdot v + I \quad (8.7)$$

En inversant l'équation pour deux régions *in* et *ex* (respectivement : région interne englobant la source et région externe à la source), il vient :

$$\frac{M_{in}}{v_{in}} - \frac{M_{ex}}{v_{ex}} = \left( S + F + \frac{I}{v_{in}} \right) - \left( F + \frac{I}{v_{ex}} \right) = S + I \left( \frac{1}{v_{in}} - \frac{1}{v_{ex}} \right) \quad (8.8)$$

On constate donc que l'on a pas éliminé complètement le fond instrumental.

### 8.2.8 Bruit de fond : méthode des champs vides

Plus ou moins conjointement avec la mission *Chandra*, il a été proposé (Arnaud et al., 2001a) de constituer une observation de référence en compilant des données d'archive acquises sur des régions relativement vides du ciel, comme le trou de Lockman (section 7.2.4). Moyennant une sélection des événements (comme précédemment) et un masquage systématique des quelques sources ponctuelles détectées, ces données ne contiennent *a priori* que les composantes de fond recherchées : fond (extra-)galactique et instrumental. Comme ces données ont été acquises à différentes dates, le fait de les réunir permet de moyennner leurs fluctuations statistiques ; en outre, l'attitude du satellite et les coordonnées du centre de la zone pointée lors de ces observations étant chaque fois différentes, les sources ponctuelles ne se projettent pas toujours sur la même zone des détecteurs évitant ainsi de créer des "trous" après leur masquage, la durée d'intégration de chaque paquet de données (25 à 90 *ks* pour chacun des 8 paquets) permettant de négliger la variation de durée d'intégration totale (Lumb et al., 2002a) d'une zone de détecteur à une autre.

Cette compilation d'observations, ou "champ vide", a été utilisée à plusieurs reprises (Arnaud et al., 2001b,a; Pratt et al., 2001; Arnaud et al., 2002; Majerowicz et al., 2002) pour soustraire le fond dans le cas d'observations d'objets étendus. Le principe général est que l'on peut alors estimer indépendamment le fond dans une région détecteur identique à celle utilisée pour l'extraction de la source, conduisant donc aux mêmes effets instrumentaux. Il suffit ainsi de reprojeter (tâche `attcalc` du *XMMSSAS*) le champ vide sur les mêmes coordonnées célestes que celles des données d'observation de la source étudiée et d'extraire ensuite le fond du champ vide (*CV*) selon les mêmes critères d'extraction de la source des données principales. L'équation 8.8 devient alors :

$$\begin{aligned}
 &= \left( S + F_M + \frac{I_M}{v} \right) - n \left( F_{CV} + \frac{I_{CV}}{v} \right) \\
 &= S + (F_M - n F_{CV}) + \left( \frac{I_M - n I_{CV}}{v} \right)
 \end{aligned} \tag{8.9}$$

Le coefficient  $n$  a été introduit dans la méthode, car on a très vite remarqué un problème de normalisation de ce fond par rapport au fond apparent des données principales ; une synthèse en est faite dans Marty et al. (2002c) (*cf.* page 254, § 3.3). En résumé, plusieurs méthodes de normalisation de ce champ vide ont été essayées. La première utilise la normalisation des profils de brillance radiale ; les régions externes du champ de vue subissant le plus fort effet de vignettage, le poids appliqué aux événements s'y trouvant est donc plus grand que dans les régions internes, de sorte que le fond de fluorescence domine le reste du signal après correction du vignettage (équation 8.8) et que la normalisation soit avant tout une normalisation du niveau de fluorescence des régions externes. Une autre méthode consiste à normaliser le flux intégré dans tout le champ de vue (ou une fraction externe arbitraire) et dans une bande de hautes énergies (supérieure à 10 ou 12 *keV*), là où la réflectivité des miroirs devient négligeable et qu'à nouveau le signal soit dominé par le fond instrumental. Une dernière méthode (Marty et al., 2002c) consiste à normaliser le flux intégré dans les régions de détecteur hors du champ de vue (*cf.* page 248, Tab.2) qui ne contiennent par définition que du fond instrumental. Toutes ces méthodes de normalisation consistent donc à déterminer  $n$  tel que le dernier terme de l'équation (composante instrumentale) s'annule.

Cependant, si le niveau de fluorescence induit par l'environnement de hautes énergies (rayons cosmiques et protons solaires) semble varier légèrement (facteur de normalisation habituellement entre 0.8 et 1.2) d'une observation à l'autre, il n'y a pas de raison que le fond (extra-)galactique varie selon les mêmes proportions. Or il n'y a pas de raison non plus qu'il ne varie pas du tout puisque si l'on suppose l'origine de ce fond extragalactique uniforme (section 7.3), le facteur d'absorption dû à la colonne densité d'hydrogène galactique le long de

la ligne de visée varie donc d'un pointage à un autre ; d'autre part, si l'on suppose l'existence d'un fond galactique prenant source dans les régions centrales de la Voie Lactée (Sakano et al., 2002), ce fond dépendra également de l'angle de pointage du satellite par rapport à cette direction.

Ainsi, après une telle normalisation du champ vide, il peut parfois apparaître un résidu (principalement de basse énergie) entre le flux intégré sur toute la bande d'énergie dans une région externe des données principales et son homologue dans le champ vide. En plus des biais précédents, d'autres causes peuvent contribuer à expliquer ce résidu :

- les données constituant le champ vide ont bénéficié d'un temps d'intégration supérieur (parfois d'un facteur 2 à 3) à celui des données habituellement analysées, améliorant donc le rapport signal / bruit des sources ponctuelles (par un facteur  $\sqrt{2}$  à  $\sqrt{3}$ ) et permettant une détection statistique d'un plus grand nombre de sources dans le champ vide que dans les données principales ; en outre, le signal de la source étendue contribuera également à "noyer" celui des sources d'avant-plan ; d'où au final une sous-estimation du fond dans le champ vide, induisant une fraction de fond résiduelle après soustraction ;
- les données constituant le champ vide ont toutes été acquises avec la roue à filtre des caméras *EPIC* en position THIN (puisque le signal dans ces régions du ciel est principalement à basse énergie), alors que certains amas de galaxies sont observés avec le filtre MEDIUM à cause de la présence d'une étoile d'avant-plan très brillante et nécessitant un plus fort filtrage des grandes longueurs d'onde ; ceci a donc un effet contraire au précédent puisque le fond soustrait présentera le même niveau de fluorescence mais un niveau de fond astrophysique plus élevé à basse énergie, induisant donc une perte de signal de la source à basse énergie et ayant pour conséquence de dégrader la qualité d'un ajustement de modèle spectral ;
- enfin, les données constituant le champ vide pour la *pn* ont été acquises en mode *full frame* alors que la plupart des observations d'amas de galaxies se font en mode *extended full frame* (section 4.2), ce qui permet de réduire la contamination des OOTE sans risque d'empilement puisque ces sources présentent généralement un bas flux ; or on montre que le fond instrumental n'est pas le même dans ces deux modes (section 8.2.9).

Il est cependant difficile de conclure en l'absence d'étude quantitative, mais tout cela montre bien les précautions à prendre lors de l'interprétation d'un tel excès de flux à basse énergie, dont certains ont proposé qu'il puisse quand même avoir une origine astrophysique (Bonamente et al., 2001a,b; Nevalainen et al., 2002; Durret et al., 2002).

### 8.2.9 Bruit de fond : méthode des champs obscurs

L'équation 8.8 et les problèmes liés aux champs vides (section 8.2.8) montrent que la soustraction du fond serait plus facile si l'on avait un moyen de connaître le fond instrumental de façon indépendante des autres composantes du signal. Vers la fin 2001 (Marty et al., 2002c), j'ai donc entrepris d'étudier pour la première fois les données d'étalonnage en vol acquises en position CLOSED de la roue à filtres (*cf.* page 256, § 3.4) ; dans cette configuration, le signal mesuré doit justement ne contenir que les composantes instrumentales puisque les photons en provenance du ciel et la plupart des protons solaires sont bloqués par ce filtre<sup>1</sup>.

J'ai donc collecté toutes les données distribuées publiquement (VILSPA, web) et qui correspondent à ce mode d'observation (table 8.1). J'ai ensuite utilisé le début du *pipeline* d'analyse d'amas de galaxies sur lequel je travaillais (*cf.* section 8.3) pour réduire ces données. Une

---

<sup>1</sup>Une observation récente a toutefois montré que des photons d'énergie supérieure à 10 keV pouvaient traverser le filtre CLOSED ; mais les études de sources étendues, notamment les amas de galaxies, s'intéressent généralement aux photons de plus basses énergies que cela.

visualisation rapide m'a permis de sélectionner les meilleures données et j'ai ensuite procédé à leur compilation sur le même principe que les champs vides. Cette concaténation de listes d'événements, qui peut être réalisée grâce à la tâche `merge` du `XMMSSAS`, n'est cependant pas triviale, car cette tâche ne met pas à jour les descripteurs des en-têtes des nouveaux fichiers FITS produits (dates, durée d'intégration totale, identification des données, etc.) et il faut donc le faire manuellement sous peine de ne pas pouvoir les utiliser ultérieurement. Disposer d'un maximum de données compilées permet en effet de ne pas ajouter trop de bruit en soustrayant cette composante de fond (équation 8.21).

TAB. 8.1: Liste des données obscures d'après le carnet de bord des observations.

REV	OBS	EXP	CAM	MOD	SCHED	Commentaires
0020	0113360101	424	PN	FF	3600	(vieux format d'ODF)
0020	0113360101	425	PN	FF	3600	(vieux format d'ODF)
0020	0113360101	426	PN	FF	0	
0020	0113370101	424	PN	FF	0	
0020	0113370101	425	PN	FF	0	
0020	0113370101	426	PN	FF	0	
0023	0115800101	404	PN	FF	0	
0023	0115800101	417	PN	FF	0	
0025	0115900201	003	M1	FF	3594	
0025	0115900201	005	M2	FF	3594	
0025	0115900601	004	M1	FF	3594	
0025	0115900601	008	M2	FF	3594	
0025	0115900701	003	M1	FF	3594	
0025	0115900701	006	M2	FF	3594	
0030	0116710901	009	M1	FF	10794	
0030	0116710901	013	M2	FF	10794	
0031	0116890801	004	M1	FF	13994	
0031	0116890801	005	M2	FF	13994	
0033	0117710201	021	M2	FF	5194	
0033	0117710501	017	M1	FF	3594	
0035	0117730401	012	M1	FF	5394	
0036	0117890801	004	M2	FF	3894	
0036	0117910301	003	M1	FF	1694	
0037	0118300901	003	M1	FF	5394	
0038	0117900101	002	M2	FF	3594	
0039	0099640301	009	M1	FF	53994	
0039	0099640301	010	PN	FF	0	
0039	0099711101	009	M1	FF	52994	
0039	0099711101	011	PN	FF	0	
0040	0118700101	004	M2	FF	2594	
0040	0118700401	003	M1	FF	4994	
0041	0118900801	003	M1	FF	4894	
0041	0118900901	004	M2	FF	4994	
0046	0099300301	022	PN	FF	0	

...

...

REV	OBS	EXP	CAM	MOD	SCHED		Commentaires
0046	0099300401	003	M1	FF	5394		
0046	0099300401	005	PN	FF	0		
0047	0102581001	003	M2	FF	6294		
0048	0095011401	003	M2	FF	5394		
0048	0095011501	002	M1	FF	1994	*	
0049	0094810801	002	M1	FF	9294		
0050	0121300101	002	M2	FF	10294		
0050	0121301801	001	M1	FF	1294		
0055	0122310101	002	M2	FF	10394	*	
0055	0122310201	002	M2	FF	42794	*	
0055	0122310301	002	M1	FF	57194	*	
0055	0122310401	008	M1	FF	5894	*	
0058	0113890901	007	M2	FF	2994		
0059	0122320101	002	M2	FF	2994	#	
0059	0122320701	002	M1	FF	?	!	
0059	0122320701	003	PN	FF	0	+	(ODF corrompus)
0059	0122320801	003	PN	FF	0		
0059	0122320901	003	PN	FF	0	+	(ODF absents)
0059	0122321301	003	PN	FF	0	+	(ODF absents)
0072	0123720201	004	M2	FF	25994	*	
0072	0123720201	006	M1	FF	28494	*	
0075	0124300101	001	M1	FF	9594	*	
0081	0123701001	020	M1	FF	1694		
0081	0123920101	014	M2	FF	13994	*	
0084	0099280101	017	M2	FF	1994	#	
0084	0125110101	021	M1	FF	14394	+	(flare)
0087	0124930201	016	PN	SW	0	+	(ODF absents)
0090	0125910101	002	PN	FF	11000		(flare)
0122	0128720201	002	PN	FF	6800	+	(ODF absents)
0123	0128720401	001	PN	FF	3600		(flare)
0123	0128720501	001	PN	FF	16800	+	(ODF corrompus)
0124	0128720801	001	PN	FF	3100		(flare)
0124	0128720901	001	PN	FF	33400		(flare)
0124	0128721001	001	PN	FF	6300		(flare)
0125	0110011201	005	PN	FF	0		
0125	9999990115	004	M2	FF	?	!	(= OBS 0110010101)
0125	9999990115	005	PN	FF	0		(= OBS 0110010101)
0129	0109930201	005	PN	FF	2700	+	(flare)
0129	0129321301	002	PN	FF	7600	+	(ODF corrompus)
0184	0112270501	003	PN	LW	?	!	
0200	0109910101	002	M1	FF	?	!	
0201	0061140301	001	M1	FF	5294		
0201	0061140301	400	M2	FF	5294		
0203	9999990190	001	M2	FF	6724		(= OBS 0109980601)
0203	9999990190	002	M1	FF	6783		(= OBS 0109980601)

...

...

REV	OBS	EXP	CAM	MOD	SCHED		Commentaires
0230	0086360901	005	M1	FF	10044	#	
0230	0086360901	006	M2	FF	10044	#	
0240	0112971601	003	PN	FF	?	!	
0246	0094170301	001	M1	FF	?	!	
0246	0094170301	002	M2	FF	?	!	
0281	0094800301	001	M1	FF	9884	#	
0281	0094800301	002	M2	FF	9884	#	
0298	0108061501	001	M1	FF	8914		
0298	0108061501	002	M2	FF	8914		
0320	0109490701	003	M1	FF	6922	*	
0320	0109490701	004	M2	FF	6922	*	
0320	0109490701	005	PN	FF	4300	*	
0329	0112590201	003	M1	FF	4994	#	(no BPmask)
0329	0112590201	004	M2	FF	4994	#	(no BPmask)
0333	0112590401	003	M1	FF	6294	#	(no BPmask)
0333	0112590401	004	M2	FF	6294	#	(no BPmask)
0334	0111180501	002	M1	FF	?	!	
0339	0108860601	003	M1	FF	9122	+	(flare)
0339	0108860601	004	M2	FF	9122	+	(flare)
0339	0108860601	005	PN	FF	6500	*	
0345	0094530601	003	M1	FF	9394	#	(no BPmask)
0345	0094530601	004	M2	FF	9394	#	(no BPmask)
0351	0111180601	003	M1	FF	9422	+	(flare)
0351	0111180601	004	M2	FF	9422	+	(flare)
0351	0111180601	005	PN	FF	6800	+	(flare)
0355	0106660401	003	PN	EFF	30000	*	
0357	0113020401	003	M1	FF	8113	#	(no BPmask)
0357	0113020401	004	M2	FF	8113	#	(no BPmask)
0363	0112830701	003	M1	FF	8722	*	
0363	0112830701	004	M2	FF	8722	*	
0363	0112830701	005	PN	FF	6100	*	
0369	0103461701	002	M1	FF	4624	#	(no BPmask)
0369	0103461701	003	M2	FF	4624	#	(no BPmask)
0376	0071340601	003	M1	FF	3622	+	(flare)
0376	0071340601	004	M2	FF	3622	+	(flare)
0376	0071340601	005	PN	FF	1100	+	(flare)
0389	0057540401	002	M2	FF	2293	#	
0389	0057540401	003	M1	FF	0	#	
0389	0057540401	005	PN	FF	1346	#	
0393	0154150101	002	M1	FF	24022	#	
0393	0154150101	003	PN	FF	19946	#	
0393	0154150101	003	M2	FF	22761	#	
0396	0002970501	003	M1	FF	2913	#	(no BPmask)
0396	0002970501	004	M2	FF	2913	#	(no BPmask)
0404	0112430301	003	M1	FF	?	!	

...

...

REV	OBS	EXP	CAM	MOD	SCHED		Commentaires
0404	0112430301	004	M2	FF	?	!	
0408	0014740201	003	PN	LW	18901	#	
0408	0045940101	001	M1	FF	28688	#	
0408	0045940101	002	M2	FF	28681	#	
0408	0045940101	003	PN	SW	28085	#	
0408	0083150101	002	PN	SW	6340	#	
0408	0083150101	002	M2	FF	6151	#	
0408	0083150101	002	M1	FF	6308	#	
0409	0049560201	002	PN	EFF	19851	#	
0409	0049560201	002	M2	FF	21697	#	
0409	0049560201	002	M1	FF	21709	#	
0409	0112450201	002	PN	BU	25724	#	
0409	0112450201	002	M1	FF	26351	#	
0409	0112450201	002	M2	FF	26354	#	
0409	0135950101	001	PN	FF	25498	#	(= OBS 9040900006)
0409	0135950101	002	M1	FF	18795		
0409	0135950101	003	M2	FF	18801		
0412	0154550201	003	M1	FF	?	!	
0412	0154550201	004	M2	FF	?	!	
0425	0103262001	003	M1	FF	?	!	
0425	0103262001	004	M2	FF	?	!	
0429	0059750101	002	M1	FF	?	!	
0433	0044350401	003	M1	FF	?	!	
0433	0044350401	004	M2	FF	?	!	
0434	0094411001	002	M1	FF	?	!	
0444	0103660401	003	M1	FF	?	!	
0444	0103660401	004	M2	FF	?	!	
0454	0111971501	003	M1	FF	?	!	
0454	0111971501	004	M2	FF	?	!	
0454	0111971501	005	PN	FF	?	!	
0462	0125910201	007	M1	FF	?	!	
0462	0125910201	008	M2	FF	?	!	
0462	0134521601	003	M1	FF	?	!	
0462	0134521601	004	M2	FF	?	!	
0462	0134521601	005	PN	FF	?	!	
0503	0125910901	014	PN	TI	?	!	
0508	0028540701	003	M1	FF	?	!	
0508	0028540701	003	M2	FF	?	!	
0517	0134720401	005	PN	EFF	?	!	

+ données publiquement distribuées (VILSPA, web) ayant été analysées lors de cette première compilation de champs obscurs;

\* données publiquement distribuées (VILSPA, web) ayant été analysées et effectivement compilées (un commentaire explique généralement pourquoi les autres ne l'ont pas été);

# données publiquement distribuées (VILSPA, web) restant à analyser pour une future compilation;

! données de champs obscurs indiquées par la *XMM-Newton Science Archive* mais non confirmées par les carnets de bord (à investiguer);

les autres données, non marquées, ne sont *a priori* pas publiques pour l'instant.

L'utilisation de ces données de champs obscurs n'est évidemment pas directe : les événements de fluorescence restent des mesures soumises aux lois statistiques, et disposer d'une réalisation particulière ne permet pas de repérer leurs homologues dans une

autre réalisation. On ne peut donc pas supprimer le fond instrumental directement de la liste d'événements principale, puis ensuite appliquer des poids uniquement sur les "bons" événements afin de corriger du vignettage et enfin seulement extraire l'image ou le spectre. Comme avec les champs vides, on extrait d'abord des champs obscurs ( $CO$ ) une image ou un spectre selon les mêmes critères et poids que ceux appliqués aux données principales, et ce sont ces images ou spectres que l'on soustraira entre eux. L'équation 8.8 devient cette fois :

$$\frac{M}{v} - n \frac{CO}{v} = \left( S + F_M + \frac{I_M}{v} \right) - n \left( \frac{I_{CO}}{v} \right) = S + F_M + \left( \frac{I_M - n I_{CO}}{v} \right) \quad (8.10)$$

En normalisant le champ obscur (voir section 8.2.8) de telle façon que le dernier terme s'annule, il ne reste plus que la composante du fond astrophysique. Dans le cas idéal, lorsque des modèles de ce fond seront fiables, cette composante sera triviale à éliminer. En attendant, plusieurs méthodes restent possibles pour la soustraire. Si la source principale laisse libre une partie du champ de vue, on peut appliquer l'équation 8.10 à deux régions, *in* et *ex* définies à l'identique dans les données principales comme dans le champ obscur et obtenir :

$$\begin{aligned} & \left( \frac{M_{in}}{v_{in}} - n \frac{CO_{in}}{v_{in}} \right) - \left( \frac{M_{ex}}{v_{ex}} - n \frac{CO_{ex}}{v_{ex}} \right) \\ = & \left( S + F_M + \frac{I_M - n I_{CO}}{v_{in}} \right) - \left( F_M + \frac{I_M - n I_{CO}}{v_{ex}} \right) \\ = & S \end{aligned} \quad (8.11)$$

Dans le cas où l'on ne peut / souhaite pas utiliser une région externe pour estimer le fond astrophysique, on peut utiliser les champs obscurs pour soustraire la composante instrumentale des données principales ainsi que des champs vides, puis soustraire ces dernières entre elles afin d'éliminer la composante de fond astrophysique. Cette fois trois normalisations seront nécessaires :

$$\left( \frac{M}{v} - n_1 \frac{CO}{v} \right) - n_3 \left( \frac{CV}{v} - n_2 \frac{CO}{v} \right) = S \quad (8.12)$$

Ces données de champs obscurs semblent donc prometteuses. Il est toutefois nécessaire de continuer cet effort de compilation, d'une part pour atteindre des durées d'intégration totales équivalentes à celles obtenues pour les champs vides de sorte à minimiser le bruit introduit lors de leur utilisation, d'autre part pour investiguer d'éventuelles variations lentes (diminution du taux de comptage moyen en deçà de 5 keV corrélé avec la décroissance du niveau de radioactivité de la source de calibration interne) qui nécessiteraient de réaliser ces observations obscures plus souvent et des compilations indépendantes de champs obscurs pour différentes périodes de la mission *XMM-Newton*. En outre, si les données obscures pour la *pn* paraissaient invariantes entre le mode *full frame* et le mode *extended full frame*, ce dernier présente en réalité un flux plus faible aux basses énergies, précisément à cause de leur taux plus faible d'OOTE, empêchant de cumuler ensemble ces deux types de données (figure 8.4). Il est d'ailleurs probable, si ces données obscures trouvent une utilité pour d'autres types d'observations, qu'il faille produire également des champs obscurs pour tous les modes de fonctionnement de chaque caméra.

Aucune variation significative n'a été observée (De Luca & Marty, 2002) sur les données analysées (table 8.1), qui s'étalent sur presque 2 ans. Certaines observations obscures présentent toutefois un taux de comptage moyen plus élevé que les autres, probablement corrélé avec un orage de protons solaires (comme on peut le vérifier lorsqu'une autre caméra opère simultanément avec un filtre autre que CLOSED). Dans ces cas, seul le continuum spectral semble augmenter mais pas la hauteur des raies de fluorescence (De Luca & Marty, 2002), ce qui semblerait indiquer que la fluorescence est engendrée principalement par les radiations de la source d'étalonnage interne de  $Fe^{55}$  et/ou les rayons cosmiques (ou les rayons- $\gamma$  secondaires associés) et pas par les protons, mais qu'une fraction de ces derniers parvient par



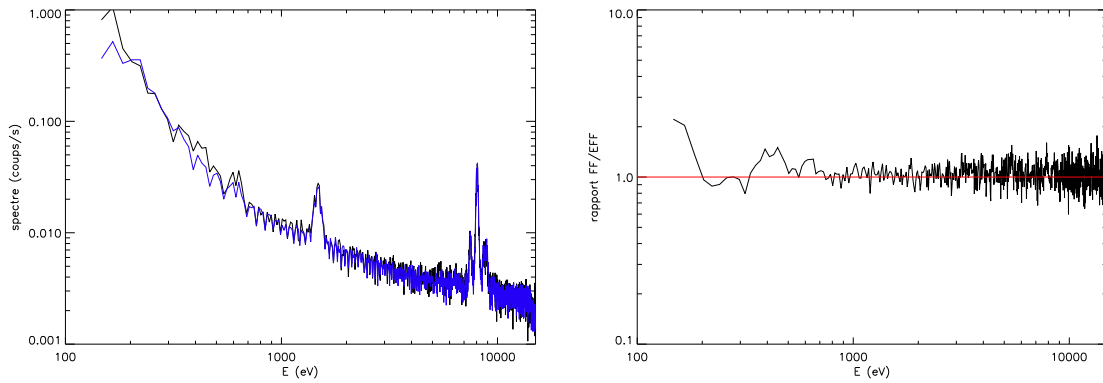


FIG. 8.4: Gauche : comparaison des spectres du champ obscur de la *pn* en mode *full frame* (noir) et *extended full frame* (bleu). Droite : rapport des spectres.

contre à engendrer un fond secondaire traversant, même dans filtre le plus épais (position CLOSED).

Ces compilations de champs obscurs sont distribuées publiquement (<ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Closed>), et seront maintenues plus facilement à l'avenir grâce à la distribution des données brutes dorénavant réalisée par le site internet officiel (VILSPA, web) et la possibilité de les traiter automatiquement.

### 8.2.10 Exemples d'application des poids et champs obscurs

Grâce aux méthodes des poids généralisés et de la soustraction du fond instrumental par les champs obscurs que j'ai développées, je me suis intéressé à la vérification de la transmission des réseaux *RGA* (jusque là étalonnés uniquement de façon théorique) et du filtre THICK (non étalonné au sol).

#### Transmission des réseaux

J'ai extrait un spectre des événements pondérés par tous les paramètres de la FTT, à l'exception du *RGA*, pour les *MOS* et la *pn*, dans le cas d'une observation d'un amas de galaxies (Abell 209) et des champs obscurs. J'ai soustrait le fond instrumental afin de ne garder que les photons d'origine céleste, puis divisé le spectre de chaque *MOS* (équipées du *RGA*) par celui de la *pn* (non équipée du *RGA*) : le résultat représente donc en principe la transmission du *RGA*. Les poids généralisés étaient nécessaires dans ce cas, puisqu'il fallait corriger du vignettage (les centres optiques ne se projettent pas aux mêmes coordonnées célestes pour chaque caméra) mais aussi de la surface efficace (les caméras n'ont pas le même rendement quantique). On observe, malgré la mauvaise qualité du graphe qui nécessiterait plus de temps d'intégration, que la transmission ainsi mesurée semble plus grande que la transmission prédite théoriquement (figure 8.5).

De la même façon, en extrayant des images dont je réalise des profils radiaux (figure 8.6), on observe le même genre de résultat, plus difficile à interpréter cependant puisque la dépendance azimuthale de la transmission a été complètement intégrée à chaque valeur du rayon. En sommant cette image dans des secteurs (figure 8.7), on obtient la transmission azimuthale.

Si une telle sous-estimation de la transmission du dispositif à réseaux était confirmée, cela impliquerait donc une sous-estimation du rendement global des *MOS* occasionnant une surestimation du flux incident sur ces deux télescopes. En outre, cette surestimation de flux

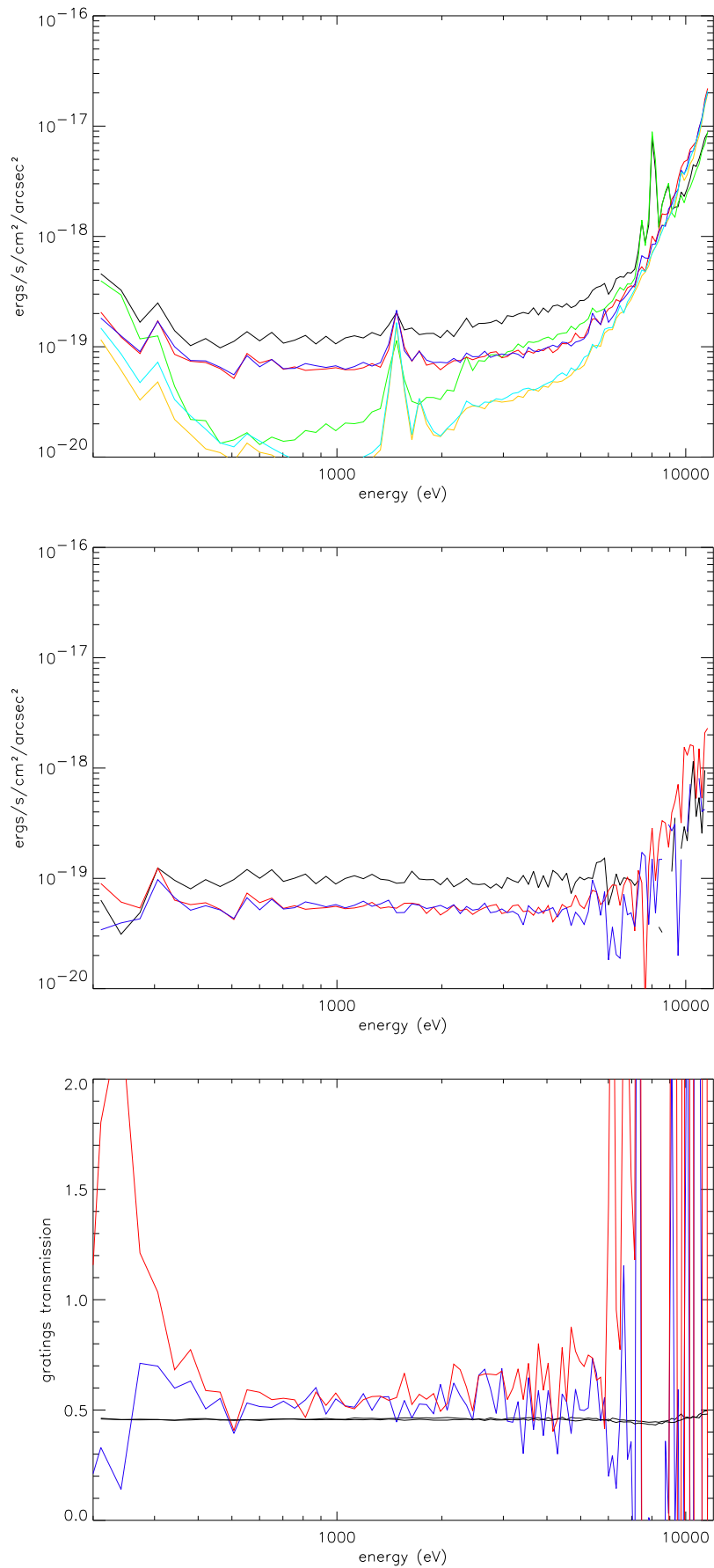


FIG. 8.5: Mesure de la transmission des RGA en fonction de l'énergie (bas), grâce à des spectres pondérés (haut) et nettoyés de leur fond instrumental (centre). Noir : pn; Bleu : MOS2; Rouge : MOS1; Vert : pn obscure; Cyan : MOS2 obscure; Orange : MOS1 obscure; Gris : RGA théorique moyen sur le champ de vue.

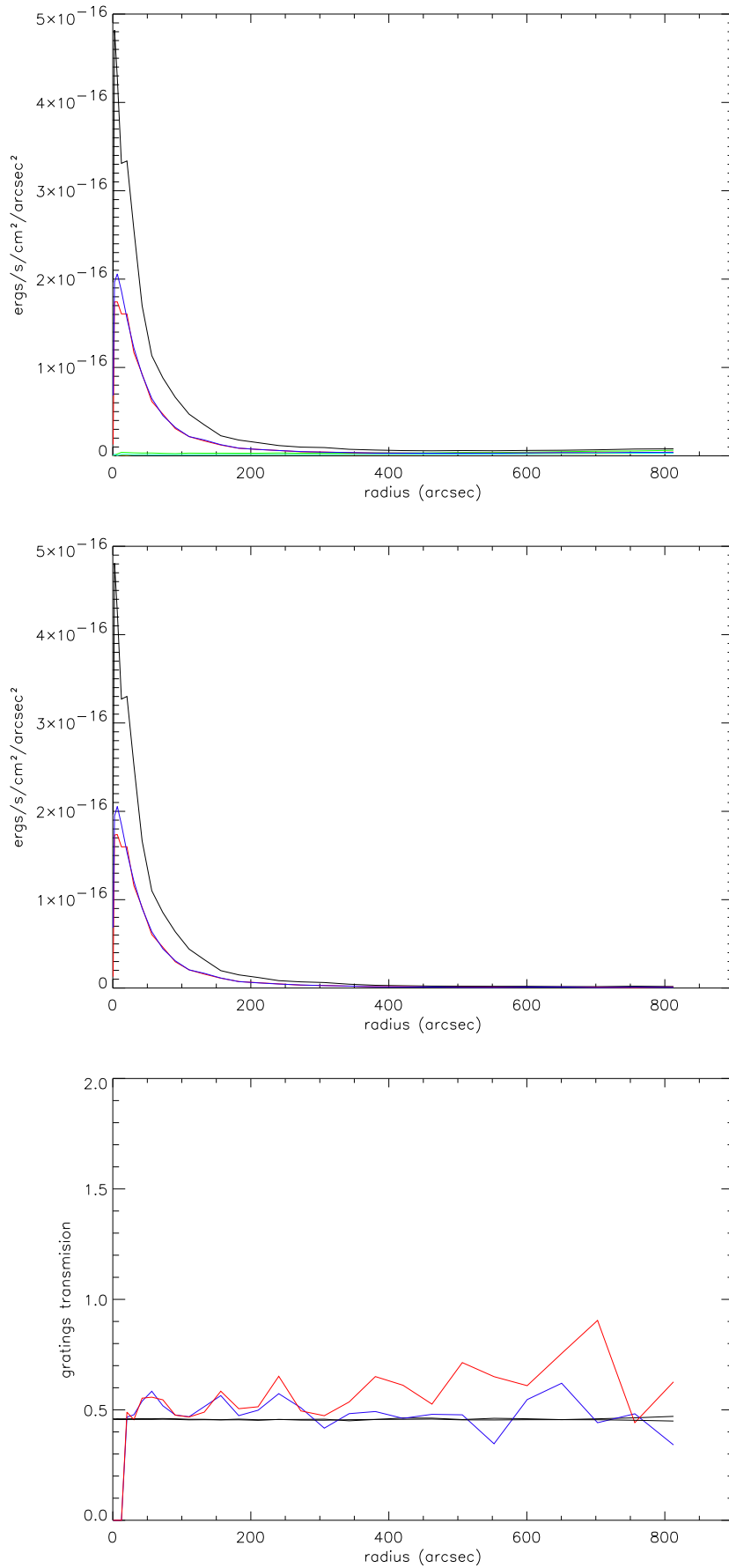


FIG. 8.6: Mesure de la transmission des RGA en fonction de l'angle *off-axis* (bas), grâce à des profils pondérés (haut) et nettoyés de leur fond instrumental (centre). Noir : pn; Bleu : MOS2; Rouge : MOS1; Vert : pn obscure; Cyan : MOS2 obscure; Orange : MOS1 obscure; Gris : RGA théorique moyen sur le champ de vue.

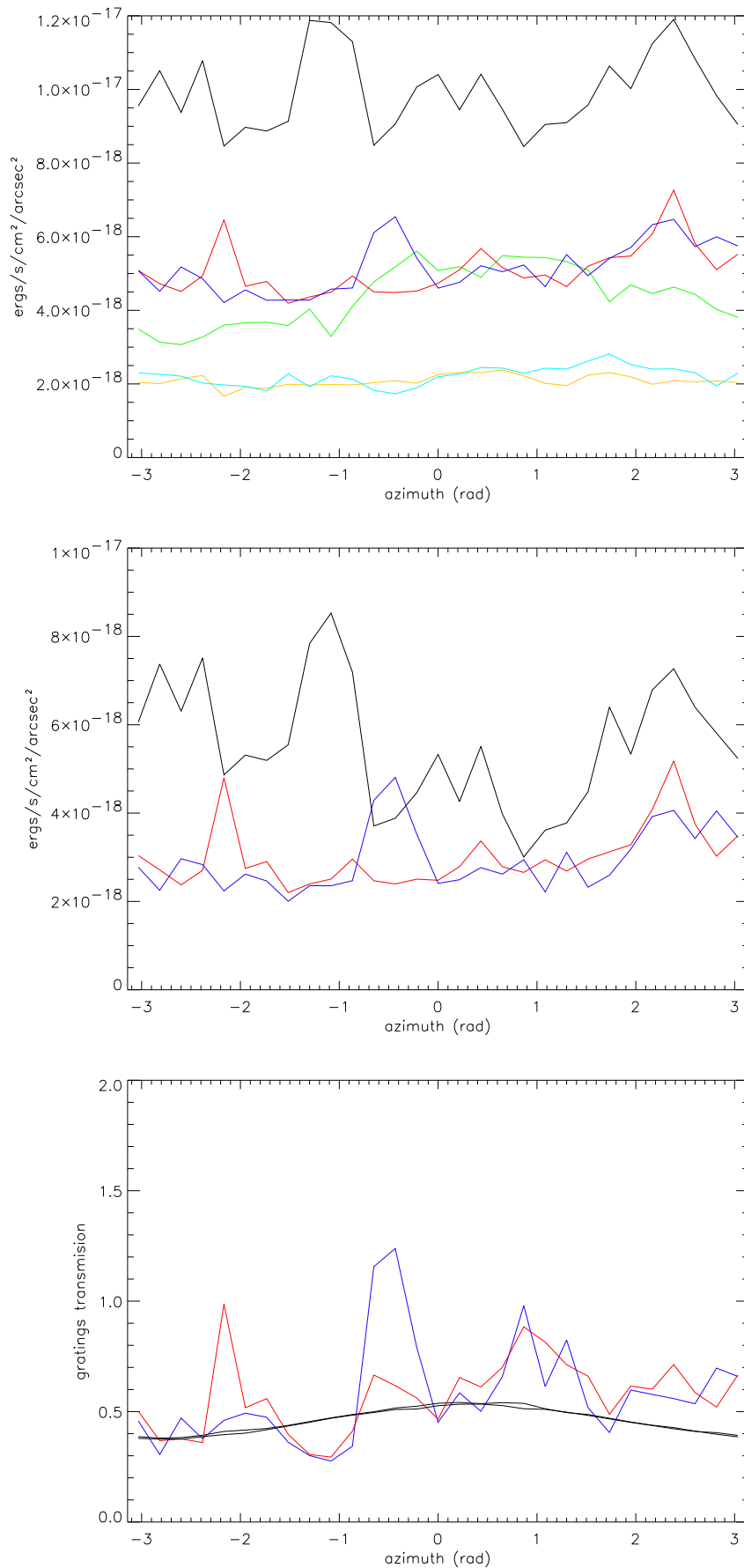


FIG. 8.7: Mesure de la transmission des RGA en fonction de l'azimuth (bas), grâce à des secteurs pondérés (haut) et nettoyés de leur fond instrumental (centre). Noir : pn; Bleu : MOS2; Rouge : MOS1; Vert : pn obscure; Cyan : MOS2 obscure; Orange : MOS1 obscure; Gris : RGA théorique moyen sur le champ de vue.

apparaissant surtout aux basses énergies, cela se traduirait par une convergence des ajustements de modèles spectraux vers des températures plus basses (section 8.3.6, section 9.2.2).

### Transmission du filtre THICK

J'ai utilisé une observation publique du "trou de Lockman" (REV 0070) pour laquelle *MOS1* et *pn* ont opéré avec le filtre THIN1 et *MOS2* avec le filtre THICK. En pondérant les événements de tous les paramètres, sauf de la transmission du filtre pour *MOS2*, j'ai appliqué la même méthode que précédemment mais en divisant cette fois le spectre de *MOS2* par ceux de *MOS1* et *pn*. Au-delà de 1.5 keV le rapport signal / bruit est trop mauvais pour pouvoir interpréter le résultat. Mais à basse énergie on constate que la transmission déduite du rapport des deux *MOS* (rouge) est inférieure à la transmission actuellement programmée dans les CCF (figure 8.8), conformément à ce que l'on attend puisque les nouveaux filtres THICK sont plus épais que ceux étalonnés au sol. La bonne correspondance entre les courbes des CCF et du rapport *MOS2* à *pn* (bleu) semble purement fortuite, car elle résulte probablement de la compensation pour *MOS2* de la transmission plus faible du filtre THICK par celle plus grande du *RGA*, de sorte à retrouver une transmission globale fortuitement égale au modèle des CCF, qui est utilisé pour pondérer les événements et comparer aux données *pn*.

#### 8.2.11 Bruit de fond : le cas des OOTE

Ces événements parasites, qui apparaissent sur la *pn* comme le résultat de photons interagissant sur le plan focal pendant le temps mort dédié à la lecture des pixels (section 4.2), sont généralement ignorés dans le cas de sources étendues, puisque leur flux étant dilué la distribution des OOTE l'est aussi et les probabilités de les différencier du reste du bruit sont plus faibles. D'autre part, pour ces sources à faible flux, on utilise souvent le mode *extended full frame* qui augmente la durée d'intégration d'un cycle de lecture de sorte à diminuer l'importance relative de la période de temps mort et du même coup les proportions d'OOTE par rapport au nombre total d'événements.

Cependant, dans le but d'une analyse la plus propre possible, le *XMMSAS* est capable, depuis sa v5.2, de générer une liste d'événements simulant les OOTE pour la *pn*, grâce à un appel supplémentaire à *epchain* avec certaines options activées. Cette liste d'OOTE est produite à partir de la liste d'événements nominale, où chaque événement est aléatoirement déplacé le long de sa colonne, comme s'il avait eu lieu pendant un temps mort. Cette liste est donc une simulation des OOTE auxquels on doit s'attendre sur le champ de vue considéré après un temps mort égal à la durée d'observation. Il suffit donc de renormaliser cette liste d'OOTE à la durée totale des temps morts réels (entre 2 et 7% du temps d'observation selon le mode d'opération de la *pn*; cf. section 4.2). On peut alors utiliser cette simulation de la même façon que les champs vides et obscurs, en sélectionnant et pondérant les événements selon les mêmes critères que les données principales, puis en extrayant une image ou un spectre dans la même région d'intérêt que l'on soustraira à l'image ou au spectre original. Indépendamment de la méthode choisie pour soustraire le fond (champs vides ou obscurs, anneaux extérieurs, etc.), une telle correction des OOTE ne pourra qu'améliorer les résultats d'observation de la *pn*, surtout en mode *full frame* (le plus contaminé).

#### 8.2.12 Bruit de fond : méthode de la double soustraction

En parallèle de la méthode des champs obscurs, une autre méthode de soustraction correcte du fond instrumental a été développée en n'utilisant que les champs vides (Neumann & Ferrando, 2002) : la double soustraction. Cette méthode découle naturellement

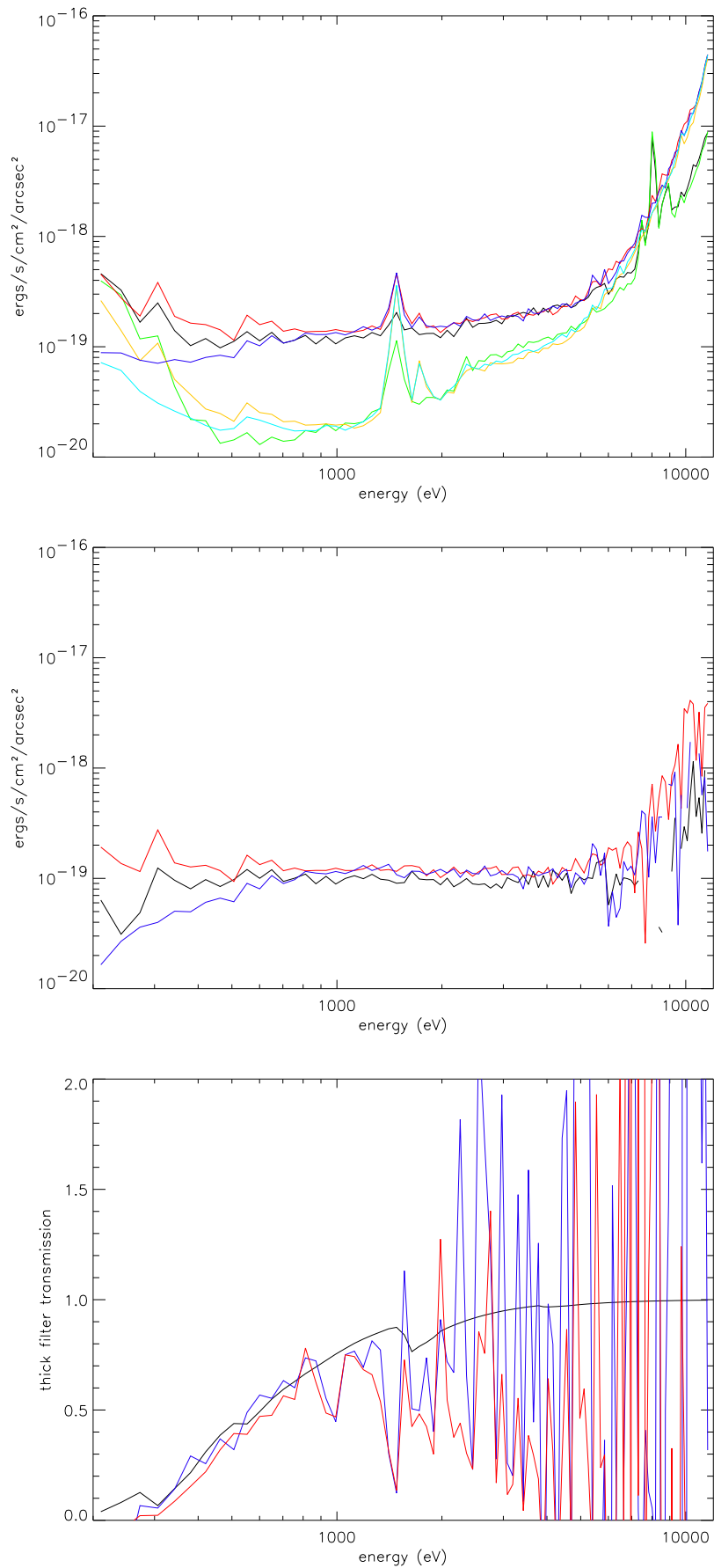


FIG. 8.8: Mesure de la transmission du filtre THICK en fonction de l'énergie (bas), grâce à des spectres pondérés (haut) et nettoyés de leur fond instrumental (centre). Noir : pn; Bleu : MOS2; Rouge : MOS1; Vert : pn obscure; Cyan : MOS2 obscure; Orange : MOS1 obscure; Gris : transmission THICK actuellement dans les CCF.

de l'équation 8.9 que l'on peut appliquer à deux régions, *in* et *ex* (cf. équation 8.10 et équation 8.11). On obtient alors :

$$\begin{aligned}
 & \left( \frac{M_{in}}{v_{in}} - n \frac{CV_{in}}{v_{in}} \right) - \left( \frac{M_{ex}}{v_{ex}} - n \frac{CV_{ex}}{v_{ex}} \right) \\
 = & \left( S + F_M - n F_{CV} + \frac{I_{M-n} I_{CV}}{v_{in}} \right) - \left( F_M - n F_{CV} + \frac{I_{M-n} I_{CV}}{v_{ex}} \right) \\
 = & S
 \end{aligned} \tag{8.13}$$

Il suffit de calculer  $n$  comme précédemment tel que la composante instrumentale s'annule. Cette méthode fonctionne à présent même lorsque les données principales n'ont pas été acquises avec le même filtre, puisque le champ vide ne sert ici en fait qu'à soustraire la composante instrumentale, la soustraction du fond astrophysique se faisant grâce à la région externe des données principales. Toutefois, cette méthode n'est valable que si une région externe est définissable sur le champ de vue (c'est-à-dire si la source étendue n'occupe pas tout le champ de vue). D'autre part, elle introduit davantage de bruit que la méthode des champs obscurs du fait de la composante astrophysique du champ vide que l'on ajoute (région externe) et que l'on re-soustrait (région interne), car si le signal se soustrait, les bruits s'ajoutent ; d'autant plus que cette composante peut comporter des sources ponctuelles qui ont été plus ou moins bien masquées à l'origine, d'où une estimation du fond astrophysique légèrement différente entre les régions internes et externes du champ vide et donc soustraction imparfaite. Enfin, lorsqu'un modèle de fond (extra-)galactique sera disponible, il sera plus facile de manipuler les champs obscurs que les champs vides, puisque ces derniers comportent plus d'événements et occupent donc plus d'espace mémoire à temps d'intégration (donc rapport signal / bruit) égal.

### 8.3 Vers une chaîne d'analyse automatique

Ayant rapidement senti l'avantage de disposer d'une chaîne automatique de traitement qui permettrait de gagner du temps dans l'analyse de données massives (la même procédure développée pour une première source analysée peut être appliquée à l'identique sur toutes les sources suivantes dans une analyse comparée d'un catalogue), j'ai systématiquement intégré tout nouveau développement des procédures d'analyse dans un contexte de "scripts". Le *XMMSAS* aussi bien qu'*IDL* possèdent en effet cette capacité d'exécuter des séquences pré-écrites d'instructions. La quantité d'options (dont les valeurs par défaut ne sont pas toujours évidentes) associés à la syntaxe des tâches *XMMSAS* est d'ailleurs telle qu'il est quasiment impossible, même pour une analyse rapide et interactive, d'entrer les commandes manuellement au clavier ; il est plus commode de "copier-coller" des instructions pré-écrites dans un script.

Au début, quelques scripts regroupaient une demi-douzaine d'instructions chacun, permettant d'effectuer des opérations courantes : filtrer temporellement les orages de protons, extraire une image ou un spectre, *etc.* Puis ces scripts se sont petit à petit regroupés pour former une procédure automatique d'analyse de données d'observations d'amas de galaxies. Elle s'est progressivement enrichie pour traiter certains cas particuliers, pour effectuer conjointement le travail sur les trois caméras (ce qui ne requiert pratiquement que de changer seulement le nom des fichiers d'entrée et de sortie...), et même résoudre des problèmes d'incompatibilité entre certaines tâches (par exemple, les listes de sources détectées par *ewavelet* ne sont pas compatibles avec le format d'entrée des régions de sélection dans *evselect*...), jusqu'à parvenir aux limites du *XMMSAS* (*e.g.* le problème de la pondération des événements). C'est alors qu'un *pipeline* écrit dans l'environnement *IDL* prend le relais. Enfin, ce n'est que tout récemment (été 2002) que j'ai pu connecter ensemble ces *pipelines* (y compris les scripts d'analyse des spectres sous environnement *XSPEC*; section 8.3.6) afin de réaliser une

étude comparative d'un échantillon d'une dizaine d'amas de galaxies (section 9). Le principe général de cette procédure d'analyse de données à présent complètement automatique (ou *XMM-Newton Automatic Data Analysis Pipeline* ou XADAP) est schématisé par la figure 8.9 et est décrit dans les sections qui suivent.

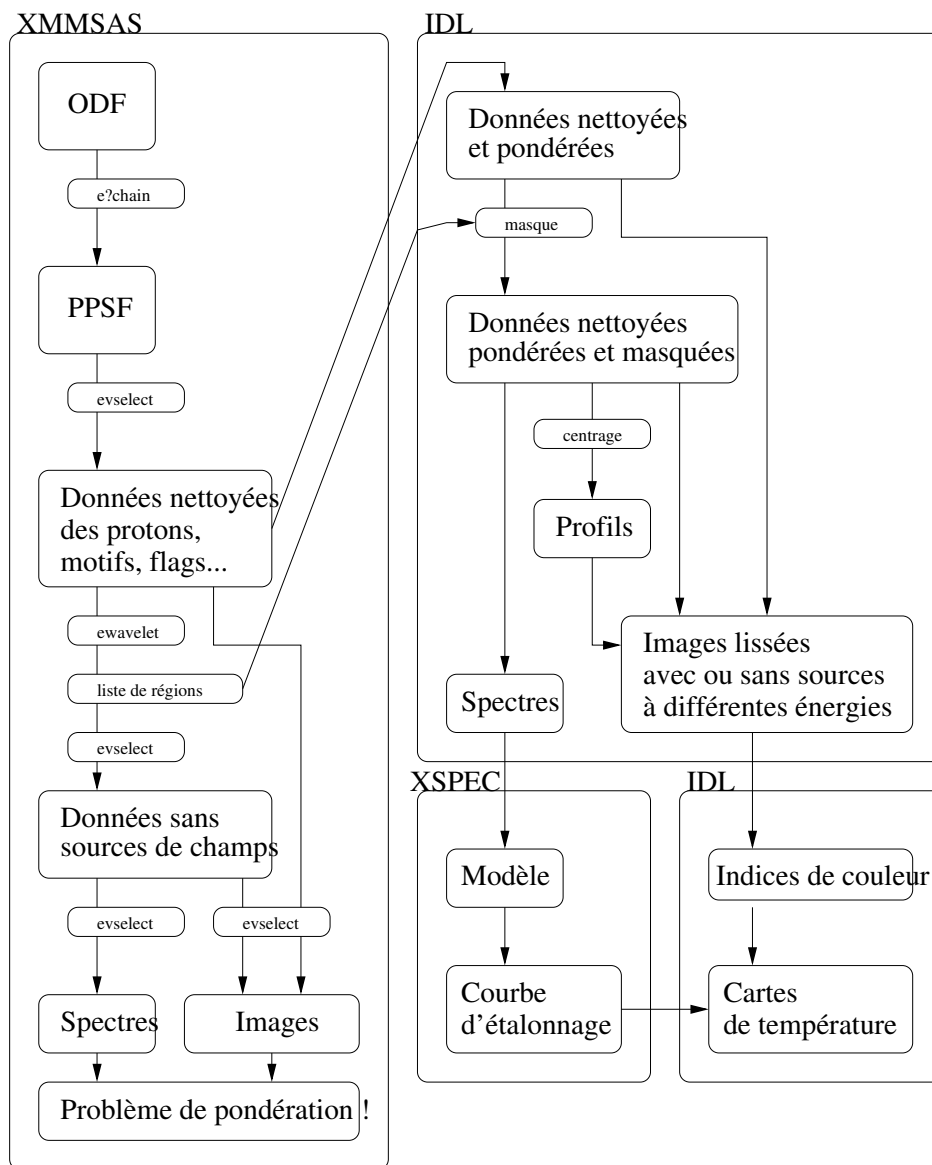


FIG. 8.9: Schéma de la procédure d'analyse de données automatique d'observation d'amas de galaxies (XADAP).

Actuellement, la partie sous environnement *XMMSAS* ne sert plus qu'à effectuer les filtres préliminaires des listes d'événements, y compris la détection de sources ponctuelles ; ces étapes pourraient être tout aussi bien réalisées sous environnement *IDL*, mais j'ai conservé cette partie *XMMSAS* ainsi que les procédures d'imagerie et de spectroscopie pourtant actuellement réalisées sous *IDL*, dans l'optique d'un futur codage complet des poids généralisés qui permettrait de limiter l'utilisation d'*IDL* et de ne travailler qu'avec le *XMMSAS* qui reste de toutes façons indispensable pour une prise en charge aisée des données brutes (ODF).

### 8.3.1 Préliminaire technologique

Un premier critère général de choix matériel pour réaliser ce genre de travail est la mémoire vive de l'ordinateur utilisé. Les listes d'événements étant des objets assez lourds de



ce point de vue, et ayant parfois besoin de plusieurs listes simultanément (données principales, champs vides et/ou obscurs . . .), disposer d'environ 1.5 *Go* de mémoire vive n'est pas un luxe (mais n'est pas obligatoire non plus), car cela permet d'y stocker toutes les données pendant toute la durée de l'analyse et ainsi limiter les cycles de lecture-écriture sur disque dur,  $10^3$  à  $10^6$  fois moins rapides que les accès en mémoire vive. A noter qu'à l'heure actuelle, l'environnement *IDL* ne peut pas utiliser plus de 1.5 *Go* de mémoire vive par session de travail. L'environnement *XMMSAS* ne présente quant à lui pas vraiment de limite, mais peut être configuré pour limiter son usage mémoire lorsqu'opéré sur une station de travail déjà fortement sollicité par ailleurs.

Parallèlement, l'ordre de grandeur du volume de données envoyées par le consortium *XMM-Newton* à l'issue d'une observation est typiquement d'un CDROM ( $\simeq 500$  *Mo*), tandis que le volume de données générées à l'issue d'une procédure d'analyse, incluant de multiples graphiques et images, peut avoisiner 1 *Go*. Disposer d'un disque dur d'une capacité d'une centaine de gigaoctets est donc souhaitable si l'on souhaite pouvoir y stocker quelques dizaines d'observations et les analyser. Une technologie d'accès rapide (*ultra-ATA* ou *SCSI*) est donc également souhaitable.

En ce qui concerne les temps de calcul, voici les ordres de grandeurs obtenus avec un processeur *Intel PIII* cadencé à 800 *Mhz* et équipé de 1.5 *Go* de mémoire vive et de deux disques durs *ultra-ATA* de 120 *Go* chacun (configuration typique des années 2000) :

- 45 *min* pour une phase de réduction des ODF en PPSF (environnement *XMMSAS* trois caméras *EPIC* seulement) ;
- 1 h 45 *min* pour une phase de filtrage des événements, détection et masquage des sources ponctuelles, extraction d'images et de spectres (environnement *XMMSAS* trois caméras *EPIC*) ;
- 7 h pour la pondération des listes d'événements, la reprojexion des images sur le ciel, l'analyse de profils radiaux avec ajustement d'un modèle de brillance, l'analyse de spectres en anneaux successifs pour obtenir un profil spectral de la source, la production d'une carte de température et de divers autres graphiques (environnements *IDL* et *XSPEC*, trois caméras *EPIC*).

Il est à noter toutefois qu'au début de la conception de XADAP, les tâches *arfgen* et *rmfgen* destinées à produire les matrices de réponse à utiliser pour toute analyse spectrale (*e.g.* dans *XSPEC*) ne fonctionnaient pas correctement et que des matrices standard étaient fournies par le consortium. L'ajout de ces deux tâches dans la procédure peut faire doubler la durée de la phase sous environnement *XMMSAS*, selon la précision d'interpolation souhaitée pour les matrices. Les nouvelles technologies disponibles actuellement (processeurs à plus de 2 *GHz*, bus mémoire encore plus rapide également, *etc.*) permettent d'envisager de pouvoir traiter au moins 4 amas de galaxies par jour (contre seulement 3 *maximum* dans la configuration décrite précédemment). Ces performances doivent pouvoir être même encore accrues en utilisant une "grappe de PC" : principe du "calcul distribué" où un parc d'ordinateurs en réseau partagent leurs capacités de calcul et de stockage et permettent de "paralléliser" le calcul si l'algorithme s'y prête ; or justement, le fait d'analyser simultanément des données issues de caméras indépendantes, voire d'observations différentes, est hautement "parallélisable". Un tel niveau de performance pourrait être appréciable dans le cas d'une procédure de détection automatique de nouvelles sources dans un maximum d'observations possible (afin d'augmenter le volume de nos catalogue d'objets connus, dans le cadre des observatoires virtuels par exemple), ou dans le cas d'une analyse systématique d'un grand nombre d'observations (compilation des champs vides et obscurs, étude statistique des orages de protons, *etc.*).

### 8.3.2 Démarrage

Un petit script d'initialisation doit être mis à jour avant de démarrer XADAP. Ce script indique les répertoires de travail par défaut et permet de donner une valeur de départ à certaines variables d'environnement, notamment un identificateur pour la source à analyser et le numéro des ODF correspondant. C'est la seule étape manuelle du processus, qui peut être assimilée à la saisie d'une nouvelle entrée dans une base de donnée. D'ailleurs, le format imposé de ce script d'initialisation (fichier ASCII) permet d'exécuter des recherches rapides sur le disque dur lorsqu'on souhaite savoir quelles données sont disponibles.

Ensuite, une première routine permet de passer en revue les listes d'événements correspondant à une observation afin de calculer les poids relatifs à chaque composante de la FTT pour chaque événement. Cette étape permet aussi de calculer le facteur de normalisation du champ obscur associé aux données principales en se basant sur le flux total intégré dans les zones de détecteur hors du champ de vue et dans toute la bande d'énergie sélectionnée à l'origine avec le *XMMSAS*.

### 8.3.3 Imagerie : centrage

Un premier problème à résoudre avant toute autre opération est de trouver le centre de la source étudiée. C'est d'autant plus important dans le cas d'une source étendue, comme un amas de galaxies, pour lequel on souhaite réaliser une analyse de profil de brillance en supposant une symétrie radiale. Mais cela n'est pas sans intérêt dans le cas général d'une source qui n'est pas forcément centrée sur le champ de vue, lorsqu'on souhaite sélectionner une région centrée sur cette source.

Une tâche du *XMMSAS* (*radial*) permettait de construire un profil radial à partir d'une image. L'option par défaut consistait à lui fournir les coordonnées du centre du profil, mais une autre option permettait à l'utilisateur de laisser la tâche choisir elle-même le meilleur centre, dont les coordonnées étaient par la suite retournées. L'algorithme utilisé était tout simplement basé sur le barycentre de l'intensité des pixels. C'est bien sûr un inconvénient lorsque la source étudiée a une structure asymétrique et/ou lorsque des sources de champ brillantes et excentrées ont été mal masquées. D'autre part, cette tâche a été abandonnée à partir du *XMMSAS* v.5.3 à cause d'incompatibilité de format de fichiers d'entrée et de sortie avec d'autres tâches du *XMMSAS*.

J'ai donc développé spécifiquement un algorithme de centrage. Le principe est de réaliser un histogramme de l'ascension droite des événements pondérés (pour corriger du vignettage et des différences de temps d'intégration), que l'on divise par un histogramme de l'ascension droite des pixels non nuls d'une carte d'exposition (pour corriger les effets de la forme du détecteur, des gaps entre CCD et pixels morts). On réalise le même histogramme pondéré et normalisé pour le champ obscur, afin de soustraire au résultat précédent le fond instrumental. Il ne reste plus qu'à ajuster une gaussienne sur le tracé obtenu, l'ascension droite du centre de la source devant correspondre à celle du centre de la gaussienne. On répète ensuite le même algorithme de projection et d'ajustement gaussien sur la coordonnée de déclinaison. Le choix d'une gaussienne est ici purement arbitraire; le but étant simplement d'ajuster un contour continu sur un tracé qui peut être bruité et/ou fortement pixellisé. Dans le cas d'une source multiple et/ou de présence de sources de champ mal masquées, l'algorithme d'ajustement se centrera naturellement sur la plus brillante. Des graphiques de contrôle visuel sont donc produits de façon à permettre d'interrompre manuellement le reste de la procédure si l'étape préliminaire de centrage se passe mal.

En dernier ressort, la possibilité est laissée à l'utilisateur de forcer manuellement les coordonnées du centre de la source dans le script de démarrage. Ceci permet d'aider la procédure de centrage à converger sur la bonne source, voire de la court-circuiter purement

et simplement. A terme, cette procédure devra être utilisée une première fois pour remplacer l'appel à la tâche `radial` lors de l'étape de la détection des sources de champ (section 8.2.6), puis une seconde fois après masquage de ces sources pour déterminer un meilleur centre qui sera communiqué à la routine d'analyse de profil radial.

### 8.3.4 Imagerie : profil de brillance

Puisque la tâche (`radial`) a été abandonnée du *XMMSAS* et qu'elle imposait de toutes façons d'utiliser un découpage régulier des abscisses, j'ai à nouveau développé spécifiquement un algorithme permettant de construire un profil radial cumulant le signal des trois caméras et déterminant lui-même la meilleure grille d'abscisses de sorte à optimiser le rapport signal / bruit dans chaque cellule.

Après avoir calculé la distance angulaire de chaque événement au centre précédemment déterminé (par la formule des grands cercles en géométrie sphérique, puisque l'on travaille sur des coordonnées célestes), on réalise l'histogramme de la distance des événements pondérés par toutes les composantes de la FTT pour passer en unités de flux de photons incidents sur les miroirs. Noter que la tâche `evselect` étant capable d'extraire des histogrammes, elle est donc notamment capable de produire un profil radial pour peu que l'on utilise les fonctions arithmétiques sur les fichiers FITS pour calculer la distance de chaque événement, mais là encore une grille régulière est imposée, d'où l'utilité de routines spécialisées.

La détermination de la grille à utiliser pour l'accumulation de cet histogramme n'est pas triviale. Un choix possible est une grille qui offre un rapport signal / bruit constant le long du profil. On peut estimer le rapport signal / bruit en supposant que l'on a un amas de galaxies dont le MIG est isotherme. La brillance de surface mesurée  $dB_X$  (cf. équation 2.17) dans un anneau entre les angles *off-axis*  $\theta_i$  et  $\theta_{i+1}$ , tels que  $d\theta = \theta_{i+1} - \theta_i$ , est proportionnelle à  $d \left( \left( 1 + \left( \frac{\theta}{\theta_c} \right)^2 \right)^\alpha \right)$  (équation D.6, avec  $\alpha = \frac{3}{2} (1 - n\beta)$  et ici  $n = 2$ ). En supposant la réponse instrumentale constante dans la cellule (ce qui est vrai au premier ordre si les anneaux sont centrés sur l'axe optique), le signal (nombre de coups comptés) dans la cellule est donc  $dN = dB_X dS dt$ , la surface  $dS$  de l'anneau étant proportionnelle à  $\theta d\theta$  et le temps d'intégration  $dt$  identique pour tout le champ de vue. La fluctuation statistique de comptage (poissonnienne) est quant à elle égale à  $\sqrt{dN}$ . Si l'on veut que le rapport signal / bruit  $\frac{dN}{\sqrt{dN}} = \sqrt{dN}$  de chaque anneau soit constant, il faut que la largeur  $d\theta$  des anneaux vérifie :

$$\sqrt{d \left( \left( 1 + \left( \frac{\theta}{\theta_c} \right)^2 \right)^\alpha \right) \theta d\theta} = cte \quad (8.14a)$$

$$\left. \begin{array}{l} d \left( \left( 1 + \left( \frac{\theta}{\theta_c} \right)^2 \right)^{\frac{\alpha+1}{2}} \right), \quad \beta \neq \frac{5}{6} \\ d \left( \ln \left( 1 + \left( \frac{\theta}{\theta_c} \right)^2 \right) \right), \quad \beta = \frac{5}{6} \end{array} \right| = cte = k \quad (8.14b)$$

En écrivant  $\theta_{i+1}$  en fonction de  $\theta_i$ , puis en raisonnant par récurrence à partir de  $\theta_0 = 0$ , on obtient alors les expressions suivantes pour la grille  $\theta_i$  de projection du profil radial, en fonction du rayon maximal  $\theta_N$  et du nombre total de cellules  $N$  :

	$\beta \neq \frac{5}{6}$	$\beta = \frac{5}{6}$	
$\theta_i$	$= \theta_c \sqrt{(ik + 1)^{\frac{1}{\gamma}} - 1}$	$= \theta_c \sqrt{\exp(ik) - 1}$	(8.15)
$k$	$= \frac{1}{N} \left( \left( \frac{\theta_N^2}{\theta_c^2} + 1 \right)^\gamma - 1 \right)$	$= \frac{1}{N} \left( \ln \left( \frac{\theta_N^2}{\theta_c^2} + 1 \right) \right)$	
$\gamma = \frac{\alpha+1}{2}$	$= \frac{5-6\beta}{4}$	$= 0$	

La figure 8.10 compare les diverses grilles de projection qui conservent le rapport signal / bruit du profil radial de brillance-X ( $n = 2$ ) d'un amas de galaxies, selon le rayon maximal à échantillonner, le nombre de cellules désirées, le rayon de cœur et l'exposant  $\beta$  du modèle de gaz (cf. page 370). On constate que plus la valeur de rayon de cœur augmente, moins l'échantillonnage idéal dépend de l'exposant. Inversement, pour les petites valeurs de  $\theta_c$ , le signal est tellement concentré dans les régions centrales ("profil piqué"), que l'échantillonnage idéal est presque entièrement contenu dans une PSF, quelles que soient les valeurs des autres paramètres. C'est pour cela que les amas de galaxies suffisamment petits ou lointains (donc petits en apparence) pour rentrer dans cette catégorie (rayon de cœur inférieur ou égal à deux ou trois fois la PSF), il ne sera pas possible d'effectuer une étude détaillée du profil de brillance (et ne sont donc pas concernés par la suite de cette discussion; une étude globale comme s'il s'agissait d'une source ponctuelle étant probablement plus appropriée).

On se rend compte qu'il n'est pas toujours possible de choisir  $N$  tel qu'on ait un minimum de cellules et qu'en même temps  $\theta_1$  soit supérieur à la PSF. D'autre part, on n'a pas de connaissance *a priori* des paramètres  $\theta_c$  et  $\beta$ . On peut donc commencer avec une grille  $\theta_i$  construite sur la base de valeurs arbitraires (par exemple  $\theta_c = \theta_n/10$  et  $\beta = 2/3$ ), pour laquelle on posera  $\theta_1 = PSF$  de façon à optimiser la première cellule et à déduire une valeur de  $k$ . A partir de là, il est possible de déduire le nombre de cellules  $N$  et leurs rayons successifs (équation 8.15), construire le profil radial de brillance et ajuster rapidement un  $\beta$ -modèle (voir plus loin) pour obtenir une première estimation des paramètres  $\theta_c$  et  $\beta$  de l'amas. On peut alors réitérer le processus précédent avec ces nouvelles valeurs, en vérifiant cette fois que le rapport signal / bruit réel dans chaque cellule est bien supérieur ou égal au niveau souhaité (typiquement 5). En pratique, ce n'est d'ailleurs pas souvent le cas (amas pas parfaitement centré sur l'axe optique, transmission de la chaîne optique des *MOS* asymétrique à cause du *RGA*, masquage des mauvais pixels qui diminue la surface d'une cellule, etc.) et il sera alors nécessaire d'étirer chaque cellule en conséquence jusqu'à atteindre le niveau souhaité de signal / bruit.

Le profil de brillance  $p(i)$  se construit alors en sommant les poids  $w_j$  (en *photons* ·  $m^{-2}$ ) des événements qui se projettent dans chacun des  $N$  anneaux  $\theta_i$  :

$$p(i) = \sum_j^{r(j) \in [\theta_{i-1}; \theta_i[} \frac{w_j}{t_j s_j} \quad (8.16)$$

où  $r(j)$  est la distance de l'événement  $j$  au centre du profil,  $t_j$  est le temps d'intégration effectif pour l'événement  $j$  (en *s*) et  $s_j$  est la surface de détecteur incluse entre les rayons  $\theta_{i-1}$  et  $\theta_i$ . Le temps d'intégration est calculé pendant la même étape que le calcul des poids, en fonction des informations présentes dans les en-têtes des fichiers FITS contenant les listes d'événements.

Pour le calcul de la surface de détection, on utilise un masque du détecteur qui permettra de compter les pixels non nuls inclus dans chaque anneau. Le problème est que le *XMMAS* n'était pas capable de produire ce masque avant sa v.5.2 où apparaît la tâche **emask**, qui n'applique en réalité qu'un seuil sur la carte d'exposition produite par **eexpmap**. Or ce seuil n'a pas une valeur triviale, car la carte d'exposition incorpore l'effet de vignettage qui réduit dramatiquement la durée d'intégration effective sur les bords. Ainsi, en imaginant une carte d'exposition construite de telle manière qu'une de ses cellules contienne quatre pixels physiques du détecteur (afin de limiter l'espace mémoire et le temps de calcul requis), une cellule *on-axis* contenant un pixel mort aurait une durée d'intégration multipliée par 0.75, tandis qu'une cellule très *off-axis* ne contenant pas de pixel mort pourrait subir un facteur jusqu'à 0.1 ou moins uniquement à cause du vignettage. Appliquer un seuil de 0.5 pour éliminer les cellules contenant un ou deux pixels morts aurait donc pour conséquence

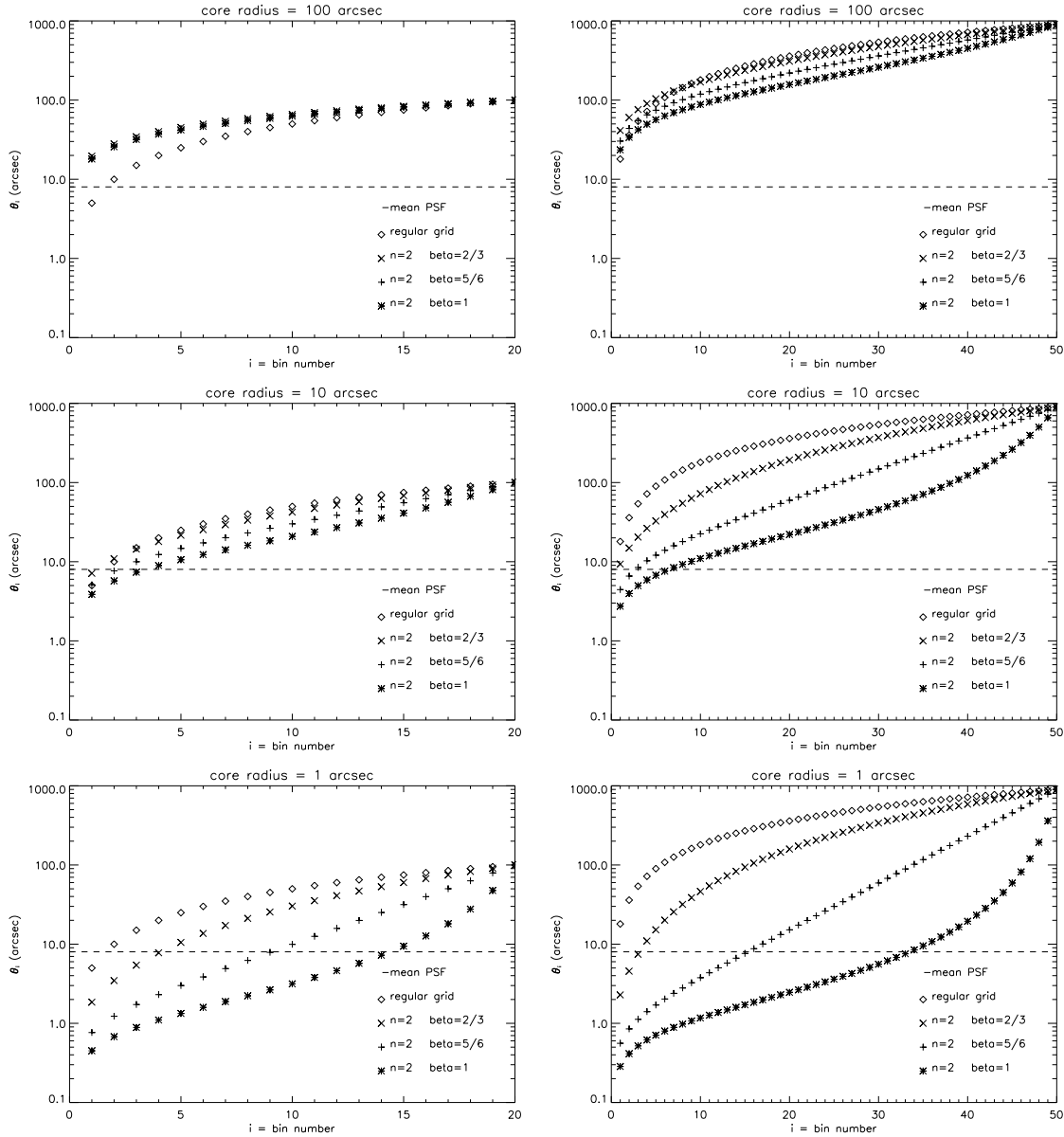


FIG. 8.10: Grilles de projection du profil radial de brillance- $X$  ( $n = 2$ ) d'un amas de galaxies qui conservent le rapport signal / bruit, selon la fraction du champ de vue à échantillonner (100% c'est-à-dire 900 arcsec de rayon à droite; 11% c'est-à-dire 100 arcsec de rayon à gauche), le nombre de cellules désirées (50 à droite, 20 à gauche), le rayon de cœur apparent (1, 10 et 100 arcsec de haut en bas) et l'exposant  $\beta$  du modèle de gaz. Pour comparaison, une grille régulière est présentée dans tous les cas (losanges) et une PSF moyenne de 8 arcsec est tracée en pointillés.

d'éliminer une large bordure de détecteur. Inversement, un seuil de 0.1 pour garder les bords vignettés n'éliminerait pas les pixels morts. Donc la seule solution consiste à produire une carte d'exposition à l'échelle du pixel physique de sorte que les pixels morts soient vraiment mis à 0 pour les différencier des pixels vignettés. Pour ménager la mémoire, l'idée est alors de stocker cette carte non plus sous forme d'image (format du *XMMSAS*) mais d'une liste désordonnée ne contenant que les coordonnées des pixels non nuls, d'où la nécessité d'une prise en charge spécialisée (par ex. sous *IDL*). Il est ensuite facile de chercher dans la liste quels sont les pixels dont les coordonnées tombent dans l'anneau considéré lors de la construction d'un profil radial. Un dernier problème se pose car le comptage des pixels se fait sur la base de la position de leurs centres, donc certains pixels au bord de l'anneau de projection du profil n'y sont pas entièrement contenus. Si les pixels sont suffisamment petits devant la largeur de l'anneau, cet effet va statistiquement se moyennner d'un bord à l'autre de l'anneau, à part pour la zone centrale (disque). Raison de plus pour travailler avec une carte d'exposition à très petite échelle. L'idéal serait en fait de réaliser le profil radial non pas directement à partir de la liste d'événements mais à partir d'une image ayant exactement la même résolution que la carte d'exposition servant de masque détecteur, mais ceci multiplie par deux le problème d'espace mémoire. La vraie solution est arrivée avec le *XMMSAS v. 5.3*, parce qu'il est à ce moment devenu possible de court-circuiter l'incorporation des effets de vignettage dans la tâche `eexpmap` (par compatibilité avec `evigweight`), facilitant donc l'application d'un seuil (idéalement, il suffirait de court-circuiter aussi le calcul d'exposition pour ne produire que le masque, mais cette option n'est toujours pas programmée ...) qui permet ainsi de calculer un masque avec une résolution acceptable par la mémoire (quitte à rejeter toutes les cellules ne contenant qu'un seul pixel mort et à ne pas utiliser toute la surface de détection possible). Dans ce cas, il convient alors tout à fait d'accumuler les événements pondérés dans une image à la même résolution avant de construire le profil radial. En outre, une telle carte d'exposition, ne contenant que l'information temporelle, permet de lire la durée d'intégration effective à l'échelle du pixel céleste plutôt qu'à l'échelle du CCD dans les en-têtes des listes d'événements. Cela ne change rien pour une observation pointée, mais est très important dans le cas d'une "observation glissée" (*slew* ou *raster*) où le détecteur ne reste pas fixe sur le ciel, car la tâche `eexpmap` tient également compte des informations de pointage enregistrées dans le carnet de bord de l'observation.

Le calcul du rapport signal / bruit  $sb(i)$  évoqué précédemment nécessite le calcul de l'erreur  $e(i)$  sur le profil  $p(i)$ . Pour l'instant, je ne calcule en fait que la projection du bruit de détection (sur les coups détectés) en unités compatibles avec celles du profil. On suppose en effet que l'erreur relative sur l'estimation du flux de photons incidents doit être égale à celle commise sur la mesure du flux d'événements détectés. Si  $\aleph_i$  est le nombre de coups détectés dans l'anneau  $i$ , on a donc :

$$e(i) = \Delta p(i) = p(i) \frac{\Delta \aleph_i}{\aleph_i} = p(i) \frac{1}{\sqrt{\aleph_i}} \quad (8.17a)$$

Ce calcul n'est toutefois pas correct car il ne tient pas compte de l'erreur commise sur l'énergie et la position de chaque événement (à cause, respectivement, de la RMF et de la PSF), qui se traduit par une erreur sur l'interpolation des données d'étalonnage lors du calcul des poids. Enfin, il manque également l'erreur systématique provenant des données d'étalonnage elles-mêmes : nous avons vu que les composantes de la ARF sont connues à mieux que 1% (table 7.1, la principale incertitude concernant le vignettage (position du centre optique et transmission du *RGA*, cf. figure 8.2). Idéalement, pour évaluer ces deux sources d'erreur supplémentaires, il faudrait calculer pour chaque événement toutes les valeurs de poids possibles en considérant une incertitude sur sa position et son énergie, ainsi que sur les données d'étalonnage elles-mêmes, puis calculer toutes les combinaisons possibles

de tous ces poids lors de la sommation des événements afin d'en évaluer leur dispersion statistique. Une version allégée de cet algorithme, dit de *bootstrap*, consiste à construire dans un premier temps, pour chacun des  $N$  anneaux,  $\mathcal{N}$  populations différentes de  $N_i$  poids ; chaque population est construite à partir de la population initiale par tirage aléatoire (densité de probabilité uniforme) avec remise de  $N_i$  valeurs parmi les  $N_i$  originales. Il suffit de calculer les  $\mathcal{N}$  profils correspondants et la dispersion (écart-type) des valeurs obtenues pour chaque anneau, l'erreur étant alors égale à 2.355 fois cet écart-type dans l'approximation gaussienne. On peut alors ajouter une erreur systématique sous la forme d'un pourcentage pour tenir compte des incertitudes sur les données d'étalonnage. Dans une simulation rapide de ce qu'on pourrait obtenir (figure 8.11), on constate que les incertitudes de comptage (statistiques) et de pondération (statistiques) sont globalement du même ordre de grandeur, ainsi que l'incertitude globale (systématique) sur les paramètres d'étalonnage si on l'estime à environ 10%, d'où une probable sous-estimation des barres d'erreur par un facteur 3.

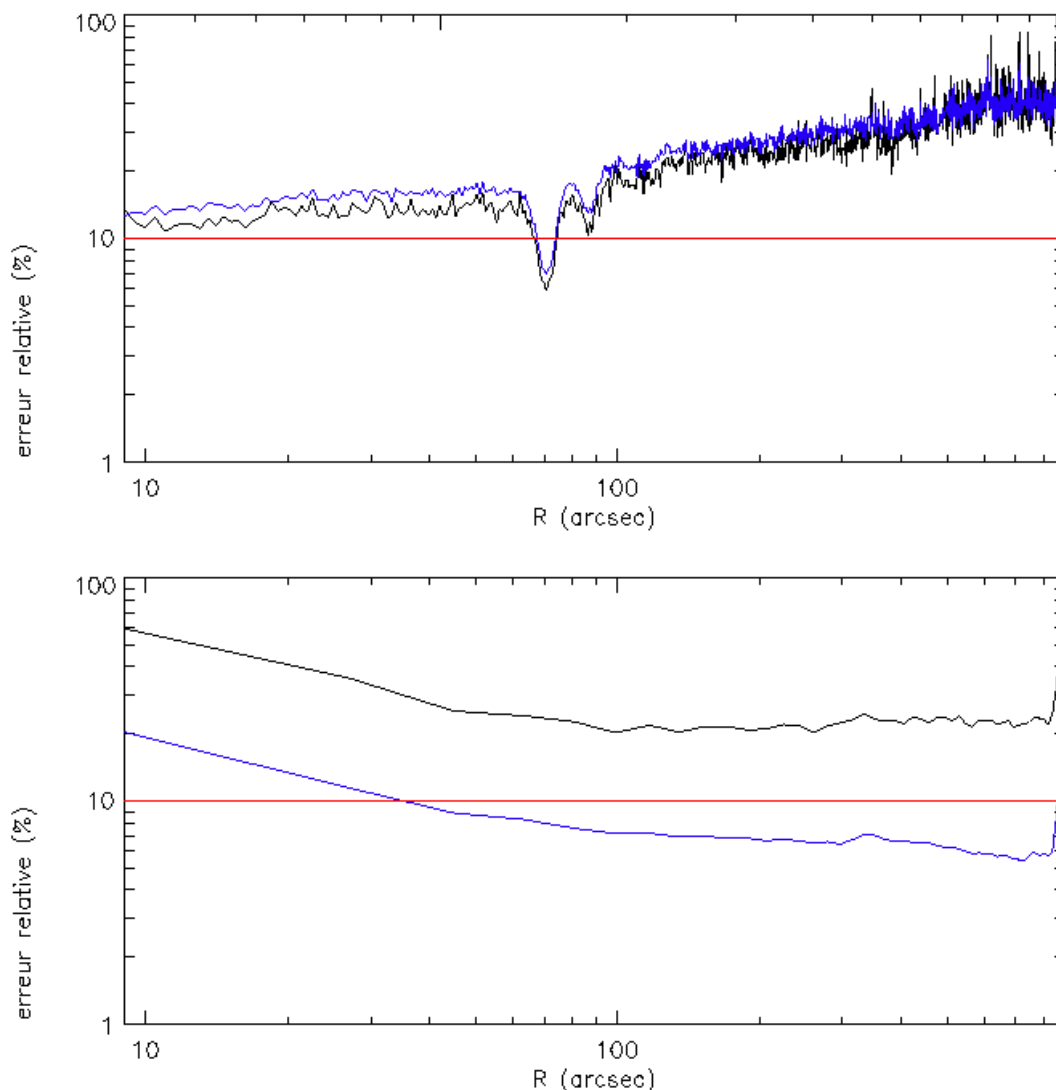


FIG. 8.11: Comparaison des erreurs statistiques de comptage (noir) et de pondération (bleu) dans le cas d'un spectre (en haut) et d'un profil (en bas) de l'amas de galaxies Abell 209 (section 9) observé avec MOS1. La droite (rouge) donne une estimation grossière des incertitudes systématiques cumulées sur les paramètres d'étalonnage. Les erreurs sur les données principales et celles du champ obscur soustrait ont été cumulées.

Dans le cas d'un amas de galaxies, il est intéressant d'essayer d'ajuster un  $\beta$ -modèle sur

le profil obtenu afin de déterminer ses paramètres morphologiques (section 2.1). En utilisant la méthode des champs obscurs, c'est-à-dire en construisant un profil pondéré du fond instrumental que l'on soustrait au profil principal, on ne garde que le signal céleste ; et comme ces profils ont été ramenés en unités physiques de signal incident, on peut naturellement ajouter les profils  $P_j(i)$  de chacune des trois caméras afin d'en améliorer leur rapport signal / bruit. Ce nouveau profil  $P(i)$  et son erreur associée  $E(i)$  vérifient :

$$P(i) = \frac{1}{3} (P_{m1}(i) + P_{m2}(i) + P_{pn}(i)) \quad (8.18)$$

$$E(i) = \frac{1}{3} \sqrt{E_{m1}(i)^2 + E_{m2}(i)^2 + E_{pn}(i)^2} \quad (8.19)$$

$$P_j(i) = p_j^{obs}(i) - p_j^{vid}(i) \quad (8.20)$$

$$E_j(i) = \sqrt{e_j^{obs}(i)^2 + e_j^{vid}(i)^2} \quad (8.21)$$

On remarquera que les erreurs s'ajoutent quadratiquement lorsque l'on ajoute des données de même nature statistique (plusieurs observations ou profils du même objet), tandis qu'elles s'ajoutent linéairement lorsque l'on cumule des données de natures différentes (erreurs statistiques et erreurs systématiques). Dans le cas de la soustraction du bruit de fond à partir de données auxiliaires, bien qu'il s'agisse d'un jeu de données différent de celui de l'observation principale, les erreurs sont de même nature (statistique de comptage) et s'ajoutent donc quadratiquement.

L'ajustement d'un  $\beta$ -modèle, dans sa forme discrète intégrée dans chaque anneau (équation D.6), s'effectue alors par la méthode itérative des moindres carrés en prenant comme paramètres libres le rayon de cœur  $\theta_c$ , l'exposant  $\beta$ , la normalisation du profil  $s_0$  ainsi que la constante de bruit de fond. Cependant, pour alléger l'algorithme d'ajustement, ce fond peut être estimé sur la partie extérieure du profil puis utilisé comme paramètre fixe. Le profil étant intégré sur une bande d'énergie relativement large, l'effet de la RMF n'a pas d'autre influence que l'incertitude sur le calcul des poids ; par contre, pour des anneaux de taille comparable à la PSF, cette dernière peut produire un effet de redistribution du flux d'un anneau à l'autre, en plus de l'incertitude sur le niveau de chaque anneau ; pour prendre en compte ce phénomène, l'algorithme d'ajustement incorpore une convolution du modèle à ajuster par la PSF. Nous avons vu que la PSF dépend de l'énergie et de l'angle *off-axis* ainsi que du télescope (section 7.2.3). Cependant l'opération de projection selon un profil réalise déjà une moyenne du signal sur un détecteur. Donc pour faciliter l'analyse, je garde le profil moyen des trois caméras et j'utilise une PSF moyenne pour réaliser la convolution du modèle à ajuster. Cette PSF est définie par un profil de King (équation 7.6) dont le rayon de cœur et l'exposant sont la moyenne de ceux correspondant aux PSF calculées à la position et à l'énergie de chaque événement, toutes caméras confondues ; il s'agit en quelque sorte d'une moyenne pondérée par la densité des événements.

Un effet de la sous-estimation des barres d'erreur, due à la seule prise en compte de l'erreur statistique de détection, est de surestimer les écarts quadratiques entre modèle et profil de brillance, rendant difficiles les minimisations du  $\chi^2$ .

Dans le cas où la source étudiée est très étendue, il peut être difficile d'isoler une région extérieure pour estimer le fond du ciel. J'ai donc eu l'idée d'analyser un profil différentiel (Marty et al., 2002c) pour lequel on soustrait à la valeur de chaque anneau celle du suivant (*cf.* page 258, § 4.3). En supposant le fond uniforme à l'échelle du champ de vue d'*XMM-Newton*, cette opération permet de l'annuler. On peut alors essayer d'ajuster un modèle différentiel bâti sur le même principe. L'inconvénient est que le rapport signal / bruit de chaque anneau du profil différentiel se trouve fortement dégradé puisque le signal résulte d'une différence tandis que les bruits sont additionnés. Les barres d'erreur étant alors importantes, l'ajustement a du mal à converger vers une solution unique. Mais dans le cas d'une



source bien plus grande que le champ de vue (par exemple, l'amas de Coma ou A1656 dont le diamètre mesure un peu plus de  $1^\circ$ ), c'est la seule alternative à la manipulation des champs vides, et on peut espérer qu'un tel objet présente quand même suffisamment de signal pour permettre la convergence du modèle.

Une dernière difficulté, et non la moindre, est posée par le phénomène de *cooling flow* (section 2.2.4) dont certains amas de galaxies sont le siège. En effet, l'excès d'émission centrale déforme le profil de telle manière que l'ajustement d'un  $\beta$ -modèle va préférentiellement converger sur cette région, du fait de son meilleur rapport signal / bruit, et induire des valeurs beaucoup plus faibles de rayon de cœur, tandis que l'écart quadratique sera mauvais sur les régions extérieures. Une solution consiste à ignorer systématiquement une région centrale de l'ordre du dixième du rayon total lors de l'ajustement du modèle, de façon à le faire converger sur les bords de l'amas de galaxies. Une autre méthode consiste à tenter de modéliser et à ajuster le profil de brillance par une somme de deux  $\beta$ -modèle, moyennant trois paramètres supplémentaires : rayon de cœur, exposant et normalisation du *cooling flow*. L'inconvénient est alors que le temps de calcul devient très grand et bénéficierait grandement d'un algorithme parallélisable sur plusieurs processeurs.

### 8.3.5 Imagerie : carte 2D

Le principe de base est ici de projeter les événements pondérés de la liste principale sur une grille de coordonnées célestes au standard *World Coordinates System* ou WCS (Calabretta & Greisen, 2002), selon la même procédure que pour les profils radiaux, mais dans des pixels carrés cette fois et non plus des anneaux concentriques. Les événements sont extraits avec les mêmes critères que les profils, y compris pour la bande d'énergie. Selon l'option choisie, les sources de champ détectées précédemment (section 8.2.6) peuvent être masquées ou non. Le descripteur des images est un en-tête au format FITS-WCS, et toutes les opérations à suivre respectent ce descripteur.

Pour la soustraction du bruit de fond, on réalise dans un premier temps une carte équivalente avec les données de champ obscur, basée sur le même descripteur et donc la même grille de coordonnées, que l'on soustrait à la carte principale pour éliminer le fond instrumental. Dans un second temps, la constante de fond du ciel mesurée lors de l'analyse des profils radiaux est à son tour uniformément soustraite de la carte précédente pour ne garder que le signal de l'objet étudié.

Le problème général de l'analyse de cartes de rayons-X réside dans la nature discrète du flux incident, ce qui conduit à des cartes "mouchetées" où tous les pixels ne sont pas forcément remplis, surtout dans les régions extérieures d'une source étendue dont le flux est guère supérieur à celui du fond du ciel (sans compter le vignettage qui réduit la surface efficace de collection). Même avec une taille de pixel logique supérieure à celle de la PSF, une intégration typique sur quelques dizaines de *ks* ne suffit pas pour que chaque pixel ait statistiquement eu le temps d'enregistrer un événement. Lors de la soustraction du bruit instrumental, les pixels éclairés dans la carte principale ne sont pas forcément les mêmes que dans la carte de champ obscur : la soustraction n'est alors valable que globalement (le flux total est correct), mais pas d'un pixel à l'autre (certains pixels peuvent être négatifs s'ils n'ont été éclairés que par les données obscures). Une méthode consiste alors à appliquer un filtre de lissage avec un noyau semblable à la PSF afin d'interpoler une carte complète. Cette méthode conserve la photométrie aux conditions que la carte soit en unités d'intensité et non de flux (pas de division par la surface des pixels) et que le noyau de lissage soit normalisé à 1. Pour améliorer la qualité de ce lissage, les régions de l'image correspondant aux zones mortes du détecteur (hors champ de vue, gaps entre CCD, éventuelles sources de champ masquées ...) sont temporairement remplies avec une interpolation du profil radial

obtenu précédemment pour éviter que le signal ne se dilue ailleurs que sur la région efficace de détection ; puisque le profil radial était nettoyé du bruit instrumental mais pas du fond du ciel, ce remplissage doit avoir lieu avant la soustraction de la constante à l'image.

Le noyau de lissage peut être déterminé comme la PSF moyenne utilisée pour la convolution des modèles de profil radial. Mais l'intérêt des images étant de pouvoir représenter des détails plus fins, il est souhaitable de déterminer un noyau de lissage plus représentatif de la PSF réelle. En effet, puisque le rayon de cette PSF diminue notamment avec l'énergie, sur une zone donnée du détecteur les photons de basses énergies auront été plus largement redistribués que ceux de hautes énergies et il est donc nécessaire de lisser les pixels avec un noyau de plus longue portée. C'est pourquoi j'ai développé une technique de lissage adaptatif. Le principe consiste à construire non pas une image dans une seule large bande d'énergie, mais un cube d'images dans de minces bandes d'énergie successives, à lisser chacune d'elle avec une PSF moyenne pour la bande d'énergie correspondante, puis à reconstruire l'image finale en sommant le cube le long de l'axe des énergies. Pour l'instant la décomposition en minces bandes d'énergie est faite selon une grille régulière, mais à l'avenir il s'agira d'adapter cette grille en fonction de la quantité de signal disponible (le spectre d'émission des amas de galaxies diminue avec l'énergie) et du taux de variation de la PSF avec l'énergie. Une évolution naturelle de cet algorithme serait de tenir compte également de l'évolution radiale de la PSF en découpant chaque image du cube en anneaux concentriques, à effectuer les lissages de façon indépendante, puis à reconstituer le cube d'image avant de sommer enfin celui-ci, mais tout cela au prix d'une augmentation notable du temps de calcul, à moins de paralléliser le calcul sur plusieurs processeurs (ou grappe de PC). La prise en compte de l'élongation de la PSF (section 7.2.3) nécessiterait même un troisième niveau de découpage en azimuth (secteurs).

### 8.3.6 Spectroscopie : spectre global

La construction d'un spectre se fait exactement comme un profil radial, sauf que l'on réalise l'histogramme des événements pondérés selon leur énergie et non leur distance à un centre de projection. De la même façon, on va donc restreindre la région d'extraction sur le détecteur mais considérer la gamme d'énergie la plus large possible (au lieu du contraire pour un profil). La pondération des événements ne se fera que sur le vignettage et le temps d'intégration, puisque les composantes de la FTT qui dépendent de l'énergie sont regroupées dans la ARF (équation 8.2), qui est utilisée dans les logiciels d'analyse spectrale (*XSPEC*) en combinaison avec la RMF (pour former la réponse instrumentale totale) lors de l'ajustement d'un modèle aux données. La normalisation du flux par la surface efficace de détection se fait selon le même algorithme que pour un profil, comme si l'on ne considérait que le premier anneau (en fait disque) central.

La grille d'énergie utilisée pour projeter le spectre doit correspondre exactement au format de sortie de la matrice de réponse. Ce format est donc imposé si l'on utilise les matrices de réponses pré-construites fournies par le consortium, mais peut être spécifié librement si l'on génère la réponse grâce aux tâches `rmfgen` et `arfgen`, dont l'utilisation est enfin possible depuis la v. 5.3. Dans tous les cas, le standard OGIP pour les données spectrales au format FITS autorise le regroupement de cellules dans la grille du spectre afin d'en optimiser leur rapport signal / bruit durant les opérations d'ajustement de modèle. Ces macro-cellules sont déterminées de telle sorte que chacune d'elles contienne au moins 25 coups nets, c'est-à-dire après correction du vignettage et soustraction du fond, de façon à s'assurer que l'on se place bien dans les conditions de la statistique poissonnienne.

Les logiciels d'analyse spectrale permettent en effet de stipuler un second spectre qui sera déduit du spectre principal pour soustraire le bruit de fond. J'utilise alors la méthode des

champs obscurs (pour le fond instrumental) associée à une région extérieure (pour le fond du ciel, équation 8.11). Dans le cas d'un amas de galaxies, le spectre d'émission convolué par la réponse instrumentale est dominé par le fond instrumental au-delà de  $7 \text{ keV}$  ; le fond du ciel l'est dès  $4 \text{ keV}$ . Aussi, pour éviter que la soustraction du champ obscur dans chaque région ne génère des valeurs négatives (annulation statistique) dans certaines cellules à haute énergie, on peut regrouper les termes de même signe dans chacun des deux spectres, et l'équation 8.11 devient donc :

$$\begin{aligned}
 & \left( \frac{M_{in}}{v_{in}} + n \frac{CO_{ex}}{v_{ex}} \right) - \left( \frac{M_{ex}}{v_{ex}} + n \frac{CO_{in}}{v_{in}} \right) \\
 = & \left( S + F_M + \frac{I_M}{v_{in}} + \frac{n I_{CO}}{v_{ex}} \right) - \left( F_M + \frac{I_M}{v_{ex}} + \frac{n I_{CO}}{v_{in}} \right) \\
 = & S
 \end{aligned} \tag{8.22}$$

L'ajustement d'un modèle d'émission spectrale permet d'estimer entre autres la température du plasma, en supposant que ce dernier soit effectivement isotherme. Dans le cas des amas de galaxies, le modèle le plus couramment utilisé est celui de MEKAL (Liedahl et al., 1995) qui combine l'émission continue de bremsstrahlung d'un plasma isotherme ainsi que des raies d'émission atomiques (notamment celles du fer ionisé). On y associe en général un modèle de photo-absorption (Wilms, Allen & McCray, 2000). Les paramètres à ajuster sont donc dans ce cas au nombre de cinq : la colonne d'hydrogène sur la ligne de visée  $N_H$ , la température du plasma  $k_B T$ , la métallicité du plasma  $\mu$  (c'est-à-dire le rapport de la composition chimique du plasma à celle du Soleil), le *redshift* moyen de l'amas de galaxies  $z$ , et la normalisation du spectre (qui dépend de la densité électronique du plasma et donne une information sur la luminosité de l'amas de galaxies ; cf. section 2.1). Ces paramètres influencent respectivement au premier ordre : la forme du spectre aux basses énergies (en deçà de  $2 \text{ keV}$ ), la forme du spectre aux grandes énergies (au-delà de  $1 \text{ keV}$ ), la hauteur des raies d'émission, la position des raies d'émission et le niveau moyen du continuum.

### 8.3.7 Spectroscopie : profil de température

Pour mettre à l'épreuve cette hypothèse d'isothermalité, les télescopes d'*XMM-Newton* fournissent la sensibilité nécessaire pour détecter suffisamment de signal sur une faible surface de détecteur pour permettre d'y extraire un spectre. Ainsi, en extrayant un spectre dans des anneaux concentriques, à l'instar de ceux définis lors de l'analyse des profils de brillance, on peut par exemple tester les modèles de *cooling flow* pour ces amas de galaxies présentant un excès de brillance centrale et vérifier s'il correspond bien à un refroidissement local.

Cependant que la PSF peut être ignorée dans le cas d'un spectre extrait dans une région étendue, il n'en va plus de même dans le cas d'anneaux plus étroits dont la largeur devient comparable à la PSF. Cette dernière étant d'ailleurs plus étalée aux basses énergies, les bords de l'amas de galaxies auront tendance à être plus dilués aux basses qu'aux hautes énergies. Cette redistribution passe inaperçue lorsque toutes les régions sont moyennées dans un seul spectre. Mais dans une étude de spectro-imagerie, une telle redistribution peut se manifester sous la forme d'un étalement d'une fraction des photons de basses énergies, d'une part au-delà du rayon naturel et d'autre part vers le centre. Dans l'exemple d'une source parfaitement isotherme à l'origine (figure 8.12, courbe noire), ces deux régions (externe et interne) peuvent donc présenter un excès de population dans les basses énergies par rapport à la population des hautes énergies, favorisant donc la convergence d'un modèle à une température plus basse (jusqu'à  $-25\%$ ) que celle attendue ; inversement, dans les régions centrales, la population des basses énergies se trouvant donc en déficit, le modèle convergera vers une température plus grande (jusqu'à  $+20\%$ ). Globalement, un tel profil de température apparaîtrait comme globalement surestimé avec une décroissance au centre et vers les bords, pouvant faire croire à un *cooling flow* et/ou une décroissance extérieure (figure 8.12, courbe rouge). Dans le cas

d'un profil présentant réellement une décroissance centrale (figure 8.12, courbe verte), le phénomène précédent est amplifié ( $-20\%$  à  $+30\%$ , figure 8.12, courbe bleue). La simulation a été réalisée en supposant une métallicité constante du plasma et en prenant une PSF gaussienne de  $FWHM = 4.5 \text{ arcsec}$  en deçà de  $2.8 \text{ keV}$  et  $FWHM = 9 \text{ arcsec}$  au-delà.

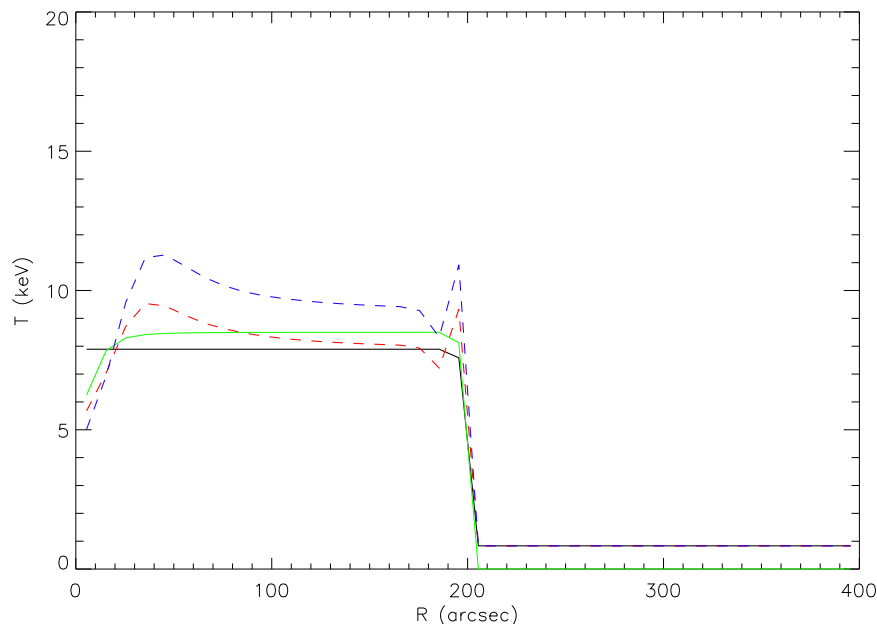


FIG. 8.12: Simulation de l'effet de PSF sur les profils de température. La courbe noire est le modèle isotherme. La courbe rouge montre l'effet de PSF correspondant. Dans le cas d'un profil présentant réellement une décroissance centrale (courbe verte), le phénomène précédent est amplifié (courbe bleue)

Mais une correction de ce phénomène n'est pas facile, du fait de la complexité du modèle de PSF. Il faudrait estimer la fraction de flux redistribuée d'un anneau à l'autre, et ce pour chaque cellule d'énergie du spectre, de façon à corriger le spectre correspondant à chaque anneau. Le mieux restant encore de définir des anneaux d'extraction relativement grands devant la PSF.

En outre, une telle analyse spectrale en anneaux ne se justifie pas forcément au cas où l'origine d'une éventuelle variation de température ne suivrait pas l'hypothèse de sphéricité de l'amas de galaxies. Une alternative aux régions annulaires concentriques consiste à définir des régions incluses entre deux lignes d'isobriance d'après les cartes obtenues précédemment. Ceci permet de ne cumuler entre elles que des régions de plasma ayant probablement les mêmes propriétés physiques. On peut définir alors le rayon moyen d'une région à l'intérieur de l'isophote  $i$  en fonction de sa surface  $s_i$  (évaluée par exemple au nombre de pixels inclus à l'intérieur de l'isophote multiplié par la surface d'un pixel) comme  $r_i = \sqrt{\frac{s_i}{\pi}}$ ; le rayon moyen d'une région entre deux isophotes  $i$  et  $i + 1$  est alors  $\tilde{r}_i = \frac{1}{2} (r_i + r_{i+1})$ . Une définition plus rapide du rayon moyen  $\tilde{r}_i$  étant de prendre la médiane (ou la moyenne) des rayons des pixels inclus dans la région correspondante.

### 8.3.8 Spectro-imagerie : carte de température

Pour permettre la mesure de la température de sources à la morphologie complexe (deux amas de galaxies en interaction par exemple), j'ai étudié la possibilité de générer de véritables cartes de température. Une méthode découlant directement de ce qui précède consiste à

extraire des spectres dans de petites régions juxtaposées (par exemples, un pavage carré ou un découpage en anneaux et secteurs), à mesurer leurs températures respectives et à reprojeter ces valeurs sur une carte du ciel.

Une autre méthode plus directe consiste à composer une carte d'indice de dureté (ou *hardness ratio*) puis à l'étalonner en unités de température. L'indice de dureté peut être défini comme le rapport de l'intégrale du spectre d'une source intégré dans une bande de hautes énergies à celle du même spectre intégré dans une bande de basses énergies. Plus l'indice de dureté est élevé, plus la source émet dans les hautes énergies (c'est-à-dire plus la pente moyenne du spectre augmente). Une carte  $i$  d'indice de dureté peut ainsi s'obtenir par le rapport de deux images  $s$  et  $h$  dans deux bandes d'énergie différentes, respectivement basse (ou *soft*) et haute (ou *hard*) :  $i = \frac{h}{s}$ . Une autre définition permet de lever la singularité des pixels pour lesquels le signal de basse énergie tend vers 0 :  $i' = \frac{h-s}{h+s}$  ; mais cette définition alternative souffre d'un plus mauvais rapport signal / bruit puisque trois opérations sont nécessaires au lieu d'une seule. Dans ce cas encore, pour un flux total  $h + s$  donné, plus l'indice de dureté est élevé, plus la région correspondante est "chaude" (ou "dure"), puisque présentant une population de photons de plus hautes énergies. L'étalonnage peut se faire au moyen d'un logiciel de modélisation (comme *XSPEC*) qui génère des spectres simulés (bremsstrahlung ou MEKAL) pour des plasmas dont seul le paramètre de température est laissé libre de varier (les autres sont fixés aux valeurs du meilleur modèle ajusté sur un spectre global moyen) et calcule l'indice de dureté correspondant en respectant les mêmes bandes d'énergies. La courbe de correspondance entre température de plasma et indice de dureté ainsi obtenue (Marty et al., 2002c) est en général bijective (*cf.* page 259, Fig.7 à gauche).

L'utilisation de paramètres fixés pour déterminer la courbe d'étalonnage se justifie en ce que la colonne d'absorption  $N_H$  est supposée ne pas varier significativement aux échelles inférieures à 30 *arcmin* et que le *redshift* moyen de l'amas de galaxies doit être le même quelle que soit la ligne de visée. La question est plus délicate concernant la métallicité du milieu, car une variation de température dans le plasma s'accompagne en général d'une variation de composition chimique, qu'il s'agisse d'une région de mélange de deux plasmas différents (et donc de compositions différentes) ou d'une région de chauffage (ou refroidissement) du plasma par interaction avec une galaxie massive (qui en général contamine son voisinage en éléments lourds) ou encore d'un écoulement de plasma (lors duquel les particules lourdes pourraient subir des gradients de vitesse et donc produire des gradients de métallicité). Une méthode améliorée consisterait à produire une courbe d'étalonnage de température différente pour des anneaux larges et d'utiliser comme valeur de métallicité pour produire ces courbes, la valeur résultant du meilleur modèle global ajusté dans l'anneau correspondant.

Je génère donc les cartes "basse" et "haute" selon le même algorithme que pour l'analyse d'images. La pente moyenne de la courbe de conversion entre indice de dureté (en ordonnée) et température (en abscisse) est une fonction de l'énergie de coupure délimitant les bandes d'énergie "basse" et "haute". L'énergie de coupure est donc choisie dans la bande originale (0.3 à 6.3 *keV*) telle que la pente soit maximale, de façon à minimiser les erreurs d'interpolation de température étant donné un intervalle de confiance sur l'indice de dureté. Une procédure automatique calcule donc les différentes courbes correspondant à différentes énergies de coupure et choisit la meilleure. Par simplicité, on définit l'énergie de coupure comme étant à la fois la borne supérieure de la bande basse et la borne inférieure de la bande haute. On pourrait également définir des bornes différentes de telle sorte que les bandes se recouvrent (ou soient espacées) ; cela ne changerait rien à la définition des indices de dureté, et permettrait peut être même d'optimiser davantage la détermination de la température. Les cartes sont alors générées dans les bandes d'énergies ainsi déterminées, à partir des listes d'événements où les sources de champ ont été masquées de façon à n'étudier que la température de l'objet principal. Ces cartes sont par construction nettoyyées de tout

bruit de fond et leur rapport donne directement une carte d'indice de dureté que l'on peut immédiatement traduire en terme de température.

On a ainsi accès à la structure spatiale du plasma, mais il reste à quantifier l'influence sur ces cartes de l'incertitude quant aux données d'étalonnage à l'origine du calcul des poids appliqués aux événements lors de la projection des cartes basse et haute. L'idée de base étant de construire une carte d'erreur associée à chacune d'elles, puis de propager ces erreurs jusqu'à obtenir une carte d'incertitude associée à la carte d'indice de dureté par un calcul de dérivée logarithmique sur chaque pixel :

$$i = \frac{h}{s} \quad (8.23a)$$

$$\frac{\Delta i}{i_0} = \frac{\Delta h}{h_0} + \frac{\Delta s}{s_0} \quad (8.23b)$$

Etant donnée une courbe d'étalonnage entre température et indice de dureté  $t(i)$ , la mesure finale de température  $t_m$  pour chaque pixel s'écrit donc en fonction de l'indice de dureté mesuré  $i_0$  :

$$t_m = t_0 \pm \Delta t \quad (8.24a)$$

$$= t(i_0)_{-(t(i_0)-t(i_0-\Delta i))}^{+(t(i_0+\Delta i)-t(i_0))} \quad (8.24b)$$

Remarquons que l'on utilise cette fois uniquement les poids servant à corriger du vignettage puisque les courbes d'étalonnage générées par le logiciel *XSPEC* (par exemple) ont bien pour origine des rapports de taux de comptage attendus sur le détecteur et pas des rapports de flux incident. Les effets de la ARF et même de la RMF sont donc intrinsèquement inclus dans les courbes d'étalonnage.

Par contre, on peut s'interroger sur la validité d'une telle carte compte tenu qu'une première redistribution spatiale a été induite par la PSF, puis qu'une deuxième redistribution a été introduite par le lissage (éventuellement dans sa version adaptative) des cartes. Dans de telles conditions, seules les structures plus étendues que la PSF seront susceptibles d'être réelles. Il apparaît plus prudent en fait de réaliser ces cartes à un niveau de résolution tel qu'aucun lissage ne soit nécessaire pour éviter la deuxième redistribution, ce qui conduira en outre très certainement à des pixels plus grands que la PSF et moyennera les effets de la première redistribution.

Une méthode permettant malgré tout de réaliser des cartes de plus haute résolution serait de déconvoluer les images des effets de PSF grâce à un filtrage de Fourier (équation D.28). En effet, si l'on note respectivement  $c$ ,  $p$  et  $m$ , la carte originale du ciel, le noyau représentant la PSF et la carte mesurée sur le détecteur, on a  $m = p * c$ . Or si l'on note à présent  $\vec{c}$ ,  $\vec{p}$  et  $\vec{m}$  leurs transformées de Fourier discrètes<sup>2</sup> respectives, les propriétés de l'analyse de Fourier permettent d'écrire que  $\vec{m} = \vec{p} \cdot \vec{c}$ . On peut donc en théorie reconstruire l'image d'origine en réalisant une division dans l'espace des nombres complexes puis en calculant la transformée de Fourier inverse du résultat :

$$c = \overleftarrow{\vec{p}^{-1} \cdot \vec{m}} \quad (8.25)$$

Comme le montre une simulation simplifiée, consistant en trois sources idéales observées par un télescope idéal de PSF parfaitement gaussienne et constante sur le champ de vue et en énergie (figure 8.13), le fait que l'image intégrée soit "mouchetée" (*cf.* section 8.3.5) crée un bruit dans l'espace de Fourier qui nécessite un filtrage préliminaire à la transformation

<sup>2</sup>On utilise la notation discrète car images directes et images en espace de Fourier sont toutes représentées par des tableaux de nombres et non des fonctions continues.

inverse, et même dans ce cas, la reconstruction n'est évidemment pas parfaite (figure 8.14). Ce filtrage n'est d'ailleurs pas trivial ; le filtre employé dans la simulation précédente est binaire (passe-bas en fréquences spatiales) ; un filtre tenant compte de la nature statistique du "mouchetage" (statistique de Poisson en général) serait plus adéquat. D'autre part, la structure compliquée de la PSF réelle d'*XMM-Newton* nécessitera qu'une telle analyse de Fourier soit elle-même fractionnée dans diverses tranches d'énergie (voire également en anneaux et même en secteurs) à l'instar de la méthode de lissage fractionné.

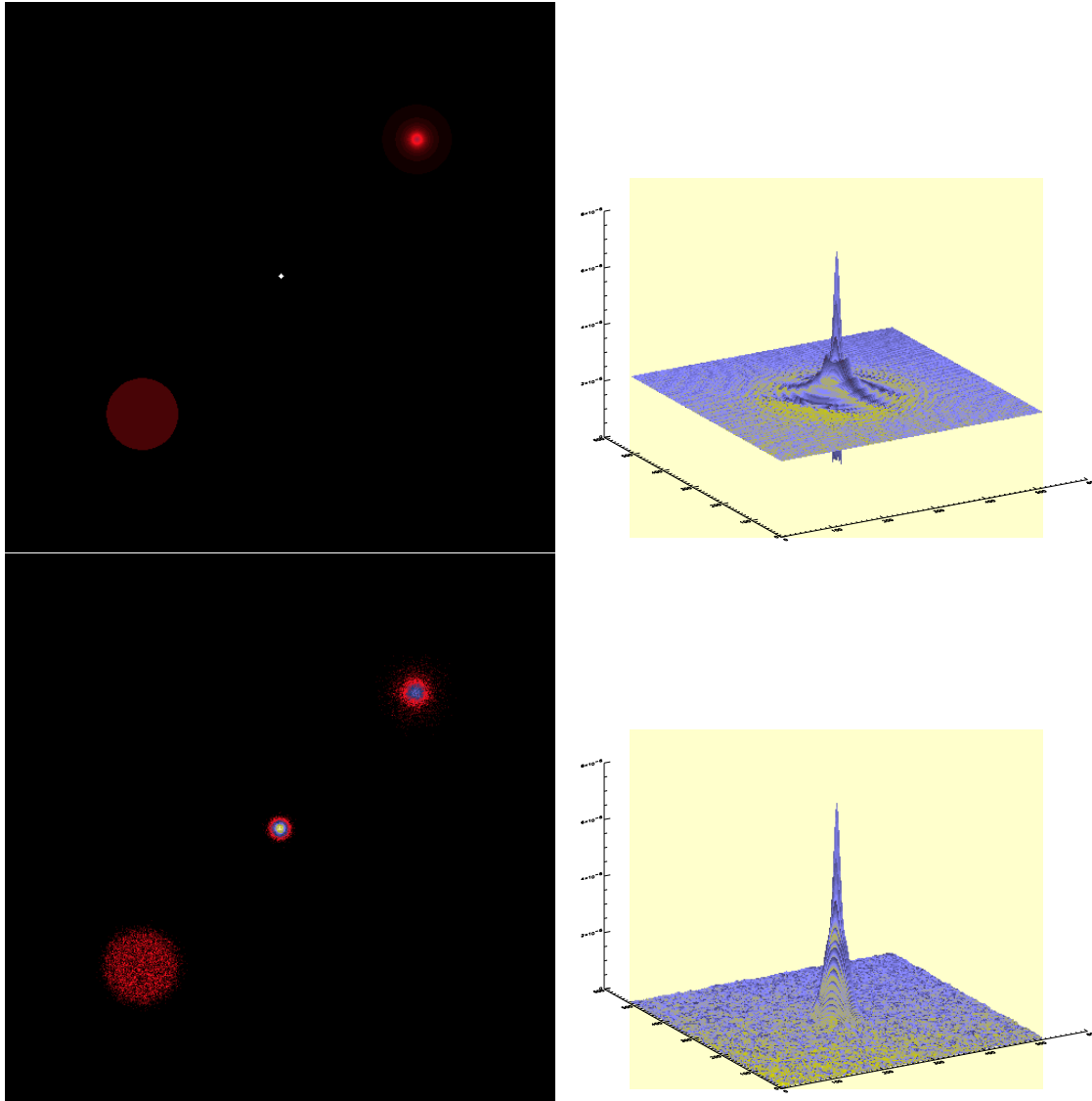


FIG. 8.13: Simulation d'une analyse de Fourier pour déconvoluer une image des effets d'une PSF fictive (gaussienne de  $\sigma = 12$  arcsec). Les images font 512 pixels de côté ; les pixels font 3 arcsec de côté ; les sources modélisées, chacune de même flux total (0.7 photons/s), sont : un objet uniforme de 100 arcsec de rayon (en bas à gauche de l'image), une source ponctuelle (au centre de l'image), un  $\beta$ -modèle ( $\beta = 2/3$ ) de 10 arcsec de rayon de cœur et tronqué à 100 arcsec de rayon (en haut à droite de l'image). Les images sont à gauche, montrant de haut en bas le modèle initial et la simulation d'une observation de 10 ks par un télescope de PSF gaussienne et de rendement 1. Les transformées de Fourier respectives sont montrées à droite.

La méthode *idéale* serait en fait de pouvoir inverser mathématiquement la FFT (équation 7.5), dans sa globalité, y compris les effets de redistributions spatiale (PSF) et spectrale (RMF). Cette méthode *ad hoc* permettrait de remonter à une description tridimensionnelle (un cube d'images à différentes énergies) du ciel, et de s'affranchir de toute

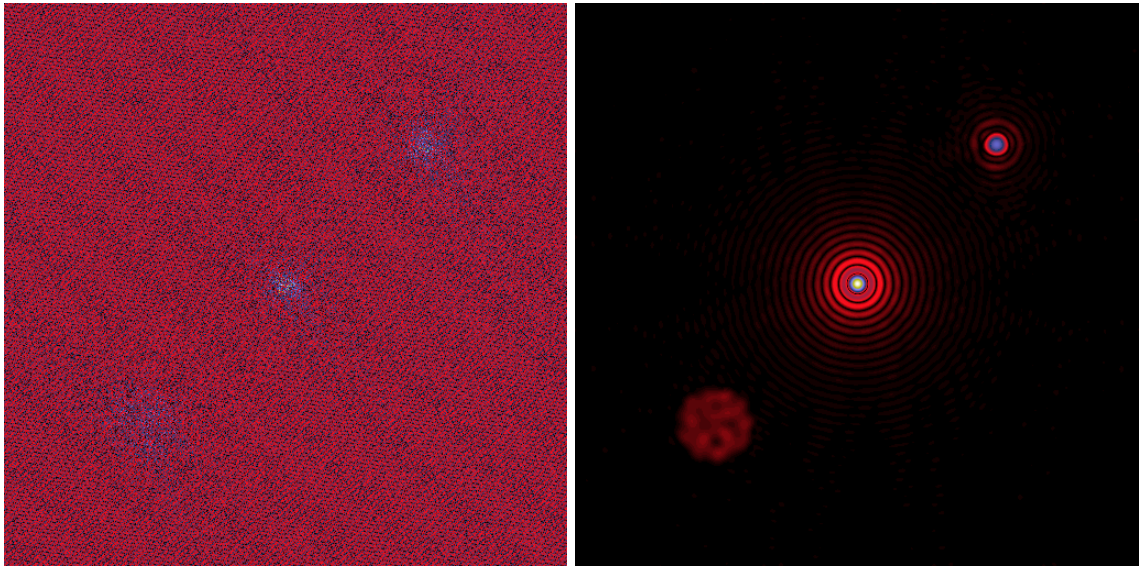


FIG. 8.14: Images obtenues, après division dans l'espace de Fourier de l'observation simulée par la PSF. Gauche : résultat direct (sans filtrage). Droite : résultat après application d'un filtre binaire de 33 pixels de rayon dans l'espace de Fourier.

hypothèse et modèle pour l'analyse d'objets complexes (cas des amas de galaxies en interaction par exemple). La méthode des poids généralisée est une première étape vers cet objectif, mais elle souffre d'une part de biais non négligeables sur le calcul des poids et d'autre part ne peut pas interpoler en dehors des pixels ayant compté des événements. Une méthode d'inversion consiste à résoudre un système d'équations (sous forme matricielle) qui fait correspondre une grille objet continue à une grille image quelconque à travers une matrice de réponse. De tels algorithmes sont d'ailleurs développés pour des instruments d'observation en millimétrique (Tegmark, 1997; Marty et al., 2004). et pourraient servir de base de travail. Le fait que les réponses instrumentales des télescopes-X modernes soient de plus en plus fines (résolutions spatiales et spectrales d'*XMM-Newton* et de *Chandra* bien meilleures que celles de leurs prédécesseurs) permet d'espérer qu'une telle inversion matricielle puisse converger itérativement à défaut de pouvoir être calculable exactement.

Notons enfin qu'il pourrait être alors intéressant de refaire tourner l'algorithme de détection de sources (section 8.2.6) sur une telle image pondérée et déconvoluée des effets de PSF pour augmenter les chances de détection de sources à faible rapport signal / bruit.





# Data analysis methods for *XMM-Newton* observations of extended sources.

## Application to bright massive clusters of galaxies at $z = 0.2$

Philippe B. Marty<sup>a,b</sup>,

Jean-Paul Kneib<sup>b</sup>, Rachida Sadat<sup>b</sup>, Harald Ebeling<sup>c</sup>, Ian Smail<sup>d</sup>

<sup>a</sup>I.A.S., bât. 121, Campus Université Paris 11, F-91405 Orsay cedex, France

<sup>b</sup>L.A.O.M.P., 14 av. E. Belin, F-31400 Toulouse, France

<sup>c</sup>Institute for Astronomy, University of Hawaii, 2680 Woodlawn Drive, Honolulu, HI.96822, USA

<sup>d</sup>Department of Physics, University of Durham, South Road, Durham DH13LE, UK

### ABSTRACT

In this paper, a review is given of methods useful for *XMM-Newton EPIC* data analysis of extended sources, along with some applications to a bright massive cluster of galaxies at  $z = 0.2$ , Abell 209. This may constitute an introduction to that kind of advanced analysis, complementing cookbooks that can be found over the internet, the *XMM-Newton EPIC* calibration status document,<sup>13</sup> and the data analysis workshops organised in VILSPA, which were only dedicated so far to point sources analysis. In addition, new spectro-imaging techniques are proposed, in order to measure for instance the intracluster medium mass and temperature profiles, or even maps.

**Keywords:** Missions: *XMM-Newton* – X-rays: General – Techniques: Spectro-Imaging – Galaxies: Clusters: Individual: Abell 209 – Cosmology: Observations

### 1. INTRODUCTION

After two years and a half of in-orbit operations, the *XMM-Newton* telescopes have almost completed their GT (Guaranteed Time) and GO1 (1st Guest Observer cycle) duties. The selection process among the proposals for the GO2 (2nd Guest Observer cycle) is about to end, so that the corresponding observations may start within a semester, by early 2003. Tab. 1 shows that ClG (Clusters of Galaxies) related proposals represents one third to one seventh of the total, depending on whether one includes connected topics (individual galaxies, groups of galaxies and large scale structures surveys) or not. It may be assumed that the same ratio will appear in the final GO2 schedule, and has already appeared in the GT and GO1 schedules. However, Tab. 1 indicates a rather lower ratio in terms of published results.

As a matter of fact, clusters of galaxies, along with *supernovae* remnants, are the only X-rays diffuse emitters that may cover a substantial fraction of the, if not the whole, *XMM-Newton* telescope FOV (Field Of View). The case of the diffuse EXRB (Extragalactic X-Rays Background) is more complex since it is proven<sup>20</sup> to originate from the cumulated emission of an unresolved distribution of distant AGN (Active Galaxy Nuclei), in correlation<sup>23</sup> with the FIR (Far Infra-Red) background. But at any rate, this kind of observations suffers from the main *XMM-Newton* advantage, which can turn into a drawback, namely its great throughput and sensitivity. With its spectro-imaging capability extending upto 12 keV, as compared to that of the previous major X-rays observatory *ROSAT*, limited to 3 keV, and its three mirrors combined effective area 3 to 5 times greater than that of the contemporary *Chandra* telescope,<sup>7</sup> *XMM-Newton* opens the window of spatially resolved spectroscopy, and achieve photon statistics just sufficient to detect fainter parts of extended objects of which only the cores were previously analysed. But the problems arising then are those of any pioneer: common data analysis tools evolved so as to encompass these new capabilities, but are obviously limited in dealing with all the new parameters and corrections necessary; uncertainties in instrument calibration may reach the same order of magnitude than photon statistics for faint regions falling on the edges of the FOV (where the mirror vignetting effect is important), so that it is not always clear whether

---

Further author information: (Send correspondence to P.B.M.)  
P.B.M.: E-mail: marty@ias.fr

**Table 1.** Scheduling and bibliographical overview of Clusters of Galaxies as seen by the *XMM-Newton EPIC* instruments.

PV/CAL <sup>a</sup> +GT+GO1	at least 129 scheduled <sup>b</sup> ClG targets at least 77 observed <sup>b</sup> ClG at the time of REV 421 (03/2002)
GO2 <sup>c</sup>	113 proposals about ClG 115 proposals about galaxies and groups 43 proposals about surveys 869 overall proposals
after 2.5 years <sup>d</sup>	18 papers <sup>e</sup> about ClG: 16 objects +7 papers about M87 +2 papers about serendipitous detections +2 papers about preliminar results from surveys at least 250 to 300 papers about <i>XMM-Newton</i> observations in general

<sup>a</sup> Phase of Verification and CALibration

<sup>b</sup> Source: <http://xmm.vilspa.esa.es/>

<sup>c</sup> Source: *XMM-Newton* internet news #22

<sup>d</sup> Source: internet ADS (Abstracts Database Service); including *astro-ph* preprints when not elsewhere published yet

<sup>e</sup> including 3 in common with *Chandra*

extending the analysis upto those faintest parts of an extended source is limited either by the accuracy of the models fitted to the data, or by the calibration corrections applied to the data (or both).

In the following sections (§3,§4), a review is presented of the main analysis methods used so far in the frame of *XMM-Newton EPIC* observational data, with a list of their advantages and drawbacks, as well as proposals for improving them, and examples applied to the analysis of a bright massive ClG, namely Abell 209. But before going into the data analysis details, the next section (§2) summarizes briefly the main instrumental effects that will have to be dealt with further on.

## 2. INSTRUMENTAL ASPECTS

### 2.1. Photon detection efficiency

An *XMM-Newton* X-rays telescope basically consists of a chain of 3 optical devices: (a) the mirror module which collects and focuses the light; (b) a filter (chosen among the six self-explanatory different positions of a filter wheel: “open”, “thin1”, “thin2”, “medium”, “thick”, “closed”) aimed at blocking UV and greater wavelength and reducing the X-rays flux from the brightest sources; (c) a CCD camera which detects the photons through the photo-electric effect, and is able to function in a photon counting mode due to the high amount of energy deposited by each single photon. Two of the three telescopes are also equipped with a reflection grating device which allows for dispersing half of the flux collected by the mirrors onto a high resolution spectrometer (*RGS* instrument) at a secondary focal plane.

Each of these devices has its own reflection or transmission or detection efficiency, the combination of which forms the overall telescope efficiency. A basic description of their origin and consequences is given hereafter, more details and graphs may be found in the *XMM-Newton* user's handbook,<sup>7</sup> other dedicated papers<sup>4,26,28</sup> and other articles *ibid*.

#### 2.1.1. Mirrors effective area and vignetting

The basic reflectivity of the grazing angles mirrors is known to decrease with energy, as a consequence of the absorbtivity of its constitutive materials (here Gold and Nickel) and of the Bragg's law which states the optimal incidence angle as a function of the wavelength:  $2 d \cdot \cos(\theta_i) = n \cdot \lambda$ .

This coefficient, between 1 and 0, may be multiplied by the nominal collecting surface (in  $cm^2$ ) of the mirror module to form the effective area.

Another effect results from the fact that some X-rays may fall in the mirrors FOV with a direction not parallel to the optical axis, for instance those coming from secondary point sources on the edge of the FOV, or those coming from the edge of very extended objects while the telescope axis is aligned on its core. These off-axis X-rays hence have angles of incidence slightly off the optimal Bragg value and suffer a loss of reflectivity; the more off-axis, the less efficient. Again, this effect, known as vignetting, is increasing (the reflectivity is decreasing) with energy.

We may thus summarize the mirror overall efficiency as follow:

$$ME(E, \theta) = A_{eff}(E) \cdot V(E, \theta) \quad (1)$$

### 2.1.2. Filter transmission

The transmission here is simply a function of the thickness of the absorbing layers (mainly Aluminium and Polypropylen or Polyamide). The efficiency hence increases with the photon energy and decreases with the thickness of the filter. One may expect small spatial inhomogeneities according to a possible spatial variation of the thickness, but this is assumed to be negligible and anyway has not been accurately measured yet.

We have then:

$$FE(E) = T(E) \quad (2)$$

### 2.1.3. Detector quantum efficiency

When the remaining photons, after going through the mirror and the filter, eventually hit the camera, there are many ways of losing some of the photo-electrons created by the impact: missing hits (because the photon were not enough energetic to penetrate the semiconductor, or too energetic and went completely through without depositing all its energy), scattering within neighbouring pixels (“patterns”), mixing with neighbouring photons (“pile up”), loss during photo-charges transfer to the electronic readout node (“charge transfer inefficiency” or CTI)...

This results in two main effects. On one hand, the overall number of counted photo-electric events within a given lapse of time is lower than the incident photon flux, due to an overall efficiency lower than 1; this may be expressed in terms of a detection QE (Quantum Efficiency) as a function of the incident photon energy. On the other hand, there is a slight redistribution effect of the energy spectrum of the incident photon flux, due to various charge transfer and electronic readout mechanisms which may lead to some photo-events being affected an energy value lower than that of the incident photon; this may be represented by a two-dimensional matrix,<sup>1</sup> the RMF (Redistribution Matrix Function), which is function of the incident photon energy and the output electronic channel energy.

We then define the detection QE and RMF as follow:

$$QE(E) = \frac{N_{counts}^{detector}}{N_{photons}^{detector}(E)} \quad (3)$$

$$RMF(E, C) = \frac{N_{counts}^{detector}(C)}{QE(E) \cdot N_{photons}^{detector}(E)} \quad (4)$$

### 2.1.4. Overall response functions

Assuming the detector is operated in pile-up limiting conditions (increasing the filter thickness and decreasing the camera reading cycle in order to observe sources with increasing flux), one can define<sup>1</sup> an “on-axis ARF” (Ancillary Response Function) by grouping Eqn. 1, Eqn. 2 and Eqn. 3 with  $\theta = 0$ :

$$ARF(E) = ME(E, 0) \cdot FE(E) \cdot QE(E) \quad (5)$$

$$= \frac{N_{counts}^{detector}}{N_{photons}^{sky, \theta=0}(E)} \quad (6)$$

In the same way, one can combine the RMF and the ARF (Eqn. 4 and Eqn. 5) to form the overall telescope on-axis response matrix:

$$Resp(E, C) = RMF(E, C) \times ARF(E) \quad (7)$$

$$= \frac{N_{counts}^{detector}(C)}{N_{photons}^{sky, \theta=0}(E)} \quad (8)$$

These response functions may be used (see §4) by some dedicated softwares to fold a given physical X-rays emission spectrum model (along a true energy axis) and try fitting the observed data (which are projected onto a digital units, or channels, energy axis).

## 2.2. Instrument spatial resolution

X-rays mirrors, as those of any other telescopes, suffer from a spatial redistribution of the events on the detector, with respect to the incident photon flux, in an analogous fashion as the energy dependent RMF. It is called the PSF (Point Spread Function), and determines the spatial resolution of the instrument. In general the PSF has a 2D-gaussian shape, and the spatial resolution may be defined as the gaussian FWHM (Full Width at Half Maximum); in the case of the *XMM-Newton* mirrors, the PSF is better modelled as King profiles,<sup>11</sup> and its FWHM (which would be equal to twice the King profile core radius if the power index were unity) varies between 4 and 8 *arcsec* across the FOV and the energy passband.

## 2.3. Background origins

During quiescent periods (no significant soft protons contamination), the *EPIC* background has been shown<sup>14</sup> to be mainly composed of:

- Remaining cosmic rays induced events (high energy; non vignettted): unrejected by on-board electronics.
- Instrumental fluorescent X-rays emission (from camera close environment, mainly the Aluminium line around 1.4 *keV* for both *MOS* and *pn*, and the Copper complex around 8 *keV* for *pn*; non vignettted): no significant increase in fluorescence level after solar flares has been observed so far, but images in corresponding sharp energy bands show that these emission features are correlated to regions of corresponding material in the camera structure.<sup>7</sup>
- Electronic noise (bright pixels and dark current; non vignettted): (a) since the *pn* pixels are about the size of the PSF, bright pixels are sometimes undistinguishable from point sources (hence missed by the *XMM-SAS* algorithms); (b) an electronic overshoot problem seems to cause noise accumulation near the *pn* readout edges (outer edge of the FOV); (c) ionizing particles secondary effects on the *MOS* often materialize as flickering pixels at low energies; (d) finally, the *MOS* dark current may be negligible (of the order of 0.5 *cnt/s/CCD* in the 0.2 – 10 *keV* band<sup>10</sup>) and the same may be expected from the *pn*.
- Remaining low flux soft protons (high energy; vignettted): a magnetic divertor in the telescopes prevents electrons from reaching the cameras, but some protons may still contaminate the data; while this effect is still under investigations, it seems that these protons mainly show up as additional flickering pixels occurring at dates very close to a forthcoming flaring period.<sup>9</sup>
- Sky X-rays background (low to medium energy; vignettted): in the case of CIG observations, looking away from the galactic center, these events are mainly due to the EXRB, mostly unresolved faint and/or far AGN sources.<sup>20</sup>

## 3. BACKGROUND SUBTRACTION

The first step before performing any advanced spectro-imaging analysis on X-rays data is to clean them from any perturbing and/or non-X-rays events.

### 3.1. Selecting only valid events

Despite the first electronic processing onboard, a lot of non-photon events are still present in the raw data, and can only be sorted out after a standard pipeline processing (*XMM-SAS* tasks: `emchain` or `emproc` for the *MOS*, `epchain` or `epproc` for the *pn*) aiming at pattern and energy recognition, which includes a flagging step where events falling on or near badpixels or CCD edges are marked accordingly. Minimizing onboard processing, despite its necessity for limiting the telemetry, allows for software and algorithms improvements, and old data sets may be re-analysed later with better results and minimal information loss.

Tab. 2 summarizes the different flag values. By hexadecimal combinations, it is possible to give a multiple description for a given event, if need be. Inversely, by excluding some hexadecimal combinations, one can select a

cleaned subset of the original events. A straightforward method consists of keeping only those events having a total flag value equal to 0 (no warning), by adding to the *XMM*SAS task *evselect* the following filter: `FLAG==0`.

A more subtle method is proposed by the current pipeline software, which consists of removing the defined flags from number 16 to 31, respectively: `(FLAG & 0x766b0000)==0` for the *MOS*, `(FLAG & 0xfa0000)==0` for the *pn*. Note that, in the latter case, events from out the FOV are still in, which may not be the desired results, so that one should prefer for the *pn*: `(FLAG & 0x2fb0000)==0`.

Finally, it would seem safe to exclude also events from offset columns and spoiled frames, to remove electronic noise, ending with the filter formulae: `(FLAG & 0x766b0808)==0` for the *MOS*, `(FLAG & 0x2fb0808)==0` for the *pn*.

**Table 2.** Events quality FLAG values description.

short code	command line to select	description
XMMEA_0	<code>(FLAG &amp; 0x 1)!=0</code>	DIAGONAL
XMMEA_1	<code>(FLAG &amp; 0x 2)!=0</code>	CLOSE TO CCD BORDER
XMMEA_2	<code>(FLAG &amp; 0x 4)!=0</code>	CLOSE TO CCD WINDOW
XMMEA_3	<code>(FLAG &amp; 0x 8)!=0</code>	ON OFFSET COLUMN
XMMEA_4	<code>(FLAG &amp; 0x 10)!=0</code>	NEXT TO OFFSET COLUMN
XMMEA_5	<code>(FLAG &amp; 0x 20)!=0</code>	CLOSE TO ONBOARD BADPIX
XMMEA_6	<code>(FLAG &amp; 0x 40)!=0</code>	CLOSE TO BRIGHTPIX
XMMEA_8	<code>(FLAG &amp; 0x 100)!=0</code>	CLOSE TO DEADPIX
XMMEA_9	<code>(FLAG &amp; 0x 200)!=0</code>	CLOSE TO BADCOL
XMMEA_10	<code>(FLAG &amp; 0x 400)!=0</code>	CLOSE TO BADROW
XMMEA_11	<code>(FLAG &amp; 0x 800)!=0</code>	IN SPOILED FRAME
XMMEA_16	<code>(FLAG &amp; 0x 10000)!=0</code>	OUT OF FOV
XMMEA_17	<code>(FLAG &amp; 0x 20000)!=0</code>	IN BAD FRAME
XMMEA_19	<code>(FLAG &amp; 0x 80000)!=0</code>	COSMIC RAY
XMMEA_20	<code>(FLAG &amp; 0x 100000)!=0</code>	MIP ASSOCIATED (pn)
XMMEA_21	<code>(FLAG &amp; 0x 200000)!=0</code>	ON BADPIX
XMMEA_22	<code>(FLAG &amp; 0x 400000)!=0</code>	SECONDARY (pn) REJECTED BY GATTI (mos)
XMMEA_23	<code>(FLAG &amp; 0x 800000)!=0</code>	TRAILING (pn)
XMMEA_25	<code>(FLAG &amp; 0x 2000000)!=0</code>	OUT OF CCD WINDOW
XMMEA_26	<code>(FLAG &amp; 0x 4000000)!=0</code>	OUTSIDE THRESHOLDS (mos)
XMMEA_28	<code>(FLAG &amp; 0x 10000000)!=0</code>	ON BADROW (mos)
XMMEA_29	<code>(FLAG &amp; 0x 20000000)!=0</code>	BAD E3E4 (mos)
XMMEA_30	<code>(FLAG &amp; 0x 40000000)!=0</code>	UNDERSHOOT (mos)

In the same way, events originating from piled up photons and/or cosmic rays show different pattern photon events. A description of the patterns may be found in the bibliography,<sup>28</sup> along with the following additional selection criterion: `PATTERN in [0:12]` for the *MOS* (singles, doubles, triples and quadruples), `PATTERN in [0:4]` for the *pn* (singles and doubles only, because the *pn* pixels are larger). Note that the *MOS* pattern number 31, which could also point at real photo-events, has been excluded since it appears extremely noisy.<sup>10</sup>

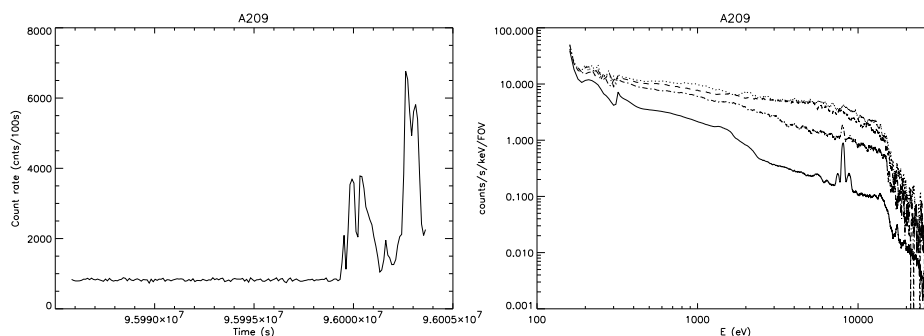
Leaving events with non valid flag or pattern value would lead to meaningless results, especially for spectral analysis, where some non valid *pn* events may have negative energy values, or some special *MOS* events between 12 and 15 keV show a triangular distribution along time since they are triggered by an electronic readout device (GATTI).

Finally, a third selection criterion on the event energy\* may be set up to filter out regions where the spectral response of the *EPIC* cameras is not well calibrated and/or rather noisy, respectively: `PI in [300:12000]` for the *MOS*, `PI in [300:15000]` for the *pn*. Nevertheless, on the one hand, the low energy calibrations are improving regularly, and on the other hand, the high energy part is dominated by other sources of noise (§3.2), so that this criterion should become less important in the future. In addition, a last energy band selection may be performed independently with most of the spectral analysis softwares.

\*in PI (or Pulse Independent) units; *i.e.* electronic channel units translated into equivalent eV units; but remember that, due to redistribution effect, this energy may not be that of the incident photon and still is a kind of “channel” energy

### 3.2. Keeping only quiescent periods

Some *XMM-Newton EPIC* observations presents periods (from 0 to 100% of the total observation duration... generally about 5%) of unusually high background level (Fig. 1, left), which mainly consists of photon-like events, at rather high energies (from 1 to 20 keV). These events are thought to originate from solar soft protons being directly gathered by the grazing mirrors modules, and/or maybe trapped beforehand by earth magnetosphere. Studies of correlation with altitude and attitude of the telescope with respect to the sun and the earth magnetic field lines are still under work.<sup>21</sup> Their time variation is highly chaotic and their spectral shape also seems to be variable (Fig. 1, right).



**Figure 1.** LEFT: lightcurve of the *pn* valid events with no energy nor time selection, during the Abell 209 observation (REV 202). RIGHT: spectrum of three flaring periods (dash: 96000500-96000800, dash-dot: 96002600-96002800, dot: 96003000-96003300) as compared to that of a quiescent period (95985777-95999000).

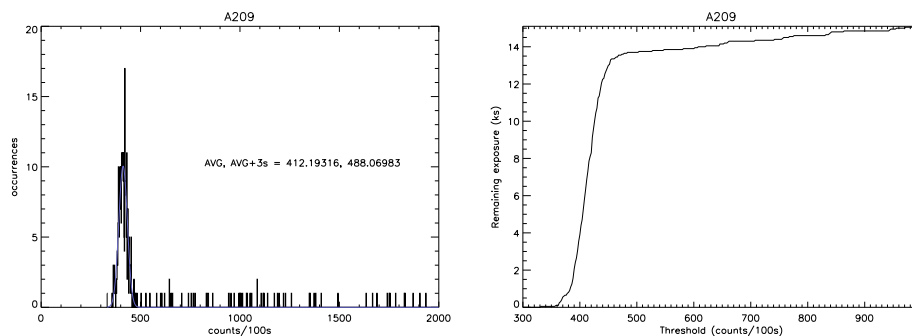
At least five different methods may be used to screen out these flaring periods, with more or less accuracy but also complexity.

The most straightforward method is based on a selection of time intervals where the count rate in a given energy band is lower to a given threshold. This is the most robust and the simplest to implement into the *XMMASAS*: tasks `evselect` with criterion from §3.2 to generate a lightcurve, then `tabgtigen` to generate a range of GTI (Good Time Intervals) to be added to further selection operations. However, the energy range and threshold have to be found out empirically and manually. But, in general, values of 10 counts per 100 s bin for each *MOS*, or 80 counts per 100 s bin for the *pn* work fine in the 200 to 12000 eV range. Other threshold and energy bands may be found in the litterature.<sup>2,14-16,18,19,22</sup> They mainly depends on whether very hard objects (like neutron stars, which may drastically raise the mean count rate even above 12 keV) are present in the FOV, and on the local overall background for the considered observation (a few rare data sets show an anomalously high “quiet background” level in addition to shorter soft protons flaring periods). A last variant consists of doing exactly the same analysis but only on events situated on detector parts outside the FOV: since the soft protons are mechanically diffused within the telescope, they may reach these regions, as well as photons from instrumental fluorescence, while photons from the sky should not. But since these regions are rather limited in area, the statistics is quite poor and this variant should be discouraged.

A second method<sup>15</sup> is a bit more sophisticated and propose a fixed recipe to determine a count rate threshold, given a starting energy band: to compute the average count rate  $\bar{c}$  and choose as a threshold value  $\bar{c} + 3\sigma$  (Fig. 2, left). This presents a drawback and an advantage: statistical functions provided within the *XMMASAS* (tasks `statgets` or `lcplot`) are not sufficient because the flares peaks will contaminate the moments values, and a gaussian fit over the histogram of the rate curve would be the correct algorithm, but requires use of an external routine, not always easy to implement in a batch analysis; however, in addition to its automatic design, this method has been tested successfully on data sets contaminated by soft protons upto 75%.

A third method<sup>16</sup> consists of an empirical determination of the threshold value, for a given energy band, by analysing the remaining exposure time after thresholding as a function of the threshold value. This should lead to

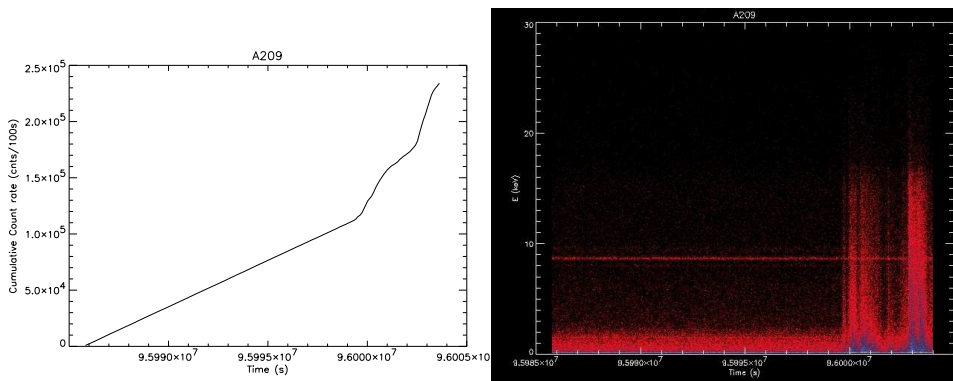
an asymptotic graph (Fig. 2, right), which should allow to determine the optimum threshold. This iterative method appears very slow, even in an automatic batch process, and the asymptotic threshold determination not trivial.



**Figure 2.** LEFT: histogram of the  $pn$  valid events lightcurve with no energy nor time selection, during the Abell 209 observation (REV 202). RIGHT: plot of the remaining exposure time as a function of the threshold applied to the  $pn$  valid events lightcurve.

A fourth method would be based on an analysis of a cumulative lightcurve (a cumulative histogram of the events dates), where quiescent regions would appear as straight lines of equal slope, separated by steeper steps at the dates of proton flaring (Fig. 3, left). The detection of linear regions seems easier but still beyond the capabilities of the *XMM*SAS, hence uneasy to implement in a batch analysis.

A fifth method would be based on a clustering analysis (relying on wavelet transformations) on an energy-time (Fig. 3, right) or space-time diagram, where flares clearly appears as stronger vertical patches. This has not been fully developed yet, but could provide a solution for complete removal of soft protons contamination.



**Figure 3.** LEFT: cumulative lightcurve of the  $pn$  valid events with no energy nor time selection, during the Abell 209 observation (REV 202). RIGHT: energy-time diagram for the  $pn$  valid events.

Remaining events associated to soft protons flares would mainly result in an artificial hardening of the source spectrum, hence leading to higher temperature determination in the case of the intracluster medium. Up to now,



remaining flickering pixels due to low level soft protons contamination of quiescent periods cannot be directly detected and removed (see §3.3).

### 3.3. Estimating all other background components

To remove all other background components (mainly: instrumental fluorescence, remaining cosmic rays and the EXRB), it has been proposed<sup>2</sup> to build pseudo-observation data sets from real observation data of “blank” sky regions, like the Lockman Hole, and to use these auxiliary data to estimate and remove the background from the main analysed object.

More details can be found in a dedicated technical note,<sup>14</sup> but the basic principle is to merge several different data sets in order to achieve the best possible statistics, lowering background error bars below the level of the main data errors. This merged blank set may then be reprojected onto the sky attitude of the main object, so that exactly the same cleaning selection may be performed, hence resulting in the same effective detector area, making any subtraction possible, without any bias. But many other problems arise then.

First of all, these merged data sets reach important file size, so that they are a trade off between statistics and memory usage. Their size may be reduced by applying cleaning selection (like those in §3.1, §3.2), but this could prevent users to define different criteria and introduce a bias with respect to their main data analysis. In the end, only two selections were applied, the first one being a flare removal as conservative as possible, allowing the user for a second tighter pass if need be.

Then, any “blank” field never is purely “blank” and always holds field stars and sources. The second selection was indeed a manual removal of point sources, along with an automatic badpixel screening. With at least five different data sets being merged, it is assumed that “holes” thus created in each data set will be filled by the others, so no further correction is needed. But the point is that each data set amounts for at least 30 *ks* exposure, while for most of CIG observations the typical remaining exposure after cleaning rarely reaches 20 *ks*. This means that faint sources that are easily resolved in the empty sky data may still lie in the noise in the CIG data, thus leading to an underestimation of the empty sky and hence to an overestimation of the remaining CIG signal, specially at low energies ( $< 2$  *keV*) according to the EXRB and field stars cumulated spectra.

In addition, these auxiliary blank data sets have only been generated, yet, using observations with the “thin” filter on, assuming that it was the most used filter setting during observations of extended sources, which flux are by definition extended enough to limit the risk of pile-up. Unfortunately, many such observations must be carried out with the medium filter due to the closing presence of a bright star in the FOV, and many *supernovae* remnants are both extended and very bright sources and also require use of thicker filter. This may have no influence on the pure instrumental noise (fluorescence), and very limited influence on the very energetic noise (cosmic rays) since all filters transmissions tend to unity above 3 *keV*,<sup>28</sup> so that it could be expected that subtracting blank data may always remove these components, whatever the filter settings. But a major bias is introduced at low energies concerning the EXRB estimation. If the CIG is observed with thicker filter than the blank fields, this would tend to go in the opposite direction as the previous effect, overestimating the background level relatively to the main data.

Another bias cause for the low energies resides in the different levels of galactic absorption (due to the hydrogen column density on the line of sight, as measured by the  $N_H$ ) between blank fields, which are chosen as “blank” because they have low  $N_H$  values as well as limited field source population, whereas typical CIG observations may suffer from  $N_H$  values 2 to 5 times higher, even worse for some galactic *supernovae* remnants objects. This again tends to an overestimation of the EXRB from the blank fields relatively to the main source, and may be aggravated by a filter setting bias.

Yet another bias related to instrumental settings may appear for the *pn* camera only. It comes from the fact that the blank fields have mainly been observed in the “full frame” mode, while the “extended full frame” mode should be preferred in the case of relatively low flux sources, because this mode has a longer readout cycle and hence is more sensitive to pile up, but less to out-of-time events contamination. The *pn* camera has no memory zone where to stack photo-charges of a previous frame while integrating the next one, nor any obturator to prevent further photons to impact the camera during the readout process. This results in an accumulation of low energy events near the readout nodes, as well as some bright columns full of trailing events in the regions exposed to higher fluxes. The consequence in terms of background estimation within blank fields that have been observed in a different mode is that a spectral discrepancy will appear below 500 *eV*.

Finally, because of various factors, including electronic gain influence, the mean instrumental and energetic cosmic rays background levels inside the blank fields are expected to be slightly different from that within the main data. Many variants of renormalization have been tested (inside or outside the FOV, in different energy bands or selection criteria), but probably the most robust one relies on the comparison of count rates outside the FOV in the whole analysis energy range. Indeed, these regions should only contain instrumental and cosmic rays noise (§3.2), allowing to directly compare background levels between blank fields and main data, while the broader energy range ensures minimal statistics. However, this renormalization finishes to make any EXRB component estimation completely meaningless because there is no reason for it following the same variations than the instrumental or high energies (from solar and/or galactic center origin) components.

The following sections propose ways to improve this situation. As a last note, it should be noticed that any time- and/or pointing dependent variability in these various background components still needs to be carefully investigated, even if it only occurs at the moment through those huge flaring periods (to be removed),  $N_H$  differences (still to be quantified) or small instrumental renormalizations (typical factors values between 0.75 and 1.3). Also, the high energy component may not be as insensitive to the filter thickness as it may be expected, since cosmic rays are not photons but energetic nuclei, and transmission through the filter follows different matter interaction laws; for instance, some particles may deposit upto 50% of their energy in the “thick” filter, so that the result in terms of photo-charges noise on the camera may be well different than if the particle had gone through the “thin” filter. In the same fashion, changing the Aluminium thickness in front of the detector may change the fluorescence level of the Aluminium line without affecting much of the continuum background level, but again this still has to be quantified. On the other hand, blank fields may be expected to hold a similar fraction of remaining low level soft protons so that they may be the only way, yet, to remove this component from the main data.

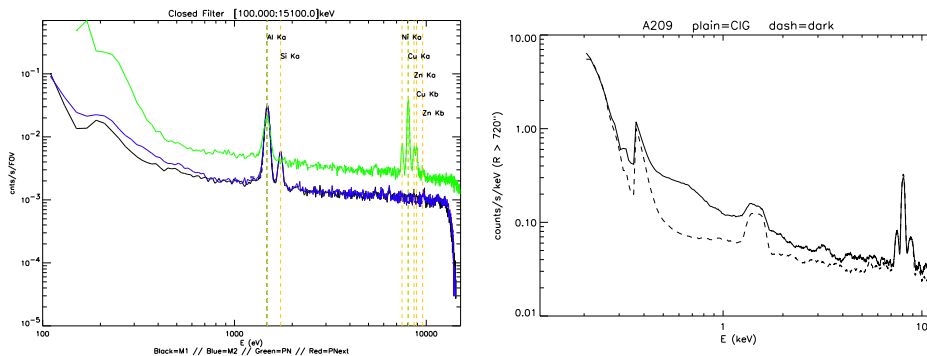
### 3.4. Isolating the instrumental background

It may seem natural now to look for a method allowing to isolate the instrumental and high energy particles background components from the EXRB component. One way has been called the “double background subtraction” method.<sup>8</sup> It relies on the assumption that a detector region may be defined free of any sky sources within the main data. A first direct subtraction of the blank field from the main data, assuming that there is no filter bias nor operating mode bias and that all selections and renormalizations have been made, allows for instrumental and particles noise removal. While the signal from the region holding the analysed source is still pertubated by the EXRB and the biased subtraction (due to possible  $N_H$  difference, abusive renormalization and/or unresolved point sources), the signal within the outer “free” region should be exactly equal to that perturbation. Hence, after taking into account the difference in terms of effective detector surface, the signal from the outer free region may simply be subtracted again from the main region to get at last a cleaned measurement.

Another possibility is offered by data sets acquired with the filter wheel in the “closed” position. This ensures that no photons from the sky may reach the camera, so that the data set only contains instrumental and particles (which may still go through or induce secondary fluorescence as before) components, like a kind of “dark field”. A second advantage of these data is that they hold much less events for a given exposure duration than an equivalent blank field, precisely because of the absence of sky photons. As for blank fields, a set of merged dark fields may thus be used to clean the main data, leaving again the EXRB correction for a second pass: either from an outer free region of the main data, or from a model, or even from blank fields which have been also cleaned for their dark components in the same way. This second step is discussed in §4.

A first study of dark fields was conducted in January 2002. At that time, using the online log browser from the *XMM-Newton* internet site, a list of data sets could be established: c.a. 190 *ks* for full frame *MOS1*, 170 *ks* for full frame *MOS2*, 114 *ks* for full frame *pn*, 30 *ks* for extended full frame *pn*. But not all of them were available from the public FTP (part of proprietary data, or not yet processed by the official pipeline which treats science observation in priority), and from those available a few appeared contaminated by those periods of unusually high overall background level (§3.2). After processing, only remained respectively<sup>†</sup>: 110 *ks*, 101 *ks*, 15 *ks* and 27 *ks*. Dark data for other modes were even rarer and at any rate beyond the scope of this first analysis, for *CI-G* observations seldomly make use of them.

<sup>†</sup>corresponding data files have been made public, and will be regularly maintained and updated, on <ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Closed>



**Figure 4.** LEFT: comparison of the spectra from dark fields as seen by *MOS1*, *MOS2* and *pn*, in their full FOV. RIGHT: comparison of the spectra from an outer free region of the *pn* Abell 209 observation (REV 202) and the corresponding region in the renormalized dark data; the difference is the local EXRB.

As shown on Fig. 4, dark fields contain all background components except soft protons and the EXRB. As for blank fields, they are dependent on the instrumental mode (*pn* full frame and extended frame count rates differ by a factor of about 1.4 in the full FOV and in the 100 : 7100 keV range; the factor goes down to 1 in the 1100 : 7100 keV range), but are easier to merge together since they require no particular cleaning (neither flares nor point sources). During the last months, new observations in closed filter have been performed and will soon be added to this analysis to improve statistics.

### 3.5. Software upgrades

A last caveat to be aware of is the spectral discrepancy that may appear when using blank or dark fields, that have been processed with a different *XMM-SAS* software version than for the main data. Indeed, algorithms taking CTI effects (§1) into account have been regularly improved, resulting in better event energy reconstruction and hence more accurate fluorescence line centering. Other parameters, like the effective exposure duration, may also gain in accuracy as the *XMM-SAS* chain tasks and CCF (Current Calibration Files) improve with time, so that on one hand users should be encouraged to process their data with the latest available softwares, and on the other hand, blank and dark merged data sets should be maintained for consistency.

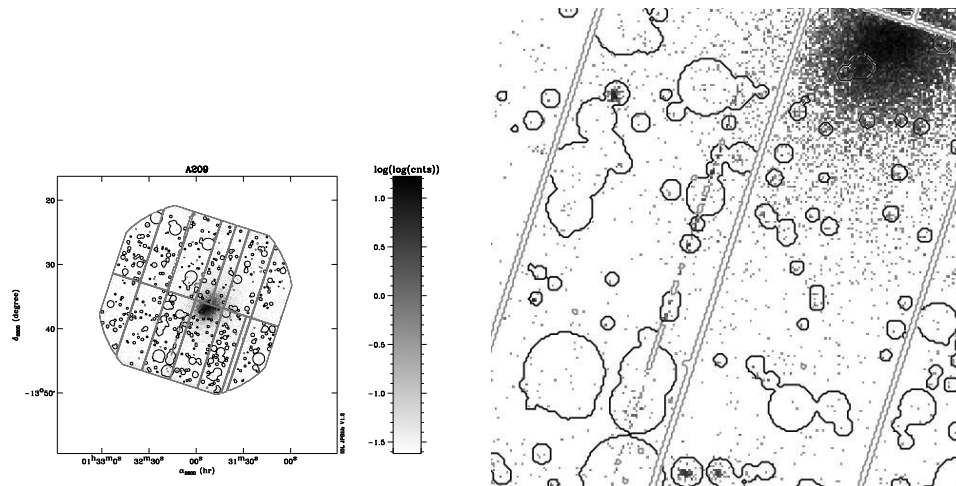
## 4. SPECTRO-IMAGING ANALYSIS

Considering that now instrumental and particles background components may be filtered out or corrected for satisfactorily enough, the last step of analysis should yield to the EXRB correction. Again, different methods may be tried out, depending mainly on the size of the studied source relatively to the *EPIC* FOV.

### 4.1. Field source removal

As already mentioned in §3.3, particular care must be given to the detection and masking off of field sources that may contaminate the diffuse emission from the analysed extended source.

At the moment, two different detection tasks are provided within the *XMM-SAS* (*emldetect* and *ewavelet*) using different algorithms and achieving different performance,<sup>6</sup> but other methods are also under development.<sup>29,5,24</sup> The *ewavelet* tasks has nevertheless this particularity of being able to detect remaining spurious bright pixels and columns (Fig. 5), which may be a drawback when searching for serendipitous new astrophysical sources, but an advantage in the purpose of cleaning the emission from a known extended object. Then, the problem of deciding whenever any source detection really is a separated foreground (or background) source or part of the diffuse emission structure arises. In the case of CIG observations, the straightforward method consists of masking off any detected bright spot, but that point would deserve a serious investigation in the light of the more and more numerous reports about cooling flows and substructures origins in the intracluster medium (*cf.* proceedings from dedicated conferences).



**Figure 5.** LEFT: result of the *ewavelet* XMM-SAS task (from scales 1 to 32, threshold  $3\sigma$ , 2 iterations) applied to the *pn* image of Abell 209 (REV 202); black contours are detected sources and bright spots, gray contours are the CCD mask and the badpixels as detected by the standard XMM-SAS *epchain* pre-analysis task. RIGHT: zoom on a bright column, not completely masked by *epchain*.

#### 4.2. The weights method

A last caveat about extended source data analysis concerns the mixing of spatial and spectral instrumental artifacts, so that it is difficult to extract correct images or spectra from X-rays event lists. The standard way to correct an image for mirror vignetting effect is to divide it by a “flat field map” (or “exposure map” when it is multiplied by the integration time), but spectral information about energy dependent efficiency is lost. The same for a spectrum which is in general compared to a model folded through the instrument response (RMF and ARF), only valid for a given off-axis angle (in general  $\theta = 0$ ), while the spatial off-axis dependent vignetting effect may extend over a substantial fraction of the detector.

Spectroscopy is one key investigation tool for intracluster gas temperature structure and physics, that is why it has been proposed,<sup>3</sup> in the frame of very extended sources studies, to correct spectra for spatial vignetting effects using a “weights” method inherited from *ROSAT* experience. The basic principle is to accumulate, for each listed event of energy  $E$  and off-axis position  $\theta$ ,  $N$  effective events instead of only 1, where  $N = 1/V(E, \theta)$  (Eqn. 1). This method has already been extensively described,<sup>3,16</sup> as well as the possible generalization ( $N = 1/ARF(E, \theta)$ , Eqn. 5) which could be used to correct in one pass images for spectral features as well as vignetting,<sup>18,19</sup> and has been eventually implemented in the last XMM-SAS software version<sup>†</sup> (v5.3).

This method is in addition fully compatible with the background removal methods using auxiliary data (§3.3.3.4) as long as the same detector areas are considered in each data set (by masking off the same detected point sources regions in the auxiliary set for instance), since non-vignetted background events will be abusively weighted in the same way within both sets and will still cancel out by subtraction. On the other hand, this method increases the noise on the results, because of the uncertainty on the individual weights coming from the uncertainty on the individual positions (smeared by the PSF) and individual energies (smeared by the RMF).

<sup>†</sup>The user should be warned, as very recently noticed at the last EPIC-CAL meeting, that this new *ewweight* task produces wrong output when used in conjunction with a version of the XMM-MISCDATA CCF older than 0014

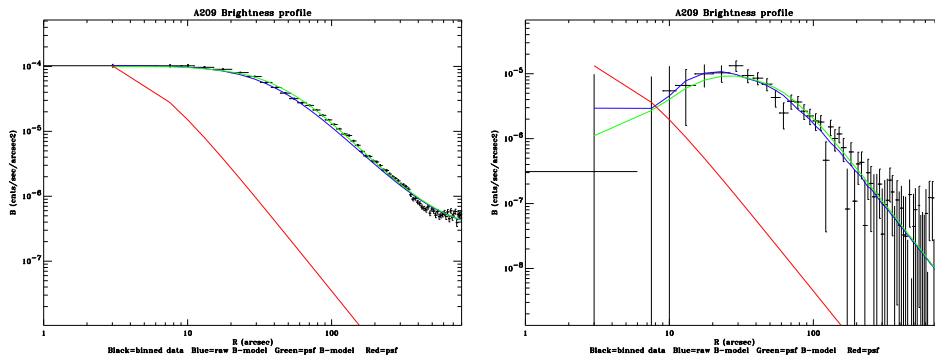
### 4.3. Brightness Profiles

Brightness profiles are usually extracted to study the intracluster mass profile, within relaxed ClG (where spherical symmetry may be assumed). As the radial *XMM*SAS task has now disappeared from the new version release, due to maintainance difficulties, the general purpose `evselect` event selection routine should be preferred, asking for a radial distance histogram; a radial distance column may be easily computed on the basis of the *X* and *Y* columns which are relative to the “RA-DEC” WCS (Right Ascension - Declination World Coordinate System) using the `tabcalc` for example. More accurate routines, for computation of true angular distance along sky great circles, have been developed using *IDL* softwares<sup>§</sup>, and probably are also available in packages like *EXSAS*<sup>¶</sup>.

In the light of the previous sections, it should now be possible to subtract adequately a corresponding background profile to that coming from the main data. But problems raised earlier shall now become apparent.

Using only blank fields for instance, in combination to the weights method for a very extended source like the Abell 2163 ClG, may lead to some residuals, especially at soft energies.<sup>22</sup> Furthermore, in case the main data have been acquired using a different filter than for blank fields, the generalized weights method should be applied (correcting not only for spatial vignetting, but also for spectral transmission, at least that of the filters), but then the weights will not be the same for both data sets causing instrumental background subtraction bias. One can call twice upon the dark fields data set in order to clean the main and blank fields separately, before extracting radial profiles and subtract them, but this implies many more operations and memory usage, and increases the noise.

Another way is to use only dark fields to remove instrumental noise from the main data, leaving only the EXRB in the resulting radial profile (Fig. 6). It can be then included in the model to be fitted as an additional constant parameter.<sup>19</sup> If this is not desirable for any reason, the EXRB may also be estimated from an outer free region in the main data, before being subtracted from it (or added to model). Current EXRB modelization attempts<sup>12</sup> may also provide a useful value if the main source is too extended to leave empty regions on the detector. Finally, a last method consists of computing a differential radial profile (where the *i*th bin of the differential profile  $dP$  may be deduced from the original profile *P* bins by  $dP_i = P_i - P_{i+1}$ ), which may be simply fitted by a differential model, where any constant term (including the EXRB) should have been canceled out in the differentiation process (Fig. 6).



**Figure 6.** LEFT: cumulated *XMM-Newton EPIC* (*pn*+*MOS1*+*MOS2*) radial profile of Abell 209 (REV 202), fitted by PSF-convolved  $\beta$ -model ( $R_c = 38$  arcsec,  $\beta = 0.53$ ). RIGHT: *XMM-Newton EPIC* cumulated differential profile with the same PSF-convolved  $\beta$ -model that has been differentiated and overplotted.

Note that any model to be fitted to the profile should be first convolved by the PSF. This step is not trivial since the PSF differs slightly from one *XMM-Newton* telescope to another, and also is a function of energy and off-axis angle. A temporary method consists of computing a kind of average PSF over the considered detector region and energy band, according to the most recent calibration.<sup>11</sup> A more sophisticated method is discussed in §4.5. The

<sup>§</sup>they will be made public as soon as possible

<sup>¶</sup><http://www.rosat.mpe-garching.mpg.de/web/exsas.html>

only calibration parameter that has not been taken into account at this point is the RMF (the pure redistribution effect; the spectral efficiency may be included in the generalized weights if necessary; see §2,§4.2), but it should not be an issue as long as the radial models do not truly depends on energy.

#### 4.4. Wide Spectra

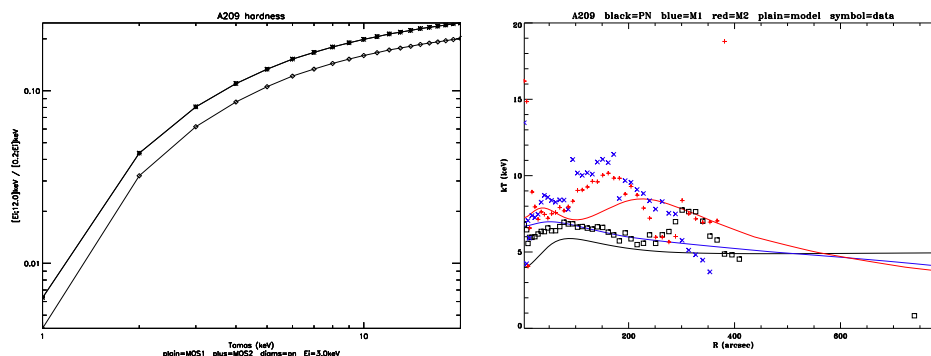
Spectra are directly extracted using the `evselect` task. The same kind of cleaning algorithms as in §4.3 may be used, and the same difficulties may be encountered. Most spectral fitting packages, like *XSPEC*<sup>¶</sup>, are designed to handle different data files which account for various background components, as well as instrumental response (ARF & RMF, §2). The main problem here is to take the PSF into account whenever extracting spectra from narrow regions, like concentric annuli for the purpose of temperature profile reconstruction.<sup>17</sup> But as long as the region is more extended than the PSF §2, this should not be an issue.

#### 4.5. Hardness Profiles and Maps

But since *XMM-Newton* opened the spatially resolved spectroscopy window (§1), all the previous methods may appear somewhat restricted in the frame of studying the intracluster medium structure. That is the reason that motivated the following new methodology. Its driving principle resides in that PSF corrections may be only carried out within images, and that if the energy band of those images was large enough, the RMF should not be an issue.

And, indeed, it is possible to get a temperature measurement through the use of images, extracted in two (or more) different energy bands and recombined to form a hardness image, just as for “false color images”. Classical combinations use two images, one “hard” (in a high energy band) image  $H$  and one “soft” (in a low energy band) image  $S$ , and are of the form  $H/S$  (which is simple) or  $(H - S)/(H + S)$  (which limits divergence when fluxes drop to zero). A hardness-to-temperature conversion function may be build using a spectral model fitting software (Fig. 7), by calculating the hardness ratio from model spectra at different temperatures.

A first approach consists then in extracting two radial brightness profiles in two energy bands, and building a hardness profile using previous relations, which can then be translated into temperature units. The hardness profile should rather be build from models fitted to the brightness profiles (§4.3) in order to deconvolve from the PSF effect. A tentative example is shown in Fig. 7, but without error bars yet due to the youth of the method. More accuracy has even been obtained by fitting models to brightness profiles within narrow energy bands ( $\Delta E = 500$  eV), and recombining them afterwards into larger bands (0.2 : 3.0 keV and 3.0 : 5.0 keV).



**Figure 7.** LEFT: example of hardness-to-temperature conversion curve, for the *pn* and *MOS* cameras, with the hardness definition  $\frac{[0.2:3.0 \text{ keV}]}{[3.0:12.0 \text{ keV}]}$ . RIGHT: *pn*, *MOS1* and *MOS2* tentative temperature profiles of Abell 209 (REV 202), with the raw data profiles in symbols and the PSF-deconvolved profiles in plain lines.

<sup>¶</sup><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/lheasoft>

The next step is to apply the same algorithm to images, which can also be splitted into narrow energy bands, and even annuli (at the cost of heavier memory and processor duty). Then a smoothing algorithm using a kernel equal to the PSF core may provide a way to correct the images from spatial smearing effects (Fig. 8). Better, a two-dimensional brightness model, convolved by the PSF, could be fitted to the maps, allowing a hardness determination based on those models; the drawback still being that this forbids any substructure analysis that has not been included in the models *ab initio*. Eventually, a temperature image may be reconstructed using the above method.

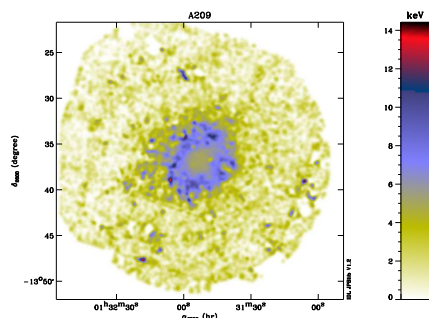


Figure 8. Cumulated *pn*, *MOS1* and *MOS2* tentative temperature map of Abell 209 (REV 202)

However, all this is obviously very idealistic, since the correct methodology would be in fact to reverse-engineer the events through the PSF, but also the RMF since it is now question of splitting data into narrow energy bands. In addition, such energy and off-axis splits lead to regions with very poor statistics, and global methods should be preferred. Methods are indeed currently investigated, on the basis of data inversion algorithms<sup>27</sup> generally used for millimetric data coming from bolometers to study anisotropies in the diffuse Cosmological Microwave Background, or on the basis of multiscale wavelet image restoration algorithms.<sup>5</sup> While the former is entirely based on instrumental response and seems very promising, the latter makes use of very little *ad hoc* hypothesis but it is not yet clear how it can properly handle PSF, and above all RMF, aspects.

## 5. CONCLUSIONS

This review lists the various analysis methods required by extended sources data from *XMM-Newton EPIC* instruments. It emphasizes the difficulties of automated batch processing (in the frame of surveys or catalogs of ClG), and the need for improving and maintaining tools (for weights correction, profiles and map extraction...) and auxiliary data files, like the blank fields and dark files which could include more statistics and be available for all instrumental settings (mode and filter). At least three teams<sup>14,18,10</sup> actively work on that latter topic, while the core of the *XMM-SAS* softwares is managed by the *XMM-Newton* SOC\*\*.

In addition, more studies are still needed concerning the modelization of the EXRB, which is also a hot topic,<sup>10,12,19</sup> as well as in the field of foreground or background source detection algorithm (§4.1).

The main difference with point source objects analysis is eventually held in the background determination and subtraction problem, in all its aspects, since extended sources suffer from the dilution of their flux at levels sometimes not much higher than the background itself. The farther the object, the fainter its flux and the more critical the background problem; on the other hand, the closest the object, the more it fills the FOV leaving little free detector area to estimate the background. And using even inaccurate auxiliary data may still be an issue in the determination of the true extension and mass of extended objects, which border regions are fainter than their cores.

The ultimate goal of this work is to make batch analysis possible for ClG data, eventually pipelining the softwares to online internet databases, like BAX<sup>25</sup> or the *XMM-Newton* science archive.

\*\*<http://xmm.vilspa.esa.es>

## ACKNOWLEDGMENTS

This work is based on observations obtained with *XMM-Newton*, an ESA science mission with instruments and contributions directly funded by ESA Member States and the NASA.

The authors wish to thank Alain Blanchard, David Lumb, Bruno Altieri, Richard Saxton, Christian Erd, as well as the whole "EPIC-CAL" team.

## REFERENCES

1. Arnaud, K.A., et al., "The calibration requirements for spectral analysis," 1998, OGIP/92-002 and OGIP/92-002a
2. Arnaud, D., et al., "XMM-Newton observation of the Coma galaxy cluster," 2001, *A&A*, **365L**, 67
3. Arnaud, M., et al., "Measuring cluster temperature profiles with XMM-Newton EPIC," 2001, *A&A*, **365L**, 80
4. Aschenbach, B., et al., "Imaging performance of the XMM-Newton X-rays telescopes," 2000, Proc. SPIE, **4012**, 731
5. Bourdin, H. et al., "A multiscale regularized restoration algorithm for XMM-Newton data," 2001, Proc. XXth Moriond Conference, astro-ph/0106138
6. Brunner, H. & Lamer, G., "Performance of the X-rays source detection packages within the XMMSAS," 2001, Proc. Symposium 'New Visions of the X-rays Universe in the XMM-Newton and Chandra Era', in press
7. Ehle, M., et al., "XMM-Newton user's handbook v.2.0," 2001, XMM-PS-GM-14
8. Ferrando, P. & Neumann, D., private communication, 2002, 5th EPIC-CAL meeting
9. Gendre, B., private communication, 2001
10. Ghizzardi, S., "Analysis of the MOS instrumental background," 2000, EPIC-MCT-TN-003
11. Ghizzardi, S., "Inflight calibration of the PSF for the MOS and pn cameras," 2001/2002, EPIC-MCT-TN-011 and EPIC-MCT-TN-012
12. Gilli, R., et al., 2001, *A&A*, **366**, 407
13. Kirsch, M., et al., "Status of the EPIC calibration and data analysis," 2002, XMM-SOC-CAL-TN-018
14. Lumb, D., "EPIC background files," 2001, XMM-SOC-CAL-TN-016
15. Lumb, D., et al., "Observation of high-z clusters observed in the XMM-Newton  $\Omega$  project," 2002, in preparation
16. Majerowicz, S., et al., "XMM-Newton observation of Abell 1835: temperature, mass and gas mass fraction profiles," 2002, astro-ph, 2347
17. Markevitch, M., et al., "On the discrepancy between Chandra and XMM-Newton temperature profiles for Abell 1835," 2002, astro-ph, 5333
18. Marty, P., et al., "Spectro-imaging analysis of Abell 209," 2001, Proc. Symposium 'New Visions of the X-rays Universe in the XMM-Newton and Chandra Era', in press
19. Marty, P., et al., "An XMM-Newton survey of X-rays luminous galaxy clusters: I. Spectro-imaging analysis of Abell 209," 2002, in preparation
20. Mushotzky, R.F., et al., "Resolving the extragalactic hard X-rays background," 2000, *Nature*, **404**, 459-464
21. Pietsch, W., private communication, 2002, 5th and 6th EPIC-CAL meeting
22. Pratt, G., et al., "XMM-Newton observation of galaxy clusters: the radial temperature profile of A2163," 2001, Proc. XXth Moriond Conference, astro-ph/0105431
23. Puget, J.-L., et al., "Tentative detection of a cosmic far-infrared background with COBE," 1996, *A&A*, **308L**, 5
24. Rasmussen, J. et al., "Source detection in simulated XMM-Newton observations," 2001, Proc. Symposium 'New Visions of the X-rays Universe in the XMM-Newton and Chandra Era', in press
25. Sadat, R., et al., "BAX: a dedicated X-rays galaxy clusters database," 2002, Proc. SF2A annual conference, 28
26. Strueder, L., et al., "The EPIC on XMM-Newton: the pn-CCD camera," 2001, *A&A*, **365L**, 18
27. Tegmark, M., et al., "How to make maps from cosmic microwave background data without losing information," 1997, *ApJ*, **480L**, 87
28. Turner, M.J.L., et al., "The EPIC on XMM-Newton: the MOS cameras," 2001, *A&A*, **365L**, 27
29. Valtchanov, I., et al., "Comparison of source detection procedures for XMM-Newton images," 2001, *A&A*, **370**, 689





# Chapitre 9

## Applications aux amas de galaxies

Ce chapitre présente quelques exemples d'application des méthodes précédentes à des amas de galaxies. Dans un premier temps, j'ai testé XADAP sur un jeu de données entièrement simulées. Ensuite, j'ai eu accès aux données de deux programmes différents d'observation concernant des amas de galaxies ("Hi-Lx", section 9.2 ; "SHARC", section 9.3) situés dans des tranches de *redshifts* (donc de distances) différentes (respectivement autour de 0.2 et 0.6), ce qui a permis de vérifier le comportement de XADAP sur des objets de tailles et luminosités apparentes diverses. Un but secondaire commun à toutes ces observations d'amas de galaxies est d'exploiter la sensibilité sans précédent des télescopes d'*XMM-Newton* pour réaliser :

- des cartographies jusqu'à des rayons de détection approchant le rayon physique des objets (malgré le faible flux intégré sur de telles lignes de visées, éloignées du centre),
- des modélisations spectrales jusqu'à 6 voire 12 *keV*,
- des cartes de température permettant d'aller plus loin dans l'étude des phénomènes de *cooling flow*.

En dehors du problème des excès aux basses énergies (*cf.* section 8.2.8), un autre thème actuel de controverse concerne le phénomène de décroissance de la température vers les bords. Selon les instruments utilisés, les observateurs semblent en effet détecter un profil de température décroissant avec *ASCA* et *Beppo-SAX* (Markevitch et al., 1998; De Grandi & Molendi, 2002) ou constant avec *ROSAT* et *XMM-Newton* (Irwin et al., 1999; Arnaud et al., 2001b). Du point de vue modélisation, Loken et al. (2002) a en effet proposé un profil décroissant de température théorique et universel ; d'un autre côté, j'ai montré dans ce travail que des effets de PSF pouvaient artificiellement distordre le profil de température mesuré avec *XMM-Newton* (*cf.* section 8.3.7) d'une façon similaire, de sorte qu'il reste difficile de conclure par exemple dans le cas d'un échantillon de sept amas de galaxies massifs (Marty et al., 2002d, 2003) présenté plus loin (*cf.* respectivement page 280, § 4 et page 296, § 5.5).

La suite logique serait d'exploiter la souplesse des méthodes présentées au chapitre précédent, ainsi que leur capacité de réaliser une pondération complète pour obtenir des images en unités physiques, pour l'étude de cas plus complexes comme :

- des amas de galaxies très proches dont la taille apparente est largement supérieure au champ de vue d'*XMM-Newton* et qui nécessitent de pouvoir réaliser une mosaïque afin d'être entièrement cartographiés ; l'amas de *Coma* a été ainsi observé par morceaux (Arnaud et al., 2001a) lors des phases d'étalonnage en vol d'*XMM-Newton*, les données étant à présent publiquement distribuées via l'archive scientifique (VILSPA, web) ;
- des amas de galaxies en phase d'interaction avancée ("mergers"), qui présentent beaucoup de sous-structures et ne peuvent donc pas être modélisés simplement, nécessitant donc de pouvoir être cartographiés (en brillance et température) directement en unités physiques et sans recourir à un ajustement de modèle ; des amas de galaxies de ce type

- se trouvent également dans l'archive publique ;
- des sources d'émission-X étendue et faible (“candidats amas”), qui n'avaient pas pu être identifiées en raison de leur faible statistique de détection voire pas détectées avant l'utilisation de la grande sensibilité d'*XMM-Newton*; deux premiers candidats, dont l'un dans une direction proche du centre galactique, avaient été repérés relativement tôt (Nevalainen et al., 2001; Burke et al., 2002); deux sources de ce type ont également pu être repérées “à l'oeil” dans les données des deux programmes précédemment évoqués (voir aussi : section 9.2 et section 9.3); deux autres candidats amas ont également été repérés dans des jeux de données concernant d'autres objets et appartenant à de proches collaborateurs (Gendre, 2002; Stuhlinger, 2002).

## 9.1 Simulations

Des données *XMM-Newton* simulées grâce à l'environnement *SCISIM* (section 8.1.4) ont été produites spécifiquement pour cette occasion<sup>1</sup> par une équipe du laboratoire de cosmologie de Copenhague au Danemark (Petersen & Rasmussen, 2002). Ce test devait permettre de valider à la fois la chaîne de traitement par XADAP et la chaîne de production de données simulées, afin notamment de servir dans le futur à simuler numériquement des cartes de structures à grande échelle en fonction des caractéristiques d'*XMM-Newton*, de la profondeur des observations et des modèles cosmologiques supposés.

L'amas simulé pour ce test devait présenter, sur le modèle supposé du premier amas analysé (Arnaud et al., 2002) dans le cadre du programme “SHARC” (section 9.3), un profil de brillance de surface symétrique décrit par un  $\beta$ -modèle et un spectre d'émission de bremsstrahlung avec absorption (WABS\*MEKAL; cf. section 8.3.6) dont les caractéristiques sont regroupées dans la table 9.1. Un modèle de fond-X extragalactique mis au point par une équipe du MPE de Garching en Allemagne a été ajouté à la simulation, ainsi qu'une composante de fond instrumental directement issue d'une observation en filtre CLOSED. Notons que les champs obscurs utilisés par la suite pour l'analyse de ces données simulées n'incorporent pas cette observation simulant la composante instrumentale, car ils ont été compilés à une époque où cette observation n'était pas disponible; cette simulation permet donc aussi de tester sur un exemple la constance de la composante instrumentale.

Ce premier jeu de test ainsi généré comportait encore quelques erreurs, comme des mots-clefs incorrects dans l'en-tête des fichiers de données et des incohérences de dates liées à la combinaison un peu hâtive des événements simulés avec ceux du champ obscur jouant le rôle de composante instrumentale. Une erreur de saisie manuelle engendra également un  $\beta$ -modèle avec un rayon de cœur 2 fois plus grand que prévu. Enfin, un problème plus sérieux fut relevé au sein même du logiciel de simulation qui résultait en une distribution spectrale des événements abusivement divisée par leur énergie ( $S(E)/E$  au lieu de  $S(E)$ ). En outre, principalement pour des raisons de temps de calcul prohibitif, seules les données de la caméra *pn* furent simulées pour ce premier test.

Malgré tout cela, après correction manuelle de toutes ces erreurs (sauf pour le rayon de cœur), les logiciels d'analyse ont rendus des mesures très satisfaisantes (table 9.1). Néanmoins, ces corrections manuelles ont bruité les données et les mesures de telle sorte que certaines barres d'erreur n'ont pas pu être estimées correctement, et que les valeurs de *redshift* et de la colonne d'Hydrogène ont dû être fixées lors de l'ajustement du modèle spectral afin de retrouver des mesures acceptables. Mais fixer ces 2 paramètres n'est pas inhabituel lors de telles analyses; il est en effet fréquent d'utiliser les valeurs de  $N_H$  issues des

<sup>1</sup>Il a été convenu de distribuer ces simulations publiquement dès que produites, à l'instar des données d'étalonnage en vol. Cependant ce premier jeu de test, n'étant pas encore de qualité convenable pour un utilisateur standard, ne l'a pas été.

catalogues radio, et celles issues des observations en visible pour le *redshift*, afin d'améliorer la convergence des modèles et de minimiser l'influence d'une estimation incertaine du bruit de fond.

Cette simulation a donc montré la validité des mesures retournées par XADAP, mais aussi qu'en l'absence d'incertitude majeure sur l'estimation et la soustraction du bruit de fond, les télescopes *XMM-Newton* sont capables de détecter (à  $1\sigma$ ) l'amas presque jusqu'à son rayon Viriel. Cependant, suite à l'erreur de saisie de la valeur de  $R_c$ , ce rayon Viriel n'était dans ce cas égal qu'à 5 fois le rayon de cœur au lieu des 10 habituellement prévus par les modèles d'équilibre hydrostatique (Henriksen & Mushotzky, 1985).

D'autres tests sont au programme de cette collaboration. Ils permettront d'étudier l'influence du rayon Viriel (en fonction de  $R_c$  et par rapport à la surface de détecteur laissée libre pour l'estimation et la soustraction du fond), de gradients de température, de variations des paramètres  $R_c$  et  $\beta$  du  $\beta$ -modèle avec l'énergie, de la PSF, de la superposition sur la ligne de visée de 2 amas indépendants en comparaison d'un véritable "merger", etc.

## 9.2 Observations d'amas massifs

Les résultats de ce travail sont présentés dans Marty et al. (2002d, 2003) (*cf.* respectivement les annexes page 277 et page 285).

En résumé, il s'agit d'étudier la distribution de masse dans l'Univers en fonction du *redshift* (de la distance) des objets, par le truchement des amas de galaxies lumineux. La luminosité étant proportionnelle au carré de la densité électronique du plasma (*cf.* section 2.1), elle est donc un bon traceur de la masse dans les amas. La méthode consiste donc à sélectionner au sein des catalogues d'amas de galaxies existant des échantillons statistiquement représentatifs de la fonction de répartition des luminosités dans chaque tranche de *redshift* et d'y étudier la relation entre masse et luminosité en utilisant différents estimateurs de masse.

Ce premier programme (Marty et al., 2002d) concerne un échantillon d'amas autour de  $z = 0.2$  (*cf.* page 278, Tab.1) extrait du catalogue XBAC (Ebeling et al., 1996) selon un critère de luminosité minimale, d'où le nom de baptême "Hi-Lx" (haute luminosité). De futures propositions pour  $z = 0.4$  et  $z = 0.6$  devraient suivre, à moins que la majorité des amas n'aient déjà été observés dans le cadre d'autres études, auquel cas il suffirait de collectionner les données dans l'archive scientifique<sup>2</sup> (VILSPA, web).

Pour cette analyse préliminaire, principalement destinée à qualifier la chaîne automatique de traitement et le type de mesures que l'on peut attendre des données *XMM-Newton*, les estimateurs de masse restent indirects : applications du théorème du Viriel (supposant un plasma et des galaxies en équilibre hydrostatique) ou de formules empiriques construites à partir des précédents catalogues. Cependant, la luminosité d'un amas de galaxies peut être influencée par de multiples écarts au modèle standard (des gradients de température, des plasmas multiphases voire plusieurs amas en interaction ...) et la masse de gaz elle-même ne serait alors plus décrite de façon adéquate par le  $\beta$ -modèle standard. En outre, la masse totale de l'amas ne peut pas être entièrement déduite des rayons-X puisqu'elle inclue également la matière des galaxies (étoiles et poussières), émettant plutôt en visible et infrarouge, ainsi qu'une fraction (de l'ordre de 70%) de matière noire (*cf.* théorème du Viriel). C'est pourquoi, ce programme *XMM-Newton*, destiné à étudier le gaz de ces amas avec une grande sensibilité (luminosité et température), a été couplé à deux autres : l'un sur *Chandra* pour tenter de mettre en évidence à haute résolution spatiale toutes les sous-structures

<sup>2</sup>La période de confidentialité pour les données classiques ("temps ouvert"), comme dans le cas de ce programme, est de 1 an après l'envoi du CDROM au propriétaire

TAB. 9.1: Paramètres du jeu de données simulées et du résultat de l'analyse correspondante. Les erreurs sur les mesures sont données au niveau de confiance  $1\sigma$ .

	exposure ( <i>ks</i> )			$z$	$R_c$ <i>arcsec</i>	$\beta$	$f_0$ a	BKG a	$R_{1\sigma}$ <i>arcsec</i>	$F_X(\text{data})$ b	$F_X(\text{model})$ b	$kT$ <i>keV</i>	$n_H$ c	$\mu$	$s_0$ d
	M1	M2	PN												
Modèle	-	-	50	0.6	19.5	0.78			195		0.405	5.4	2.08	0.48	
Analyse	-	-	42	0.6 (fixé)	$47 \pm 4$	$0.76 \pm 0.04$	$0.056 \pm 0.003$	0.0003	187	0.462	0.448	5.2	2.08 (fixé)	1.11	0.98

<sup>a</sup> en unités de  $10^{-15} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$  dans la bande  $[0.3 - 6.3 \text{ keV}]$ .

<sup>b</sup> en unités de  $10^{-12} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  dans la bande  $[0.3 - 6.3 \text{ keV}]$  et à l'intérieur du rayon d'extraction  $R_{1\sigma}$ .

<sup>c</sup> en unités de  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$  selon le catalogue Dickey & Lockman (1990).

<sup>d</sup> en unités de  $10^{-4} \text{ counts cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2} \text{ keV}^{-1}$ .

*Nota bene* Le rayon de cœur manuellement saisi pour paramétrer le modèle fut en réalité 2 fois plus grand que prévu à l'origine, ce qui valide donc la valeur mesurée.

éventuelles des amas, l'autre utilisant des télescopes en visible (*HST*, *CFHT*) pour obtenir une mesure indépendante de la masse de ces amas par effet de lentille gravitationnelle. En effet, étant sélectionnés parmi les plus lumineux, on s'attend à ce qu'il soient tous suffisamment massifs pour dévier la lumière provenant d'objets (galaxies en général) en arrière-plan : présence d'images multiples et/ou très déformées en forme d'arc autour de l'amas, visibles à l'oeil nu (*strong lensing*) ; ou légère déformation (élongation ou *shear*) des images primaires, nécessitant une mesure assistée par ordinateur (*weak lensing*). L'intensité de ces effets de lentille gravitationnelle donnent alors accès à une mesure du potentiel gravitationnel total de l'amas ; leur distribution spatiale permet également de cartographier le potentiel de l'amas. Les données de ces programmes associés, n'ayant pas encore été complètement analysées, ne seront pas pleinement exploitées ici ; des mesures de dispersion des vitesses des galaxies obtenues indirectement lors des analyses de *weak lensing* sont utilisées dans Marty et al. (2002d, 2003) (*cf.* page 277 et page 285), les images en visible ne sont données qu'à titre de comparaison (figure 9.1, 9.3 et 9.3) et les températures moyennes du gaz des amas mesurées par *Chandra* sont également comparées à celles obtenues par *XMM-Newton* (figure 9.4).

### 9.2.1 Vue générale

La méthode générale appliquée à l'échantillon fut la suivante :

- analyse générale de chaque amas (*cf.* section 8.3 et annexe page 285 pour le détail) en supposant un  $\beta$ -modèle isotherme ;
- comparaison entre le paramètre  $\beta$  mesuré pour le gaz et la valeur déduite des dispersions de vitesses des galaxies (équation 2.27) ;
- calcul de la distance lumineuse de l'amas (équation 2.29) en fonction de son *redshift* et en supposant un modèle cosmologique donné ;
- calcul du rayon d'équilibre Viriel à partir de relations empiriques (*cf.* annexe page 277) ;
- reprojction du flux mesuré à la distance lumineuse (équation 2.10) et intégration à l'intérieur du rayon Viriel estimé ;
- correction bolométrique de la luminosité intégrée à l'origine dans une bande restreinte d'énergie (équation 2.31) ;
- comparaison du rapport de la luminosité bolométrique à la température avec les relations empiriques pré-existantes (*cf.* annexe page 277) ;
- déduction de la densité électronique centrale à partir des mesures de luminosité apparente et de température (équation 2.13) et intégration du  $\beta$ -modèle à l'intérieur du rayon Viriel estimé pour obtenir la masse de gaz (équation 2.28) ;
- comparaison à la masse totale hydrostatique et aux estimateurs empiriques de masse de gaz (*cf.* annexe page 277).

Pour assurer la cohérence de la méthode, les  $\beta$ -modèle ajustés sur les profils de brillance l'ont été sans tenir compte de la partie interne du profil qui peut éventuellement être perturbée par une sous-structure (telle un *cooling flow*). Le principal problème est l'estimateur du rayon Viriel qui a été étalonné empiriquement sur la température et pour lequel il n'existe pas d'autre possibilité de mesure directe hormis supposer que l'amas est plus petit que le champ de vue et que l'incertitude sur la soustraction du fond est négligeable ... C'est pourquoi la plupart des résultats présentés dans Marty et al. (2002d) (*cf.* page 282, Tab.2) n'ont pas encore de barres d'erreur.

Un des principaux résultats de cette étude préliminaire (Marty et al., 2002d) est que, si cet échantillon présente des relations luminosité-température et masse-température relativement compatibles avec les relations empiriques (*cf.* page 282, Fig.1 & 2), quasiment tous les amas présentent un profil de température décroissant vers le bord (*cf.* page 282, Fig.3), ce qui renforce la nécessité d'investiguer les effets instrumentaux. Néanmoins, tous les amas

présentant un tel profil semblent suivre le modèle polytropique de Loken et al. (2002), ce qui ne saurait être dû qu'aux seuls effets instrumentaux.

Par manque de place, les images de tous les amas obtenues par *XMM-Newton* n'ont pas pu être incluses dans les articles, mais sont reproduites ici (figure 9.1 à 9.3).

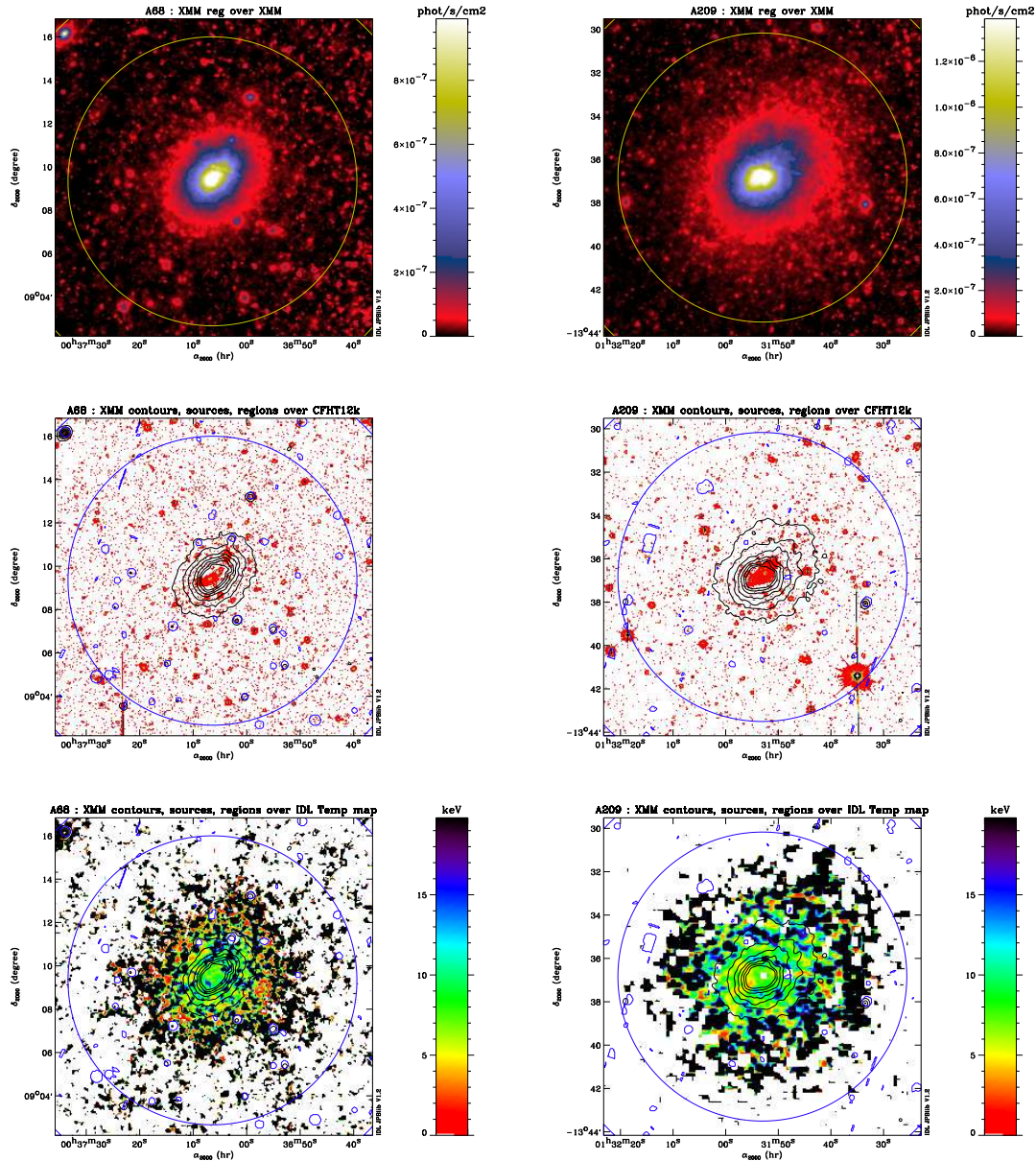


FIG. 9.1: Reproduction des images des amas du programme “Hi-Lx” obtenues par *XMM-Newton* (en haut), comparaison avec les images préliminaires issues du programme associé en visible (au centre) et tentative de carte de température (en bas) : Abell 68 (à gauche) et Abell 209 (à droite).

Enfin, ce fut l’occasion de comparer les températures du gaz des amas obtenues respectivement par *XMM-Newton* et *Chandra*. Une étude préliminaire a conduit à la figure 9.4 qui montre une surestimation statistique de l’ordre de 10 à 20% par *Chandra*, malgré la prise en compte des meilleurs étalonnages possibles pour *XMM-Newton EPIC* et une soustraction méticuleuse de fond pour *Chandra*. Toutefois, depuis cette étude, de nouvelles matrices d’étalonnage ont été publiées à la fois pour *XMM-Newton* et *Chandra* afin de tenir compte de l’évolution de la réponse des détecteurs dans le temps (dégradation lente et retour à une situation quasi-nominale fin 2002 après refroidissement pour *EPIC*, dégradation rapide pour *Chandra*). Une récente (fin Février 2003) mise à jour conjointe des résultats d’analyse pour

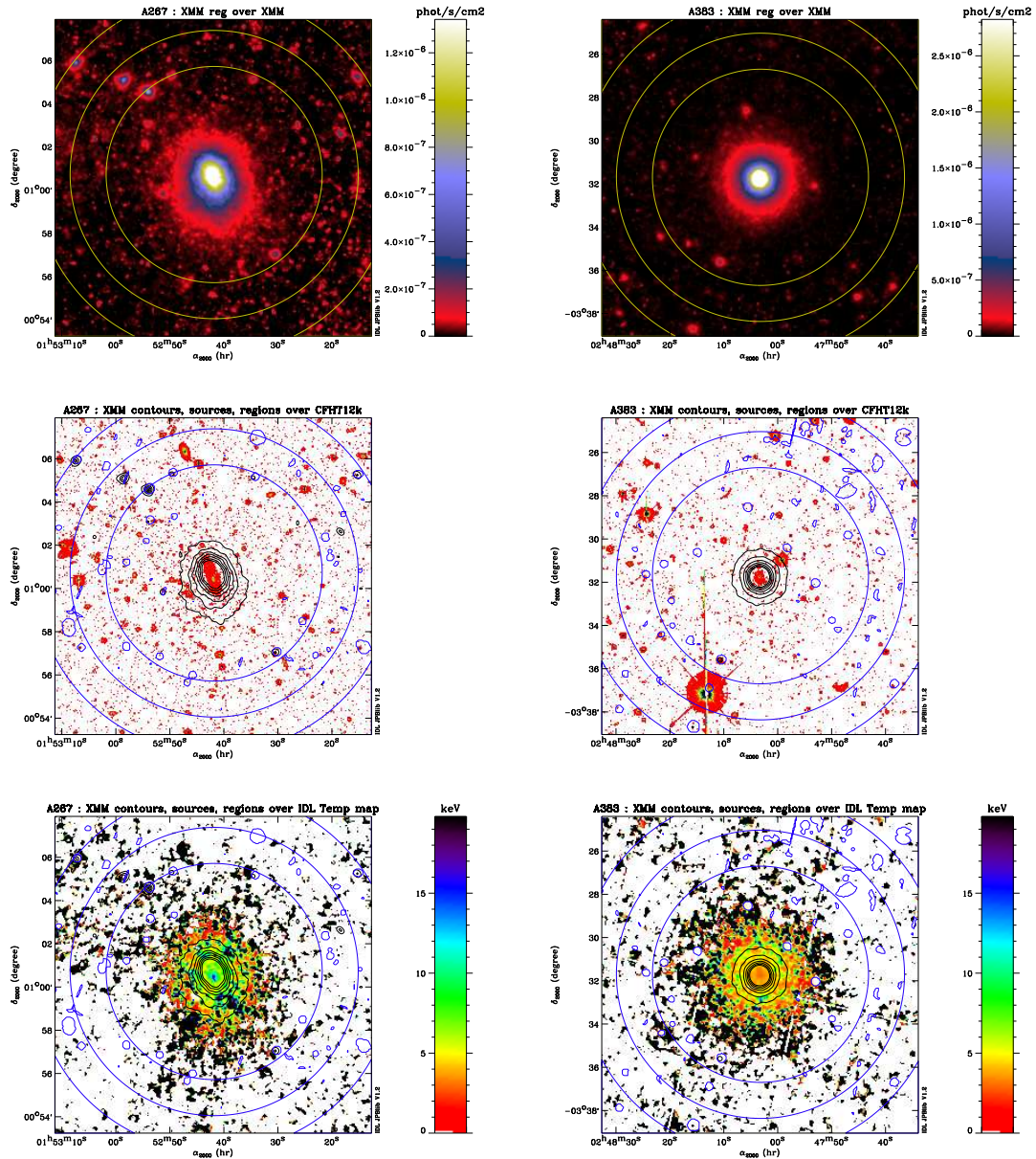


FIG. 9.2: Reproduction des images des amas du programme “Hi-Lx” obtenues par XMM-Newton (en haut), comparaison avec les images préliminaires issues du programme associé en visible (au centre) et tentative de carte de température (en bas) : Abell 267 (à gauche) et Abell 383 (à droite).



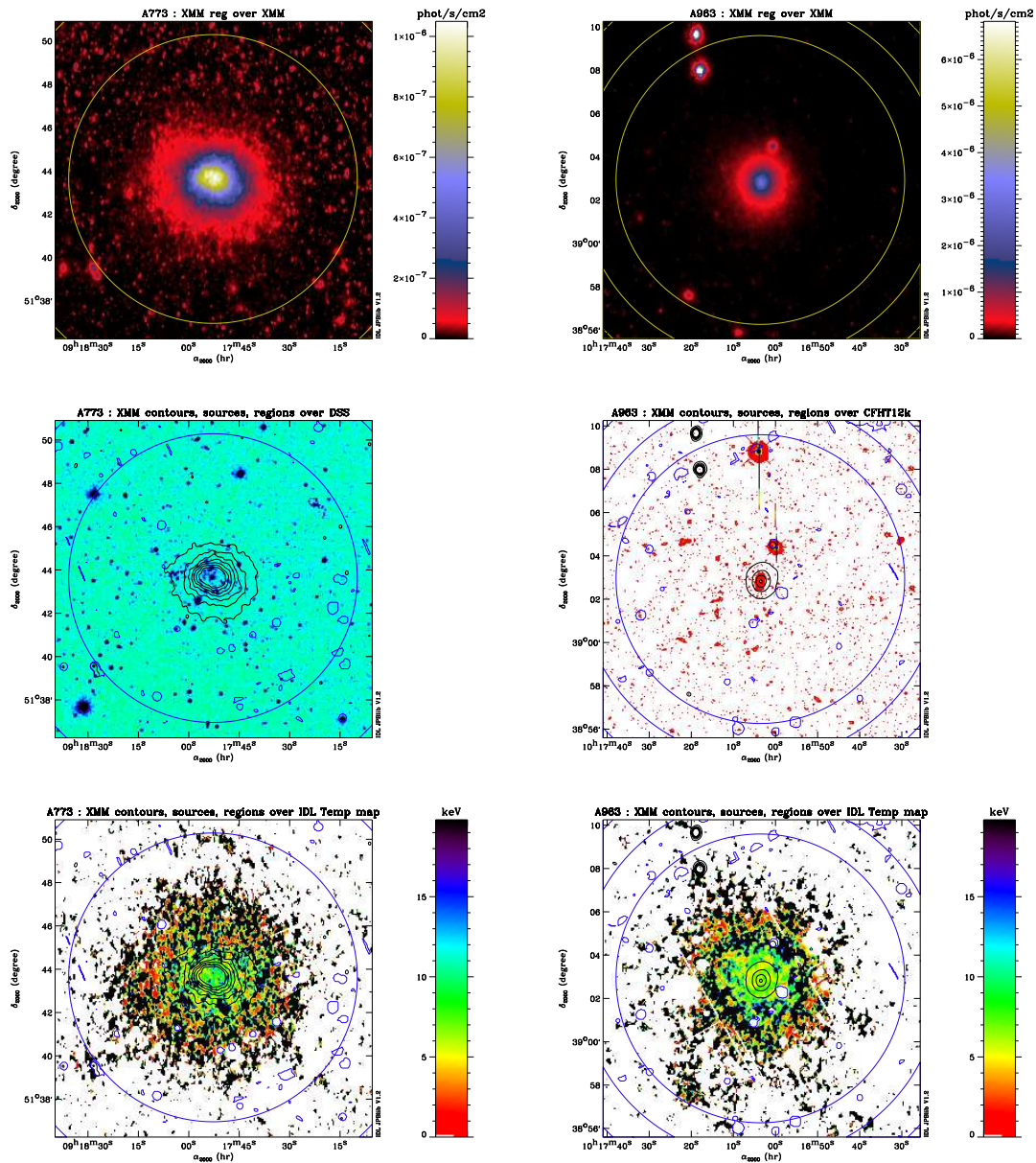


FIG. 9.3: Reproduction des images des amas du programme “Hi-Lx” obtenues par XMM-Newton (en haut), comparaison avec les images préliminaires issues du programme associé en visible (au centre) et tentative de carte de température (en bas) : Abell 773 (à gauche) et Abell 963 (à droite).

l'amas Abell 209 a permis de ramener les deux mesures en accord à 98.6% (Marty et al., 2003). Ce qui laisse entrevoir une possibilité d'inter-étalonnage définitif si cet accord devait se vérifier aussi sur les autres amas de cet échantillon.

### 9.2.2 Abell 209

J'ai également poussé plus avant l'analyse de ces données sur un amas particulier, Abell 209, qui fut le premier de l'échantillon à être observé. Au départ, il s'agissait simplement d'investiguer les possibles causes de non fonctionnement de XADAP. Mais certaines de ces causes, comme l'écart du profil de brillance de surface de cet amas au  $\beta$ -modèle standard, se sont révélées être de nature astrophysique plutôt que simplement associées à des effets instrumentaux et/ou logiciels.

Les principaux résultats de cette analyse individuelle (Marty et al., 2003) peuvent se regrouper en trois catégories :

- astrométrie (*cf.* page 291, § 4.1) : la comparaison avec des catalogues extérieurs de sources en visible et en rayons-X a permis de confirmer la parfaite corrélation entre le centre de l'amas et une galaxie géante de type "cD" ainsi que la présence de sous-structures précédemment détectées avec d'autres télescopes ;
- morphologie (*cf.* page 291, § 4.2) : la soustraction du meilleur  $\beta$ -modèle ajusté aux données a montré que deux sous-structures apparaissent comme des excès étendus de brillance de surface ; notamment, une de ces deux structures est observée en direction du centre, mais est légèrement dissymétrique de sorte que sa corrélation avec un phénomène de *cooling flow* a été mise en doute ;
- spectroscopie (*cf.* page 294, § 5.2 & 5.3) : afin de tester la nature de l'excès de brillance centrale, j'ai comparé cette région à divers modèles d'émission spectrale avec pour résultat un meilleur ajustement obtenu par la somme de deux plasmas à deux températures et *redshift* différents, ce qui laisse penser que cette structure serait en fait en avant-plan et non centrale, à l'instar d'un système en (début de) coalescence plutôt que d'un phénomène interne de *cooling flow*.

A l'avenir, il serait intéressant d'intégrer ces éléments d'analyse à XADAP : interrogation automatique de catalogues extérieurs pour l'identification des sources de champ, ajustement du profil de brillance de surface par un double  $\beta$ -modèle pour tenir compte d'un éventuel excès de brillance et vérifier son influence sur le profil de masse, *etc.* D'autre part, cette observation ainsi que les autres semblent contenir des sources de rayons-X nouvellement détectées qui mériteraient d'être analysées de plus près.

## 9.3 Observations d'amas lointains

Il s'agit ici d'un échantillon de sept amas de galaxies à grand *redshift*, extraits du catalogue SHARC (Burke et al., 1997; Romer et al., 2000), observés dans le cadre du programme de temps garanti<sup>3</sup> *XMM-Newton* "Projet  $\Omega$ " (Bartlett et al., 2001). Le but en est de mesurer la luminosité et la température d'amas compris entre des *redshifts* de 0.4 et 0.7, avec une précision meilleure que 10%, afin d'étudier une possible évolution de la relation  $L_X - -T_X$  et, à terme, d'obtenir une estimation de la densité totale de matière ( $\Omega_M$ ) ainsi que des contraintes sur la constante cosmologique  $\Lambda$ .

<sup>3</sup>Chaque institut ayant pris part au consortium *XMM-Newton* a reçu une quote-part de temps d'observation "garanti" ; certains instituts ont ainsi regroupé leur crédit de temps, comme dans le cas de ce projet qui a nécessité près de 400 *ks* réparties en 8 observations. Dans le cas de programmes de temps garanti, la période propriétaire est étendue à 1 an après la réception des données correspondant au dernier objet du programme ; dans le cas présent, les 8 observations ont eu lieu entre Mai 2001 et Juillet 2002.

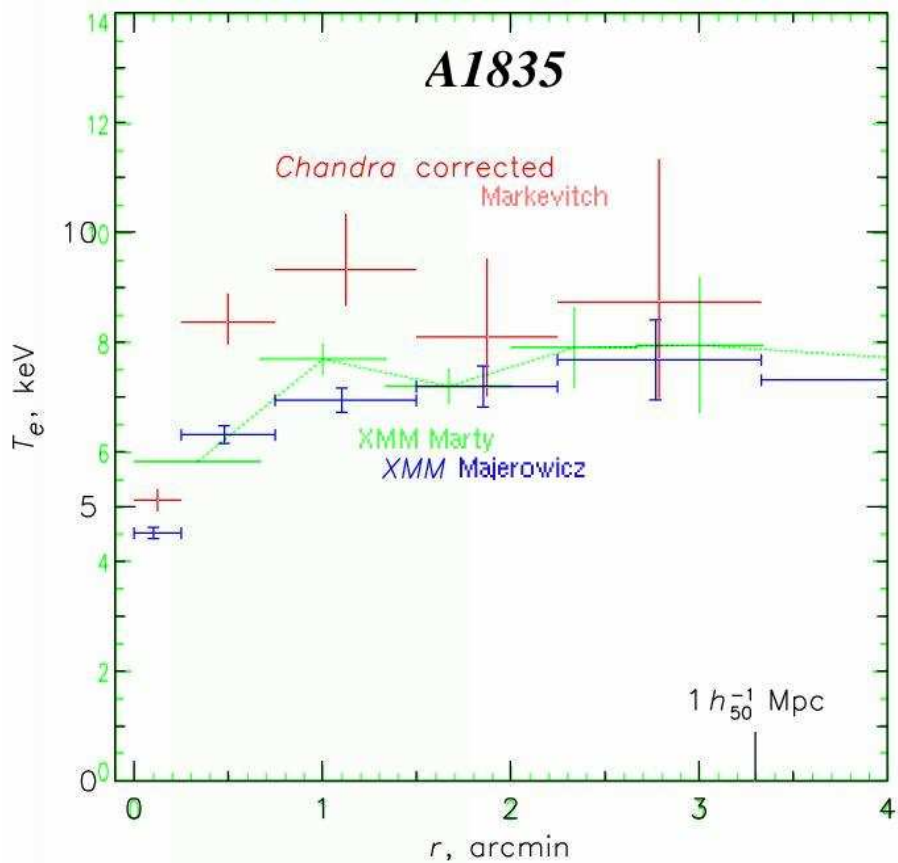
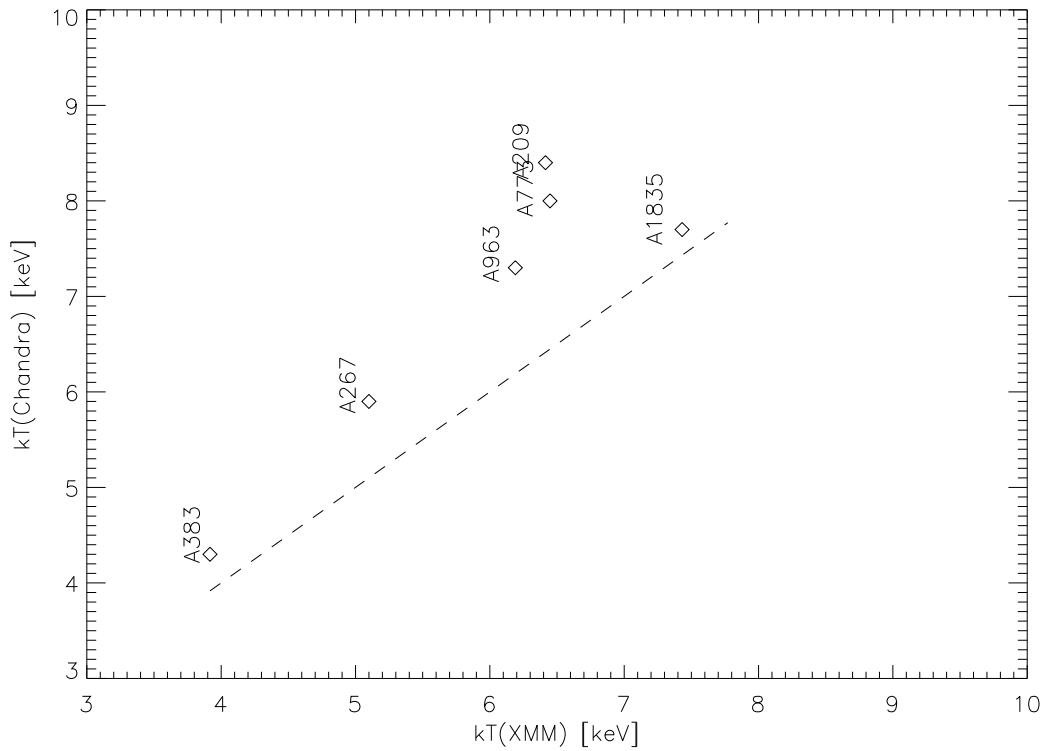


FIG. 9.4: Haut : comparaison des températures mesurées par XMM-Newton et Chandra sur un échantillon d'amas. Bas : comparaison du profil de température mesuré par XMM-Newton (deux analyses indépendantes mais semblables, utilisant de vieilles versions des données d'étalonnage et ne tenant pas compte de l'effet de PSF) et Chandra (utilisant les meilleures données d'étalonnage connues).

Les résultats seront extensivement publiés notamment dans Lumb et al. (2003) et Blanchard et al. (2003). En ce qui concerne le présent travail, je présente ici (table 9.2, figure 9.5 et 9.6) les résultats d'une première analyse avec XADAP. Au moment de l'analyse, les données de seulement quatre observations sur huit étaient disponibles; il s'agissait en outre d'une version antérieure des logiciels en comparaison de ceux utilisés pour l'analyse précédente de l'échantillon "Hi-Lx", ce qui explique en partie la qualité moindre des résultats (notamment en matière d'estimation et soustraction de la composante de fond extra-galactique). Une autre raison est que les amas de l'échantillon SHARC sont plus lointains et donc en apparence plus petits et moins brillants dans le champ de vue, rendant donc plus difficiles les analyses morphologiques.

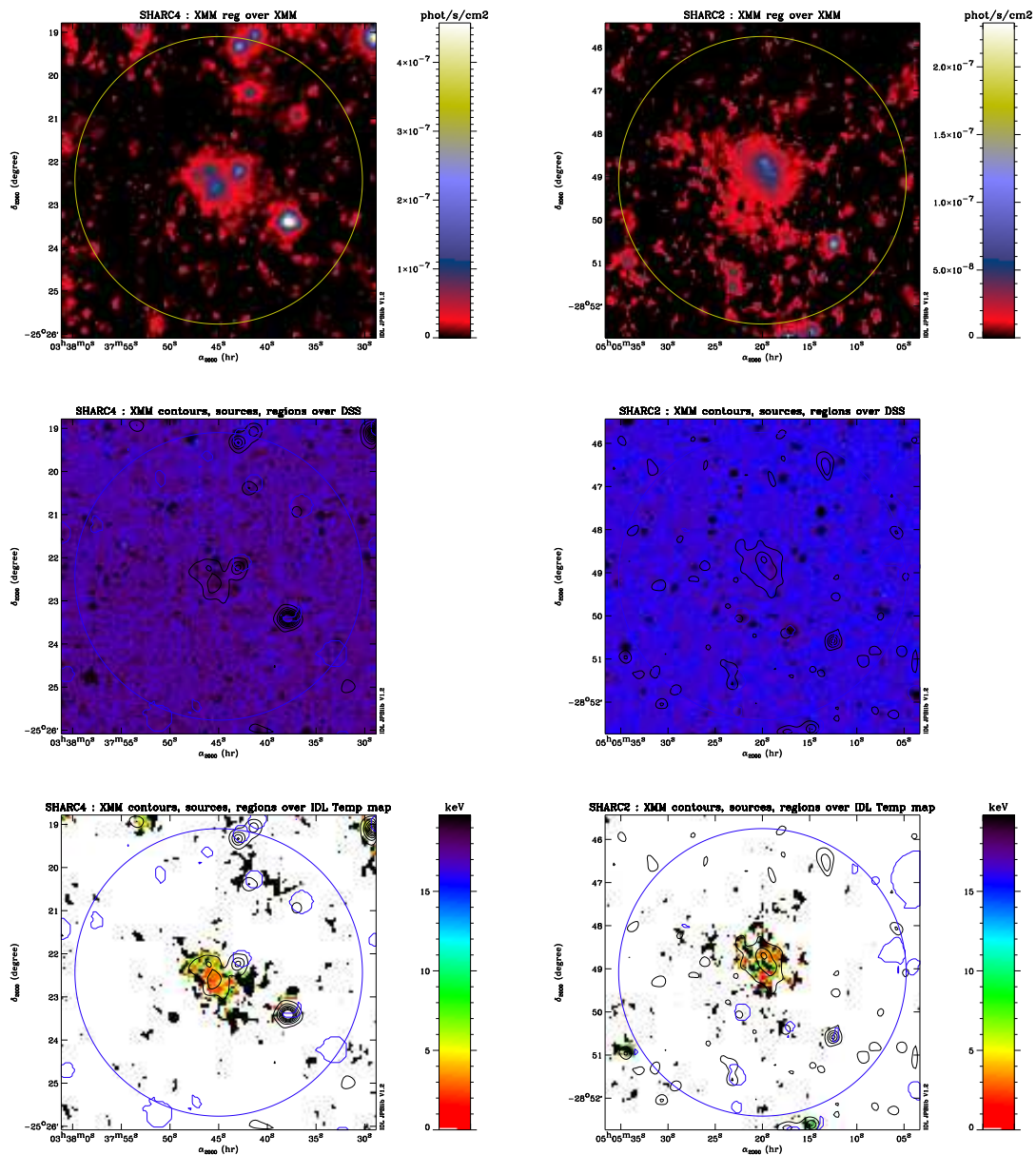


FIG. 9.5: Reproduction des images des amas du programme "SHARC" obtenues par XMM-Newton (en haut), comparaison avec les images en visible de l'archive DSS (au centre) et tentative de carte de température (en bas) : SHARC 4 (à gauche) et SHARC 2 (à droite).

Là encore, les perspectives liées à ce programme, outre une ré-analyse complète de toutes ces données maintenant disponibles, laissent espérer de nombreuses détections secondaires, comme dans le cas de l'observation de RXJ1334.

TAB. 9.2: Amas du SHARC vus par XMM-Newton : résultats préliminaires issus de la chaîne de traitement automatique.

ID	exposure (ks)			$z$	$R_c$ arcsec	$\beta$	$f_0$ a	BKG a	$R_{1\sigma}$ arcsec	$F_X(\text{data})$ b	$F_X(\text{model})$ b	$kT$ keV	$n_H$ c	$\mu$	$s_0$ d
	M1	M2	PN												
RXJ0337 <sup>e</sup>	40	33	25	0.577	$60.0^{+4.0}_{-26.0}$	$2.64 \pm 2.0$	$0.031^{+0.024}_{-0.010}$	0.008	38	0.05133	0.04268	2.77	1.05	1.36	0.81
RXJ0505 <sup>f</sup>	35	35	23	0.509	$40.0^{+15.0}_{-13.0}$	$2.37 \pm 1.0$	$0.065 \pm 0.040$	0.007	29	0.02254	0.08759	5.00	1.49	0.48	68.89
RXJ1120	20	19	13	0.600	$43.0^{+12.0}_{-10.0}$	$0.96^{+0.22}_{-0.15}$	$0.12 \pm 0.02$	0.002	109	0.51462	0.45173	5.00	2.08	0.36	9.06
RXJ1334	40	40	32	0.620	$146.0^{+4.0}_{-3.0}$	$4.95 \pm 2.0$	$0.047^{+0.005}_{-0.004}$	0.006	58	0.23370	0.20261	5.78	1.09	0.51	1.23

<sup>a</sup> en  $10^{-15} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$  dans la bande d'énergie  $[0.3 - -6.3 \text{ keV}]$ .

<sup>b</sup> en  $10^{-12} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  dans la bande d'énergie  $[0.3 - -6.3 \text{ keV}]$  et à l'intérieur du rayon d'extraction  $R_{1\sigma}$ .

<sup>c</sup> en  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$  selon Dickey & Lockman (1990).

<sup>d</sup> en  $10^{-4} \text{ counts cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2} \text{ keV}^{-1}$ .

<sup>e</sup> aussi connu sous le nom de SHARC 4.

<sup>f</sup> aussi connu sous le nom de SHARC 2.

*Nota bene* : les données MOS de SHARC4 en particulier ont eu un problème lors de leur acquisition, rendant la reconstruction des listes d'événements difficile ; après réparation manuelle des fichiers, MOS1 possède deux CCD périphériques exposés à hauteur de 13 ks seulement (mais les algorithmes de traitement en tiennent compte).

*Nota bene* : l'observation de RXJ1334 contient également deux autres amas, sur les bords ouest et nord-est du champ de vue. Ces sources étendues, partiellement présentes dans l'image, n'ont pas pu être correctement détectées et masquées par l'algorithme automatique et contaminent ainsi dramatiquement l'estimation de la constante de fond à appliquer lors de l'ajustement du  $\beta$ -modèle et du spectre de référence à soustraire lors de l'ajustement du modèle spectral.

*Nota bene* : les ajustements de  $\beta$ -modèle ont été tronqués au centre (20 arcsec) pour éviter l'influence d'un éventuel *cooling-flow*. C'est le comportement par défaut de XADAP, qui est essentiellement conçu pour des amas plus proches, présentant souvent un excès de brillance centrale. Les amas plus lointains, comme ceux-ci, semblent moins affectés par ce phénomène. Il peut être indiqué manuellement s'il convient ou non d'ignorer la région centrale, mais comme souvent en pareil cas une étude comparative des deux méthodes sera sûrement instructive.

*Nota bene* : au final, la conjonction de mauvaises conditions (amas plus lointains donc de taille et de brillance apparentes plus faibles, mauvaise estimation du fond, partie centrale tronquée peut être inutilement, logiciels de version antérieure moins robuste) a globalement résulté en de mauvais ajustements morphologiques (valeurs de  $\beta$ ).

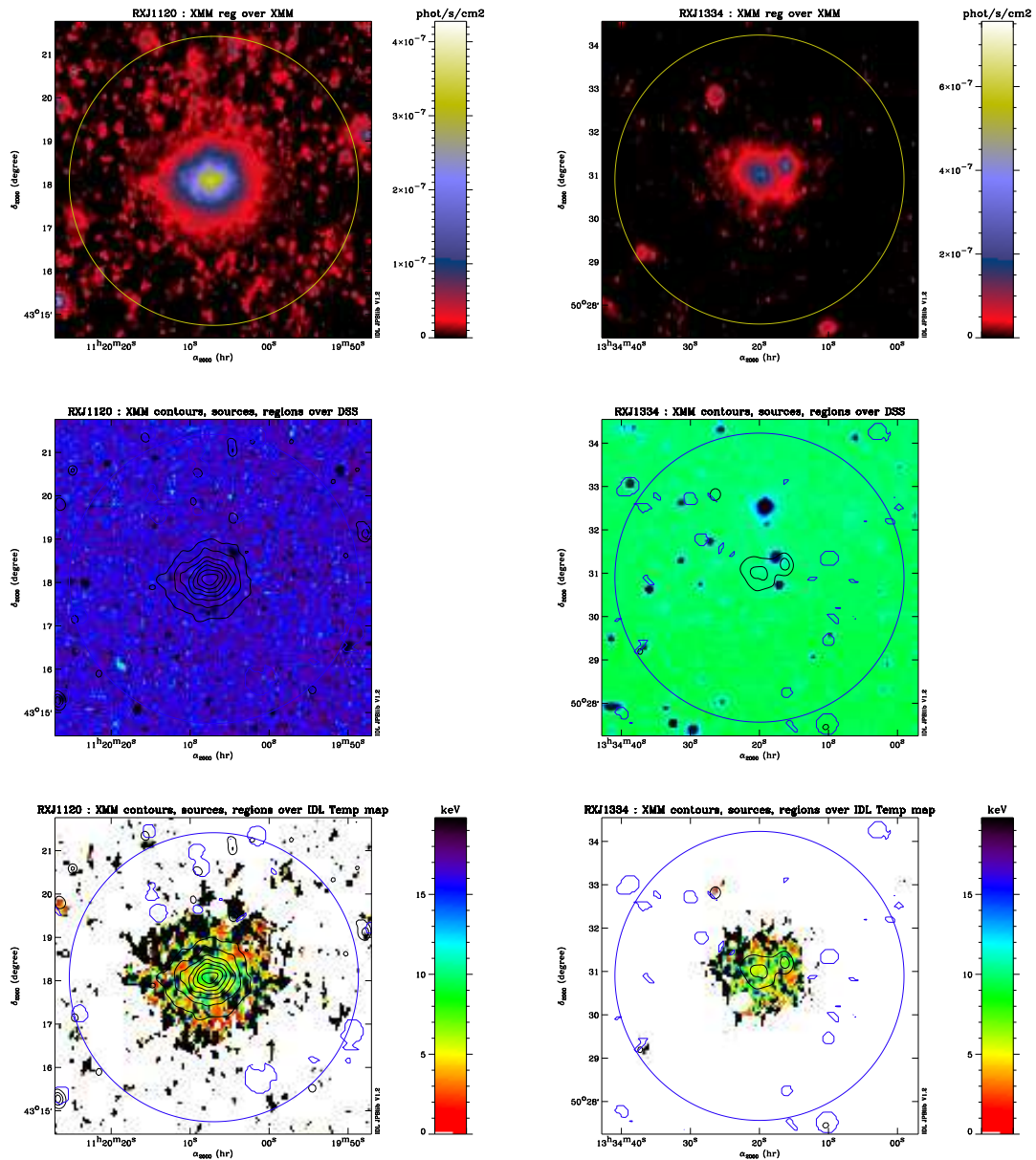


FIG. 9.6: Reproduction des images des amas du programme “SHARC” obtenues par XMM-Newton (en haut), comparaison avec les images en visible de l’archive DSS (au centre) et tentative de carte de température (en bas) : RX J1120 (à gauche) et RX J1334 (à droite).



# Measuring the matter distribution within $z = 0.2$ cluster lenses with *XMM-Newton*

P.B. Marty<sup>1,2</sup>, S. Bardeau<sup>2</sup>, O. Czoske<sup>2</sup>, H. Ebeling<sup>3</sup>, J.P. Kneib<sup>2,4</sup>, R. Sadat<sup>2</sup>, and I. Smail<sup>5</sup>

<sup>1</sup>*I.A.S., Université Paris-Sud, Bât. 121, F-91405 Orsay cedex, France*

<sup>2</sup>*L.A.T., Observatoire Midi-Pyrénées, 14 av. Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France*

<sup>3</sup>*Institute for Astronomy, University of Hawaii, 2680 Woodlawn Drive, Honolulu, HI 96822, USA*

<sup>4</sup>*Caltech-Astronomy, MC 105-24, Pasadena, CA 91125, USA*

<sup>5</sup>*Department of Physics, University of Durham, South Road, Durham DH1 3LE, UK*

## ABSTRACT

We present an analysis of 7 clusters observed by *XMM-Newton* as part of our survey of 17 most X-ray luminous clusters of galaxies at  $z \sim 0.2$  selected for a comprehensive and unbiased study of the mass distribution in massive clusters. Using the public software *FTOOLS* and *XMMSAS* we have set up an automated pipeline to reduce the *EPIC MOS* & *pn* spectro-imaging data, optimized for extended sources analysis. We also developed a code to perform intensive spectral and imaging analysis particularly focussing on proper background estimate and removal. *XMM-Newton* deep spectro-imaging of these clusters allowed us to fit a standard  $\beta$ -model to their gas emission profiles as well as a standard MEKAL emission model to their extracted spectra, and test their inferred characteristics against already calibrated relations.

## INTRODUCTION

Being the most massive gravitationally bound objects in the Universe, clusters of galaxies are prime targets for studies of structure formation and evolution.

Of particular interest are the most X-ray luminous clusters. Indeed, it has been convincingly demonstrated that high X-ray luminosity is a reliable indicator of cluster mass (*e.g.* [Allen, 1998]). Therefore, X-ray selected clusters samples (*e.g.* [Ebeling et al., 1996]) are the best choice for undertaking representative studies of the mass distribution in massive, X-ray luminous clusters. In particular, as they are easily detected out to very large redshift, we can hope to probe cluster evolution back from early epochs. However, X-ray luminosity is also sensitive to the presence of cooling flows, mergers and non-thermal effects, thus the Luminosity-Mass and Temperature-Mass relation needs to be clearly understood before any strong ascertainment is made on cluster evolution ([Smith et al., 2002]). Proper mass estimate is likely to arise only by combining multiwavelength observations of clusters of galaxies: namely strong and weak lensing observations ([Smith et al., 2001]), velocity distribution and dynamics of the cluster galaxies (in a similar way as in [Czoske et al., 2001]) and through accurate, spatially resolved X-ray temperature measurements as we are concentrating on here.

Following this premise, we are conducting a survey (Table 1) of the most X-ray luminous clusters ( $L_{X_{[0.1-2.4 \text{ keV}]}} \geq 8 \cdot 10^{44} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ ) in a narrow redshift slice at  $z \sim 0.2$ , selected from the XBACS (X-ray Brightest Abell-type Clusters Sample; [Ebeling et al., 1996]). As XBACS is restricted to Abell clusters ([Abell, Corwin & Olowin, 1989]), it is X-ray flux limited but not truly X-ray selected. However, a comparison with the X-ray selected *ROSAT* BCS (Brightest Cluster Sample, [Ebeling et al., 2000]) shows that  $\sim 75\%$  of the BCS clusters in the redshift and X-ray luminosity range of our sample are in fact Abell clusters. Hence, our XBACS subsample is, in all practical aspects, indistinguishable from an X-ray selected sample.



Table 1. Our cluster list sorted by right ascension. Redshift, Hydrogen column density, flux and luminosity (columns 3 to 6 resp.) are quoted from the XBACS updated database. Out of these 17 clusters, 8 have HST/WFPC2 observations performed (as part of cycle 8 [ID:8249, PI:Kneib]); 3 only have a shallow HST observations through a snapshot survey (8301 & 8719 programmes, PI:Edge); 2 have not yet been observed with HST; the remaining 4 having archival data. Moreover, 11 have been observed in 1999/2000 with the wide field CFH12K camera. The last column shows the effective exposure duration (after flares removal) for clusters already observed by *XMM-Newton* (resp. *MOS* and *pn* instruments), or quote the priority level within our proposal for those not yet observed.

ID	$\alpha$ J2000	$\delta$ J2000	$z$	$N_H$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$f_{xbacs}$ $10^{-12} \text{ cgs}$	$L_{xbacs}$ $10^{44} \text{ erg/s}$	HST cycle	CFH semester	<i>XMM-Newton</i> ks ( <i>MOS/pn</i> )
A68	00 37 06	+09 09 20	0.2546	4.77	5.55	14.90	8249	99-II	22/10
A115	00 55 55	+26 22 14	0.1971	5.39	8.99	14.57	-	-	C
A209	01 31 53	-13 36 47	0.2060	1.56	7.55	13.38	8249	99-II	17/11
A267	01 52 41	+01 00 43	0.2300	2.84	6.21	13.67	8249	99-II	17/12
A383	02 48 03	-03 31 04	0.1871	4.06	5.50	8.09	8249	99-II	25/07
A773	09 17 52	+51 43 38	0.2170	1.34	6.36	12.50	8249	-	15/15
A963	10 17 03	+39 02 56	0.2060	1.40	5.78	10.27	8249	99-I	24/16
A1423	11 57 17	+33 36 39	0.2130	1.66	5.22	9.92	8719	-	C
A1682	13 06 49	+46 33 35	0.2260	1.36	5.44	11.59	8719	-	C
A1689	13 11 29	-01 20 31	0.1840	1.80	14.60	20.64	6004	00-I	AO1 J.Hughes
A1763	13 35 19	+40 59 56	0.2279	0.84	6.54	14.13	8249	99-II	observed
A1835	14 01 02	+02 52 03	0.2528	2.24	14.58	38.24	8249	99-I	PV (27/23)
A2111	15 39 42	+34 25 03	0.2290	2.07	5.01	10.97	-	-	C
A2218	16 35 54	+66 13 00	0.1750	3.20	7.3	17.99	5701, 8500	00-I	GT M.Turner
A2219	16 40 20	+46 42 27	0.2281	1.73	9.23	19.89	6488	00-I	GT M.Arnaud
A2261	17 22 27	+32 07 53	0.2240	3.36	8.72	18.15	8301	-	AO1 J.Hughes
A2390	21 53 37	+17 41 45	0.2310	6.70	9.50	21.25	5352	00-I	GT M.Watson

## THE ANALYSIS PIPELINE

As to the version 5.2 of the official *XMM-Newton* data analysis software (*XMM-SAS*), the extended sources could not be handled properly, regarding the background subtraction and vignetting corrections. The development of methods, where weights are applied to events according to their energies and positions as well as calibration data so as to correct the event list as if the instrument response were uniformly identical to the on-axis response, started as soon as 2001 ([Arnaud et al., 2001, Majerowicz et al., 2002, Marty et al., 2002, Marty et al., 2003]). We concentrated on our side to embedding these algorithms into an environment capable of pipeline processing a series of data from clusters of galaxies observations. Indeed, the manual operation of *XMM-SAS* (using either external correction routines or integrated algorithms from versions 5.3 and later) is extremely time-consuming: several days for each dataset.

Thanks to our pipeline, we reduced the required time down to less than 10 h per dataset, adding a working day for eye-inspection of the full sample results and another for compilation and final manual calculations.

This pipeline integrates the latest calibration data from the *EPIC* consortium as well as specific fitting routines written in IDL and XSPEC environments. It is fully configurable to allow eye-inspection and partial or total re-runs if needed. It is extensively detailed by [Marty et al., 2003], but useful information about “blank” and “dark” fields (for background estimation and subtraction) are also respectively given by [Lumb et al., 2002, Marty et al., 2002]. The general processing scheme is the following:

- re-process each cluster raw data to account for latest calibration knowledge;
- re-project “blank” and/or “dark” data onto telescope aspect solution used for each cluster;
- extract valid events within good-time-intervals (to reject noise and proton flares);
- detect and mask out spurious components (field sources and remaining bad pixels);
- weight the events according to calibration data;
- find the best cluster centroid;
- process radial brightness profiles and fit a standard  $\beta$ -model convolved by the instrument PSF;
- process full maps in physical flux units and adaptively smooth according to PSF description;
- process spectra and call XSPEC for fitting (global for the mean temperature, annuli for the profile);
- compute hardness maps and derive another temperature profile.

## THE PIPELINE RESULTS

Table 2 summarizes the analysis pipeline results. All uncertainties are quoted at the 90% confidence level. Table 3 presents inferred intrinsic parameters of each cluster as well as their temperature profile as measured by separate annuli spectral fitting.

### Surface brightness profiles

The core radius  $R_c$ , power index  $\beta$ , normalization  $f_0$  and background constant  $BKG$  are coming from the standard  $\beta$ -model fitting. Note that the surface brightness profiles have been extracted between 0.3 and 6.3 keV, logarithmically rebinned to enhance their signal-to-noise ratios and that the inner 40 arcsec of each cluster profile have been ignored for the fit so as to avoid fitting any emission excess, associated for example to a cooling flow. The background subtraction concerned only the instrumental component so that the  $BKG$  constant is a measure of the sky X-ray emission background. The  $\beta$ -models are convolved by the instrument PSF before fitting.

The  $R_{1\sigma}$  parameter is a measure of the radius inside which the cluster signal-to-noise ratio is greater than 1. The  $F_X(data)$  and  $F_X(model)$  parameters then are the integrated fluxes within this detection limit radius, from the data and from the best fit  $\beta$ -model; in each case, these fluxes are cleaned from the sky background component; the difference between them thus shows the contribution of any excess emission.

### Surface brightness maps

Surface brightness maps that have been produced in the same energy band during the pipeline analysis are not presented herein, because of room restrictions and because they are not necessary for the following calculations. However, they may be found on the internet<sup>1</sup> if so desired.

### Spectral analysis

Spectra are extracted in the 0.2 to 12.0 keV band and rebinned according the Poisson statistics requirements (at least 25 net counts per bin). They are background subtracted from both instrumental components (estimated using the “closed” data) and sky components (from a spectrum extracted in a peripheral annulus of each dataset, between the 600 and 800 arcsec radii) and then fitted against the  $TBabs \times MEKAL$  photo-absorption and bremsstrahlung models.

The redshifts  $z$  and hydrogen column densities  $N_H$  have been respectively fixed to the same optical redshift references as used in the original XBACS database, and to the weighted means of the  $N_H$  measurements from the [Dickey & Lockman, 1990] database included within 1 deg of the cluster center. The resulting temperatures  $kT$ , abundance relative to solar composition  $\mu$  and normalization  $S_0$  are then reported. These measurements come from spectra extracted inside a circle of 400 arcsec radius, and hence integrate any central excess emission; that is why temperatures may appear a bit low.

### Direct temperature profiles

Spectra have also been extracted within 40 arcsec-wide concentric annuli following the same algorithm than for global spectra. Fitting them using the same XSPEC settings hence led to a direct measure of the temperature profile of each cluster. However, no PSF correction have been applied from one annulus to another thus probably leading to a general underestimation in the fitted temperatures, specially toward the center ([Markevitch, 2002]).

A last spectrum has been extracted and fitted, in the same region than that used for the  $\beta$ -model fitting, *i.e.* an annulus starting at 40 arcsec and extending upto the arbitrary limit of 400 arcsec. This allows to compare between the global temperature with the one found outside the core region, which may host a cooling flow.

### Intrinsic parameters calculation

The luminosity distance  $D_L$  and 1 arcsec equivalent length  $R_{1''}$  at the cluster position are deduced from the cluster redshift  $z$  and the default cosmology ( $\Omega_0 = 1$ ,  $\Omega_\Lambda = 0$  and  $H_0 = 50 h_{50} km/s/Mpc$ ).

The virial radius  $R_V$  has been identified with the distance  $r_{200}$  from the cluster center where the mean enclosed overdensity equals 200, as calibrated upon the measured X-ray temperature by [Evrard et al., 1996].

<sup>1</sup>Only compiled on [ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/HiLx/2002Marty\\_santiago\\_poster.jpg](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/HiLx/2002Marty_santiago_poster.jpg) at the moment, but individual maps will soon be available in the same ftp directory.

The X-ray luminosity  $L_X$  was integrated between our *XMM-Newton* energy bandwidth (0.3 – 6.3 keV) within the virial radius defined above. We applied a numerical bolometric correction to deduce the absolute luminosity  $L_X(bol)$ .

The galaxies velocities dispersions  $\sigma_{wl_D}$  and  $\sigma_{wl_B}$  have been reprinted from two weak lensing analysis, respectively from *NOT/ALFOSC* and *UH8k* detectors ([Dahle et al., 1990]), and *CFHT12k* instrument ([Bardeau & Kneib, 2003]). The corresponding  $\beta$  parameters were computed according to the relationship with the measured X-ray temperature in the isothermal hydrostatic equilibrium case ([Cavaliere & Fusco-Femiano, 1976]).

The electronic density  $n_e(0)$  at the center of the cluster has been estimated using the standard isothermal  $\beta$ -model equations ([Cavaliere & Fusco-Femiano, 1976]) and the previously measured X-ray temperature and luminosity. By integration within the virial radius defined above, we also estimated the cluster gas mass. Finally, the total virial mass has been deduced from two different calibrated relations upon the measured X-ray temperature ( $M_B$  and  $M_T$  resp. from [Cavaliere & Fusco-Femiano, 1976, Arnaud & Evrard, 1999]) as well as from the virial theorem relation upon the galaxies velocities dispersion ( $M_V$  from the  $\sigma_{wl_B}$  defined above, except for A773 for which we used  $\sigma_{wl_D}$ ). The gas fraction  $f_g$  simply is the ratio of the gas mass to the total mass (we chose  $M_B$  as the isothermal reference).

## DISCUSSION

All analysed clusters show an excess in central brightness that seems correlated with the presence of a very bright central galaxy in optical images. They hence are all candidates for cooling flow hosts, but A267 and A383 temperature profiles do not exhibit significant cooling cores. In addition, all clusters but A1835 tend to follow the universal temperature profile calibrated by [Loken et al., 2002] (Figure 3), radii being rescaled either to core radius or virial radius natural units, with a declining slope toward the edges. They are also very close to the [DeGrandi & Molendi, 2002] polytropic interpretation of their *Beppo-SAX* observed clusters data, which show slopes more horizontal at high radii for those hosting a cooling flow than for non-cooling flow specimens, although our sample does not present a steeply cooling core in average.

If the problem of the cooling core may be bypassed by using only outer regions for temperature and  $\beta$ -model fitting, these declining profile still questions the hypothesis of isothermality followed throughout this first analysis. Nevertheless, we expect from the general good agreement of the different mass (Figure 2) and  $\beta$  parameters estimations that our optical (*CFHT12k*) and X-rays (*XMM-Newton*) measurements are still both quite consistent with the isothermal model. But we note also that all calculations rely on a virial radius that has been estimated using a relation based on the isothermal hypothesis; that illustrates the need for another independant estimator of this radius. Even the clue given by the temperature profiles (Figure 3), that seem to indicate that the virial radius is about 10 times the core radius, is not so helpful if models fitted to either optical or X-ray data still rely upon isothermality.

We plotted a temperature-luminosity logarithmic diagram (Figure 1) for our subsample and compared it to the model proposed by [Arnaud & Evrard, 1999]. We observe that five clusters are indeed well co-aligned but following a shallower slope. A209 seems to depart from this alignment, as well as A1835 in a very significant manner. We also compared a temperature-velocity dispersion diagram with the model from [Girardi et al., 1996] and found it to be very close to the lower 90% confidence level boundary, with again the exception of A1835.

Finally, the temperature-mass diagram is remarkably consistent with a mean power index of 1.576, while the gas mass fraction seems to average about 10% except again for A1835, as well as A209 and A773.

## CONCLUSIONS & PERSPECTIVES

While early *XMM-Newton* observations ([Arnaud et al., 2001, Majerowicz et al., 2002]) did not confirm declining temperature profiles as seen by late *ASCA* observations ([Markevitch et al., 1998]) and *Beppo-SAX* ([DeGrandi & Molendi, 2002, Loken et al., 2002]), we find in the present analysis of 7 XBACS clusters that 6 of them do follow this kind of polytropic model. The seventh, A1835, systematically departs from the average in all diagrams (temperature-mass, temperature-luminosity), which confirms the rather complicated nature of its internal dynamics ([Majerowicz et al., 2002]).

However, we still are working toward the comparison of these emission weighted temperature profiles, that have been obtained without correction for PSF and may thus have been underestimated ([Markevitch, 2002]), with profiles built on the basis of hardness ratio maps, that may be adaptively handled to account for the

Table 2: Analysis pipeline results:  $\beta$ -model and spectral fitting.

ID	exposure (ks)			$R_c$ arcsec	$\beta$	$f_0$ a	BKG a	$R_{1\sigma}$ arcsec	$F_X$ (data) b	$F_X$ (model) b	$z$	$N_H$ c	$kT$ keV	$\mu$	$s_0$ d
	M1	M2	PN												
A68	22	22	10	$80.0_{-5.0}^{+7.0}$	$0.93_{-0.04}^{+0.06}$	$0.27 \pm 0.02$	0.003	177	4.07138	3.86307	0.255	4.93	7.77	0.18	47.09
A209	17	17	11	$72.0 \pm 2.0$	$0.661_{-0.008}^{+0.010}$	$0.296_{-0.008}^{+0.007}$	0.003	347	8.46481	7.84399	0.206	1.64	6.29	0.17	77.26
A267	17	17	12	$63.0 \pm 5.0$	$0.90 \pm 0.04$	$0.39_{-0.03}^{+0.04}$	0.007	146	3.92625	3.56457	0.230	2.80	4.20	0.11	51.03
A383	26	24	7	$55.0_{-4.0}^{+5.0}$	$0.85_{-0.03}^{+0.04}$	$0.51_{-0.05}^{+0.04}$	0.004	210	6.04535	4.40991	0.187	3.92	3.34	0.16	72.84
A773	14	15	15	$63.0 \pm 3.0$	$0.71 \pm 0.02$	$0.39 \pm 0.02$	0.002	270	6.98865	6.60309	0.197	1.44	6.73	0.15	64.31
A963	24	24	16	$95.0 \pm 5.0$	$1.06 \pm 0.05$	$0.34 \pm 0.02$	0.006	234	6.69505	5.49397	0.206	1.40	4.84	0.11	62.04
A1835	28	26	23	$42.4_{-1.1}^{+0.8}$	$0.723_{-0.008}^{+0.007}$	$1.66 \pm 0.05$	0.004	222	16.5552	12.4865	0.252	2.32	6.52	0.25	177.48

Table 3: Temperature profiles.

ID	$kT$ profile (keV)										$kT$ (keV)
	0 – 40"	40 – 80"	80 – 120"	120 – 160"	160 – 200"	200 – 240"	240 – 280"	280 – 320"	320 – 360"	360 – 400"	
A68	8.853	9.149	7.859	6.784	6.290	4.424	4.696	3.729	2.340	41.80	7.771
A209	6.319	6.810	6.843	7.675	7.084	5.796	5.025	4.410	6.451	3.806	6.414
A267	5.924	5.509	4.955	4.360	3.342	2.008	2.787	90.92	7.659	2.227	5.100
A383	3.575	4.467	3.474	3.199	3.010	1.506	1.010	84.94	2.135	83.24	3.917
A773	7.936	6.632	7.282	6.282	6.786	5.688	5.788	4.506	29.12	83.72	6.448
A963	6.175	6.568	6.656	5.113	4.348	3.931	4.998	4.974	14.74	2.566	6.190
A1835	5.826	7.697	7.204	7.907	7.952	15.00	7.649	53.54	19.31	31.70	7.431

Table 4: Intrinsic parameters inferred for the clusters.

ID	$D_L$	$R_{1\sigma}$	$R_V$	$L_X$	$L_X$ (bol)	$\sigma_{wlD}$	$\sigma_{wlB}$	$\beta_{wlD}$	$\beta_{wlB}$	$n_e(0)$	$M_B$	$M_T$	$M_V$	$M_g$	$f_g$
	$h_{50}$ Mpc	$h_{50}$ kpc	arcsec	$10^{20}$ cm $^{-2}$	$10^{44}$ ergs s $^{-1}$	km/s	km/s			cm $^{-3}$	$10^{12} M_\odot$	$10^{12} M_\odot$	$10^{12} M_\odot$	$10^{12} M_\odot$	%
A68	1615.668	4.973	671	13.09	24.99	1650	921	2.16	0.67	0.0078	2687	1987	1974	215	8.0
A209	1292.941	4.310	703	17.77	29.93	680	847	0.44	0.69	0.0075	1437	1490	1517	363	25.3
A267	1450.352	4.648	582	10.15	14.39	1050	694	1.33	0.58	0.0099	1386	1056	908	131	9.4
A383	1169.247	4.023	589	7.50	9.394	n/a	717	n/a	0.81	0.0119	884	711	850	94	10.6
A773	1234.246	4.176	728	13.43	22.83	970	n/a	0.90	n/a	0.0094	1561	1502	1995	262	16.8
A963	1292.941	4.310	691	11.46	18.79	1070	809	1.14	0.65	0.0081	2167	1412	1360	144	6.7
A1835	1595.759	4.936	661	41.62	76.62	1150	1082	1.10	0.97	0.0241	1973	1858	2665	421	21.3

Units: <sup>a</sup>  $10^{-15}$  ergs cm $^{-2}$  s $^{-1}$  arcsec $^{-2}$  within the [0.3 – 6.3 keV] band; <sup>b</sup>  $10^{-12}$  ergs cm $^{-2}$  s $^{-1}$  within the [0.3 – 6.3 keV] band and within the  $R_{1\sigma}$  extraction radius; <sup>c</sup>  $10^{20}$  cm $^{-2}$ ; <sup>d</sup>  $10^{-4}$  counts cm $^{-2}$  s $^{-1}$  arcsec $^{-2}$  keV $^{-1}$ ; <sup>e</sup>  $10^{44}$  ergs s $^{-1}$  within the [0.3 – 6.3 keV] band; <sup>f</sup>  $10^{44}$  ergs s $^{-1}$ .

*Nota bene:* A383 has an unusually high pn background level, so that the standard lightcurve threshold used in the proton flare rejection algorithm was inadapted, resulting in a particularly low remaining exposure. New rejection algorithms have been developed to avoid this ([Lumb et al., 2002, Marty et al., 2002]) and will be used in the future.

*Nota bene:* During A963 observation (REV 348), the MOS1 camera suffered from what appears to be a micrometeoroid impact, thus leading to the creation of very bright pixels that influenced the estimated sky background although detected and masked by the source detection algorithm. The constant parameter used for the  $\beta$ -model fitting was thus overestimated. The masking and background estimation routines are under improvement for future analysis runs.

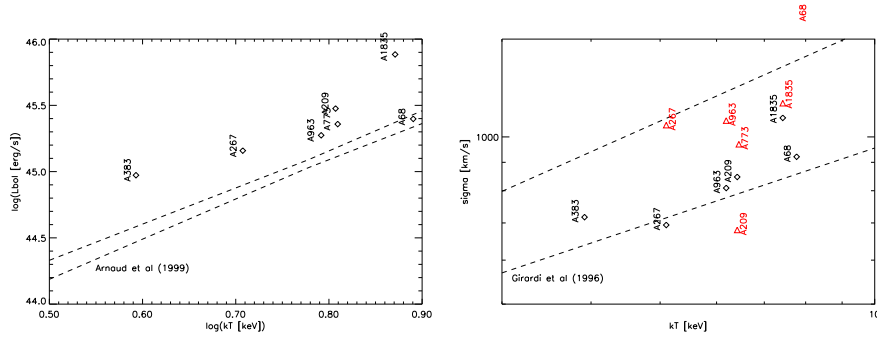


Fig. 1. Left: temperature-luminosity diagram as compared to the 90% confidence level range from [Arnaud & Evrard, 1999] model. Right: temperature-velocity dispersion diagram as compared to the 90% confidence level range from [Girardi et al., 1996] model (diamonds show values from [Bardeau & Kneib, 2003], triangles from [Dahle et al., 1990]).

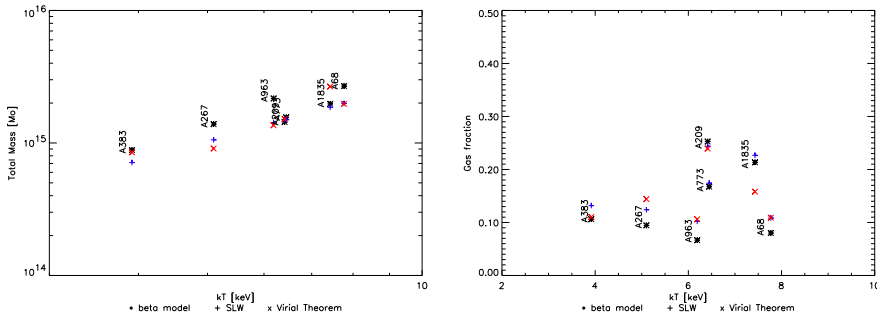


Fig. 2. Left: temperature-mass diagram, for different mass estimators, showing a mean power index of 1.576. Right: gas mass fraction, for the same estimators, as a function of the X-ray temperature.

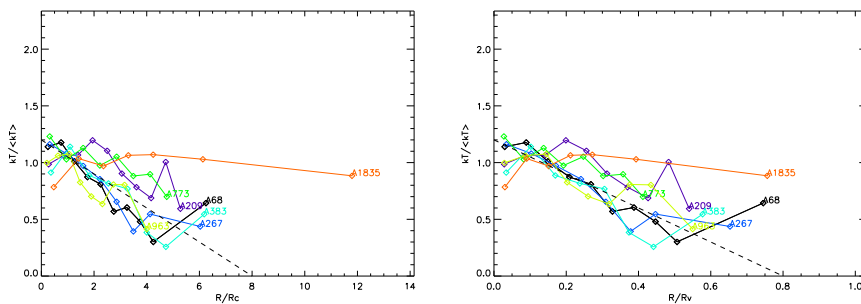


Fig. 3. Temperature profiles with radius rescaled either to core radius or virial radius units. The dashed line stands for the average slope in the central part of the polytropic simulation of [Loken et al., 2002].

PSF and binned between concentric isophotes rather than concentric annuli to adapt to non-spherical morphologies. Also, more work is intended so as to derive accurate error bars on each diagram, and attempt to estimate the virial radii from independent optical datasets.

Finally, this work has been made possible through the use of a pipeline analysis environment, specifically aimed at dealing with extended sources data from *XMM-Newton* instruments. It has confirmed the importance of maintenance and upgrades, to keep up-to-date with the instruments calibration database, as well as the need for such automatic tools in the purpose of building catalogs from the latest X-ray telescopes, so that massive cluster investigation may be possible in the future: access to large statistical samples, cross-compare mass and morphological measurements with optical data, correlate X-ray and Sunyaev-Zel'Dovich data... The ESA's *Planck* satellite is promising thousands of millimetric clusters detections by the end of the decade, which could lead to narrower constraints on cosmology, provided an extensive X-rays database, like BAX ([Sadat et al., 2002]), also exists.

#### ACKNOWLEDGEMENTS

This work is based on observations obtained with *XMM-Newton*, an *ESA* science mission with instruments and contributions directly funded by *ESA* Member States and the *NASA*. This work also benefits from observations conducted with the CFH12k camera at the Canada France Hawaii Telescope.

The authors wish to thank David Lumb, Bruno Altieri, Christian Erd, as well as the whole "epic-cal" team for useful discussions and help. J.P.K. acknowledges support from an ATIP/CNRS grant and from PNC.

#### REFERENCES

- [Abell, Corwin & Olowin, 1989] ]Abell, G.O., Corwin, H.G. & Olowin, R.P., 1989, *ApJS*, **70**, 1  
 [Allen, 1998] ]Allen, S.W., 1998, *MNRAS*, **296**, 392  
 [Arnaud & Evrard, 1999] ]Arnaud, M., & Evrard, A., 1999, *MNRAS*, **305**, 631  
 [Arnaud et al., 2001] ]Arnaud, M., et al., 2001, *A&AL*, **365**, 80  
 [Bahcall et al., 1997] ]Bahcall, N.A., et al., 1997, *ApJL*, **485**, 53  
 [Bardeau & Kneib, 2003] ]Bardeau, S., & Kneib, J.P., september 2002, private communication  
 [Cavaliere & Fusco-Femiano, 1976] ]Cavaliere, A. & Fusco-Femiano, R., 1976, *A&A*, **49**, 137  
 [Czoske et al., 2001] ]Czoske, O., et al., 2001, *A&A*, **372**, 391  
 [Dahle et al., 1990] ]Dahle, H., et al., 2002, *ApJS*, **139**, 313  
 [DeGrandi & Molendi, 2002] ]De Grandi, S. & Molendi, S., 2002, *ApJ*, **567**, 133  
 [Dickey & Lockman, 1990] ]Dickey, J.M., & Lockman, F.J., 1990, *ARA*, **28**, 215  
 [Ebeling et al., 1996] ]Ebeling, H., et al., 1996, *MNRAS*, **281**, 799  
 [Ebeling et al., 2000] ]Ebeling, H., et al., 2000, *ApJ*, **534**, 133  
 [Eke et al., 1996] ]Eke, V.R., et al., 1996, *MNRAS*, **282**, 263  
 [Evrard et al., 1996] ]Evrard, A., et al., 1996, *ApJ*, **469**, 494  
 [Girardi et al., 1996] ]Girardi, M., et al., 1996, *ApJ*, **457**, 61  
 [Loken et al., 2002] ]Loken, C., et al., 2002, *ApJ*, **579**, 571  
 [Lumb et al., 2002] ]Lumb, D. H., et al., 2002, *A&A*, **389**, 93  
 [Majerowicz et al., 2002] ]Majerowicz, S., et al., 2002, *A&A*, **394**, 77  
 [Markevitch et al., 1998] ]Markevitch, M., et al., 1998, *ApJ*, **503**, 77  
 [Markevitch, 2002] ]Markevitch, M., 2002, technical note (astro-ph/0205333)  
 [Marty et al., 2002] ]Marty, P.B., et al., 2002, *SPIE*, **44851**, in press (astro-ph/0209270)  
 [Marty et al., 2003] ]Marty, P.B., et al., 2003, submitted to *A&A*  
 [Navarro, Frenk & White, 1997] ]Navarro, J.F., Frenk, C.S., & White, S.D.M., 1997, *ApJ*, **490**, 493  
 [Sadat et al., 2002] ]Sadat, R., Blanchard, A., & Mendiboure, C., 2002, *ASR*, *ibid* (astro-ph/0302171v2)  
 [Smith et al., 2001] ]Smith, G.P., et al., I., 2001, *ApJ*, **552**, 493  
 [Smith et al., 2002] ]Smith, G.P., et al., 2002, submitted to *ApJL* (astro-ph/0211186)  
 [Viana & Liddle, 1999] ]Viana, P.T.P. & Liddle, A.R., 1999, *MNRAS*, **303**, 535

E-mail address of P.B. Marty: philippe.marty@ias.u-psud.fr

Manuscript received: not yet; revised: not yet; accepted: not yet.



## An *XMM-Newton* survey of X-ray luminous clusters of galaxies: I. spectro-imaging analysis of Abell 209

P. B. Marty<sup>1,2</sup>, J.-P. Kneib<sup>2,3</sup>, R. Sadat<sup>2</sup>, J.-P. Bernard<sup>1,4</sup>, O. Czoske<sup>2</sup>, H. Ebeling<sup>5</sup>, I. Smail<sup>6</sup>

<sup>1</sup> I.A.S., Université Paris-Sud, Bât. 121, F-91405 Orsay cedex, France

<sup>2</sup> L.A.T., Observatoire Midi-Pyrénées, 14 av. Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France

<sup>3</sup> Caltech-Astronomy, MC 105-24, Pasadena, CA 91125, USA

<sup>4</sup> C.E.S.R., 9 av. du Colonel Roche, F-31028 Toulouse cedex, France

<sup>5</sup> Institute for Astronomy, University of Hawaii, 2680 Woodlawn Drive, Honolulu, HI 96822, USA

<sup>6</sup> Department of Physics, University of Durham, South Road, Durham DH1 3LE, UK

Submitted: not yet / Accepted: not yet

**Abstract.** We present an analysis of the X-ray luminous cluster Abell 209. This is the first cluster observed by *XMM-Newton* as part of our survey of the most X-ray luminous clusters of galaxies at  $z \sim 0.2$  selected for a comprehensive and unbiased study of the mass distribution in massive clusters. Using the public softwares *FTOOLS* and *XMMSAS* we have set up an automated pipeline to reduce the *EPIC MOS* & *pn* spectro-imaging data, optimized for extended sources analysis. We also developed a code to perform intensive spectral and imaging analysis particularly focussing on proper background estimate and removal. Our *XMM-Newton* deep spectro-imaging of Abell 209 reveals a non-relaxed surface brightness distribution, with significant substructure including a cold emission clump in the foreground. We have fitted a standard  $\beta$ -model to the gas emission profile and found the best fit parameters to be  $R_c = 72 \pm 2$  arcsec ( $313 \pm 9 h_{50}^{-1}$  kpc) and  $\beta = 0.661_{-0.008}^{+0.010}$ . A spectral study using a standard MEKAL emission model revealed an average temperature of  $7.1 \pm 0.4$  keV.

**Key words.** Galaxies: Clusters: Individual: Abell 209 – Missions: *XMM-Newton* – Cosmology: Observations – X-rays: General – Techniques: Spectro-Imaging

### 1. Introduction

Being the most massive gravitationally bound objects in the Universe, clusters of galaxies are prime targets for studies of structure formation and evolution. Specifically the comoving space density of virialized clusters of a given mass (or X-ray temperature), but also the frequency and degree of substructure, as well as the shape of the cluster mass profile, are quantities whose current values and evolution as a function of lookback time can provide important constraints on the cosmological and physical parameters of structure formation theories (e.g. Eke et al., 1996; Bahcall et al., 1997; Navarro, Frenk & White, 1997; Viana & Liddle, 1999; Smith et al., 2002).

Of particular interest are the most X-ray luminous clusters. Indeed, it has been convincingly demonstrated that high X-ray luminosity is a reliable indicator of cluster mass (e.g. Allen, 1998). Therefore, X-ray selected clusters samples (e.g. Ebeling et al., 1996) are the best choice for undertaking representative studies of the mass distribu-

tion in massive, X-ray luminous clusters. In particular, as they are easily detected out to very large redshift, we can hope to probe cluster evolution back from early epochs. Ideally, the knowledge of the abundance of clusters as a function of mass and its evolution with redshift allows to determine cosmological parameters. However, masses are not directly measured and one has to relate the mass to a direct observable. X-rays temperatures can be measured with good accuracy and are more reliable than luminosities. The exact Mass-Temperature relation is a critical issue and should be addressed from both theoretical and observational sides (see also Smith et al., 2002). Proper mass estimate is likely to arise only by combining multiwavelength observations of clusters of galaxies: namely strong and weak lensing observations (Smith et al., 2001), velocity distribution and dynamics of the cluster galaxies (in a similar way as in Czoske et al., 2001) and through accurate, spatially resolved X-ray temperature measurements as we are concentrating on here.

Following this premise, we are conducting a survey (Tab. 1) of the most X-ray luminous clusters ( $L_{X[0.1-2.4 \text{ keV}]} \geq 8 \cdot 10^{44} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ ) in a nar-

---

*Send offprint requests to:* philippe.marty@ias.u-psud.fr



row redshift slice at  $z \sim 0.2$ , selected from the XBACS (X-ray Brightest Abell-type Clusters Sample; Ebeling et al., 1996). As XBACS is restricted to Abell clusters (Abell, Corwin & Olowin, 1989), it is X-ray flux limited but not truly X-ray selected. However, a comparison with the X-ray selected *ROSAT* BCS (Brightest Cluster Sample, Ebeling et al., 2000) shows that  $\sim 75\%$  of the BCS clusters in the redshift and X-ray luminosity range of our sample are in fact Abell clusters. Hence, our XBACS subsample is, in all practical aspects, indistinguishable from an X-ray selected sample.

In this paper we discuss *XMM-Newton* observations of one of the first clusters observed in our survey, namely Abell 209. In §2 and §3 we describe the observational data, their reduction and analysis, followed in §4 and §5 by a discussion of the interpretation of these data in terms of the spatial and temperature structure. Finally in §7 and §8 we summarize the main results of our analysis and present our conclusions.

Throughout this paper we assume  $\Omega_M = 1$ ,  $\Omega_k = 0$ ,  $\Omega_\Lambda = 0$  and  $H_0 = 50 h_{50}^{-1} \text{ km/s/Mpc}$ . Errors are quoted at the 90% confidence level unless otherwise stated.

## 2. Observations and data reduction

The *XMM-Newton* satellite pointed at the Abell 209 cluster of galaxies for 25312 s on 15th January 2001 (REV 0202). Data were obtained simultaneously with the two Reflection Grating Spectrometers (*RGS*) and the three European Photon Imaging Cameras (*EPIC*), as well as the Optical Monitor (*OM*). In this paper, we will concentrate on the X-ray data coming from the *EPIC* cameras.

### 2.1. Data initialization

All the results given in this paper are based on the *XMMSAS* v5.2 public software release, as well as additional software designed on purpose using IDL.

The *EPIC* pre-processed data provided (on CDROMs) by the *XMM-Newton* consortium are generated using the most general-purpose settings. Running again the pre-processing softwares pipeline, and using the latest available *XMMSAS* version, resulted in a gain of up to 10% efficiency about bad pixels detection, in  $\leq 1\%$  of difference in the livetime estimation, in a better estimation of the energy of the events (through an improved Charge Transfer Inefficiency algorithm), and avoided to sweep off the Out Of Field Of View events on the *pn* camera which are used later for background rescaling. This could also have allowed to take into account a correction for Out Of Time events on the *pn* (the *XMMSAS* v5.2 indeed includes an option to estimate them), but since there is no obvious pile-up in these data, and since the *pn* was set to Extended Full Frame mode, the Out Of Time events rate is expected to be very low so we neglected this effect in this first analysis.

### 2.2. Flares detection

We searched for periods of very high background, known as soft protons flaring periods (Lumb, 2001), using the method of lightcurve filtering, but with slightly different criteria than in previous work (Marty et al., 2001). Only valid events ((FLAG & 0x76fb0808)==0 && PI>12000) were extracted to build the lightcurve, *i.e.*:

- inside the field of view (FOV);
- not marked as being from a bright region or from an internal electronic signal (GATTI) or from a bad frame;
- having a Pulse Independent (PI) channel value above 12000 eV (beyond what is considered the high energy cut-off of *XMM-Newton* mirrors).

We then defined as Good Time Intervals (GTI) the periods when the count rate was lower than or equal to 10 counts per 100 s bin for each *MOS*, or 80 counts per 100 s bin for the *pn*. These are typical values working for most of soft sources observations (Marty et al., 2002).

After that process, the nominal 21794 s *MOS* ontime and 17898 s *pn* ontime were reduced down to 16819 s, 17122 s and 11816 s livetimes for the *MOS1*, *MOS2* and *pn* respectively. A comparison of GTI for each *EPIC* camera allows a quick check for relative timing calibration (Fig. 1). In this particular observation, it may have been more straightforward to only cut off the flare at the end of each exposure, but this dataset was processed in an automated fashion as a test for our full cluster sample.

### 2.3. Event cleaning

We then selected as valid events only those matching all of the following criteria:

- with valid flag values ((FLAG & 0x76fb0808)==0);
- with pattern values between 0 and 12 (single, double, triple and quadruple events) for the *MOS* (Turner et al., 2001) or between 0 and 4 (single and double events) for the *pn* (Struder et al., 2001);
- with Pulse Independent (PI) channel values between 200 eV (detectors response is not well constrained below this value) and 12000 eV (telescope high energy cut-off);
- with time-tag included in the previously defined GTI.

Note that the *MOS* pattern number 31, which could also point at real photo-events, has been excluded since it appears extremely noisy (Ghizzardi, 2000).

## 3. Data analysis methodology

When extracting an image, the corresponding calibration data may be summarized in an exposure map, which is an effective detector area map (showing gaps between CCDs and dead pixels) where each pixel value is the effective exposure duration for this pixel (in seconds) multiplied by the mirror vignetting factor at this position. Hence dividing the image by the exposure map should result in a

**Table 1.** Our cluster list sorted by right ascension. Redshift, Hydrogen column density, flux and luminosity (columns 3 to 6 resp.) are quoted from the XBACS updated database. Out of these 17 clusters, 8 have HST/WFPC2 observations performed (as part of cycle 8 [ID:8249, PI:Kneib]); 3 only have a shallow HST observations through a snapshot survey (8301 & 8719 programmes, PI:Edge); 2 have not yet been observed with HST; the remaining 4 having archival data. Moreover, 11 have been observed in 1999/2000 with the wide field CFH12K camera. The last column shows the effective exposure duration (after flares removal) for clusters already observed by *XMM-Newton* (resp. *MOS* and *pn* instruments), or quote the priority level within our proposal for those not yet observed.

ID	$\alpha$ <i>J</i> 2000	$\delta$ <i>J</i> 2000	$z$	$N_H$ $10^{20} \text{ cm}^{-2}$	$f_{xbacs}$ $10^{-12} \text{ cgs}$	$L_{xbacs}$ $10^{44} \text{ erg/s}$	HST cycle	CFH semester	<i>XMM-Newton</i> <i>ks (MOS/pn)</i>
A68	00 37 06	+09 09 20	0.2546	4.77	5.55	14.90	8249	99-II	22/10
A115	00 55 55	+26 22 14	0.1971	5.39	8.99	14.57	-	-	C
A209	01 31 53	-13 36 47	0.2060	1.56	7.55	13.38	8249	99-II	17/11
A267	01 52 41	+01 00 43	0.2300	2.84	6.21	13.67	8249	99-II	17/12
A383	02 48 03	-03 31 04	0.1871	4.06	5.50	8.09	8249	99-II	25/07
A773	09 17 52	+51 43 38	0.2170	1.34	6.36	12.50	8249	-	15/15
A963	10 17 03	+39 02 56	0.2060	1.40	5.78	10.27	8249	99-I	24/16
A1423	11 57 17	+33 36 39	0.2130	1.66	5.22	9.92	8719	-	C
A1682	13 06 49	+46 33 35	0.2260	1.36	5.44	11.59	8719	-	C
A1689	13 11 29	-01 20 31	0.1840	1.80	14.60	20.64	6004	00-I	AO1 J.Hughes
A1763	13 35 19	+40 59 56	0.2279	0.84	6.54	14.13	8249	99-II	observed
A1835	14 01 02	+02 52 03	0.2528	2.24	14.58	38.24	8249	99-I	PV (27/23)
A2111	15 39 42	+34 25 03	0.2290	2.07	5.01	10.97	-	-	C
A2218	16 35 54	+66 13 00	0.1750	3.20	7.3	17.99	5701, 8500	00-I	GT M.Turner
A2219	16 40 20	+46 42 27	0.2281	1.73	9.23	19.89	6488	00-I	GT M.Turner
A2261	17 22 27	+32 07 53	0.2240	3.36	8.72	18.15	8301	-	AO1 J.Hughes
A2390	21 53 37	+17 41 45	0.2310	6.70	9.50	21.25	5352	00-I	GT M.Watson

flat image in units of counts per seconds. But problems arise when measuring fluxes in units of true photons per seconds since one has to correct for the energy dependent component of the telescope efficiency over the extracted energy band. Before the *XMM-SAS v5.3*, the only correction method was included in the exposure map itself, which was in fact also multiplied by the weighted mean efficiency over the energy band. Reciprocally, there was no way to produce an exposure map which only included vignetting correction or even a simple binary detector map (indeed, a detector mask could be produced by thresholding an already made full exposure map...).

In the case of spectra extraction, the opposite problem arises. Indeed, the detector response accurately modeled the energy dependent detection efficiency (ARF: Ancillary Response File) as well as the fact that a detected photon does not systematically fall into detector channel corresponding exactly to its true energy (RMF: Response Matrix File). This effect is the analog of the spatial scattering of a PSF (Point Spread Function) effect, which results in an event position on the detector slightly different than that of the incident photon on the mirrors. In addition, the biggest problem here was to correct for the spatial vignetting factor in case of an extended source across different detector regions. Again, before the *XMM-SAS v5.3*, there only was an option to add to the response a weighted mean vignetting factor over the extracted region, but the greater the diameter of the source, the less accurate the correction. This is particularly irrelevant in case of clusters of galaxies, because, in addition to their great angu-

lar diameter, they have a very broad spectrum. And since photons of very different energies follow very different spatial vignetting curves, Arnaud et al., 2001 hence proposed instead of this correction to assign a weight to each of the extracted events according to the vignetting factor at its position, and then accumulate a weighted spectrum.

### 3.1. Weighted events

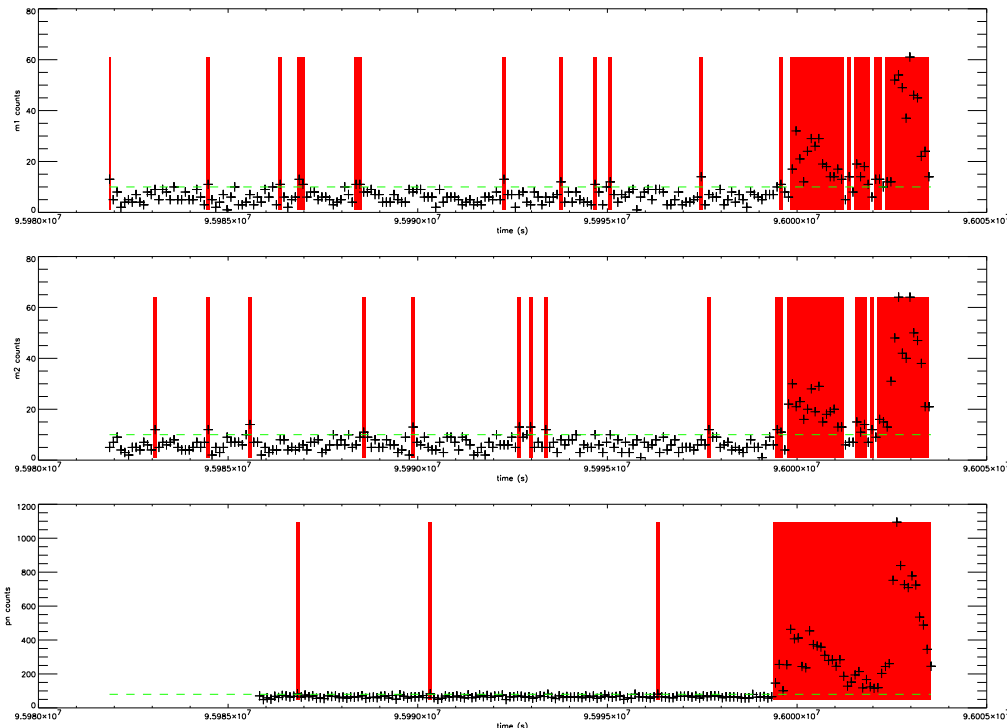
We here propose to generalize this weighted events method so as to deduce from the detector count rate a measure of the true incident photon flux. This allows to draw images in physical units, over broad energy bands, and to cross-compare between the three *EPIC* detectors or between different regions of the sky.

This can be done for each individual event by reading the different calibration parameters (mirror effective area and vignetting, RGA and filter transmissions, CCD quantum efficiency) according to its position and energy. The weight associated to an event is then simply the product of these five efficiencies. One may also want to take the effective livetime as a sixth parameter since it is slightly different from CCD to CCD on a given detector, for each CCD has an independent on-board processing.

Then, images and/or spectra can be accumulated, taking these weights into account, in units of  $photons \cdot s^{-1} \cdot cm^{-2} \cdot keV^{-1} \cdot arcsec^{-2}$  (normalized to the width of the pixel binning and energy binning). One can also produce *ergs* rather than *photons* since each event is tagged by its own energy value.

4

Marty et al.: Spectro-Imaging Analysis of Abell 209



**Fig. 1.** From top to bottom: *MOS1*, *MOS2* and *pn* lightcurves of Abell 209 observation. Shaded regions mark rejected time intervals; dashed horizontal line marks the applied flux level threshold.

On the other hand, this method increases the noise on the results, because of the uncertainty on the individual weights coming from the uncertainty on the individual positions (smeared by the PSF) and individual energies (smeared by the RMF).

Very recent updates in the position of the optical axis (center of the vignetting effect) and in the shape of the *MOS2* quantum efficiency curve (Lumb, 2002) have been taken into account; this allows to completely erase discrepancies between *MOS* signals, and reduces *MOS-pn* differences down to  $\sim 10\%$  (Tab. 2).

### 3.2. Background estimation

During quiescent periods (no significant soft proton contamination), the *EPIC* background has been shown (Lumb, 2001) to be mainly composed of:

- Remaining cosmic ray induced events (high energy; non vignettted): unrejected by on-board electronics.
- Instrumental fluorescent X-ray emission (from CCD close environment, mainly the Aluminium line around  $1.4\text{ keV}$  for both *MOS* and *pn*, and the Copper complex around  $8\text{ keV}$  for *pn*; non vignettted): no significant in-

crease in fluorescence level after solar flares has been observed so far, but images in corresponding sharp energy bands show that these emission features are correlated to regions of corresponding material in the camera structure.

- Internal background (bright pixels and dark current; non vignettted): since the *pn* pixels are about the size of the PSF, bright pixels are sometimes undistinguishable from point sources (hence missed by the *XMM-SAS* algorithms); an electronic overshoot problem seems to cause noise accumulation near the *pn* readout edges (outer edge of the FOV); ionizing particles secondary effects on the *MOS* often materialize as flickering pixels at low energies; finally, the *MOS* dark current may be negligible (of the order of  $0.5\text{ cnt/s/CCD}$  in the  $0.2\text{--}10\text{ keV}$  band; Ghizzardi, 2000) and the same may be expected from the *pn*.
- Remaining low flux soft protons (high energy; vignettted): a magnetic divertor in the telescopes prevents electrons from reaching the CCDs, but some protons may still contaminate the data; while this effect is still under investigations, it seems that these protons mainly show up as additional flickering pixels occur-

- ing at dates very close to a forthcoming flaring period (Gendre, 2001).
- Sky X-ray background (low to medium energy; vignetted): these events are due to cosmic X-ray emission, mostly unresolved faint and/or far AGN sources (Mushotzky et al., 2000).

Neglecting any remaining low flux soft protons, we accounted for the other previous background components using auxiliary data.

### 3.3. Detector background

As shown in Marty et al., 2002, all the non-vignetted background components are also present in observations performed with the filter wheel in closed position (all photons from the sky are absorbed before reaching the detectors). Hence, in a first step, we used a merged event list<sup>1</sup> from all the observations done with the filter wheel in closed position<sup>2</sup> (without internal calibration source and during quiescent periods).

These events were reprojected onto Abell 209 observation astrometric solution and then screened using exactly the same *XMM*SAS selection criteria. Subsequently applying the same analysis (point sources regions removal to ensure we consider exactly the same detector area, radial profiles or spectra extractions...) to both Abell 209 and these Dark observations, we were able to subtract the detector background (remaining cosmic rays, fluorescence and internal noise).

To do this properly however, we had to rescale the dark observation count rate according to the Abell 209 observation one, using the ratio of *non-weighted* count rates included in the out-of-FOV parts of the detector, which account for slightly different gain tuning and/or external radiation levels (those variations are assumed linear with time and pointing direction). Practically, we applied the same event screening criteria than defined in §2.3, with two exceptions: we allowed out-of-FOV events while rejecting FOV events, and the GTI were not applied to the dark observation which has been built over data from different but quiescent periods.

### 3.4. Cosmic X-ray background

Finally, to remove the last background component, we developed and investigated three different methods (Marty et al., 2001, Marty et al., 2002) depending on whether the analysed cluster spans across the whole FOV or not. In the present analysis, we estimated the radius  $r_{500}$  to be about 483 *arcsec* (cf. §6) and hence decided to use the region between 600 *arcsec* and 800 *arcsec* off-

axis ( $\theta$ ) to subtract the extragalactic background, in the following manner.

We extracted from the cluster data an inner spectrum ( $S_{clus,in}$ ) and an outer spectrum ( $S_{clus,out}$ ) according to the previously defined regions. We did exactly the same for the dark data ( $S_{dark,in}$  and  $S_{dark,out}$ ). In case of an image ( $I$ ) or a radial profile ( $P$ ), we extracted events up to the maximal *EPIC* radius ( $\sim 900$  *arcsec*). Then, we considered:

$$S_{clean} = (S_{clus,in} - S_{dark,in}) - (S_{clus,out} - S_{dark,out}) \quad (1)$$

$$P_{clean} = (P_{clus} - P_{dark}) - B \quad (2)$$

$$I_{clean} = (I_{clus} - I_{dark}) - B \quad (3)$$

$$B = \langle P_{clean} \rangle_{\theta \in [600^\circ; 800^\circ]} \quad (4)$$

This method takes into account that non-vignetted background events have been wrongly weighted. Indeed, the same amount of non-vignetted background events have also been weighted in the same way within the dark data, and should hence cancel out each other.

In Eqn. 1, the first parenthesis represents the combined emission of the cluster and extragalactic background, while the second term represents the emission of the extragalactic background alone. Theoretically,  $S_{clean}$  could then be directly fitted using one's preferred spectral model, but practically, to enhance the signal-to-noise ratio during the fit, Eqn. 1 may be rewritten in a more conservative fashion as

$$(S_{clus,in} + S_{dark,out}) = S_{model} + (S_{clus,out} + S_{dark,in}) \quad (5)$$

where the left term may be isolated into a main spectrum file and the right term into an associated background spectrum file. The latter may then be used within a fitting routine to be added to a cluster emission model.

In the case of a radial profile, the extragalactic background mean value may simply be estimated by the  $B$  term (Eqn. 4) and then added to any  $\beta$ -model to be fitted.

### 3.5. Field sources detection

Even after having subtracted all the previous background components, a fraction of the low energy part in the resulting spectrum may be overestimated. Reasons for that are the contribution of:

- possible background/foreground field sources;
- flickering pixels having appeared after the dark observations and the last uptodate bad pixels map, and before the cluster observation.

We chose to run the wavelet-based source detection *XMM*SAS task (from scales 1 to 32, threshold  $3\sigma$ , 2 iterations) on our screened cluster data, because it seems able to detect as well remaining bright pixels or bright columns.

<sup>1</sup> corresponding FITS files may be retrieved via FTP:

`ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Closed/`

<sup>2</sup> publicly available from the *XMM-Newton* internet sites:

`ftp://xmm.vilspa.esa.es/pub/` and

`http://xmm.vilspa.esa.es/xsa/`

6

Marty et al.: Spectro-Imaging Analysis of Abell 209

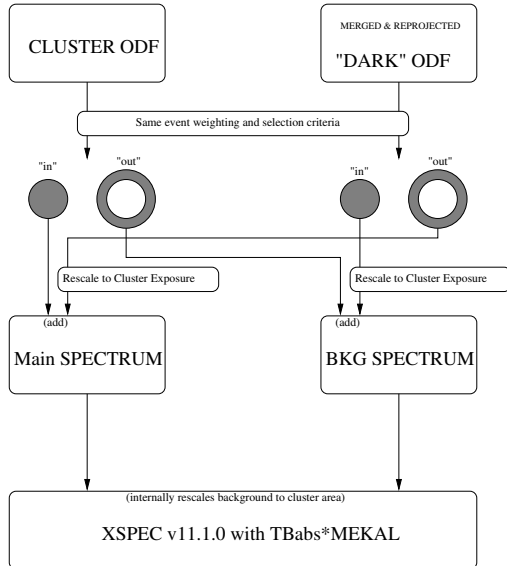


Fig. 2. scheme of the background removal method.

For the purpose of images, profiles and spectra extraction, we masked off from one detector all the regions corresponding to all the detected sources (real or spurious) on that detector, in order to maximize the signal-to-noise ratio. We also applied the same mask for the corresponding detector in the dark data to ensure we always consider the same detector area. Finally, we corrected the Backscals (area of extraction) according to this mask.

#### 4. Overall spatial structure

In a first step, we extracted a full image of Abell 209 for each detector, binning events into  $3 \times 3 \text{ arcsec}^2$  pixel size, and using the generalized Weights Method and background subtraction methods described in §2. Field sources were left in so as to compare with our detection list. We smoothed each image using a  $\beta$ -model filter according to the description of the current off-axis and energy-dependent *XMM-Newton* PSF (Ghizzardi, 2001, Ghizzardi, 2002): we defined for each camera average core radius and power index as the barycentric values of those that would have been determined using off-axis and energy of each event, within the energy range of our image and inside the cluster region. This definition may again seem abusive: on one hand, the events positions and energies on the detector are not truly those of the incident photons on the mirror; on the other hand, the correct operation would be to “deconvolve from” rather than to “convolve again with” the PSF kernel. But this is above all an average approach aimed at minimizing PSF effects on the morphology of objects.

We then averaged the true incident photon flux images from the three detectors using World Coordinates System for reprojection onto the sky. The result is presented in Fig. 3, with the detected field sources overlaid. To discriminate between true and spurious detections, we simply assumed that true sources must be detected on all *EPIC* cameras seeing this sky area at a time, and hence only plotted common detections. Because all cameras have different sizes and gaps between CCDs, some sky areas are seen only twice, or even once. As a result, some spurious detections on a camera co-inciding with gaps on the other cameras can be confused with true sources. An example may be spotted (Fig. 4) at the east of Abell 209, where pixels from a *pn* bright column, which were not marked as bad and hence detected by the wavelet algorithm, are located exactly along gaps between central and peripheral CCDs from each *MOS*.

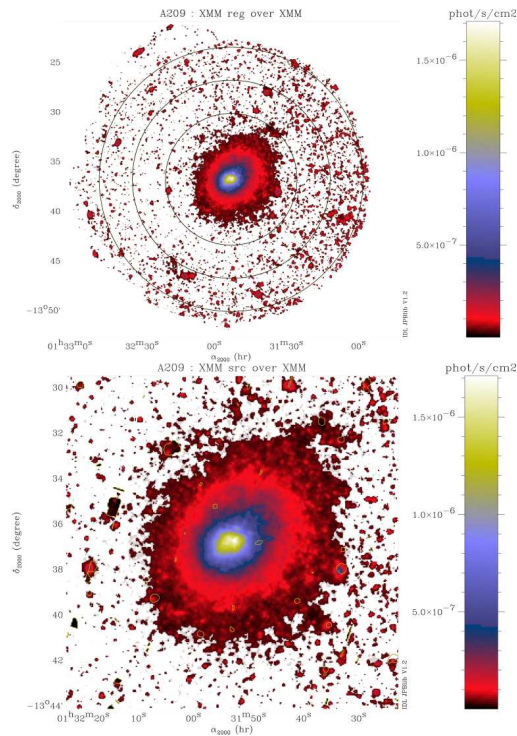


Fig. 3. Abell 209 smoothed, dark current subtracted, average *EPIC* image (Top: full FOV with inner disk and outer annulus extraction regions overlaid. Bottom: zoom on the cluster with detected X-ray sources overlaid).

#### 4.1. Astrometry and Morphology

We checked the astrometry of our images using an archival *Chandra* observation (ObsId 522), a panoramic *CFH12k* image of the same field (Czoske et al., 2002) and a plot of this field from the SIMBAD database (Wenger et al., 2000).

Fig. 4 displays *XMM-Newton* contours (from 1 to  $7\sigma$ ) out of a gaussian-smoothed (8 *arcsec* FWHM) brightness map (images from Fig. 3 are not gaussian-smoothed), detected field sources and the 400 *arcsec* spectral extraction radius laid over the *CFH12k* field (left panel) and *Chandra* field (center panel). An *EPIC* detector map (right panel) is also presented, with detected field sources overlaid, and shows that the sky is completely covered by the three *XMM-Newton* cameras, but that several regions have been observed only twice (due to CCD gaps or *pn* bad columns; green colored) or even once (misleading to spurious sources detections; blue colored); the red lettered marks come from SIMBAD.

The main X-ray peak detected at  $\alpha_{J2000} = 01h31m53.0s$ ,  $\delta_{J2000} = -13^{\circ}36'50''$  appears to be perfectly centered on the brightest central galaxy, which is also the reference for Kristian, Sandage & Westphal, 1978 (“C” source on the right panel). These coordinates also correspond within  $\sim 15$  *arcsec* to the X-ray peaks from *Chandra* (Mercurio et al., 2002) and *ROSAT* (Rizza et al., 1998; “D” source) analysis but are  $\sim 2.5$  *arcmin* away from the Abell 209 optical center originally determined by Abell, Corwin & Olowin, 1989 (“F” source).

While inner (within 2 *arcmin*) surface brightness contours tend to appear rather circular as in a relaxed-state cluster, outer contours (up to 5 *arcmin*) show evidence for ellipticity along a NW-SE axis, in good agreement to what is seen from weak lensing mass reconstruction (Bardeau et al., 2003) and optical analysis of galaxies distribution (Mercurio et al., 2002).

Of the two catalogued X-ray sources included within the cluster emission (Rizza et al., 1998), our quick wavelet analysis confirms only the western one (“B” source), though not correlated with any catalogued optical source, but not the eastern clump (“E” source). The two remaining sources from SIMBAD (resp. “A” and “G” sources) are bright optical stars (*HD9325*, *GSC05279-01206*) without obvious X-ray counterparts. On the other hand, this analysis reveals about twenty new X-ray sources within 400 *arcsec* of the cluster center that lie outside uncertainty regions (green and blue); these sources will be investigated, along with those from the fields of the remaining clusters sample, in a subsequent paper.

We finally subtracted the best fit  $\beta$ -model image (cf. §4.2) to the *EPIC* cumulated brightness image. The result (Fig. 5) shows two extended regions above the  $1\sigma$  significance level: an elongated structure ( $\sim 1.2 \times 2.5$  *arcmin*) starting at the cluster core and extending down to SE, and another, bigger, elongated structure ( $\sim 2.6 \times 4.2$  *arcmin*) in the perpendicular direction, lying

$\sim 2.8$  *arcmin* NW of the cluster core. Both structures definitely correspond to the optical density clumps observed by Mercurio et al., 2002, but only the SE one significantly appeared on the *Chandra* isophotes. This deeper analysis hence reveals the eastern clump from Rizza et al., 1998 (“E” source), whereas its western excess (“B” source) only appears as a very small spot, more consistent with a separate point source. Our new, additional NW excess region most probably explains the globally elongated shape of Abell 209.

We note that the separation between these two extended structures, and the curved shape of the southern one, coinciding with the *pn* camera central gap (Fig. 5) is purely accidental, since exactly the same shape is observed on a residual image built only from the raw *MOS* data where no gap occurs.

#### 4.2. Radial profiles

In order to study the mass distribution of the cluster, we accumulated a radial profile of the weighted events, between 0.3 (lower confidence limit as for *EPIC* calibration) to 6.3 *keV* (upper limit as for Abell 209 emission), into concentric annuli such that the encircled weighted count rate is greater than 3 times the weighted poissonian error and the size of the bin ensures a minimum signal-to-noise ratio (successive radius values  $r_i$  such that  $\Delta((1 + r_i^2)^{\frac{1}{2}}) \geq k$ , where  $k$  is chosen such as to ensure a minimum number of bins). Again, we applied the Weights Method, background and field sources subtraction methods described in §2, except that we only accounted those weights coming from the spatial vignetting effect, to minimize the noise on the method. This comes from the classical assumption that the brightness profile shape does not depend on energy and that the response (ARF) of the telescope should not affect it, so that the detector count rate profile ( $\text{counts} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{arcsec}^{-2}$ ) should be equivalent to the true brightness profile ( $\text{ergs} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{keV}^{-1} \cdot \text{arcsec}^{-2}$ ).

##### 4.2.1. Detector brightness profiles

The resulting profiles for each *EPIC* camera were then averaged, and we performed a  $\beta$ -model fit (Cavaliere & Fusco-Femiano, 1976; Eqn. 6) convolved by the *XMM-Newton* PSF as determined in §4.

The fit is actually performed on a profile where the central part is ignored up to one tenth of the spectral extraction radius ( $\frac{400}{10} = 40$  *arcsec*). We thus found as the best fit core radius  $R_c = 72 \pm 2$  *arcsec* (or  $R_c = 313 \pm 9$   $h_{50}^{-1}$  *kpc*) and power index  $\beta = 0.661_{-0.008}^{+0.010}$ , with a reduced  $\chi^2$  of  $\sim 1$  (47).

As a consistency check, we also performed the same analysis on a profile built over events weighted by all calibration parameters (overall telescope transmission as well as spatial vignetting). We obtained the same  $\beta$ -model fit results. Moreover, as shown on Fig. 7, profiles from each *EPIC* camera are now consistent within 90% (Tab. 2) over

8

Marty et al.: Spectro-Imaging Analysis of Abell 209

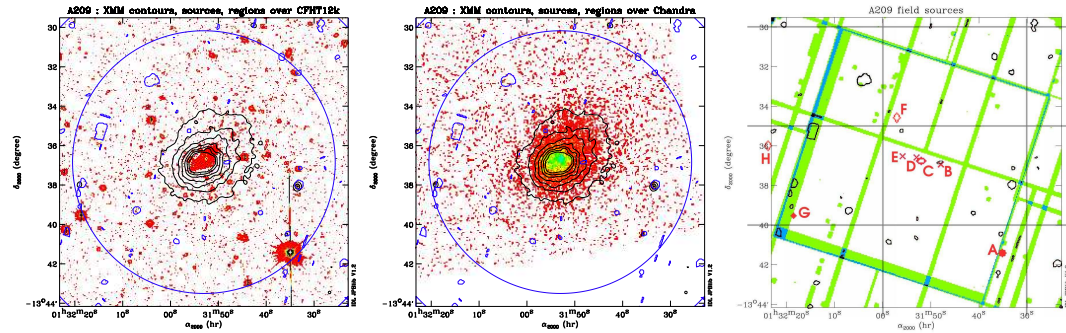


Fig. 4. Left: Abell 209 R-band *CFHT12k* image overlaid with *EPIC* brightness contours, detected sources and spectral extraction region. Center: *Chandra ACIS-I10 ks* raw image with *EPIC* brightness contours, detected sources and spectral extraction region. Right: *EPIC* cumulated detector map with sources from the SIMBAD database (red) and from the detection routine (black).

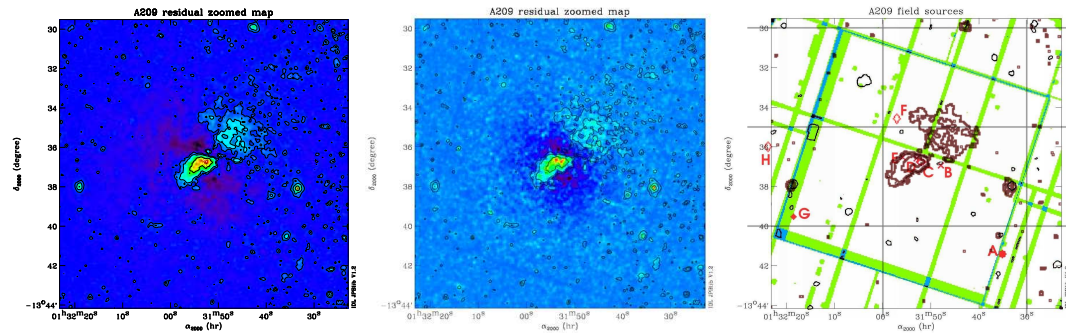


Fig. 5. Left: residual *EPIC* brightness image after subtraction of the best fit Abell 209  $\beta$ -model. Center: residual brightness image from gaussian-smoothed raw *MOS* only data. Right: contours from the residual *EPIC* image (1, 3 and  $9\sigma$ ) laid over the cumulated detector map and SIMBAD sources.

our working energy band. While compatible within the error bars, the remaining discrepancy is expected to be due to an underestimated transmission of the *MOS* grating device (RGA) (Marty et al., 2003), leading to an overestimation of the true incident flux (Tab. 2).

#### 4.2.2. Integrated flux

Using the latter profile extracted in true incident photon flux units, we deduced the total incident flux as a function of the radius (Fig. 8). The measurement is restricted to the modeled profile so as to consider only the gas emission component and to avoid summing the excess emission due to the central cooling flow, whatever its physical origin.

The radius below which the signal starts to be greater than its weighted poissonian error has been computed to be  $R_{Xlim} = 347 \text{ arcsec} = 1.510 \text{ Mpc}$  (which is close to  $r_{500}$ ). Within this radius, the integrated flux between 0.3 and 6.3 keV is  $f_X = 7.844 \cdot 10^{-12} \text{ ergs} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ .

## 5. Spectral Analysis

Following the same method than for brightness profiles (only weights accounting for spatial vignetting), we accumulated spectra for the cluster and the dark data, inside a main region within 400 arcsec off-axis, and grouped the spectral bins (according to the OGIP standard, Arnaud et al., 1992) so that the net number counts (background subtracted signal) in each group is greater than 25. We estimated the background using the method described in §2.

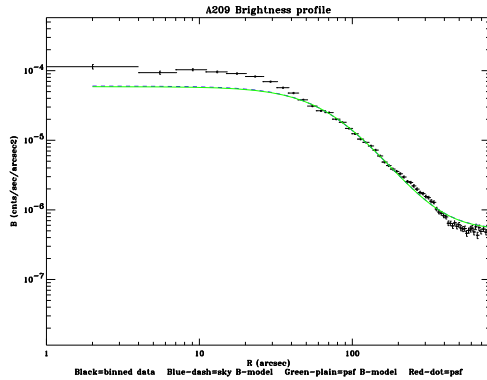
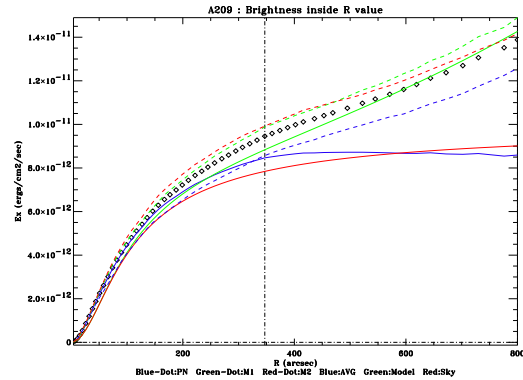
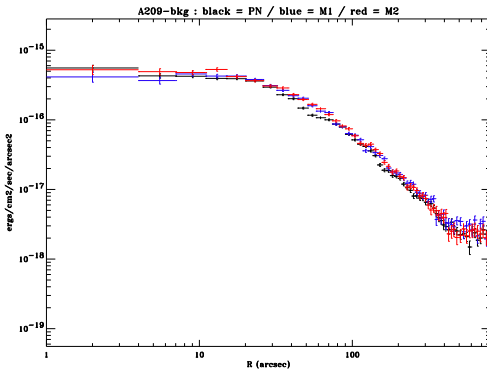
### 5.1. Global Approach

We successively fitted (Fig. 4) each of the three *EPIC* spectra under *XSPEC* v.11.1.0 package (Arnaud, 1996) with a single temperature model using the MEKAL emission model (Liedahl et al., 1995) times a photo-absorption model,

**Table 2.** Comparison between Abell 209 integrated fluxes.

detector	$fX_{[0.3-6.3 \text{ keV}]}(R \leq 400'')$			$fX_{[0.3-6.3 \text{ keV}]}(600 - 800'')$			mean relative difference ( $R \leq 400''$ )			
	(a)			(a)			(a)			
<i>MOS1</i>	13.455	5.563	12.040	3.343	1.446	3.056	4.8%	0.2%	0.3%	(w.r.t. <i>MOS2</i> )
<i>MOS2</i>	14.118	5.553	12.076	3.045	1.199	2.529	98.3%	19.8%	10.0%	(w.r.t. <i>pn</i> )
<i>pn</i>	41.392	4.559	10.891	10.151	1.127	2.385	101.9%	19.7%	10.3%	(w.r.t. <i>MOS1</i> )

<sup>a</sup> units are respectively  $10^{-7}$  counts/s/arcsec<sup>2</sup>,  $10^{-9}$  photons/cm<sup>2</sup>/s/arcsec<sup>2</sup>,  $10^{-18}$  ergs/cm<sup>2</sup>/s/arcsec<sup>2</sup>

**Fig. 6.** Abell 209  $\beta$ -model ( $R_c = 72$  arcsec and  $\beta = 0.661$ ) fit to the radial profile with a reduced  $\chi^2$  of  $\sim 1$  (47 d.o.f.).**Fig. 8.** Graph of the Abell 209 incident total flux as a function of the integration radius on the detector. The dashed lines are the fluxes from each camera, the diamonds mark the average flux and the corresponding model is overlaid in green. The blue and red lines are respectively the background subtracted average flux (from diamonds) and the background subtracted model (from the green line). The vertical line marks the  $1 \sigma$  detection limit.**Fig. 7.** Abell 209 profiles from each *EPIC* detector reprojected onto sky physical emission units.

like the WABS (Morrison & McCammon, 1983) or TBabs (Wilms, Allen & McCray, 2000) models. We used the pre-built Redistribution Matrix Files (RMF) provided by the *EPIC* consortium (`m*1_r7_im_all_2000-11-09.rmf` and `epn_ef20_sdY9.rsp`) and generated our own Ancillary on-axis Response Files (ARF) from the Current Calibration Files (CCF) during the event weighting process.

For each camera, we tried both photo-absorption models. We compared in each case the results obtained with the hydrogen column density and redshift either frozen or left as free parameters. Finally, we repeated all these trials with both *MOS* spectra simultaneously and all three cameras simultaneously, for a total of 40 trials.

For the frozen values, we chose  $z = 0.209$  as measured by Mercurio et al., 2002 (out of a 112 galaxies sample) and  $N_H = 1.47 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^{-2}$  from the Dickey & Lockman, 1990 database. This recent redshift measurement seems in better agreement with the revised redshift  $z = 0.2097$  of the bright central galaxy by the same authors (Kristian, Sandage & Westphal, 1978 previously found 0.213). The former redshift values for Abell 209, 0.206 by Fetisova, 1981 and 0.2075 by Richard et al., 2002, were indeed deduced out of only 2 and 17 galaxies respectively. Concerning the hydrogen column density, the various values used throughout the Abell 209 literature Tab. 6 come from different selection or averaging methods within the Dickey & Lockman, 1990 database. Tab. 3 shows these possibilities. We decided upon the averaging of the two closest data points because



10

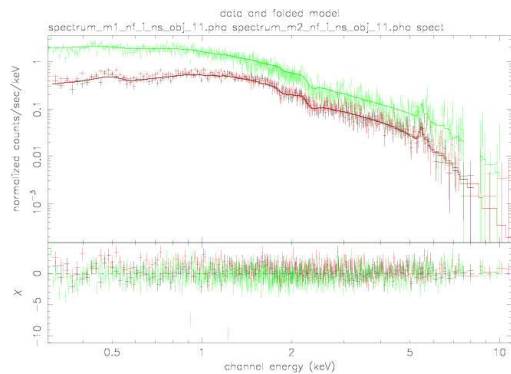
Marty et al.: Spectro-Imaging Analysis of Abell 209

**Table 3.** Summary of hydrogen column density values ( $10^{-20} \text{ cm}^{-2}$ ) around Abell 209.

value	1.39	1.56	1.64	2.27
distance	0.254 deg	0.256 deg	0.614 deg	0.616 deg
weighted mean	1.47		1.64	

they were equidistant from our measured X-ray peak, but did not take into account farther data points.

The best  $\chi^2_{red}$  were obtained with TBabs variant and free  $N_H$  (which tries to compensate background subtraction errors) and  $z$  (which tries to compensate for spectral resolution around the lines), as shown on Fig. 9 and summarized in Tab. 4. We also quote the results from the frozen  $N_H$  fits for comparison.

**Fig. 9.** Abell 209 global temperature fit under XSPEC.

### 5.2. Cooling Flow?

We also tried to fit a cooling flow spectral emission model based on the MEKAL model (MKCFLOW variant, Mushotzky & Szymkowiak, 1988) times the TBabs model, with all parameters left free. This resulted in a low temperature value of  $3.239 \pm 3.237$  and a high temperature value of  $11.96 \pm 5.270$  (errors are here quoted at the  $1\sigma$  level only), which are rather compatible with a mono-temperature plasma such as previously fitted (§5.1). The best fit hydrogen column density, abundance and redshift then are respectively 1.3, 0.17 and 0.210 (in the same units as in Tab. 4), with a reduced  $\chi^2$  of 1.444 and also are fully compatible at the  $1\sigma$  level with the mono-temperature plasma best fit parameters.

### 5.3. Clumpiness?

To investigate the nature of the detected substructures and their influence on the total cluster emission, we extracted three additional sets of spectra: within each excess

regions (SE and NW clumps as shown on Fig. 5) and for the global cluster with both these clumps being masked off. We simultaneously fitted the spectra (2 *MOS*, 1 *pn*) from this third set following the recipe described in §5.1. As shown in Tab. 5, while still compatible with previous results, the best fit temperature tends to be slightly higher.

We then tried to fit to each isolated clump a double MEKAL (sum of two MEKAL with independent parameters times TBabs absorption model) plasma model, fixing the parameters from one MEKAL component to the best fit value from the total cluster with clumps being masked off. As shown in Tab. 5, this gave an interesting result for the SE clump, but not for the NW one. We thus attempted a last fit on both isolated clumps using only a single MEKAL model (times TBabs model) with all parameters left free, to compare the results (Tab. 5).

Despite achieving similar  $\chi^2$  values, this comparison between single and double MEKAL models may indicate that the central clump extending to the SE actually exhibits a lower temperature (5.4 keV) than the main cluster intergalactic medium (7.2 keV). Mixing both signals (like in Marty et al., 2002b, where those clumps were not yet identified nor masked off) eventually leads to an intermediate central temperature measurement (6.6 keV, see also Fig. 12). In addition to the cooling flow model allowing no significant fit to our data, this center-to-SE clump does not appear to be nested at the core of the main cluster but rather to lie in the foreground halo: our measured  $z = 0.182$  is only marginally compatible at the 90% confidence level with the main cluster redshifts fits (0.209 in optical, 0.223 in X-rays), but still remains within Abell 209 extension  $\Delta z \simeq 0.02$ , as Mercurio et al., 2002 measured in optical two secondary redshift distribution peaks at 0.1988 (13 galaxies) and 0.2154 (29 galaxies).

On the other hand, the NW excess could not be significantly differentiated by this analysis from the single temperature plasma model of the main cluster, and hence still remains unexplained.

### 5.4. Temperature maps

Finally, we generated weighted counts, smoothed images in two energy bands (0.3–2.8 keV and 2.8–5.3 keV), and subtracted a background constant as described in Eqn. 4, for each detector. The images were smoothed using an average PSF (cf. §4) suiting their respective energy ranges. The ratio of both images has been then computed for each detector. The average over the three *EPIC* cameras is

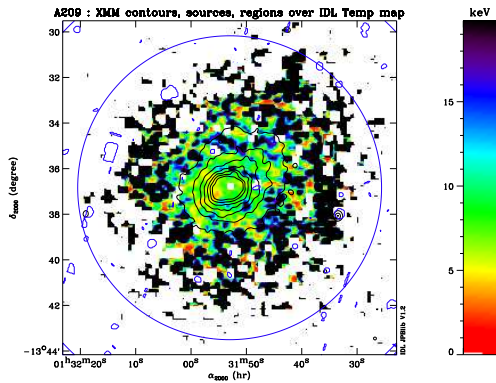
**Table 4.** Summary of spectral fitting results (TBabs \* MEKAL models).

	$kT$ (keV)	$z$	$\mu$	$N_H$ ( $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ )	$\chi^2_{red}$	d.o.f.	N.H.P.
M1	$7.1^{+0.9}_{-0.7}$	$0.211^{+0.016}_{-0.010}$	$0.37 \pm 0.14$	$1.2 \pm 0.9$	0.991	240	0.529
M2	$7.3^{+0.8}_{-0.7}$	$0.228 \pm 0.011$	$0.24 \pm 0.14$	$0.1^{+0.9}_{-0.1}$	1.087	253	0.164
PN	$6.8 \pm 0.6$	$0.217^{+0.006}_{-0.012}$	$0.21 \pm 0.10$	$0.6 \pm 0.5$	1.371	581	$10^{-8}$
M1M2	$7.2^{+0.7}_{-0.5}$	$0.224 \pm 0.009$	$0.29 \pm 0.10$	$0.6 \pm 0.6$	1.121	498	0.031
M1M2PN	$7.1 \pm 0.4$	$0.223^{+0.006}_{-0.012}$	$0.24 \pm 0.07$	$0.8 \pm 0.4$	1.437	1084	$10^{-18}$
M1	$6.9 \pm 0.6$	$0.211^{+0.016}_{-0.010}$	$0.36 \pm 0.14$	1.47 (fixed)	0.987	241	0.543
M2	$6.5 \pm 0.6$	$0.231^{+0.011}_{-0.013}$	$0.21 \pm 0.12$	1.47 (fixed)	1.113	254	0.103
PN	$6.1 \pm 0.5$	$0.223 \pm 0.007$	$0.17 \pm 0.09$	1.47 (fixed)	1.388	582	$10^{-8}$
M1M2	$6.8 \pm 0.5$	$0.224^{+0.010}_{-0.008}$	$0.27 \pm 0.09$	1.47 (fixed)	1.130	499	0.023
M1M2PN	$6.7 \pm 0.3$	$0.223^{+0.007}_{-0.009}$	$0.22 \pm 0.07$	1.47 (fixed)	1.443	1085	$10^{-19}$

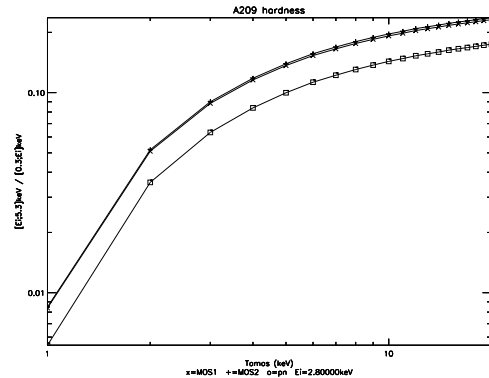
**Table 5.** Substructure regions analysis results (errors for the four “clump” entries are quoted at the  $1\sigma$  level only).

	$kT$ (keV)	$z$	$\mu$	$N_H$ ( $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ )	$\chi^2_{red}$	d.o.f.	N.H.P.
Abell 209 with masked clumps	$7.2^{+0.7}_{-0.6}$	$0.219 \pm 0.015$	$0.22 \pm 0.10$	$0.9^{+0.7}_{-0.6}$	1.289	868	$10^{-7}$
NW clump only (double MEKAL)	$8.2 \pm 7.1$	$0.178 \pm 0.444$	$0.17 \pm 0.58$	0.89 (frozen)	1.029	229	0.368
SE clump only (double MEKAL)	$5.4 \pm 1.0$	$0.182 \pm 0.009$	$0.61 \pm 0.41$	0.89 (frozen)	1.196	561	0.001
NW clump only (single MEKAL)	$8.1 \pm 0.9$	$0.198 \pm 0.016$	$0.22 \pm 0.12$	$10^{-5} \pm 1.15$	1.016	229	0.422
SE clump only (single MEKAL)	$6.6 \pm 0.3$	$0.201 \pm 0.007$	$0.28 \pm 0.05$	$0.8 \pm 0.4$	1.197	561	0.001

shown in Fig. 10. Hardness ratio values have been translated in units of temperature, prior to averaging, using a model generated with XSPEC (Fig. 11): all parameters being fixed to the best fit values quoted in Tab. 4, we computed the ratio of net counts as predicted from a MEKAL\*TBabs model in the same two energy bands, with the temperature varying from 1 to 20 keV.

**Fig. 10.** Abell 209 hardness map (0.3 – 2.8 keV over 2.8 – 5.3 keV bands ratio).

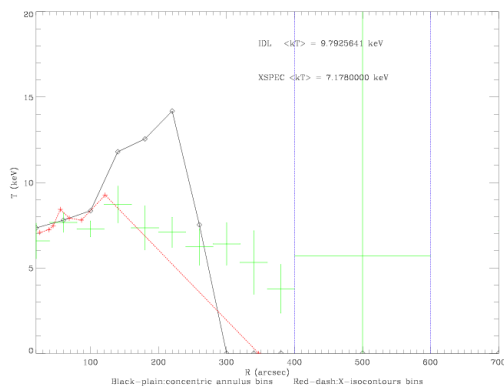
To improve statistics somewhat, these maps were rebinned to  $9 \times 9 \text{ arcsec}^2$  pixel size. Even then, outer regions (outside the  $1\sigma$  flux contour) with very few counts still

**Fig. 11.** Abell 209 hardness to temperature conversion curve.

have divergent ratios and temperature appear in black. As field sources have been masked, corresponding temperature regions appear in white (null value). Though still in development (rough PSF handling, energy bands not properly optimized, no error bars...), this method allows to detect a cold, elongated structure extending toward the SE in good agreement with what has been found previously. The NW clump is not significantly revealed by this method although hotter spots in the upper right quadrant of the map may give clue of its presence.

### 5.5. Temperature profiles

The former temperature map has been divided into concentric annular areas, and we kept only the median value from each bin. The resulting profile is shown in Fig. 12 (plain diamonds). We compared with the profile that we built from the median values between two concentric X-ray isophotes as in Fig. 3 (dashed pluses overlaid); the associated radius to each of these regions being the median radius of the enclosed pixels. We see that both are in good agreement up to the median radius enclosed between the  $2\sigma$  and  $1\sigma$  contours.

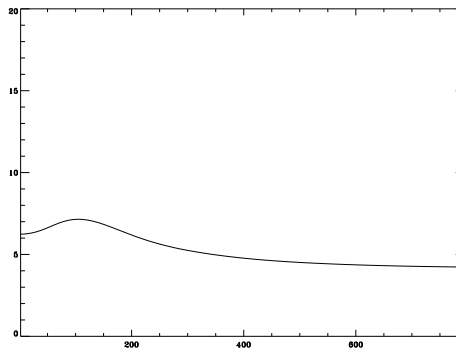


**Fig. 12.** Abell 209 temperature profile from hardness map. The dotted vertical bars mark the 400 *arcsec* outer limit for the cluster data extraction and the 600 *arcsec* inner limit for the background data extraction. The plain diamonds show a concentric annuli binning of the temperature map (Fig. 10) and the dashed pluses stand for a binning between two consecutive X-isophotes. The individual crosses quote the temperatures and associated  $1\sigma$  errors that have been fitted in the same concentric annuli using XSPEC.

The last overlay (individual crosses) reproduces the temperatures and their associated  $1\sigma$  errors that have been fitted using XSPEC (MEKAL times TBabs models) within the same concentric annular regions. This method seems less sensitive to degrading statistics toward the edges but still is in agreement with a cool core, and also a decreasing temperature profile beyond the  $1\sigma$  flux contour ( $\approx 130$  *arcsec*). If a cooler mean temperature at the core may be explained by the foreground cool clump as previously evidenced, the question of the nature of such a decreasing profile is raised once again, following other results from *ASCA* Markevitch et al., 1998, *BeppoSAX* (DeGrandi & Molendi, 2002) and *XMM-Newton* (Marty et al., 2002b), as well as the universal modelization from Loken et al., 2002. Such a departure from an isothermal model could invalidate any luminosity and/or mass measurement relying upon a  $\beta$ -model assumption.

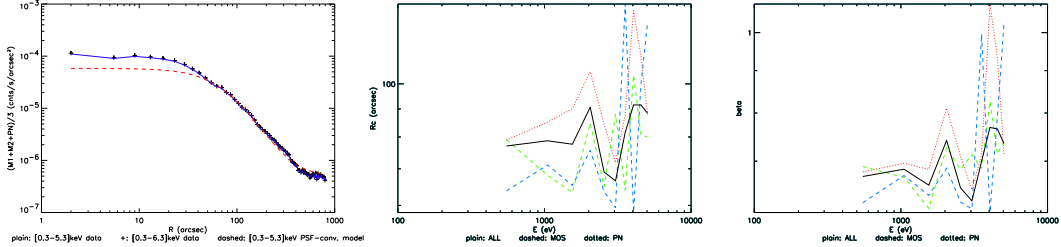
But as the *XMM-Newton* PSF is known to distort somewhat its temperature profiles (Markevitch, 2002), we

tried to evaluate this effect in the case of Abell 209. As we did not analyse the Abell 209 data from *Chandra* we had no PSF-free temperature model of this cluster and could not reproduce Markevitch's exercise. Nevertheless, we adapted our hardness ratio method to brightness profiles. We indeed extracted such profiles within small energy bands of 500 *eV* width and fitted each of them with a  $\beta$ -model convolved by the best average PSF in their respective energy range, and once again ignoring the inner part of the profile to avoid fitting the cool core (*cf.* §4). We then co-added the fitted models to build a PSF-convolved variable  $\beta$ -model (since parameters are independently fitted from one energy bin to another) description of Abell 209 within the 0.3–2.8 *keV* and 2.8–5.3 *keV* bands. Finally, we computed their ratio and used the calibration curves (Fig. 11) in order to obtain a PSF-convolved temperature profile (Fig. 13).



**Fig. 13.** Abell 209 temperature (*keV*) profile (*arcsec*) built on a fractionned modelization which takes into account the energy-dependent PSF effect across the detector.

After having checked that the  $\beta$ -model best fit parameters did not significantly evolve with the energy (Fig. 14) and that this summed model is consistent with the previous global  $\beta$ -model fit (Fig. 6), so that we can consider this result as an isothermal description, it appears that the PSF is mainly responsible for the temperature profile shape, which reinforce the impression of a cooling core cluster, and also produces a decreasing slope toward the edges, although maybe not as steep as that observed on the profile from XSPEC fits (Fig. 12). This effect may be interpreted as the soft photons being more sensitive to the PSF than hard photons; soft photons are thus more dispersed by the convolution than hard photons, creating a soft excess (and a lower temperature) toward both the center and the edges.



**Fig. 14.** LEFT: comparison between data and PSF-convolved model radial profiles. CENTER: evolution of the core radius in the  $\beta$ -model fitting with the data energy bin. RIGHT: evolution of the  $\beta$  parameter in the  $\beta$ -model fitting with the data energy bin.

## 6. Measuring the mass of the cluster

Following our spectral analysis of Abell 209 (§5), we opted for a classical  $\beta$ -model approach of the mass measurement, as detailed in Marty et al., 2002b. The idea is then to compute the gas central density from the luminosity formula, using a mean gas temperature of 7.1 keV. This should obviously give an estimate of the mass of the main gas cloud, but one will then have to correct this number from the mass of both masked clumps in the purpose of comparing with other mass measurements (from gravitational lensing methods for instance).

At  $z = 0.209$ , 1 arcsec corresponds to  $4.353 h_{50}^{-1} kpc$  according to our chosen cosmology. The integrated luminosity within our  $1\sigma$  detection limit (from §4.2)  $R_{X\text{lim}} = 347 \text{ arcsec} = 1.510 h_{50}^{-1} Mpc$  (corresponding to  $0.47 r_{200}$ ) hence translates into  $L_X = 16.161 10^{44} h_{50}^{-2} \text{ ergs} \cdot \text{s}^{-1}$ .

$r_{200}$  stands for the radius from the cluster center where the mean enclosed overdensity equals 200, which is an estimation of the virial radius, and is calculated from the scaling law relation as calibrated by Evrard et al., 1996. We indeed find  $r_{200} = 3.213 h_{50}^{-1} Mpc$ .

Extending the  $\beta$ -model integration up to this  $r_{200}$  radius, and applying a bolometric correction to our extracted energy range, the total luminosity writes  $L_{bol} = 33.986 10^{44} h_{50}^{-2} \text{ ergs} \cdot \text{s}^{-1}$ . Transposed to the *ROSAT* energy bandwidth, it gives  $L_{rosat} = 5.845 10^{44} h_{50}^{-2} \text{ ergs} \cdot \text{s}^{-1}$ .

### 6.1. X-ray gas mass

The X-ray gas mass is measured by assuming that the gas density profile follows a  $\beta$ -model:

$$\rho_{\text{gas}}(r) = \rho_0 \left(1 + \left(\frac{r}{r_{\text{cX}}}\right)^2\right)^{-\frac{3}{2}\beta} \quad (6)$$

The gas mass enclosed inside a given radius  $r_m$  is then determined by integrating Eqn. 6 up to the same radius  $r_m$ . The relationship between the electron number density  $n_e$  and the gas mass density used here is  $\rho_0 = 0.59 m_p n_{e0}$ . The central electron density we obtain is  $n_{e0} = 0.0076 \text{ cm}^{-3}$ .

The inferred gas mass, extrapolated to the virial radius, then is  $M_{\text{gas}} = 402 10^{12} h_{50}^{-5/2} M_{\odot}$ .

### 6.2. Cluster total mass profile

To compute the total cluster mass, we used the standard isothermal hydrostatic equation (IHE) assumption which, using spherical symmetry, translates into the mass profile:

$$M_{\text{tot}}(r) = -\frac{kT_X r}{G\mu m_p} \left( \frac{d \ln \rho_{\text{gas}}(r)}{d \ln r} + \frac{d \ln T_X(r)}{d \ln r} \right) \quad (7)$$

For a gas distribution following a  $\beta$ -model, the total mass can be written:

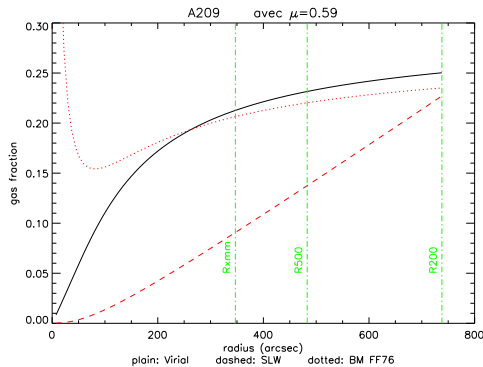
$$M_{\text{tot}}(r) = \frac{3k}{G\mu m_p} \beta T_X r \left(1 + \left(\frac{r}{r_{\text{cX}}}\right)^2\right)^{-1} \quad (8)$$

The total mass thus depends linearly on both  $\beta$  and  $T_X$ . This gravitational mass estimation is still very uncertain, for example we know that isothermal hydrostatic mass estimates are systematically lower than numerical simulations calibrated masses (Roussel et al., 2000). Moreover, if the isothermality assumption can be questioned (see §5.5), the IHE mass estimate may be smaller by 30%. However, the reality of such temperature gradients has recently been questioned (Irwin et al., 1999, White, 2000). In the present analysis, we found that the gradient appearing in the *XMM-Newton* data from Abell 209 still is compatible with an isothermal model, once the PSF is properly taken into account, up to  $R_{X\text{lim}}$ . Assuming we may extrapolate this hypothesis up to the virial radius, we obtain a total mass of  $M_{\text{tot}} = 1607 10^{12} h_{50}^{-1} M_{\odot}$ .

The gas mass fraction profile is shown in Fig. 15. At the detection radius  $R_{X\text{lim}}$  we find a mean gas fraction  $f_{\text{gas}} = 0.213 h_{50}^{-3/2}$ , which increases up to  $0.250 h_{50}^{-3/2}$  at  $r_{200}$ . Using a scaling law relation, such as calibrated by Evrard et al., 1996, leads to much lower values of respectively 9.1% and 22.7%.

## 7. Discussion

We summarized in Tab. 6 previously published measurements concerning Abell 209 (a.k.a. CL0129, 1RXSJ0131). Results published prior to 1990 (mainly redshift estimations) were derived from optical data, while later results are mainly coming out of *ROSAT* data, except Mercurio et al., 2002 who use *Chandra* data.



**Fig. 15.** Abell 209 integrated gas mass fraction profile with the total mass being estimated from isothermal hydrostatic equilibrium. The vertical lines mark, from left to right, the  $1\sigma$  detection radius,  $r_{500}$  and  $r_{200}$  (taken as an estimation of the virial radius) respectively. The dotted curve show the profile with the total mass also following an isothermal  $\beta$ -model. The dashed curve show the profile with the total mass following an isothermal empirical calibration Evrard et al., 1996.

Our spatial analysis leads to larger values of core radius and  $\beta$  parameter for a global  $\beta$ -model fit as compared to Rizza et al., 1998, who used *ROSAT HRI* data up to 3 *arcmin* only. That comes from our method avoiding the cool central clump (without masking the core region, our  $\beta$ -model indeed converges toward  $R_c \simeq 209$  *kpc* and  $\beta \simeq 0.49$ ). In addition, this value of  $\beta$ , combined with our X-ray fitted mean gas temperature, leads to an equivalent galaxies velocity dispersion  $\sigma_V = \sqrt{\frac{\beta \cdot k_B \cdot T_X}{\mu \cdot m_H}} \simeq 873$  *km/s* in good agreement with the average value of 847 *km/s* from *CFHT12k* weak lensing data analysis (these are *not* derived from redshifts measured; Bardeau et al., 2003).

However, Mercurio et al., 2002 find an average  $\sigma_V \simeq 1322$  *km/s* from redshifts data analysis, more consistent with a higher X-ray temperature. They indeed end up with  $kT = 10.2$  *keV* from *Chandra* spectral data fitting, but such a  $\sigma_V$  would rather imply a temperature about 16 *keV* using our fitted  $\beta$  value. Assuming gas and galaxies energy equipartition ( $\beta = 1$ ) reduces the theoretical X-ray temperature down to about 11 *keV*. But according to Mazzotta & Ebeling, 2002, who also have analysed spectral data from the same *Chandra* dataset, paying the greatest attention to the background subtraction and detector calibration (uncertainties below 1.8 *keV* and particle-induced response degradation below 1 *keV*), and found an X-ray temperature of about  $7.3^{+0.9}_{-0.6}$  *keV*, we are tempted to exclude high temperature plasma models. But that in turn would imply either  $\beta$  values of the order of 1.5 (which would be rather peculiar as compared to most of the literature about clusters of galaxies) or lower velocities dispersion (of the order of 880 *km/s*) or even that the assumption of both galaxies and intra-cluster gas fol-

lowing a  $\beta$ -model distribution is wrong... We note however that the cold foreground clump should correspond to lower velocities and may bias our  $\sigma_V$  toward low values, as Mercurio et al., 2002 indeed report 3 velocities sub-clumps of 337, 668 and 545 *km/s* at respective redshifts of 0.1988, 0.2078 and 0.2154; in addition, these authors also report a color segregation of velocities dispersion by a factor greater than 2 (732 to 1689 *km/s* from reddest to bluest candidates), whereas our *CFHT12k* measurements keep in the 800 to 900 *km/s* range for all three *B*, *R* and *I* filters.

The overall morphology of Abell 209 strongly suggests this cluster is actually not relaxed, but Mercurio et al., 2002 noticed that the color segregation of velocities dispersion might indicate a post-merging state (where faint galaxies trace the forming structure of the cluster and the luminous ones the remnant of a dense, central pre-merging clump; see also Giovannini et al., 1999) rather than a pre-merger. However, if this color segregation is to be questioned and lower velocities dispersion favored, the presence of a foreground clump might rather clue toward a pre-merging state and/or the vicinity of a large scale structure filament (see also Arnaud et al., 2000).

The most intriguing part is about our lower  $L_X$  despite a greater detection limit radius. Even without masking the emission excesses with respect to our best fit  $\beta$ -model, the total flux integration directly on the detectors within this radius leads to an equivalent  $L_X$  in the *ROSAT* bandwidth of  $5.591 \cdot 10^{44} h_{50}^{-2} \text{ ergs} \cdot \text{s}^{-1}$ , which still is about a factor of 2 lower than all previous measurements. We do not understand why such a factor, but multiplying all our luminosities by 2 would lead to a central electron density of 0.0112 and gas mass fraction of 31.4% and 35.4% at  $R_{X\text{lim}}$  and  $r_{200}$  respectively. On the contrary, applying this correction and using Rizza et al., 1998  $\beta$ -model parameters and extraction radius ( $\sim 100$  *arcsec*) would lead to an estimated gas mass about 3 times larger than theirs, while keeping our original luminosity values (and still using their  $\beta$ -model parameters and extraction radius) reduces this discrepancy down to a factor of 2.

## 8. Conclusions and future directions

We present a spectro-imaging analysis of the Abell 209 cluster of galaxies, using *XMM-Newton* data, and a method based on weighted events that uses the best known calibration parameters to date. This method allows for imaging and flux cross-comparisons of the different *EPIC* cameras and can be adapted to other X-ray telescopes as well (*e.g. Chandra*). In addition, it has been completely automated, so that it already helped analysing our clusters sample in one single run (Marty et al., 2002b), and could be in the future linked to a web-based database server like BAX (Sadat et al., 2002). This kind of association should allow for improved statistical insight about clusters of galaxies (*e.g. studying the  $L_X - T_X$  relation either on a large scale basis or within specific redshift slices*

**Table 6.** Summary of Abell 209 measurements since 1958.

	Ebeling96	Rizza98	DeGrandi99	Mercurio02	this work
$\alpha$ (J2000)	1 31 50.9	1 31 53.0	1 31 53.7	1 31 52.7	1 31 53.0
$\delta$ (J2000)	-13 36 29	-13 36 35	-13 36 38	-13 36 41	-13 36 50
$N_H$ ( $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ )	1.80 (Stark92)	n/a	1.56 (D&L90)	1.64 (D&L90)	1.47 (D&L90)
$kT$ (keV)	9.6 (L-T rel.)	10. (cooling downto 5.)	n/a	10.2 (fit)	7.1 (fit)
$z$	0.206 (Fetisova82)	0.206 (?)	0.206 (Struble87)	0.209 (fit)	0.209 (Mercurio02 + fit)
$R_c$ ( $h_{50}^{-1} \text{ kpc}$ )	n/a	158 (conv. from $h_{75}$ )	n/a	n/a	313
$\beta$	n/a	0.50	n/a	1.00	0.661
$n_{e0}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	n/a	0.0093	n/a	n/a	0.0076
$R_{X \text{ lim}}$ ( $h_{50}^{-1} \text{ Mpc}$ )	n/a	0.434-0.750 (conv. from $h_{75}$ )	n/a	n/a	1.510
$f_X(0.1-2.4)$ ( $10^{-12} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$ )	7.8	n/a	6.67 (conv. from 0.5-2.0)	n/a	2.488 (conv. from 0.3-6.3)
$L_X(0.1-2.4)$ ( $h_{50}^{-2} 10^{44} \text{ erg/s}$ )	13.75	10.35 (conv. from $h_{75}$ )	11.7 (conv. from 0.5-2.0)	n/a	5.130 (conv. from 0.3-6.3)
$M_{gas}$ ( $10^{12} h_{50}^{-5/2} M_\odot$ )	n/a	8.05 (conv. from $h_{75}$ )	n/a	n/a	161
$M_{tot}$ ( $10^{12} h_{50}^{-1} M_\odot$ )	n/a	n/a	n/a	n/a	756
$f_{gas}$ ( $h_{50}^{-3/2} \%$ )	n/a	n/a	n/a	n/a	21.3%
$R_{vir}$ ( $h_{50}^{-1} \text{ Mpc}$ )	n/a	n/a	n/a	3.18-3.56 (conv. from $h_{100}$ )	3.213
$M_{gas}$ ( $10^{12} h_{50}^{-5/2} M_\odot$ )	n/a	n/a	n/a	n/a	402
$M_{tot}$ ( $10^{12} h_{50}^{-1} M_\odot$ )	n/a	n/a	n/a	3240-4500 (conv. from $h_{100}$ )	1607
$f_{gas}$ ( $h_{50}^{-3/2} \%$ )	n/a	n/a	n/a	n/a	25%

with enough statistics), using a database of references and previous X-ray measurements (which allowed us to quickly compile and homogenize previous results on Abell 209) in combination to analysing tools (for feeding new data in the base and serve as an interactive resource for the community).

We observed good agreement between *ROSAT* and *XMM-Newton* astrometry, as well as the optical barycenter from Mercurio et al., 2002, despite about 2.5 *arcmin* shift from original coordinates from Abell, Corwin & Olowin, 1989. Our imaging analysis allowed us to isolate two clumps along the NW-SE direction, in agreement with the overall cluster shape and optical galaxies number counts. Our X-ray fitted redshift is quite consistent with optical measurements, although the SE clump appears to lie in the foreground of the cluster. Our X-ray fitted Hydrogen column density tends to

be lower than that coming out Dickey & Lockman, 1990 database, but still is compatible at the 90% confidence level, even if a lower value may not be surprising since Tab. 3 quotes decreasing  $N_H$  values when distance to the cluster diminishes.

Results inferred from this analysis confirm past X-ray detection of Abell 209, while achieving good statistics up to half its presumed virial radius. We showed that the main X-ray emission can be described by a standard  $\beta$ -model with  $R_c = 72 \pm 2 \text{ arcsec}$  ( $313 \pm 9 h_{50} \text{ kpc}$ ) and  $\beta = 0.661^{+0.010}_{-0.008}$ , and a mean spectroscopic temperature of  $7.1 \pm 0.4 \text{ keV}$ . In addition, the SE clump appears as a colder object, the NW clump still remaining unexplained.

We showed that the Abell 209 temperature profile we derive from *XMM-Newton* data seems consistent with an isothermal model, once the PSF effects are taken into account. Still we have to check the significance level of this

assessment (compute accurate error bars on the temperatures), especially concerning the decreasing slope toward the edges of the cluster. This isothermal nature combined to the presence of a colder clump in the foreground and an overall elongated morphology may indicate a pre-merger configuration and/or the vicinity of a large scale structure filament, which would require deeper optical and radio investigation to be sorted out.

*Acknowledgements.* This work is based on observations obtained with *XMM-Newton*, an *ESA* science mission with instruments and contributions directly funded by *ESA* Member States and the *NASA*. This works also benefits from observation conducted with the CFH12k camera at the Canada France Hawaii Telescope.

The authors wish to thank David Lumb, Bruno Altieri, Christian Erd, as well as the whole "epic-cal" team for their help. Our thanks also go to Pasquale Mazzotta for fruitful discussions and comparisons between results from *Chandra* and *XMM-Newton* observatories.

J.P.K. acknowledges support from an ATIP/CNRS grant and from PNC.

## References

- Abell, G.O., 1958, *ApJS*, 3, 211  
 Abell, G.O., Corwin, H.G. & Olowin, R.P., 1989, *ApJS*, 70, 1  
 Allen, S.W., 1998, *MNRAS*, 296, 392  
 Arnaud, K.A., et al., 1992, OGIP/92-007, *Memo about Spectral File Format*  
 Arnaud, K.A., 1996, ASP Conf. Ser. 101, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, 5, 17  
 Arnaud, M., et al., 2000, *A&A*, 365L, 80  
 Arnaud, M., et al., 2001, *A&A*, 355, 461  
 Bahcall, N.A., et al., 1997, *ApJ*, 485L, 53  
 Bardeau, S., et al., 2003, in preparation  
 Cavaliere, A. & Fusco-Femiano, R., 1976, *A&A*, 49, 137  
 Czoske, O., Kneib, J.-P., et al., 2001, *A&A*, 372, 391  
 Czoske, O., et al., 2002, astro-ph/0211517  
 DeGrandi, S., et al., 1999, *ApJ*, 514, 148  
 De Grandi, S. & Molendi, S., 2002, *ApJ*, 567, 133  
 Dickey & Lockman, 1990, *ARAAS*, 28, 215  
 Ebeling, H., et al., 1996, *MNRAS*, 281, 799  
 Ebeling, H., et al., 2000, *ApJ*, 534, 133  
 Eke, V.R., et al., 1996, *MNRAS*, 282, 263  
 Evrard, A.E., et al., 1996, *ApJ*, 469, 494  
 Fetisova, T. S., 1981, *AZh*, 58, 1137  
 Gendre, B., 2001, CERN private communication  
 Ghizzardi, S., 2000, EPIC-MCT-TN-003  
 Ghizzardi, S., 2001, EPIC-MCT-TN-011  
 Ghizzardi, S., 2002, EPIC-MCT-TN-012  
 Giovannini, G., et al., 1999, *NewA*, 4, 141  
 Irwin, J.A., et al., 1999, *ApJ*, 519, 518  
 King, I.R., 1966, *AJ*, 71, 64  
 Kristian, J., Sandage, A. & Westphal, J. A. 1978, *ApJ*, 221, 383  
 Liedahl, D.A., et al., 1995, *ApJL*, 438, 115  
 Loken, C., et al., 2002, *ApJ*, 579, 571  
 Lumb, D., 2001, EPIC-SOC-CAL-TN-016  
 Lumb, D., 2002, EPIC calibration team private communication  
 Markevitch, M., et al., 1998, *ApJ*, 503, 77  
 Markevitch, M., 2002, Astro-ph/0205333  
 Mazzotta, P. & Ebeling, H., 2002, private communication  
 Marty, P., et al., 2001, Proc. Symposium *New Visions of the X-ray Universe in the XMM-Newton and Chandra Era*, in press  
 Marty, P., et al., 2002, SPIE, 4851, in press (astro-ph/0209270)  
 Marty, P., et al., 2002b, ASR 34th COSPAR proc., in press (astro-ph/03?????)  
 Marty, P., et al., 2003, *Etalonnages de l'instrument XMM-Newton EPIC et Observations d'amas de galaxies*, PhD  
 Mercurio, A., 2002, *A&A*, astro-ph/0209536  
 Morrison & McCammon, 1983, *ApJ*, 270, 119  
 Mushotzky, R.F. & Szymkowiak, U., 1988, in Fabian, A., ed., *Cooling Flows in Clusters and Galaxies*, Cambridge University Press  
 Mushotzky, R.F., et al., 2000, *Nature*, 404, 459-464  
 Navarro, J.F., Frenk, C.S. & White, S.D.M., 1997, *ApJ*, 490, 493  
 Rizza, E., et al., 1998, *MNRAS*, 301, 328  
 Richard, J., et al., 2002, private communication  
 Roussel, H., et al., 2000, *A&A*, 361, 429  
 Turner, M.J.L., et al., 2001, *A&A*, 365L, 27  
 Sadat, R., Blanchard, A., & Mendiboure, C., 2002, ASR 34th COSPAR proc., in press (astro-ph/0302171v2)  
 Smith, G.P., Kneib, J.P., Ebeling, H., Czoske, O. & Smail, I., 2001, *ApJ*, 552, 493  
 Smith, G. P., Edge, A. C., Eke, V. R., Nichol, R. C., Smail, I. & Kneib, J. 2002, Astro-ph/0211186  
 Struble, M.F. & Rood, H.J., 1987, *ApJS*, 63, 543  
 Struble, M.F. & Rood, H.J., 1999, *ApJ*, 125, 35  
 Struder, L., et al., 2001, *A&A*, 375L, 5  
 Viana, P.T.P. & Liddle, A.R., 1999, *MNRAS*, 303, 535  
 Wenger, M. et al., 2000, *A&AS*, 143, 9  
 White, D.A., 2000, *MNRAS*, 312, 663  
 Wilms, J., Allen, A. & McCray, R., 2000, *ApJ*, 542, 914

## Appendix A: Technical rationale

IDL softwares were developed on purpose, starting at times when extended sources handling capability of the *XMM-SAS* was very poor. We thus tried to benefit from the latest calibration knowledge from the *EPIC* consortium using a more flexible environment.

However, we extracted weighted spectra using the public *XMM-SAS* v5.3 release (which main improvements as compared to v5.2 was a better energy reconstruction capability and the introduction of an event weighting capability), and checked them against our IDL softwares; the spectra are indeed fully consistent (*cf.* Marty et al., 2003). The reason why we still did not use it is the lack of PSF management and because of remaining bugs within the CCF (wrong quantum efficiency for *MOS2* central CCD, wrong optical axis position for all telescopes) at the time of this release (June 2002). Now, CCF have been fixed (at least for *MOS2* QE), but current *XMM-SAS* v5.4 (January 2003) in turn suffers from bugs (especially the *evigweight* task being no longer able to handle merged dataset, like the closed or blank fields, whereas it could in v5.3). However, we expect to be able to translate most of our pipeline into *XMM-SAS* environment for the purpose of a future association with a web-based database.

# Moralité





Sur quoi, ils se séparèrent et c'était au coucher du soleil ;  
et quand, après un moment, ils regardèrent en arrière,  
ils virent le Roi de l'Ouest, à cheval entouré de ses chevaliers.

Le Soleil descendant brillait sur eux  
transformant tout leur harnachement en or et rouge.

Et le manteau blanc d'Aragorn flamboyait.

Et Aragorn prit la pierre elfique qu'il éleva,  
et un feu vert jaillit de sa main.

– John Ronald Reuel Tolkien, *Le Seigneur des Anneaux* (Livre VI), 1966



**Synthèse** Ce travail a donc comporté deux volets : instrumentation au sol et analyse de données de vol, pour le satellite *XMM-Newton*.

**Instrumentation** Cette partie a porté sur une contribution à la mise au point d'un banc d'étalonnage des caméras *EPIC* pour l'astronomie des rayons-X, sur une participation aux campagnes d'acquisition de données d'étalonnage et sur l'analyse complète de ces données. J'ai donc réalisé la couche logicielle destinée à piloter à distance l'intégralité du banc d'essai sur la base d'un langage de programmation et d'une interface d'utilisation spécialement développés pour l'occasion, puis y ai intégré les architectures extérieures des systèmes de contrôle des caméras. J'ai ensuite contribué à définir le plan d'acquisition des données et finalement montré que les résultats obtenus :

- ont témoigné de la puissance du banc d'essais réalisé pour l'occasion, qui fut capable :
  - de produire lors de chaque campagne d'étalonnage (2 mois maximum par caméra) une statistique d'événements (en moyenne 100 points en énergie par caméra à raison de  $10^5$  événements intégrés sur le champ de vue par point) du même ordre de grandeur que celle attendue du signal astrophysique au bout de la même durée d'observation en vol (de l'ordre de 5 coups par seconde sur le champ de vue à raison de  $10^5$  secondes de temps effectif moyen d'intégration par orbite et de 15 orbites par mois) ;
  - d'explorer les deux décades d'énergie (de 0.15 à 15 keV) de la bande passante des télescopes d'*XMM-Newton* ;
- ont permis de qualifier un modèle de rendement quantique des caméras *XMM-Newton EPIC* pour chaque CCD sur la totalité de la bande passante des télescopes, et même de discriminer entre des modèles différents selon la profondeur de déplétion des CCD ;
- ont également fourni de la matière première pour l'étalonnage de la fonction de réponse des détecteurs et pour une caractérisation qualitative de leur uniformité de champ ainsi que de la transmission des filtres.

**Analyse de données** Les analyses de données de vol d'*XMM-Newton* ont débouché sur la mise au point d'une procédure complètement automatique, destinée à prendre en charge un grand volume de données, tel qu'il peut en résulter d'un programme d'observation d'un échantillon d'objets, en vue d'une étude statistique. En outre, au début 2002, soit deux ans après le lancement d'*XMM-Newton*, la communauté des usagers faisait part au consortium du manque de documentation concernant les logiciels officiels d'analyse et d'un manque de logiciels spécialisés dans le traitement des données de sources étendues ; cette requête était toujours en vigueur six mois plus tard (Turner, 2002), malgré une amélioration concernant la documentation (Kirsch, 2002) et les logiciels (le *XMM-SAS v. 5.3* a introduit de nombreuses améliorations au niveau de la base de données d'étalonnage, ainsi que la méthode des poids mais dans sa version non généralisée). A présent, XADAP prend en compte les meilleurs éléments d'étalonnage des télescopes *XMM-Newton* de façon à permettre l'analyse de sources étendues comme les amas de galaxies, en mettant en avant les capacités de cet observatoire pour la spectroscopie résolue spatialement (production de cartes de température, notamment). Les principaux résultats issus de ces analyses sont :

- la capacité d'accroître de façon spectaculaire le rendement des données d'observation de sources étendues par *XMM-Newton* ;

*En effet, 39 mois après le lancement d'XMM-Newton, il n'existait que 46 références bibliographiques comportant à la fois les 3 mots-clefs "XMM", "Cluster" et "Galaxy" (Abstracts Database Service, web) (seulement 15 si l'on ne compte que les journaux à comité de lecture), parmi les 446 références comportant les mots-clefs "XMM" et "observation" (resp. 144). Soit*

un taux de 10% des publications. Or la programmation des observations, tant pour le temps garanti que les deux premiers cycles de temps ouvert, a alloué environ 20% du temps total aux observations d'amas de galaxies (VILSPA, web). Si l'on suppose qu'une grande majorité des sources ponctuelles observées a donné lieu à publication, alors on peut en déduire (très grossièrement) que ce ne fut aussi le cas que pour seulement 45% des amas de galaxies observés. Cette estimation est bien sûr très rapide, mais une recherche plus méticuleuse effectuée un an plus tôt (Marty et al., 2002c) avait même donné des résultats plus alarmants encore (cf. page 248, Tab.1). Avec une telle automatisisation capable de réduire les données d'une observation en moins de 24 h, la durée totale d'analyse n'est plus dominée que par la difficulté d'interprétation des résultats, ce qui laisse espérer un doublement de la productivité au minimum.

- la démonstration qu'un gradient de température (décroissance vers les bords) peut être engendré par le seul effet de PSF ;

*Le profil de température déduit d'un modèle d'amas de galaxies supposé isotherme, convolué par un modèle de la PSF des télescopes XMM-Newton, s'est effectivement avéré compatible avec le profil de température mesuré sur une observation réelle non corrigée de l'effet de PSF (cf. section 8.3.7 et section 9.2).*

- la démonstration de la capacité à explorer la relation température–luminosité pour les amas de galaxies, même lointains, avec XMM-Newton ;

*Une analyse rapide d'un échantillon à  $z \simeq 0.2$  a permis de dériver une telle relation et de la comparer aux modèles (Marty et al., 2002d) ; une analyse plus poussée d'un échantillon à  $z \simeq 0.6$  (Lumb et al., 2003) a même permis de tester si cette relation subit une évolution en fonction du redshift. Cependant subsiste la difficulté de trouver un estimateur de masse indépendant de tout modèle dans le cadre de l'étude de la corrélation entre la masse et la température des amas de galaxies, et ne pourra vraisemblablement être surmontée que par des observations conjointes multi-spectrales : émission de rayons-X pour mesurer température et luminosité, effet de lentille gravitationnelle dans le visible pour estimer la masse.*

- une analyse détaillée de l'amas Abell 209.

*J'ai montré (cf. Marty et al. (2003) et section 9.2.2) par une étude de spectro-imagerie que l'on pouvait isoler de l'émission-X principale deux éléments de sous-structure, dont un apparaissant en avant-plan et présentant un plasma de température plus basse. La structure globale peut alors être interprétée comme un système en interaction, probablement en phase très préliminaire car l'émission principale présentent des caractéristiques compatibles avec un état d'équilibre.*

**Perspectives** Les suites envisagées par rapport à ce travail peuvent également se répartir dans deux catégories.

**Données de vol d'XMM-Newton** Au niveau de l'analyse de données XMM-Newton, plusieurs améliorations peuvent être apportées à XADAP de traitement automatique. Notons par exemple :

- la prise en compte des OOTE (cf. section 8.2.8) dans les données  $pn$ , tant pour l'observation principale que pour les champs obscurs ;
- le calcul de l'erreur systématique introduite par la méthode des poids (cf. section 8.3), par exemple par méthode de *bootstrap* et/ou à l'aide de simulations ;
- l'application des algorithmes de détection de sources (cf. section 8.2.6) sur des images corrigées de l'effet de vignettage (par exemple par la méthode des poids généralisée) ;
- l'évolution des algorithmes de lissage des images (cf. section 8.3.5) avec une meilleure prise en compte de l'effet de PSF, notamment sa variabilité spatiale et spectrale ainsi que son élongation ;

- le filtrage par méthode de Fourier ou d’ondelettes des images (*cf.* section 8.2.3) pour tenter de corriger l’effet de PSF ;
- le calcul des erreurs commises sur les cartes de température produite par la méthode des indices de dureté (*cf.* section 8.3.8) et la prise en compte dans cette méthode d’une éventuelle variation de métallicité du milieu ;
- l’introduction d’un  $\beta$ -modèle double pour tenter de mieux ajuster le profil de brillance (*cf.* section 8.3.4) de certains amas de galaxies présentant un excès d’émission central ;
- l’introduction d’une capacité à réaliser une mosaïque de plusieurs observations d’un même objet avec *XMM-Newton* entre l’étape de réduction des PPS et celle d’analyse en spectro-imagerie, ce qui permettrait de faire passer dans XADAP des objets plus grands que le champ de vue (par exemple, les amas de galaxies Abell 1656 et Abell 2163) ;
- à terme, l’inversion analytique de la fonction de transfert des télescopes (*cf.* section 7.1) pour reconstituer l’image la plus probable du ciel ayant pu donner lieu aux événements observés sur le détecteur ; une telle inversion devant être rendue possible par le fait que la réponse en énergie (RMF) de ces détecteurs de nouvelle génération est de plus en plus étroite (la matrice de réponse tendant donc vers une matrice diagonale, inversible), ainsi que par l’augmentation de la puissance de calcul offerte par les “grappes de PC” par exemple (*cf.* section 8.3.1).

Plus généralement, il a aussi été envisagé d’intégrer XADAP à un environnement de service en ligne sur internet dans le cadre d’une base de données spécialisée dans les amas de galaxies (Sadat et al., 2002), afin d’offrir aux usagers la possibilité de traiter “à la volée” des données *XMM-Newton* (et peut être d’autres missions à l’avenir), et par extension de permettre à cette base de s’enrichir plus rapidement. Concernant la suite de la collaboration entamée avec l’équipe danoise sur le problème de la simulation d’observations d’amas de galaxies par *XMM-Newton* (*cf.* section 9.1), le perfectionnement de ces simulations permettrait de tester diverses situations et d’investiguer plus en détail la question des excès d’émission aux basses énergies, des gradients de température, des écarts au  $\beta$ -modèle standard, des systèmes d’amas de galaxies en interaction, et la sensibilité des détecteurs à ce genre de phénomènes (*cf.* section 8.2.8 et section 9.2). Une telle combinaison de services, une base de données, un générateur de simulations et un *pipeline* d’analyse automatique tant pour les données réelles que pour les données simulées, constituerait un outil puissant dans le contexte émergent des “Observatoires Virtuels” (Egret, Genova et al., 2000,2001,2002), surtout dans le domaine des rayons-X. Dans le cadre des amas de galaxies, on attend par ailleurs plusieurs milliers de nouvelles détections dans un proche avenir en provenance de missions dans le domaine millimétrique (Kay et al., 2001; Moscardini et al., 2002; Diego et al., 2002), grâce à l’effet Sunyaev-Zel’Dovich (*cf.* section 1.3.1) qui est indépendant de la distance de l’amas et permet donc en théorie d’en détecter de très lointains. Disposer d’un catalogue de grande sensibilité d’amas de galaxies détectés en rayons-X est ainsi crucial pour de futures identifications de sources et analyses conjointes en rayons-X et en millimétrique. Quelques exemples de détections obtenues dans le millimétrique, entre autres avec le spectro-photomètre *DiaBolo* (Desert et al., 1998, 1999; Pointecouteau et al., 2001; Desert et al., 2001; Marty et al., 2004), démontre la faisabilité de telles études.

Une autre utilisation possible de XADAP consisterait à parcourir systématiquement toutes les données publiques d’*XMM-Newton* (VILSPA, web) et à utiliser conjointement un algorithme de discrimination des sources de champ détectées dans chaque observation afin de tenter de constituer un catalogue de nouveaux “candidats” amas de galaxies, dont la détection n’était pas possible sans la sensibilité des télescopes *XMM-Newton*. L’avantage de XADAP est qu’il est spécialisé dans le traitement des sources qu’il prétend détecter (amas de galaxies), contrairement aux autres projets de création automatique de catalogues comme (Romer et al., 2001) qui est également spécialisé mais ne possède pas de logiciels dédiés ou

(Watson et al., 2001; Barcons et al., 2002) qui n'est pas spécialisé et donc nécessitera des méthodes très "intelligentes" de discrimination des sources (probablement des "réseaux de neurones"). Un bon test pour une telle utilisation viendra des deux sources étendues qui ont pu être repérées "à l'oeil" dans les données des deux programmes auquel j'ai pu participer et deux autres dans celles de programmes concernant d'autres objets et appartenant à de proches collaborateurs (*cf.* section 9).

En ce qui concerne la maintenance de la base de données d'étalonnage des instruments *XMM-Newton EPIC*, j'ai proposé à l'équipe instrumentale du consortium de continuer à compiler les données de champs obscurs (*cf.* section 8.2.9), de façon à distribuer publiquement des listes d'événements de meilleure qualité et offrant une meilleure statistique. Une collaboration plus étroite avec d'autres membres de l'équipe pourrait également voir le jour dans le cadre d'une étude finale concernant les différentes composantes du bruit de fond dans les données *XMM-Newton* (*cf.* section 7.3), et surtout les méthodes permettant de les soustraire. Notamment, il serait possible d'étudier la variation de la composante extragalactique du bruit de fond grâce à un produit dérivé d'une analyse systématique de toutes les données publiques de l'archive *XMM-Newton* (VILSPA, web) : en effet, au lieu de s'intéresser aux sources, il suffit cette fois de les masquer et ne garder que le reste du champ de vue. Cela permettrait entre autres d'étudier la variabilité spectrale de ce fond avec le temps et la direction de pointage du satellite (attitude par rapport au Soleil, à la Terre et au Centre Galactique, densité de la colonne d'Hydrogène, *etc.*). Enfin, un cumul de ces données, sans correction de l'effet de vignettage, permettrait de vérifier par ajustement du centroïde des profils spatiaux d'intensité la position exacte de l'axe optique de chaque télescope.

**Instrumentation** Au niveau instrumentation, il faut tenir compte des délais importants de développement des nouvelles missions spatiales. Le successeur de l'observatoire *XMM-Newton* est en effet déjà à l'étude, pour l'horizon 2010 à 2020 : il s'agit d'un télescope à incidence rasante géant, dénommé *XEUS* (*X-ray Evolving Universe Satellite*) (Bavdaz et al., 2002). Sa surface efficace et sa sensibilité devront être telles que ce télescope permettra d'explorer des régions d'émission de rayons-X encore plus profondes. Pour cela, il est question d'assembler le miroir géant en orbite et d'utiliser une configuration de deux satellites en vol en formation de façon à pouvoir gérer la grande focale (de l'ordre de 50 m) imposée par le diamètre du télescope (de l'ordre de 10 m). Les détecteurs devront également témoigner d'une technologie compatible pour ces niveaux de sensibilité, notamment par une électronique de lecture rapide pour éviter l'empilement et un faible niveau de bruit.

Un tel programme de recherche & développement nécessitera une infrastructure au sol bien supérieure à ce que nous avons expérimenté sur le campus d'Orsay lors des étalonnages des caméras *EPIC XMM-Newton*. Un projet de ligne synchrotron dédiée à l'astrophysique des hautes énergies sur le futur générateur SOLEIL<sup>4</sup> permettrait d'envisager d'impliquer plus fortement la communauté française dans ce programme. Les échéances pouvant se situer à aussi court terme que 2010 avec le projet de démonstrateur technologique préfigurant *XEUS* : le micro-satellite *SimBol-X* (Ferrando, 2002) devrait en effet permettre de tester le vol en formation et de nouveaux types de détecteurs, à base de *ZnTe* voire de bolomètres. Un autre exemple est l'exercice de prospective technologique auquel j'ai participé dans le domaine de l'astrophysique des hautes énergies : le projet *In.XS* (*International X-ray Surveyor*) (*cf.* Marty et al. (2002a), reproduit au paragraphe suivant) s'intéresse à une cartographie de tout le ciel dans le domaine des rayons-X durs et à grande sensibilité utilisant une technologie de pointe mais actuellement complètement disponible.

---

<sup>4</sup>Les premières propositions pour un générateur synchrotron de troisième génération remontent à 1990 ; la société civile a finalement été créée en 2001, le chantier devant prochainement débiter sur le plateau de Saclay

## In.XS: project for a future spaceborne hard X-ray all-sky survey

Philippe Marty<sup>a</sup>, Juho Schultz<sup>b</sup>, Clemens Bayer<sup>c,d</sup>, Alexander Fritz<sup>c,e</sup>,  
 Martin Netopil<sup>c</sup>, Walter Nowotny<sup>c</sup>, Michael Carr<sup>f</sup>, Carlo Ferrigno<sup>g</sup>,  
 Christophe Jean<sup>h</sup>, Walter Koprolin<sup>c</sup>, Jesper Rasmussen<sup>i</sup>, Laura Tanvuola<sup>c</sup>,  
 Ivan Valtchanov<sup>j</sup>, Marcos Bavdaz<sup>k</sup>, Rudolf Much<sup>k</sup>, Arvind Parmar<sup>k</sup>

<sup>a</sup> Institut d'Astrophysique Spatiale

Université Paris-Sud - Bât.121, F-91405 Orsay cedex

<sup>b</sup> Helsinki Observatory

University of Helsinki, P.O. Box 14, FIN-00014 Tähtitorninmäki

<sup>c</sup> Institut für Astronomie

Universität Wien, Türkenschanzstr. 17, A-1180 Wien

<sup>d</sup> Inst. of Astronomy, University of Cambridge, Madingley Road, CB3 0HA Cambridge, UK

<sup>e</sup> Göttingen Obs., Universitätssternwarte, Geismarlandstr. 11, D-37083 Göttingen

<sup>f</sup> Dunsink Observatory

School of Cosmic Physics, Castleknock Dublin 15, Ireland

<sup>g</sup> S.R.O.N.

Sorbonnelaan 2, NL-3584 CA Utrecht

<sup>h</sup> Institut d'Astrophysique et de Géophysique

Université de Liège, 5 av. de Cointe, B-4000 Liège

<sup>i</sup> Astronomical Observatory

University of Copenhagen, Juliane Maries Vej 30, DK-2100 Copenhagen

<sup>j</sup> C.E.A. / Service d'Astrophysique

Orme des Merisiers, Bat. 709, F-91191 Gif/Yvette cedex

<sup>k</sup> E.S.T.E.C. / Astrophysics division

P.O.BOX 299, Keplerlaan 2, NL-2200 AG Noordwijk

### ABSTRACT

The latest all-sky survey in hard X-ray band was performed by the HEAO-1 satellite (13 – 80keV) with an angular resolution of  $24 \times 48 \text{ arcmin}$ .<sup>13</sup> A diffuse hard X-Ray background (HXB) was detected between 3 and 50keV.<sup>16</sup> The main scientific goal of In.XS is to resolve a large fraction of this HXB into individual sources.

As no distortion by Compton up-scattering is seen in the spectrum of the microwave background,<sup>17</sup> the hard X-ray background is believed to be mainly due to point sources. “Type I” Active Galactic Nuclei (AGN) have softer X-ray spectra than the hard X-ray background, so other sources must be considered, like faint “Type II” or “absorbed” AGN. These could be distinguished through hard X-ray spectroscopic or hardness ratio observations.

Here we present In.XS - a mission concept designed to conduct the first imaging all-sky hard X-ray (2 – 80keV) survey. The angular resolution of nearly  $1 \text{ arcmin}$  and good sensitivity at high energies is provided by the latest multilayer focussing mirrors, with semiconductor-based (GaAs) arrays of detectors. We also describe the mission operations, and how the all-sky survey will be complemented by follow-up pointed observations of selected fields. The good angular resolution will allow correlations and identification with objects seen at other wavelengths. In addition, since a large fraction of the Type II AGN luminosity is emitted in the hard X-ray band, this survey will provide a large unbiased sample of the AGN population. This may provide constraints on AGN evolution through the possible observation of a turnover in deep field source statistics.

**Keywords:** Satellite, Hard X-Ray Background, AGN, GaAs, Multilayers...

Further author information: (Send correspondence to P.M.)

P.M.: E-mail: philippe.marty@ias.u-psud.fr



## 1. INTRODUCTION

Since the first (1964) observational proof of the existence of a cosmological radiation background (CRB) in radiowaves,<sup>20</sup> the question has been raised of its extension along the electromagnetic spectrum and its origin.

If the radiowave background, as well as its extension into microwaves later (1990) observed by the COBE satellite, is now widely admitted to originate around the time of recombination ( $z=1000$ ), other diffuse emissions have been detected at different wavelengths and their origins still remain hypothetical. A strong background has indeed been discovered in the far-infrared data from COBE.<sup>22</sup> The energy contained between wavelengths  $6\mu\text{m}$  and  $1\text{mm}$  is about twice the energy contained in the ultraviolet-visible part of the spectrum<sup>7</sup> and is by far the most dominant component of the CRB after the microwave background itself.

### 1.1. The X-ray Background (XRB)

In 1967, isotropic X-ray emission was evidenced after rocket experiments in the  $4 - 40\text{keV}$  band with a somewhat powerlaw-like spectrum<sup>24</sup> and was hence primarily thought to be due to inverse Compton scattering of microwave photons on electrons in a hot intergalactic medium.<sup>2</sup> But as no strong distortion by Compton up-scattering is seen in the spectrum of the microwave background,<sup>17</sup> this scenario shall be disregarded.

While 75% of the soft XRB ( $0.5 - 2\text{keV}$ ) has been since resolved into individual sources<sup>9</sup> by ROSAT, as well as 75% of the mid XRB ( $2 - 10\text{keV}$ ) by the Chandra satellite,<sup>18</sup> this is not true for the hard X-ray component ( $10 - 100\text{keV}$ ) of the background.

Apart from invoking exotic models there are two main sources of radiation in the universe in the period following recombination during which structures form: gravitational energy of contracting or accreting objects and nucleosynthesis in stars of H and He into heavier elements. In the first case, only Black Holes can radiate a substantial fraction of their rest mass during formation or accretion processes.<sup>26</sup> In the second case, starburst in galaxies can radiate five times as much energy as galactic black holes.<sup>12</sup>

### 1.2. Active Galactic Nuclei (AGN)

Individual sources powering softer components of the XRB were demonstrated to be mainly Seyfert galaxies,<sup>23</sup> not surprisingly of that kind presenting a strong evidence for an accreting supermassive black hole at their center. In the framework of the AGN unified scheme (Fig. 1), these galaxies are referred to as "Type 1 AGN". The problem is that their spectra do not account for the bump in the harder XRB components, so that other sources must be considered.<sup>14</sup>

Nevertheless, a large ( $> 90\%$ ) fraction of the hard X-ray background (XRB) spectral intensity could be well reproduced by the combined emission of unobscured (type 1) and obscured (type 2) Seyfert galaxies and quasars with a distribution of absorption column densities and luminosities.<sup>4</sup> The key ingredient of this model is the presence of obscured AGN whose emission in the traditional  $2 - 10\text{keV}$  band is blocked by the dust torus but allows to fit the bump around  $30\text{keV}$ .

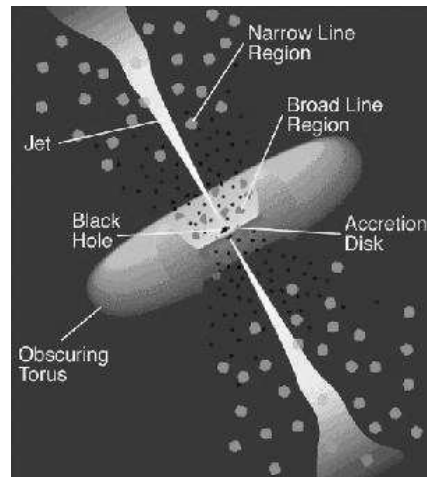
It is likely that the energy density of the absorbed AGN which would peak in the soft X-rays is reradiated in the far-infrared and assuming that the  $30\text{keV}$  peak of the XRB provides an unobscured estimate of the integrated AGN energy density, the obscured AGN responsible for the hard XRB could account for no less than 15% of the far-infrared background<sup>5</sup> and as much as 50%.<sup>15</sup> On the other hand, it is shown on the basis of spectroscopy (carried out with ISO) of luminous and ultraluminous IR galaxies, that the fraction of the energy coming from the central AGN is in general smaller than the fraction coming from starburst activity but increasing with luminosity.<sup>6</sup>

The far-infrared and the hard X-ray bands should hence be the best two regions of the spectrum to select AGN in a manner insensitive to their level of obscuration.

## 2. IN.XS MISSION CONCEPT

The latest all-sky survey in hard X-ray band was done by the HEAO-1 satellite. Its A-2 instrument detected 72 point sources<sup>13</sup> to the limit of  $13.3\text{mCrab}$  in the  $13 - 80\text{keV}$  band with an angular resolution of  $24 \times 48\text{arcmin}$ . A diffuse hard X-ray background<sup>16</sup> of  $5.13 \cdot 10^{-9} \text{erg} \cdot \text{keV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  at  $10\text{keV}$  was also detected.

In addition, there is currently an ongoing effort to re-analyse BATSE data with a novel analysis technique and perform a sensitive all sky survey in the  $20 - 300\text{keV}$  range. The 3 sigma flux sensitivity for a survey performed using 50 days of continuous data is  $\sim 15\text{mCrab}$  with an angular resolution of  $1\text{deg}$ .<sup>25</sup>



**Figure 1.** Sketch of the Unified AGN model. Type 1 are those seen along the direction of the jet while Type 2 are those seen from the torus side.

The main scientific goal of the International X-ray Surveyor (In.XS) is to resolve a large fraction of this diffuse hard X-ray background into individual sources, mainly AGN hidden in other wavelength bands. A comparison between the high performance of In.XS with that of other missions is made in Tab. 1.

**Table 1.** Comparison to other missions.

Mission/Instrument (* not yet launched)	FOV (degrees)	Resolution (arcmin)	Energy range (keV)	Sensitivity (mCrab) (*not all-sky survey)
In.XS *	0.5	1	2 – 80	$5 \cdot 10^{-2} - 5 \cdot 10^{-4}$
HEAO-1 A-2	$1.5 \times 20$	$24 \times 48$	13 – 80	13.3
Granat ART-P	1.8	5	4 – 60	1 * (in 8 hours)
BATSE		60	20 – 300	15
ROSAT		$\simeq 0.5$	0.5 – 2	$10^{-4} - 10^{-5}$
XMM-Newton or Chandra	0.5	$\simeq 0.1$	0.5 – 10	$10^{-3} - 10^{-4}$
INTEGRAL JEM-X * (2002)	4.8	3	3 – 35	10 * (in 15 min)
SWIFT * (2003)	80	22	10 – 150	1.3
ISS EXIST * (2007)	$160 \times 40$	5	10 – 100	0.05
SRG MARTLIME *	6	9	5 – 150	1 * (in 24 hours)
CHIP *	60	26	2 – 100	1 (in 1 hour)

### 2.1. Scientific Goals

With a detection limit of  $10^{-12} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$  in the  $10 - 70 \text{ keV}$  band, approximately 20000 new sources are expected, most of them AGN. This source count estimate is derived from a  $\text{Log}N - \text{Log}S$  relation with  $-3/2$  slope, consistent with HEAO-1<sup>21</sup> and ASCA<sup>27</sup> observations. A fraction of 1 – 10% of the new sources would be galactic, most of them accreting X-ray pulsars. Crude variability estimates would be obtained, as the satellite will scan the sky twice, with six months between 2 exposures of 60sec each (cf. Sec. 4.1.).

The planned angular resolution of nearly  $1\text{arcmin}$  allows for correlation with other deep X-ray surveys<sup>9</sup> or infrared background surveys,<sup>22</sup> for easier identification of counterparts in other wavelengths and provides a limited level of sources confusion.

The observed hardness ratios of sources would allow crude division between AGN type 1 and type 2. The ratio of AGN I to AGN II would hence allow estimates of the average dust torus size and AGN I/II ratio versus redshift would give some constraints on dust torus evolution. As a large fraction of the AGN luminosity is emitted in the hard X-ray band, and only a few small classes of other sources are seen in this band, a good population synthesis of AGN would be easiest to obtain from a large sample of AGN observed in hard X-rays.

## 2.2. Secondary Goals

The main result of the first mission phase, the all-sky survey, will be a large source catalogue. In the second phase of the mission pointed observations will be conducted, whereby interesting targets could be selected from the source catalogue compiled during the first phase. This can also include raster scans of selected regions and deep field observations of a few very interesting regions (e.g. Galactic Centre and Lockman Hole). The deeper observations are needed to calibrate the hardness ratio - AGN type relation by obtaining a sufficient sample of AGN with known types and better spectra, and should lead to about  $300\text{sources} \cdot \text{deg}^{-2}$  in the  $10 - 40\text{keV}$  range with a detection limit of  $3 \cdot 10^{-14}\text{ergs} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  in  $100\text{ksec}$ .

The AGN evolution models would be constrained if the turnover of the  $\text{Log}N - \text{Log}S$  relation is seen in the deep field observations. Since the sources of the all-sky catalog contribute to roughly half of the diffuse X-ray background, there is a good chance to reach the turnover point in the deep field observations.

Furthermore, in addition to the test of the unified model of AGN provided by the correlation between X-rays and existing IR surveys (ISO FIRBACK and ELAIS), the combination of infrared probes of dust conditions (to be conducted in the forthcoming years with SIRTf and FIRST-Herschell), together with radio and hard X-ray data probing supernovae and X-ray binaries activity, should lead to major constraints on starburst evolution models in galaxies. Also, having both IR and X-ray photometry for these objects should enable a detailed study of how X-ray photons are reprocessed by the dust torus, and facilitate the estimation of the intrinsic spectrum of these X-rays.

Finally, this all-sky survey should be compared with its submillimeter counterpart to be realized by the Planck satellite by the end of the decade and which should provide us with maps of the Sunyaev-Zel'dovich (SZ) effect, Compton recoil of the CRB photons on the hot electronic gas of clusters of galaxies (ClG), and deep ClG catalogs. This comparison could put further constraints on the possible diffuse component of the XRB and possibly maps of the Hubble parameter  $H_0$ , since the SZ effect is not dependant on the redshift of the source object.

## 3. IN.XS INSTRUMENT PAYLOAD

The scientific goals, as outlined in previous section, define the scientific mission requirements to be achieved as listed in Tab. 2.

**Table 2.** Summary of performance to be achieved.

FOV (deg)	Resolution (arcmin)	Energy range (keV)	Sensitivity (mCrab)	Energy Resolution (keV)
0.5	1	2 - 80	$5 \cdot 10^{-2}$	$\leq 1$ at $40\text{keV}$
(to allow scanning all-sky in 6 months from LEO)	(to allow correlations and cross-identifications)	(to explore absorbed regions of X-ray spectrum)	(to allow unbiased sampling of AGN population)	(to discriminate between AGN types spectra)

### 3.1. X-ray Telescopes

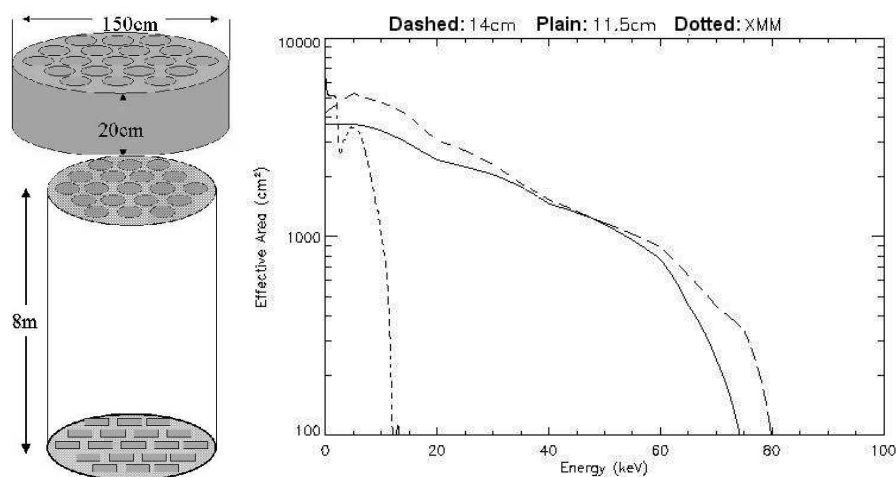
Since 1978, grazing incidence mirrors using Bragg theory have been the working horse of X-ray astronomy, but these mirrors were limited in energy range. In 1993, this limitation was alleviated from about 4 up to  $10\text{keV}$ , but at the cost of spatial resolution for a (from  $4\text{arcsec}$  for HEAO-2 down to  $3\text{arcmin}$  for ASCA), since the Bragg condition

roughly implies  $\frac{\theta}{\delta\theta} = \frac{E}{\delta E}$ , where  $\theta$  is the critical incidence angle,  $\delta\theta$  half the FOV,  $E$  the considered energy and  $\delta E$  the energy resolution. These grazing mirrors, coated with atomic monolayers (to improve reflectivity) and designed as a combination of paraboloid and hyperboloid surfaces (instead of simple conical surfaces) to improve spatial resolution (XMM-Newton now reaches about  $5arcsec$  spatial resolution) and reduce chromatic aberrations, are still in use in modern X-ray space observatories.

But it has been demonstrated that a multilayer coating enhances the reflectivity beyond the critical angle,<sup>28</sup> up to  $100keV$ , since the photoelectric absorption is less effective in the multilayer structure, so that the Bragg condition still is satisfied over the broad band. Alternance of Pt/C layers is hence proved to be the best combination, in addition to Pt monolayer overcoating.

In order to meet the sensitivity requirements, an effective area of  $1500cm^2$  at  $40keV$  is needed. This will be achieved for a  $8m$  focal length by 19 mirror units, each made of about 100 multi-nested multilayers (40 Pt/C layer pairs) shells (Fig. 2). Each unit has a diameter of  $30cm$  and a length of  $20cm$ .

Finally, applying the former Bragg relation to our science requirements, we find that it should be difficult to achieve more than  $0.2deg$  FOV without reducing performance. However, it is reported that with a higher (9th) polynomial degree in the "Wolter I" approximation of the mirror shape, wider FOV could be reached.<sup>3</sup>



**Figure 2.** (LEFT) Sketch of the In.XS mirror platform (left top) and of the entire telescope assembly (left bottom). (RIGHT) Plot of the In.XS 19 telescopes total effective area for 2 different radii of each modules, compared to that of the XMM-Newton 3 telescopes.

This assembly constitutes a major improvement as compared to what is planned for InFOC $\mu$ S and Constellation-X designs.

### 3.2. X-ray Solid State Detectors

In a survey of the available detector technologies (cf. Tab. 3), GaAs compound semiconductors were found to fit our science requirements best.

GaAs arrays work perfectly in our required  $2 - 80keV$  energy range. They provide a sufficient spectral resolution (300 to 700eV) already at room temperature, which prevents usage of costly onboard cryogenics (at low earth orbits, spacecraft has to endure substantial thermal variations). An improved energy resolution (by a factor of 2) can be achieved with simple passive cooling down to  $-35^{\circ}C$ .<sup>1</sup>

Table 3. Comparison with various detector types.

Type	Missions	Energy range (keV)	Comments
GaAs array	In.XS	0.1 – 200	pixel size < 1mm, $\delta E < 1keV$ , extremely uniform response
CdZnTe array	InFOC $\mu$ S, CHIP, Constellation-X	1 – 100	pixel size > 1mm, $\delta E > 1keV$ , discrepancies from pixel to pixel
TlBr array		10 – 200	$\delta E > 1keV$
Si(Li) diode		< 40keV	$T < -50^\circ C$
Si CCD	ASCA, XMM, AXAF	< 20keV	
Gas Prop. Coun.	MARTLIME, ROSAT	depends on gas	big pixels ...
$\mu$ Calorimeter	rockets	< 10keV	
Bolometer			must be cooled ...
Diamond		< 1keV	

The best absorption layer thickness should be around 400  $\mu m$  for pixels size comprised between 0.2 and 1mm and a resulting quantum efficiency of 70 to 5% in our energy range.<sup>19</sup>

It is reported (Metorex Inc., <http://www.metorex.fi>, June 2000) that industrial GaAs arrays of  $32 \times 32$  pixels are now available, which is enough to sample our 30arcmin FOV at spatial resolution consistent with mirror PSF (1arcmin). Given the telescope characteristics, a detector array of  $8 \times 8cm$  is needed to fit the focal plane of one unit. However, GaAs wafers yet come no larger than  $5 \times 5cm$ . Therefore, 4 square arrays of  $4 \times 4cm$  each should be considered to provide a total of  $64 \times 64$  pixels behind each telescope unit. The needed pixel size would then be around 1mm, corresponding to  $\sim 28arcsec$  on the sky (Shannon sampling of the PSF).

### 3.3. Readout Electronics

GaAs detectors can be equipped by individual wire bonding (4096 wires per detector unit in our case), thus allowing spectro-imaging by independent energy determination in each pixel of the image. Each pixel is then preamplified (FET) and a global spectro-amplifier feeds a 12bits digitizer (thus allowing us to divide our 80keV energy range into 4096 channels of 20eV).<sup>19</sup> These are classical space qualified technologies and the electronic noise is no more than  $10^{-4}cnts \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$ , that is just less than our expected cosmic background at 100keV.

The readout time cycle of the electronics is of the order of a few microseconds, which prevents smearing of the PSF. The sky scanning rate of the satellite is 4arcmin  $\cdot s^{-1}$  (cf. Sec. 4.1), equivalent to 9 detector pixels per second. Smearing of the PSF over several pixels is hence avoided with a readout cycle faster than 1/9sec, which is easily fulfilled.

The encoding of data must be considered through an event list (science data) and housekeeping. Each event should be characterized by its position (telescope number: 5bits, pixel coordinates  $2 \times 6bits$ ), energy (12bits) and timestamp (a typical long integer on 24bits), for a total of 53bits. The signal may vary from 0.05cnts/s (30keV X-ray background flux on our telescopes) up to probably 500cnts/s for the brightest objects (one hundred times less than the pile-up limit thanks to individual wiring electronics), for a data rate of 2.5bits/s to 25kbit/s. It seems reasonable to assume an average value of 3.2kbits/s dominated by the standard housekeeping data rate.

### 3.4. Instrument Calibrations

A first run of ground based calibrations could be undertaken on monochromatic X-ray sources with large housing capability for effective area and vignetting measurements of mirror modules (like the Panter station in Germany); the detectors could be hosted by white synchrotron facilities (like Bessy in Germany or the new SoLEIL in France) for quantum efficiency, flat field and spectral resolution measurements. One should particularly take care of variation of these parameters with temperature, since the superstructure may have to endure significant thermal fluctuations along its low earth orbit (cf. Sec. 4.1) and that may produce strong variations in the mirror performance and between each detector preamplifying chain.

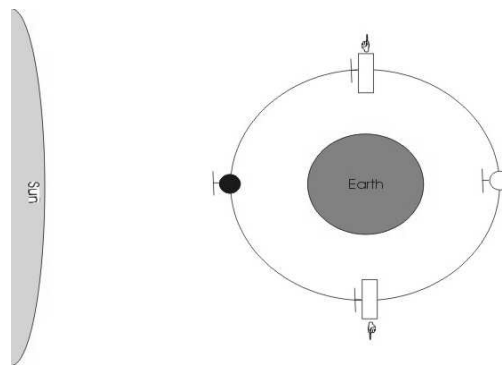
Onboard radioactive sources ( $^{55}\text{Fe}$  and  $^{241}\text{Am}$ ) as well as well known astrophysical sources (3C273 Quasar, Crab Nebula, etc.) would provide inflight calibrations. Common targets during the second phase (pointed observations) should also be considered for cross-correlations with other observatories like XMM-Newton or INTEGRAL. A filter wheel in front of each detector with different positions (“open”, “filter”, “closed”) would allow adjusting incident flux towards limited damage flux level. In addition, this would ensure protection of the detectors against radiation damage during strong solar flares.

#### 4. IN.XS SPACECRAFT AND OPERATION

##### 4.1. Spacecraft Design and Properties

The optimal choice of orbit for our scientific requirements would be a circular low earth orbit (LEO) at an altitude of about  $600\text{km}$ . This choice of orbit allows us to keep the background at the lowest possible level, while at the same time avoiding the radiation belts. Furthermore this choice keeps the operational costs of the mission (launch ...) within reasonable limits. The inclination of the orbit will be 7 degrees. An equatorial orbit is possible, but is not necessary for our purposes.

By choosing a rotational period of the spacecraft around its transversal axis such that it equals its period of revolution  $P_{rot} = P_{rev} \simeq 97\text{min}$  (Fig. 3), we enable the spacecraft to scan the entire sky within 6 months, while at the same time pointing away from the earth at all times. The same result could have been achieved with a polar orbit while constantly pointing away from the earth and the sun, but this would have meant suffering from polar aurorae radiation.



**Figure 3.** Sketch of the In.XS orbital phases.

The proposed minimum duration of the first part of the mission should therefore be no less than 1 year (ideally 1.5 years including Com/Cal/PV Phases) to allow for redundancy, instrument failures and in order to cover those FOV obstructed by the Moon in the first run.

It should be noted that, although our choice of orbital motion does allow the solar panels to be pointing towards the sun at all times, the low altitude of the orbit leads to a significant amount of sky shadowing of approximately  $130^\circ$ , resulting in an eclipsing time of 36 minutes per orbit. Therefore we have to account for batteries and data storage on board the spacecraft.

We estimate the total mass of the spacecraft to be approximately  $1.8\text{tons}$ , including  $700\text{kg}$  for superstructure,  $500\text{kg}$  for science payload and  $200\text{kg}$  of monopropellant necessary for altitude corrections and de-orbiting at the end of the mission. Due to the relatively short overall lifetime of the mission (3 to 6 years), further orbit maintenance (i.e. altitude correction of an annual loss of about  $30\text{km}$ ) is not vital; this allows us to economize propellant and keep the total mass down.

A Ariane IV class (like U.S. Delta II or Japanese H-1 or Russian Cyclone) launcher should be sufficient considering the relatively low overall mass of the mission. However an extra long fairing configuration of the launcher is needed to host the spacecraft, which is approximately 10m long (Fig. 4) due to the required focal length.

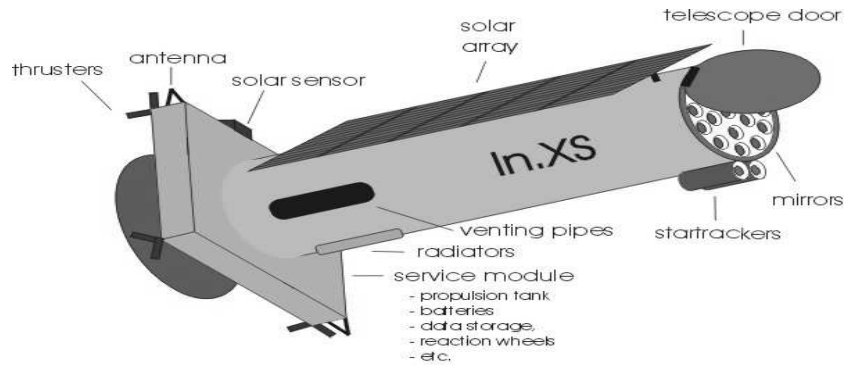


Figure 4. Sketch of the In.XS spacecraft.

We estimate the total energy consumption for the service module (data handling, antennae, etc.) and payload (detectors, etc.) to be  $\approx 1.1kW$ . This can be provided by solar arrays with a total effective area of  $A_{eff} \simeq 15m^2$  assuming 17% efficiency Si cells and  $0.83kW \cdot h$  NiCd batteries (able to endure about 5500 charge/discharge cycles per year) for the eclipsing times\*.

The science objectives (Tab.2) require the Absolute Pointing Error (APE) to be less than  $1arcmin$ , and the Relative Pointing Error (RPE) should be kept small compared to the PSF, i.e. of the order of  $10arcsec$ , which is easily achieved with current reaction wheel techniques.

4.2. In.XS Groundsegment

Table4 summarizes the proposed Mission Profile for the In.XS project. It comprises three parts: the first part is dedicated to the commencement of operation of the satellite and the instruments, the two other parts are dealing with the observations as described in the Mission Concept above.

Table 4. Mission Profile

<ul style="list-style-type: none"> <li>• Launch and Early Orbit Phase</li> <li>• Commissioning Phase (incl. Outgassing)</li> <li>• Calibration and Performance Validation Phases</li> </ul>	<p>1 month 2 months</p>
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Whole sky survey                             <ul style="list-style-type: none"> <li>processed data available 3 months after observation</li> <li>→ Catalogue of sources (all data public domain)</li> </ul> </li> </ul>	<p>1.3 years</p>
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Pointed follow-up observations of selected objects                             <ul style="list-style-type: none"> <li>- Observing time divided into guaranteed time (PIs) and open proposals</li> <li>- Announcement of Opportunity (AO) and Observation Time Allocation Committee (OTAC)</li> <li>- Scheduling and Observation execution</li> <li>- Priority rights and Data distribution (PIs or public archives)</li> </ul> </li> </ul>	<p>2 years</p>

The Groundsegment of In.XS has the following duties: providing all facilities and services needed for mission operation on ground, providing the data link from spacecraft to the ground, preparing a timeline for the operation,

\*This estimate includes 20% overhead.

carrying out the monitoring, controlling and commanding of the spacecraft and instruments, executing transmission and the processing and archiving of the data.

The Groundsegment will consist of the following strongly interacting parts:

- **Groundstations:** the groundstations will be responsible for keeping contact with the satellite and exchange telecommands (TC, controlling) and telemetry (TM, science data and housekeeping), respectively. As we propose a near-equatorial orbit for In.XS, the ESA groundstation in Kourou (French Guyana) is suitable for communication with the satellite, a possible backup station would be the ESA facility in Malindi (Kenya).
- **Mission Operations Center (MOC):** The MOC will be responsible for all mission-operation related activities (safety checks for spacecraft and instruments, storing TM, routing TM to the SOC, TC commanding). In.XS could make use of the existing facilities of ESA/ESOC in Darmstadt (Germany) as MOC.
- **Science Operations Center (SOC):** The SOC will be responsible for all science related activities, i.e. instrument calibration, performance monitoring and survey analysis. Besides, it should perform the mission planning, provide the possibility of a quick-look-analysis on the incoming scientific data, archive the data and make it available for the scientific community. The exact number and location(s) of required SOC(s) is left to be decided on and supported by the PI-teams. In return, PIs will publish the all-sky catalogue and get guaranteed time during the pointed observations phase. For data distribution, use of the ESA OPSNET should be considered.

The maximum data flow for scientific and housekeeping data was calculated to be about  $3.2\text{kbits} \cdot \text{s}^{-1}$ , which results in  $2.3\text{Mo}^\dagger$  per orbit ( $35\text{Mo}$  daily). To keep the costs low, we decided to use only one telemetry downlink per day. This means, that we have to provide for 24 hours worth of onboard data-storage. To be on the safe side, total onboard memory storage should amount to  $64\text{Mo}$  (almost 2 days, which is very reasonable when compared to the flash-eproms Mo price rate). If one assumes that the satellite will be visible during a  $10\text{min}$  window per orbit from the main groundstation and 50% of this time has to be used for telemetry, a minimum transmission rate of  $2.4\text{Mbits} \cdot \text{s}^{-1}$  ( $90\text{Mo}$  per window) would be enough by far for the daily downlink. For telecommunication with the satellite a parabolic antenna ( $D = 15\text{m}$ ) at the groundstation and 2 low-gain antennae ( $P = 30\text{W}$ ,  $f_{UL} = 7.2\text{GHz}$ ,  $f_{DL} = 8.5\text{GHz}$ ) onboard the satellite are required. Calculations show that with this equipment one can reach transmission rates well sufficient to get all the data safely down. The calculated maximum rate for the telecommands (TC) uplink is  $64\text{kbits} \cdot \text{s}^{-1}$  (like an InMarSat M-4 terminal), providing sufficient margin considering the expected TC rate of  $\sim 2\text{kbits} \cdot \text{s}^{-1}$ . One year of all-sky survey raw data archive should hence require  $12.4\text{Go}$  mass storage, i.e. roughly one double-sided DVD.

## 5. CONCLUSION AND FUTURE DIRECTIONS

Assuming that instruments and SOC are provided by the scientific community, this project suffers from no severe cost drivers, since it only uses standard spacecraft technology, limited groundsegment operations and launcher configuration and requires only limited propellant capacity, thermal and attitude control.

Given its high sensitivity,  $1\text{arcmin}$  spatial resolution,  $1\text{keV}$  spectral resolution,  $1\text{year}$  all-sky survey capability in the  $2 - 80\text{keV}$  range, In.XS hence fits a typical high technology - short term profile, suitable for an ESA flexi-mission or a NASA "cheaper - faster - better" concept, which could give important results toward X-ray background studies but also various galactic sources, AGN, clusters of galaxies, etc.

And remember: it is spelled I - n . X - S, but is pronounced "an access" (to the hidden universe) . . .

## ACKNOWLEDGMENTS

The In.XS satellite is a project originating from the Alpbach 2000 summerschool, co-organized by the Austrian and European Space Agencies (ASA, ESA). Our group of students wish to thank again the whole Alpbach organizing committee, in particular Johannes "Dear Friend" Ortner, and all our scientific tutors, R. Much, A. Parmar, M. Turner, and also Bruno Gardini and Kevin Bennet for their precious space missions experience, as well as all the staff of the Hotel Böglerhof. P. Marty acknowledges the financial supports of both the Centre National d'Etudes Spatiales

<sup>†</sup>  $\text{Mo} = \text{MegaOctet} = \text{MegaByte} = 8\text{MegaBits} = 8 \times 1024\text{kbits}$



(CNES) and the Ecole Doctorale d'Astronomie-Astrophysique d'Ile de France (Paris University) which allowed the attendance of this school. J. Schultz acknowledges the financial support of the Space Research Programme at University of Helsinki, funded by the Academy of Finland.

Alpbach 2000 summerschool: <http://www.asaspace.at/events/alpbach2000rep.html>

In.XS project: <http://www-station.ias.u-psud.fr/inxs>

#### REFERENCES

1. Bavdaz, M., et al., "Epitaxial GaAs X-ray detectors for X-ray astrophysics," 1999, *Proc. SPIE*, **3768**, 451.
2. Brecher, K., Morrison, P., "Cosmology, black body radiation and the diffuse X-ray background," 1967, *ApJ*, **150L**, 61B.
3. Citterio, O., et al., "X-ray optics for the WFXT telescope," 1999, *Proc. SPIE*, **3766**, 198C.
4. Comastri, A., et al., "The contribution of AGN to X-ray background," 1995, *A&A*, **296**, 1-12.
5. Fabian, A., et al., "Do nuclear starbursts obscure the X-ray background?" 1998, *MNRAS*, **297L**, 11F.
6. Genzel, R., et al., "What powers ultraluminous FIRAS galaxies?" 1998, *ApJ*, **498**, 579G.
7. Gispert, R., et al., "Implications of the cosmic infrared background for light production and the star formation history in the Universe," 1999, *A&A*, **360**, 1G.
8. Harrison, F., et al., "Technological development for the Constellation-X X-ray telescope," 1999, *Proc. SPIE*, **3765**, 104H.
9. Hasinger, G., et al., "The ROSAT deep survey: I. X-ray sources in the Lockman field," 1998, *A&A*, **329**, 482-494.
10. Hill, J., et al., "The Swift X-ray telescope," 1999, *AAS*, **195**, 7101H.
11. Kraft, S., et al., "Recent results on the factors governing energy resolution in compound semiconductors to be used future spectroscopic detectors for hard X-ray astronomy," 1998, *Proc. SPIE*, **3445**, 246K.
12. Lagache, G., et al., "First detection of the warm ionized medium dust emission. Implication for the cosmic far-infrared background," 1999, *A&A*, **344**, 322L.
13. Levine M., et al., "The HEAO-1 catalogue of high-energy X-ray sources," 1984, *ApJS*, **54**, 581-617.
14. Madau, P., et al., "The unified Seyfert scheme and the origin of the cosmic X-ray background", 1994, *MNRAS*, **270**, L17-L21.
15. Manners, J., et al., "Obscured AGN and the extragalactic background," 2000, *Proc. LSSX*, **387M**.
16. Marshall F.E., et al., "The diffuse X-ray spectrum from 3 to 50 keV," 1980, *ApJ*, **235**, 4-10.
17. Mather J.C., et al., "Measurement of the cosmic microwave background spectrum by the COBE FIRAS instrument," 1994, *ApJ*, **420**, 439-444.
18. Mushotzky, R.F., et al., "Resolving the extragalactic hard X-ray background," 2000, *Nature*, **404**, 459-464.
19. Owens, A., et al., "Hard X-ray spectroscopy using small format GaAs arrays," 2000, *Proc. SPIE*, **4141**, 55O.
20. Penzias, A., Wilson, R., "A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s," 1965, *ApJ*, **142**, 419P.
21. Piccinotti G., et al., "A complete X-ray sample of the high-latitude (absolute value of B greater than 20 deg) sky from HEAO-1 A-2 - LogN-logS and luminosity functions," 1982, *ApJ*, **253**, 485-503.
22. Puget, J.-L., et al., "Tentative detection of a cosmic far-infrared background with COBE," 1996, *A&A*, **308L**, 5P.
23. Schmidt, M., et al., "The ROSAT deep survey: II. Optical identification, photometry and spectra of X-ray sources in the Lockman field," 1998, *A&A*, **329**, 495-503.
24. Seward, F., et al., "Diffuse cosmic X-ray background between 4 and 40 keV," 1967, *ApJ*, **150**, 845S.
25. Shaw, S.E., et al., "A hard X-ray all-sky survey using BATSE earth occultation data," 2000, *HEAD*, **32**, 4419S.
26. Silk, J., Rees, M., "Quasars and galaxies formation," 1998, *A&A*, **331L**, 1S.
27. Ueda Y., et al., "LogN-LogS relations and spectral properties of sources from the ASCA large sky survey: their implications for the origin of the cosmic X-ray background," 1999, *ApJ*, **518**, 656-671.
28. Yamashita, K., "Multilayer X-ray optical systems for future X-ray astronomy missions," 1997, in *Next Generation X-ray Observatories*, Turner & Watson, eds., *Proc. Leicester University X-ray Astronomy Group Special Report 97/02*, p.115.

# Annexes



# Table des figures

1.1	Graphe de l'absorption ( $\tau = 1$ ) de la lumière par l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde et de l'altitude. . . . .	11
1.2	Schéma (vue en coupe) de principe de fonctionnement du microscope proposé par Wolter en 1952. . . . .	15
1.3	Schéma de principe de fonctionnement du microscope de Wolter adapté à un télescope. . . . .	15
1.4	Schéma (vue en coupe) du télescope utilisé par Giacconi en 1965. . . . .	16
2.1	Comparatif des modèles de De Vaucouleurs (1948) et de King (1962). . . . .	29
2.2	Schéma de principe de l'intégration de la distribution du gaz de l'amas en utilisant l'hypothèse de sphéricité. . . . .	32
3.1	Schéma d'organisation des missions spatiales pour l'astronomie de l'Agence Spatiale Européenne : le Plan <i>Horizon 2000+</i> (ESA, web). . . . .	42
3.2	Schéma de l'orbite du satellite <i>XMM-Newton</i> (ESA, web). . . . .	44
4.1	Vue globale en éclaté du satellite <i>XMM-Newton</i> (ESA, web). . . . .	45
4.2	Vues d'un module de miroirs. Gauche : en cours d'intégration avec seulement trois coquilles (ESA, web). Droite : en fin de montage, avec les cinquante-huit coquilles maintenue par l'araignée faciale (ESA, web). . . . .	46
4.3	Comparatif des surfaces collectrices en fonction de l'énergie, pour différents observatoires de rayons-X. . . . .	47
4.4	Facteur d'atténuation dû au vignettage en fonction de la distance à l'axe optique, pour des photons d'énergie 500 eV (trait plein), 5000 eV (tirets) et 10000 eV (pointillés). . . . .	48
4.5	Photographies d'une caméra <i>EPIC MOS</i> . Les nappes issues des CCD sont leur lien avec l'électronique de lecture (ESA, web). . . . .	50
4.6	Photographies de la caméra <i>EPIC pn</i> . Sur l'image de droite, les connexions avec l'électronique de lecture se trouveraient en haut et en bas ; les cercles sur le support marquent l'emplacement de photo-diodes servant à surveiller le niveau du flux incident pendant l'exposition (ESA, web). L'image de gauche montre l'envers de la carte électronique supportant la caméra ; une fenêtre ovale laisse paraître un bout des quatre CCD centraux ; les composants de la chaîne de lecture en bas des colonnes de chaque CCD se détachent nettement des autres (ESA, web). . . . .	51
4.7	Schéma de la disposition des CCD des caméras <i>EPIC</i> , avec superposition des champ de vue (cercles de 30 <i>arcmin</i> de diamètre) et numérotation des CCD. . . . .	53
4.8	Vue de la roue à filtre montée sur le support et le baffle de la caméra <i>pn</i> (ESA, web). . . . .	54
4.9	Schéma du télescope de l' <i>OM</i> (ESA, web). . . . .	55

4.10	Schéma de principe de séparation du faisceau incident entre les caméras <i>MOS</i> et leur spectroscopie <i>RGS</i> associé (ESA, web). . . . .	56
4.11	Schémas des motifs de dispersion d'un événement sur un CCD <i>MOS</i> reconnus par l'électronique de bord. Les pixels colorés sont ceux au-dessus du seuil (le pixel central ayant une teinte différente); les pixels contenant un nombre de charges en deçà du seuil sont en blanc; les croix marquent les pixels non-considerés pour la validation du motif; on ne considère pas les pixels en dehors de la boîte de $5 \times 5$ pixels (Turner et al., 2001). . . . .	58
4.12	Schéma de principe de formation d'un motif multi-pixels. . . . .	58
4.13	Exemple de la matrice de redistribution en vigueur pour <i>MOS1</i> depuis le 07 Novembre 2002. L'échelle d'énergie des photons incidents est en abscisse, celle des événements détectés en ordonnée. Les deux échelles varient de 0.1 à 10 keV. L'origine de la matrice (énergies minimales) est en haut à gauche (convention mathématique). L'échelle des couleurs est logarithmique, le minimum (0) est en noir, le maximum ( $\approx 0.5$ ) en blanc. On voit nettement se détacher le pic principal (en diagonal) et le pic d'échappement (parallèle au pic principal) qui apparaît pour des photons incidents d'énergie supérieure à 1.8 keV. . . . .	59
5.1	Schéma de principe du rayonnement synchrotron. . . . .	68
5.2	Bande passante (en eV) des anneaux synchrotron, SACO en haut (Hainaut, 1999) et DCI en bas (Jourdain, 1998). . . . .	69
5.3	La Station d'Etalonnage et son principal simulateur (Jupiter) à la jonction de deux lignes (SACO et DCI) de lumière : plan général des installations (LURE et IAS) en haut et photographie de la tente propre abritant le simulateur (Jupiter) en bas (IAS, web). . . . .	71
5.4	Schéma de principe de la ligne SACO (Hainaut, 1999). . . . .	72
5.5	Schéma de principe de la ligne DCI (Jourdain, 1998). . . . .	73
5.6	A gauche : vue de la "rive gauche" du MOGSE avant intégration d'une caméra. A droite : vue de la "rive droite" après intégration d'un modèle de qualification <i>MOS</i> . Le schéma de principe du MOGSE (en bas) est orienté de façon à reproduire l'angle de prise de vue des photographies (IAS, web). . . . .	74
5.7	Courbe de rendement quantique du <i>Si(Li)</i> obtenue à BESSy. . . . .	75
5.8	Courbe de rendement quantique du <i>GPC</i> . . . . .	76
5.9	Schémas des détecteurs de référence au sein de la cuve Jupiter : le <i>Si(Li)</i> à gauche (Jourdain, 1998) et le <i>GPC</i> à droite Hainaut (1999). . . . .	77
5.10	Schémas du support de la fente variable (en haut) et du principe de correction de géométrie (en bas). . . . .	78
5.11	Mesures du profil horizontal du faisceau avec le trident interposé (DCI en haut, SACO en bas). . . . .	83
5.12	Profils horizontal (à droite) et vertical (à gauche) du faisceau synchrotron derrière la fente variable. L'extension du profil vertical est dû ici à la convolution de la hauteur de la fente (2 mm) par celle de la fenêtre d'entrée du channeltron (3.56 mm). . . . .	84
5.13	Profils horizontaux réalisés en Décembre 1997 à l'aide du <i>Si(Li)</i> sur la ligne DCI (à gauche) et SACO (à droite). . . . .	84
5.14	Exemple de décroissance du courant synchrotron avec le temps. . . . .	85

5.15	Gauche : profil d'intensité du faisceau à travers la fente variable (Avril 1997) ouverte à 0.26 mm avec les trois piézos étirés de respectivement 40, 13 et 90 $\mu\text{m}$ ; les pics aux abscisses 30 et 60 sont dus à l'absence des deux piézos intermédiaires. Droite : courbe de transmission des grilles de nickel en fonction de l'abscisse du faisceau (en mm). . . . .	86
5.16	Gauche : schéma de principe du <i>chopper</i> sur le dispositif d'homogénéisation (Jourdain, 1998). Droite : courbe de l'inverse de la transmission (20 $\equiv$ 5%, 25 $\equiv$ 4%, 22 $\equiv$ 4.55%) en fonction de l'abscisse du faisceau (en mm). . . . .	87
6.1	Gauche : exemple de profil horizontal enregistré avec le détecteur absolu dans différentes bandes d'énergie (ROI). Droite : la détection des <i>glitches</i> (traits pleins) se fait dans ROI1, puis ils sont supprimés (pointillés) des données du profil sommé sur les 4 ROI. . . . .	113
6.2	Exemples de spectres moyennés sur l'intégralité d'un profil horizontal, à différentes énergies du faisceau incident. La courbe bleue est la différence entre le modèle et les données. Au-delà de 1850 eV, on voit notamment apparaître sur le <i>Si(Li)</i> un pic d'échappement du silicium (Jourdain, 1998), non modélisé dans notre codage de la fonction <i>hypermet</i> . . . . .	114
6.3	Comparaison entre l'énergie demandée et l'énergie réelle. . . . .	115
6.4	Comparaison entre l'énergie déduite de l'angle du monochromateur et l'énergie réelle. . . . .	116
6.5	Comparaison entre l'énergie mesurée par la caméra et l'énergie réelle. . . . .	117
6.6	Comparaison entre l'énergie mesurée par le détecteur absolu et l'énergie réelle. . . . .	117
6.7	Tracé de l'énergie mesurée par le détecteur absolu en fonction du temps. . . . .	118
6.8	Comparaison entre l'énergie mesurée par la caméra et celle mesurée par le détecteur absolu. . . . .	118
6.9	Exemple de courbe de lumière des données de surveillance (ou <i>monitoring</i> ) du faisceau : variations de grandes amplitudes vues aussi bien par la caméra, le détecteur absolu et la diode du monochromateur ; deux données de surveillance absentes (courant synchrotron et <i>channeltron</i> du <i>chopper</i> ). Bleu : caméra. Rouge : détecteur absolu. Noir : <i>monitoring</i> . Cyan : <i>monitoring</i> corrigé d'une fonction linéaire. . . . .	119
6.10	Exemple de courbe de lumière des données de surveillance (ou <i>monitoring</i> ) du faisceau : malgré un courant synchrotron continu, une variation brusque du flux incident sur la caméra est vue dès le monochromateur. Bleu : caméra. Rouge : détecteur absolu. Noir : <i>monitoring</i> . Cyan : <i>monitoring</i> corrigé d'une fonction linéaire. . . . .	120
6.11	Exemple de courbe de lumière des données de surveillance (ou <i>monitoring</i> ) du faisceau : malgré un courant synchrotron continu, des variations brusques dans les données de surveillance sont perçues sans corrélation mutuelle, tandis que le flux incident semble en réalité n'avoir subi aucune altération. Bleu : caméra. Rouge : détecteur absolu. Noir : <i>monitoring</i> . Cyan : <i>monitoring</i> corrigé d'une fonction linéaire. . . . .	121
6.12	Exemple de courbe de lumière des données de surveillance (ou <i>monitoring</i> ) du faisceau : aucune donnée de surveillance ne semble rendre compte complètement du flux incident (surtout pour la première position OPEN). Bleu : caméra. Rouge : détecteur absolu. Noir : <i>monitoring</i> . Cyan : <i>monitoring</i> corrigé d'une fonction linéaire. . . . .	122

6.13	Illustration de la variation brutale du flux synchrotron lorsqu'après un choc mécanique, le faisceau de distribution spatiale gaussienne n'est plus parfaitement aligné sur la fente de sortie du monochromateur ou d'entrée de la cuve Jupiter (extrait de Hainaut (1999)). . . . .	122
6.14	En haut à gauche : distribution statistique du décalage d'alignement, toutes données confondues. En haut à droite : <i>idem</i> pour la dilatation entre profils. En bas : corrélation entre décalage et dilatation (les lignes SACO et DCI étant marquées différemment). . . . .	124
6.15	Illustration des masques appliqués aux données caméra. Le cercle extérieur a pour diamètre 30 <i>arcmin</i> . Le champ de vue réel (diamètre du baffle) est légèrement plus petit. . . . .	125
6.16	Exemple de courbe de lumière obtenue avec la caméra <i>pn</i> lors de balayages verticaux avec le MOGSE (extrait de Hartmann et al. (1999)). . . . .	126
6.17	Tracé du rapport entre rendement théorique et rendement mesuré pour <i>MOS1</i> (FM3) autour du seuil de l'Oxygène, en fonction du rendement théorique. Il existe plusieurs mesures à la même énergie (et donc à la même valeur de rendement théorique). La droite représente le meilleur coefficient de proportionnalité au sens des moindres carrés ; elle est encadrée par une zone de confiance à $1\sigma$ . . . . .	127
6.18	Noir : courbe de rendement mesuré pour <i>MOS1</i> (CCD central), corrigé du gain du <i>GPC</i> et barres d'erreurs statistiques seulement (section 6.5.2). Bleu : courbe de rendement attendue pour la valeur nominale de profondeur de déplétion (sélection des photo-événements mono- et bi-pixels seulement). Rouge : courbe de rendement attendue pour des valeurs extrêmes de profondeur de déplétion (mono- et bi-pixels). Vert : courbe de rendement attendue pour la valeur nominale de profondeur de déplétion (sélection de tous les motifs de photo-événements). . . . .	128
6.19	Noir : courbe de rendement mesuré pour <i>MOS1</i> (CCD périphériques), corrigé du gain du <i>GPC</i> et barres d'erreurs statistiques et absolues (section 6.5.2). Bleu : courbe de rendement attendue pour la valeur nominale de profondeur de déplétion (sélection des photo-événements mono- et bi-pixels seulement). Rouge : courbe de rendement attendue pour des valeurs extrêmes de profondeur de déplétion (mono- et bi-pixels). Vert : courbe de rendement attendue pour la valeur nominale de profondeur de déplétion (sélection de tous les motifs de photo-événements). . . . .	129
6.20	Noir : courbe de rendement mesuré pour <i>MOS2</i> (CCD central) et barres d'erreurs statistiques seulement (section 6.5.2). Bleu : courbe de rendement attendue pour la valeur nominale de profondeur de déplétion (sélection des photo-événements mono- et bi-pixels seulement). Rouge : courbe de rendement attendue pour des valeurs extrêmes de profondeur de déplétion (mono- et bi-pixels). Vert : courbe de rendement attendue pour la valeur nominale de profondeur de déplétion (sélection de tous les motifs de photo-événements). . . . .	130
6.21	Noir : courbe de rendement mesuré pour <i>MOS2</i> (CCD périphériques) et barres d'erreurs statistiques et absolues (section 6.5.2). Bleu : courbe de rendement attendue pour la valeur nominale de profondeur de déplétion (sélection des photo-événements mono- et bi-pixels seulement). Rouge : courbe de rendement attendue pour des valeurs extrêmes de profondeur de déplétion (mono- et bi-pixels). Vert : courbe de rendement attendue pour la valeur nominale de profondeur de déplétion (sélection de tous les motifs de photo-événements). . . . .	131

- 6.22 Noir : courbe de rendement mesuré pour  $pn$  (moyenne des CCD 4 à 12) et barres d'erreurs statistiques seulement (section 6.5.2). Bleu : courbe de rendement attendue dans les données de vol (sélection des photo-événements mono- et bi-pixels seulement). Vert : courbe de rendement attendue dans les données d'étalonnage au sol (sélection de tous les motifs de photo-événements). . . . . 132
- 6.23 Noir : courbe de rendement mesuré pour  $pn$  (quadrants 1 à droite et 2 à gauche) et barres d'erreurs statistiques et absolues (section 6.5.2). Bleu : courbe de rendement attendue dans les données de vol (sélection des photo-événements mono- et bi-pixels seulement). Vert : courbe de rendement attendue dans les données d'étalonnage au sol (sélection de tous les motifs de photo-événements). . . . . 133
- 6.24 Noir : courbe de rendement mesuré pour  $pn$  (quadrants 0 à droite et 3 à gauche) et barres d'erreurs statistiques et absolues (section 6.5.2). Bleu : courbe de rendement attendue dans les données de vol (sélection des photo-événements mono- et bi-pixels seulement). Vert : courbe de rendement attendue dans les données d'étalonnage au sol (sélection de tous les motifs de photo-événements). . . . . 134
- 6.25 Courbes de transmission des filtres des caméras *EPIC*, dans leur configuration lors des étalonnages au sol en 1998. Les agrandissements montrent le seuil de l'Aluminium (à environ 1.4 keV) pour chaque filtre (THIN1 et THIN2 au centre de gauche à droite; MEDIUM en bas à gauche; THICK en bas à droite). 136
- 6.26 Agrandissement de la transmission des filtres, telle que mesurée à Orsay en 1998, autour du seuil de l'Oxygène (Pigot et al., 1999). . . . . 137
- 6.27 Images obtenues par la caméra *MOS FM3* Vercellone (2000) éclairée par un tube-X équipé d'une cible d'Yttrium (raie à 1922 eV). Gauche : image des événements sélectionnés dans une bande étroite autour de la raie d'émission. Droite : image des événements sélectionnés dans une bande légèrement décalée vers les basses énergies par rapport au pic d'émission. . . . . 138
- 6.28 Images obtenues par la caméra *MOS FM3* à 150 et 400 eV (resp. à gauche et à droite) en faisceau synchrotron, après correction de la géométrie du faisceau (Belsole, 2002). . . . . 138
- 6.29 Série de spectres obtenus avec la caméra *MOS FM3* (événements du CCD central, motifs 0 à 12 seulement) lors de l'étalonnage en lumière monochromatique (Hainaut, 1999). . . . . 140
- 6.30 Agrandissement au niveau du seuil  $K$  du Silicium de la courbe de rendement quantique (avec erreurs statistiques seulement) des CCD interceptant l'axe optique de chaque caméra *MOS* (*MOS1* en haut, *MOS2* au centre) et de la moyenne des CCD numéro 4 à 12 pour la  $pn$  (en bas). Les modèles attendus sont en pointillés. . . . . 141
- 6.31 Comparaison des sources d'erreur (pourcentage) sur la mesure du rendement quantique en fonction de l'énergie. Somme des erreurs systématiques en pointillés (identique pour toutes les caméras); somme des erreurs statistiques pour *MOS1* en losanges bleus, pour *MOS2* en triangles verts, pour  $pn$  en croix rouges, en moyenne en trait plein. . . . . 143
- 6.32 Erreur commise sur la mesure de l'énergie du faisceau incident par le détecteur absolu (*Si(Li)* ou *GPC*, en bleu), la caméra (en rouge) et l'angle du monochromateur (en noir), en fonction de l'énergie théoriquement réglée. . . . . 144



- 7.1 Schéma de montage du *RGA* derrière un module à miroirs (vue frontale). Chaque bande noire est un dispositif de réseau “blazé” en réflexion et sous incidence rasante. . . . . 189
- 7.2 (Erd, 2000) Haut : tracé de la surface efficace de chaque coquille d’un module à miroirs (les coquilles externes ont les indices les plus faible et *vice versa*), pour différentes énergies (1 *keV* en noir, 6 *keV* en rouge, 7 *keV* en vert et 12 *keV* en bleu). Les lignes pleines représentent les miroirs seuls, les pointillés montrent l’ensemble miroirs et *RGA*. La surface efficace totale à une énergie donnée s’obtient en faisant la somme des points d’une courbe de la couleur correspondante. On observe que les coquilles externes contribuent surtout à la réflectivité à basse énergie et les coquilles internes à haute énergie. Bas : Le rapport des courbes pleines et pointillées précédentes (même code des couleurs) donne la transmission du *RGA* pour chaque coquille. On observe que la transmission du *RGA* pour des photons réfléchis par une coquille donnée dépend principalement du numéro d’ordre de la coquille : les coquilles intermédiaires sont plus obturées que les coquilles internes et externes. Par contre, la transmission totale (figure 7.3) ne se calcule pas à partir de ces courbes, mais en faisant le rapport des surfaces efficaces totales avec et sans *RGA*. . . . . 191
- 7.3 (Erd, 2000) Transmission théorique du *RGA* en fonction de l’énergie (noir). Les symboles colorés creux montrent l’évolution de cette transmission lorsque l’angle *off-axis* varie parallèlement à la direction des plaques dispersives ( $\phi = 90^\circ$  ou  $270^\circ$ ) : la faible variation est principalement due au biais des coquilles efficaces (les plus internes à haute énergie). Les symboles colorés pleins figurent la direction perpendiculaire : la variation symétrique de  $\pm 4\%$  autour de la courbe *on-axis* vient de l’effet de volets vénitiens selon que les photons en sortie des miroirs “voient” les réseaux de profil (moins d’obturation,  $\phi = 180^\circ$ , signe négatif devant l’angle *off-axis*) ou de front (plus d’obturation,  $\phi = 0^\circ$ , signe positif devant l’angle *off-axis*). . . . . 192
- 7.4 Haut : estimation au premier ordre de la largeur à mi-hauteur *FWHM* du pic principal de réponse de *MOS1* en fonction de l’énergie *E* (cette courbe a été obtenue en ajustant une gaussienne à la réponse impulsionnelle de l’instrument ; cf. section 4.3.5). Centre : bien que la largeur *FWHM* du pic principal semble augmenter avec l’énergie *E*, la résolution spectrale *FWHM/E* s’améliore. Bas : illustration de la diminution de la CTE de *MOS1* avec l’énergie (cette courbe montre la hauteur de la gaussienne ajustée au pic principal de la réponse impulsionnelle). . . . . 198
- 7.5 Illustration (non exhaustive) de la répartition spatiale du fond de fluorescence instrumentale sur la *pn* en fonction de l’énergie (Ehle, 2001) : raies du Titane et du Chrome en haut à gauche, du Nickel en haut à droite, du Cuivre en bas à gauche, du Molybdène en bas à droite. . . . . 202
- 8.1 Comparaison des poids en énergie seulement, calculés par le *XMMSAS* (avec des CCF à jour, en noir) et par *IDL* (en tenant compte du *RGA*, en vert ; sans le *RGA*, en rouge). Haut : *MOS1* ; Centre : *MOS2* ; Bas : *pn*. . . . . 211

8.2	Gauche : comparaison des poids en vignettage seulement (haut : <i>MOS1</i> ; centre : <i>MOS2</i> ; bas : <i>pn</i> ), calculés par le <i>XMMSAS</i> (avec des CCF à jour ; en abscisse) et par <i>IDL</i> (en ordonné ; en tenant compte du <i>RGA</i> , en vert ; sans le <i>RGA</i> , en rouge). Droite : rapport des spectres obtenus par le <i>XMMSAS</i> (pondéré par les poids calculés avec le <i>XMMSAS</i> ) et <i>IDL</i> (pondéré par les poids calculés avec <i>IDL</i> ). . . . .	212
8.3	Haut : comparaison des poids en vignettage seulement, pour la <i>pn</i> , calculés par le <i>XMMSAS</i> (avec des CCF non à jour ; en abscisse) et par <i>IDL</i> (en ordonné ; en tenant compte du <i>RGA</i> , en vert ; sans le <i>RGA</i> , en rouge). Bas : rapport des spectres pondérés. . . . .	213
8.4	Gauche : comparaison des spectres du champ obscur de la <i>pn</i> en mode <i>full frame</i> (noir) et <i>extended full frame</i> (bleu). Droite : rapport des spectres. . . . .	222
8.5	Mesure de la transmission des <i>RGA</i> en fonction de l'énergie (bas), grâce à des spectres pondérés (haut) et nettoyés de leur fond instrumental (centre). Noir : <i>pn</i> ; Bleu : <i>MOS2</i> ; Rouge : <i>MOS1</i> ; Vert : <i>pn</i> obscure ; Cyan : <i>MOS2</i> obscure ; Orange : <i>MOS1</i> obscure ; Gris : <i>RGA</i> théorique moyen sur le champ de vue. . . . .	223
8.6	Mesure de la transmission des <i>RGA</i> en fonction de l'angle <i>off-axis</i> (bas), grâce à des profils pondérés (haut) et nettoyés de leur fond instrumental (centre). Noir : <i>pn</i> ; Bleu : <i>MOS2</i> ; Rouge : <i>MOS1</i> ; Vert : <i>pn</i> obscure ; Cyan : <i>MOS2</i> obscure ; Orange : <i>MOS1</i> obscure ; Gris : <i>RGA</i> théorique moyen sur le champ de vue. . . . .	224
8.7	Mesure de la transmission des <i>RGA</i> en fonction de l'azimut (bas), grâce à des secteurs pondérés (haut) et nettoyés de leur fond instrumental (centre). Noir : <i>pn</i> ; Bleu : <i>MOS2</i> ; Rouge : <i>MOS1</i> ; Vert : <i>pn</i> obscure ; Cyan : <i>MOS2</i> obscure ; Orange : <i>MOS1</i> obscure ; Gris : <i>RGA</i> théorique moyen sur le champ de vue. . . . .	225
8.8	Mesure de la transmission du filtre THICK en fonction de l'énergie (bas), grâce à des spectres pondérés (haut) et nettoyés de leur fond instrumental (centre). Noir : <i>pn</i> ; Bleu : <i>MOS2</i> ; Rouge : <i>MOS1</i> ; Vert : <i>pn</i> obscure ; Cyan : <i>MOS2</i> obscure ; Orange : <i>MOS1</i> obscure ; Gris : transmission THICK actuellement dans les CCF. . . . .	227
8.9	Schéma de la procédure d'analyse de données automatique d'observation d'amas de galaxies (XADAP). . . . .	229
8.10	Grilles de projection du profil radial de brillance-X ( $n = 2$ ) d'un amas de galaxies qui conservent le rapport signal / bruit, selon la fraction du champ de vue à échantillonner (100% c'est-à-dire 900 <i>arcsec</i> de rayon à droite ; 11% c'est-à-dire 100 <i>arcsec</i> de rayon à gauche), le nombre de cellules désirées (50 à droite, 20 à gauche), le rayon de cœur apparent (1, 10 et 100 <i>arcsec</i> de haut en bas) et l'exposant $\beta$ du modèle de gaz. Pour comparaison, une grille régulière est présentée dans tous les cas (losanges) et une PSF moyenne de 8 <i>arcsec</i> est tracée en pointillés. . . . .	234
8.11	Comparaison des erreurs statistiques de comptage (noir) et de pondération (bleu) dans le cas d'un spectre (en haut) et d'un profil (en bas) de l'amas de galaxies Abell 209 (section 9) observé avec <i>MOS1</i> . La droite (rouge) donne une estimation grossière des incertitudes systématiques cumulées sur les paramètres d'étalonnage. Les erreurs sur les données principales et celles du champ obscur soustrait ont été cumulées. . . . .	236

8.12	Simulation de l'effet de PSF sur les profils de température. La courbe noire est le modèle isotherme. La courbe rouge montre l'effet de PSF correspondant. Dans le cas d'un profil présentant réellement une décroissance centrale (courbe verte), le phénomène précédent est amplifié (courbe bleue) . . . . .	241
8.13	Simulation d'une analyse de Fourier pour déconvoluer une image des effets d'une PSF fictive (gaussienne de $\sigma = 12 \text{ arcsec}$ ). Les images font 512 pixels de côté ; les pixels font $3 \text{ arcsec}$ de côté ; les sources modélisées, chacune de même flux total ( $0.7 \text{ photons/s}$ ), sont : un objet uniforme de $100 \text{ arcsec}$ de rayon (en bas à gauche de l'image), une source ponctuelle (au centre de l'image), un $\beta$ -modèle ( $\beta = 2/3$ ) de $10 \text{ arcsec}$ de rayon de cœur et tronqué à $100 \text{ arcsec}$ de rayon (en haut à droite de l'image). Les images sont à gauche, montrant de haut en bas le modèle initial et la simulation d'une observation de $10 \text{ ks}$ par un télescope de PSF gaussienne et de rendement 1. Les transformées de Fourier respectives sont montrées à droite. . . . .	244
8.14	Images obtenues, après division dans l'espace de Fourier de l'observation simulée par la PSF. Gauche : résultat direct (sans filtrage). Droite : résultat après application d'un filtre binaire de 33 pixels de rayon dans l'espace de Fourier. . . . .	245
9.1	Reproduction des images des amas du programme "Hi-Lx" obtenues par <i>XMM-Newton</i> (en haut), comparaison avec les images préliminaires issues du programme associé en visible (au centre) et tentative de carte de température (en bas) : Abell 68 (à gauche) et Abell 209 (à droite). . . . .	268
9.2	Reproduction des images des amas du programme "Hi-Lx" obtenues par <i>XMM-Newton</i> (en haut), comparaison avec les images préliminaires issues du programme associé en visible (au centre) et tentative de carte de température (en bas) : Abell 267 (à gauche) et Abell 383 (à droite). . . . .	269
9.3	Reproduction des images des amas du programme "Hi-Lx" obtenues par <i>XMM-Newton</i> (en haut), comparaison avec les images préliminaires issues du programme associé en visible (au centre) et tentative de carte de température (en bas) : Abell 773 (à gauche) et Abell 963 (à droite). . . . .	270
9.4	Haut : comparaison des températures mesurées par <i>XMM-Newton</i> et <i>Chandra</i> sur un échantillon d'amas. Bas : comparaison du profil de température mesuré par <i>XMM-Newton</i> (deux analyses indépendantes mais semblables, utilisant de vieilles versions des données d'étalonnage et ne tenant pas compte de l'effet de PSF) et <i>Chandra</i> (utilisant les meilleures données d'étalonnage connues). . . . .	272
9.5	Reproduction des images des amas du programme "SHARC" obtenues par <i>XMM-Newton</i> (en haut), comparaison avec les images en visible de l'archive DSS (au centre) et tentative de carte de température (en bas) : SHARC 4 (à gauche) et SHARC 2 (à droite). . . . .	273
9.6	Reproduction des images des amas du programme "SHARC" obtenues par <i>XMM-Newton</i> (en haut), comparaison avec les images en visible de l'archive DSS (au centre) et tentative de carte de température (en bas) : RX J1120 (à gauche) et RX J1334 (à droite). . . . .	275
D.1	Schéma de principe de la diffusion de Bragg. . . . .	373

# Liste des tableaux

1.1	Découpage usuel du spectre électromagnétique en gammes d'énergie, et correspondances entre différentes unités (les applications numériques supposent une valeur du paramètre de Hubble $H_0 = 73 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ ; les autres constantes sont explicitées en annexes). . . . .	10
1.2	Comparatif des diverses missions pour l'astronomie des hautes énergies (HEASARC, web). . . . .	11
4.1	Aperçu global des performances des instruments à bord d' <i>XMM-Newton</i> . . .	46
4.2	Récapitulatif des principaux modes de fonctionnement des caméras <i>EPIC</i> . . .	52
4.3	Récapitulatif des six positions de la roue à filtres de chaque caméra. . . . .	53
5.1	Récapitulatif des objectifs d'étalonnage au sol de l'instrument <i>EPIC</i> . . . . .	64
5.2	Description des anneaux de stockage SACO et DCI. . . . .	68
5.3	Calendrier de déploiement des moyens humains et matériels gérés par l'IAS lors des étalonnages au sol des caméras <i>EPIC</i> et des activités subséquentes. .	94
6.1	Récapitulatif de la production de données pour chaque campagne d'étalonnage.	112
6.2	Moyenne du décalage (en <i>mm</i> ) observé entre profils, selon la campagne d'étalonnage et la ligne de lumière. . . . .	123
7.1	Précision des étalonnages des instruments <i>XMM-Newton EPIC</i> d'après les mesures les plus récentes. Des études complémentaires doivent être réalisées concernant le filtre THICK, la CTI (réponse), les réseaux, les <i>flat field</i> , ainsi que le vignettage et la PSF. . . . .	193
7.2	Décalages mesurés entre la position réelle et la position supposée de l'axe optique des télescopes d' <i>XMM-Newton</i> . Les axes $X_{DET}$ et $Y_{DET}$ sont ici respectivement les axes horizontaux et verticaux en coordonnées "détecteur", c'est-à-dire quand vus tels que sur la figure 4.7. . . . .	194
7.3	Coefficients des relations donnant les paramètres $\alpha$ et $\theta_c$ du profil de King qui modélise la PSF de chaque télescope d' <i>XMM-Newton</i> . . . . .	195
7.4	Evolution de la largeur à mi-hauteur (en <i>arcsec</i> ) de la PSF du télescope associé à <i>MOS1</i> , en fonction de l'énergie (en <i>keV</i> ) et de l' <i>off-axis</i> (en <i>arcsec</i> ). . . . .	195
7.5	Modèles d'élongation (rapport des deux largeurs à mi-hauteur) de la PSF des télescopes d' <i>XMM-Newton</i> en fonction de l'angle <i>off-axis</i> ( $\theta$ en <i>arcmin</i> ) par rapport à la meilleure position mesurée de l'axe optique. . . . .	195
7.6	Permutations de CCD opérées sur la caméra <i>MOS2</i> entre les étalonnages au sol à Orsay (Avril-Mai 1998) et le lancement d' <i>XMM-Newton</i> (10 Décembre 1999). Toutes les données d'étalonnage au sol présentées dans ce document tiennent compte de ces permutations et les CCD de <i>MOS2</i> y sont toujours numérotés selon leur position de vol, quelle que fut leur position d'origine. .	197
7.7	Récapitulatif des origines du bruit de fond sur les caméras <i>EPIC</i> . . . . .	199

---

8.1	Liste des données obscures d'après le carnet de bord des observations. . . . .	217
9.1	Paramètres du jeu de données simulées et du résultat de l'analyse correspondante. Les erreurs sur les mesures sont données au niveau de confiance $1\sigma$ . . .	266
9.2	Amas du SHARC vus par <i>XMM-Newton</i> : résultats préliminaires issus de la chaîne de traitement automatique. . . . .	274

# Bibliographie

- Abell, G. O., 1958, *A catalog of rich clusters of galaxies*, ApJS, 3, 21
- Abell, G. O., Corwin, H. G. & Olowin, R. P., 1989, *A catalog of rich clusters of galaxies*, ApJS, 70, 1
- Altieri, B., 2001, *EPIC CAL e-mailing list : MOS1 deep impact*, communication privée (Octobre)
- Ambrosi, R. M., Short, A. D. T., Abbey, A. F., Wells, A. A. & Smith, D. R., 2002, *The effect of proton damage on the X-ray spectral response of MOS CCDs for the Swift X-ray telescope*, NIMPA, 482, 644
- Arnaud, K.A., et al., 1992, *Memo about OGIP Spectral File Format* (OGIP/92-007)  
[http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/ofwg/docs/summary/ogip\\_92\\_007\\_summary.html](http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/ofwg/docs/summary/ogip_92_007_summary.html)
- Arnaud, M., et al., 1995, *XMM-Newton EPIC consortium : EPIC ground calibration plan* (XMM-EPIC-CAL-002)  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal\\_Docs/XMM-EPIC-CAL-002.Ground\\_Calibration](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal_Docs/XMM-EPIC-CAL-002.Ground_Calibration)
- Arnaud, K.A., 1996, ASP Conf. Ser. 101, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, 5, 17
- Arnaud, M., et al., 2001, *XMM-Newton observation of the Coma galaxy cluster*, A&AS, 365, 67
- Arnaud, M., et al., 2001, *Measuring cluster temperature profiles with XMM-Newton EPIC*, A&AS, 365, 80
- Arnaud, M., et al., 2002, *XMM-Newton observation of the distant ( $z=0.6$ ) galaxy cluster RXJ1120*, A&A, 390, 27
- Aschenbach, B., et al., 2000, *Imaging performance of the XMM-Newton x-ray telescopes*, SPIE, 4012, 731
- Ballet, J. B., 2002, *XMM-Newton EPIC consortium : evigweight-1.1.6* (XMMSAS-20020605-1701-5.3.3)  
<http://xmm.vilspa.esa.es/sas/current/doc/evigweight/index.html>
- Barcons, X., et al., 2002, *The XMM-Newton serendipitous survey. II. First results from the AXIS high galactic latitude medium sensitivity survey*, A&A, 382, 522
- Bartlett, J. G., et al., 2001, Moriond Conf. Proc. : Clusters of Galaxies and the High Redshift Universe Observed in X-rays : *The XMM-Newton Omega project*, 1, 24
- Bavdaz, M., et al., 2002, *The XEUS mission*, SPIE, 4497, 31
- Belsole, E., 2002, Université Paris 6 : Thèse de doctorat : *Etude observationnelle avec XMM-Newton de la physique de formation des structures cosmiques*
- Bernard, J.-P., et al., 1997, *XMM-Newton EPIC consortium : MOS FM1 calibration results*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal\\_Docs/XMM-IAS-CR-001.FM1\\_results.ps.gz](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal_Docs/XMM-IAS-CR-001.FM1_results.ps.gz)
- Bernard, J.-P. & Marty, P., 1999, *XMM-Newton EPIC consortium : MOS FM3 calibration results*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal\\_Docs/XMM-IAS-CR-002.FM3\\_results.ps.gz](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal_Docs/XMM-IAS-CR-002.FM3_results.ps.gz)

- Birkinshaw, M., et al., 1984, *The Sunyaev-Zeldovich effect towards three clusters of galaxies*, Nature, 309, 34
- Blanchard, A., et al., 2001, *XMM-Newton AO2 : Measurement of the temperature distribution function of X-rays clusters above 7 keV*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/A02/\\_prop\\_Blanchard.ps.gz](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/A02/_prop_Blanchard.ps.gz)
- Blanchard, A., et al., 2003, *The XMM-Newton  $\Omega$  project : II. Cosmological constraints*, en préparation
- Blenninger, E., et al., 1980, Final Report Messerschmitt-Boelkow-Blohm G.m.b.H. (Unternehmensbereich Raumfahrt) : *Concept and feasibility study : design of a BAEZ X-ray telescope* (Ottobrunn, Allemagne).
- Bocchino, F., Lumb, D., Marty, P., Becker, W., Pigot, C. & Warwick, R. S., 2001, ASP Conf. Proc. : X-ray Astronomy : *The X-ray nebula of the filled center supernova remnant 3C58 and its interaction with the environment*, 234, 203
- Bocchino, F., Warwick, R. S., Marty, P., Lumb, D., Becker, W. & Pigot, C., 2001, *The X-ray nebula of the filled center supernova remnant 3C58 and its interaction with the environment*, A&A, 369, 1078
- Boër, M., et al., 1995, *The XMM-Newton radiation monitor*, ITNS, 42, 2010
- Böhringer, H., et al., 2002, *The new emerging model for the structure of cooling cores in clusters of galaxies*, A&A, 382, 804
- Bonamente, M., Lieu, R., Nevalainen, J. & Kaastra, J. S., 2001, *ROSAT and BeppoSAX evidence of soft X-ray excess emission in the Shapley supercluster : A3571, A3558, A3560 and A3562*, ApJS, 552, 7
- Bonamente, M., Lieu, R. & Mittaz, J. P. D., 2001, *Sersic 159-03 : discovery of the brightest soft X-ray excess emitting cluster of galaxies*, ApJS, 561, 63
- Bowyer, S., Byram, E. T., Chubb, T. A. & Friedman, H., 1964, *Lunar Occultation of X-ray Emission from the Crab Nebula*, Science, 146, 912
- Boyle, W.S. & Smith, G.E., 1970, *Theory of a new type of imaging detector : the charge coupled device*, Bell Systems Technical Journal, 49, 587
- Boynton, P. E., et al., 1982, *X-ray observations of Abell 2218 and implications for the Sunyaev-Zel'dovich effect*, ApJ, 257, 473
- Burke, D. J., et al., 1997, *The southern SHARC survey : the  $z = 0.3 - -0.7$  cluster X-Ray luminosity function*, ApJS, 488, 83
- Burke, D. J., et al., 2002, APS-HEAD Conf. Proc. : *Serendipitous clusters of galaxies from XMM-Newton*, B17.109
- Briel, U. G., et al., 2000, *In-orbit performance of the EPIC pn CCD camera on board XMM-Newton*, SPIE, 4012, 154
- Briel, U. G., 2002, *EPIC pn camera onboard XMM-Newton : performance and scientific results*, SPIE, 4851, en impression



- Brinkman, A.C., et al., 1996, *Reflection Grating Spectrometer on board XMM-Newton*, SPIE, 2808, 463
- Butler, I.G. & Goodall, C.V., 2000, *A quasi-three-stage space-qualified passive radiator system for cooling a detector array to -150°C*, IMEPG, 214-4, 195
- Calabretta, M. R. & Greisen, E. W., 2002, *Representations of celestial coordinates in FITS*, A&A, 395, 1075
- Cavaliere, A., 1973, *Fisica delle sorgenti X extragalattiche*, MmSAI, 44, 571
- Cavaliere, A. & Fusco-Femiano, R., 1976, *X-rays from hot plasma in clusters of galaxies*, A&A, 49, 137
- Cerenkov, P. A., 1937, *Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light*, PhRv, 52, 378
- Christensen, F.E., 1997, Leicester Conf. Proc. : *Multilayers mirrors for future X-ray missions (XRA97/02)*, 133
- Citterio, O., et al., 1986, *Optics for X-ray concentrators on board of the astronomy satellite SAX*, SPIE, 597, 102
- Clark, G. & Oda, M., 1963, *X-Ray production in supernova remnants*, ICRC, 3, 206
- Code, A.D., 1960, *Stellar astronomy from a space vehicle*, AJ, 65, 278
- de Chambure, D., et al., 1998, *X-ray telescopes for the ESA XMM-Newton spacecraft*, SPIE, 3444, 313
- De Grandi, S. & Molendi, S., 2002, *Temperature profiles of nearby clusters of galaxies*, ApJ, 567, 133
- den Herder, J.W., et al., 2001, *The Reflection Grating Spectrometer on board XMM-Newton*, A&AS, 365, 7
- Desert, F.-X., et al., 1998, *Observations of the Sunyaev-Zel'Dovich effect at high angular resolution towards the galaxy clusters A665, A2163 and CL0016+16*, NewA, 3, 655
- Desert, F.-X., et al., 1999, IRAM AO : *Hot gas in distant cluster and SZ effect with DiaBolo*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/marty/articles/1999Desert\\_iram.pdf](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/marty/articles/1999Desert_iram.pdf)
- Desert, F.-X., et al., 2001, 2K1BC Conf. Proc. : *Experimental Astronomy at millimeter wavelengths : The DiaBolo photometer and the future of ground based millimetric bolometer devices*, en impression (astro-ph/0112013 )
- De Luca Maksimovic, A., 1995, Université Pierre & Marie Curie : Thèse de doctorat : *Etude des anisotropies du fond diffus cosmologique et de l'effet SZ à l'aide du photomètre sub-millimétrique SPM-PRONAOS*
- De Luca, A. & Marty, P., 2002, 5<sup>th</sup> EPIC CAL/OPS meeting in Ringberg : *EPIC closed data*, communications privées
- De Vaucouleurs, G., 1948, *Recherches sur les Nebuleuses Extragalactiques*, AnAp, 11, 247
- Dhez, P., et al., 1997, *IAS 0.1-15 keV synchrotron radiation facility beam lines*, SPIE, 3114, 134

- Dickey, J.M. & Lockman, F.J., 1990, *H I in the Galaxy*, A&ARv, 28, 215
- Diego, J. M., et al., 2002, *A Bayesian non-parametric method to detect clusters in Planck data*, MNRAS, 336, 1351
- Durret, F., Slezak, E., Lieu, R., Dos Santos, S. & Bonamente, M., 2002, *The extreme ultra-violet excess emission in five clusters of galaxies revisited*, A&A, 390, 397
- Ebeling, H., et al., 1996, *Properties of the X-ray brightest Abell type clusters of galaxies (XBAC) from ROSAT all-sky survey data*, MNRAS, 281, 799
- Egret, D., Genova, F., et al., Comptes-rendus de conférences : 2000 AAS 197, 2001 ASP 225-176, 2001 SF2A 19, 2001 SPIE 4477-216, 2002 EAS 2-179, 2002 SF2A 27
- Ehle, M., 2001, *XMM-Newton EPIC consortium : XMM-Newton Users Handbook v.2.0* (XMM-PS-GM-014)  
[ftp://astro.estec.esa.nl/pub/XMM/documents/XMM\\_UHB.pdf](ftp://astro.estec.esa.nl/pub/XMM/documents/XMM_UHB.pdf)
- Ellison, M. A., 1950, *Ionospheric effects of solar flares*, MNRAS, 110, 626
- Erd, C., et al., 1996, *XMM-Newton EPIC consortium : Specific Science Requirements Document for the Payload Calibration Subsystem* (XMM-PS-GM-005)  
[ftp://astro.estec.esa.nl/pub/XMM/documents/pcs\\_ssrds.ps.gz](ftp://astro.estec.esa.nl/pub/XMM/documents/pcs_ssrds.ps.gz)
- Erd, C., 2000, *XMM-Newton EPIC consortium : Transmission of the RGA : a simulation with SCISIM* (XMM-PS-TN-038)  
<http://xmm.vilspa.esa.es/docs/documents/PS-TN-0038-2-0.ps.gz>
- Erd, C., et al., 2001, *XMM-Newton EPIC consortium : Calibration access and data handbook* (XMM-PS-GM-020)  
<ftp://astro.estec.esa.nl/pub/XMM/documents/calhb.ps.gz>
- Fabian, A.C., 1975, *UHURU - The first X-ray astronomy satellite*, JBIS, 28, 34
- Fabian, A.C., 1977, *Subsonic accretion of cooling gas in clusters of galaxies*, MNRAS, 180, 479
- Feldman, U., 1992, *Elemental abundances in the upper solar atmosphere*, PhysS, 46, 202
- Felten, J.E., et al., 1966, *X-rays from the Coma cluster of galaxies*, ApJ, 146, 955
- Ferrando, P., et al. 2002, *Cosmic ray identification and rejection in the EPIC-MOS cameras onboard XMM-Newton : results from flight data*, SPIE, 4851, 270
- Ferrando, P., 2002, *SIMBOL-X, an X-ray telescope for the 0.5-70 keV range*, astro-ph/0210229
- Freyberg, M., 2002, 6<sup>th</sup> EPIC CAL/OPS meeting in VILSPA : *Not recognized events investigation*, communication privée
- Forman, H., et al., 1978, *The fourth UHURU catalog of X-ray sources*, ApJS, 38, 357
- Gatti, E. & Rehak, P., 1984, *Semiconductor drift chamber : An application of a novel charge transport scheme*, NIMPA, 225, 608
- Gendre, B., 2002, *Source étendue dans les données XMM-Newton de NGC5139*, communication privée

- Ghizzardi, S., 2000, *XMM-Newton EPIC consortium : Analysis of the MOS instrumental background* (EPIC-MCT-TN-003)  
<http://www.mi.iasf.cnr.it/~simona/pub/EPIC-MCT-TN-003.ps.gz>
- Ghizzardi, S., 2001, *XMM-Newton EPIC consortium : Inflight calibration of the PSF for the MOS1 and MOS2 cameras* (EPIC-MCT-TN-011)  
<http://www.mi.iasf.cnr.it/~simona/pub/EPIC-MCT-TN-011.ps.gz>
- Ghizzardi, S., 2002, *XMM-Newton EPIC consortium : Inflight calibration of the PSF for the pn camera* (EPIC-MCT-TN-012)  
<http://www.mi.iasf.cnr.it/~simona/pub/EPIC-MCT-TN-012.ps.gz>
- Giacconi, R., et al., 1962, *Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System*, *PhRvL*, 9, 439
- Giacconi, R., et al., 1965, *Solar X-Ray Image Obtained Using Grazing-Incidence Optics.*, *ApJ*, 142, 1274
- Gilli, R., et al., 2001, *Testing current X-ray background synthesis models*, *A&A*, 366, 407
- Gondoin, P., et al., 1999, *In-orbit XMM-Newton calibration plan* (XMM-PS-GM-019)  
<ftp://astro.estec.esa.nl/pub/XMM/documents/xmm-ps-gm-19.ps.gz>
- Gould, R.J. & Burbidge, G.R., 1963, *X-Rays from the Galactic Center, External Galaxies, and the Intergalactic Medium*, *ApJ*, 138, 969
- Gould, R.J. & Rephaeli, Y., 1978, *Compton scattering of microwave background radiation by gas in galaxy clusters*, *ApJ*, 219, 12
- Gould, R.J., 1980, *ApJ*, *Thermal bremsstrahlung from high-temperature plasmas*, 238, 1026  
(*cf. errata* : Gould, R.J., 1981, *ApJ*, 243, 677)  
(*cf. errata* : Marty, P. B., *ibid*)
- Gursky, H., et al., 1966, *A Measurement of the Angular Size of the X-Ray Source SCO X-1*, *ApJ*, 144, 1249
- Gursky, H., et al., 1972, *X-Ray Emission from Rich Clusters of Galaxies*, *ApJ*, 173, 99
- Hainaut, O., 1999, Université Paris-Sud : Thèse de doctorat : *Etude et mise au point d'une ligne de lumière synchrotron et d'un détecteur gazeux en vue de l'étalonnage absolu de caméras CCD*
- Hanisch, R.J., et al., 1999, NASA/Science Office of Standards and Technology : *Definition of the Flexible Image Transport System (FITS)* (NOST 100-2.0)  
[ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/fits\\_info/fits\\_office/fits\\_standard.pdf](ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/fits_info/fits_office/fits_standard.pdf)
- Hartmann, R., et al., 1999, *The quantum efficiency of the XMM-Newton pn CCD camera*, *SPIE*, 3765, 703
- Henke, B. L., Gullikson, E. M. & Davis, J. C., 1993, *X-ray interactions : photoabsorption, scattering, transmission and reflection at  $E = 50-30000$  eV,  $Z = 1-92$* , *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 54, 181
- Henriksen, M.J. & Mushotzky, R.F., 1985, *The physical implications of an isothermal model for the hot intracluster medium*, *ApJ*, 292, 441

- Hochedez, J.-F., et al., 1999, note interne : *Manuel de l'utilisateur de l'EICC 4.0*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal\\_Docs/XMM-IAS.EICC\\_handbook.ps.gz](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal_Docs/XMM-IAS.EICC_handbook.ps.gz)
- Holland, G., et al., 1996, *MOS CCD for the EPIC on XMM-Newton*, SPIE, 2808, 414
- Irwin, J.A., et al., 1999, *Radial temperature profiles of X-ray emitting gas within clusters of galaxies*, ApJ, 519, 518
- Jansen, F., et al., 2001, *XMM-Newton observatory. I. The spacecraft and operations*, A&AS, 365, 1
- Jansen, F. A., 2002, *Status and in-orbit performance of the XMM-Newton observatory*, SPIE, 4851, en impression
- Johnson, H.M., 1966, *Remarks on the problem of identifying X-ray sources*, AJ, 71, 166
- Jourdain, E., 1998, Université Paris-Sud : Thèse de doctorat : *Etude de détecteurs-X au silicium et réalisation d'une instrumentation synchrotron associée*
- Karzas, W.J. & Latter, R., 1961, *Electron radiative transitions in a Coulomb field*, ApJS, 6, 167
- Kay, S. T., et al., 2001, *Sunyaev-Zel'dovich predictions for the Planck Surveyor satellite using the Hubble Volume simulations*, MNRAS, 325, 835
- Kendziorra, E., et al., 2000, *Effect of low-energy protons on the performance of the EPIC pn CCD detector on XMM-Newton*, SPIE, 4140, 32
- King, I.R., 1962, *The structure of star clusters. I. an empirical density law*, AJ, 67, 471
- King, I.R., 1972, *Density data and emission measure for a model of the Coma cluster*, ApJ, 174, 123
- Kirsch, M., 2002, *XMM-Newton EPIC consortium : XMM-Newton-EPIC status of calibration and data analysis (XMM-SOC-CAL-TN-018)*  
<http://xmm.vilspa.esa.es/docs/documents/CAL-TN-0018-2-0.pdf>
- Klebesadel, R. W., Strong, I. B. & Olson, R. A., 1973, *Observations of gamma-ray bursts of cosmic origin*, ApJS, 182, 85
- Kneib, J.-P., et al., 2001, *XMM-Newton AO2 : The most massive clusters of galaxies*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/AO2/\\_prop\\_Kneib.ps.gz](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/AO2/_prop_Kneib.ps.gz)
- Kompaneets, D.A., 1978, *Annihilation of electron-positron pairs in a strong magnetic field*, PAZh, 4, 304
- Kuster, M., et al., 1999, *Time resolution capability of the XMM-Newton EPIC pn CCD in different readout modes*, SPIE, 3765, 673
- Landau, L.D. & Lifshitz, E.M., 1962, *The classical theory of fields – 2nd edition* (Addison-Wesley eds., Reading, Massachusetts)
- Lea, S.M., et al., 1973, *Thermal-bremsstrahlung interpretation of cluster X-ray sources*, ApJS, 184, 105
- Liedahl, D.A., et al., 1995, *New calculations of Fe L-shell X-ray spectra in high-temperature plasmas*, ApJS, 438, 115

- Loken, C., et al., 2002, *A universal temperature profile for clusters of galaxies*, ApJ, 579, 571
- Lumb, D., et al., 1991, *Charge coupled devices (CCD) in X-ray astronomy*, ExA, 2, 179
- Lumb, D., et al., 1996, *X-ray Multimirror Mission : an overview*, SPIE, 2808, 326
- Lumb, D., 2002, *EPIC CAL e-mailing list : EPIC vignetting and QE cross-analysis*, communication privée (Janvier)
- Lumb, D. H., et al., 2002, *X-ray background measurements with XMM-Newton EPIC*, A&A, 389, 93
- Lumb, D. H., et al., 2002, *In-orbit calibration of the XMM-Newton telescopes* SPIE, 4851, en impression
- Lumb, D., et al., 2003, *The XMM-Newton  $\Omega$  project : I. Observations of high-z SHARC clusters*, en préparation
- Majerowicz, S., et al., 2002, *XMM-Newton observation of Abell 1835 : temperature, mass and gas mass fraction profiles*, A&A, 394, 77
- Markevitch, M., et al., 1998, *The temperature structure of 30 nearby clusters observed with ASCA : similarity of temperature profiles*, ApJ, 503, 77
- Markevitch, M., 2002, *On the discrepancy between XMM-Newton and Chandra temperature profiles of Abell 1835*, astro-ph/0205333
- Marty, P., 1997, Université Pierre & Marie Curie : Rapport de stage de DEA : *Etalonnages d’XMM-Newton EPIC – Banc d’essais et préparation aux observations*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal\\_Docs/XMM-IAS.Marty\\_DEA.ps.gz](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal_Docs/XMM-IAS.Marty_DEA.ps.gz)
- Marty, P., et al., 1997, *XMM-Newton EPIC consortium : MOS FM1 calibration plan* (EPIC-IAS-CP-971118)  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal\\_Docs/XMM-IAS-CP-001.Ground\\_Calibration\\_P1](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal_Docs/XMM-IAS-CP-001.Ground_Calibration_P1)
- Marty, P., 1998, note interne : *Manuel de l’utilisateur du réseau EICC à l’IAS*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal\\_Docs/XMM-IAS.EICC\\_procedures.ps.gz](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal_Docs/XMM-IAS.EICC_procedures.ps.gz)
- Marty, P., 1999, *Etalonnages de l’instrument XMM-Newton EPIC – Banc d’essais synchrotron*, CRAS2B, 327, 701
- Marty, P., 1999, note interne : *Devenir du réseau EICC à l’IAS*
- Marty, P. & Bernard, J.-P., 2000, *XMM-Newton EPIC consortium : pn calibration results* (XMM-SOC-CAL-TN-007)  
<http://xmm.vilspa.esa.es/docs/documents/CAL-TN-0007-1-0.ps.gz>
- Marty, P. & Bernard, J.-P., 2000, *XMM-Newton EPIC consortium : MOS FM2 & FM3 calibration results* (XMM-SOC-CAL-TN-008)  
<http://xmm.vilspa.esa.es/docs/documents/CAL-TN-0008-1-1.ps.gz>
- Marty, P. B., Pigot, C., Belsole, E., Bernard, J., Ferrando, P., Hainaut, O. & Sauvageot, J. L., 2000, *XMM-Newton MOS CCD detectors calibration results*, SPIE, 4138, 57
- Marty, P. & Bernard, J.-P., 2001, AIP Conf. Proc. : *X-ray Astronomy : XMM-Newton EPIC calibration at Orsay*, 599, 750

- Marty, P. B., 2002, 6<sup>th</sup> EPIC CAL/OPS meeting in VILSPA : EPIC QE cross-analysis, communication privée
- Marty, P. B., et al., 2002, *In.XS : project for a future spaceborne hard X-ray all-sky survey*, SPIE, 4497, 1
- Marty, P. B., et al., 2002, ESA Conf. Proc. : New visions of the X-ray universe : XMM-Newton spectro-imaging analysis of Abell 209, en impression
- Marty, P. B., Kneib, J., Sadat, R., Ebeling, H. & Smail, I., 2002, *Data analysis methods for XMM-Newton observations of extended sources*, SPIE, 4851, 208
- Marty, P. B., et al., 2002, COSPAR Conf. Proc. : New X-ray results from clusters of galaxies and black holes : *Measuring the mass distribution in  $z=0.2$  cluster lenses with XMM-Newton*, accepté (astro-ph/0309054)
- Marty, P. B., et al., 2003, *XMM-Newton spectro-imaging analysis of Abell 209*, soumis à A&A
- Marty, P. B., et al., 2003, *Sunyaev-Zel'dovich millimetre observations of high redshift clusters*, en préparation
- Meidinger, N., et al., 1999, *pn CCD for XMM-Newton and ABRIXAS*, SPIE, 3765, 192
- Meidinger, N., et al., 2000, *Particle and X-ray damage in pn CCD*, NIMPA, 439, 319
- Meidinger, N., et al., 2002, *Experimental verification of a micrometeoroid damage in the pn CCD camera system aboard XMM-Newton*, SPIE, 4851, en impression
- Moscardini, et al., 2002, *Predicting the clustering properties of galaxy clusters detectable by the Planck satellite*, MNRAS, 335, 984
- Mushotzky, R. F., et al., 2000, *Resolving the extragalactic hard X-ray background*, Nature, 404, 459
- Musso, C., et al., 1997, *XMM-Newton EPIC consortium : EPIC flight models calibration plan* (EPIC-EST-PL-007)  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal\\_Docs/XMM-EPIC-EST-PL-007.Ground\\_Calibr](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal_Docs/XMM-EPIC-EST-PL-007.Ground_Calibr)
- Neumann, D. M., 2000, *XMM-Newton EPIC consortium : Report on the in-flight vignetting calibration of the MOS cameras aboard XMM-Newton* (XMM-SOC-CAL-TN-011)  
<http://xmm.vilspa.esa.es/docs/documents/CAL-TN-0011-1-0.ps.gz>
- Neumann, D. M. & Ferrando, P., 2002, 5<sup>th</sup> EPIC CAL/OPS meeting in Ringberg : *Double background subtraction method*, communication privée
- Nevalainen, J., et al., 2002, *Discovery of an absorbed cluster of galaxies (XMMU J183225.4-103645) close to the Galactic plane with XMM-Newton*, A&A, 374, 66
- Nevalainen, J., Lieu, R., Bonamente, M. & Lumb, D., 2002, *Soft X-ray excess emission in clusters of galaxies observed with XMM-Newton*, ApJ, accepté (astro-ph/0210610)
- Owens, A., et al., 1996, *The X-ray energy response of Silicon (B) : Measurements*, NIMPA, 382, 503
- Ozawa, H. & Ballet, J. B., 2002, *EPIC CAL e-mailing list : MOS CCD geometry*, communication privée (Décembre)

- Pallier, L., et al., 2001, *XMM-Newton AO2 : Local time variation of high latitude X-rays emission from Jupiter*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/A02/\\_prop\\_Pallier.ps.gz](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/A02/_prop_Pallier.ps.gz)
- Petersen, K. & Rasmussen, J., 2002, communication privée (Juin)
- Pietsch, W., 2002, 5<sup>th</sup> EPIC CAL/OPS meeting in Ringberg : *Spatial distribution of soft protons*, communication privée
- Pigot, C., Belsole, E., Bennie, P. J., Ferrando, P., Sauvageot, J. L., Marty, P. B. & Sembay, S., 1999, *Ground calibration of the XMM-Newton EPIC MOS cameras at the Orsay synchrotron facility*, SPIE, 3765, 251
- Pigot, C., et al., 2000, *Optimization of spectral performances of the XMM-Newton EPIC MOS camera systems*, SPIE, 4140, 500
- Pointecouteau, E., et al., 2001, *Extended Sunyaev-Zel'Dovich map of the most luminous X-rays cluster RXJ1347-1145*, ApJ, 552, 42
- Popp, M., et al., 2000, *Measurement and modeling of the detector response of the EPIC pn aboard XMM-Newton*, NIMPA, 439, 567
- Pratt, G., et al., 2001, 20<sup>th</sup> Moriond Conf. Proc. : *XMM-Newton observation of galaxy clusters : the radial temperature profile of A2163*, en impression (astro-ph/0105431)
- Prigozhin, G., et al., 2000, *haracterization of the radiation damage in the Chandra x-ray CCDs*, SPIE, 4012, 720 & SPIE, 4140, 123
- Puget, J.-L., et al., 1999, *XMM-Newton AO1 : Contribution of AGNs to the far-infrared cosmic background*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/A01/\\_prop\\_Puget.ps.gz](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/A01/_prop_Puget.ps.gz)
- Radford, S. J. E., et al., 1986, *A search for the Sunyaev-Zel'dovich effect at lambda = 3 millimeters*, ApJ, 300, 159
- Rasmussen, J. et al., 2001, ESA Conf. Proc. : *New visions of the X-ray universe : Source detection in simulated XMM-Newton observations*, en impression (astro-ph/0202022)
- Reina, C., et al., 1974, *Gamma-ray lines from accreting neutron stars*, A&A, 32, 317
- Romer, A. K., et al., 2000, *The bright SHARC survey : The cluster catalog*, ApJS, 126, 209
- Romer, A. K., et al., 2001, *A serendipitous galaxy cluster survey with XMM-Newton : Expected catalog properties and scientific applications*, ApJ, 547, 594
- Sakano, M., et al., 2002, *The discovery of a new non-thermal X-ray filament near the Galactic Centre*, MNRAS, soumis (astro-ph/0211572)
- Sadat, R., et al., 2001, *XMM-Newton AO2 : X-rays mass measurement of the gravitational lens cluster at z=0.56 CL0054-27*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/A01/\\_prop\\_Sadat.ps.gz](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/A01/_prop_Sadat.ps.gz)
- Sadat, R., Blanchard, A., Mendiboure, C. & Kneib, J. P., 2002, COSPAR Conf. Proc. : *New X-ray results from clusters of galaxies and black holes : BAX : a dedicated X-rays galaxy clusters database*, accepté (astro-ph/0302171v2)

- Salvetat, P., et al., 1997, *XMM-Newton EPIC consortium : IAS Orsay technical dry-run report*
- Sauvageot, J. L., 1999, *EPIC CAL meeting in Paris : EPIC QE cross-analysis*, communication privée
- Saxton, R. D., 2002, 6<sup>th</sup> *EPIC CAL/OPS meeting in VILSPA : EPIC PSF cross-analysis*, communication privée
- Schlegel, D. J., et al., 1998, *Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and cosmic microwave background radiation foregrounds*, ApJ, 500, 525
- Snowden, S. L., et al., 1998, *Progress on establishing the spatial distribution of material responsible for the 1-4 keV soft X-ray diffuse background local and halo components*, ApJ, 493, 715
- Snowden, S. L., 1998, *Calibration of the ROSAT HRI particle background*, ApJS, 117, 233
- Sommerfeld, A., 1939, *Atombau und Spektrallinien* (F. Vieweg und Sohn eds., Braunschweig, Allemagne)
- Stephan, K., et al., 1997, *Optical filters for the EPIC CCD camera on board the XMM-Newton astronomy satellite*, SPIE, 3114, 166
- Stern, B. E., Atteia, J.-L. & Hurley, K., 2002, *Evidence for a fast decline in the progenitor population of gamma-ray bursts and the nature of their origin*, ApJ, 578, 304
- Strüder, L., et al., 2000, *X-ray pn CCD on the XMM-Newton observatory*, SPIE, 4012, 342
- Strüder, L., et al., 2001, *The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton : the pn CCD camera*, A&AS, 365, 18
- Strüder, L., et al., 2001, *Evidence for micrometeoroid damage in the pn CCD camera system aboard XMM-Newton*, A&AS, 375, 5
- Stuhlinger, M., 2002, *Source étendue dans les données XMM-Newton de 3C273*, communication privée
- Sunyaev, R.A. & Zel'Dovich, Ya.B., 1972, *The observations of relic radiation as a test of the nature of X-ray radiation from the clusters of galaxies*, ComAp, 4, 173
- Sunyaev, R.A. & Zel'Dovich, Ya.B., 1972, *Formation of clusters of galaxies; protocluster fragmentation and intergalactic gas heating*, A&A, 20, 189
- Tanimori, T., et al., 1994, *Observation of 7 TeV  $\gamma$ -rays from the Crab using the large zenith angle air Cerenkov imaging technique*, ApJS, 429, 61
- Tegmark, M., 1997, *How to make maps from Cosmic Microwave Background data without losing information*, ApJS, 480, 87
- Trifoglio, M., et al., 1998, *Ground calibration GSE for the XMM-Newton EPIC instrument at the Orsay synchrotron facility*, SPIE, 3445, 558
- Turner, M. J. L., et al., 2001, *The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton : the MOS cameras*, A&AS, 365, 27



- Turner, M. J. L., 2002, 6<sup>th</sup> EPIC CAL/OPS meeting in VILSPA : *EPIC MOS cooling strategy*, communication privée (cf. *XMM-Newton* News mailing list, messages #25 & 26)
- Turner, M. J. L., et al., 2002, Science highlights, calibration and performance of *EPIC* on *XMM-Newton* : the *MOS* cameras, SPIE, 4851, en impression
- Vercellone, S., 2000, *XMM-Newton EPIC* consortium : *Flat-field analysis for Orsay MOS FM3 campaign* (EPIC-MCT-TN-005)  
<http://www.mi.iasf.cnr.it/~simona/pub/EPIC-MCT-TN-005.ps.gz>
- Villa, G., et al., 1996, *EPIC system onboard the ESA XMM-Newton*, SPIE, 2808, 402
- Villa, G.E., et al., 1998, *The optical/UV filters for the EPIC experiment*, ITNS, 45, 921
- Vinogradov, A.V. & Zel'Dovich, B.Ya., 1977, *Multilayer mirrors for x-ray and far-ultraviolet radiation*, OptSp, 42, 404 & ApOpt, 16, 89
- Watson, M. G., et al., 2001, *The XMM-Newton serendipitous survey. I. The role of XMM-Newton survey science centre*, A&AS, 365, 51
- Weinberg, S., 1972, *Gravitation and cosmology : Principles and applications of the general theory of relativity* (Wiley eds, New York, Massachussets)
- Wilms, J., Allen, A. & McCray, R., 2000, *On the Absorption of X-Rays in the Interstellar Medium*, ApJ, 542, 914
- Wolter, H., 1952, *Spiegelsysteme streifenden Einfalls als abbildende Optiken für Röntgenstrahlen*, AnP, 10, 94
- Zwicky, F., Herzog, E. & Wild, P., 1961-1968, *Catalogue of galaxies and of clusters of galaxies, vol.1-8* (California Institute of Technology, Pasadena, California)

Agence Spatiale Européenne (ESA) :

<http://www.esa.int/>

Missions spatiales :

<http://sci.esa.int/home/ourmissions/index.cfm>

*XMM-Newton* :

<http://sci.esa.int/home/xmm-newton/index.cfm>

Centre Opérationnel de Villafranca (VILSPA) :

<http://www.vilspa.esa.es/>

*XMM-Newton* :

<http://xmm.vilspa.esa.es/>

Calibration Archive (CCF) :

[http://xmm.vilspa.esa.es/external/xmm\\_sw\\_cal/calib/index.shtml](http://xmm.vilspa.esa.es/external/xmm_sw_cal/calib/index.shtml)

Science Analysis Software (*XMMAS*) :

[http://xmm.vilspa.esa.es/external/xmm\\_sw\\_cal/sas\\_frame.shtml](http://xmm.vilspa.esa.es/external/xmm_sw_cal/sas_frame.shtml)

Science Archive (XSA) :

[http://xmm.vilspa.esa.es/external/xmm\\_data\\_acc/xsa/index.shtml](http://xmm.vilspa.esa.es/external/xmm_data_acc/xsa/index.shtml)

Institut d'Astrophysique Spatiale d'Orsay (IAS) :

<http://www.ias.u-psud.fr/>

Station d'Etalonnage :

<http://www-station.ias.u-psud.fr/>

Etalonnages d'*XMM-Newton EPIC* :

<http://www-station.ias.u-psud.fr/epic/>

Centre de ressources pour l'astrophysique des hautes énergies (HEASARC) :

<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/>

Missions spatiales :

<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/corp/observatories.html>

Catalogue interactif de sources célestes (SIMBAD) :

<http://simbad.u-strasbg.fr/>

Miroir français du catalogue interactif de références bibliographiques (ADS) :

[http://cdsads.u-strasbg.fr/abstract\\_service.html](http://cdsads.u-strasbg.fr/abstract_service.html)

Miroir français du catalogue interactif d'articles soumis à publication (astro-ph) :

<http://fr.arXiv.org/find/astro-ph/>

([fr.arXiv.org](http://fr.arXiv.org) = [xxx.lpthe.jussieu.fr](http://xxx.lpthe.jussieu.fr) = [isis.lpthe.jussieu.fr](http://isis.lpthe.jussieu.fr) = 134.157.10.18)

Interactive Data-analysis Language (IDL) :

<http://www.rsinc.com/idl/>

ASTROLIB :

<http://idlastro.gsfc.nasa.gov/>

JPBLIB :

[cvs:pserver:guest@www-station.ias.u-psud.fr:/eicc\\_data/CVSr/Common/JPBlib\\_V1.2/](cvs:pserver:guest@www-station.ias.u-psud.fr:/eicc_data/CVSr/Common/JPBlib_V1.2/)

XADAPLIB :

[cvs:pserver:guest@www-station.ias.u-psud.fr:/eicc\\_data/CVSr/XADAPlib/](cvs:pserver:guest@www-station.ias.u-psud.fr:/eicc_data/CVSr/XADAPlib/)

Flexible Image Transport System (FITS) support office :

<http://fits.gsfc.nasa.gov/>



## Annexe A

Liste quasi-exhaustive des  
publications liées aux étalonnages du  
satellite *XMM-Newton* et référencées  
sur ADS

(212 références, dont 117 –55%– issues des comptes-rendus de conférences SPIE)

- Bleeker, J. et al. 1984, *Physica Scripta* Volume T, 7, 224
- Bleeker, J. A. M. 1984, *Ruimtevaart*, 33, 142
- Christensen, F. E. et al. 1985, *Cosmic X-Ray Spectroscopy Mission*, 213
- Christensen, F. E. et al. 1985, *Cosmic X-Ray Spectroscopy Mission*, 221
- Schnopper, H. W. & Byrnak, B. 1985, *Cosmic X-Ray Spectroscopy Mission*, 283
- Jensen, P. L. & Westergaard, N. J. 1985, *Cosmic X-Ray Spectroscopy Mission*, 183
- Byrnak, B. et al. 1985, *Cosmic X-Ray Spectroscopy Mission*, 209
- Clapp, R. E. 1986, *SPIE*, 570, 132
- Hettrick, M. C. & Kahn, S. M. 1986, *SPIE*, 597, 291
- Belydubau, F. et al. 1987, *Space Astronomy and Solar System Exploration*, 117
- Aschenbach, B. 1987, *SPIE*, 733, 186
- Kriss, G. A. 1988, *Multiwavelength Astrophysics*, 361
- Bleeker, J. A. M. & Peacock, A. 1988, *NATO ASIC Proc. 249 : Hot Thin Plasmas in Astrophysics*, 391
- Aschenbach, B. & Braeuninger, H. 1988, *SPIE*, 982, 10
- Strueder, L. et al. 1989, Presented at the 5th European Symposium on Semiconductor Detectors, Munich, Federal Rep. of Germany, 21-23 Feb. 1989, 90, 16234
- Jensen, P. L. et al. 1989, *SPIE*, 1160, 525
- Egle, W. et al. 1989, *SPIE*, 1160, 432
- Schmidt, M. et al. 1989, *SPIE*, 1160, 564
- Códova, F. A. et al. 1989, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 21, 1137
- Brinkman, A. C. et al. 1989, *SPIE*, 1159, 495
- Wells, A. & Lumb, D. H. 1989, *SPIE*, 1159, 372
- Schmidt, M. et al. 1989, *SPIE*, 1159, 625
- Jansen, F. A. et al. 1989, *SPIE*, 1159, 105
- Kahn, S. M. 1990, *IAU Colloq. 115 : High Resolution X-ray Spectroscopy of Cosmic Plasmas*, 365
- Costa, E. et al. 1990, *Nuovo Cimento C Geophysics Space Physics C*, 13, 431
- Taylor, B. G. & Peacock, A. 1990, *ASSL Vol. 166 : IAU Colloq. 123 : Observatories in Earth Orbit and Beyond*, 129

- 
- Peacock, A. et al. 1990, *Advances in Space Research*, 10, 273
- Bignami, G. F. et al. 1990, *SPIE*, 1344, 144
- Braeuninger, G. et al. 1990, *SPIE*, 1344, 404
- Lapington, J. S. et al. 1990, *SPIE*, 1344, 446
- Montesanti, R. C. et al. 1991, *SPIE*, 1343, 558
- Atkinson, D. P. et al. 1991, *SPIE*, 1343, 530
- Lumb, D. H. et al. 1991, *Experimental Astronomy*, 2, 179
- Lumb, D. H. et al. 1991, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 23, 1349
- Braeuninger, H. et al. 1991, *SPIE*, 1549, 330
- Bixler, J. V. et al. 1991, *SPIE*, 1549, 420
- Gessner, R. et al. 1991, *ESA, 4th European Symposium on Space Environmental Control Systems, Volume 2 p 791-796 (SEE N92-26950 17-54)*, 2, 791
- Bonnet, R. M. 1992, *Environment Observation and Climate Modelling Through International Space Projects*, 51
- Appourchaux, T. et al. 1992, Meeting held in Washington, DC, Sep. 1992,
- Fordham, J. L. A. et al. 1992, *Photon Detectors for Space Instrumentation*, 103
- Holland, A. D. et al. 1992, *Photon Detectors for Space Instrumentation*, 321
- Braeuninger, H. et al. 1992, *Photon Detectors for Space Instrumentation*, 69
- Verhoeve, P. W. A. M. et al. 1992, *Photon Detectors for Space Instrumentation*, 75
- Stephan, K.-H. et al. 1992, *SPIE*, 1743, 192
- Sarra, P. F. & Bignami, G. F. 1993, *Experimental Astronomy*, 2, 357
- Danner, R. 1993, *Experimental Astronomy*, 4, 105
- Bachor, E. et al. 1993, *Astronomische Gesellschaft Abstract Series*, 9, 112
- Holland, A. D. et al. 1993, *SPIE*, 2006, 2
- Glatzel, H. et al. 1993, *SPIE*, 1742, 245
- Gorenstein, P. 1993, *SPIE*, 1736, 201
- Citterio, O. et al. 1993, *SPIE*, 1742, 256
- Pauschinger, D. et al. 1993, *SPIE*, 1742, 235
- Stephan, K. & Braeuninger, H. W. 1993, *SPIE*, 1736, 95
- Mason, K. O. et al. 1993, *SPIE*, 1945, 152
- Cropper, M. S. et al. 1994, *ASSL Vol. 187 : Frontiers of Space and Ground-Based Astronomy*, 487

- Reininger, F. M. 1994, SPIE, 2260, 17
- Stephan, K. et al. 1994, SPIE, 2279, 134
- Pauschinger, D. et al. 1994, SPIE, 2011, 138
- Salmen, H. et al. 1994, SPIE, 2011, 128
- Noergaard-Nielsen, H. U. et al. 1994, A&A, 285, 705
- Horner, S. D. et al. 1994, SPIE, 2198, 1238
- Bixler, J. V. et al. 1994, SPIE, 2280, 418
- Glatzel, H. et al. 1994, SPIE, 2210, 360
- Gondoin, P. et al. 1994, SPIE, 2209, 438
- Novi, A. et al. 1994, SPIE, 2209, 360
- den Herder, J. et al. 1994, SPIE, 2209, 451
- Boerret, R. et al. 1994, SPIE, 2210, 348
- Hammesfahr, A. E. et al. 1994, Space Technology Industrial and Commercial Applications, 14, 391
- Decker, T. A. et al. 1994, SPIE, 2283, 96
- Gondoin, P. et al. 1994, SPIE, 2279, 86
- Nye, H. R. 1994, NASA. Goddard Space Flight Center, Third International Symposium on Space Mission Operations and Ground Data Systems, Part 2 p 1235-1242 (SEE N95-17531 04-17), 1235
- Mason, K. O. et al. 1995, Advances in Space Research, 16, 41
- Stephan, K.-H. et al. 1995, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 362, 178
- Nousek, J. A. et al. 1995, Bulletin of the American Astronomical Society, 27, 818
- Horner, S. D. & Welty, A. D. 1995, Bulletin of the American Astronomical Society, 27, 818
- Gondoin, P. et al. 1995, SPIE, 2515, 70
- Arnaud, M. 1996, Journal des Astronomes Francais, 52, 26
- Chun, H. J. et al. 1996, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 376, 254
- Soltau, H. et al. 1996, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 377, 340
- Bräuninger, H. et al. 1996, Metrologia, 32, 643
- Gougeon, S. et al. 1996, SPIE, 2805, 90
- Gondoin, P. et al. 1996, SPIE, 2808, 390
- Lumb, D. H. et al. 1996, SPIE, 2808, 326

- 
- van Casteren, J. F. 1996, SPIE, 2808, 338
- Gondoin, P. et al. 1996, SPIE, 2808, 376
- Collette, J. et al. 1996, SPIE, 2808, 350
- de Chambure, D. et al. 1996, SPIE, 2808, 362
- Bootsma, T. M. et al. 1996, SPIE, 2808, 481
- Brinkman, A. C. et al. 1996, SPIE, 2808, 463
- Kahn, S. M. et al. 1996, SPIE, 2808, 450
- Mason, K. O. et al. 1996, SPIE, 2808, 438
- Stephan, K. et al. 1996, SPIE, 2808, 421
- Holland, A. D. et al. 1996, SPIE, 2808, 414
- Meidinger, N. et al. 1996, SPIE, 2808, 492
- Villa, G. E. et al. 1996, *EPIC system onboard the ESA XMM-Newton*, SPIE, 2808, 402
- Thomsen, K. 1997, Sixth European Symposium on Space Environmental Control Systems, 145
- Trogus, W. & Hammesfahr, A. 1997, *The Far Infrared and Submillimetre Universe.*, 453
- Branduardi-Raymont, G. et al. 1997, *X-Ray Imaging and Spectroscopy of Cosmic Hot Plasmas*, 625
- Trifoglio, M. et al. 1997, *Data Analysis in Astronomy IV*, 233
- Stephan, K.-H. et al. 1997, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 397, 150
- Peterson, G. L. & Cote, M. 1997, SPIE, 3113, 321
- Dhez, P. et al. 1997, SPIE, 3114, 134
- Stockman, Y. et al. 1997, SPIE, 3114, 566
- Tock, J. et al. 1997, SPIE, 3114, 554
- Holland, A. D. 1997, SPIE, 3114, 586
- Stephan, K. et al. 1997, SPIE, 3114, 166
- Kendziorra, E. et al. 1997, SPIE, 3114, 155
- Pfeffermann, E. et al. 1997, SPIE, 3114, 143
- Holl, P. et al. 1997, SPIE, 3114, 126
- de Chambure, D. et al. 1997, SPIE, 3114, 113
- Strüder, L. et al. 1997, *Review of Scientific Instruments*, 68, 4271



- Owens, A. et al. 1997, ApJ, 476, 924
- Turner, M. J. L. et al. 1997, Bulletin of the American Astronomical Society, 29, 1365
- Kahn, S. M. 1997, Bulletin of the American Astronomical Society, 29, 1365
- Jansen, F. A. & Laine, R. 1997, Bulletin of the American Astronomical Society, 29, 1365
- Villa, G.E. et al. 1998, "The optical/UV filters for the EPIC experiment", IEEE Transactions in Nuclear Science, 45, 921
- Much, R. et al. 1998, Ultraviolet Astrophysics Beyond the IUE Final Archive, 815
- Blancquaert, T. & Jackson, B. 1998, ESA SP-369 : Proceedings of the Fifth European Space Power Conference (ESPC), 455
- Rosengren, M. 1998, Spaceflight Dynamics 1998, Volume 100 Part 1, Advances in Astronautical Sciences, 745
- Tuttlebee, M. J. 1998, Spaceflight Dynamics 1998, Volume 100 Part 1, Advances in Astronautical Sciences, 515
- Rasmussen, A. et al. 1998, Bulletin of the American Astronomical Society, 30, 839
- Citterio, O. et al. 1998, SPIE, 3444, 393
- Trifoglio, M. et al. 1998, *Ground calibration GSE for the XMM-Newton EPIC instrument at the Orsay synchrotron facility*, SPIE, 3445, 558
- Ulm, G. et al. 1998, SPIE, 3444, 610
- Lumb, D. H. et al. 1998, SPIE, 3445, 73
- Stockman, Y. et al. 1998, SPIE, 3445, 62
- Kendziorra, E. et al. 1998, SPIE, 3445, 50
- Briel, U. G. et al. 1998, SPIE, 3445, 38
- Short, A. D. et al. 1998, SPIE, 3445, 13
- Rasmussen, A. et al. 1998, SPIE, 3444, 327
- de Chambure, D. et al. 1998, SPIE, 3444, 313
- Stockman, Y. et al. 1998, SPIE, 3444, 302
- Gondoin, P. et al. 1998, SPIE, 3444, 278
- Erd, C. et al. 1999, ASP Conf. Ser. 172 : Astronomical Data Analysis Software and Systems VIII, 8, 119
- Stockman, Y. et al. 1999, ESA SP-426 : Aerothermodynamics for space vehicles, 11
- Ferrando, P. et al. 1999, Astronomische Nachrichten, 320, 379
- Spodek, J. et al. 1999, Bulletin of the American Astronomical Society, 31, 729
- Cottam, J. et al. 1999, Bulletin of the American Astronomical Society, 31, 720

- 
- Rasmussen, A. et al. 1999, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 31, 719
- Kahn, S. M. 1999, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 31, 709
- Wuehrer, C. et al. 1999, *SPIE*, 3737, 409
- de Chambure, D. et al. 1999, *SPIE*, 3737, 396
- de Chambure, D. et al. 1999, *SPIE*, 3737, 2
- Stockman, Y. et al. 1999, *SPIE*, 3766, 51
- Stockman, Y. et al. 1999, *SPIE*, 3739, 298
- Marioni, F. et al. 1999, *SPIE*, 3739, 232
- Hartmann, R. et al. 1999, *The quantum efficiency of the XMM-Newton pn CCD camera*, *SPIE*, 3765, 703
- Popp, M. et al. 1999, *SPIE*, 3765, 693
- Pal, J. et al. 1999, *SPIE*, 3765, 683
- Kuster, M. et al. 1999, *SPIE*, 3765, 673
- Briel, U. G. et al. 1999, *SPIE*, 3765, 215
- Krause, N. et al. 1999, *SPIE*, 3765, 220
- Stockman, Y. et al. 1999, *SPIE*, 3765, 265
- Pigot, C. et al. 1999, *Ground calibration of the XMM-Newton EPIC MOS cameras at the Orsay synchrotron facility*, *SPIE*, 3765, 251
- Kendziorra, E. et al. 1999, *SPIE*, 3765, 204
- Meidinger, N. et al. 1999, *SPIE*, 3765, 192
- Pfeffermann, E. et al. 1999, *SPIE*, 3765, 184
- Pool, P. J. et al. 1999, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 436, 9
- Tsunemi, H. et al. 1999, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 437, 359
- Strüder, L. 2000, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 454, 73
- Hartmann, R. 2000, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 439, 216
- Meidinger, N. 2000, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 439, 319
- Bootsma, T. M. V. et al. 2000, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 439, 575
- Popp, M. et al. 2000, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 439, 567
- Krause, N. et al. 2000, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 439, 560
- Starck, J.-L. et al. 2000, *A&As*, 147, 139

- Rasmussen, A. & XMM/Newton RGS Team 2000, American Astronomical Society Meeting, 196,
- Egle, W. J. et al. 2000, SPIE, 4012, 567
- Wuehrer, C. et al. 2000, SPIE, 4012, 113
- den Herder, J. et al. 2000, SPIE, 4012, 102
- Briel, U. G. et al. 2000, SPIE, 4012, 154
- Aschenbach, B. et al. 2000, SPIE, 4012, 731
- Strueder, L. et al. 2000, SPIE, 4012, 342
- Lumb, D. H. 2000, *Experimental Astronomy*, 10, 439
- Marty, P. B. et al. 2000, *XMM-Newton satellite MOS CCD detectors calibration results*, SPIE, 4138, 57
- Kendziorra, E. et al. 2000, SPIE, 4140, 32
- Pigot, C. et al. 2000, SPIE, 4140, 500
- Lumb, D. H. et al. 2000, *Inflight calibration activities of the XMM-Newton EPIC instrument*, SPIE, 4140, 22
- Erd, C. et al. 2000, SPIE, 4140, 13
- Gondoin, P. et al. 2000, SPIE, 4140, 1
- Buzzi, R. et al. 2001, European Conference on Spacecraft Structures, Materials and Mechanical Testin g, Proceedings of the conference held 29 November - 1 December, 2000 at ESTEC, Noordwijk, The Netherlands. Edited by C. Stavrinidis, A. Rolfo, and E. Breibach. European Space Agency, ESASP-468, 2001., p.63, 468, 63
- Marty, P. & Bernard, J.-P. 2001, AIP Conf. Proc. : X-ray Astronomy : *XMM-Newton EPIC calibration at Orsay*, 599, 750
- Valtchanov, I. et al. 2001, A&A, 370, 689
- den Herder, J. W. et al. 2001, A&A, 365, L7
- Strüder, L. et al. 2001, A&A, 365, L18
- Turner, M. J. L. et al. 2001, *The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton : the MOS cameras*, A&A, 365, L27
- Mason, K. O. et al. 2001, A&A, 365, L36
- Jansen, F. et al. 2001, A&A, 365, L1
- Strüder, L. et al. 2001, A&A, 375, L5
- Hiraga, J. et al. 2001, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 465, 384
- Ambrosi, R. M. et al. 2002, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 482, 644

- 
- Aschenbach, B. 2002, SPIE, 4496, 8
- Rosenqvist, L. et al. 2002, Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, 64, 721
- Katayama, H. et al. 2002, 4 pages, 24 figures, To appear in the Proceedings of the Symposium "New Visions of the X-ray Universe in the XMM-Newton and Chandra era", 26-30 November 2001, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, 1440
- Ferrando, P. et al. 2002, 7 pages, 10 figures, To appear in the Proceedings of the Symposium "New Visions of the X-ray Universe in the XMM-Newton and Chandra era", 26-30 November 2001, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, 2372
- Kuster, M. et al. 2002, 6 pages, 9 figures, To appear in the Proceedings of the Symposium "New Visions of the X-ray Universe in the XMM-Newton and Chandra Era", 26-30 November 2001, ESTEC, The Netherlands, 3207
- Haberl, F. et al. 2002, 4 pages, 6 figures, To appear in the Proceedings of the Symposium "New Visions of the X-ray Universe in the XMM-Newton and Chandra Era", 26-30 November 2001, ESTEC, The Netherlands, 3235
- Lumb, D. H. 2002, 4 pages, 1 figure, To appear in the Proceedings of the Symposium "New Visions of the X-ray Universe in the XMM-Newton and Chandra Era", 26-30 November 2001, ESTEC, The Netherlands, 3277
- Lumb, D. H. 2002, 4 pages, 6 figures, To appear in the Proceedings of the Symposium "New Visions of the X-ray Universe in the XMM-Newton and Chandra Era", 26-30 November 2001, ESTEC, The Netherlands, 3278
- Lumb, D. H. 2002, 3 pages, To appear in the Proceedings of the Symposium "New Visions of the X-ray Universe in the XMM-Newton and Chandra Era", 26-30 November 2001, ESTEC, The Netherlands, 3276
- Snowden, S. L. 2002, 5 pages, 9 figures, To appear in the Proceedings of the Symposium "New Visions of the X-ray Universe in the XMM-Newton and Chandra Era", 26-30 November 2001, ESTEC, The Netherlands, 3311
- Lumb, D. H. et al. 2002, A&A, 389, 93
- Turner, M. J. L. et al. 2002, SPIE, 4851, 169
- Briel, U. G. 2002, SPIE, 4851, 181
- den Herder, J. W. et al. 2002, SPIE, 4851, 196
- Marty, P. B. et al. 2002, SPIE, 4851, 1
- Ferrando, P. et al. 2002, SPIE, 4851, 232
- Ferrando, P. et al. 2002, SPIE, 4851, 270
- Meidinger, N. et al. 2002, SPIE, 4851, 243
- Lumb, D. H. et al. 2002, SPIE, 4851, 255



## **Annexe B**

### **Liste quasi-exhaustive de mes publications personnelles**

## B-1 Publications référencées dans l'Abstract Database Service

- Marty, P. 1999, *Etalonnages de l'instrument XMM-Newton EPIC – Banc d'essais synchrotron*, CRAS2B, 327, 701
- Marty, P. B., Pigot, C., Belsole, E., Bernard, J., Ferrando, P., Hainaut, O. & Sauvageot, J. L. 2000, *XMM-Newton satellite MOS CCD detectors calibration results*, SPIE, 4138, 57
- Marty, P. & Bernard, J.-P. 2001, AIP Conf. Proc. : X-ray astronomy : *XMM-Newton EPIC calibration at Orsay*, 599, 750
- Marty, P. B., et al., 2002, *In.XS : project for a future spaceborne hard X-ray all-sky survey*, SPIE, 4497, 1
- Marty, P. B., Kneib, J., Sadat, R., Ebeling, H. & Smail, I. 2002, *Data analysis methods for XMM-Newton observations of extended sources*, SPIE, 4851, 208
- Marty, P. B., et al., 2002, COSPAR Conf. Proc. : New X-ray results from clusters of galaxies and black holes : *Measuring the mass distribution in  $z=0.2$  cluster lenses with XMM-Newton*, accepté (astro-ph/0309054)

## B-2 Publications en préparation

- Marty, P. B., et al., 2003, *XMM-Newton spectro-imaging analysis of Abell 209*, soumis à A&A
- Marty, P. B., et al., 2004, *Sunyaev–Zel'dovich millimetre observations of high redshift clusters*, en préparation
- Marty, P. B., et al., 2004, *Measuring the mass distribution in  $z = 0.2$  cluster lenses with XMM-Newton*, en préparation

## B-3 Notes techniques

- Marty, P. 1997, Université Paris 6 : Rapport de stage de DEA : *Etalonnage d'XMM-Newton EPIC – Banc d'essais et préparation aux observations*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal\\_Docs/XMM-IAS.1997Marty\\_DEA.pdf](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal_Docs/XMM-IAS.1997Marty_DEA.pdf)
- Marty, P., et al. 1997, *XMM-Newton EPIC consortium : MOS FM1 calibration plan* (EPIC-IAS-CP-971118)  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal\\_Docs/XMM-IAS-CP-001.Ground\\_Calibration\\_PL](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal_Docs/XMM-IAS-CP-001.Ground_Calibration_PL)
- Marty, P. 1998, note interne : *Manuel de l'utilisateur du réseau EICC à l'IAS*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal\\_Docs/XMM-IAS.EICC\\_procedures.ps.gz](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal_Docs/XMM-IAS.EICC_procedures.ps.gz)
- Marty, P. 1999, note interne : *Devenir du réseau EICC à l'IAS*
- Marty, P. & Bernard, J.-P. 2000, *XMM-Newton EPIC consortium : pn calibration results* (XMM-SOC-CAL-TN-007)  
<http://xmm.vilspa.esa.es/docs/documents/CAL-TN-0007-1-0.ps.gz>

Marty, P. & Bernard, J.-P. 2000, *XMM-Newton EPIC consortium : MOS FM2 & FM3 calibration results* (XMM-SOC-CAL-TN-008)  
<http://xmm.vilspa.esa.es/docs/documents/CAL-TN-0008-1-1.ps.gz>

## B-4 Communications

Juin 1997, Etalonnages des détecteurs CCD du satellite *XMM-Newton* (soutenance de DEA), Université Paris 6

Septembre 1997, *XMM-Newton* satellite CCD detectors calibrations (oral), Ecole d'été *X-rays Spectroscopy* à l'Université d'Amsterdam (Pays-Bas)

Février 1999, *XMM-Newton* satellite CCD detectors calibrations (atelier), ESA VILSPA (Espagne)

Avril 1999, Etalonnages des détecteurs CCD du satellite *XMM-Newton* (séminaire), IAS Orsay

Mai 1999, *XMM-Newton* satellite CCD detectors calibrations (atelier), ESA Paris

Septembre 1999, *XMM-Newton* satellite CCD detectors calibrations (poster), Colloque *X-rays Astronomy* à Bologne (Italie)

Octobre 1999, *XMM-Newton* satellite CCD detectors calibrations (atelier), ESA Darmstadt (Allemagne)

Novembre 1999, Archeops gyros data & First galactic maps (atelier), CRTBT Grenoble

Décembre 1999, Etalonnages des détecteurs CCD du satellite *XMM-Newton* (séminaire), IAS Orsay

Février 2000, Les amas de galaxies sous toutes leurs couleurs (poster), Colloque Alain Bouyssy à l'Université Paris 11

Mai 2000, *XMM-Newton* satellite CCD detectors calibrations (atelier), IFCTR Milan (Italie)

Juin 2000, Hot Gas in distant clusters & SZ effect with DiaBolo (oral), Colloque *effet SZ* à Toulouse

Juillet 2000, In.XS : Project for a future spaceborne hard X-ray sky survey (oral), Ecole d'été *Future Space Missions for Astronomy* à Alpbach (Autriche)

Août 2000, *XMM-Newton* satellite CCD detectors calibrations (oral), Colloque SPIE à San Diego (USA)

Octobre 2000, Hot gas in distant clusters & SZ effect with DiaBolo (oral), Colloque du PNC à Paris

Janvier 2001, In.XS : Project for a future spaceborne hard X-ray sky survey (séminaire), CESR Toulouse

Février 2001, Les amas de galaxies sous toutes leurs couleurs (poster), Doctoriales de l'Université Paris 11 à Dourdan

Mai 2001, Le satellite *XMM-Newton* : 2 ans déjà ... (séminaire), IPN Orsay



- Juin 2001, Schéma d'analyse des données de vol d'*XMM-Newton* (séminaire), IAS Orsay
- Octobre 2001, La Station d'Etalonnage de l'IAS à Orsay : expériences SoHO EIT et *XMM-Newton EPIC* (poster), Colloque du LURE à Orsay
- Novembre 2001, In.XS : project for a future spaceborne hard X-ray all-sky survey (poster), 3ème Conférence *XMM-Newton* à Noordwijk (Pays-Bas)
- Novembre 2001, *XMM-Newton* spectro-imaging analysis of Abell 209 (poster), 3ème Conférence *XMM-Newton* à Noordwijk (Pays-Bas)
- Avril 2002, Hot Gas in distant clusters & SZ effect with DiaBolo (oral), Colloque *effet SZ* au Collège de France à Paris
- Mai 2002, Astrophysique des hautes énergies : instruments et observations (séminaire), Ecole Supérieure d'Aéronautique à Toulouse
- Mai 2002, Astrophysique des hautes énergies : instruments et observations (séminaire), Ecole Centrale Paris à Châtenay-Malabry
- Juin 2002, *XMM-Newton* satellite CCD detectors calibrations (atelier), ESA VILSPA (Espagne)
- Août 2002, High energies astrophysics : instruments and observations (séminaire), société CANBERRA à Meriden (USA)
- Août 2002, *XMM-Newton* satellite extended sources data analysis (oral), Colloque SPIE à Hawaii (USA)
- Octobre 2002, Measuring the mass distribution in  $z=0.2$  cluster lenses with *XMM-Newton* (oral), 34ème Conférence COSPAR à Houston (USA)
- Octobre 2002, Measuring the mass distribution in  $z=0.2$  cluster lenses with *XMM-Newton* (poster), Conférence de cosmologie à Santiago (Chili)
- Janvier 2003, Measuring the mass distribution in  $z=0.2$  cluster lenses with *XMM-Newton* (oral), Colloque ATIP CNRS à Paris
- Avril 2003, Observations d'objets étendus avec *XMM-Newton*; application aux amas de galaxies (séminaire), Observatoire Midi-Pyrénées à Toulouse
- Août 2003, Measuring the mass distribution in  $z=0.2$  cluster lenses with *XMM-Newton* (séminaire), Institut d'Astrophysique à Copenhague (Danemark)

## B-5 Publications référencées (co-auteur)

- Trifoglio, M., et al., 1998, *Ground calibration GSE for the XMM-Newton EPIC instrument at the Orsay synchrotron facility*, SPIE, 3445, 558
- Pigot, C., Belsole, E., Bennie, P. J., Ferrando, P., Sauvageot, J. L., Marty, P. B. & Sembay, S. 1999, *Ground calibration of the XMM-Newton EPIC MOS cameras at the Orsay synchrotron facility*, SPIE, 3765, 251
- Bartlett, J. G., et al., 2001, Clusters of galaxies and the high redshift universe Observed in X-rays : *The XMM-Newton Omega project*, 1, 24

- Bocchino, F., Lumb, D., Marty, P., Becker, W., Pigot, C. & Warwick, R. S. 2001, ASP Conf. Proc. : X-ray astronomy : *The X-ray nebula of the filled center supernova remnant 3C58 and its interaction with the environment*, 234, 203
- Bocchino, F., Warwick, R. S., Marty, P., Lumb, D., Becker, W. & Pigot, C. 2001, *The X-ray nebula of the filled center supernova remnant 3C58 and its interaction with the environment*, A&A, 369, 1078
- Desert, F.-X., et al., 2001, 2K1BC Proc. : Experimental astronomy at millimeter wavelengths : *The DiaBolo photometer and the future of ground based millimetric bolometer devices*, astro-ph/0112013
- Turner, M. J. L., et al., 2001, *The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton : the MOS cameras*, A&AS, 365, 27
- Lumb, D., et al., 2003, *XMM-NewtonSHARC Omega Project : first results*, soumis à A&A, astro-ph/0112013
- Vauclair, S., et al., 2003, *XMM-NewtonSHARC Omega Project : cosmological implications*, A&AS, 412, 37

## B-6 Notes techniques (co-auteur)

- Salvetat, P., et al. 1997, *XMM-Newton EPIC consortium : IAS Orsay technical dry-Run report*
- Bernard, J.-P., et al. 1997, *XMM-Newton EPIC consortium : MOS FM1 calibration results*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal\\_Docs/XMM-IAS-CR-001.FM1\\_results.ps.gz](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal_Docs/XMM-IAS-CR-001.FM1_results.ps.gz)
- Hochedez, J.-F., et al. 1999, note interne : *Manuel de l'utilisateur de l'EICC 4.0*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal\\_Docs/XMM-IAS.EICC\\_handbook.ps.gz](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal_Docs/XMM-IAS.EICC_handbook.ps.gz)
- Bernard, J.-P. & Marty, P. 1999, *XMM-Newton EPIC consortium : MOS FM3 calibration results*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal\\_Docs/XMM-IAS-CR-002.FM3\\_results.ps.gz](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/Cal_Docs/XMM-IAS-CR-002.FM3_results.ps.gz)
- Puget, J.-L., et al. 1999, *XMM-Newton proposition AO1 : Contribution of AGNs to the far-infrared cosmic background*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/A01/\\_prop\\_Puget.pdf](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/A01/_prop_Puget.pdf)
- Desert, F.-X., et al. 1999, IRAM proposition : *Hot gas in distant cluster and SZ effect with DiaBolo*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/marty/articles/1999Desert\\_iram.pdf](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/marty/articles/1999Desert_iram.pdf)
- Blanchard, A., et al. 2001, *XMM-Newton proposition AO2 : Measurement of the temperature distribution function of X-rays clusters above 7 keV*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/A02/\\_prop\\_Blanchard.pdf](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/A02/_prop_Blanchard.pdf)
- Kneib, J.-P., et al. 2001, *XMM-Newton proposition AO2 : The most massive clusters of galaxies*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/A02/\\_prop\\_Kneib.pdf](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/A02/_prop_Kneib.pdf)
- Pallier, L., et al. 2001, *XMM-Newton proposition AO2 : Local time variation of high latitude X-rays emission from Jupiter*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/A02/\\_prop\\_Pallier.pdf](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/A02/_prop_Pallier.pdf)

Sadat, R., et al. 2001, *XMM-Newton* proposition AO2 : *X-rays mass measurement of the gravitational lens cluster at  $z=0.56$  CL0054-27*  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/A02/\\_prop\\_Sadat.pdf](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/epic/A02/_prop_Sadat.pdf)

Ebeling, H., et al. 2003, *XMM-Newton* proposition AO3 : *The assembly of a giant cluster of galaxies infall at  $z = 0.54$*

## B-7 Articles au-delà de ce travail doctoral

Marty P., Avril 1994, The lot of the stars (TP de DULS), Université Toulouse 3

Marty P. & Guerton F., Avril 1996, Le diagramme Hertzsprung-Russel (TP de maîtrise), Université Paris 11

Marty P., Juin 1996, Les étoiles de type  $\Lambda$  – *Bootis* sont-elles des étoiles jeunes ? (mémoire de maîtrise), Université Paris 11

Marty P., Janvier 1997, Les galaxies naines dans le schéma unifié (TP de DEA), Université Paris 6

Marty P., Avril 1997, Aspects scientifiques comparés des missions de l'ESA (TP de DEA), Université Paris 6

Marty P., Janvier 1998, L'avenir des jeunes chercheurs (essai)  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/marty/doc/pb\\_statut\\_etudiants.pdf](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/marty/doc/pb_statut_etudiants.pdf)

Marty P. & Puget J. L., Mai 1999, L'avenir des écoles doctorales (essai), Université Paris 11

Marty P., Août 1999, DAEDALUS : une exposition itinérante sur l'aéronautique et l'espace (rapport d'activités)  
<http://www-station.ias.u-psud.fr/daedalus/> <ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/daedalus/>

Marty P., Octobre 1999, Chronologie pour l'exobiologie (essai)  
<ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/marty/exobio/crono.pdf>

Marty P. & Peyaud J. B., Décembre 2000, Proposition d'évolution de la charte des thèses de l'UFR d'Orsay (essai), Université Paris 11  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/marty/doc/charte\\_these\\_ADDOC.pdf](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/marty/doc/charte_these_ADDOC.pdf)

Marty P., Janvier 2001, Un Nouveau Calendrier (essai)  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/marty/articles/2000Marty\\_calendrier.pdf](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/marty/articles/2000Marty_calendrier.pdf)

Marty P., Novembre 2002, Le problème et le statut des doctorants (essai partiellement publié dans *Ciel & Espace* de Janvier 2003)  
[ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/marty/doc/pb\\_statut\\_thesards.pdf](ftp://www-station.ias.u-psud.fr/pub/marty/doc/pb_statut_thesards.pdf)

## B-8 Interventions au-delà de ce travail doctoral

Avril 1995, The lot of the stars (TP de DULS), Université Toulouse 3

Juin 1995, Centrifugal forces around black holes (TP de DULS), Université Toulouse 3

- Juin 1996, Les étoiles de type  $\Lambda$  – *Bootis* sont-elles des étoiles jeunes? (soutenance de maîtrise), Université Paris 11
- Octobre 1996, Observation de l'éclipse partielle de Soleil (vulgarisation grand public), Observatoire de Meudon
- Décembre 1996, Réfraction des régolithes cométaires et lunaires (TP de DEA), Université Paris 6
- Mai 1997, Histoire de l'Astronomie : des Grecs à nos Jours (vulgarisation scolaire), Lycée de Gif/Yvette
- Mars 1999, Du plus petit au plus grand (vulgarisation scolaire), Collège de Sevran
- Mars 1999, Du rouge au bleu (vulgarisation scolaire), Lycée de Chartres
- Avril 1999, Voyage aux confins de l'espace et du temps (vulgarisation grand public), Mairie de Wissous
- été 1999, Exposition itinérante DAEDALUS & Observation de l'éclipse totale de Soleil (vulgarisation grand public), tour de France en 10 étapes
- Octobre 2000, La mesure des distances dans l'Univers (vulgarisation scolaire), Lycée des Ulis
- Mars 2001, Les métiers de la recherche en France (vulgarisation grand public), Stand CNRS au centre commercial "les Ulis 2"
- Mai 2001, Le ciel en rayons-X (vulgarisation grand public), Mairie de Saint-Erme-Outre-et-Ramecourt
- Juin 2001, La protection oculaire lors de l'observation d'une éclipse de Soleil (vulgarisation scolaire), Institut National du Pétrole d'Angola
- Janvier 2002, Rencontre-débat autour du film "Un moment d'obscurité" tourné pendant l'éclipse totale de Soleil du 21 Juin 2001 en Angola (vulgarisation grand public), Palais de la Découverte
- Décembre 2002, Du Soleil au reste de l'Univers (1er colloque international d'astronomie à Luanda), Assemblée Nationale d'Angola

## B-9 Activités pédagogiques

- 1994/95, Cours particuliers de Physique-Mathématiques, 3 élèves niveau secondaire (classes de troisième, première S, terminale C), Toulouse
- 1998/99, Tuteur de Physique-Mathématiques (16 heures TP), 10 étudiants DEUG SVT, Université Paris 6
- 1999/00, Tuteur de Physique-Mathématiques (32 heures TP), 10 étudiants DEUG SVT, Université Paris 6
- 1999/00, Vacataire en Projet-Professionnel (12 heures TP), 20 étudiants DEUG, Université Paris 11
- 1999/00, Vacataire en Informatique (30 heures TD + 24 heures TP), 30 étudiants DEUG MIAS, Université Paris 11

1999/01, Vice-président de l'association ADDOC, élu à la Division de la Recherche de l'UFR d'Orsay, invité à la Commission des Thèses de l'UFR d'Orsay, Université Paris 11

Mars 2000, Encadrement d'un stagiaire de collège (classe de troisième) pendant une semaine, IAS Orsay

2000/01, Vacataire en Informatique (48 heures TD + 66 heures TP), 50 étudiants DEUG MIAS et IUP MIAGE, Université Paris 11

2001/02, demi-ATER section 34 (64 heures TD + 48 heures TP), 110 étudiants DEUG SM (électricité, optique, thermodynamique, statistiques appliquées), Université Toulouse 3

Décembre 2002, Animations scolaires sur le thème du Soleil (classes de CM1, CM2, seconde) pendant une matinée, Ecole Française de Luanda

2002/03, ATER section 27 (32 heures TD + 110 heures TP + encadrement stages), 84 étudiants DEUG MIAS + 2 étudiants Lic/Maî Informatique, Université Paris 11

# **Annexe C**

## **Acronymes**

### Abréviations usuelles

**ADS** *Astronomical Database Service*, service de base de données bibliographique pour l'astrophysique (intégré à la NASA, site miroir intégré au CDS)

**astro-ph** *pre-prints archive for ASTROnomical PHysics*, catalogue interactif d'articles soumis à publication

*AXAF-Chandra* *Advanced X-rays Astrophysics Facility*, satellite de la NASA

**CEA** Commissariat à l'Energie Atomique (dans ce manuscrit, il s'agit surtout du centre de Saclay, France)

**CAN** Convertisseur Analogique-Numérique

**CCD** *Charge Coupled Device*, détecteur à transfert de charges

**CDS** Centre de Données de Strasbourg (intégré à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg)

**CESR** Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements (intégré à l'OMP)

**CNES** Centre National d'Etudes Spatiales, Agence Spatiale Française

**CNRS** Centre National pour la Recherche Scientifique

**CTE** *Charge Transfer Efficiency*, Efficacité du transfert de charges ( $= 1 - CTI$ )

**CTI** *Charge Transfer Inefficiency*, Inefficacité du transfert de charges ( $= 1 - CTE$ )

**DCI** Dispositif à Collisions dans l'Igloo (intégré au LURE)

*EPIC* *European Photon Imaging Camera*, spectro-imageurs à bord d'*XMM-Newton*

**ESA** *European Space Agency*, Agence Spatiale Européenne

**ESOC** *European Space Operations Centre*, centre opérationnel de l'ESA

**ESRIN** centre d'observation de la Terre et des systèmes de communication de l'ESA

**ESTEC** *European Space Technology Centre*, centre technologique de l'ESA

**EUV** *Extreme Ultra-Violet*, ultra-violet lointain

**FIR** *Far Infra-Red*, infra-rouge lointain (millimétrique)

**FITS** *Flexible Image Transport System*, standard évolutif de fichier d'images

**FM** *Flight Model*, exemplaire de vol

**FOV** *Field Of View*, champ de vue

**FWHM** *Full Width at Half the Maximum*, largeur à mi-hauteur

**HEASARC** *High Energy Astrophysics Science Archive Research Center*, centre de ressources pour l'astrophysique des hautes énergies (intégré à la NASA)

**IAS** Institut d'Astrophysique Spatiale (à Orsay, France)

**IDL** *Interactive Data-analysis Language*, langage optimisé pour l'analyse interactive de données

**INSU** Institut National des Sciences de l'Univers

**IR** Infra-Rouge

**LAT** Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse (intégré à l'OMP)

**LURE** Laboratoire pour l'Utilisation du Rayonnement Electromagnétique (à Orsay, France)

**MIG** Milieu Inter-Galactique

**MIS** Milieu Inter-Stellaire

**MOS** *Metal Oxyde Semiconductor*, semiconducteur à oxyde métallique

**MPE** *Max Planck institut für Extraterrestrisches physik* (à München, Allemagne)

**NASA** *National American Space Agency*, Agence Spatiale des Etats-Unis d'Amérique

**NIR** *Near Infra-Red*, infra-rouge proche (micrométrie)

**OM** *Optical Monitor*, télescope VUV à bord d'*XMM-Newton*

**OMP (ou Obs-Mip)** Observatoire Midi-Pyrénées, regroupant plusieurs unités de recherches en sciences de la Terre et de l'Univers (Toulouse, Tarbes, Bagnères de Bigorre), dont le CESR et le LAT

**pn** jonction de semiconducteurs dopés positif-négatif

**PNC** Programme National de Cosmologie

**PSF** *Point Spread Function*, fonction d'étalement du point



**QM** *qualification model*, maquette de validation

**RGA** *Reflection Grating Array*, réseaux dispersifs en réflexion à bord d'*XMM-Newton*

**RGS** *Reflection Grating Spectrometer*, spectroscopie à bord d'*XMM-Newton*

**SACO** Super Anneau à Collisions d'Orsay (intégré au LURE)

**SAP** Service d'Astrophysique (intégré au CEA)

**SIMBAD** *Sources Identifiers, Measurements and Bibliography Astronomical Database*, catalogue interactif de sources célestes (intégré au CDS)

**SM** *Spare Model*, exemplaire de rechange

**SZ** (effet) Sunyaev-Zel'Dovich

**UV** Ultra-Violet

**VILSPA** *VILlafranca SPace tracking station* (intégrée à l'ESA)

**VUV** *Visible Ultra-Violet*, ultra-violet proche

**XMM-Newton** *X-ray Multi-mirror Mission*, satellite de l'ESA

### Codes bibliographiques (Abstracts Database Service, web)

**A&A** *Astronomy & Astrophysics*

**A&ARv** *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*

**A&AS** *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*

**AJ** *Astronomical Journal*

**AnP** *Annalen der Physik*

**AnAP** *Annales d'Astrophysique*

**ApJ** *Astrophysical Journal*

**ApJS** *Astrophysical Journal Supplement Series*

**ApOpt** *Applied Optics*

**ComAp** *Comments on Astrophysics and Space Physics*

---

**CRAS2B** *Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences de Paris, série II-B (Mécanique, Physique, Chimie, Sciences de la Terre et de l'Univers)*

**ICRC** *International Cosmic Ray Conference proceedings*

**ExA** *Experimental Astronomy*

**IMEPG** *IME Proceedings part. G : Journal of Aerospace Engineering*

**ITNS** *IEEE Transactions on Nuclear Science*

**JBIS** *Journal of the British Interplanetary Society*

**MmSAI** *Memorie della Societa Astronomia Italiana*

**MNRAS** *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*

**NewA** *New Astronomy*

**NIMPA** *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research part. A*

**OptSp** *Optics & Spectroscopy*

**PAZh** *Pis ma Astronomicheskii Zhurnal*

**PhRv** *Physical Review*

**PhRvL** *Physical Review Letters*

**PhyS** *Physica Scripta*

**SPIE** *Society of Photo-optical Instrumentation Engineers conference proceedings*

**Conf. Proc.** *Conference Proceedings (comptes-rendus de conférence)*



# Annexe D

## Formulaire

**$\beta$ -modèle** Qu'il s'agisse de l'émission de rayons-X par bremsstrahlung (section 2.1) ou de la masse de gaz incluse dans un amas de galaxies, la contribution de la distribution du gaz du milieu intergalactique se traduit dans les équations (*e.g.* équation 2.28) par la présence d'un terme intégral de la forme (avec  $n = 2$  pour les rayons-X ou  $n = 1$  pour la masse) :

$$\widetilde{F}F^n(\Theta_V) = \int_0^{\Theta_V} 2 \theta \int_{-\frac{L}{D_A}}^{+\frac{L}{D_A}} \widetilde{f}f^n d\zeta d\theta \quad (\text{D.1a})$$

$$(\text{D.1b})$$

avec  $\widetilde{f}f^n = \left(1 + \left(\frac{\theta^2 + \zeta^2}{\theta_c^2}\right)\right)^{-\frac{3n\beta}{2}}$ , où  $\theta \in [0; \Theta_V]$  est la distance angulaire sur le ciel entre la direction du centre de l'amas et la ligne de visée,  $\Theta_V$  le rayon Viriel,  $\theta_c$  le rayon de cœur de l'amas,  $\zeta \in [-\frac{L}{D_A}; +\frac{L}{D_A}]$  l'abscisse sur la ligne de visée ; toutes ces grandeurs étant exprimées en unités d'angle par rapport à  $D_A$  la distance de diamètre angulaire (ou distance apparente ; *cf.* équation 2.29) de l'amas.

On peut trouver une solution analytique en décomposant la distribution le long de la ligne de visée :

$$\widetilde{F}F^n(\Theta_V) = \int_0^{\Theta_V} 4 \theta \int_0^{+\frac{L}{D_A}} \widetilde{f}f^n d\zeta d\theta \quad (\text{D.2a})$$

$$= \int_0^{\Theta_V} 4 \theta \left( \int_0^\infty \widetilde{f}f^n d\zeta - \int_{+\frac{L}{D_A}}^\infty \widetilde{f}f^n d\zeta \right) d\theta \quad (\text{D.2b})$$

**Approximation à l'infini** Intéressons-nous d'abord au premier terme. En opérant les changements de coordonnées  $t = 1 + \frac{\theta^2}{\theta_c^2}$  (avec  $\theta$  constant pendant l'intégration sur  $d\zeta$ ) et  $u = t + \frac{\zeta^2}{\theta_c^2}$ , et en considérant la symétrie de l'intégrale, on obtient alors :

$$\widetilde{F}F_\infty^n(\Theta_V) = \int_0^{\Theta_V} 4 \theta \int_0^\infty \left(1 + \left(\frac{\theta^2 + \zeta^2}{\theta_c^2}\right)\right)^{-\frac{3n\beta}{2}} d\zeta d\theta \quad (\text{D.3a})$$

$$= \theta_c \int_0^{\Theta_V} 2 \theta \int_t^\infty u^{-\frac{3n\beta}{2} - \frac{1}{2}} \left(1 - \frac{t}{u}\right)^{-\frac{1}{2}} du d\theta \quad (\text{D.3b})$$

Un dernier changement de coordonnées  $s = \frac{t}{u}$  permet de reconnaître une fonction d'Euler de première espèce :

$$\widetilde{F}F_\infty^n(\Theta_V) = \theta_c \int_0^{\Theta_V} 2 \theta \int_1^0 \left(\frac{t}{s}\right)^{-\frac{3n\beta}{2} - \frac{1}{2}} (1-s)^{-\frac{1}{2}} \left(-\frac{t}{s^2}\right) ds d\theta \quad (\text{D.4a})$$

$$= \theta_c \int_0^{\Theta_V} 2 \theta \left(1 + \frac{\theta^2}{\theta_c^2}\right)^{\frac{1}{2} - \frac{3n\beta}{2}} B\left(\frac{3n\beta}{2} - \frac{3}{2} + 1, -\frac{1}{2} + 1\right) d\theta \quad (\text{D.4b})$$

On peut donc exprimer ce résultat en fonction de la factorielle généralisée et de  $\eta = \frac{1}{2} - \frac{3n\beta}{2} = \frac{1}{2} (1 - 3n\beta)$ , puis effectuer l'intégration sur la dernière dimension :

$$\widetilde{F}F_\infty^n(\Theta_V) = \theta_c \frac{\Gamma(\frac{3n\beta}{2} - \frac{1}{2}) \Gamma(\frac{1}{2})}{\Gamma(\frac{3n\beta}{2})} \int_0^{\Theta_V^2} \left(1 + \frac{\theta^2}{\theta_c^2}\right)^\eta d(\theta^2) \quad (\text{D.5a})$$

$$= \begin{cases} \theta_c^3 \gamma(n) \sqrt{\pi} \ln\left(1 + \frac{\Theta_V^2}{\theta_c^2}\right) & , \eta = -1 \\ \theta_c^3 \gamma(n) \sqrt{\pi} \frac{\left(1 + \frac{\Theta_V^2}{\theta_c^2}\right)^{\eta+1} - 1}{\eta+1} & , \eta \neq -1 \end{cases} \quad (\text{D.5b})$$

Les intégrales précédentes ne convergent que pour  $\eta \leq 0$ , c'est-à-dire  $3n\beta \geq 1$ . En combinant cette condition à la fois sur les rayons-X ( $n = 2$ ) et sur la masse de gaz ( $n = 1$ ), il faut donc  $\beta \geq \frac{1}{3}$ . La table suivante donne les valeurs de  $\gamma(n)$  pour les cas les plus classiques :

	$\beta = \frac{1}{3} \Leftrightarrow E_c(gal) = \frac{1}{2} k_B T_e$ (valeur minimum)	$\beta = \frac{2}{3} \Leftrightarrow E_c(gal) = k_B T_e$ (analogue gaussien)	$\beta = 1 \Leftrightarrow E_c(gal) = \frac{3}{2} k_B T_e$ (équipartition de King)
$n = 1$ (masse)	$\gamma(1) = \Gamma(0)/\Gamma(0.5) = \pi^{-0.5}$ $\eta = 0$ $\alpha = 1$	$\gamma(1) = \Gamma(0.5)/\Gamma(1) = \pi^{0.5}$ $\eta = -0.5$ $\alpha = 0.5$	$\gamma(1) = \Gamma(1)/\Gamma(1.5) = \frac{2}{3\sqrt{\pi}}$ $\eta = -1$ $\alpha = 0$
$n = 2$ (X)	$\gamma(2) = \Gamma(0.5)/\Gamma(1) = \pi^{0.5}$ $\eta = -0.5$ $\alpha = 0.5$	$\gamma(2) = \Gamma(1.5)/\Gamma(2) = \frac{3\sqrt{\pi}}{4}$ $\eta = -1.5$ $\alpha = -0.5$	$\gamma(2) = \Gamma(2.5)/\Gamma(3) = \frac{15\sqrt{\pi}}{24}$ $\eta = -2.5$ $\alpha = -1.5$

Remarque : l'intégrale générale du facteur de forme dans un anneau compris entre les rayons  $\theta_i$  et  $\theta_{i+1}$  s'écrira donc en fonction de  $\alpha = \eta + 1 = \frac{3}{2} - \frac{3n\beta}{2} = \frac{3}{2} (1 - n\beta)$  :

$$\Delta \widetilde{F} F_{\infty}^n(i) = \theta_c \frac{\Gamma(\frac{3n\beta}{2} - \frac{1}{2}) \Gamma(\frac{1}{2})}{\Gamma(\frac{3n\beta}{2})} \int_{\theta_i^2}^{\theta_{i+1}^2} \left(1 + \frac{\theta^2}{\theta_c^2}\right)^{\eta} d(\theta^2) \quad (D.6a)$$

$$= \begin{cases} \theta_c^3 \gamma(n) \sqrt{\pi} \ln \left( \frac{1 + \frac{\theta_{i+1}^2}{\theta_c^2}}{1 + \frac{\theta_i^2}{\theta_c^2}} \right) & , \eta = -1 \\ \theta_c^3 \gamma(n) \sqrt{\pi} \frac{\left(1 + \frac{\theta_{i+1}^2}{\theta_c^2}\right)^{\alpha} - \left(1 + \frac{\theta_i^2}{\theta_c^2}\right)^{\alpha}}{\alpha} & , \eta \neq -1 \end{cases} \quad (D.6b)$$

**Apodisation de la distribution** Intéressons-nous maintenant au second terme de l'équation D.2 qui va nous permettre de tronquer la distribution le long de la ligne de visée au rayon naturel de l'objet. En opérant les mêmes changements de variables, on obtient :

$$\widetilde{F} F_{\perp}^n(\Theta_V) = \theta_c \int_0^{\Theta_V} 2 \theta \int_{t + \frac{L^2}{r_c^2}}^{\infty} u^{-\frac{3n\beta}{2} - \frac{1}{2}} \left(1 - \frac{t}{u}\right)^{-\frac{1}{2}} du d\theta \quad (D.7)$$

Cette fois, l'intégrale peut être analytiquement calculée à la condition que  $t \ll u$ , ce qui permet en effet de décomposer le dernier terme en série de Taylor. Or, ayant posé  $u = t + \frac{\zeta^2}{\theta_c^2}$ , cette condition s'écrit encore  $u - t \gg 0$ , c'est-à-dire  $\frac{\zeta^2}{\theta_c^2} = \frac{l^2}{r_c^2} \gg 0$ . Enfin, l'élément de longueur  $l$ , le paramètre d'impact  $p$  et la distance au centre de l'amas  $r$  (figure 2.2) vérifient le théorème de Pythagore :  $r^2 = p^2 + l^2$ . On obtient donc l'expression finale de la condition à remplir pour pouvoir calculer l'intégrale :  $\frac{r^2 - p^2}{r_c^2} \gg 0$ , ou encore  $r^2 \gg p^2$ . Puisque nous situons notre calcul à l'extérieur de l'objet, nous avons par définition  $r > R_V \geq p$ , mais l'approximation de Taylor introduira une erreur d'autant plus grande que  $r$  et  $p$  deviennent commensurables, c'est-à-dire près des bords de l'objet, en particulier autour des pôles.

Grâce à cette approximation, et dans la mesure où  $-\frac{3n\beta}{2} + \frac{1}{2} < 0$  et  $-\frac{3n\beta}{2} - \frac{1}{2} < 0$  (c'est-à-dire  $\beta > \frac{1}{3n}$ , ce qui est généralement le cas des valeurs observées), l'intégration ne pose alors plus de problème :

$$\widetilde{F} F_{\perp}^n(\Theta_V) = \theta_c \int_0^{\Theta_V} 2 \theta \int_{t + \frac{L^2}{r_c^2}}^{\infty} u^{-\frac{3n\beta}{2} - \frac{1}{2}} \left(1 + \frac{t}{2u}\right) du d\theta \quad (D.8a)$$

$$= \theta_c \Theta_V^2 q^n \left( \frac{q + 1}{4q(1 - \eta)} - \frac{1}{\eta} \right) \quad (D.8b)$$

**Résultat final** En soustrayant le terme d'apodisation au premier résultat obtenu, il vient :

$$\widetilde{F} F^n(\Theta_V) = \widetilde{F} F_{\infty}^n(\Theta_V) - \widetilde{F} F_{\perp}^n(\Theta_V) \quad (D.9a)$$

$$= \begin{cases} \theta_c^3 \gamma(n) \sqrt{\pi} \ln(q) - \theta_c \Theta_V^2 q^\eta \left( \frac{q+1}{4q(1-\eta)} - \frac{1}{\eta} \right) & , \quad \eta = -1 \\ \theta_c^3 \gamma(n) \sqrt{\pi} \frac{q^{\eta+1}-1}{\eta+1} - \theta_c \Theta_V^2 q^\eta \left( \frac{q+1}{4q(1-\eta)} - \frac{1}{\eta} \right) & , \quad \eta \neq -1 \end{cases} \quad (\text{D.9b})$$

Avec :

$$\gamma(n) = \frac{\Gamma(\frac{3n\beta}{2} - \frac{1}{2})}{\Gamma(\frac{3n\beta}{2})} \quad (\text{D.10})$$

$$q = 1 + \frac{\Theta_V^2}{\theta_c^2} \quad (\text{D.11})$$

$$\eta = \frac{1}{2} - \frac{3n\beta}{2} \quad (\text{D.12})$$

$$\text{rmq : } \eta = -1 \iff \begin{cases} \beta = 1 & , \quad n = 1 \\ \beta = 0.5 & , \quad n = 2 \end{cases}$$

**Bragg (loi de)** Relation indiquant que des réfractions en phase de rayons-X dirigés suivant l'angle d'incidence  $\theta_i$  sur des plans réticulaires distants de  $d$  (figure D.1) ne peuvent s'effectuer que selon un multiple entier  $n$  de la longueur d'onde  $\lambda$  :

$$n \lambda = 2 d \cos(\theta_i) \quad (\text{D.13})$$

En différenciant cette équation à  $d = \text{cte}$  et en écrivant que  $\lambda = h_p c_L E^{-1}$ , on peut calculer le régime de réflectivité autour des valeurs (énergie et angle) optimales :

$$n h_p c_L \frac{dE}{E^2} = 2 d \sin(\theta_i) d\theta_i \quad (\text{D.14})$$

Soit encore, en réutilisant l'équation de départ pour simplifier, puis en l'exprimant en fonction de l'angle de rasance  $\theta_r = \frac{\pi}{2} - \theta_i$  :

$$\frac{dE}{E} = \frac{2 d \sin(\theta_i) d\theta_i}{2 d \cdot \cos(\theta_i)} \quad (\text{D.15a})$$

$$= -\frac{d\theta_r}{\tan(\theta_r)} \quad (\text{D.15b})$$

Enfin, en passant aux variations macroscopiques et en supposant une incidence très rasante, il en résulte que :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta\theta_r}{\theta_r} \quad (\text{D.16})$$

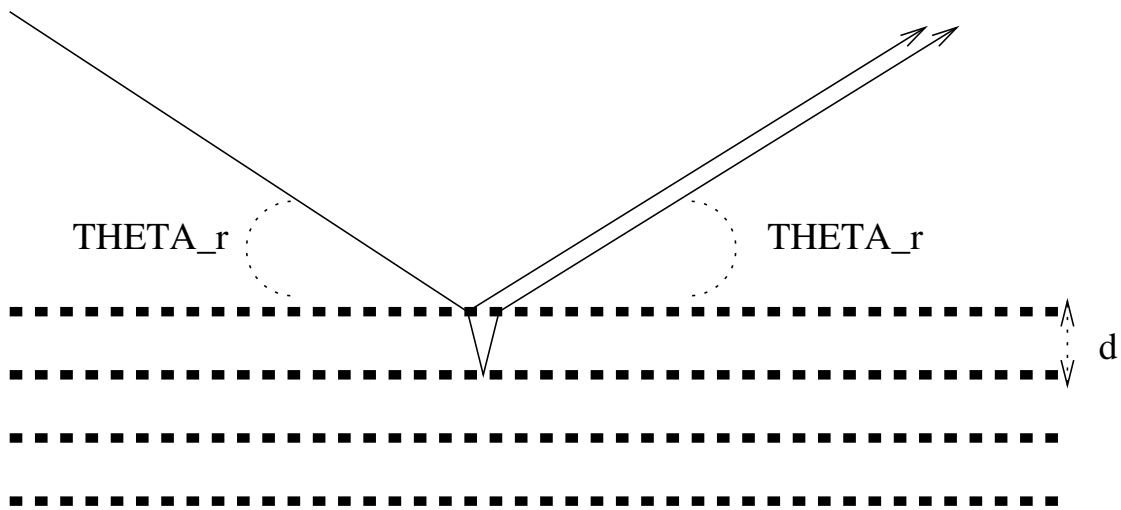


FIG. D.1: Schéma de principe de la diffusion de Bragg.



**Euler (fonctions d')**

**1ère espèce** On définit :

$$B(x + 1, y + 1) = \int_0^1 t^x (1 - t)^y dt \quad (\text{D.17a})$$

$$= \frac{\Gamma(x + 1) \Gamma(y + 1)}{\Gamma(x + y + 2)} \quad (\text{D.17b})$$

**2ème espèce** On définit :

$$\Gamma(z + 1) = \int_0^\infty \exp(-t) t^z dt \quad (\text{D.18a})$$

$$= - [t^z \exp(-t)]_{t=0}^{t \rightarrow \infty} + \int_0^\infty \exp(-t) z t^{z-1} dt \quad (\text{D.18b})$$

$$= - (0 - 0) + z \int_0^\infty \exp(-t) t^{z-1} dt \quad (\text{D.18c})$$

$$= z \Gamma(z) \quad (\text{D.18d})$$

Avec (entre autres) :

$$\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) = \sqrt{\pi} \quad (\text{D.19})$$

$$\Gamma(1) = 1 \quad (\text{D.20})$$

La fonction d'Euler de deuxième espèce constitue donc une généralisation aux nombres réels strictement positifs de la fonction factorielle.

**Fourier (transformées de)** Soient  $x$  et  $y$  deux fonctions échantillonnées sur  $N$  cellules. Leur produit de convolution est alors échantillonné sur  $N$  cellules également, selon la définition :

$$(x * y)(k) = \sum_{l=0}^{N-1} x(l) \cdot y(k-l) \quad (\text{D.21})$$

On constate qu'il s'agit d'une opération linéaire mais pas commutative.

On définit également la fonction d'intercorrélacion de deux fonctions  $x$  et  $y$  comme :

$$C_{xy}(k) = \sum_{l=0}^{N-1} x(l) \cdot y(k+l) \quad (\text{D.22})$$

Ce qui conduit à écrire la fonction d'autocorrélacion d'une fonction  $x$  de la façon suivante :

$$C_{xx}(k) = \sum_{l=0}^{N-1} x(l) \cdot x(k+l) \quad (\text{D.23})$$

Soient  $y$  une fonction échantillonnée sur  $N$  cellules et  $\vec{y}$  sa transformée de Fourier discrète échantillonnée sur  $N$  cellules également. On écrit :

$$\vec{y}(n) = \sum_{k=0}^{N-1} y(k) \exp\left(-i \frac{2\pi n k}{N}\right) \quad (\text{D.24})$$

$$y(k) = \overleftarrow{\vec{y}}(n) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \vec{y}(n) \exp\left(i \frac{2\pi k n}{N}\right) \quad (\text{D.25})$$

On vérifie aisément que les relations de transformations directe et inverse sont :

- linéaires ( $\overrightarrow{a y + b}(n) = a \vec{y}(n) + b$ );
- périodiques ( $\overrightarrow{y(k - k_0)} = \vec{y}(n) \exp(-i \frac{2\pi n k_0}{N})$ );
- autocorrélées ( $\overrightarrow{C_{yy}(k)} = \vec{y}(n) \cdot \vec{y}^*(n) = |\vec{y}|^2(n)$ ).

La troisième propriété découle notamment du fait que la transformée d'un produit de convolution est égale au produit des transformées :

$$\overrightarrow{y_1 * y_2}(n) = \vec{y}_1(n) \cdot \vec{y}_2(n) \quad (\text{D.26})$$

$$\overleftarrow{\vec{y}_1 * \vec{y}_2}(k) = \overleftarrow{\vec{y}_1}(k) \cdot \overleftarrow{\vec{y}_2}(k) = y_1(k) \cdot y_2(k) \quad (\text{D.27})$$

Enfin, on peut remarquer que le calcul d'une transformée nécessite  $N^2$  opérations (chacune des  $N$  composantes de la transformée résulte de la somme de  $N$  termes). Il est possible de réduire le temps de calcul dans le cas où  $N$  est pair, car on peut alors décomposer la somme sur les  $N$  termes en deux sommes respectivement sur les  $\frac{N}{2}$  termes pairs puis sur les  $\frac{N}{2}$  termes impairs, conduisant alors à une transformée de période  $\frac{N}{2}$  (et non plus  $N$ ) qui ne requiert plus alors que  $\frac{N^2}{2}$  opérations. On peut décomposer ainsi autant de fois que  $N$  est divisible par 2 et n'effectuer pour  $q$  décompositions que  $\frac{N^2}{2^q}$ . Pour  $N = 2^p$  on peut donc décomposer  $p - 1$  fois et n'effectuer que  $2N$  calculs :

$$\vec{y}(n) = \sum_{l=0}^{\frac{N}{2}-1} \sum_{k=0}^1 y\left(\frac{N}{2}k + l\right) \exp\left(-i \pi n \left(k + l \frac{2}{N}\right)\right) \quad (\text{D.28})$$

$$y(k) = \frac{1}{N} \sum_{m=0}^{\frac{N}{2}-1} \sum_{n=0}^1 \vec{y}\left(\frac{N}{2}n + m\right) \exp\left(i \pi k \left(n + m \frac{2}{N}\right)\right) \quad (\text{D.29})$$

On remarquera ainsi que le cas idéal est celui où  $N$  est une puissance de 2. Ainsi les cas  $N = 510$ ,  $N = 511$  et  $N = 512$  requièrent respectivement 32770, 261121 et 1024 opérations!

**Gauss (statistique de)** Un processus aléatoire ayant une distribution binomiale de moyenne  $\mu$  est tel que la probabilité d'observer réellement  $n$  événements au bout de  $N$  réalisations d'une même expérience est égale à :

$$P(n) = C_N^n p^n (1-p)^{N-n} \quad (\text{D.30})$$

où  $p$  est la probabilité que l'événement survienne au cours de l'expérience.

Ce processus possède donc une distribution discrète ( $n$  est entier, on ne peut pas considérer une fraction d'événement). Lorsque le flux moyen d'événements  $\mu = Np$  devient très inférieur au nombre de réalisations de l'expérience  $N$  (ou encore  $p \ll 1$ ), la statistique de Gauss tend vers la statistique de Poisson.

L'écart-type d'une telle distribution est égale à  $\sigma = \sqrt{Np(1-p)}$ . Le rapport signal / bruit d'une expérience binomiale de flux  $\mu$  est donc égal à  $\epsilon = \frac{Np}{\sqrt{Np(1-p)}} = \frac{\sqrt{\mu}}{\sqrt{1-p}}$ .

L'extrapolation de cette loi binomiale aux variables aléatoires continues donne lieu à la loi normale, pour laquelle la probabilité d'observer une valeur  $x$  au cours d'une expérience de moyenne  $\mu$  et d'écart-type  $\sigma$  est égale à :

$$P(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{D.31})$$

La courbe définie par cette distribution de probabilités est donc une gaussienne, dont l'intégrale est normalisée à 1, centrée sur  $\mu$  et de largeur à mi-hauteur (ou *Full Width at Half the Maximum*)  $P(\mu + \frac{FWHM}{2}) = P(\mu - \frac{FWHM}{2}) = \frac{1}{2\sigma\sqrt{2\pi}}$ , soit encore  $FWHM = 2\sigma\sqrt{2\ln(2)} \simeq 2.355\sigma$ .

On peut alors calculer l'aire  $A$  comprise entre les abscisses  $x$  telles que  $|x - \mu| < \eta \frac{FWHM}{2}$  selon la valeur de  $\eta$  :

$\eta$	0.675	1.000	1.645	1.960	2.000	2.576	3.000	3.291
$A$	0.500	0.683	0.900	0.950	0.954	0.990	0.997	0.999

En d'autres termes,  $A$  est la probabilité d'obtenir  $x$  tel que  $|x - \mu| < \eta \frac{FWHM}{2}$ .

**Poisson (statistique de)** Un processus aléatoire ayant une distribution de Poisson de moyenne  $\mu$  est tel que la probabilité d'observer réellement  $n$  événements en un intervalle de temps  $dt$  donné est égale à :

$$P(n) = \frac{\mu^n}{n!} \exp(-\mu) \quad (\text{D.32})$$

Ce processus possède donc une distribution discrète ( $n$  est entier, on ne peut pas considérer une fraction d'événement). Lorsque le flux moyen d'événements  $\mu = \lim_{N \rightarrow +\infty} \frac{\sum_{i=0}^N n_i}{N dt}$  devient très supérieur au nombre d'intervalles de temps  $N$  réellement exploités pendant l'expérience, la statistique de Poisson tend vers la statistique de Gauss.

L'écart-type d'une telle distribution est égale à  $\sigma = \sqrt{\mu}$ . Le rapport signal / bruit d'une expérience poissonnienne de flux  $\mu$  est donc égal à  $\epsilon = \frac{\mu}{\sqrt{\mu}} = \sqrt{\mu}$ .

**Viriel (théorème du)** Un fluide est dit “parfait” lorsque, à l’équilibre thermodynamique, sa pression  $\tilde{P}$ , son volume  $V$ , sa quantité  $N$  de particules et sa température  $\tilde{T}$  vérifient la loi de Mariotte :

$$\tilde{P} V = N k_B \tilde{T} \quad (\text{D.33})$$

En définissant la densité moyenne de particules  $\tilde{n} = \frac{N}{V}$ , on a donc encore :

$$\tilde{P} = \tilde{n} k_B \tilde{T} \quad (\text{D.34})$$

Dalton généralisa cette relation sous une forme microscopique en additionnant dans un même volume final  $V$  plusieurs sous-systèmes de densités et pressions partielles différentes mais de même température  $T$ , ce qui mène à une sorte de “principe 0” de la thermodynamique : deux systèmes individuellement en équilibre avec un troisième le sont aussi entre eux.

$$\int d\tilde{P} = \frac{\int dN}{V} k_B \tilde{T} \quad (\text{D.35a})$$

$$= d\tilde{n} k_B \tilde{T} \quad (\text{D.35b})$$

S’agissant d’une équation d’état, on peut encore écrire cette relation en tout point du fluide, représenté par un volume infinitésimal  $dV$  contenant  $dN$  particules :

$$P = \frac{dN}{dV} k_B T \quad (\text{D.36a})$$

$$= n k_B \tilde{T} \quad (\text{D.36b})$$

On vérifie alors, si le fluide est isotherme, que :

$$\tilde{P} = \frac{1}{V} \int P dV \quad (\text{D.37a})$$

$$\int d\tilde{P} = \frac{1}{V} \int k_B T dN \quad (\text{D.37b})$$

$$\int k_B \tilde{T} d\tilde{n} = \frac{k_B \tilde{T}}{V} \int dN \quad (\text{D.37c})$$

$$k_B \tilde{T} \int d\tilde{n} = \frac{N}{V} k_B \tilde{T} \quad (\text{D.37d})$$

$$\tilde{n} = \frac{N}{V} \quad (\text{D.37e})$$

Démontré pour la première fois par Clausius, le théorème du Viriel identifie l’énergie cinétique moyenne du mouvement des particules au sein d’un fluide fermé et en équilibre quasi-statique avec l’énergie thermodynamique du fluide. Chaque degré de liberté (axe de rotation ou de translation, n’étant pas axe de symétrie) d’une particule fluide contribue à son énergie cinétique à hauteur de  $\frac{1}{2} k_B T$ .

Pour un fluide de  $N$  particules de masse individuelle moyenne  $m$ , de vitesse quadratique moyenne  $\sqrt{\tilde{v}^2} = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_p v_p^2}$ , ayant chacune  $\eta$  degrés de liberté, on peut donc écrire ce théorème sous la forme :

$$\frac{\eta}{2} N k_B T \equiv E_{cin} = \frac{1}{2} N m \tilde{v}^2 \quad (\text{D.38a})$$

$$N k_B T \equiv \frac{1}{\eta} N m \tilde{v}^2 \quad (\text{D.38b})$$

Cela sous-tend donc l’idée selon laquelle un tel fluide est isotherme.

Si le fluide est “parfait”, l’état d’une couche sphérique de rayon  $r$  contenant  $dN(r)$  particules est décrit par la forme ponctuelle de loi de Mariotte (équation D.36). En introduisant la masse de fluide comprise dans la couche  $dM(r) = dN(r) m$ , le volume local de la couche  $dV(r) = S(r) dr = 4\pi r^2 dr$  et la masse volumique locale du fluide dans la couche  $\rho(r) = \frac{dM(r)}{dV(r)}$ , le théorème du Viriel appliqué à cette couche de fluide conduit à :

$$P(r) = \frac{dN(r)}{dV(r)} k_B T \quad (\text{D.39a})$$

$$\equiv \frac{1}{\eta} \frac{dM(r)}{dV(r)} \widetilde{v}^2 \quad (\text{D.39b})$$

$$\equiv \frac{1}{\eta} \rho(r) \widetilde{v}^2 \quad (\text{D.39c})$$

En différenciant cette expression que l’on reporte dans l’équation de l’équilibre hydrostatique (équation 2.21), il en résulte que :

$$dP(r) \equiv \frac{1}{\eta} d\rho(r) \widetilde{v}^2 \quad (\text{D.40a})$$

$$\frac{G_N M_{TOT}(r) dM(r)}{r^2 S(r)} \equiv \frac{1}{\eta} d\rho(r) \widetilde{v}^2 \quad (\text{D.40b})$$

En se plaçant sur la couche superficielle de l’amas de rayon  $R_V$ , on a :

$$\frac{G_N M_{TOT} dM(R_V)}{R_V^2 S(R_V)} \equiv \frac{1}{\eta} d\rho(R_V) \widetilde{v}^2 \quad (\text{D.41a})$$

$$\frac{\eta}{3} \frac{G_N M_{TOT} dM(R_V)}{R_V V} \equiv d\rho(R_V) \widetilde{v}^2 \quad (\text{D.41b})$$

$$\frac{\eta}{6} \frac{G_N M_{TOT}}{R_V} d\tilde{\rho} \equiv \frac{1}{2} d\rho(R_V) \widetilde{v}^2 \quad (\text{D.41c})$$

$$\frac{\eta}{6} \frac{G_N M_{TOT}}{R_V} \tilde{\rho} \equiv \frac{1}{2} \rho(R_V) \widetilde{v}^2 \quad (\text{D.41d})$$

$$\frac{\eta}{6} E_{pot} \equiv E_{cin} \quad (\text{D.41e})$$

Moyennant l’approximation très grossière de confondre masse volumique superficielle et masse volumique moyenne, ce résultat a néanmoins permis de prouver l’existence d’une matière encore non détectée (dite “sombre” ou “noire”, car elle n’émet pas de photons, ou encore “exotique” car certains la soupçonnent de ne pas être de nature baryonique ni leptonique), grâce à la mesure de la vitesse des galaxies dans les amas, et dans le cas où  $\eta = 3$  :

$$M_{TOT} = \frac{R_V \widetilde{v}^2}{G_N} \frac{\tilde{\rho}}{\rho(R_V)} \quad (\text{D.42})$$

En effet, la masse totale ainsi mesurée dans les amas est environ dix fois supérieure à la somme de la masse du gaz du milieu intergalactique (mesurée en rayons-X) et de celle des galaxies. La masse d’une galaxie peut d’ailleurs être mesurée en étudiant de la même façon la distribution des vitesses des étoiles qu’elle renferme. On obtient généralement le même résultat : la masse totale d’une galaxie est environ dix fois supérieure à la somme de la masse des étoiles (dite “masse lumineuse”, mesurée en visible) et de celle des poussières du milieu interstellaire (mesurée en infra-rouge).

**Raies d'émission atomique** La table suivante donne les énergies des principales raies (émission / absorption) atomiques, dans la bande de sensibilité d'*XMM-Newton*, d'après les tabulations de Henke (Henke, Gullikson & Davis, 1993) :

Elément	Z	Kalpha <i>keV</i>	KBeta <i>keV</i>	Lalpha <i>keV</i>	LBeta <i>keV</i>
Lithium	3	0.052			
Béryllium	4	0.110			
Bore	5	0.185			
Carbone	6	0.282			
Azote	7	0.392			
Oxygène	8	0.523			
Fluor	9	0.677			
Néon	10	0.851			
Sodium	11	1.041	1.067		
Magnésium	12	1.254	1.297		
Aluminium	13	1.487	1.553		
Silicium	14	1.740	1.832		
Phosphore	15	2.015	2.136		
Souffre	16	2.308	2.464		
Chlore	17	2.622	2.815		
Argon	18	2.957	3.192		
Potassium	19	3.313	3.589		
Calcium	20	3.691	4.012	0.341	0.344
Scandium	21	4.090	4.460	0.395	0.399
Titane	22	4.510	4.931	0.452	0.458
Vanadium	23	4.952	5.427	0.510	0.519
Chrome	24	5.414	5.946	0.571	0.581
Manganèse	25	5.898	6.490	0.636	0.647
Fer	26	6.403	7.057	0.704	0.717
Cobalt	27	6.930	7.649	0.775	0.790
Nickel	28	7.477	8.264	0.849	0.866
Cuivre	29	8.047	8.904	0.928	0.948
Zinc	30	8.638	9.571	1.009	1.032
Gallium	31	9.251	10.263	1.096	1.122
Germanium	32	9.885	10.981	1.186	1.216
Arsenic	33	10.543	11.725	1.282	1.317
Sélénium	34	11.221	12.495	1.379	1.419
Brome	35	11.923	13.290	1.480	1.526
Krypton	36	12.648	14.112	1.587	1.638
Rubidium	37	13.394	14.960	1.694	1.752
Strontium	38	14.164	15.834	1.806	1.872
Yttrium	39	14.957	16.736	1.922	1.996
Zirconium	40	15.774	17.766	2.042	2.124

**Symboles usuels et puissances de dix** Les tables suivantes résument les notations utilisées :

$Cb$		Coulomb (charge électrique)
$K$		Kelvin (température)
$kg$		kilogramme (charge gravitationnelle)
$m$		mètre (espace)
$s$		seconde (temps)
$A$	$1 Cb \cdot s^{-1}$	Ampère (intensité électrique)
$erg$	$10^{-7} J$	erg (énergie)
$eV$	$1.602 \cdot 10^{-19} J$	électron-Volt (énergie)
$Hz$	$1 s^{-1}$	Hertz (fréquence)
$J$	$1 kg \cdot m^2 \cdot s^{-2}$	Joule (énergie)
$N$	$1 kg \cdot m \cdot s^{-2}$	Newton (force)
$V$	$1 J \cdot cb^{-1}$	Volt (tension électrique)
$W$	$1 J \cdot s^{-1}$	Watt (puissance)
$\pi$	3.142	constante de courbure (conversion distance – rayon de courbure)
$c_L$	$2.998 \cdot 10^8 m \cdot s^{-1}$	célérité de la lumière (conversion espace – temps, ou énergie – masse)
$G_N$	$6.673 \cdot 10^{-11} m^3 \cdot kg^{-1} \cdot s^{-2}$	constante de Newton (conversion accélération – densité)
$h_P$	$6.626 \cdot 10^{-34} J \cdot Hz^{-1}$	constante de Planck (conversion énergie – fréquence)
$k_B$	$1.381 \cdot 10^{-23} J \cdot K^{-1}$	constante de Boltzmann (conversion énergie – température)
$m_e$	$9.109 \cdot 10^{-31} kg$	masse au repos de l'électron
$q_e$	$1.602 \cdot 10^{-19} cb$	charge électrique de l'électron
$\alpha$	$7.297 \cdot 10^{-3} \simeq \frac{1}{137}$	constante de structure fine
$\epsilon_0$	$8.853 \cdot 10^{-12} F \cdot m^{-1}$	perméabilité électrique du vide
$r_e$	$2.817 \cdot 10^{-15} m$	rayon classique de l'électron
$\times$		produit générique
$\cdot$		produit scalaire
$\wedge$		produit vectoriel
$\otimes$		produit matriciel
$*$		produit de convolution
$\approx$		de l'ordre de
$\simeq$		environ égal à
$=$		égal à
$\cong$		presque identique à
$\equiv$		identique à

10 à la puissance	valeur	préfixe	symbole
-24		yocto	y
-21		zepto	z
-18		atto	a
-15		femto	f
-12		pico	p
-9		nano	n
-6	$\vdots$	micro	$\mu$
-3	0.001	milli	m
-2	0.01	centi	c
-1	0.1	deci	d
0	1.		
1	10.	deca	da
2	100.	hecto	h
3	1000.	kilo	k
6	$\vdots$	mega	M
9		giga	G
12		tera	T
15		peta	P
18		exa	E
21		zetta	Z
24		yotta	Y

**Résumé** Le satellite *XMM-Newton* est la seconde grande mission du plan Horizon 2000 de l'Agence Spatiale Européenne, et a pour but d'ouvrir plus largement la fenêtre des rayons-X afin d'explorer la population de sources de hautes énergies tant de la Galaxie que du ciel profond.

Dans la première partie, je dresse un portrait de l'astronomie contemporaine dans les hautes énergies, puis je résume le contexte, notamment celui de l'observation des grandes structures et des amas de galaxies, ayant mené au développement d'un observatoire spatial tel qu'*XMM-Newton*. Une description de ses télescopes, aussi détaillée que nécessaire compte-tenu des études présentées par la suite, est faite dans la seconde partie.

Je décris dans la troisième partie comment se sont déroulées les campagnes d'étalonnage au sol des instruments *EPIC* sur le banc de test synchrotron d'Orsay, ainsi que ma contribution à l'analyse des données subséquentes. Dans une quatrième partie, je confronte des résultats d'étalonnage à des données de vol, fais le bilan des méthodes d'analyse de ces données et présente une application de ces méthodes à l'observation d'amas de galaxies.

Je conclus enfin quant aux perspectives en matière d'observations de sources étendues avec *XMM-Newton* ainsi qu'en matière d'instrumentation pour les hautes énergies en général et de techniques de traitement de données massives dont les Observatoires Virtuels pourront être demandeurs.

**Mots-clefs :** satellite *XMM-Newton*; rayons-X; instrumentation; amas de galaxies; analyse de données massives.

**Abstract** The *XMM-Newton* satellite is the second of the four cornerstones on which the European Space Agency based its sky exploration program, and is aimed at opening further the X-rays window and map the high energies population from the Galaxy as well as from the deep Universe.

Within the first part, I make a review of the high energies astrophysics current main topics, like the observations of clusters of galaxies, and summarize the context wherein such an X-ray space observatory has been brought forward. A description of the *XMM-Newton* X-ray telescopes is then presented in the second part, as detailed as needed by the following.

I explain in the third part how were conducted the *EPIC* instruments ground calibration campaigns within the synchrotron test facility in Orsay, and the analysis of the resulting data. In the fourth part, ground calibrations results are compared to some in-flight calibrations datasets, and methods for analysing data from extended sources (like clusters of galaxies) observations are extensively described.

Finally, my conclusions regarding future extended sources observations with *XMM-Newton* and relevant data analysis strategies are drawn in the light of X-rays instrumentation general perspectives as well as the development of Virtual Observatories.

**Keywords :** *XMM-Newton* satellite; X-rays; instrumentation; clusters of galaxies; data mining.