

Table des matières

Introduction	1
1 L’astronomie X	3
1.1 Le rayonnement X	3
1.2 Un peu d’histoire sur l’astronomie X	5
1.3 Les observatoires spatiaux	6
1.3.1 Les systèmes imageurs	7
1.3.2 Les détecteurs	10
1.4 L’avenir de l’astronomie X	11
2 Les télescopes Wolter-I grande focale	13
2.1 Les Miroirs Wolter-I	14
2.1.1 Géométrie	14
2.1.2 Revêtements	16
2.2 Les Détecteurs à semi-conducteurs	18
2.2.1 Interactions photons/matière	19
2.2.2 Efficacité de détection	21
2.2.3 Transport et collection des charges	23
2.3 Le banc optique	24
2.3.1 La métrologie	26
3 L’outil de simulation DynamiX	29
3.1 Présentation générale	29
3.2 La géométrie du télescope	30
3.2.1 L’ensemble miroirs Wolter-I	31
3.2.2 Le plan de détection	33
3.2.3 La structure du télescope	33
3.2.4 La métrologie	35
3.3 Trajectoire et interactions du photon	35
3.3.1 Le trajet du photon	36

3.3.2	La réflexion	38
3.3.3	La détection	39
4	Application à la mission Simbol-X	45
4.1	Présentation de la mission	45
4.2	Le télescope Simbol-X	46
4.3	Performances du télescope	47
4.3.1	Surface efficace	47
4.3.2	Résolution angulaire	48
4.3.3	Efficacité de détection	50
4.4	Vol en formation et performances	50
4.4.1	Instabilité d'attitude des miroirs	51
4.4.2	Instabilité d'attitude des détecteurs	53
4.4.3	Instabilité de position entre les miroirs et les détecteurs	55
4.4.4	Correction de l'image	58
4.4.5	Spécification du contrôle d'attitude des satellites et de la métrologie . .	63
4.5	Exemple d'observation de Simbol-X	65
4.6	Développement d'un simulateur end-to-end avec VEGA	68
5	Optimisation et design d'un télescope X-dur	71
5.1	Le télescope parfait	71
5.1.1	Optimisation de l'optique	72
5.1.2	Optimisation du détecteur	80
5.2	Vers une nouvelle mission : PheniX	81
5.2.1	Concept instrumental	82
5.2.2	Design optique	83
5.2.3	Design détecteur	85
5.2.4	Contraintes de pointage et de stabilité	88
5.2.5	Performances attendues	90
	Conclusion	95
A	Modélisation diffusion Compton	101
	Bibliographie	103

Introduction

Actuellement les émissions dans la gamme des X-durs (au delà de 10 keV) sont bien moins contraintes que les émissions dans la gamme des X-mous (en deçà de 10 keV). Ce fossé provient de la limite d'application de la focalisation des photons, aux environs de la dizaine de keV. En repoussant cette limite, il sera possible d'apporter les avantages de la focalisation, comme la sensibilité ou la résolution angulaire, à plus haute énergie et d'augmenter significativement la qualité des données.

A l'heure actuelle, la seule technologie éprouvée pour la focalisation de photons haute énergie est l'utilisation de miroirs à incidence rasante. La géométrie Wolter-I, est la plus adaptée au domaine spatial, car elle fournit de bonnes qualités optiques avec une focale réduite. Cependant, cette technologie est limitée par l'angle maximum d'incidence qui diminue quand l'énergie du photon augmente. Si l'on souhaite étendre l'efficacité des miroirs à plus haute énergie, il est nécessaire de diminuer l'incidence des photons, ce qui conduit à augmenter la focale des miroirs. Les télescopes X actuels comme XMM et Chandra ont une focale limitée par la capacité du lanceur, d'environ 10 mètres. Pour dépasser cette limitation, les prochains télescopes utiliseront de nouvelles technologies comme les mats déployables ou le vol en formation, permettant ainsi d'augmenter leurs performances. Cependant, l'utilisation de ces technologies provoque des instabilités au niveau du système optique, qui ont tendance à dégrader les performances du télescope. Les conséquences de ces instabilités doivent être étudiées et maîtrisées. D'un autre côté, la technologie des revêtements a elle aussi beaucoup évolué, et de nouveaux revêtements permettent d'augmenter l'efficacité des miroirs à plus haute énergie. Ainsi, l'association d'un design optique à grande focale et de revêtements plus efficaces permet l'élaboration d'un télescope efficace jusqu'à 200 keV.

Après une partie introductive sur l'historique de l'astronomie X et sur les divers instruments existants, je présente la géométrie et le fonctionnement d'un télescope Wolter-I adapté aux X-durs. Dans le chapitre suivant, je détaille le code numérique que j'ai développé pour simuler un télescope Wolter-I sujet à déformations. Ce code fut élaboré pour étudier la mission Simbol-X et les conséquences du vol en formation sur ses performances, résultats présentés au chapitre 4. Après l'étude de Simbol-X, je présente les paramètres clés pour l'optimisation d'un télescope X-dur et je finis par un projet de télescope opérant dans la gamme 1-200 keV, que nous avons

développé dans le cadre d'un appel d'offre de l'Agence Spatiale Européenne en 2010.

Chapitre 1

L'astronomie X

1.1 Le rayonnement X

Les rayons X sont un rayonnement électromagnétique au même titre que les ondes radio, les infra-rouge, ou la lumière visible par nos yeux. Cependant les photons X sont plus de 1000 fois plus énergétiques que les photons de la lumière visible. Ce rayonnement est alors caractérisé par l'énergie correspondant au photon détecté plutôt que par sa longueur d'onde comme le sont les photons de la lumière visible ou des ondes radio (cf. Figure 1.1). L'unité utilisée est l'électron-volt (eV), soit l'énergie d'un électron accéléré par un potentiel de 1 volt.

Sur le spectre électromagnétique les rayons X sont situés entre les rayons ultra-violet et les rayons gamma. Cependant la limite entre rayons X et gamma est mal définie. On parle généralement de photons X lorsque leur énergie se situe entre plusieurs électron-volts et quelques centaines de kilo électron-volts (keV). On partage alors cette région en deux sous-domaines : les X mous en dessous d'une dizaine de keV et les X durs au delà.

Les photon X sont émis par des phénomènes mettant en jeu des particules de très haute

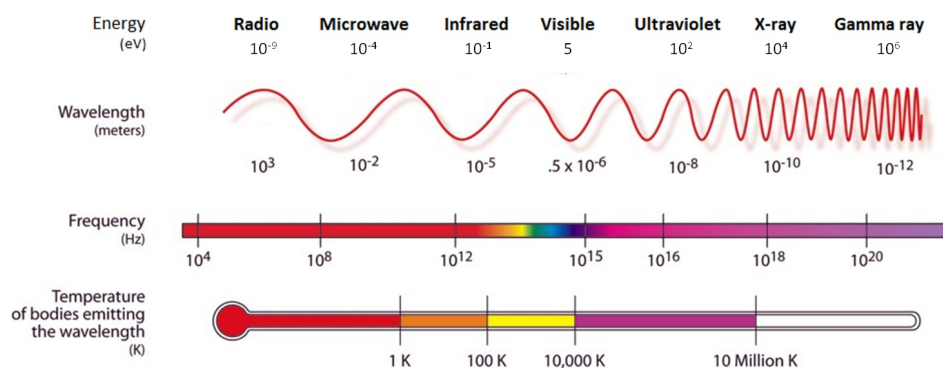


FIGURE 1.1 – Représentation du spectre électromagnétique.



FIGURE 1.2 – Un tube de Crookes à croix de Malte typique alimenté par une bobine de Ruhmkorff.

énergie (où les températures sont de l'ordre de plusieurs millions de degrés) pouvant être produites par des effondrements gravitationnels, par l'accrétion de matière par des objets massifs, par des ondes de chocs... Ils peuvent être émis par rayonnement de corps noir, processus inverse Compton, fluorescence, Bremsstrahlung ou encore synchrotron. Un corps noir est composé de particules en vibration qui émettent un rayonnement électromagnétique. Si la température du corps noir est suffisamment élevée, il émet dans la gamme X. Le processus inverse Compton désigne l'augmentation d'énergie d'un photon par interaction avec un électron. Si cet électron possède une énergie suffisante, il peut engendrer un photon X. Le photon X de fluorescence est émis lors de la recombinaison d'un atome dont un électron des couches internes a été arraché. Le processus Bremsstrahlung (i.e. rayonnement de freinage en Allemand) produit un photon X lorsqu'un électron de haute énergie est dévié dans le champ électrique d'un atome. Quant au processus synchrotron, il produit un photon X lorsqu'un électron de haute énergie est dévié par un champ magnétique intense.

Les rayons X furent découverts en 1895 par le physicien allemand Wilhelm Röntgen. A cette époque, une évolution du tube de Geissler appelée tube de Crookes est utilisée par plusieurs physiciens et permet la découverte des électrons (cf. Figure 1.2). Ceux-ci sont accélérés dans un tube de verre sous vide partiel (10^{-7} atm) par une forte tension appliquée entre deux électrodes de métal et provoquent la fluorescence du verre situé derrière l'anode (habituellement dans la gamme jaune-vert). Wilhelm Röntgen découvre lors d'une expérience où il avait recouvert un tube de Crookes par un carton noir qu'un écran fluorescent situé à proximité scintillait faiblement. Il comprit alors que des rayons invisibles à l'oeil était émis par le tube et traversait le carton. Il les nomma ainsi rayons "X" à cause de leur mystérieuse nature et reçut pour cette découverte le premier prix Nobel de physique en 1901.

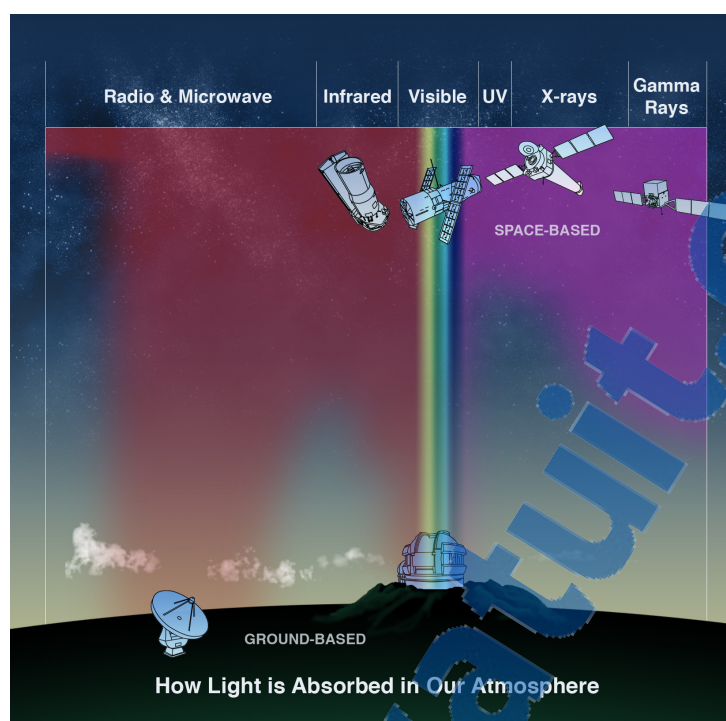


FIGURE 1.3 – Absorption du rayonnement électromagnétique par l'atmosphère terrestre. Source : site internet de la mission Chandra.

1.2 Un peu d'histoire sur l'astronomie X

L'astronomie X est une science relativement récente car les rayons X ne traversent pas l'atmosphère terrestre, contrairement à la lumière visible (cf. Figure 1.3). Il suffit de quelques millimètres d'os ou de quelques mètres d'air pour absorber un photon X.

Après la découverte des rayons X avec l'expérience de Röntgen, E.O. Hulburt eut l'idée d'équiper une fusée avec un simple détecteur (type compteur Geiger) pour explorer le rayonnement X de la haute atmosphère. En 1949, après plusieurs essais, une fusée détecte des photons X en provenance du Soleil. Bien que sa température de surface soit relativement froide (5800K), le Soleil est entouré d'une couronne d'environ 5 millions de degrés Kelvin qui émet dans la gamme X. A partir de l'émission X du Soleil, il en a été déduit qu'il ne devrait pas y avoir d'autres étoiles détectables en X. Mais en 1962, une fusée lancée afin d'essayer de détecter des rayons X réfléchis par la Lune détecta une source X très intense en provenance du centre de la Galaxie. Cette source, plus brillante que le Soleil, fut nommée Sco X-1 (source X numéro 1 de la constellation du Scorpion). A partir de ce résultat, il fut plutôt facile d'obtenir le financement de fusées, puis de détecter d'autres sources de rayonnement X. L'Astronomie des rayons X était née. Suite à cette découverte, Riccardo Giacconi reçut le prix Nobel de physique en 2002 pour ses contributions au développement de l'astronomie X.

Au cours des années 60, la course vers l'espace offre de nouveaux horizons. Alors que

les observations à partir de fusées ont un temps d'observation et un angle de vue limités, les satellites permettent de longues observations sur l'ensemble du ciel. Le premier satellite dédié au rayonnement X, Uhuru, est lancé dans les années 70. Equipé d'un simple détecteur de type compteur Geiger surmonté d'un collimateur pour localiser la source, il détecte la présence de trous noirs et d'étoiles à neutrons ainsi que d'un gaz très chaud dans les amas de galaxies. Le premier télescope X utilisant des miroirs est l'observatoire Einstein lancé en 1978. Ses miroirs permettent de concentrer le flux et d'imager les sources. Il a ainsi pu détecter précisément plus de 7000 sources X et permet l'étude de la matière noire grâce à ses observations de galaxies.

Actuellement trois satellites majeurs d'astronomie X sont en opération, l'observatoire XMM-Newton de l'Agence Spatiale Européenne (ESA), l'observatoire Chandra de la National Aeronautics and Space Administration (NASA) et Astro-E2 (Suzaku) de la Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA).

1.3 Les observatoires spatiaux

Le rayonnement X n'étant pas observable depuis le sol, les satellites artificiels sont pour l'instant le support le mieux adapté aux observatoires de cette gamme d'énergie. Ces satellites artificiels peuvent porter plusieurs instruments couvrant parfois des objectifs différents. Cependant leurs dimensions et leur masse sont limitées par la capacité du lanceur qui dépend de l'orbite visée. La masse limite d'un satellite dépend également du dimensionnement de ses réserves d'ergols et donc de sa durée de vie. Un télescope porté par un satellite artificiel est isolé pendant toute sa durée de vie, il doit donc être complètement indépendant énergétiquement. Le Soleil étant une source importante et continue d'énergie, les satellites sont équipés de panneaux photovoltaïques (panneaux solaires) pour capter l'énergie nécessaire à leur fonctionnement. La consommation d'énergie de l'instrument est elle aussi limitée. Hormis ces principales contraintes n'importe quel instrument peut être satellisé.

Pour observer le rayonnement X, comme pour tout rayonnement y compris visible, il faut enregistrer les signes de sa présence. C'est le rôle des détecteurs, ils sont constitués d'un matériau sensible au rayonnement, à travers lequel on fait parcourir un courant. Une électronique adaptée va alors mesurer les variations du courant, les interpréter et les enregistrer. Selon les détecteurs on peut obtenir la position, le temps et l'énergie liés à l'interaction. Cependant il est difficile de déterminer si ces interactions sont dues au rayonnement de l'objet observé ou des innombrables autres sources de rayonnement dans l'espace. Afin de rendre le signal plus important devant le "bruit", il faut soit augmenter le signal soit diminuer le bruit. Le signal peut être augmenté en concentrant le rayonnement de la source grâce à une optique focalisatrice. Le bruit peut être réduit de manière passive ou active, passive en protégeant au mieux le détecteur des rayonnements parasites et active en entourant le détecteur d'un second permettant la détection

des particules ne provenant pas de l'ouverture du télescope.

Mais enregistrer ce rayonnement n'est pas suffisant pour étudier les objets astrophysiques, il faut déterminer sa provenance, afin d'attribuer ses propriétés à une zone du ciel observée. Pour différencier l'origine de chaque photon, il faut associer au détecteur un système imageur.

1.3.1 Les systèmes imageurs

De par leurs propriétés différentes de la lumière visible, le rayonnement X ne peut pas être imagé par des systèmes classiques tels que les lentilles ou les miroirs paraboliques. Leur énergie est telle que les photons X sont très pénétrants et donc difficiles à dévier ou à réfléchir. Il faut alors trouver un moyen de déterminer leur provenance sans avoir besoin de les dévier ou bien en utilisant une optique mettant en jeu des déviations très faibles. La première catégorie de systèmes imageurs comprend les collimateurs, les collimateurs à modulation rotative (RMC), les masques codés et la seconde comprend les miroirs à incidence rasante et les lentilles à diffraction par cristaux. Un troisième type utilise les interférences constructives liées à la diffraction du rayonnement par une grille de Fresnel. Les systèmes les plus répandus pour l'astronomie X sont les collimateurs, les masques codés et les miroirs à incidence rasante.

Les collimateurs

Un collimateur est un système permettant de filtrer un flux de photons X pour n'en laisser passer que ceux provenant d'une direction particulière. Les collimateurs peuvent être simplement représentés par des tubes étroits et opaques au rayonnement observé, que l'on dispose en amont du plan de détection. De cette manière les photons détectés ne peuvent, a priori, provenir que de la zone du ciel observée. La précision de localisation correspond à l'angle solide défini par les dimensions du collimateur, typiquement de l'ordre du degré. Cependant la surface de collection d'un tel système est égale à la surface de détection et son champ de vue, très réduit, correspond à sa résolution angulaire.

Les collimateurs furent utilisés par les premières missions, car ce sont des systèmes simples et faciles à implémenter.

Les masques codés

Les masques codés utilisent le principe d'ombre portée pour déterminer l'origine des photons. Ce système est composé d'une plaque opaque aux rayonnements X dont les ouvertures forment un motif spécifique. Ce système est placé en amont des détecteurs, et forme sur le plan de détection une ombre spécifique qui dépend de la direction de la source (cf. Figure 1.4). Le masque est dit "codé" car les trous sont disposés de telle sorte que chaque direction du ciel est caractérisée par une ombre spécifique. Connaissant précisément la matrice de réponse du

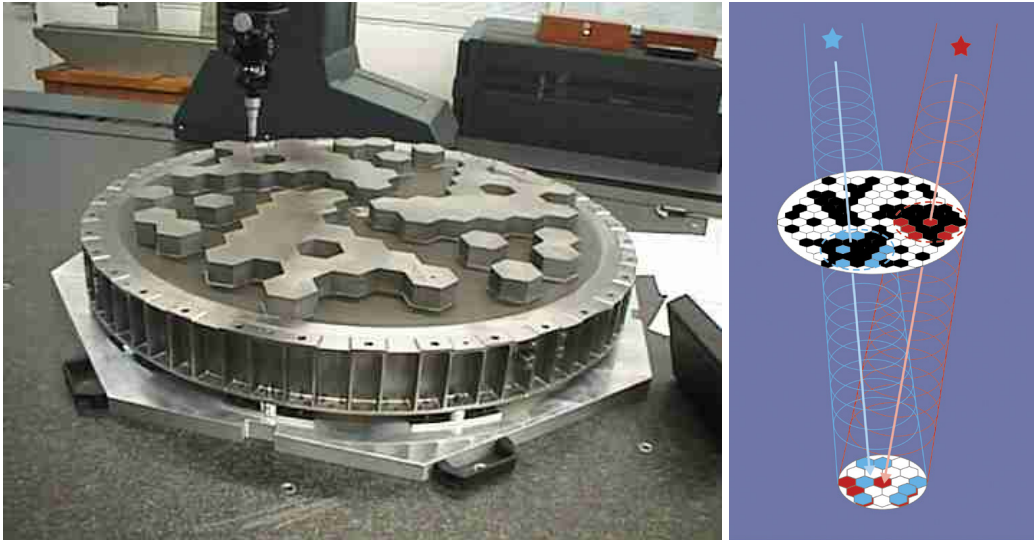


FIGURE 1.4 – Masque codé de l'instrument SPI sur INTEGRAL et principe du système imageur à masque codé. Crédits ESA.

masque, on peut déterminer la direction de la source ainsi que son flux. La résolution angulaire de ce système est comparable aux collimateurs, de l'ordre de quelques minutes d'arc, car elle est déterminée par la taille des trous et leur distance aux détecteurs. Le champ de vue est, lui, très supérieur à celui des collimateurs et dépend du diamètre de l'ouverture et de sa distance au plan de détection.

Leur surface de collection correspond à une fraction, typiquement 50%, de leur surface de détection car l'ouverture du télescope est occultée par les éléments opaques du masque codé.

Ce système bien que limité en résolution angulaire et en surface collectrice permet d'imager un grand champ de vue pour des photons très énergétiques, jusqu'à une énergie de l'ordre du MeV. Ce type de système est encore très utilisé, notamment par les trois instruments haute énergie de l'observatoire INTEGRAL lancé en 2002 par l'ESA.

Les miroirs à incidence rasante

Les photons X ne peuvent pas être imagés par des miroirs ou des lentilles traditionnels car la distance moyenne entre les atomes constituant leur structure, environ 10^{-8} m, est plus grande que la longueur d'onde du rayonnement X de l'ordre de 10^{-10} m. Les photons X traversent le miroir sans être réfléchis et traversent la lentille sans être déviés. Mais si l'incidence du photon avec la surface du miroir est très faible, les distances inter-atomiques apparaissent plus petites selon $d \times \sin \theta$ avec d la distance inter-atomique et θ l'angle d'incidence (cf. Figure 1.5).

En faisant l'approximation qu'une surface est réfléchissante si la distance inter-atomique moyenne est 5 fois plus petite que la longueur d'onde du rayonnement, on peut se faire une idée de l'incidence nécessaire pour qu'un photon X ait une chance d'être réfléchi. Ainsi pour

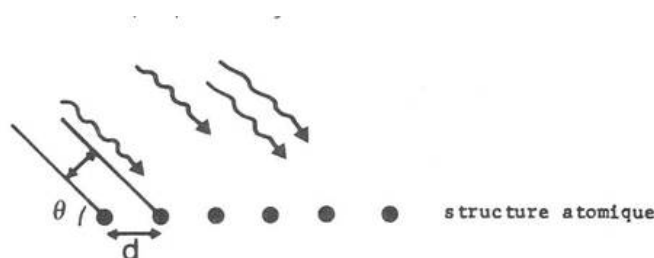


FIGURE 1.5 – Principe de la réflexion des photons X en incidence rasante.

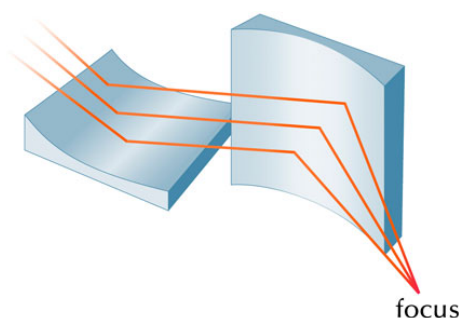


FIGURE 1.6 – Principe du système imageur de Kirkpatrick et Baez.

un photon d'une longueur d'onde associée de 10^{-10} m, l'angle maximum d'incidence est de l'ordre de 0,1 degrés :

$$\theta = \frac{\lambda}{5d} = \frac{10^{-10}}{5 \times 10^{-8}} = 2 \times 10^{-3} \text{ radians.} \quad (1.1)$$

Ainsi en 1923, près de 30 ans après la découverte de Röntgen, Compton montra que les photons X pouvaient être réfléchis par une surface polie lorsque leur incidence était très faible. Le terme "réflexion à incidence rasante" était né. Le premier système imageur utilisant des miroirs en incidence rasante fut développé par Kirkpatrick et Baez en 1948 suite aux travaux de Jentsch. Ce système se compose de deux miroirs elliptiques agencés orthogonalement, chacun fournissant une focalisation dans une dimension (cf, Figure 1.6). Ces miroirs sont simples à fabriquer et peu coûteux, mais ils fournissent une faible surface de collection et une faible résolution angulaire car ils ne remplissent pas la condition Abbé Sine (cf. chapitre 2). En 1952, pour pallier ces problèmes, Hans Wolter conçut trois systèmes imageurs remplissant quasiment cette condition. Ces systèmes sont composés de deux miroirs de symétrie de révolution, i.e. des paraboloïdes, des hyperboloïdes ou des ellipsoïdes (cf. Figure 1.7). Le type I est le seul utilisé en astronomie en raison de sa focale réduite et de sa géométrie permettant d'imbriquer un grand nombre de miroirs augmentant ainsi la surface de collection. Aussi, les type II et III sont plus difficiles à fabriquer d'un point de vue mécanique. Le premier télescope spatial utilisant des miroirs Wolter-I (Wolter type I) fut l'observatoire Einstein lancé en 1978. Depuis ce succès, de nombreuses missions d'astronomie X équipées de ce type de miroirs furent lancées,

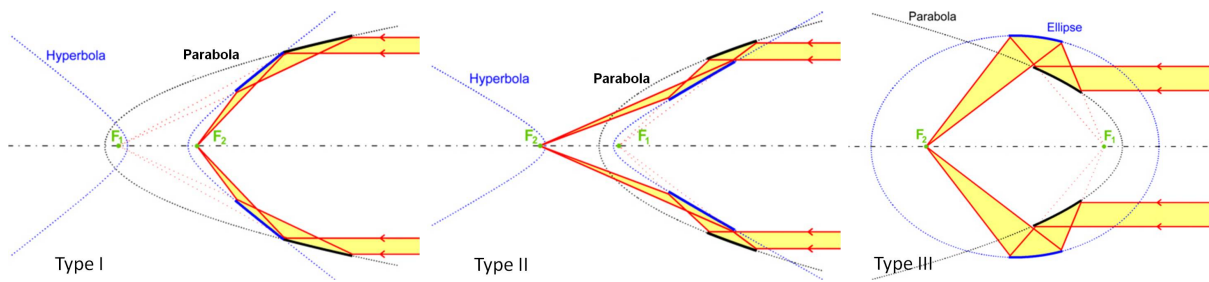


FIGURE 1.7 – Principe des systèmes imageurs développés par Hans Wolter.

contribuant ainsi à leur développement. Les miroirs ont gagné en poids, en résolution angulaire et en efficacité.

Le champ de vue d'un télescope utilisant ce type de miroirs est relativement petit car limité par l'angle maximum d'incidence. Leur résolution angulaire peut atteindre la seconde d'arc selon l'énergie du rayonnement. La surface efficace de ce type de système imageur peut être très supérieure à la surface de détection, permettant d'augmenter considérablement la proportion de photons du ciel observé par rapport aux photons de bruit.

1.3.2 Les détecteurs

On ne détecte jamais directement les photons X, on détecte les signes de leurs interactions avec la matière. Lorsqu'un photon X interagit avec la matière, il lui cède une partie de son énergie. Cette énergie va ensuite être convertie selon le détecteur : lumière pour les scintillateurs, signal électrique pour les semi-conducteurs et élévation de température pour les microbolomètres. En mesurant leurs variations, on évalue l'énergie des photons X incidents.

Les détecteurs à semi-conducteurs

Ces détecteurs sont composés de semi-conducteurs pour faciliter la collection des charges (paires électrons-trous) créés par les photons X dans le matériau. Les photons X étant très énergétiques, ils sont très pénétrants et leurs interactions avec la matière engendrent des charges très élevées. Les détecteurs doivent être assez absorbants pour que les photons ne puissent les traverser et posséder les caractéristiques nécessaires pour une collection rapide et précise des charges. Parmi les plus utilisés, on notera les détecteurs Silicium, les détecteurs Germanium ou encore les détecteurs Cd(Zn)Te ou CZT. Selon les propriétés du semi-conducteur, celui-ci peut fonctionner à température ambiante ou nécessiter un refroidissement.

Ces détecteurs sont les plus utilisés dans les télescopes modernes, ils possèdent une très bonne résolution spatiale, spectrale et temporelle.

Les Calorimètres/Bolomètres

Les calorimètres ou encore bolomètres mesurent la température d'un substrat impacté par les photons X. Ceux-ci vont légèrement changer sa température et donc sa résistance. En mesurant précisément les variations de cette résistance, on détermine l'énergie du photon incident. Afin de gagner en résolution spectrale, le substrat doit être refroidi proche de 0 degré Kelvin pour qu'il soit dans un état dit de supra-conducteur. De cette manière, une infime quantité d'énergie absorbée par le matériau modifie beaucoup sa résistance, faisant quitter le substrat de son état supra-conducteur, et donc améliore la précision de la mesure.

Ces détecteurs possèdent une extrême précision spectrale mais une résolution spatiale et temporelle plus limitée. Leur fonctionnement à très basse température nécessite un système cryogénique complexe pour une application spatiale. ASTRO E2, alias Suzaku, est le premier télescope à avoir utilisé cette technologie. Malheureusement, ce détecteur ne fonctionna qu'un mois à cause d'un problème avec le gaz cryogénique.

1.4 L'avenir de l'astronomie X

Chaque nouvelle mission d'astronomie repousse les limites de la technologie pour gagner en performance. Les missions spatiales étant très onéreuses, elles ne sont intéressantes que si l'on gagne au moins un facteur dix pour une des caractéristiques de l'instrument en adéquation avec des besoins scientifiques forts. Actuellement de gros efforts sont apportés sur l'optique focalisatrice, notamment à travers le développement de nouveaux revêtements réfléchissants pour couvrir les miroirs classiques Wolter-I ou encore le développement de nouvelles optiques basées sur un assemblage de micro-canaux de Silicium (Silicon Pore Optics). Le défi consiste à étendre le principe de focalisation au delà de la dizaine de keV. La distance focale étant un facteur déterminant, de nouvelles technologies sont à l'étude pour augmenter celle-ci comme le vol en formation et les mats déployables. Les détecteurs ne sont pas en reste, de nombreux systèmes sont développés pour fonctionner à température ambiante et d'autres promettent une excellente résolution spatiale et spectrale dans une large bande continue d'énergie.

Les technologies Silicon Pore Optics, le vol en formation et les micro-bolomètres X sont des technologies d'avant garde très prometteuses mais nécessitent encore beaucoup de développement. Les prochaines missions d'astronomie X sont donc plutôt construites autour de miroirs Wolter-I bénéficiant des dernières avancées en terme de substrat et de revêtements associés à des détecteurs semi-conducteurs, séparés d'une dizaine de mètres par un mat déployable. On notera par exemple les missions NuSTAR (NASA) et Astro-H (JAXA). Ce type particulier de télescopes est détaillé dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

Les télescopes Wolter-I grande focale

Depuis le premier télescope spatial Einstein, les miroirs Wolter-I ont été largement utilisés bénéficiant de constantes améliorations. Aujourd'hui encore, ce système est le plus adapté pour concentrer et imager les photons X. Coté détecteurs, les télescopes bénéficient également des dernières avancées en matière de semi-conducteurs. Par ailleurs, l'accès à de plus longues distances focales permet de repousser les limites de la focalisation à de plus hautes énergies. La mission NuSTAR, dont le lancement est prévu courant février 2012, est équipée de miroirs Wolter-I très légers, recouverts d'un revêtement multicouche et de détecteur semi-conducteurs fonctionnant à température ambiante. Elle profite également d'un nouveau type de mat déployable pour atteindre la distance focale nécessaire pour focaliser les photons X-durs (cf. Figure 2.1).

Dans ce chapitre, je détaille les différents composants de ce type de télescope ainsi que leur fonctionnement.

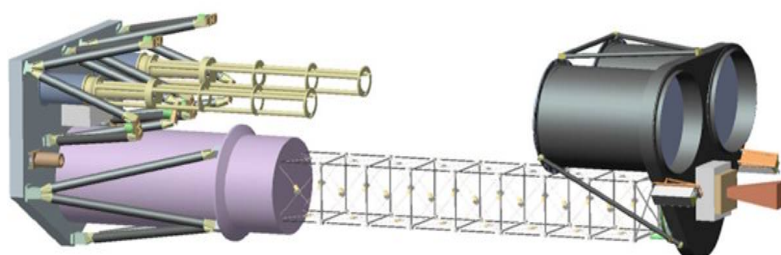


FIGURE 2.1 – Schéma du télescope X-dur NuSTAR partiellement déployé. La distance focale nécessaire pour focaliser les photons X-durs est atteinte grâce à un mat déployable. Crédits NASA.

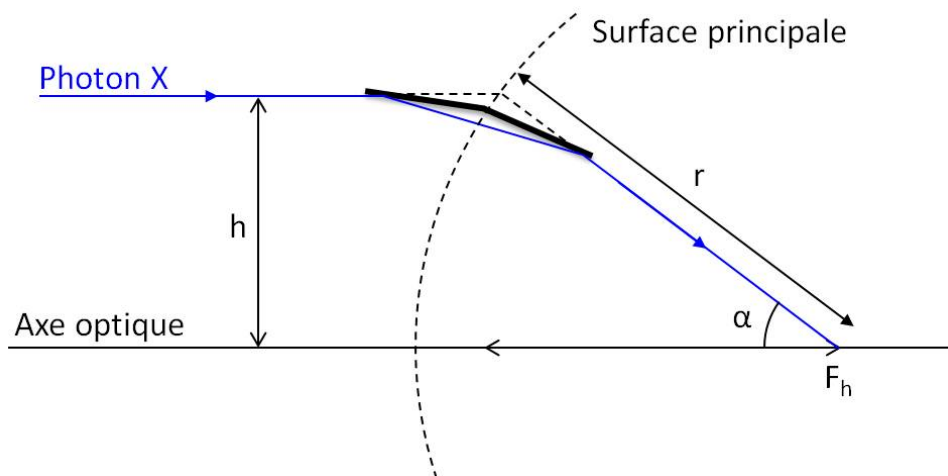


FIGURE 2.2 – La condition *Abbe sine* nécessaire à tout système optique pour éliminer la coma. Elle implique $h/\sin\alpha = r$ avec r constant. Cela signifie que la surface principale doit être sphérique et centrée sur le point focal.

2.1 Les Miroirs Wolter-I

En 1952, Hans Wolter conçut plusieurs optiques à incidence rasante pour focaliser les photons X dans le but de construire un microscope à rayons X (Wolter, 1952b). Son modèle Wolter type I, caractérisé par une distance focale réduite, fut par la suite utilisé pour de nombreuses applications astrophysiques.

2.1.1 Géométrie

Les miroirs Wolter-I sont composés d'une section de paraboloïde suivie par une section d'hyperboloïde (cf. Figure 1.7). L'ensemble peut être schématisé par un entonnoir à l'intérieur duquel les photons sont déviés deux fois (sur chaque section), et ainsi focalisés. Cette double réflexion sur la surface interne d'un paraboloïde et d'un hyperboloïde est nécessaire pour imager des photons par incidence rasante. En utilisant un seul miroir parabolique en incidence rasante, un objet ponctuel en dehors de l'axe optique formerait un anneau autour du point focal. Ce défaut, appelé coma, apparaît lorsque le système optique ne remplit pas la condition *Abbe sine*. Afin d'approcher cette condition et réduire ce défaut, Hans Wolter proposa d'utiliser une seconde réflexion sur un miroir secondaire. Ainsi, la géométrie Wolter type I satisfait quasiment la condition *Abbe sine* en utilisant un couple de miroirs paraboloïde/hyperboloïde (cf. Figure 2.2).

Un miroir Wolter-I se comporte alors comme une simple lentille sphérique. Afin de supprimer complètement la coma, Hans Wolter modifia le profil des miroirs pour satisfaire parfaitement cette condition (Wolter, 1952a). Cependant, cette géométrie Wolter-Schwarzschild

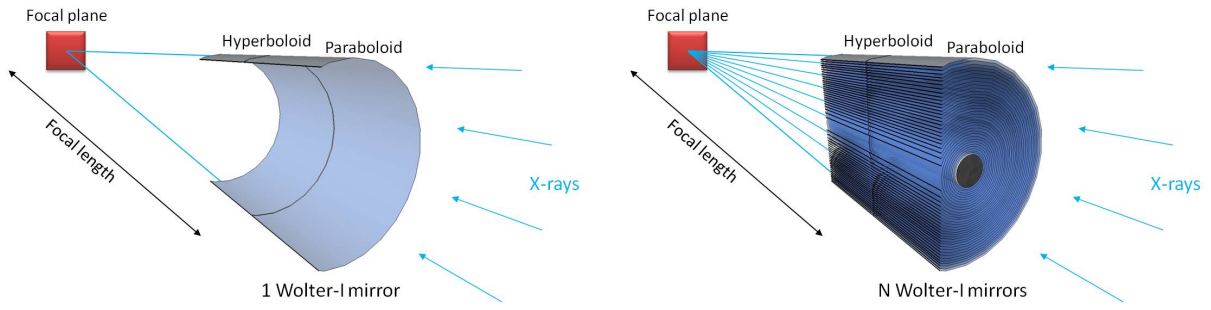


FIGURE 2.3 – Principe d'assemblage de miroirs Wolter-I pour obtenir une importante surface de collection.

n'apporte qu'une faible amélioration de l'image et seulement pour des sources proches de l'axe optique. La géométrie Wolter-I, de par sa symétrie circulaire, élimine également l'astigmatisme et les aberrations sphériques.

Cependant l'utilisation d'angles rasants conduit à une faible surface collectrice par miroir. Ceci est compensé par l'agencement de plusieurs miroirs de diamètre variable afin de couvrir l'ensemble de l'ouverture de l'optique (cf. Figure 2.3). Korsch (1979) étudia la dégradation d'imagerie si la surface parabolique était remplacée par une surface conique, qui rendrait par ailleurs la fabrication des miroirs plus simple. Actuellement, certains télescopes, comme NuSTAR, utilisent des miroirs dont chaque section est approximée par une conique. Ce design, appelé *conical approximation*, permet d'agencer les miroirs de manière plus compacte et donc d'augmenter la surface efficace. En effet, l'utilisation d'une forme conique permet de fabriquer des miroirs plus fins et donc de gagner en compacité. Ces miroirs sont également plus légers et moins chers à produire. L'inconvénient de ce type de miroir est leur résolution, moins bonne que les Wolter-I classiques.

Quelle que soit la géométrie utilisée, Wolter-I, Wolter-Schwarzschild-I ou Wolter-I *conical approximation*, les miroirs une fois fabriqués et assemblés sur une structure présenteront des défauts. Ces défauts peuvent être classés en deux principales catégories : les défauts macroscopiques et les défauts microscopiques. Les défauts macroscopiques correspondent à une altération de la forme des miroirs et entraînent des perturbations sur la focalisation indépendamment de l'énergie du photon incident. Au contraire les défauts microscopiques, qui correspondent aux aspérités de la surface, entraînent une dispersion des photons autour de la direction spéculaire de réflexion, dépendante de leur énergie (*X-ray scattering*). La longueur d'onde d'un photon X étant de l'ordre de grandeur d'un atome, il est très difficile d'obtenir une surface plane à leur échelle. De ce fait, leur direction de réflexion n'est pas strictement dictée par la loi de Snell mais distribuée autour de celle-ci (cf. Figure 2.4). Selon Aschenbach (1985, 2005), cette dispersion peut être exprimée selon

$$\Delta^2 = (2k\sigma \sin \alpha)^2 \quad (2.1)$$

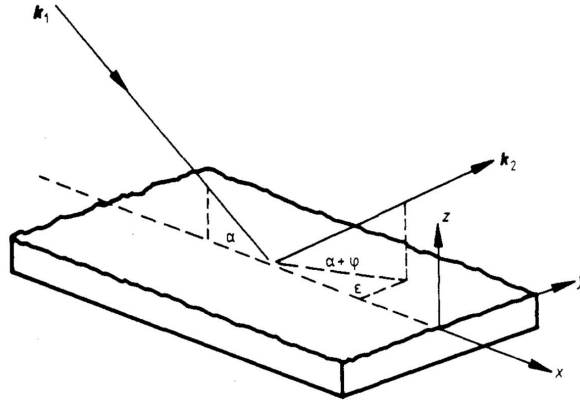


FIGURE 2.4 – Géométrie du *X-ray scattering*. k_1 et k_2 désignent respectivement le vecteur de l'onde incidente et le vecteur de l'onde dispersée.

où $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde de la radiation et α est l'angle d'incidence rasant. Δ est la différence de phase entre deux ondes réfléchies de manière spéculaire depuis deux zones adjacentes de la surface. σ est la différence de hauteur entre ces deux zones. Plus la longueur d'onde du photon est petite, plus celui-ci sera sensible aux micro-défauts de la surface du miroir. Ainsi, ce phénomène élargit d'autant plus la tache focale que les photons sont énergétiques (Spiga, 2007).

2.1.2 Revêtements

Chaque miroir est recouvert d'un revêtement spécifique pour réfléchir les photons de haute énergie. L'interaction de photons X avec la matière peut être décrite par le coefficient complexe de réfraction du revêtement du miroir

$$n = 1 - \delta - i\beta = \sqrt{\epsilon} \quad (2.2)$$

où δ décrit le changement de phase et β l'absorption. A la place de l'indice de réfraction, la permittivité du diélectrique ϵ peut être utilisée. Les coefficients de réflexion pour la polarisation p et s sont donnés par les équations de Fresnel

$$r_s = \frac{n^2 \sin \alpha - (n^2 - \cos^2 \alpha)^{\frac{1}{2}}}{n^2 \sin \alpha + (n^2 - \cos^2 \alpha)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.3)$$

$$r_p = \frac{\sin \alpha - (n^2 - \cos^2 \alpha)^{\frac{1}{2}}}{\sin \alpha + (n^2 - \cos^2 \alpha)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.4)$$

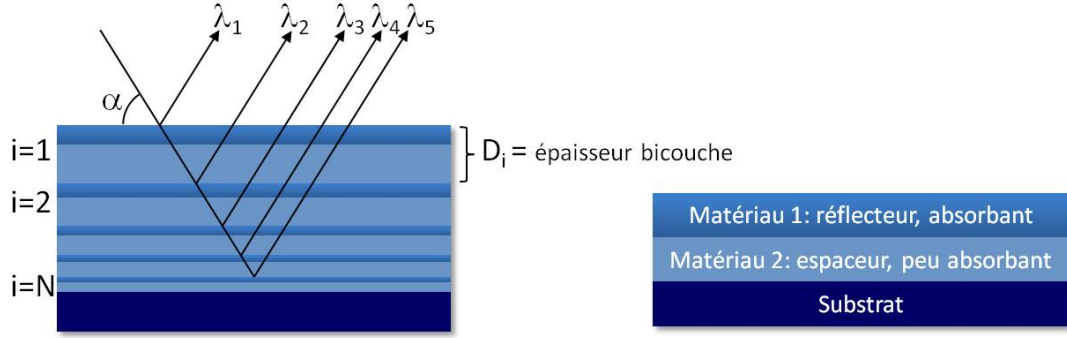


FIGURE 2.5 – Géométrie d'un revêtement multicouche.

avec α l'angle d'incidence mesuré depuis la surface du miroir. Cette approche est correcte tant que les conditions de Fresnel sont remplies, lorsque la surface est parfaitement plane et lorsque les échelles de la structure atomique sont petites comparées aux longueurs d'ondes étudiées. La réflectivité est alors $R_s = r_s \overline{r_s}$ et $R_p = r_p \overline{r_p}$. Si le rayonnement incident n'est pas polarisé, la réflectivité est alors $R = (R_s + R_p)/2$. Il peut y avoir réflexion externe totale si l'angle d'incidence est inférieur à l'angle critique α_c

$$\alpha_c = (2\delta)^{\frac{1}{2}} = \left(N_0 \frac{Z r_e}{A \pi} \rho \lambda^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.5)$$

où N_0 est le nombre d'Avogadro, r_e est le rayon classique de l'électron, Z et A sont le nombre et la masse atomique du matériau et ρ sa densité de masse. Dans le cas de matériaux lourds, Z/A est proche de $1/2$ et l'angle critique α_c pour $\delta \ll 1$ peut être estimé à

$$\alpha_c = 5.6 \lambda \rho^{\frac{1}{2}} \quad (2.6)$$

avec α_c en arcmin, λ en ångströms et ρ en g.cm^{-3} . Cette équation montre que cet angle critique est supérieur pour des matériaux lourds comme le Tungsten ou le Platine.

Les miroirs multicouches sont composés d'un empilement de paires de matériaux à faible et forte densité, appelées bicouches, afin d'augmenter la réflectivité totale à la surface du miroir (cf. Figure 2.5).

Ainsi un photon n'ayant pas été réfléchi par la première interface traverse celle-ci et en rencontre une autre augmentant ainsi la probabilité de réflexion. Cependant la réflectivité ne peut être augmentée indéfiniment car l'épaisseur totale augmente ainsi que la probabilité d'absorption du photon. La réflectivité entre deux couches est donnée par (Underwood & Barbee, 1981)

$$R_j = a_j^4 \left(\frac{R_{j+1} + r_j}{R_{j+1} r_j + 1} \right) \quad (2.7)$$

avec :

$$\alpha_j = \exp\left(-i\frac{\pi}{\lambda}g_jd_j\right) \quad (2.8)$$

$$r_j^\sigma = \frac{g_j - g_{j+1}}{g_j + g_{j+1}} \quad (2.9)$$

$$r_j^\pi = \frac{g_j/n_j^2 - g_{j+1}/n_{j+1}^2}{g_j/n_j^2 + g_{j+1}/n_{j+1}^2} \quad (2.10)$$

$$g_j = \left(n_j^2 - \cos^2 \alpha\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.11)$$

La réflexion d'une couche d'épaisseur d est maximum pour les longueurs d'onde remplissant les conditions de l'équation de Bragg

$$2d \sin \alpha = m\lambda \quad (2.12)$$

où m correspond à l'ordre de diffraction et α l'angle d'incidence. Si toutes les couches sont de la même épaisseur, le miroir aura une bande passante très étroite correspondant aux différents ordres de diffraction. Cette configuration n'est pas adaptée pour un télescope, où une réflectivité continue sur une large bande en énergie est nécessaire. Cependant, si l'on fait varier graduellement l'épaisseur des couches, chaque couche est efficace pour une certaine énergie et l'ensemble des couches fournit une large bande passante. Chaque épaisseur de couche est alors définie selon un profil en loi de puissance comme

$$d_i = \frac{a}{(b+i)^c} \quad (2.13)$$

avec d_i l'épaisseur de la couche i , a, b et c des constantes. Ce type de revêtement est appelé *depth graded multilayer*.

2.2 Les Détecteurs à semi-conducteurs

Dans un détecteur à semi-conducteur, la détection se fait par collection de charges suite à l'interaction d'un photon dans le cristal. Selon la composition et le volume du cristal, le photon aura plus ou moins de probabilité d'interagir. Lors d'une interaction, si le photon dépose une énergie suffisante, les charges libres créées peuvent être collectées par un champ électrique présent entre des électrodes. Grâce à ces charges, on peut déterminer l'énergie du photon, son temps d'arrivée et sa position.

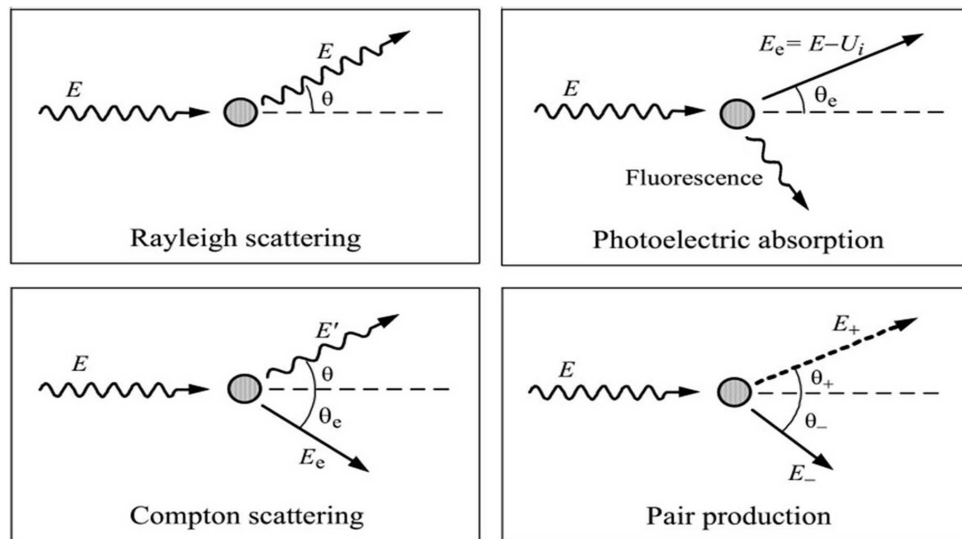


FIGURE 2.6 – Schéma des différentes interactions qu'un photon peut avoir avec la matière.

2.2.1 Interactions photons/matière

Il existe quatre types d'interactions possibles entre un photon et la matière : la diffusion élastique Thomson-Rayleigh, la diffusion inélastique Compton, l'effet photoélectrique et la création de paires (cf. Figure 2.6). Je ne traiterai pas de la création de paires car ce phénomène peut apparaître uniquement pour des photons dont l'énergie est supérieure à 1.022 MeV, au delà de la gamme qui nous intéresse.

Diffusion Thomson-Rayleigh

Lorsqu'une onde électromagnétique rencontre de la matière, son champ électrique perturbe le mouvement des électrons du milieu. L'oscillation des électrons induit alors un rayonnement électromagnétique (cf. Figure 2.6). Cette réémission de l'onde incidente par le milieu est appelée diffusion. Lorsque celle-ci est diffusée sans modification de son énergie, la diffusion est dite élastique. C'est le cas de la diffusion Thomson-Rayleigh, qui est un cas particulier de la diffusion Compton. L'angle de diffusion est d'autant plus faible que l'énergie de l'onde incidente est grande, car l'énergie transmise à l'électron diffusant est négligeable. Dans le cas contraire, on assiste soit à une diffusion Compton soit à un effet photoélectrique.

Diffusion Compton

Lors d'une diffusion Compton, une partie de l'énergie du photon incident (E) est transmise à l'électron. Cet électron, considéré au repos et peu lié à l'atome, est alors expulsé avec une énergie $E_e = E' - E$ (cf. Figure 2.6). Son énergie est rapidement absorbée par le milieu. Le

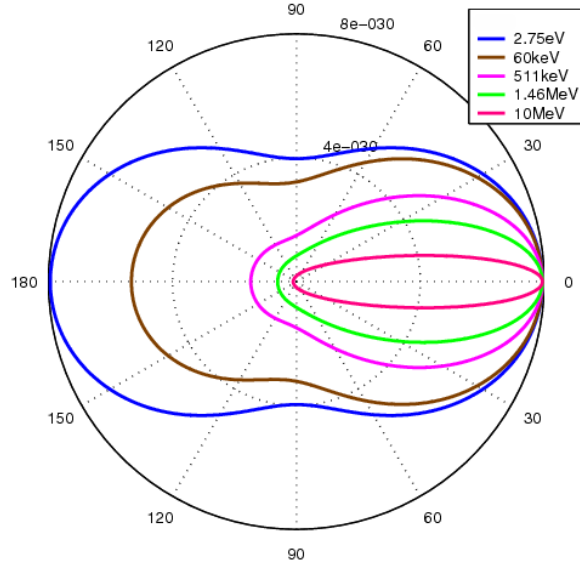


FIGURE 2.7 – Distribution angulaire des photons diffusés par effet Compton pour différentes énergies.

photon est diffusé avec un angle θ relié à son énergie E' par la formule

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.14)$$

avec $m_e c^2$ l'énergie de l'électron au repos (Knoll, 2000). L'angle de diffusion est d'autant plus faible que l'énergie du photon diffusé est grande. Ainsi, le photon diffusé aura comme énergie maximum $E' = E$ lorsque $\theta = 0$, et comme énergie minimum $E' = E / \left(1 + 2 \frac{E}{m_e c^2}\right)$ lorsque $\theta = \pi$.

Bien que tous les angles de diffusion soient permis, la diffusion Compton n'est pas isotrope. Cette probabilité fut décrite en terme de section efficace différentielle par Klein et Nishina

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\theta} = \pi Z r_e^2 \sin \theta \left(\frac{E'}{E} \right)^2 \left(\frac{E'}{E} + \frac{E}{E'} - \sin^2 \theta \right) \quad (2.15)$$

où r_e est le rayon classique de l'électron et Z le numéro atomique du matériau. Cette relation s'exprime en $\text{cm}^2 \cdot \text{atome}^{-1} \cdot \text{deg}^{-1}$. Elle indique la probabilité de diffusion par effet Compton, d'un photon incident d'énergie E , dans une direction comprise dans l'intervalle $[\theta, \theta + d\theta]$. La figure 2.7 montre la distribution angulaire des photons diffusés par effet Compton calculée avec l'équation 2.15. La probabilité de diffusion avec un angle θ proche de 0, vers l'avant, est d'autant plus importante que l'énergie du photon incident est grande.

La section efficace de Klein-Nishina peut également être exprimée par rapport à l'énergie du photon diffusé

$$\frac{d\sigma_{KN}}{dE'} = \pi Z r_e^2 \frac{m_e c^2}{EE'} \left(1 + \left(\frac{E'}{E} \right)^2 - \frac{E'}{E} \sin^2 \theta \right). \quad (2.16)$$

Cette relation s'exprime en $\text{cm}^2 \cdot \text{atome}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$. Elle indique alors la probabilité d'interaction par effet Compton pour un photon incident d'énergie E et un photon diffusé d'énergie comprise dans l'intervalle $[E', E' + dE]$. L'effet Compton est ici décrit dans le plan de l'interaction. Dans le volume d'un détecteur, le photon est diffusé dans un angle solide d'angle polaire θ .

Effet photoélectrique

Dans ce processus, le photon incident cède toute son énergie E à un électron d'un atome du cristal. L'électron est alors arraché de l'atome et possède une énergie cinétique $E_e = E - U_i$, où U_i correspond à l'énergie qui le liait à l'atome (cf. Figure 2.6). L'électron est ensuite ralenti dans le cristal et son énergie est absorbée. L'électron, en quittant l'atome, laisse son orbitale inoccupée. L'atome est alors dans un état instable, excité. Sa recombinaison peut être radiative ou non. La recombinaison radiative de l'atome conduit à l'émission d'un ou plusieurs photons X de fluorescence. Une recombinaison non radiative s'accompagne de l'émission d'électrons Auger.

La probabilité qu'un photon interagisse par effet photoélectrique avec un électron est maximum lorsque son énergie est tout juste supérieure à l'énergie de liaison de l'électron et décroît ensuite rapidement selon $E^{-7/2}$. Ainsi, l'absorption photoélectrique montre des discontinuités aux énergies de liaison des différentes couches électroniques (cf. Figure 2.8). L'effet photoélectrique diminue avec l'énergie du photon, mais sa section efficace croît rapidement avec le numéro atomique Z et peut être estimée par $\sigma_p = Z^5 / E^{7/2}$.

2.2.2 Efficacité de détection

Nous venons de voir les différentes interactions possibles entre un photon et la matière. Pour détecter un photon, il faut que celui-ci perde une partie ou la totalité de son énergie dans le volume du détecteur. Les deux processus susceptibles de transférer l'énergie d'un photon vers un électron sont la diffusion Compton et l'effet photoélectrique. La section efficace d'un photon, représentant la probabilité d'occurrence de ces phénomènes dépend fortement de la densité électronique du matériau et donc de son numéro atomique. Elle ne dépend pas de la densité d'atomes dans le milieu et s'exprime en $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$. Pour estimer l'absorption d'un matériau, il faut également prendre en compte sa masse volumique ρ en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$. On exprime alors son

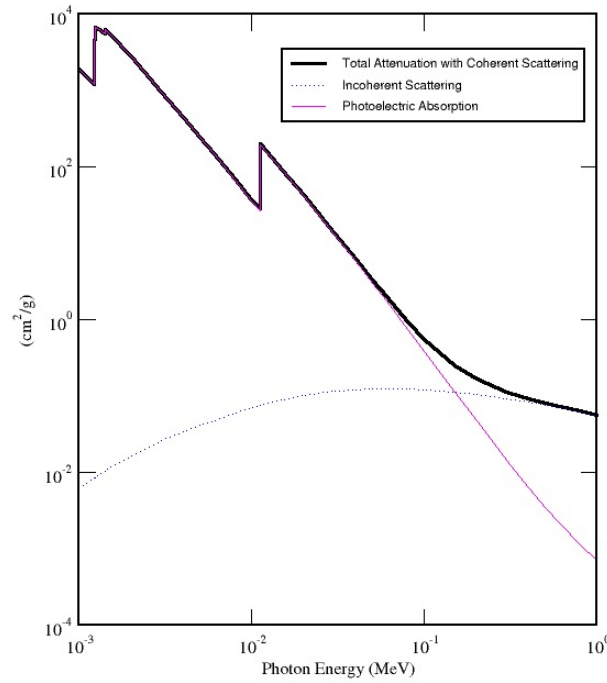


FIGURE 2.8 – Coefficient d’atténuation dans le Germanium composé de l’effet photoélectrique et de la diffusion Compton.

Matériau	Numéro atomique Z	Masse volumique (g.cm ⁻³)
Germanium	32	5.32
Silicium	14	2.33
CdTe	48-52	5.85
BGO	83-32-16	7.13
NaI	11-53	3.67

TABLE 2.1 – Propriétés de quelques semi-conducteurs pour la détection de photons X.

coefficient d’atténuation linéaire total, en cm⁻¹, par

$$\mu = \sigma_t \rho \quad (2.17)$$

où σ_t est la somme des sections efficaces de l’effet photoélectrique et de l’effet Compton. Un photon a donc une probabilité plus grande d’interagir dans un matériau avec un Z élevé et une masse volumique importante. Lorsque le semi-conducteur est composé de deux matériaux, comme le CdTe, il faut calculer σ_t en faisant la somme des sections efficaces pondérées de la proportion en masse des constituants. Le tableau 2.1 présente les propriétés de quelques semi-conducteurs.

En utilisant la relation

$$N = N_0 \exp(-\mu l) \quad (2.18)$$

qui lie le nombre N de photons transmis à travers un matériau d'épaisseur l et de coefficient linéaire total μ au nombre N_0 de photons émis à sa surface, on peut estimer l'efficacité d'un détecteur.

Les détecteurs en silicium sont peu absorbants de par leur composition ($Z = 14$ et $\rho = 2.33$), et leur épaisseur ne peut pas dépasser quelques millimètres. Ils sont généralement utilisés pour des énergies inférieures à 20 keV. Le germanium est plus absorbant ($Z = 32$ et $\rho = 5.32$) et peut être fabriqué avec une épaisseur de plusieurs centimètres. Il est utilisé pour la détection de photons jusqu'à plusieurs MeV.

2.2.3 Transport et collection des charges

Dans un détecteur à semi-conducteur, le cristal est organisé en bandes d'énergies. Chaque bande correspond à une énergie autorisée pour les électrons. La bande de valence est la bande d'énergie des électrons au repos. L'état énergétique immédiatement supérieur est la bande de conduction, qui leur permet de circuler dans le solide. Ces deux bandes sont séparées par une bande interdite, le *gap*, de quelques électron volts. Si un électron de la bande de valence reçoit une énergie au moins égale au *gap*, par interaction avec un photon ou par agitation thermique, il peut passer dans la bande de conduction. Les semi-conducteurs sont polarisés par une haute tension pour faire circuler les électrons de la bande de conduction et permettre leur collection par des électrodes. L'électron laisse alors dans la bande de valence une place inoccupée appelée "trou". Ce trou, bien qu'il ne soit pas une particule à proprement parler, est considéré comme un porteur de charge. Il se déplace en sens inverse par les transferts successifs d'électrons venant combler les places inoccupées.

En l'absence d'excitation, les électrons de la bande de valence ne peuvent pas franchir le *gap* et le cristal se comporte comme un isolant. Cette caractéristique réduit considérablement le bruit lié au courant induit par l'agitation thermique à l'intérieur du cristal, ce qui fait des détecteurs semi-conducteurs d'excellents détecteurs de photons X. Certains matériaux à faible *gap*, comme le Germanium, doivent être refroidis afin de diminuer l'agitation thermique, suffisante à température ambiante pour faire passer des électrons dans la bande de conduction.

Lorsqu'un photon interagit dans un détecteur à semi-conducteur, il transmet une partie de son énergie à l'atome par effet photoélectrique ou diffusion Compton. L'électron primaire issu de l'interaction va perdre son énergie le long de son trajet en créant un nuage de porteurs libres : électrons dans la bande de conduction et trous dans la bande de valence. Le semi-conducteur étant polarisé par une haute tension, les porteurs libres vont être attirés vers les électrodes et engendrer ainsi un courant mesurable dans un circuit connecté au détecteur. Le nombre de paires électrons-trous générées étant proportionnel à l'énergie déposée, le courant mesuré nous renseigne directement sur l'énergie du photon incident.

Les détecteurs semi-conducteurs ont une très bonne résolution spectrale. L'énergie néces-

Matériau	Gap (eV)	Energie d'ionisation (eV)	Mobilité électrons/trous (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	Température de fonctionnement (K)
Germanium	0.66	2.96	36000/42000 (77K)	77-100
Silicium	1.11	3.76	21000/11000 (77K)	220-250
CdTe	1.44	4.42	950/80	250-300

TABLE 2.2 – Caractéristiques de trois semi-conducteurs.

saire pour créer une paire électron-trou, appelée énergie d'ionisation, est de seulement quelques eV. De ce fait, le nombre de charges élémentaires créées lors d'une interaction est très important, ce qui améliore la statistique pour déterminer l'énergie du photon incident. La résolution spectrale intrinsèque d'un détecteur dépend alors fortement de son énergie d'ionisation, proportionnelle à la valeur de son gap. Cependant, cette résolution peut être dégradée par des pertes de charges dues aux imperfections du cristal et par le bruit de lecture induit par l'électronique associée. Leur résolution temporelle est elle aussi très bonne et dépend de la mobilité des charges dans le cristal. Leur résolution spatiale dépend de la segmentation en pixels, obtenue en utilisant plusieurs électrodes de collection ou plusieurs détecteurs indépendants. Elle peut atteindre 10⁻⁵m.

Le tableau 2.2 présente les caractéristiques principales et la température de fonctionnement de trois semi-conducteurs typiques.

2.3 Le banc optique

Bien que la géométrie des miroirs Wolter-I réduise la distance focale grâce au deux déviations consécutives, la focalisation de photons X de l'ordre de plusieurs dizaines de keV nécessite des distances focales d'une dizaine de mètres. Jusqu'à présent, les satellites artificiels permettent une distance focale d'un maximum de 10 mètres comme pour l'observatoire Chandra. Cette limitation imposée par les dimensions des lanceurs est en passe d'être contournée grâce au développement de technologies comme les mats déployables ou le vol en formation.

Les mats déployables permettent d'une part de réduire les dimensions du satellite au lancement et d'autre part d'augmenter leur dimension une fois l'orbite nominale atteinte. Cette technologie s'est beaucoup développée ces dernières années, avec notamment l'expérience *Shuttle Radar Topography Mission* (Farr et al., 2000), où un mat déployable a fourni la distance de 60 mètres nécessaire entre l'antenne à bord de la navette américaine et l'antenne située au bout du mat (cf. Figure 2.9). L'utilisation de ce type de technologie pour un télescope nécessite une très grande stabilité pour maintenir le bon alignement du banc optique. Sur la mission SRTM, l'antenne située au bout du mat avait une stabilité de l'ordre du cm à une distance de 60 m. La mission NuSTAR, qui devrait être lancée courant 2012, sera équipée d'un mat similaire four-

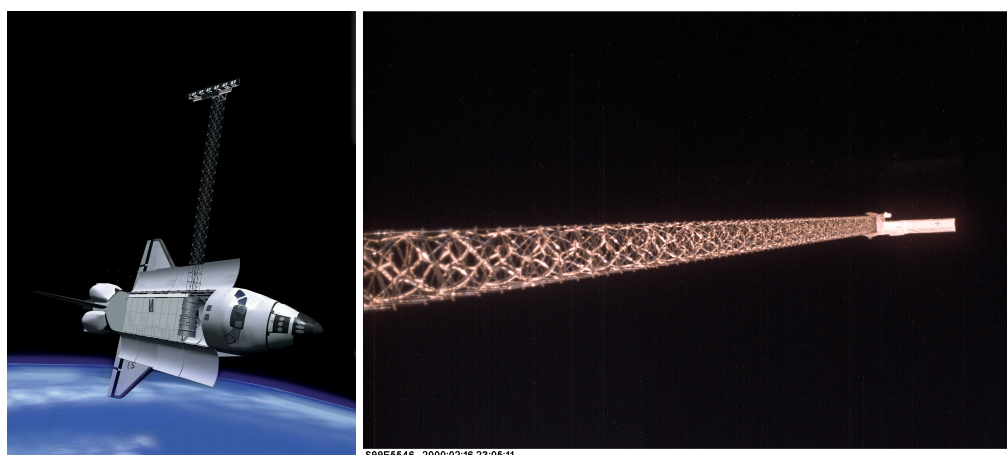


FIGURE 2.9 – Navette spatiale Endeavor avec la mission SRTM, partiellement déployée (gauche) et vue du mat de 60 m totalement déployé (droite). Crédits NASA.

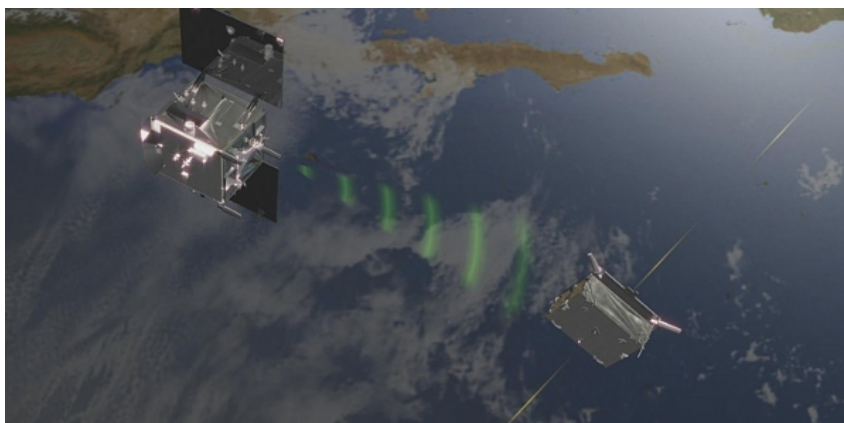


FIGURE 2.10 – Vue de la mission PRISMA testant les algorithmes de guidage nécessaire au maintien du vol en formation. Crédits CNES.

nissant une distance entre les miroirs et les détecteurs de 10 mètres. Pour des distances focales plus grandes, supérieures à la centaine de mètres, il est nécessaire de faire appel à un autre type de technologie. Le concept de vol en formation répond à ce besoin. Il consiste à séparer sur plusieurs satellites indépendants la charge utile de l'instrument. Dans le cas particulier d'un télescope Wolter-I, les miroirs sont portés par un satellite et le plan de détection par un second. Les deux satellites évoluent sur une même orbite et maintiennent leur formation grâce à un système complexe de capteurs et d'actuateurs. La mission Simbol-X (étudiée dans le chapitre 4) était un projet de télescope Wolter-I distribué sur deux satellites et opérant de 0.5 à 80 keV. Cette technologie est actuellement testée dans le cadre de la mission suédoise PRISMA (Berge et al., 2006), illustré figure 2.10. Le vol en formation, bien que beaucoup plus complexe et coûteux que le mat déployable, est très attendu par de nombreuses missions scientifiques nécessitant de longues distances entre les diverses parties de l'instrument. La stabilité possible avec cette tech-

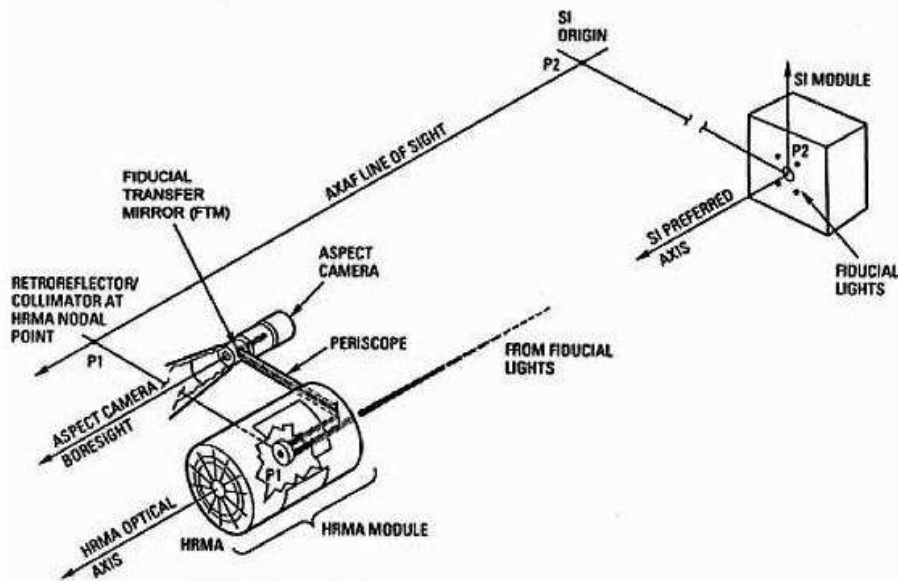


FIGURE 2.11 – Schéma de la métrologie utilisée sur le télescope Chandra. Celle-ci est composée de quatre diodes situées autour du plan de détection, d'un système optique (lentilles et réflecteurs) et d'une caméra co-alignée avec les miroirs (Aldcroft et al., 2000).

nologie repose essentiellement sur la précision des capteurs utilisés et peut atteindre le mm à plusieurs dizaines de mètres de distance. Le projet LISA (Laser Interferometer Space Antenna) (Jennrich, 2008) qui vise à la détection des ondes gravitationnelles depuis l'espace, nécessite une distance de 5 millions de km entre chacun de ses trois instruments.

2.3.1 La métrologie

Les instabilités de la structure du télescope entraînent un mauvais alignement sources-miroirs-détecteurs et donc un décalage de l'image des sources sur les détecteurs. Ce défaut peut être corrigé dans la mesure où l'image se situe toujours sur les détecteurs. Afin de corriger l'image, il faut déterminer avec précision le pointage du télescope ainsi que ces déformations internes, le décalage des détecteurs par rapport à leur position de référence. Pour cela, les télescopes sont équipés de capteurs, souvent optiques, pour mesurer ces dérives pour chaque photon incident sur le plan de détection. Ainsi, chaque position de photon est corrigée de l'erreur de pointage et du décalage du détecteur, et ainsi l'image est reconstruite dans un repère fixe. Sans ce type de métrologie la résolution du télescope ne pourrait pas atteindre la seconde d'arc.

Pour un télescope monolithique, le pointage fin du télescope est en général fourni par des senseurs stellaires et le décalage des détecteurs lié aux déformations internes est fourni soit par des caméras associées avec des cibles comme des diodes soit par des pointeurs lasers visant des détecteurs de positions (Weisskopf et al., 2003). La figure 2.11 présente un schéma de la

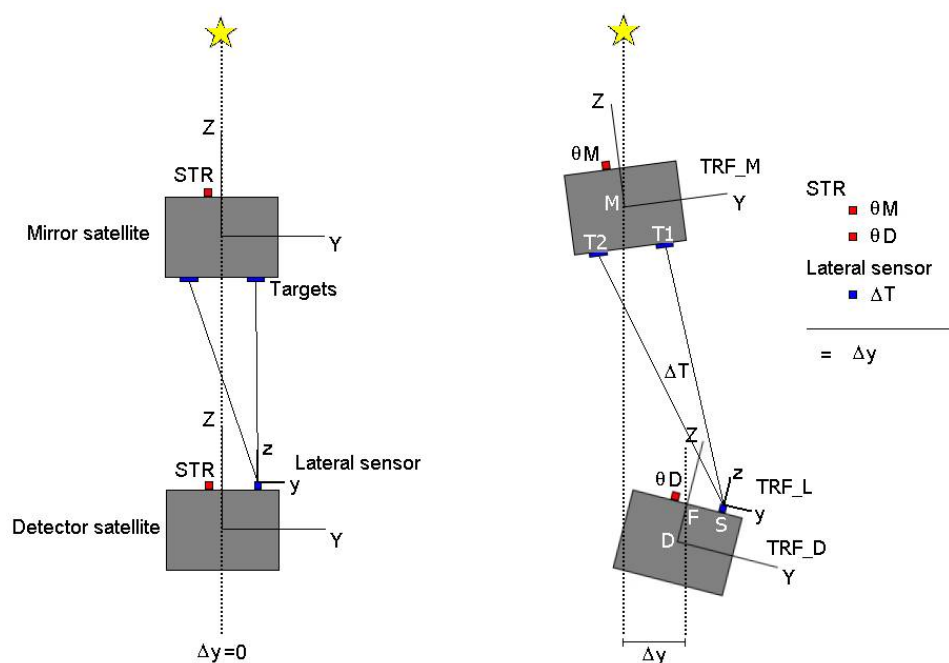


FIGURE 2.12 – A gauche : configuration de référence de Simbol-X pour une observation. A droite : une configuration possible de Simbol-X durant une observation, liée aux instabilités du vol en formation. La métrologie, constituée de senseurs stellaires et de caméras, permet la restitution précise du pointage du télescope à tout instant.

métrologie utilisée sur l'observatoire Chandra. Quatre diodes sont focalisées sur une caméra de type senseur stellaire qui, co-alignée avec les miroirs, observe dans la direction des sources.

Lorsque le télescope est distribué sur deux satellites, par exemple sur la mission Simbol-X (cf. chapitre 4), il n'y a pas de distinction entre le pointage du télescope et ses déformations internes. Les deux satellites étant indépendants, on parle uniquement de l'alignement miroirs-détecteurs. Pour mesurer cet alignement, Simbol-X est équipé d'une métrologie complexe composée de senseurs stellaires sur chacun des deux satellites, de diodes cibles situées autour des miroirs et de caméras proches des détecteurs (cf. Figure 2.12).

Cette métrologie consiste à mesurer la position des miroirs dans le référentiel local des détecteurs et de calculer cette position dans le ciel en utilisant l'attitude des détecteurs. La première étape consiste à mesurer la position angulaire des cibles situées autour des miroirs (T1, T2) par une caméra située près des détecteurs (S). Grâce à la distance angulaire ΔT et la longueur T1T2 connue entre les cibles, on peut en déduire la distance des cibles à la caméra selon $dist = T1T2 / \tan(\Delta T)$. Avec cette distance et les positions angulaires T1 et T2, on peut calculer les vecteurs ST1 et ST2. Avec la distance de la caméra S au détecteur F, on calcule FT1 et FT2. On a alors la position des cibles, et donc des miroirs, dans le référentiel local des détecteurs. Il suffit ensuite de transformer ces positions connaissant l'attitude du satellite détecteur mesurée par un senseur stellaire pour connaître l'alignement miroirs-détecteurs dans

le ciel. En calculant cet alignement à tout instant, on peut faire correspondre la position relative d'un photon arrivant sur le détecteur avec une position absolue dans le ciel et ainsi reconstruire une image.

Chapitre 3

L'outil de simulation DynamiX

3.1 Présentation générale

Un télescope Wolter-I monté sur une grande structure permettant une longue distance focale est un système optique complexe et instable. Afin d'étudier avec précision les performances d'un tel instrument, j'ai été amené à développer un code numérique simulant le trajet et les interactions des photons à l'intérieur du télescope, prenant en compte chaque mouvement des éléments de l'optique pendant une observation. Certaines caractéristiques du télescope peuvent être calculées analytiquement mais les performances de l'ensemble nécessitent un calcul numérique prenant en compte tous les paramètres de bas niveau sans a priori car les interactions sont nombreuses. Ce type de simulation offre une approche à la fois simple et efficace et permet d'évaluer les performances d'un système complexe comme un télescope Wolter-I à grande focale.

La simulation s'articule autour de deux principales fonctions, la première détermine la géométrie du télescope pour chaque photon incident et la deuxième calcule la trajectoire et les interactions du photon. On obtient alors une liste d'événements caractérisés par un temps, une position et une énergie déposée dont on peut extraire plusieurs caractéristiques comme la surface efficace, la résolution temporelle, angulaire et spectrale pour la configuration donnée. La simulation comprend également un modèle de métrologie optique pour la mesure des déformations de la structure afin d'étudier les performances du télescope après correction de l'image.

La simulation est construite autour de cinq modules qui interagissent en temps réel (voir Figure 3.1). Cet outil permet d'étudier les performances d'un télescope X Wolter-I quelle que soit sa configuration et dans des conditions proches d'une réelle observation, prenant en compte les mouvements du satellite et ses déformations internes. Dans le cadre de la mission Simbol-X, il a servi à déterminer les contraintes sur le maintien du vol en formation et sur la précision de la métrologie pour la reconstruction d'images (cf. chapitre 3).

De plus, la simulation permet d'analyser les performances de chaque constituant du téles-

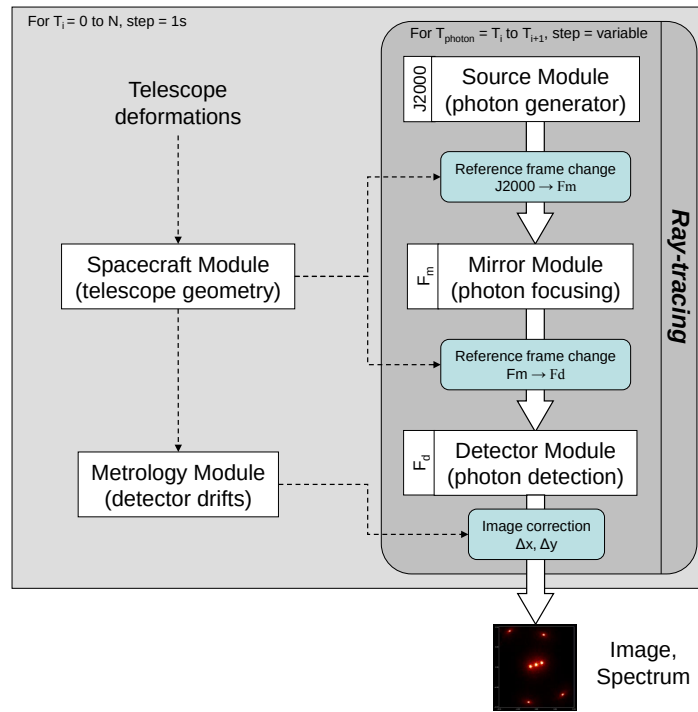


FIGURE 3.1 – Diagramme de fonctionnement de la simulation.

Miroirs	Détecteurs	Structure
Nombre de miroirs	Nombre de détecteurs	Position/Alignement des miroirs
Rayon min et max	Matériau	Position/Alignement des détecteurs
Longueur	Dimensions	Position/Alignement des capteurs
Focale	Nombre de pixels	
Précision de la forme	Dimensions des pixels	
Précision de la surface		

TABLE 3.1 – Paramètres définissant la géométrie du télescope.

cope individuellement, défini à partir d'une liste de paramètres. Son utilisation simple et modulaire en font un outil performant pour le design de télescopes (cf. chapitre 4).

Ce chapitre décrit le contenu et le fonctionnement de cet outil, nommé DynamiX, qui a fait l'objet d'une publication dans le journal Applied Optics (Chauvin & Roques, 2010).

3.2 La géométrie du télescope

La géométrie du télescope est complètement libre si ce n'est que les miroirs sont de type Wolter-I. Elle est définie par plusieurs paramètres dont les principaux sont présentés dans le Tableau 3.1.

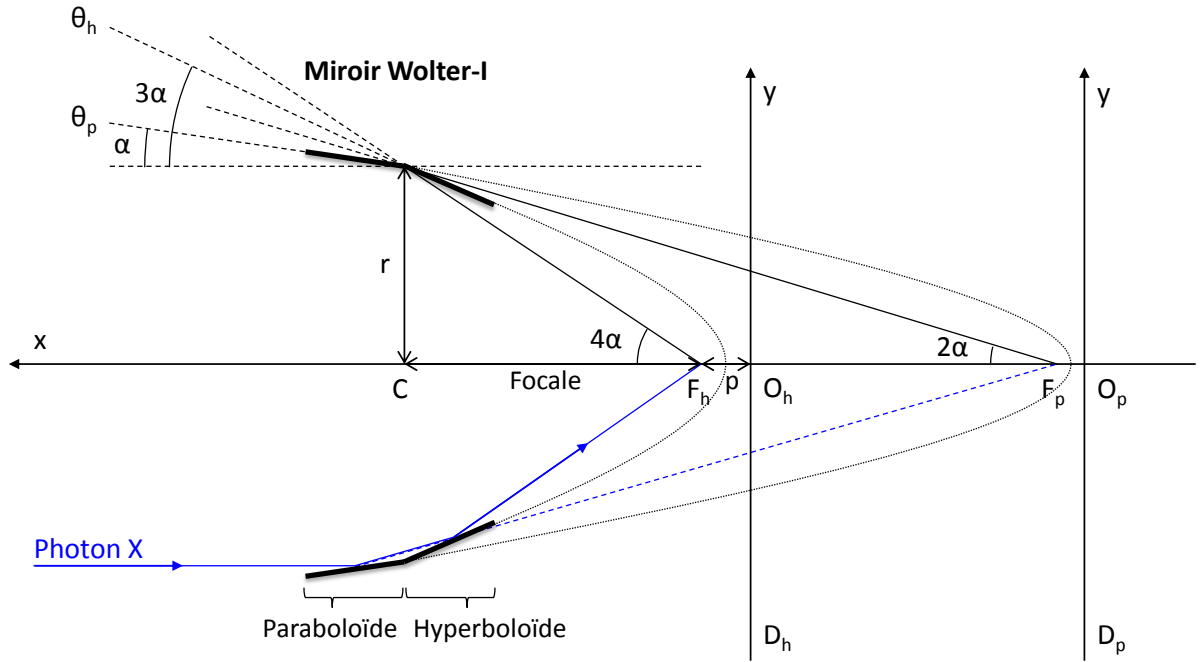


FIGURE 3.2 – Vue en coupe de la géométrie d'un miroir Wolter-I.

Chaque miroir et détecteur est défini dans un repère local afin de simplifier la géométrie. Leur position et alignement sont sujets aux déformations de la structure au cours d'une observation.

3.2.1 L'ensemble miroirs Wolter-I

Le miroir de type Wolter I est caractérisé par l'agencement d'un paraboloïde et d'un hyperboloïde. Ces deux surfaces peuvent être définies par une même équation en considérant une symétrie cylindrique (cf. Equation 3.1). La parabole est un cas particulier de cette équation avec $e = 1$.

$$x^2(1 - e^2) + y^2 - 2xp + p^2 = 0 \quad (3.1)$$

La variable x correspond à la distance depuis la droite génératrice, la variable y correspond au rayon du miroir et le paramètre p correspond à la distance entre le foyer et la droite génératrice (cf. Figure 3.2). Selon le rayon et la focale du miroir, on détermine les paramètres de l'équation 3.1 pour chaque section (parabole et hyperbole). Les deux coniques n'étant pas définies dans le même repère, on exprime leurs paramètres au point C, commun aux deux courbes

$$y = r \quad (3.2)$$

$$x = CF + p. \quad (3.3)$$

Pour la parabole $CF_p = r/\tan(2\alpha)$ et $\theta_p = \alpha$. Pour l'hyperbole $CF_h = r/\tan(4\alpha)$ et $\theta_h = 3\alpha$ avec $\alpha = \frac{1}{4} \arctan\left(\frac{r}{f_{ocale}}\right)$ (cf. schéma 3.2). Pour déterminer les paramètres p et e , il faut exprimer la pente de la courbe :

$$\frac{dy}{dx} = \frac{d}{dx} \left(x^2 (e^2 - 1) + 2xp - p^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.4)$$

$$= \frac{x(e^2 - 1) + p}{y}. \quad (3.5)$$

On obtient alors pour la section parabolique ($e = 1$) :

$$\frac{p}{y} = \tan \theta_p \quad (3.6)$$

$$p = y \tan(\alpha) \quad (3.7)$$

et pour la section hyperbolique :

$$\frac{x(e^2 - 1) + p}{y} = \tan \theta_h \quad (3.8)$$

$$p = \frac{y^2 - y \times CF_h \tan(3\alpha)}{CF_h + y \tan(3\alpha)} \quad (3.9)$$

$$e^2 = \frac{y \tan(3\alpha) - p}{CF_h + p} + 1. \quad (3.10)$$

Ces paramètres définissent à eux seuls chaque miroir dans un repère centré sur C et aligné avec leur axe optique.

La géométrie Wolter-I offre peu de surface collectrice, c'est pour cela que l'on agence plusieurs miroirs concentriques de diamètre variable et de même focale pour remplir au mieux l'ouverture de l'optique. Ainsi, selon le rayon de chaque miroir, on détermine les paramètres associés aux deux sections.

Voici pour le modèle géométrique parfait des miroirs. Les vrais miroirs seront malheureusement affectés par des défauts de fabrication et d'assemblage. A l'échelle macroscopique, les défauts de forme du miroir vont perturber la focalisation des photons. A l'échelle microscopique, la rugosité de la surface va provoquer une dispersion des photons, appelée *X-ray scattering*, proportionnelle à leur énergie. Nous avons choisi de modéliser ces défauts lors du calcul du parcours des photons. Cette approche Monte-Carlo nous permet de simplifier les calculs dans la simulation en comparaison avec une description polynomiale du profil des miroirs, ce qui rend le calcul très rapide mais néanmoins très précis.

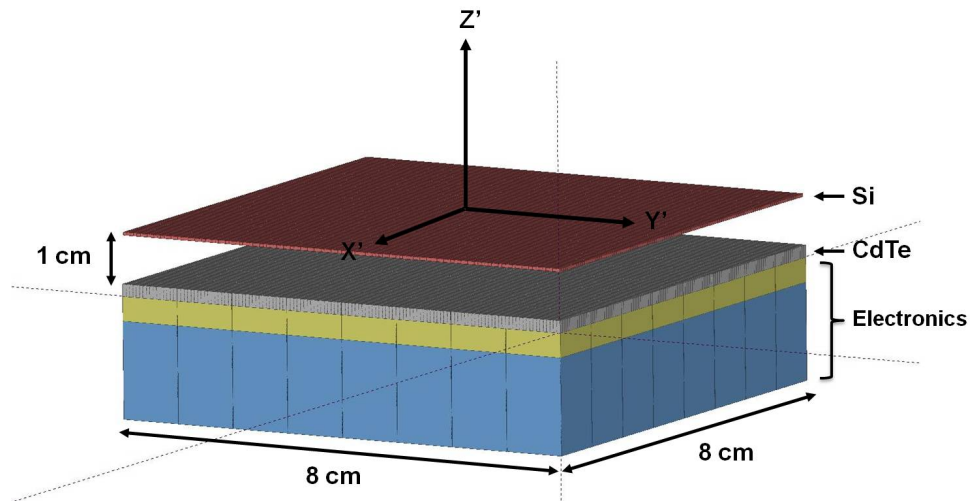


FIGURE 3.3 – Modèle du plan de détection de la mission Simbol-X.

3.2.2 Le plan de détection

Un plan de détection peut être composé de plusieurs instruments, afin de couvrir différents objectifs scientifiques. Chacun de ces détecteurs est modélisé selon sa géométrie dans un repère cartésien commun. Celui-ci est défini à la surface du premier détecteur rencontré par les photons.

Un détecteur est caractérisé par l'ensemble de son volume absorbant, tout matériau susceptible d'absorber le rayonnement y compris les zones non actives et les filtres éventuels. Cette géométrie est souvent simple, composée de pixels pouvant être séparés par des zones non sensibles.

Le plan de détection de la mission Simbol-X (cf. Figure 3.3) est composé d'un détecteur en silicium pour les basses énergies (sur le dessus) et d'un détecteur en tellure de cadmium pour les hautes énergies (en dessous).

3.2.3 La structure du télescope

La structure joue un rôle important dans les performances du télescope car elle assure le bon alignement sources (zone du ciel)-miroirs-détecteurs. Cet alignement dépend de la stabilité de pointage du satellite, de la position/alignement des miroirs et détecteurs et des déformations internes. Ces instabilités sont définies dans un repère de référence, S_{ref} , dont l'origine est le centre de référence des miroirs et l'axe Z est leur axe optique de référence correspondant au pointage du télescope (cf. Figure 3.4).

Selon le système de stabilisation du pointage (roues à inertie, propulseurs à gaz froid, ...), l'attitude du satellite oscille plus ou moins autour de la direction de visée. Cette instabilité est modélisée par une rotation autour de X et Y dans le repère S_{ref} selon une amplitude et une accélération donnée, en fonction du temps d'observation.

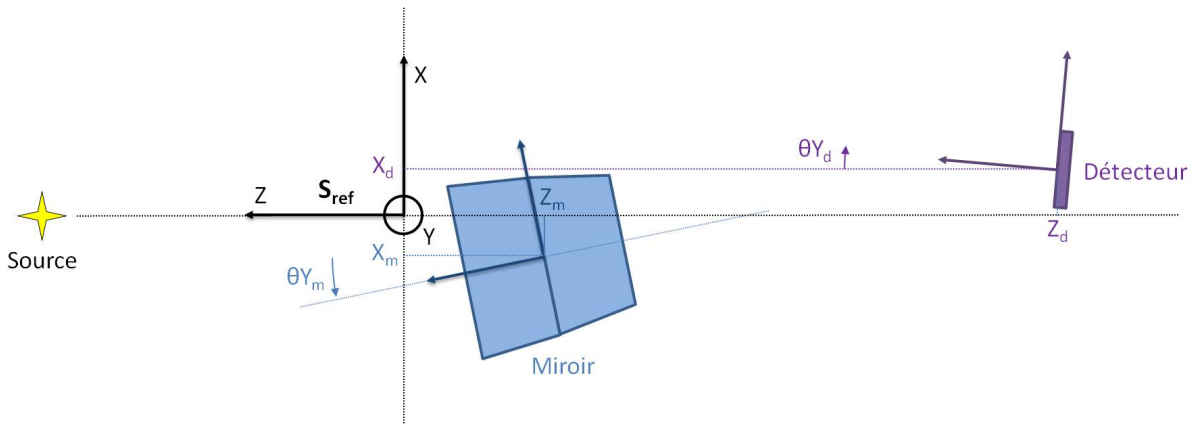


FIGURE 3.4 – Repères utilisés dans la simulation pour définir la position et l'orientation de chaque miroir et détecteur.

L'assemblage des miroirs et des détecteurs sur la structure n'est pas parfaite et entraîne des défauts de positionnement et d'alignement (Harvey & Gressier, 1996). Ces défauts sont modélisés par une distribution normale aléatoire autour des positions et alignements de référence en prenant en compte la précision de montage techniquement accessible. Chaque élément (miroirs et détecteurs) est alors défini par une position et orientation uniques exprimées dans le repère de référence S_{ref} pour toute la durée de l'observation.

Un télescope spatial subit des perturbations comme la pression de radiation solaire, des gradients de gravité et de température ainsi que de nombreuses vibrations internes du satellite qui peuvent déformer la structure même du télescope. Ces déformations internes sont modélisées par des mouvements relatifs entre les miroirs et les détecteurs selon une amplitude et une accélération donnée, en fonction du temps d'observation.

Dans le cas d'un télescope distribué sur deux satellites, l'alignement sources-miroirs-détecteurs dépend uniquement des mouvements relatifs entre les deux satellites (cf. section 2.3.1). Dans ce cas, il faut modéliser l'attitude de chacun des satellites et leur position relative. Pour ce qui est de la mission Simbol-X (cf. chapitre 4), nous utilisons des mouvements simulés des deux satellites sur leur orbite, fournis par la société Astrium (cofinanceur de cette thèse). Selon ces mouvements et la position des miroirs et détecteurs sur les satellites, leur orientation ainsi que leur position relative sont calculées.

Ainsi, à chaque instant de la simulation correspond une position et une attitude pour chaque miroir et détecteur, exprimées dans le repère de référence S_{ref} (cf. Figure 3.4). Ces données sont directement utilisées pour calculer le trajet du photon (cf. section 3.3).

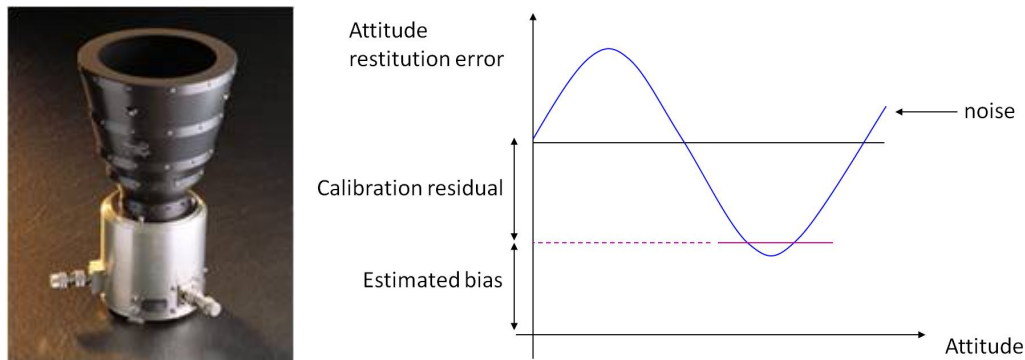


FIGURE 3.5 – Un senseur stellaire et sa mesure d’attitude. Celle-ci est dégradée par une erreur de calibration (biais) et par une erreur variable (bruit).

3.2.4 La métrologie

L’alignement sources-miroirs-détecteurs doit ensuite être restitué par un ensemble de capteurs optiques (métrologie) pour la reconstruction d’image. Pour modéliser le fonctionnement de ces capteurs, il faut reproduire leurs mesures angulaires, bruitées. Le modèle de capteur produit des mesures angulaires de sources ou de cibles dans leur champ de vue à une fréquence donnée. Il prend en compte deux types d’erreur dans la mesure, une erreur constante appelée biais et une erreur variable Gaussienne appelée bruit (cf. Figure 3.5).

Nous utilisons ce modèle pour simuler les senseurs stellaires, qui calculent l’attitude du satellite, et des caméras qui calculent la position angulaire de cibles. A partir de l’attitude connue des satellites, l’attitude mesurée par les senseurs stellaires est simplement calculée en ajoutant les deux types de bruits. Pour ce qui est des mesures des cibles par la caméra, il faut au préalable déterminer leurs positions dans un repère local. On en déduit leur position angulaire, à laquelle on rajoute les deux types d’erreurs.

Voici donc pour la simulation des données fournies par les différents capteurs optiques. Il faut maintenant simuler le traitement de ces données, afin d’en extraire les informations nécessaires à la reconstruction de l’image : la position relative entre les miroirs et détecteurs dans le ciel. Pour cela nous appliquons le procédé que nous avons développé et présenté section 2.3.1 avec les données simulées des différents capteurs. Au final, nous obtenons une position relative dont on peut extraire une erreur de positionnement du détecteur par rapport aux miroirs, permettant de corriger la position de chaque photon détecté.

3.3 Trajectoire et interactions du photon

La section précédente détaille comment sont calculées les positions et orientations de chaque élément du télescope en fonction de son attitude et de ses déformations internes pour chaque

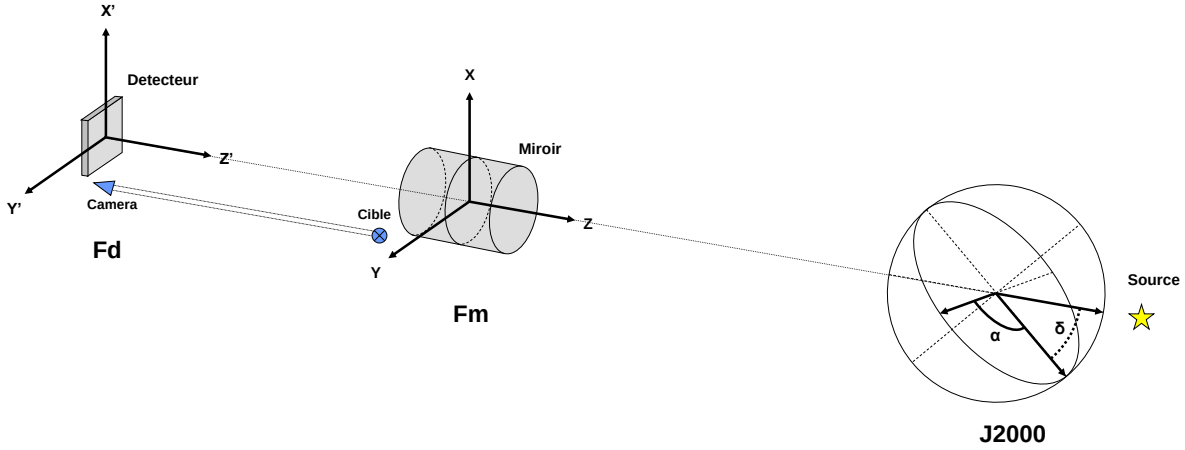


FIGURE 3.6 – Repères utilisés dans la simulation.

photon incident. Cette section explique comment sont calculées la trajectoire et les interactions du photon dans le télescope en prenant en compte ces informations.

3.3.1 Le trajet du photon

Un photon est défini par une position, un vecteur, un temps et une énergie. Chaque photon est émis par une source, réfléchi (ou non) par un miroir puis détecté (ou non) par un détecteur. Afin de simplifier les calculs de trajectoire des photons, j'ai choisi de procéder à des changements de repères systématiques afin de toujours placer le photon dans le repère local de l'élément du télescope qu'il traverse. Ainsi, les calculs vectoriels bénéficient tous de la symétrie des éléments du télescope, comme la symétrie cylindrique des miroirs. La simulation utilise alors trois repères pour le transport des photons (cf. Figure 3.6). F_d est centré sur le détecteur, Z dans la direction des miroirs, avec les axes X et Y dans le plan du détecteur. F_m est défini pour chaque miroir, son origine est au centre du miroir à l'intersection entre la section parabolique et hyperbolique, l'axe Z confondu avec l'axe optique, dans la direction de la source. $J2000$ est le système de coordonnées équatoriales.

La simulation commence à T_0 et les photons sont générés un par un. A partir du flux, de la position et des spectre des sources dans le champ de vue simulé, un photon est généré sur la face d'entrée des miroirs et caractérisé par une position, une direction, une énergie et un temps.

Selon la position du photon sur la face d'entrée des miroirs et la position de chaque miroir dans S_{ref} (cf. section 3.2.3), on détermine lequel est susceptible de l'intercepter. On effectue alors un changement de repère de ce photon dans le repère local du miroir F_m . Ce changement de repère tient compte de la position et de l'alignement du miroir. Le photon est alors simplement transporté jusqu'à la surface du miroir où l'on va déterminer statistiquement si il sera réfléchi

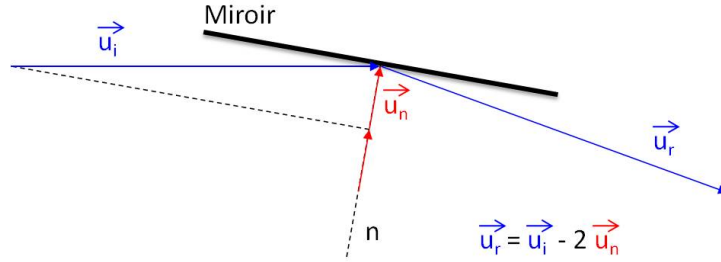


FIGURE 3.7 – Schéma illustrant le calcul du vecteur du photon réfléchi dans la simulation.

en fonction de son incidence et de son énergie (cf. section 3.3.2).

Si ce photon est réfléchi, son vecteur réfléchi est obtenu en soustrayant deux fois sa composante normale à la surface (cf. Figure 3.7). Cette méthode traduit une réflexion sur un miroir Wolter-I parfait.

Afin de reproduire les déviations induites par les défauts de forme et de surface des miroirs, ce vecteur réfléchi est dispersé selon deux distributions. Les défauts de forme sont simulés en ajoutant une dispersion Gaussienne aléatoire à la composante normale du vecteur incident au point de réflexion. Cette distribution reproduit l'ensemble des variations du profil Wolter-I sur la totalité du miroir. L'amplitude de cette dispersion est fixée selon les performances attendues des miroirs à 1keV, où les effets des défauts de surface sont négligeables. Ces derniers, responsables du *X-Ray scattering*, sont reproduits par une dispersion Gaussienne du vecteur réfléchi uniquement dans le plan d'incidence. Dans l'état actuel de la simulation, l'amplitude de cette variation est simplement modulée par l'énergie du photon. La prochaine version permettra de déterminer cette dispersion, selon l'énergie du photon, directement depuis la distribution des défauts de surface du miroir. Le photon est ensuite propagé, et si il rencontre la seconde section du miroir, le même procédé est répété.

Après ces réflexions, on effectue un changement de repère de ce photon dans le repère local du détecteur F_d , dont la position et l'orientation sont exprimées dans S_{ref} (cf. section 3.2.3). Le photon est alors propagé vers le détecteur et s'il rencontre celui-ci, on calcule chacune de ses interactions dans le matériau et on enregistre chaque événement par une énergie déposée, une position et un temps (cf. section 3.3.3). La figure 3.8 résume les principales étapes dans le calcul du trajet d'un photon.

Ensuite, en utilisant les données interprétées de la métrologie, chaque position d'interaction est corrigée du décalage relatif du détecteur.

Pour un grand nombre de photons, la liste des événements produits nous renseigne sur l'efficacité des miroirs, leur qualité optique, l'efficacité des détecteurs, leur résolution spectrale et les performances d'ensemble du télescope, correction de l'image incluse.

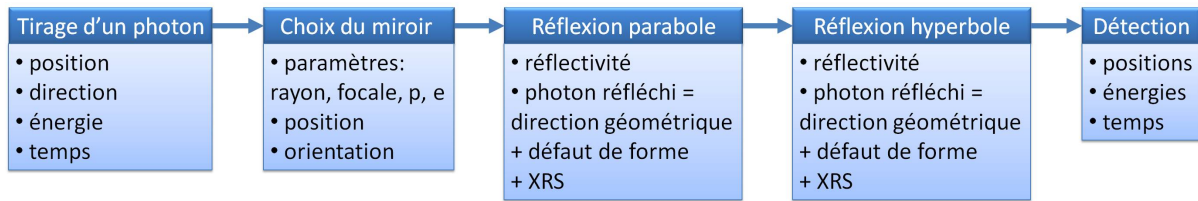


FIGURE 3.8 – Diagramme représentant les étapes de la simulation pour calculer le trajet d'un photon.

3.3.2 La réflexion

Afin de simuler la réflectivité des miroirs, j'ai développé un code qui calcule le coefficient de réflexion quel que soit le revêtement, en prenant en compte l'énergie et l'incidence du photon. Ce calcul utilise la formule 2.7 de manière itérative pour chaque couche composant le miroir. Il tient compte de la fraction réfléchi et réfractée du rayonnement à chaque interface des multiples couches le composant, ainsi que de l'absorption par le matériau traversé et de la rugosité à chaque interface. Grâce à ce modèle, je peux calculer l'efficacité de réflexion de tout type de revêtement en fonction de sa composition, du nombre de couches le composant ainsi que de leurs épaisseurs. La figure 3.9 montre trois courbes de coefficients de réflexion en fonction de l'incidence, à 60 keV, pour trois types de revêtements différents. La première résulte de la réflexion externe totale (incidence $< \theta_c$) par une simple couche de Platine de 6 nm, semblable à la réflexion des miroirs de Chandra (Iridium) et de XMM (Or). La seconde est la composition de la même réflexion totale et de la réflexion en régime de Bragg provoquée par 250 couches de Platine/Carbone de 6 nm. La troisième résulte également de ces deux régimes de réflexion mais cette fois-ci, les 250 couches de Pt/C possèdent une épaisseur variable allant de 2 nm à 10 nm depuis le substrat jusqu'à la surface. Cette troisième courbe, correspondant au revêtement pressenti pour la mission Simbol-X (cf. chapitre 4), illustre bien le gain d'efficacité obtenu sur l'ensemble des incidences.

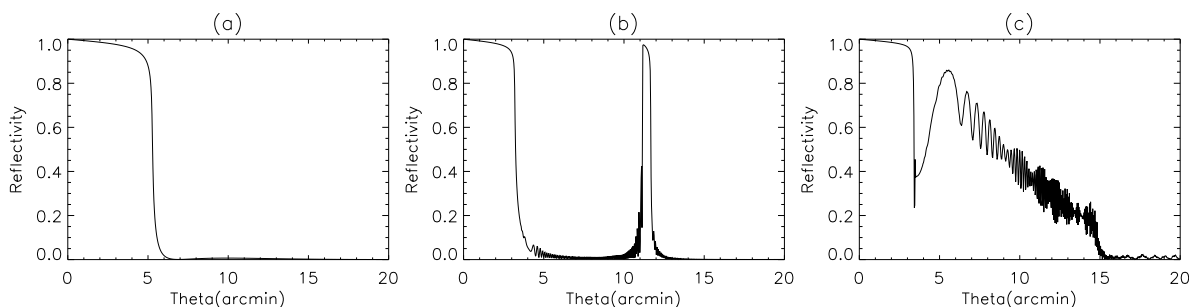


FIGURE 3.9 – Coefficients de réflexion en fonction de l'angle d'incidence calculés pour des photons de 60 keV pour différents revêtements. A gauche : simple couche de Pt (6 nm). Au centre : 250 couches de Pt/C (6 nm). A droite : 250 couches de Pt/C (2 nm à 10 nm).

Ainsi, à chaque utilisation correspond un revêtement particulier. Dans le cas d'un télescope, le revêtement doit être efficace sur une large bande en énergie et en incidence ; la configuration multicouche à épaisseur variable est la mieux adaptée. Les paramètres du revêtement (matériaux, nombre de couches, épaisseurs) doivent être adaptés en fonction des objectifs de la mission : gamme d'énergie, gamme d'incidences, champ de vue. L'optimisation de ces paramètres est présentée au chapitre 5.

Pour un revêtement donné, je pré-calculer les coefficients de réflexion sur toute la gamme d'énergie et d'incidence du télescope simulé. Cela évite de calculer plusieurs fois le même coefficient de réflexion et permet de gagner en temps de calcul. Les résultats sont enregistrés dans une matrice $R(E, \alpha)$ qu'il suffit de lire chaque fois qu'un photon rencontre un miroir. Selon l'énergie et l'incidence du photon avec la surface du miroir, on obtient un coefficient R compris entre 0 et 1, correspondant à la probabilité que le photon soit réfléchi. Il suffit alors d'effectuer un tirage aléatoire uniforme entre 0 et 1 et de le comparer à R afin de déterminer si, oui ou non, le photon est réfléchi.

3.3.3 La détection

L'interaction du photon avec le détecteur est traitée avec une approche de type Monte-Carlo. Chaque photon étant traité un par un, la nature des interactions qu'il subit ainsi que son parcours sont traités de manière statistique selon les probabilités d'occurrence liées à son énergie et au détecteur.

Ainsi je simule le parcours des photons à l'intérieur du détecteur de façon vectorielle en prenant en compte l'absorption par le matériau, ses sections efficaces photoélectrique et Compton, selon son énergie. Je ne traite ni la diffusion Thompson ni la création de paires. Le trajet du photon est déterminé à partir de son libre parcours moyen et les interactions selon les sections efficaces photoélectrique et Compton. Nous avons pris les sections efficaces des éléments dans la base de données NIST. Je fais l'approximation que l'énergie cédée à l'électron par le photon, ainsi que l'énergie des électrons Auger, sont collectées au point d'interaction. Je ne simule pas le transport et la collection des charges au sein du semi-conducteur.

Comme dans le reste de la simulation, chaque photon est défini par son énergie E , sa position P_i ainsi que sa direction D_i dans un espace vectoriel à trois dimensions. Lorsqu'un photon arrive sur le détecteur, la première étape consiste à calculer de manière statistique la distance parcourue avant d'interagir. Pour cela, j'utilise l'équation

$$N = N_0 \exp(-\mu l) \quad (3.11)$$

où N représente le nombre de photons transmis à travers un matériau d'épaisseur l et de coefficient d'atténuation linéaire total μ pour N_0 photons reçus à sa surface. Le coefficient d'atténua-

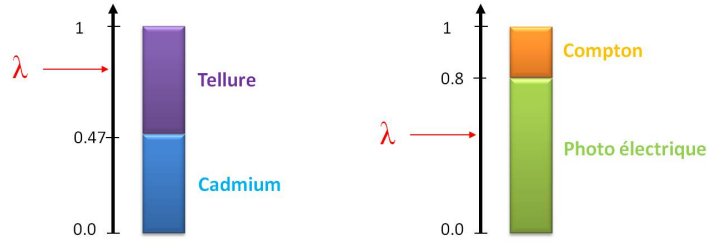


FIGURE 3.10 – Représentation schématique de la méthode statistique pour déterminer le type de cible et le type d'interaction pour une énergie.

tion linéaire total (cf. section 2.2.2) est calculé selon la composition du détecteur et l'énergie du photon incident. A partir de cette équation et en considérant un matériau d'épaisseur infinie, le rapport N/N_0 entre photons transmis et photons incidents sera compris entre 0 et 1. Si l'on effectue un tirage aléatoire uniforme entre 0 et 1, cette équation nous donnera l'épaisseur nécessaire de matériau pour "arrêter" le photon. Cela nous renseigne également sur la distance parcourue par le photon avant interaction

$$N/N_0 = \mathcal{U}(0,1) \quad (3.12)$$

$$l = -\ln(N/N_0)/\mu. \quad (3.13)$$

Avec cette distance, je calcule la nouvelle position du photon incident

$$P_{i+1} = P_i + lD_i. \quad (3.14)$$

Si cette position se situe dans le volume du détecteur alors il y a interaction. Dans ce cas, je détermine le type de cible, de manière statistique, selon la fraction en masse des constituants du cristal. De la même manière, je détermine le type d'interaction, photoélectrique ou Compton, selon les sections efficaces de ce photon dans le matériau (cf. Figure 3.10).

Dans le cas d'un effet photoélectrique, je détermine ensuite avec quel électron le photon va interagir, en fonction de l'énergie du photon et de la fraction de section efficace de chaque couche (K,L,M...). J'effectue également un tirage aléatoire pour déterminer si cette ionisation va entraîner l'émission d'un photon de fluorescence ou d'un électron Auger. Pour cela, je considère une probabilité de 91% pour l'émission d'un photon de fluorescence. L'énergie de ce photon est alors égale à la somme des transitions d'énergie de l'atome. Le reste de l'énergie, partagé entre l'atome et l'électron éjecté, est considéré comme absorbé sur le lieu de l'interaction. L'émission du photon de fluorescence étant isotrope, sa direction est déterminée de manière aléatoire et sa position est celle du lieu de l'interaction. Le photon de fluorescence est alors traité comme le photon primaire et ce jusqu'au dépôt total de l'énergie.

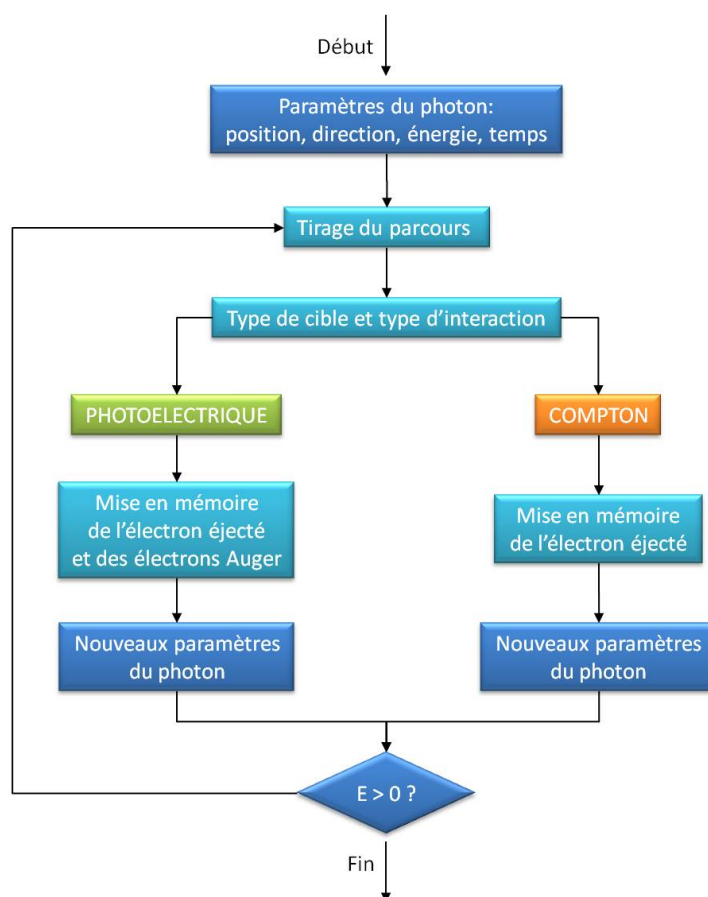


FIGURE 3.11 – Diagramme de fonctionnement du code Monte Carlo pour la simulation du détecteur.

Dans le cas d'une diffusion Compton, on détermine la partie d'énergie transmise à l'électron ainsi que l'angle de diffusion du photon, selon la distribution décrite par Klein-Nishina (cf. section 2.2.1). Le choix d'une variable aléatoire représentant une distribution de probabilité est une opération élémentaire dans une procédure Monte Carlo, nommée échantillonnage. En utilisant la méthode directe d'échantillonnage décrite dans l'annexe A, je détermine l'énergie du photon diffusé selon la composition du matériau et l'énergie du photon incident. J'en déduis ensuite son angle de diffusion θ et l'énergie transmise à l'électron. La direction du photon diffusé est calculée en modifiant la direction du photon incident d'un angle polaire θ et d'un angle azimutal compris entre 0 et 2π .

Le processus est répété jusqu'à ce que le photon ait déposé toute son énergie. Le diagramme 3.11 reprend les différentes étapes de cette simulation.

Si le photon sort du détecteur, il peut interagir dans un autre détecteur de la même manière. Ainsi, un photon peut interagir dans un premier détecteur, puis dans un second et revenir dans le premier ou simplement n'interagir avec aucun.

Les dépôts d'énergie sont attribués aux pixels du détecteur correspondants aux positions

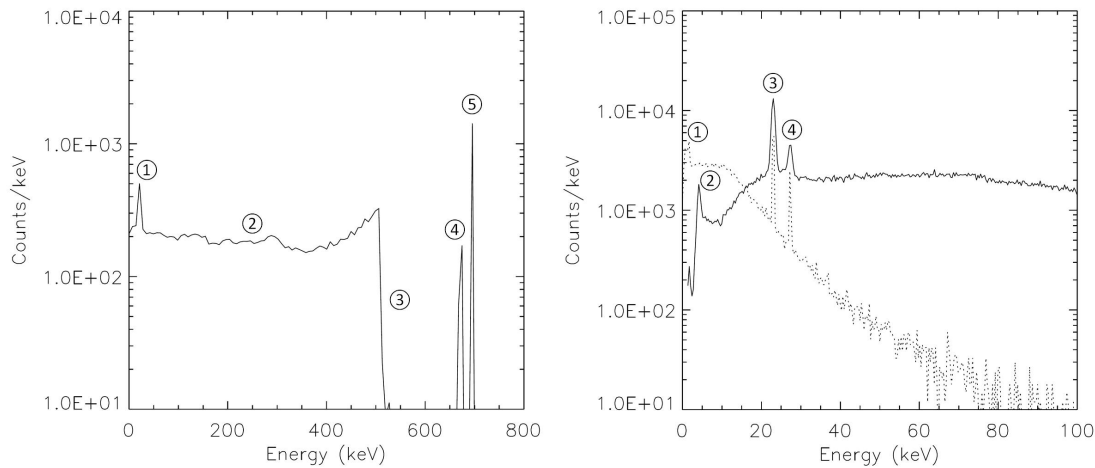


FIGURE 3.12 – Spectres simulés du plan de détection de Simbol-X. A gauche, réponse du détecteur CdTe pour des photons de 700 keV. A droite, réponse de l'ensemble détecteur Si + détecteur CdTe pour des photons de 0.5 à 100 keV.

d'interactions. Les dépôts d'énergie au sein d'un même pixel sont sommés. Chaque dépôt d'énergie est alors caractérisé par un temps et un pixel. Pour prendre en compte la résolution en énergie intrinsèque du détecteur, je rajoute un ΔE aléatoire de distribution Gaussienne au dépôt d'énergie. Je fais de même pour la résolution temporelle du détecteur. Toutes ces informations sont ensuite stockées et on passe au photon suivant. Au final, en regroupant tous les dépôts d'énergie par pixels ou par canaux en énergie, on obtient une image ou un spectre. La figure 3.12 montre trois spectres produits par ma simulation en utilisant le modèle du plan de détection de Simbol-X (cf. chapitre 4).

Le premier (à gauche) a été produit en envoyant 10000000 photons de 700 keV sur le détecteur CdTe et en intégrant les dépôts d'énergie par canaux de 7 keV. On voit apparaître de gauche à droite :

1. les deux raies de fluorescence K_{α} du CdTe (23.17 keV et 27.47 keV confondues)
2. le continuum Compton
3. le front Compton
4. les pics d'échappement K_{α} (672.53 keV et 676.83 keV confondus)
5. le pic d'absorption totale

Les deux autres spectres (à droite) ont été produits en envoyant 1000000 photons, avec une énergie répartie uniformément entre 0.5 et 100 keV, sur le plan de détection de Simbol-X et en intégrant les dépôts d'énergie par canaux de 0.3 keV. La courbe en trait plein correspond au spectre du détecteur CdTe, et la courbe en trait pointillé au détecteur Si. On voit apparaître de gauche à droite :

1. la raie de fluorescence K_{α} du Si (1.84 keV)

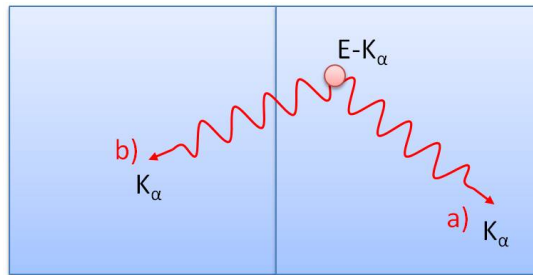


FIGURE 3.13 – Schéma du phénomène *X fluorescence escape*.

2. le pic d'échappement $\text{Te } K_\alpha - \text{Cd } K_\alpha$ (4.3 keV)
3. la raie de fluorescence K_α du Cd (23.17 keV)
4. la raie de fluorescence K_α du Te (27.47 keV)

Les raies de fluorescence K_α du Cadmium et du Tellure apparaissent dans les deux spectres, car les photons de fluorescence peuvent s'échapper du détecteur CdTe et venir interagir dans le détecteur Si situé 1 cm au dessus. De la même manière, on voit apparaître la raie de fluorescence K_α du Si dans le spectre du détecteur CdTe mais celle-ci est moins importante car le libre parcours moyen des photons de 1.84 keV est plus faible. Les pics d'échappement sont liés au phénomène dit de *X fluorescence escape* schématisé Figure 3.13. Lorsqu'un photon interagit par effet photoélectrique dans un pixel, le photon de fluorescence peut être absorbé dans le même pixel (cas a) ou dans un pixel voisin (cas b). Dans le premier cas, toute l'énergie du photon incident sera déposée dans un seul pixel et on observera le pic d'absorption totale (Figure 3.12 gauche, 5). Dans le second cas, l'énergie du photon incident sera déposée dans deux pixels. On observera le pic d'échappement (Figure 3.12 gauche, 4) $E - K_\alpha$ dans le pixel où s'est produite la première interaction, et la raie de fluorescence (Figure 3.12 gauche, 1) K_α dans le pixel voisin.

Les deux spectres de droite de la figure 3.12 montrent que les efficacités de détection des deux détecteurs se croisent aux alentours de 15 keV.

Chapitre 4

Application à la mission Simbol-X

4.1 Présentation de la mission

Simbol-X était une mission d'astronomie fonctionnant entre 0.5 keV et 80 keV utilisant des miroirs à incidence rasante de type Wolter-I (Pareschi & Ferrando, 2005). Afin d'étendre les performances de ce type de miroirs à de telles énergies (i.e. > 10 keV), Simbol-X prévoyait d'utiliser des miroirs à longue focale (20 m) avec un revêtement multicouche. Pour atteindre cette distance focale, Simbol-X devait utiliser un nouveau concept dit de *vol en formation*. Dans cette configuration, le télescope est distribué sur deux satellites, l'un emportant les miroirs, l'autre les détecteurs. Les deux satellites alignés en direction d'une source à observer forment alors un télescope classique comme XMM ou Chandra (cf. Figure 4.1). Néanmoins, l'utilisation du vol en formation implique une complexité particulière, et les performances du télescope dépendent fortement du bon maintien de la formation.

Simbol-X était une mission conjointe CNES/ASI sélectionnée dans le cadre des vols en formation dont la phase A commença en mars 2006 et devait être lancé en 2014. La partie détecteur était sous maîtrise d'oeuvre du CNES et les miroirs étaient sous la responsabilité de l'ASI. Le télescope devait être placé sur une orbite elliptique d'une période de 4 jours, avec un périégée à 20 000 km et une apogée à 180 000 km. Cette orbite se situe au-dessus de 75 000 km (afin de limiter les radiations) 82 % du temps et offre un faible gradient de gravité entre les deux satellites.

Malheureusement, le comité des Programmes Scientifiques du CNES arrêta cette mission en fin de phase A en mars 2009 en raison de restrictions budgétaires. Simbol-X devait être un des premiers télescopes à focalisation dans cette gamme d'énergie (avec NuSTAR et Astro-H), permettant ainsi un gain significatif en terme de sensibilité de détection et de résolution angulaire au delà de 10 keV (cf. Figure 4.1).

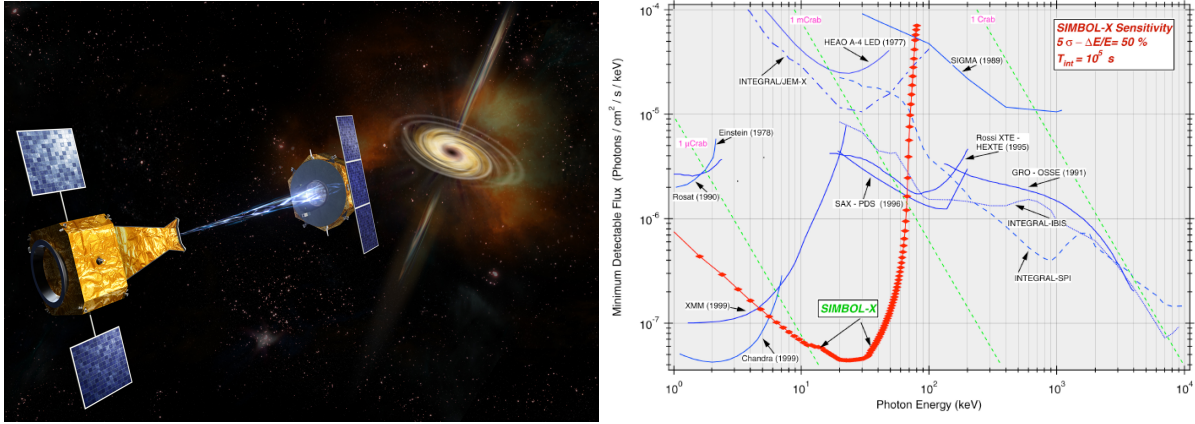


FIGURE 4.1 – A gauche : Vue d’artiste du télescope Simbol-X au cours d’une observation d’un trou noir accrétant de la matière. A droite : Sensibilité de SIMBOL-X comparée aux sensibilités d’autres instruments. Crédits CNES.

4.2 Le télescope Simbol-X

Le télescope Simbol-X est distribué sur deux satellites distants de 20 mètres. Le satellite dit Miroir emporte le module miroir composé de 100 miroirs de type Wolter I et d’un ensemble de capteurs optiques permettant de restituer son attitude. Le satellite dit Détecteur emporte le plan de détection ainsi qu’un ensemble de capteurs optiques permettant la restitution de son attitude et de sa position relative par rapport au satellite Miroir. Le plan de détection est composé d’un détecteur en Silicium et d’un détecteur en Tellure de Cadmium (Laurent, 2009). Le premier est efficace de 0.5 à 20 keV et le second de 10 à 100 keV. Le détecteur basse énergie (LED pour *Low Energy Detector*) est recouvert d’un filtre en aluminium pour le protéger du rayonnement optique/UV et le détecteur haute énergie (HED pour *High Energy Detector*) est placé 1 cm en dessous du LED (cf. Figure 3.3). Ces deux détecteurs sont entourés d’un système anti-coïncidence afin de réduire le bruit de fond.

En utilisant l’outil DynamiX présenté dans le chapitre précédent, nous avons analysé les performances des miroirs et des détecteurs de Simbol-X (cf. section 4.3). Dans le cadre de la mission, j’ai eu l’occasion de travailler avec les responsables de l’étude et du développement des miroirs. Plus particulièrement, cela m’a permis de confronter mes résultats avec ceux produits par un autre code développé par M. Civitani. Ce code utilise une approche différente, les miroirs et leurs défauts étant modélisés par des polynômes et non reproduits de manière statistique comme le fait DynamiX. Nous avons ensuite étudié les conséquences de la dynamique du vol en formation sur les performances du télescope et les tolérances acceptables sur le maintien de la formation qui permettent de répondre aux besoins scientifiques (cf. section 4.4). Ces études ont fait l’objet d’une publication pour une conférence SPIE (Chauvin & Roques, 2009). Les principales caractéristiques instrumentales utilisées pour notre étude sont résumées dans le tableau

Miroirs	Détecteurs
100 miroirs Wolter I	1 détecteur Si :
Rayons [min-max] : [143 - 348] mm	128 × 128 pixels de 6.25×10^{-4} m
Longueur : 600 mm	épaisseur : 4.5×10^{-4} m
Focale : 20 m	position : 20 m
Précision alignement miroir : 15" (arcsec)	1 détecteur CdTe :
Précision position miroir : [0.15, 0.15, 0.5] mm	128 × 128 pixels de 6.25×10^{-4} m
Surface réfléchissante : 250 Pt/C bicouches	épaisseur : 2×10^{-3} m
Résolution angulaire de l'ensemble :	position : 20.01 m
20" @ 30 keV, 40" @ 60 keV	
Champ de vue de l'ensemble à 30 keV :	
12 arcmin (diamètre)	

TABLE 4.1 – Caractéristiques instrumentales de Simbol-X utilisées pour l'étude.

4.1. Je présente ensuite le développement d'un simulateur, basé sur le moteur DynamiX, qui communique en temps réel avec le calculateur de bord de Simbol-X développé par l'entreprise VEGA (cf. section 4.6).

4.3 Performances du télescope

En utilisant les caractéristiques instrumentales de Simbol-X (cf. tableau 4.1) comme paramètres dans DynamiX sans aucun mouvement des satellites, nous avons déterminé les performances du télescope dans sa configuration nominale.

4.3.1 Surface efficace

La surface efficace de l'ensemble des miroirs dépend de leur surface collectrice géométrique et de leur réflectivité. La surface collectrice des miroirs dépend de la direction des photons (conséquence purement géométrique) tandis que leur réflectivité dépend à la fois de la direction (incidence) et de l'énergie des photons. Ainsi la surface efficace est différente pour un photon de 20 keV et de 60 keV et elle est également différente entre une source sur l'axe optique et une source hors axe.

La figure 4.2 montre la surface efficace simulée de Simbol-X en fonction de l'énergie et de la position de la source observée dans le champ de vue. La surface efficace pour une source sur l'axe optique est de 1300 cm² à 1 keV, 1200 cm² à 10 keV et 150 cm² à 70 keV. Pour une source distante de 6 arcmin de l'axe, la surface efficace est égale à 55% de celle pour une source sur l'axe optique. La surface efficace de Simbol-X en fonction de l'énergie a également été calculée par Cotroneo et al. (2008). Dans cet article, les résultats obtenus sont identiques à ceux produits par mon outil de simulation DynamiX et illustrés dans la figure 4.2 (gauche). D'autres travaux

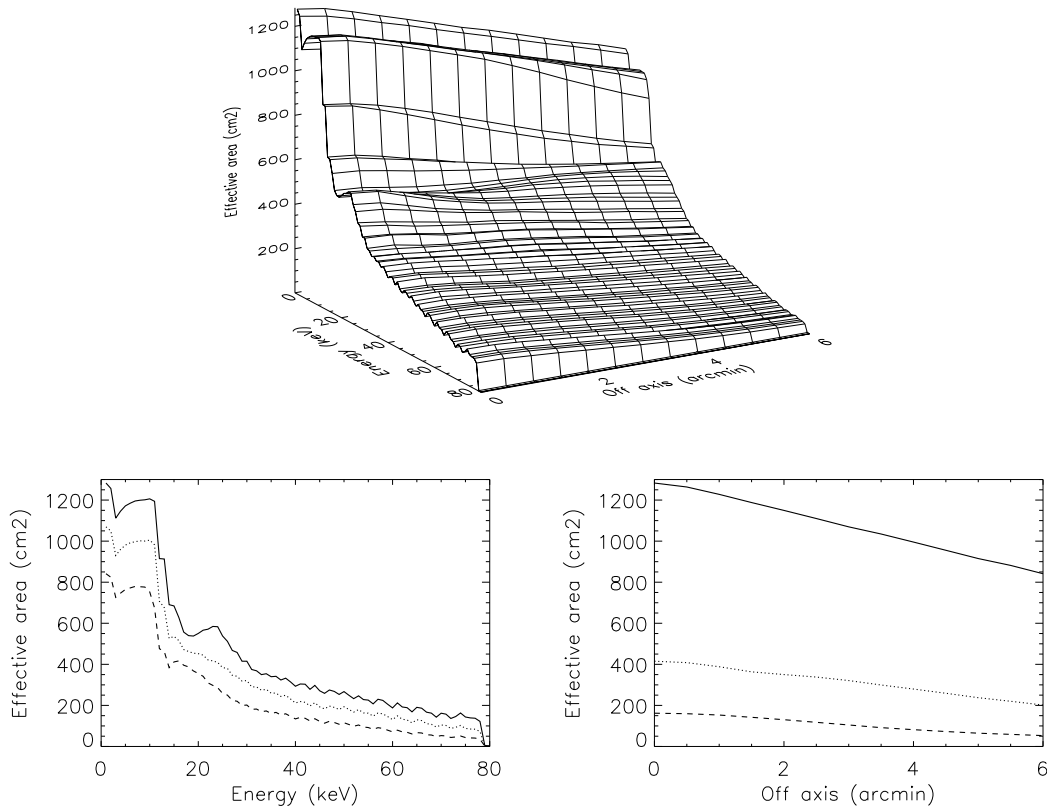


FIGURE 4.2 – Surface efficace simulée de Simbol-X selon les caractéristiques du tableau 4.1. En haut : surface efficace en fonction de l'énergie et de la position des sources. A gauche : surface efficace en fonction de l'énergie (trait plein : sur l'axe, pointillés : 3 arcmin hors axe, tirets : 6 arcmin hors axe). A droite : surface efficace en fonction de la position de la source (trait plein : à 1 keV, pointillés : à 30 keV, tirets : à 70 keV).

(Civitani et al., 2009) présentent cette surface efficace en fonction de la position de la source observée dans le champ de vue. Bien que la méthode soit différente pour modéliser les miroirs et calculer la surface efficace, les résultats sont de nouveau en accord avec ceux produits par DynamiX et illustrés dans la figure 4.2 (droite).

4.3.2 Résolution angulaire

La résolution angulaire des miroirs dépend de leur profil, de leur qualité de surface, de leur assemblage sur la structure mais aussi de la position de la source dans le champ de vue et de l'énergie des photons. La résolution angulaire est généralement caractérisée par la distribution des positions de photons sur le plan focal formant l'image d'une source ponctuelle à l'infini dans le champ de vue du télescope. Cette réponse de l'optique, appelée Point Spread Function (PSF), est souvent décrite par la largeur à mi-hauteur (FWHM) ou encore le diamètre encerclant

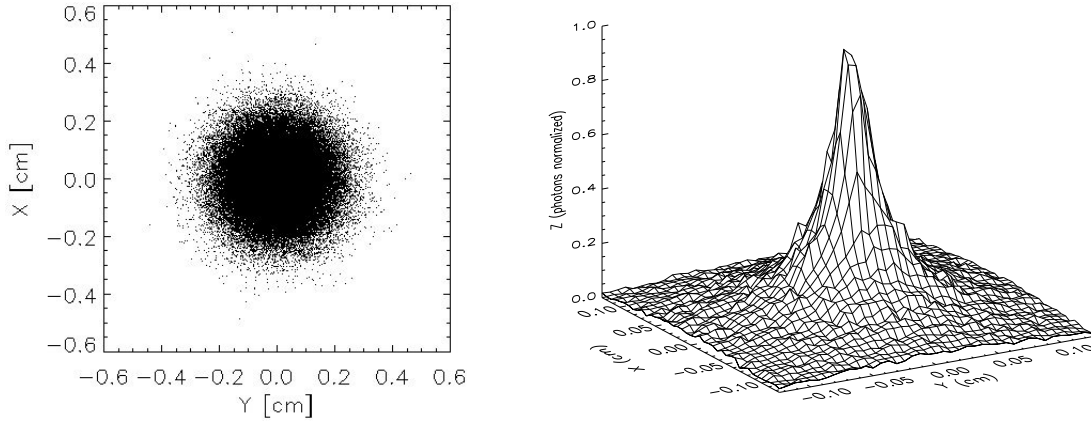


FIGURE 4.3 – PSF simulée de Simbol-X à 1 keV pour une source sur l’axe optique.

50% des photons (HPD ou HEW). En astronomie, on exprime plus couramment la résolution angulaire en terme de HEW, car cela caractérise également la concentration des photons contrairement à la FWHM.

La figure 4.3 montre un exemple de PSF produite par ma simulation pour une source sur l’axe selon les caractéristiques du tableau 4.1. Elle est caractérisée par une HEW de 15 secondes d’arc résultant des défauts de forme des miroirs, de leur polissage ainsi que de leurs défauts d’assemblage.

En partant de cette configuration de miroirs, nous avons déterminé la HEW en éloignant la source de l’axe optique. Nous avons ainsi calculé la dégradation de la résolution angulaire des miroirs en fonction de la position de la source dans leur champ de vue (cf. Figure 4.4). Pour une énergie de 1 keV, la PSF passe d’une HEW de 15 arcsec au centre du champ de vue à 15.15 arcsec au bord (6 arcmin hors axe), ce qui est négligeable.

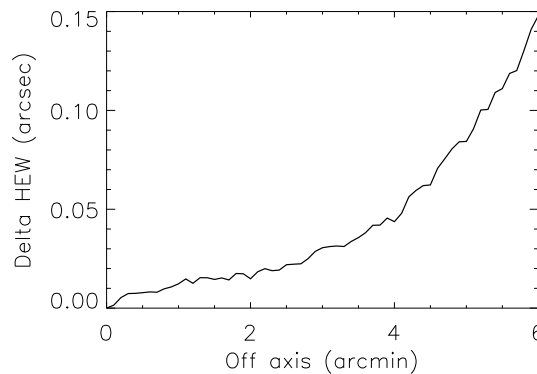


FIGURE 4.4 – Dégradation de la résolution angulaire selon la position de la source dans le champ de vue (HEW=15 arcsec à 0 arcmin).

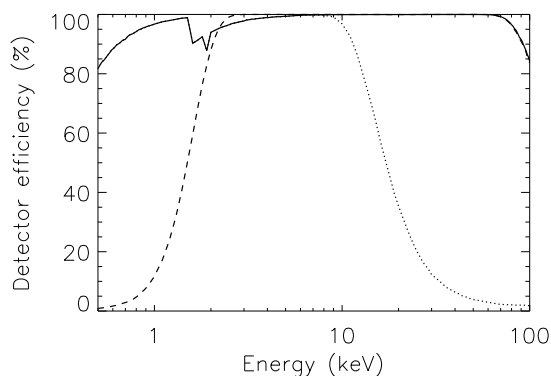


FIGURE 4.5 – Efficacité de détection du plan focal de Simbol-X, trait plein : Si + CdTe, pointillés : Si, tirets : CdTe.

4.3.3 Efficacité de détection

L'efficacité de détection dépend de la composition, de l'épaisseur ainsi que de la géométrie du détecteur. Sur certaines missions comme Simbol-X, le plan de détection est composé de plusieurs détecteurs empilés afin d'étendre l'efficacité sur une large bande spectrale.

En envoyant des milliers de photons sur le plan de détection, caractérisé par les paramètres du tableau 4.1, nous avons calculé l'efficacité des deux détecteurs de Simbol-X de 0.5 keV à 100 keV (4.5).

L'efficacité du détecteur Si chute aux environs de 10 keV et le détecteur CdTe devient efficace à partir de 2 keV. Le plan de détection de Simbol-X a une efficacité supérieure à 80% de 0.5 keV à 6 keV, égale à 100% de 6 keV à 60 keV et supérieure à 90% de 60 keV à 80 keV.

4.4 Vol en formation et performances

Le télescope Simbol-X est distribué sur deux satellites selon le concept de vol en formation (cf. schéma 4.6).

Dans cette configuration, les performances du télescope dépendent du mouvement de chaque satellite. Afin d'étudier ses performances dans un environnement réaliste, nous utilisons des mouvements simulés de chaque satellite sur leur orbite respective fournis par la société EADS Astrium (cofinanceur de cette thèse). Ces mouvements prennent en compte toutes les perturbations de l'orbite sur une période de deux jours, du périégée (20 000 km) à l'apogée (180 000 km).

Dans cette section nous présentons les performances simulées du télescope Simbol-X en fonction de chaque degré de liberté : l'instabilité d'attitude des miroirs (liée à l'instabilité du satellite Miroir), l'instabilité d'attitude des détecteurs (liée à l'instabilité du satellite Détecteur) et

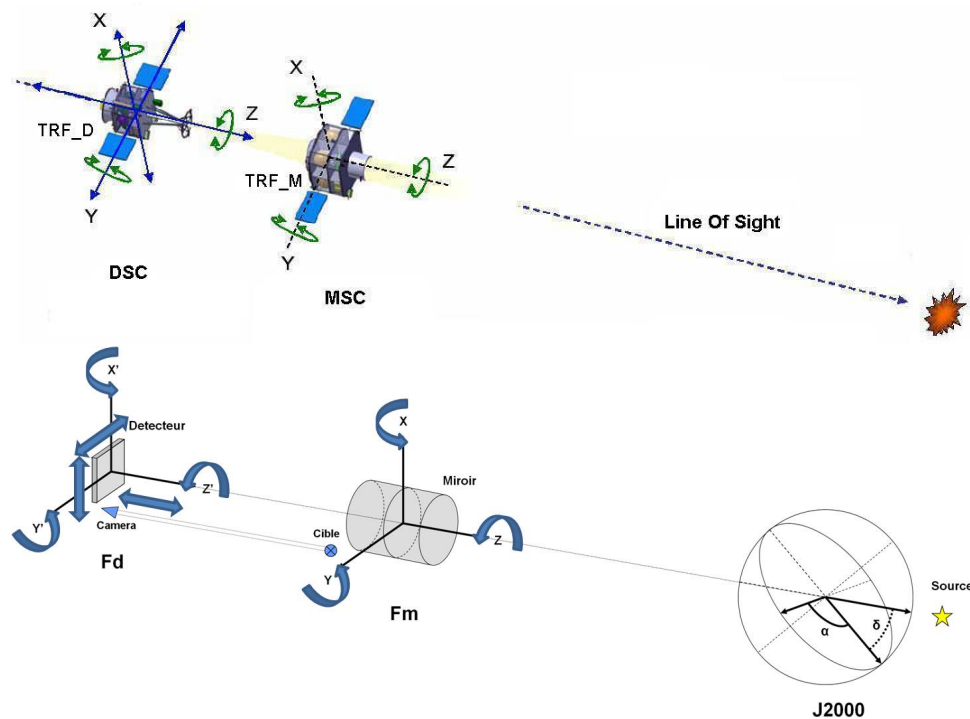


FIGURE 4.6 – Concept de vol en formation pour le télescope symbol-X et degrés de liberté des éléments du télescope. Les mouvements des satellites (image du haut) induisent les mouvements des éléments du télescope (image du bas).

l'instabilité de position entre les deux satellites (liée à l'instabilité des deux satellites). L'image du bas de la Figure 4.6 montre les repères et les degrés de libertés utilisés dans DynamiX pour reproduire ces instabilités.

4.4.1 Instabilité d'attitude des miroirs

Un miroir Wolter-I se comporte comme une lentille, l'image d'un objet ponctuel se forme dans l'alignement objet-centre du miroir. De ce fait, une instabilité de l'orientation du miroir n'a pas de conséquence sur la position des sources sur les détecteurs. En revanche, cette instabilité a un impact sur la résolution angulaire et sur la surface efficace du télescope.

Résolution angulaire

L'utilisation de la géométrie Wolter-I réduit beaucoup l'effet de coma car elle s'approche de la condition *Abbé sine*. Dès lors, une image hors axe est peu déformée par rapport à une image sur l'axe. Ainsi une instabilité d'attitude des miroirs a peu de conséquences sur leur résolution angulaire. Nous avons étudié les conséquences d'une instabilité jusqu'à ± 6 minutes d'arc correspondant au champ de vue des miroirs (cf. Figure 4.7).

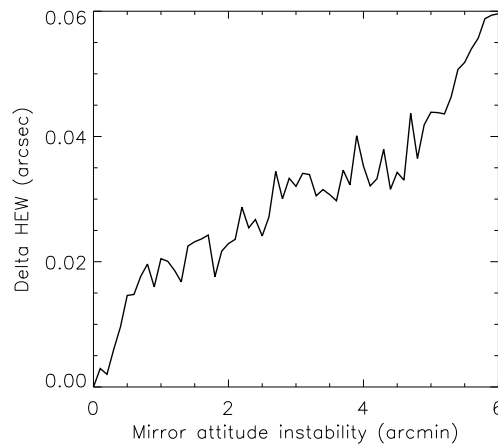


FIGURE 4.7 – Dégradation de la résolution angulaire selon l’instabilité d’attitude des miroirs.

Le mouvement des miroirs utilisé dans ce résultat correspond à un mouvement oscillant de l’axe optique dont la distance angulaire maximum par rapport à l’origine est de 6 minute d’arc. La dégradation de résolution angulaire ne dépasse pas le dixième de seconde d’arc et correspond au même défaut que vu précédemment dans le graphique 4.4. Cependant, la dégradation est ici moindre car l’effet est moyenné sur l’ensemble des attitudes.

Surface efficace

Comme mentionné dans la section 4.3.1, outre l’énergie des photons, la surface efficace dépend de leur direction. Ainsi pour une source hors axe, la surface efficace diminue, résultat d’une baisse de surface collectrice et d’une baisse de réflectivité. Une instabilité d’attitude des miroirs, qui revient à un changement continu de la position de la source dans le champ de vue, va donc avoir un effet sur leur surface efficace. Nous avons calculé par simulation la surface efficace des miroirs avec une instabilité d’attitude de ± 2 arcmin et ± 4 arcmin en fonction de la position initiale de la source dans le champ de vue. La figure 4.8 nous montre ces résultats comparés à la surface efficace sans instabilité pour trois énergies différentes : 1 keV, 30 keV et 70 keV.

Lorsque la source est initialement sur l’axe optique (*off axis* = 0), l’instabilité d’attitude des miroirs augmente la distance angulaire entre la source et l’axe optique, ce qui engendre une baisse de surface efficace. Cependant lorsque la source est initialement hors axe, cette même instabilité va d’une part augmenter et d’autre part diminuer la distance angulaire entre la source et l’axe optique. De ce fait, l’instabilité d’attitude des miroirs a un effet moindre sur la surface efficace hors axe. Avec une tolérance de ± 2 arcmin sur l’attitude, la surface efficace sur l’ensemble du champ de vue et des énergies est égale à 95% de celle de référence (sans instabilité). Avec une tolérance de ± 4 arcmin sur l’attitude, la surface efficace sur l’ensemble du champ de

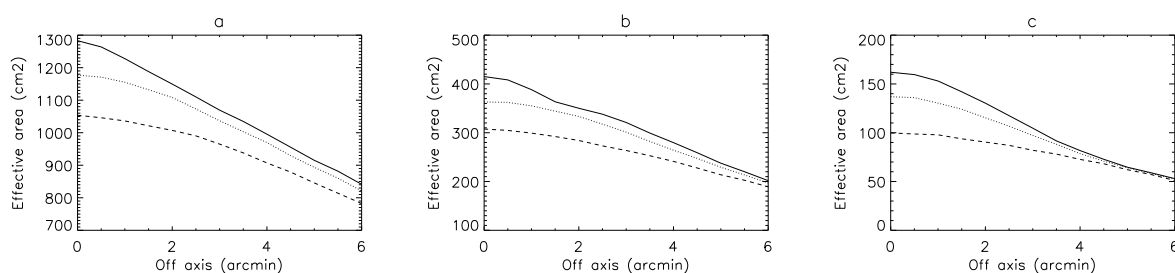


FIGURE 4.8 – Surface efficace en fonction de la position de la source dans le champ de vue. (a) : 1 keV, (b) : 30 keV, (c) : 70 keV. Trait plein : attitude fixe, pointillés : instabilité d’attitude de ± 2 arcmin, tirets : instabilité d’attitude de ± 4 arcmin.

vue et des énergies est égale à 84% de celle de référence.

D’un autre côté, quelle que soit la stabilité des miroirs, leur attitude doit être connue précisément à chaque instant pour évaluer le flux réel des sources (photométrie). En effet, le flux mesuré des sources doit être corrigé de la baisse de surface efficace due à l’erreur d’attitude des miroirs.

Des études similaires ont été menées par Civitani (2009) pour la mission HEXISAT. Les résultats présentés ne prennent pas en compte un mouvement des miroirs mais uniquement une erreur fixe d’orientation entraînant donc de plus fortes dégradations. Ces résultats ont montré que le contrôle d’attitude des miroirs nécessitait moins de précision que prévu au départ de la mission.

4.4.2 Instabilité d’attitude des détecteurs

L’instabilité d’attitude des détecteurs peut être décomposée selon deux types de rotations, une selon l’axe X ou Y et l’autre selon l’axe Z correspondant à l’axe optique. La première conduit à une augmentation de la taille de la tache focale et au déplacement de la position des sources sur les détecteurs et la deuxième conduit uniquement à un déplacement de la position des sources sur les détecteurs.

Résolution angulaire

Lorsque les détecteurs sont inclinés par rapport au plan focal (selon l’axe X ou Y), la tache focale produite à leur surface est déformée. De plus, si l’image de la source n’est pas située au centre du détecteur, celle-ci sera défocalisée. Nous avons calculé cette dégradation en fonction de l’instabilité d’attitude du détecteur selon l’axe X pour trois positions de source (cf. Figure 4.9).

Les deux premières images de la figure 4.9 montrent la différence entre l’image d’une source sur un détecteur mal orienté de 20 degrés (selon l’axe X) et un détecteur bien orienté. L’erreur

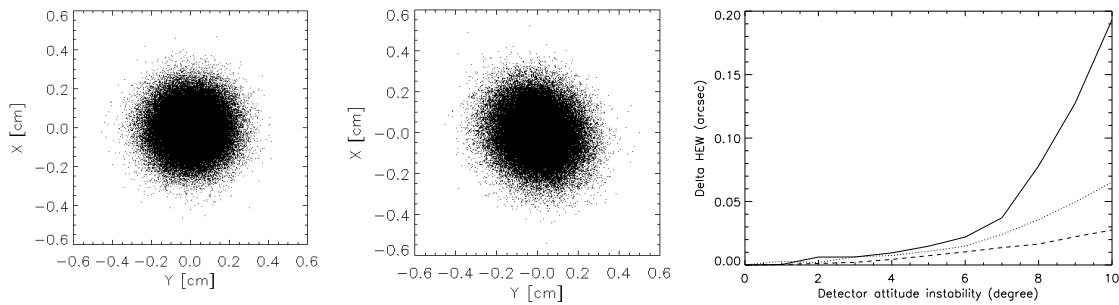


FIGURE 4.9 – Dégradation de la résolution angulaire selon l’instabilité d’attitude des détecteurs. A gauche : image d’une source sans erreur d’attitude (HEW de 15 arcsec). Au milieu : image d’une source sur un détecteur incliné de 20 degrés selon X Y et Z (HEW de 16 arcsec). A droite : dégradation de la résolution angulaire en fonction de l’instabilité d’attitude des détecteurs (rotations selon X ou Y) pour différentes positions de sources (trait plein : 6 arcmin, pointillés : 3 arcmin, tirets : 1 arcmin).

d’attitude du détecteur de cette deuxième image a été choisie exagérée afin de visualiser l’élargissement de la tache focale (+ 1 arcsec en HEW). La troisième nous montre la relation entre l’instabilité d’attitude du détecteur et dégradation de la résolution angulaire en terme d’augmentation de la HEW. La différence entre les trois courbes est liée à la défocalisation de l’image, plus importante pour une source située à 6 minute d’arc du centre du champ de vue.

Position des sources

Une mauvaise orientation d’un détecteur n’a pas d’influence sur la position de l’image d’une source située sur l’axe optique. En revanche, une source en bord de champ sera imagée sur une partie différente du détecteur selon son attitude. Ce défaut peut entraîner une mauvaise estimation de la position de la source dans le ciel. Nous avons calculé ce défaut de position pour deux types d’instabilité d’attitude du détecteur, une selon l’axe X ou Y et l’autre selon Z (cf. Figure 4.10).

Les deux premières images de la figure 4.10 montrent la différence de position d’une source sur un détecteur mal orienté et un détecteur bien orienté. Pour une source hors axe de 6 minutes d’arc, la position de son image varie de 1.27 cm pour une erreur d’attitude de 20 degrés sur les trois axes. Les figures du bas montrent l’erreur de position de l’image en fonction de l’instabilité d’attitude du détecteur. Une instabilité autour des axes X et Y induit une erreur moins importante sur l’estimation de la position qu’une instabilité autour de l’axe optique Z. Cependant cette dernière peut être facilement corrigée a posteriori si l’on connaît avec précision cette rotation. On note également sur chacune des courbes que l’erreur augmente avec la distance de la source à l’axe.

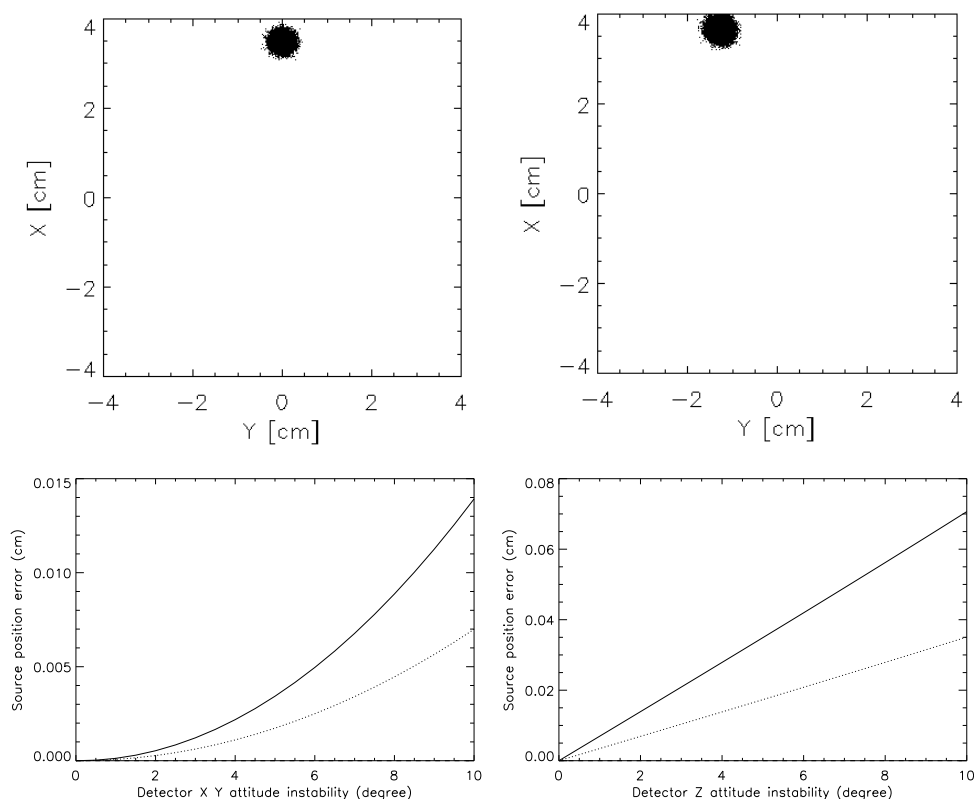


FIGURE 4.10 – Positionnement des sources selon l'instabilité d'attitude des détecteurs. En haut à gauche : image d'une source situé à 6 arcmin hors axe sans erreur d'attitude. En haut à droite : image d'une source situé à 6 arcmin hors axe sur un détecteur incliné de 20 degrés selon X, Y et Z. En bas : erreur de positionnement des sources en fonction de l'instabilité d'attitude des détecteurs (à gauche : rotations selon X ou Y, à droite : rotations selon Z) pour différentes positions de sources (trait plein : 6 arcmin, pointillés : 3 arcmin, tirets : 1 arcmin).

4.4.3 Instabilité de position entre les miroirs et les détecteurs

L'instabilité de position entre les miroirs et les détecteurs résulte de l'instabilité de position relative entre les deux satellites mais aussi de leur instabilité d'attitude. En effet, si le plan de détection est éloigné du centre d'inertie du satellite, une rotation de celui-ci aura une incidence sur la position des détecteurs. Cette déformation joue un rôle prépondérant dans les performances du télescope car elle détermine l'alignement source-miroirs-détecteur (cf. sous-section 3.2.3). La distance des sources étant infinie, on peut représenter cette instabilité par un déplacement des détecteurs autour de leur position de référence (cf. schéma 4.11).

Cette instabilité modifie la partie du ciel imagée sur les détecteurs et affecte la résolution angulaire du télescope.

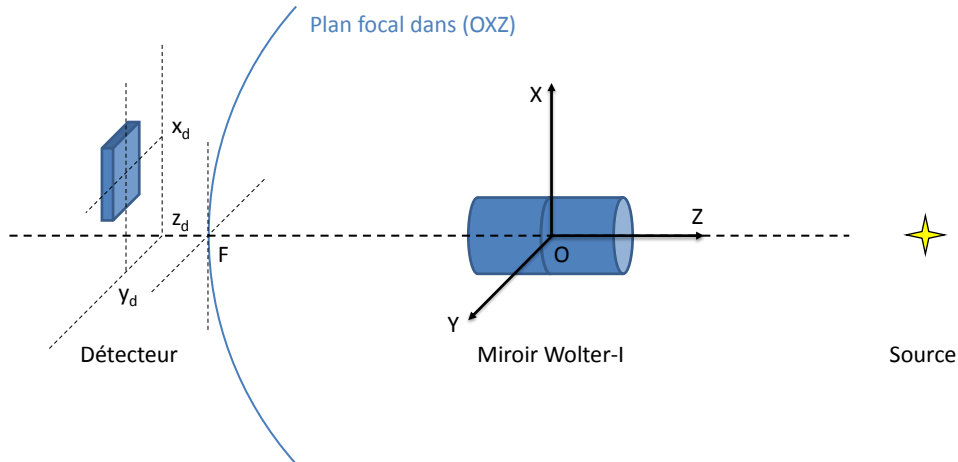


FIGURE 4.11 – Décalage relatif des détecteurs par rapport aux miroirs exprimé dans le repère local des miroirs.

Image du ciel

Les miroirs imagent en permanence l'ensemble du ciel contenu dans leur champ de vue. Les détecteurs situés en aval dans le plan focal des miroirs détectent les photons en provenance de leur champ de vue. Selon la taille d'un détecteur et sa position, il se peut qu'il ne recueille plus les photons en provenance d'une source présente dans le champ de vue des miroirs (cf. schéma 4.12).

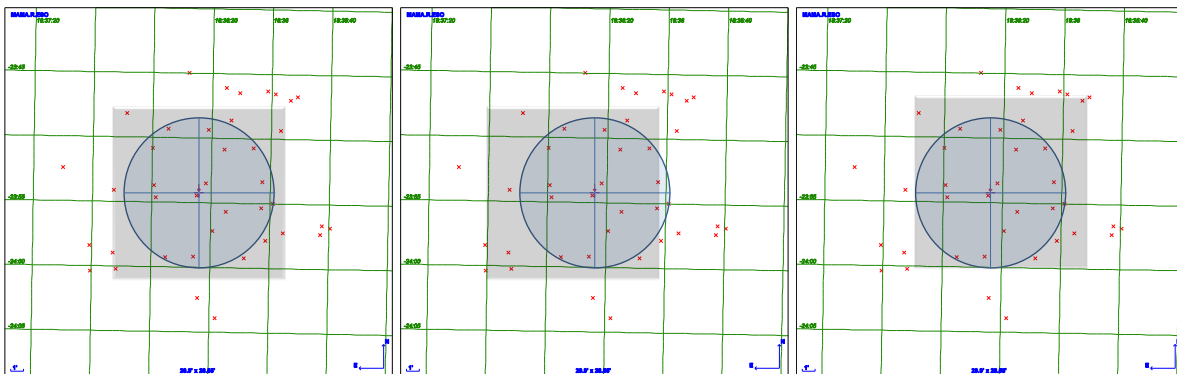


FIGURE 4.12 – Conséquences du décalage relatif des détecteurs par rapport aux miroirs sur le champ de vue du télescope. Le champ de vue de 12 arcmin des miroirs est représenté par le cercle (7 cm) et le détecteur de 8 cm $\times$ 8 cm par le carré. A gauche : champ de vue sans décalage. Au centre : champ de vue avec un décalage relatif sur l'axe X de 1 cm (1.7 arcmin). A droite : champ de vue avec un décalage relatif sur l'axe X et Y de 0.5 cm (0.87 arcmin). Champ de vue : M22.

La deuxième image nous montre qu'avec un décalage relatif de 1 cm, certaines sources dans le champ de vue des miroirs (sur la droite) ne sont plus imagées sur le détecteur. En revanche,

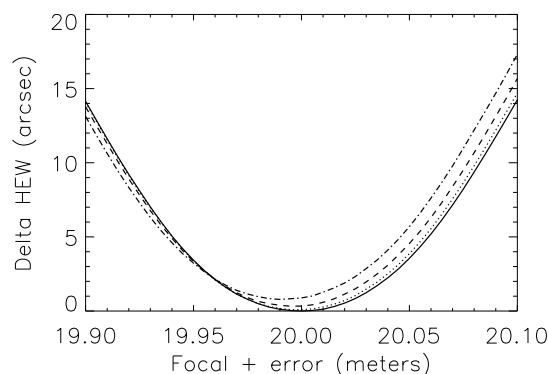


FIGURE 4.13 – Dégradation de la résolution angulaire par une défocalisation. Trait plein : source sur l’axe optique, pointillés : source hors axe de 2 arcmin, tirets : source hors axe de 4 arcmin, pointillés + tirets : source hors axe de 6 arcmin.

un décalage de 0.5 cm sur l’axe X et Y permet toujours d’imager l’ensemble du champ de vue des miroirs.

Ainsi pour Simbol-X, le champ de vue des miroirs correspond à un cercle de 7 cm de diamètre sur le plan focal situé à 20 mètres. Afin de conserver ce champ de vue sur le détecteur pendant toute la durée d’une observation, un compromis fut choisi avec un détecteur de 8 cm par 8 cm et un contrôle de position de ce détecteur à ± 0.5 cm.

Résolution angulaire

Déplacement selon l’axe optique (défocalisation) : Un déplacement des détecteurs selon l’axe optique (axe Z) entraîne une défocalisation. Cette défocalisation augmente la dispersion des positions des photons sur les détecteurs, ce qui dégrade la résolution angulaire du télescope. Nous avons calculé cette dégradation pour une défocalisation allant de -10 cm à +10 cm pour différentes positions de sources dans le champ de vue (cf. Figure 4.13). Pour cette étude, nous considérons une tache focale de 14 arcsec pour une source au centre du champ de vue.

Le plan focal étant courbe pour un miroir Wolter-I ($R = 20$ m), la dégradation est différente selon la position de la source dans le champ de vue. Ainsi, pour une défocalisation de +10 cm, la résolution varie de 14 arcsec à 17 arcsec, entre le centre et le bord du champ.

Cette dégradation a été calculée par Civitani et al. (2009) pour une défocalisation allant de -5 cm à +5 cm. Les résultats présentés dans cet article sont en accord avec ceux produits par DynamiX.

Déplacement latéral : Contrairement au déplacement longitudinal, un déplacement latéral des détecteurs (selon l’axe X et Y) ne disperse pas la tache focale mais la déplace simplement sur la surface du détecteur. Ainsi, la résolution angulaire dépend fortement de ce mouvement. Nous

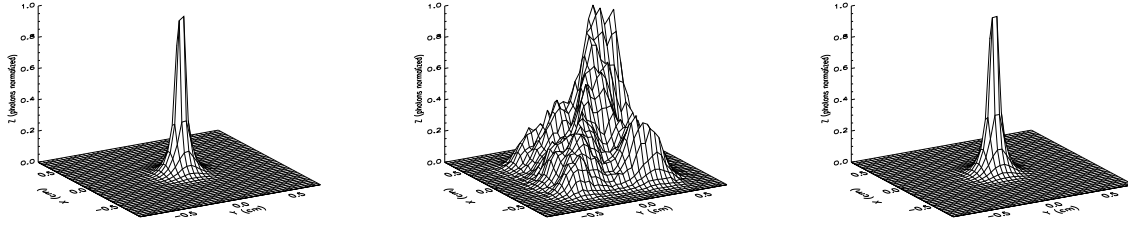


FIGURE 4.14 – Conséquences d’un mouvement latéral du détecteur sur la PSF de Simbol-X pour une source au centre du champ de vue. A gauche : PSF de référence (15 arcsec HEW), au milieu : PSF avec un mouvement latéral d’une amplitude de 1 cm (66 arcsec HEW), à droite : PSF reconstruite grâce à une métrologie optique (15.5 arcsec HEW).

avons calculé la résolution angulaire de Simbol-X pour une source au centre du champ de vue pour un mouvement latéral d’une amplitude de 1 cm. La figure 4.14 montre la PSF de référence comparée à celle obtenue lorsque le détecteur est instable. La dégradation de résolution est alors de 51 arcsec pour cette amplitude de mouvement.

Cependant, ce défaut peut être corrigé avec une métrologie adaptée. L’image de droite sur la figure 4.14 montre la PSF de Simbol-X pour les mêmes conditions que l’image au centre mais reconstruite en utilisant les mesures simulées de notre modèle de capteurs. Dans cet exemple, la correction permet d’atteindre une image dont la HEW est dégradé de seulement 0.5 arcsec par rapport à la PSF de référence.

4.4.4 Correction de l’image

Le terme correction de l’image ou encore reconstruction de l’image désigne le traitement de l’image visant à corriger les défauts optiques du télescope. Pour cela, on utilise les positions brutes des photons enregistrées par les détecteurs et des informations additionnelles fournies ici par des capteurs optiques. La métrologie de Simbol-X (cf. Figure 2.12) est constituée de deux senseurs stellaires (un sur chaque satellite), d’une caméra (sur le satellite Détecteur) et de cibles lumineuses (sur le satellite Miroir). Les défauts liés à une défocalisation ne peuvent pas être corrigés car les détecteurs de Simbol-X ne mesurent pas la direction d’arrivée des photons. On ne peut donc pas calculer le $(\Delta x, \Delta y)$ du photon sur le détecteur selon la défocalisation mesurée par les capteurs. En revanche, les défauts liés à un déplacement latéral peuvent être corrigés.

En utilisant notre modèle de capteurs (cf. section 2.3.1), nous avons calculé le déplacement latéral du plan de détection $(\Delta x_d, \Delta y_d)$ de Simbol-X pour chaque temps d’arrivée d’un photon (cf. Figure 4.15). Chaque position de photon est alors corrigée de ce décalage et l’image finale de la source est ainsi corrigée, ou "reconstruite".

La précision de la reconstruction dépend donc de la précision de la mesure de la position des photons et de la précision de la mesure du décalage latéral du plan de détection.

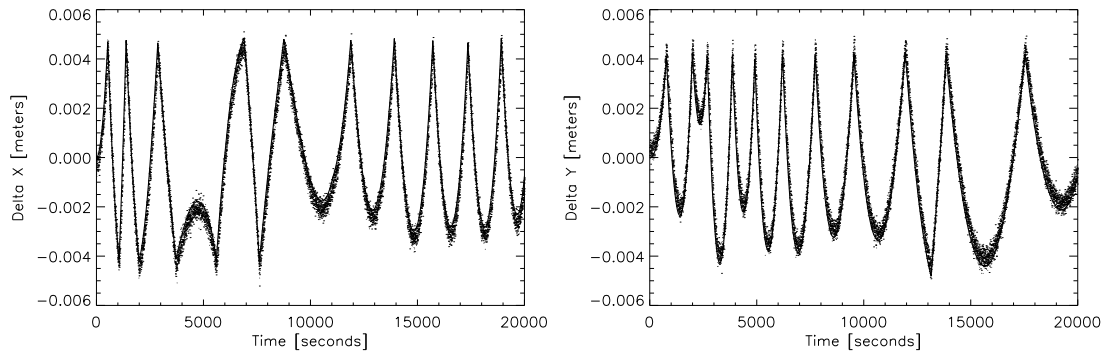


FIGURE 4.15 – Mesure simulée du déplacement latéral (à gauche : delta X, à droite : delta Y) du plan de détection par des capteurs optiques. Trait plein : déplacement réel, points : mesure simulée du déplacement.

Mesure du décalage latéral du plan de détection

La mesure du décalage latéral du plan de détection dépend du biais et du bruit des mesures faites par l'ensemble des capteurs optiques nécessaires à son calcul, à savoir les deux senseurs stellaires et la caméra. En utilisant notre simulation dans la configuration de Symbol-X en conditions d'observation (chaque satellite en mouvement), nous avons calculé la contribution des deux types d'erreur sur la reconstruction de l'image pour chaque capteur. Les résultats sont présentés Figure 4.16 en terme de déviation par rapport à la tache focale de référence (sans aucun mouvement des satellites), de position [0.0,0.0]mm et d'une HEW de 15 arcsec.

Le biais de la mesure conduit à une erreur dans la position de l'image reconstruite, tandis que le bruit de la mesure conduit à un élargissement de l'image. Ces résultats montrent que la précision du senseur stellaire des miroirs a peu d'incidence sur la qualité des images reconstruites. Ceci s'explique car le senseur stellaire des miroirs intervient uniquement dans l'estimation de position des cibles optiques placées autour des miroirs. Aussi, on note que les erreurs de mesure du senseur stellaire des détecteurs et les erreurs de mesure de la caméra ont sensiblement les mêmes conséquences ; un biais de 6 arcsec conduit à une erreur de position de l'image d'environ 0.55 mm, et un bruit de 6 arcsec maximum conduit lui à un élargissement de l'image de 6.5 à 9 secondes d'arc en HEW. Ces résultats montrent la contribution individuelle de chaque capteur sur la reconstruction de l'image. Afin d'estimer la manière dont ces défauts s'additionnent, nous avons effectué les mêmes calculs en prenant en compte les erreurs de tous les capteurs. La Figure 4.17 montre que les défauts de chaque capteur s'ajoutent de manière non linéaire. Un biais de 6 secondes d'arc sur chaque mesure des trois capteurs conduit à une erreur de position de l'image reconstruite de 1.15 mm, et un bruit de 6 secondes d'arc conduit à une dégradation de la résolution de 13 secondes d'arc en HEW.

D'un autre côté, la position des capteurs, des miroirs et des détecteurs sur le satellite a

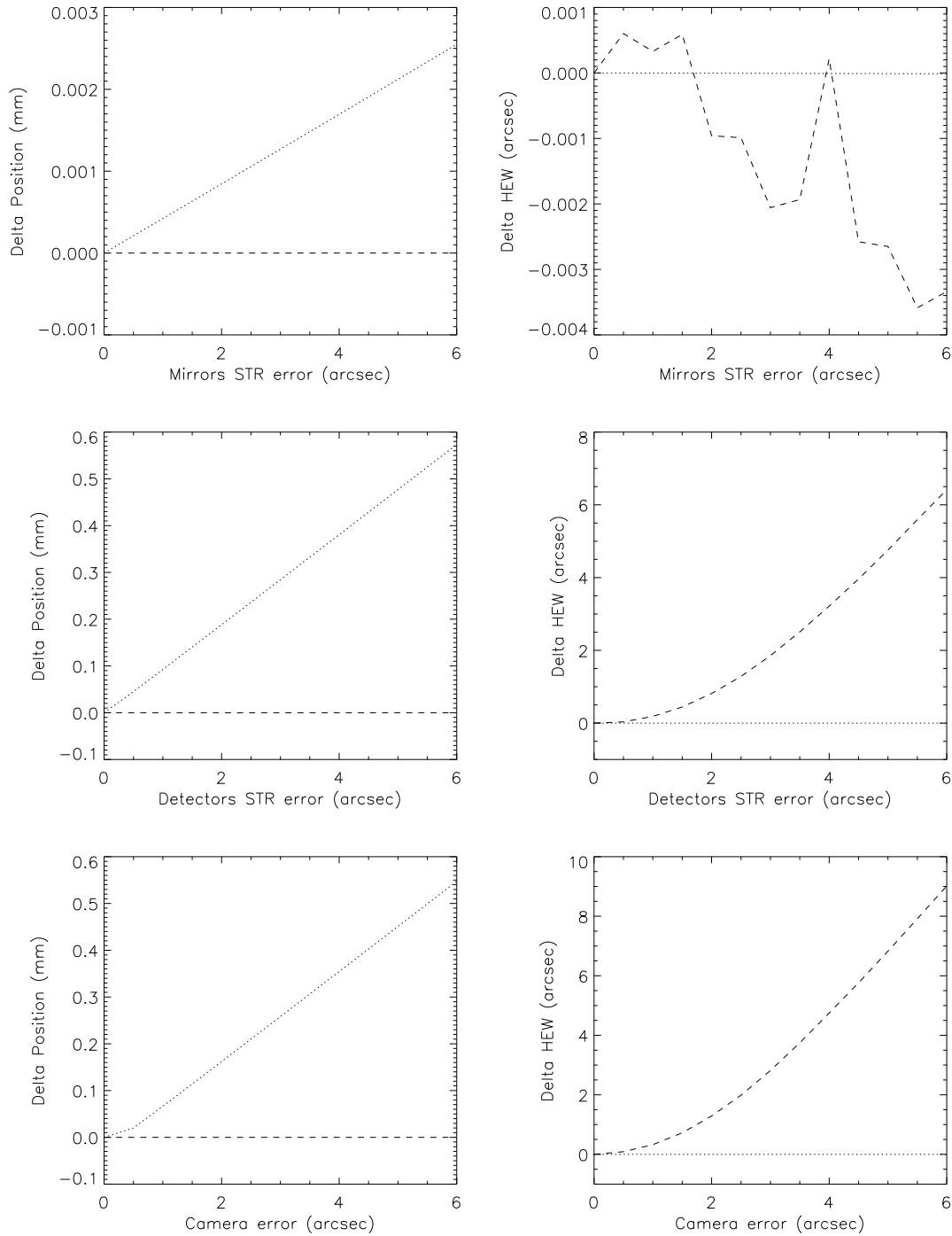


FIGURE 4.16 – Contribution des erreurs de mesure de chaque capteur optique sur la reconstruction d'image. A gauche : erreur de position de l'image reconstruite (pointillés : erreur de type biais, tirets : erreur de type bruit). A droite : dégradation angulaire de l'image reconstruite (pointillés : erreur de type biais, tirets : erreur de type bruit).

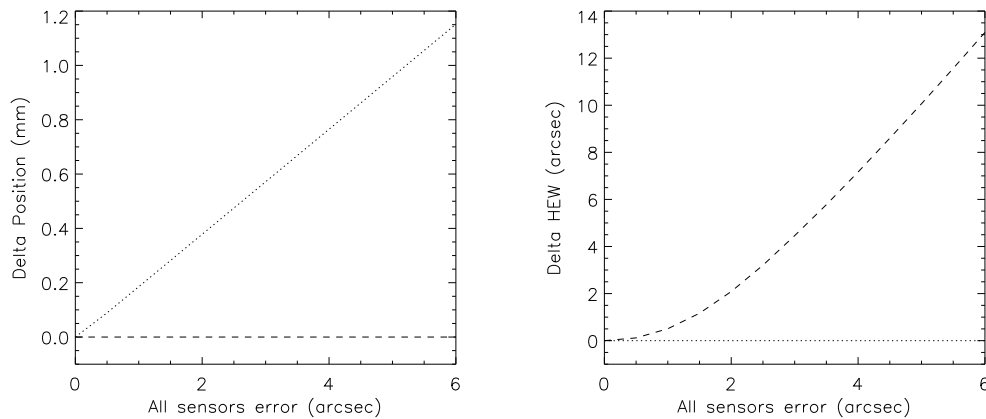


FIGURE 4.17 – Contribution des erreurs de mesure de l'ensemble des capteurs optiques sur la reconstruction de l'image. A gauche : erreur de position de l'image reconstruite (pointillés : erreur de type biais, tirets : erreur de type bruit). A droite : dégradation angulaire de l'image reconstruite (pointillés : erreur de type biais, tirets : erreur de type bruit).

une influence sur la précision de la correction. En effet, pour calculer le décalage latéral, nous devons déterminer la position des miroirs et des détecteurs dans un repère commun en utilisant les informations des senseurs stellaires. Ces derniers fournissant des mesures angulaires, la précision de localisation des miroirs et des détecteurs dépend de leur position sur le satellite. Plus leur position est éloignée du centre d'inertie du satellite et plus la connaissance de cette position sera imprécise, d'où une reconstruction de l'image moins bonne. La figure 4.18 montre la dépendance de la précision de reconstruction selon la position du détecteur.

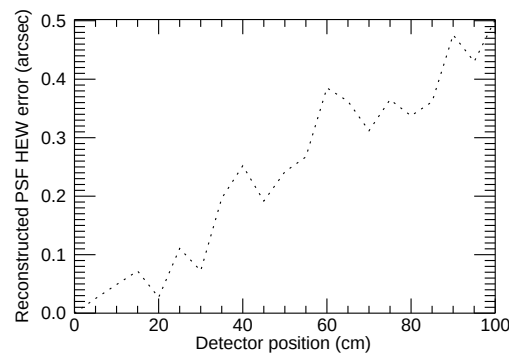


FIGURE 4.18 – Conséquences de la distance du détecteur au centre d'inertie sur la reconstruction de l'image. Ces résultats ont été obtenus en utilisant un modèle de senseur stellaire avec un bruit de 5 arcsec.

Lorsque le détecteur est placé à un mètre du centre d'inertie, l'image reconstruite est plus large de 0.5 arcsec en HEW comparée à l'image reconstruite sur un détecteur placé au centre d'inertie. Pour ces résultats le senseur stellaire simulé a un bruit de 5 arcsec.

Mesure de la position des photons sur le plan de détection

La reconstruction de l'image nécessite également une mesure précise de la position de chaque photon. Les détecteurs étant pixélisés, cette mesure ne peut pas être plus précise que la taille d'un pixel car la position exacte du photon à l'intérieur de celui-ci est inconnue. Pour Simbol-X, un pixel mesure 6.2510^{-4} m, ce qui correspond à une dimension angulaire de 6.5 arcsec dans son champ de vue. Cette dimension a été choisie afin de ne pas dégrader la résolution angulaire des miroirs (HEW de 15 arcsec). Mais cette incertitude sur la position des photons affecte directement la reconstruction de l'image. Ne connaissant pas la position du photon dans le pixel, nous faisons l'approximation que chaque photon se situe au centre du pixel pour la correction. L'incertitude alors attendue sur la reconstruction de l'image est d'un demi pixel, soit environ 3.25 arcsec.

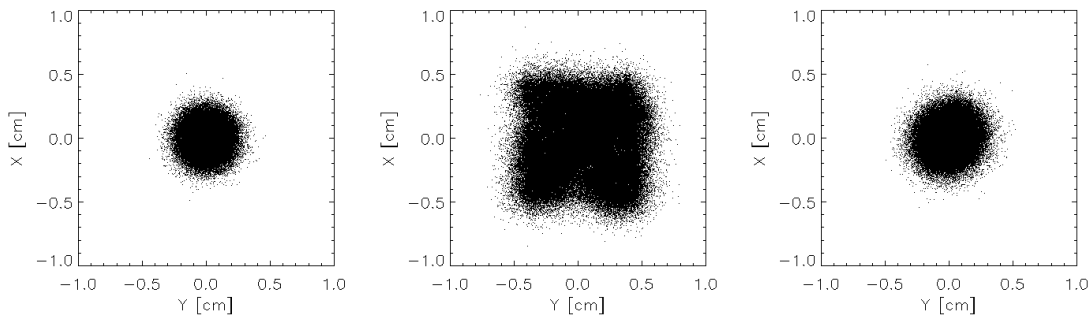


FIGURE 4.19 – Image d'une source au centre du champ de vue formée par les miroirs. A gauche : sans mouvements des satellites (HEW de 15.11 arcsec). Au milieu : avec un déplacement latéral d'une amplitude de 1 cm (HEW de 66 arcsec). A droite : image corrigée en utilisant les mesures des capteurs (HEW de 22.26 arcsec).

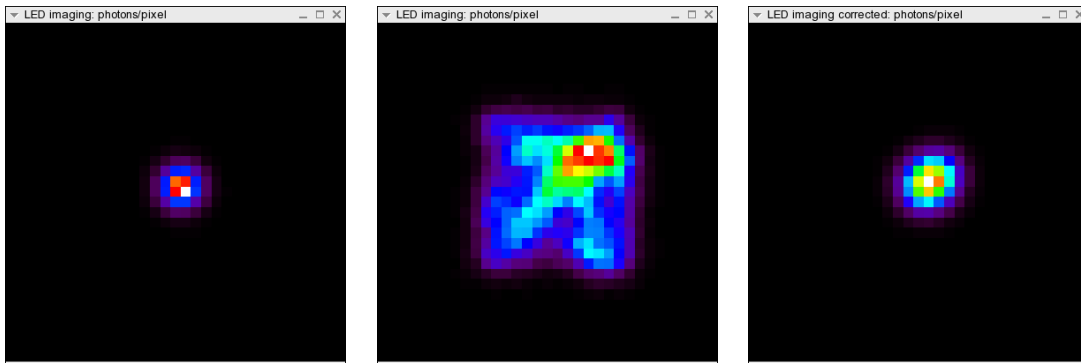


FIGURE 4.20 – Image d'une source au centre du champ de vue produite par le détecteur basse énergie. Les images correspondent à une partie du détecteur de 32×32 pixels. A gauche : sans mouvements des satellites (HEW de 19.82 arcsec). Au milieu : avec un déplacement latéral d'une amplitude de 1 cm (HEW de 66 arcsec). A droite : image corrigée en utilisant les mesures des capteurs (HEW de 25.75 arcsec).

Les figures 4.19 et 4.20 illustrent la dégradation de la qualité de la reconstruction due à la pixélisation. Les deux figures sont obtenues en utilisant les mêmes paramètres de simulation. La première correspond à l'image d'une source formée par les miroirs et la deuxième correspond à l'image de la même source vue par le détecteur basse énergie de Simbol-X (en prenant en compte les interactions dans le Silicium).

Lorsque le télescope est fixe (les premières images de chaque figure), les pixels augmentent la HEW de l'image de 4.71 arcsec. Lorsque les satellites sont en mouvements les deux images sont de taille équivalente (HEW de 66 arcsec) car l'effet du déplacement latéral du plan de détection domine. Après reconstruction (les dernières images de chaque figure), la pixélisation introduit une augmentation de 3.49 arcsec en HEW correspondant à l'incertitude apportée par la demi-dimension du pixel (3.25 arcsec).

Outre l'effet de la pixélisation, la position des interactions mesurées dans le détecteur ne renseigne pas précisément sur la position du photon incident car celui-ci peut être dévié, par exemple par diffusion Compton. Mais cette contribution reste négligeable devant celle induite par la pixélisation.

4.4.5 Spécification du contrôle d'attitude des satellites et de la métrologie

Dans les sections précédentes nous avons montré les conséquences des mouvements des miroirs et détecteurs sur les performances du télescope. Ces mouvements sont étroitement liés aux mouvements des satellites. En supposant une position des miroirs et des détecteurs au centre d'inertie des satellites, nous avons déterminé les tolérances sur le vol en formation pour Simbol-X afin de maintenir ses performances en accord avec les besoins scientifiques.

En ce qui concerne la surface efficace, il fut choisi que l'instabilité d'attitude des miroirs ne devait pas la réduire de plus de 5%. Cela implique une tolérance maximum de ± 2 minutes d'arc sur l'attitude du satellite Miroir (cf. Figure 4.8). On a vu par ailleurs que les instabilités d'attitude du détecteur avaient de faibles conséquences sur les performances du télescope. Cependant, l'attitude du satellite Détecteur doit être contrôlée finement en raison des différents collimateurs équipant le télescope. Pour Simbol-X, le contrôle de l'attitude du satellite Détecteur a été limité à ± 2 minutes d'arc afin de ne pas occulter le plan de détection.

La résolution angulaire souhaitée pour Simbol-X était de 15 secondes d'arc en HEW à 30 keV. Avec un spot focal d'une HEW de 14 secondes d'arc (limitée par la technologie des miroirs), la dégradation de résolution due à une défocalisation doit être inférieure à la seconde d'arc en HEW afin d'être négligeable, ce qui correspond à un déplacement maximum le long de l'axe optique (axe Z) de 3 cm pour le satellite Détecteur (cf. Figure 4.13). En utilisant une métrologie précise, les déplacements latéraux n'ont pas de conséquences sur la résolution angulaire. Cependant, cela a des conséquences sur le champ de vue imagé par les détecteurs (cf. schéma 4.12). Le champ de vue des miroirs de Simbol-X était de 12 minutes d'arc (en diamètre),

	Le satellite Miroir	Le satellite Détecteur
Contrôle de l'attitude		
X, Y	+/- 2 arcmin	+/- 2 arcmin
Z	-	-
Contrôle de la position		
X, Y	-	+/- 0.5 cm
Z	-	+/- 3 cm

TABLE 4.2 – Tolérances sur le contrôle du vol en formation de Simbol-X.

ce qui correspond à un plan focal de 7 cm par 7 cm à 20 mètres. Le choix fut de fabriquer des détecteurs de 8 cm par 8 cm et d'autoriser un maximum de ± 0.5 cm pour le déplacement latéral du satellite Détecteur.

Ces tolérances sont résumées dans le tableau 4.2. La phase A de la mission Simbol-X a démontré la faisabilité de ces contrôles par l'utilisation d'un module de propulsion à gaz froid dédié.

Dans les sections précédentes, nous avons également discuté la nécessité de mesurer les différents degrés de liberté du télescope, que ce soit pour restituer le flux des sources ou pour corriger l'image. Ainsi, l'attitude des miroirs doit être connue à chaque instant, afin d'évaluer correctement le flux des sources selon leur position dans le champ de vue et l'efficacité de l'ensemble des miroirs. Aussi, l'attitude doit être connue précisément car elle est nécessaire pour estimer la position des cibles, qui peuvent être situées loin du centre d'inertie du satellite Miroir. La connaissance de la rotation autour de l'axe Z des détecteurs est nécessaire pour corriger la position des sources sur le plan de détection. De plus, l'attitude du satellite Détecteur doit être connue très précisément afin de fournir un repère de référence à la caméra pour calculer le décalage du plan de détection par rapport aux miroirs. Ces trois derniers degrés de liberté déterminés avec la précision angulaire des mesures effectuées par la caméra (cf. section 4.4.4). Un biais sur la mesure ne fait que décaler l'image ; si l'on considère un décalage maximum de l'ordre du pixel, cette erreur ne doit pas dépasser 3 seconde d'arc. Un bruit sur la mesure entraîne un élargissement de la taille du spot focal ; si l'on souhaite ne pas dégrader la résolution du télescope de plus de 10% (1.5 arcsec), cette erreur ne doit pas dépasser 2 secondes d'arc (cf. Figure 4.17). Le tableau 4.3 résume les différents besoins en terme de métrologie pour Simbol-X.

	Senseur stellaire miroirs	Senseur stellaire détecteurs	Caméra
Biais sur la mesure	≤ 20 arcsec	≤ 3 arcsec	≤ 3 arcsec
Bruit sur la mesure	≤ 20 arcsec	≤ 2 arcsec	≤ 2 arcsec

TABLE 4.3 – Précision de la métrologie nécessaire pour Simbol-X.

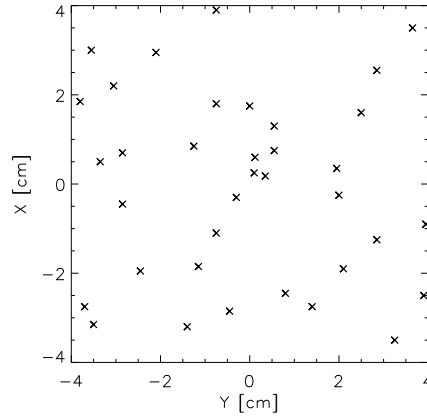


FIGURE 4.21 – Position des sources du champ de vue de M22 sur le plan focal de Simbol-X.

4.5 Exemple d'observation de Simbol-X

Afin d'illustrer les performances globales du télescope Simbol-X, je présente dans cette section la simulation d'une observation dans des conditions réalistes, prenant en compte tous les mouvements précédemment discutés. L'amplitude des mouvements correspond aux tolérances listées dans le tableau 4.2 et la précision des capteurs utilisés pour la reconstruction de l'image correspond aux limites indiquées dans le tableau 4.3. Pour cet exemple, j'ai choisi le champ de vue de l'amas globulaire M22, présentant plusieurs sources X. Le pointage du télescope ainsi que les sources sont définies en coordonnées équatoriales dans le repère J2000. Le pointage initial du télescope est de +16746.052 minutes d'arc en ascension droite et de -1434.203 minutes d'arc en déclinaison. Dans cette configuration, la position des sources sur le plan de détection est représentée par la figure 4.21.

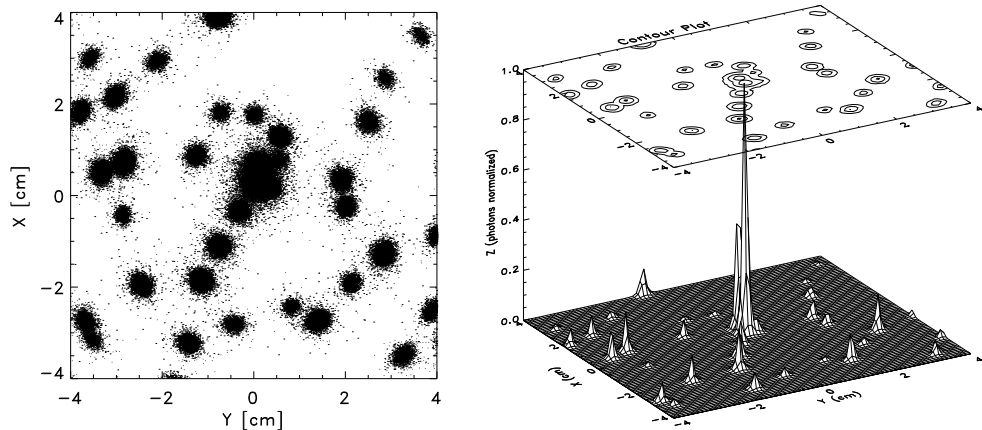


FIGURE 4.22 – Images des sources du champ de vue de M22 produites par les miroirs sur le plan focal de Simbol-X. A gauche : ensemble des positions de photons. A droite : représentation 3D de la distribution des photons.

Selon le rapport de luminosité de chacune des sources, on envoie un nombre de photons équivalent en direction des miroirs. Le nombre total de photons générés sur un carré couvrant la surface des miroirs est choisi arbitrairement à 10^7 pour l'ensemble des résultats suivants. Ces sources sont alors imagées par l'ensemble des miroirs. L'image résultante de chaque source est affectée par les défauts de l'optique et diffère selon sa position dans le ciel. La figure 4.22 montre la luminosité relative de chacune des sources et leur image incluant les différents défauts des miroirs. On voit que les sources situées en bord de champ des miroirs Wolter I sont moins bien imagées que les sources centrales, par ailleurs bien plus lumineuses. Les deux sources situées au centre du champ de vue sont séparées de 51 secondes d'arc.

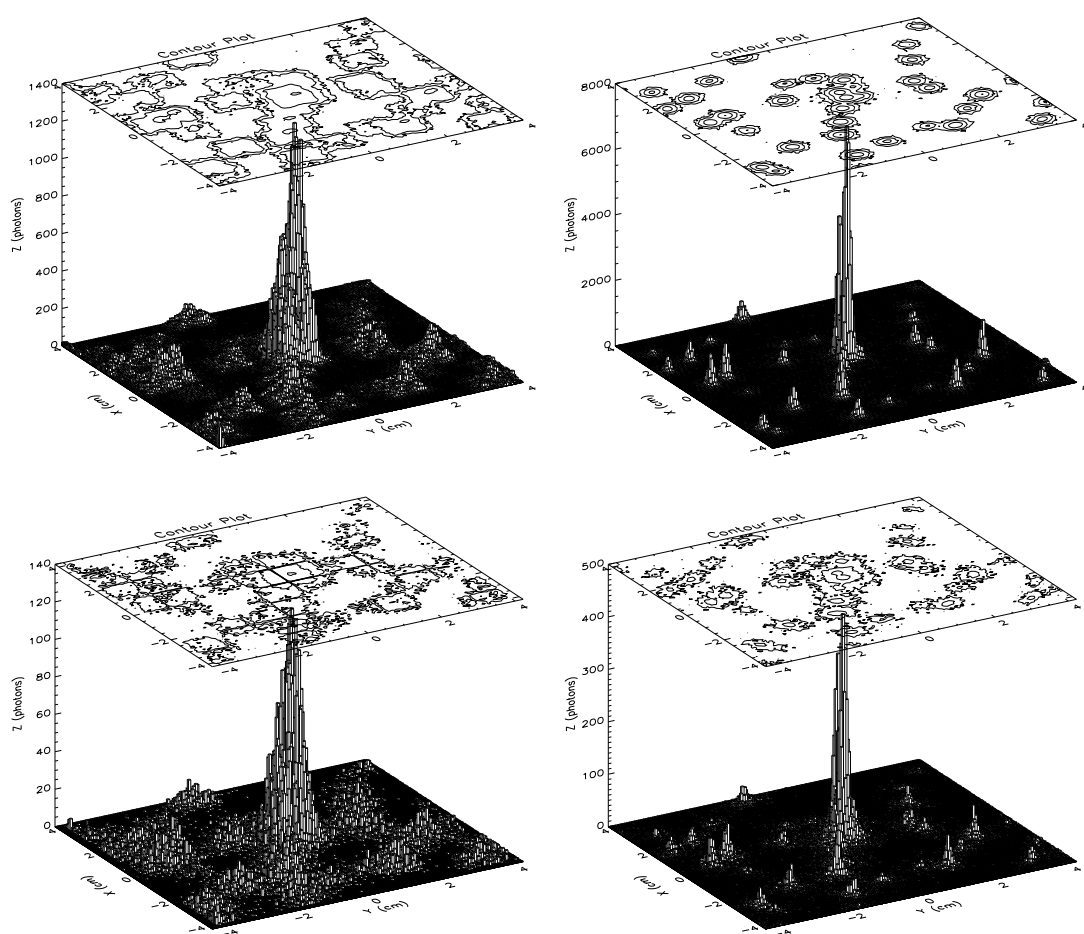


FIGURE 4.23 – Représentation 3D des sources du champ de vue de M22 produites sur les détecteurs de Simbol-X (en haut : LED, en bas : HED). Les deux images de gauche montrent le nombre de coups bruts enregistrés et les deux images de droite montrent le nombre de coups après correction de l'image.

Les deux images précédentes montrent les sources de M22 "vues" par les miroirs. Cependant, ces images formées sur le plan focal des miroirs sont différentes de celles formées sur le plan de détection. Les images suivantes sont le résultat de simulation prenant en compte tous les

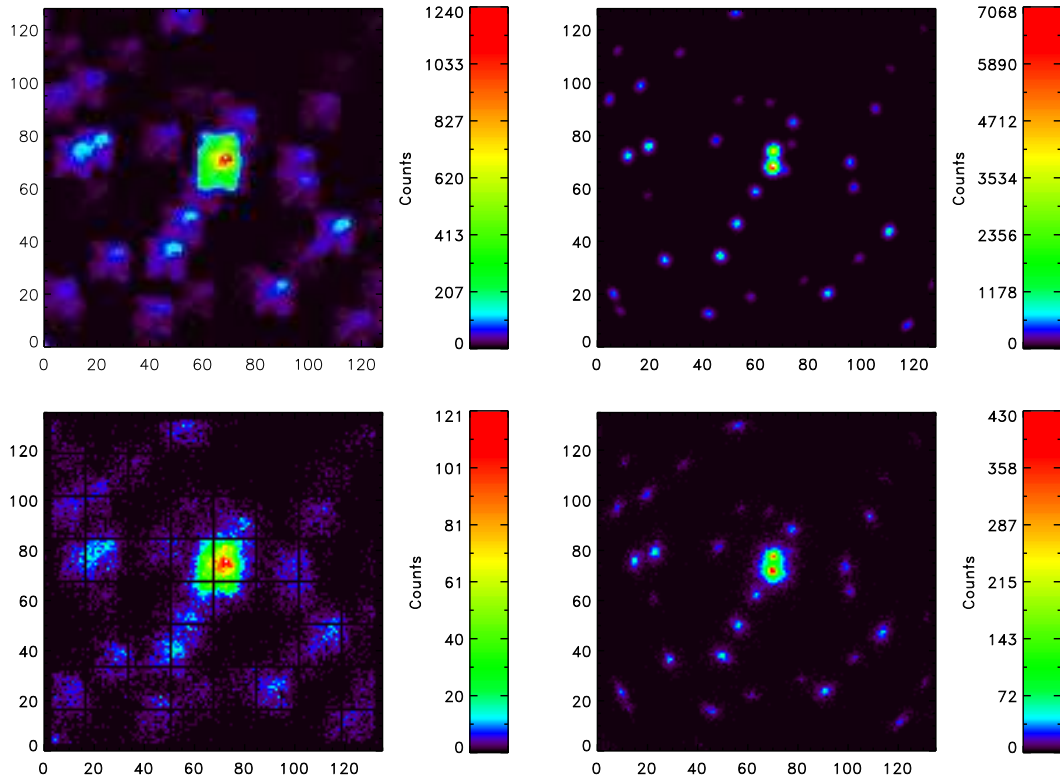


FIGURE 4.24 – Représentation 2D des sources du champ de vue de M22 produites sur les détecteurs de Simbol-X (en haut : LED, en bas : HED). Les deux images de gauche montrent le nombre de coups bruts enregistrés et les deux images de droite montrent le nombre de coups après correction de l'image.

mouvements des satellites et les interactions photon/matière à l'intérieur et entre les deux détecteurs. Les images de la figure 4.23 sont une représentation 3D du nombre de coups enregistrés dans chaque détecteur et leur équivalent après correction de l'image.

Chaque photon arrivant sur le plan de détection peut déposer une partie de son énergie dans différents pixels et dans les deux détecteurs. Le second détecteur destiné aux photons plus énergétiques (HED) comporte des zones non sensibles bien visibles sur la figure 4.24.

Après correction de l'image, ces zones non sensibles disparaissent car elles sont redistribuées passivement par la correction de chaque photon.

Les photons injectés au départ suivent une distribution en loi de puissance entre 1 et 100 keV avec un indice spectral de (1.1). Cette distribution est ensuite modifiée par l'efficacité des miroirs et des détecteurs. La figure 4.25 montre la distribution d'énergie des photons depuis les sources jusqu'aux détecteurs. Sur la deuxième image, on note la coupure à 78 keV due à l'absorption de la couche K du Platine recouvrant les miroirs. La troisième image montre le croisement d'efficacité entre les deux détecteurs aux alentours de 15 keV. Les deux pics respectivement à 23 keV et 27 keV sur la courbe du LED correspondent aux photons de fluorescence K_{α} du

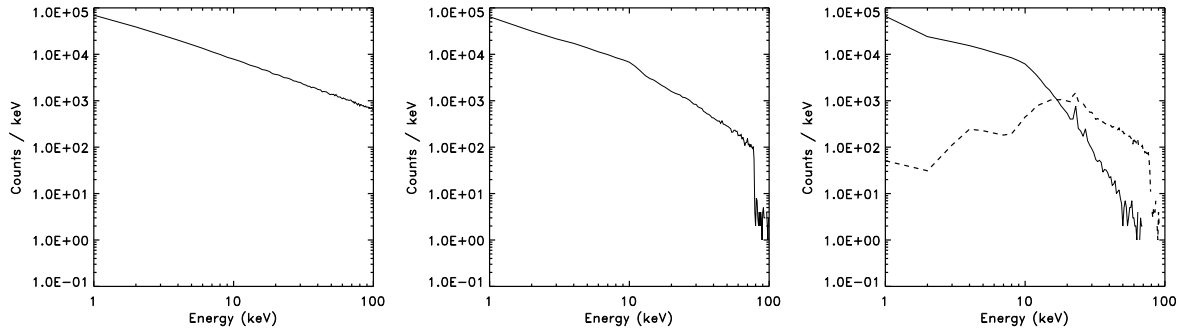


FIGURE 4.25 – Distribution de l'énergie des photons depuis les sources jusqu'aux détecteurs. A gauche : distribution de l'énergie des sources. Au centre : distribution de l'énergie après réflexion. A droite : distribution de l'énergie après détection (trait plein : LED, tirets : HED).

Cadmium et du Tellure s'étant échappés du HED puis détectés par le LED. L'efficacité moyenne de l'ensemble des deux détecteurs étant supérieure à 90%, la somme de leurs courbes approche la courbe d'efficacité des miroirs.

4.6 Développement d'un simulateur end-to-end avec VEGA

En parallèle de ces études, j'ai travaillé avec l'entreprise Vega qui a développé un "démonstrateur" du calculateur de bord de Simbol-X. L'objectif est de connecter mon code avec leur logiciel via des sockets TCP/IP pour former un Simbol-X virtuel et autonome. Pour cela, les deux programmes doivent parfaitement se comprendre et être assez rapides pour fonctionner en temps réel. Cette application nous a permis de prouver les performances et la robustesse de chacun des deux logiciels. Nous avons ainsi à disposition un simulateur permettant de reproduire une observation virtuelle de Simbol-X depuis l'émission des sources jusqu'au stockage des données (traitées ou non) dans la mémoire du satellite.

La figure 4.26 montre le schéma de fonctionnement du simulateur global, composé du simulateur DynamiX et du logiciel développé par Vega.

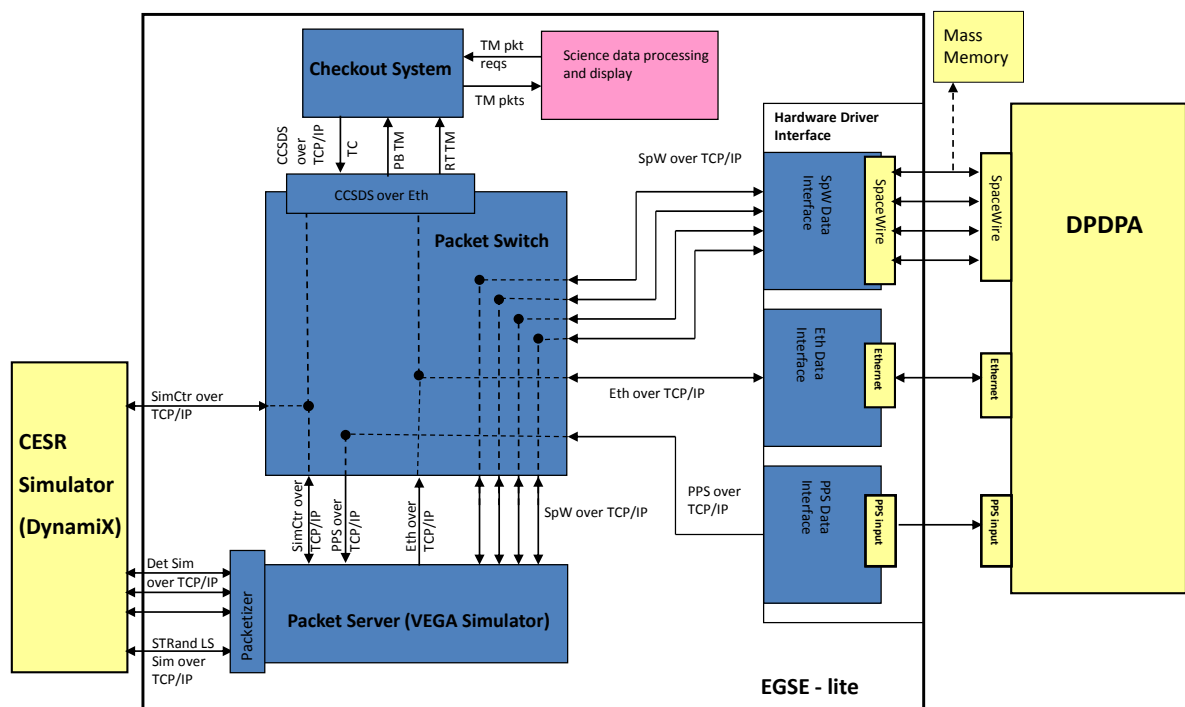


FIGURE 4.26 – Diagramme de fonctionnement du simulateur composé de l'outil DynamiX et du calculateur de bord de Simbol-X développé par l'entreprise VEGA.

Chapitre 5

Optimisation et design d'un télescope X-dur

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié les performances du télescope Simbol-X et plus particulièrement les conséquences de sa dynamique liée à sa configuration en vol en formation. Ce projet fut arrêté après décision du comité des programmes scientifiques du CNES en mars 2009 pour des raisons budgétaires. Actuellement, aucun projet d'astronomie X-dur n'est sélectionné en Europe. Les prochaines missions sont Américaine : NuSTAR (Stern et al., 2009), et Japonaise : Astro-H (Takahashi et al., 2010), avec respectivement un lancement prévu en 2012 et 2014. Ces deux missions utilisent des miroirs à incidence rasante de type Wolter-I, recouverts d'une surface réfléchissante multicouche tout comme Simbol-X afin d'étendre leur efficacité jusqu'à 80 keV.

Comme nous l'avons énoncé au chapitre 1, la focalisation des rayons X est nécessaire pour obtenir un télescope avec de bonnes performances. Elle permet de séparer surface collectrice et surface de détection contrairement aux systèmes à collimateurs et masque codé. Actuellement, la configuration Wolter-I est la seule technologie à incidence rasante offrant de bonnes qualités optiques et une focale relativement réduite.

Dans une première partie, je présente les paramètres clés à aborder pour l'optimisation d'un télescope X-dur utilisant des miroirs Wolter-I à revêtement multicouche, et dans une seconde partie, je présente un exemple de design avec la mission PheniX proposée à l'Agence Spatiale Européenne dans le cadre de l'appel d'offre M3 du programme Cosmic Vision.

5.1 Le télescope parfait

Le télescope parfait n'est évidemment qu'une notion théorique. Avant de montrer comment optimiser les performances d'un télescope X-dur, je vais introduire quels en sont les paramètres clés.

L'étude de sources astrophysiques nécessite de mesurer plusieurs informations concernant les photons émis par celles-ci. Les plus courantes sont la direction, le temps d'arrivée, et l'énergie des photons. D'autres, comme la polarisation, permettent d'en apprendre plus sur le milieu d'où sont émis les photons. Ces mesures doivent être les plus précises possibles. Mais cela ne suffit pas, les sources observées sont parfois faibles et émettent très peu de photons. De plus, les photons détectés ne proviennent pas tous de la source. Ces photons indésirables, dits de bruit, ont pour origine principalement le fond diffus X (Cosmic X-ray Background) et le bruit interne du détecteur. La première composante est due à l'ensemble des sources de rayonnement X non résolues du champ de vue qui produisent une émission diffuse. La deuxième est liée à des particules, créées essentiellement dans la masse du satellite, venant interagir uniformément dans le volume du détecteur et déposant la même énergie que des photons. Les photons provenant des sources astrophysiques (signal) peuvent alors être noyés parmi ces photons indésirables (bruit). Afin d'obtenir un meilleur rapport signal à bruit, il faut à la fois augmenter le nombre de photons en provenance de la source mais aussi les concentrer sur une surface la plus petite possible. Un détecteur annexe entourant le détecteur peut aussi permettre de discriminer les photons ne provenant pas du champ de vue afin de réduire le bruit. Ce rapport signal à bruit dimensionne la sensibilité du télescope qui détermine les sources les plus faibles observables ainsi que le temps nécessaire d'observation pour obtenir une certaine significativité. Ce rapport, peut s'exprimer selon l'équation 5.1

$$\frac{S}{N} = \frac{F_{min}(T\Delta E)^{\frac{1}{2}} D_{eff} D_{geo} E_{psf} A_{eff}}{(T_{psf} B)^{\frac{1}{2}}} \quad (5.1)$$

avec F_{min} le flux minimum détectable en $\text{photon.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$, T le temps d'intégration en secondes, ΔE la bande d'intégration en keV, D_{eff} l'efficacité du détecteur, D_{geo} la fraction de zones actives du détecteur, E_{psf} la fraction de flux dans la tache focale, A_{eff} la surface efficace des miroirs en cm^2 , T_{psf} la taille de la tache focale sur le détecteur en cm^2 et B le flux du bruit de fond en $\text{photon.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$.

Cette équation nous montre que pour une significativité (S/N) donnée, le flux minimum détectable peut être amélioré en augmentant la surface efficace des miroirs et le temps d'intégration d'une part et en diminuant la taille de la tache focale et le flux du bruit de fond d'autre part. Nous verrons dans une première section comment optimiser l'optique afin de maximiser la surface efficace et minimiser la taille de la tache focale, et dans une seconde section, nous allons montrer comment définir le détecteur afin de diminuer son bruit de fond.

5.1.1 Optimisation de l'optique

L'optique, composée de nombreux miroirs Wolter-I concentriques, doit remplir deux fonctions : collecter le maximum de photons et les focaliser sur une surface la plus réduite possible.

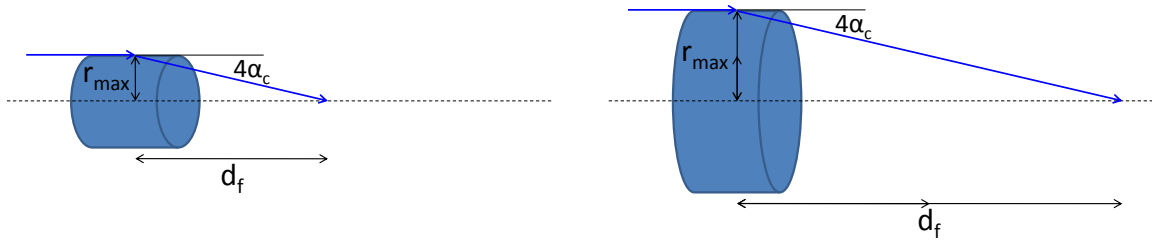


FIGURE 5.1 – Relation entre rayon maximum d'un miroir, angle critique et distance focale. De gauche à droite, le rayon maximum du miroir a été doublé en gardant le même profil ce qui a conduit à doubler sa distance focale.

Le nombre de photons collectés dépend de la surface efficace de l'ensemble des miroirs. Cette surface efficace est le produit de la surface géométrique collectrice de l'ensemble des miroirs et du carré de la réflectivité (deux réflexions). La surface géométrique d'un miroir Wolter-I est la projection de la surface primaire sur un plan normal à la direction des photons, formant ainsi un anneau mince pour une source sur l'axe optique et un anneau elliptique pour une source hors axe. L'agencement de plusieurs miroirs vise à former une couronne composée par l'ensemble des anneaux pour une source sur l'axe optique. On définit alors le taux de remplissage, F_{factor} , comme le rapport entre la surface géométrique de l'ensemble des miroirs et la surface comprise entre le rayon maximum et minimum des miroirs (couronne). On peut ainsi exprimer la surface efficace totale pour une source sur l'axe optique par

$$A_{eff} = \pi(r_{max}^2 - r_{min}^2) F_{factor} R_{(E,\alpha)}^2 \quad (5.2)$$

avec $R_{(E,\alpha)}$, le coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence du photon et de son énergie. Selon la bande en énergie souhaitée, il faut donc maximiser le rayon maximum, le taux de remplissage et le coefficient de réflexion et minimiser le rayon minimum.

Diamètre des miroirs

Le rayon minimum est fixé par les contraintes de fabrication. Selon le procédé, il varie de 5 cm à une dizaine de cm. En ce qui concerne le rayon maximum, le choix est beaucoup plus difficile. Il doit être le plus grand possible pour avoir une grande surface géométrique collectrice tout en gardant une bonne réflectivité sur l'ensemble de la bande en énergie. Soit α_c l'angle d'incidence critique au delà duquel la réflectivité chute pour l'énergie maximum envisagée. La section primaire du plus grand miroir doit avoir un profil dont la pente n'excède pas cet angle critique. Augmenter r_{max} tout en conservant le même profil pour un miroir conduit à l'augmentation de sa focale selon la relation $r_{max} = \tan(4\alpha_c)d_f$ (cf. schéma 5.1). Ainsi pour un revêtement donné et un taux de remplissage égal, la surface efficace varie selon $r_{max}^2 \propto d_f^2$. Cela signifie qu'en augmentant d'un facteur 5 la longueur focale d'un télescope, sa surface

efficace peut être multipliée par 25. Le diamètre de la tache focale augmente alors également d'un facteur 5 ($PS F_d \simeq \tan(PS F_{HEW})d_f$) et les photons de la source sont dilués dans une surface 25 fois plus grande. En considérant un bruit de fond constant, on peut évaluer la sensibilité du télescope selon la formule 5.1. Sa sensibilité serait alors multipliée par 5.

Cependant ce rayon maximum est limité par les contraintes technologiques comme le procédé de fabrication, la capacité en volume et en masse du lanceur ou encore la structure du satellite (vol en formation, mat extensible, ...).

Taux de remplissage

Une fois les rayons minimum et maximum déterminés, il faut ajuster le nombre de miroirs, leur épaisseur, leur espacement ainsi que leur longueur afin de maximiser le taux de remplissage. Celui-ci s'exprime selon

$$F_{factor} = \frac{\sum_{i=1}^n A_i}{A_{couronne}} = \frac{\sum_{i=1}^n \pi (r_i^2 - (r_i - \sin(\alpha_i)L_i - d_{i-1})^2)}{\sum_{i=1}^n \pi (r_i^2 - r_{i-1}^2)} \quad (5.3)$$

avec A_i la surface géométrique du miroir i , $A_{couronne}$ la surface de la couronne, r_i le rayon du miroir i , d_{i-1} l'épaisseur du miroir $i-1$ et α_i , L_i respectivement la pente et la longueur de la surface primaire du miroir i . Cette équation nous montre que pour optimiser le taux de remplissage, il faut faire tendre $\sin(\alpha_i)L_i + d_{i-1}$ vers la distance séparant deux miroirs $r_i - r_{i-1}$.

Comme la pente du miroir augmente avec son rayon ($\alpha_i = \frac{1}{4} \arctan(r_i/d_f)$), soit L_i diminue avec r_i , soit $r_i - r_{i-1}$ augmente. Pour des raisons de fabrication et d'assemblage, il est généralement préféré d'avoir une longueur de miroir constante et un espacement variable entre les miroirs. Le terme d_{i-1} doit être lui le plus petit possible afin de ne pas occulter la surface de collection tout en assurant la stabilité de l'optique. Ainsi des miroirs de grande dimension nécessitent une plus grande épaisseur.

Dans cet esprit, le télescope XMM Newton est composé de miroirs dont l'espacement et l'épaisseur augmentent avec leur rayon. La figure 5.2 montre un de ses trois modules miroir, un assemblage de 58 miroirs de 60 cm de long et de rayons allant de 15 cm à 35 cm.

Afin de produire un module miroir avec de bonnes qualités optiques, il est préférable d'utiliser des miroirs avec une longueur minimum et donc de réduire leur espacement au maximum. En effet, plus le miroir est long et plus sa géométrie est difficile à maintenir compte tenu des vibrations et des instabilités thermiques. Actuellement, la technologie d'assemblage nous permet un espacement minimum d'environ 1 mm. Certains télescopes, comme celui de la mission Américaine NuSTAR, sont équipés d'optiques dont les miroirs approximant la géométrie Wolter-I sont espacés de seulement 0.8 mm.

Revenons à l'égalité que l'on tente d'approcher : $\sin(\alpha_i)L_i + d_{i-1} = r_i - r_{i-1}$. Pour des angles

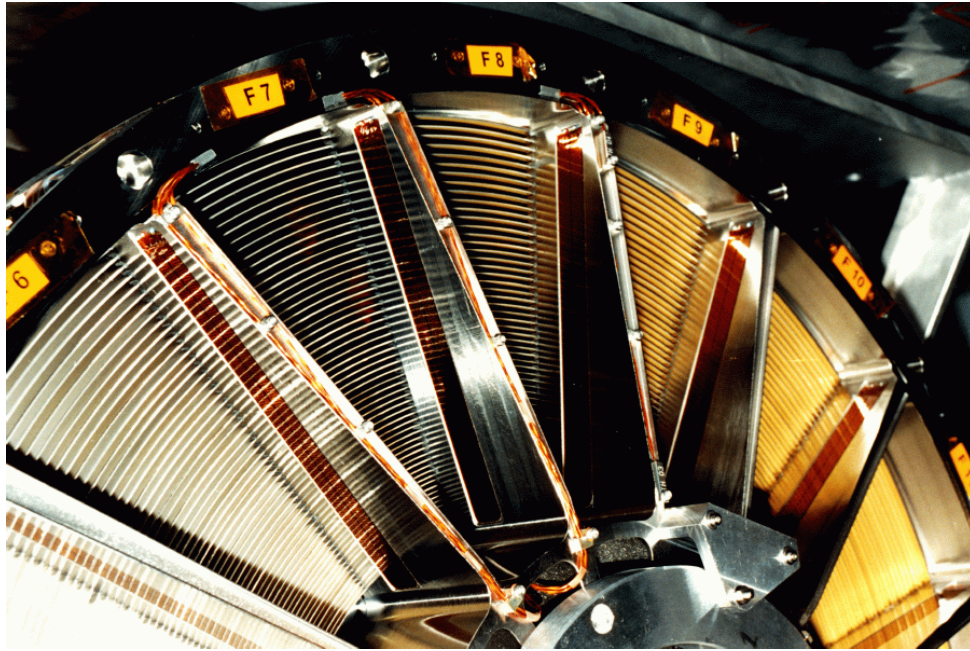


FIGURE 5.2 – Module miroir du télescope XMM Newton composé de 58 miroirs. Depuis le centre vers l’extérieur, leur un espacement varie de 1.8 mm à 4 mm et leur épaisseur varie de 0.5 mm à 1 mm. Crédits ESA.

rasants celle-ci équivaut à $\frac{1}{4}(r_i/d_f)L_i + d_{i-1} = r_i - r_{i-1}$ avec d_f la distance focale des miroirs. En considérant une épaisseur et un espacement de miroir fixes, cette équation nous montre la relation entre la distance focale et la longueur des miroirs. Ainsi, pour un certain taux de remplissage, un télescope de 20 mètres de focale nécessite des miroirs 2 fois plus longs que ce même télescope ayant une focale de 10 mètres.

Ce type d’agencement de miroirs, dit *close packing*, maximise la surface collectrice pour une source située sur l’axe optique. En revanche, dès que la source s’éloigne de l’axe optique, chaque miroir occulte une partie de la surface collectrice de son voisin. Cet obscurcissement dépend de l’angle entre la direction de la source et l’axe optique, de l’espacement, de la pente et de la longueur des miroirs. On peut alors choisir un espacement plus grand entre les miroirs afin d’augmenter la surface collectrice hors axe, mais ceci réduira la surface collectrice sur l’axe. Cependant, augmenter l’espacement entre les miroirs peut permettre aux photons de traverser l’optique sans être réfléchis deux fois et donc sans être focalisés. Ce phénomène peut poser problème lorsque les photons non déviés atteignent le détecteur. On parle alors de *Stray light* pour ces photons qui ne composent plus le signal mais le bruit. Cet effet peut être réduit par des dispositifs occultant, placés entre les miroirs.

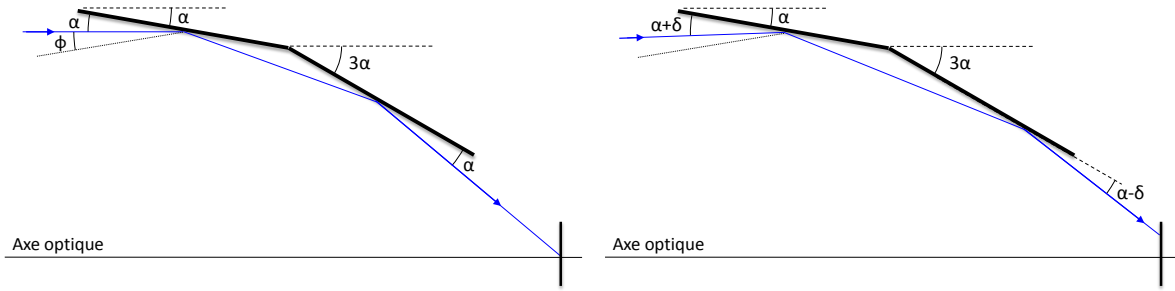


FIGURE 5.3 – Géométrie de la réflexion Wolter-I pour une source dans l'axe et hors axe. Les photons dans l'axe se réfléchissent avec le même angle sur le miroir primaire et secondaire. Les photons hors axe se réfléchissant avec un angle de $\alpha + \delta$ sur le miroir primaire se réfléchissent avec un angle $\alpha - \delta$ sur le miroir secondaire.

Revêtement des miroirs

Le revêtement des miroirs est certainement la composante la plus essentielle du télescope, sans laquelle aucun photon ne serait collecté et focalisé sur le détecteur. L'optimisation du revêtement est, de ce fait, l'étape déterminante dans la conception d'un télescope X-dur.

Dans la section 2.1.2, j'ai présenté la structure et le principe d'un revêtement multicouche. Ce type de revêtement permet d'obtenir une bonne efficacité de réflexion sur une large bande d'énergie grâce aux réflexions de Bragg sur des couches de différentes épaisseurs. Ainsi, selon le nombre de couches et leur épaisseur, le revêtement sera efficace sur une certaine bande en énergie et pour une certaine gamme d'angles d'incidence. Les premiers paramètres à déterminer sont les épaisseurs minimum (d_{min}) et maximum (d_{max}) des couches correspondant aux bornes de la bande d'énergie et à la gamme d'angles concernées. Ceux-ci peuvent être calculés en utilisant la formule de Bragg au premier ordre ($M = 1$), avec $\lambda = hc/E$

$$d = \frac{hc}{2E \sin \theta}. \quad (5.4)$$

Cette équation nous indique que pour une énergie et une épaisseur donnée, la réflectivité est maximale pour une certaine incidence. Chaque miroir a un profil particulier, et donc une gamme d'angles d'incidence propre. Idéalement, le revêtement devrait donc être adapté à chaque miroir. Cependant, pour des raisons de fabrication, cela prendrait beaucoup trop de temps. En pratique, le revêtement est optimisé pour les paramètres de l'ensemble des miroirs, ou, dans certains cas, pour des sous groupes de miroirs. d_{min} et d_{max} sont alors définis par les bornes de la bande en énergie (E_{min} , E_{max}) et par la gamme d'angles d'incidence (θ_{min} , θ_{max}) sur l'ensemble des miroirs. Cette gamme d'angles dépend principalement de la géométrie des miroirs mais également de l'angle critique en deçà duquel la réflexion est totale et ne nécessite donc pas de structure multicouche. En considérant un ensemble de miroirs Wolter-I dont la pente de la section pri-

maire vaut α et dont le demi-champ de vue vaut ϕ (cf. Figure 5.3), les angles minimum et maximum pour la réflexion multicouche sont :

$$\theta_{min} = \begin{cases} \alpha - \phi & \alpha - \phi > \theta_{crit} \\ \theta_{crit} & \alpha - \phi < \theta_{crit} \end{cases} \quad (5.5)$$

$$\theta_{max} = \begin{cases} \alpha + \phi & \phi < \alpha \\ 2\alpha & \phi > \alpha \end{cases} \quad (5.6)$$

Avec un angle plus petit que θ_{min} , le photon est soit en dehors du champ de vue ($\theta < \alpha - \phi$) soit il sera réfléchi par réflexion externe ($\theta < \theta_{crit}$). Pour un angle plus grand que θ_{max} le photon est soit en dehors du champ de vue ($\theta > \alpha + \phi$) soit il sera réfléchi sur la section primaire avec un angle trop important pour être réfléchi par la section secondaire ($\theta > 2\alpha$).

Revenons à l'équation 5.4 nous permettant de déterminer l'épaisseur des couches optimale selon l'énergie et l'angle d'incidence du photon. Comme $\sin \theta$ est croissant sur le domaine $[0, \alpha]$ (angles rasants), d augmente lorsque E ou θ diminue et inversement. On exprime alors d_{min} et d_{max} par

$$d_{min} = \frac{hc}{2E_{max} \sin(\theta_{max})} \quad (5.7)$$

$$d_{max} = \frac{hc}{2E_{min} \sin(\theta_{min})} \quad (5.8)$$

Cependant, des limitations techniques comme l'épaisseur minimum de déposition possible et la préférence pour des temps courts de déposition imposent une valeur de d_{min} supérieure à celle donnée par l'équation 5.8. Reste alors à déterminer la distribution des épaisseurs entre ces bornes selon le nombre de bicouches. Cette distribution doit être telle que la réflexion partielle de chaque bicouche soit en interférence constructive. Une méthode, utilisée à l'origine pour le design de réflecteurs de neutrons, fut développée par Joensen et al. (1995) comme une généralisation de la méthode de Mezei (1976) pour paramétrer la distribution des épaisseurs. Dans cette méthode, la distribution des épaisseurs des bicouches est définie par une loi de puissance avec trois paramètres

$$d_i = \frac{a}{(b+i)^c} \quad (5.9)$$

où a , b et c sont des constantes et i est l'indice de la bicouche allant de 1 à N , avec $i = N$ la bicouche la plus proche du substrat. Selon cette méthode, un design multicouche est défini par 7 variables : d_{min} , d_{max} , N , a , b , c et Γ la fraction de l'épaisseur du matériau à forte densité dans une bicouche. Pour des valeurs de l'indice de puissance c et du nombre de bicouches N , les constantes a et b de la loi de puissance peuvent être déterminées uniquement par les valeurs d_{min} et d_{max} . Ainsi, il est commun d'utiliser seulement 5 variables pour définir un design multicouche : d_{min} , d_{max} , N , c et Γ .

L'optimisation d'un design multicouche est une tâche difficile et longue ($\propto N$) qui requiert une importante puissance de calcul (Mao et al., 1999). La première étape consiste à définir le nombre N de bicouches optimum en fixant d_{min} , d_{max} , c et Γ . De cette manière, les différents designs obtenus sont comparables car ils possèdent tous la même distribution continue, définie par d_{min} , d_{max} et c , avec comme seule différence un échantillonnage différent défini par le nombre N . La réflectivité du design augmente avec le carré du nombre de bicouches mais stagne au delà d'un certain nombre à cause de l'absorption du rayonnement par l'épaisseur croissante du revêtement. Une fois le nombre N défini, il reste à optimiser l'indice c de la distribution des épaisseurs et Γ la fraction en épaisseur du matériau à forte densité. On peut alors déterminer un facteur de mérite (ou FOM pour Figure Of Merit) pour évaluer les performances du design selon la réponse spectrale désirée. Ce facteur de mérite peut être, par exemple, l'intégrale des coefficients de réflexion au carré (pour les deux réflexions) sur l'ensemble de la gamme d'angles et d'énergies, $R(E, \alpha_i)^2$, pondérée par une fonction $W_E(E)$ dépendant de l'énergie

$$FOM = \frac{\int_{E_{min}}^{E_{max}} \left(\int_{\alpha_{min}}^{\alpha_{max}} R(E, \alpha)^2 d\alpha \right) W_E(E) dE}{(E_{max} - E_{min})(\alpha_{max} - \alpha_{min}) \langle W_E \rangle} \quad (5.10)$$

avec $\langle W_E \rangle$ la valeur moyenne de $W_E(E)$ sur la gamme d'énergie et

$$W_E = \frac{E(keV) + (100 - E_{lim})}{100} \quad (5.11)$$

où E_{lim} est l'énergie au delà de laquelle on veut favoriser la réflectivité. Ce facteur de mérite est alors calculé pour chaque design de multicouche en faisant varier uniquement les valeurs de c et Γ afin d'en évaluer les optima. En ce qui concerne la valeur de c , un indice fort favorisera les basses énergies tandis qu'un indice faible favorisera plutôt les hautes énergies. Il se situe en général aux alentours de 0.25. Si la fraction en épaisseur Γ est supérieure à 0.5, il favorise la réflectivité par le matériau à forte densité mais augmente également son absorption pour les réflexions ayant lieu sur les bicouches plus profondes. Ainsi, un design multicouche avec un nombre important de bicouches sera plus performant avec un Γ plus faible.

Cette méthode permet l'optimisation d'un revêtement multicouche quels que soient les constituants des bicouches composées d'un matériau à forte densité et d'un matériau à faible densité. Le choix de ces deux matériaux est une étape tout aussi importante pour l'élaboration d'un revêtement. La réflectivité d'un revêtement multicouche est limitée par l'absorption des matériaux et par la diffusion causée par les irrégularités à leurs interfaces.

Idéalement, le couple de matériaux doit avoir une bonne réflectivité, une absorption minimale sur la gamme d'énergie souhaitée et pouvoir être fabriqué avec des interfaces précises et lisses. Afin de maximiser la réflectivité à l'interface entre deux matériaux, ceux-ci doivent avoir des densités électroniques très différentes. On peut estimer cette caractéristique par le rapport

Matériaux	ρ_1/ρ_2	μ_1 (cm ⁻¹)	μ_2 (cm ⁻¹)
W/Si	8.32	85.65	0.425
Pt/C	9.47	106.9	0.342
Co/C	3.94	3.51	0.342

TABLE 5.1 – Propriétés physiques de couples de matériaux pour revêtement multicouches.

de leurs masses volumiques, car la masse volumique est quasi proportionnelle à la densité électronique. Le deuxième critère pour un bon couple de matériaux est une faible absorption sur la gamme d'énergie. Les photons réfléchis par une couche profonde du revêtement doivent pouvoir retraverser les couches supérieures sans être absorbés. Le tableau 5.1 présente les rapports de masse volumique et l'absorption de quelques couples de matériaux à 100 keV. Plus le revêtement possède de couches plus l'épaisseur totale à traverser est importante. Ainsi pour une certaine réflectivité aux interfaces, le couple de matériaux avec un coefficient d'absorption plus faible aura de meilleures performances.

L'absorption joue un rôle encore plus important lorsqu'un des matériaux possède un seuil d'absorption sur la gamme d'énergie désirée. Par exemple, au seuil K d'absorption du Platine (78.4 keV), la réflectivité d'un revêtement multicouche Pt/C chute considérablement. Ainsi le Platine doit être utilisé pour des énergies inférieures à 78.39 keV ou alors bien supérieures (~ 200 keV). Des revêtements utilisant des matériaux avec une plus faible absorption et un seuil K plus bas que les matériaux classiques (Platine, Tungstène, ...) comme le Nickel ou le Cobalt, ont été étudiés afin de fabriquer des réflecteurs efficaces au delà de la centaine de keV (Christensen et al., 2006). Le dernier critère est que les matériaux choisis puissent produire des films fins (quelques Angströms) et lisses. L'épaisseur minimale du film constitue la limite supérieure pour la gamme d'énergie et la rugosité de la surface détermine la diffusion responsable de perte de réflectivité. Ces trois propriétés déterminent les performances de la combinaison de matériaux, mais d'autres caractéristiques liées à la fabrication du multicouche et à sa stabilité sont tout aussi importantes. On doit ainsi s'assurer que les propriétés chimiques ne soient pas en désaccord et que la qualité du film multicouche ne se dégrade ni au contact de l'air ni par des gradients de température et soit stable dans le temps. La vitesse de déposition des matériaux peut être également un facteur déterminant.

Résolution angulaire des miroirs

Dans la section précédente, j'ai présenté les points clés à appréhender pour maximiser la surface efficace de collection d'un télescope Wolter-I. Cependant, sans focalisation, ce télescope ne serait pas plus efficace qu'un instrument à collimateurs ou à masque codé. Il est alors tout aussi important de concentrer les photons collectés sur la surface la plus petite possible. Cette capacité du télescope dépend du type de système imageur mais également de la qualité de

son optique. Pour un télescope Wolter-I, les défauts liés au système imageur induisent une augmentation de la tache focale lorsque la source observée s'éloigne de l'axe optique. Ce défaut est souvent négligeable (quelques secondes d'arc) devant la qualité des miroirs. En ce qui concerne ces derniers, on peut observer quatre caractéristiques importantes :

- rigidité
- précision de l'assemblage
- stabilité thermique
- qualité du revêtement.

La rigidité, la précision de l'assemblage et la stabilité thermique vont induire des variations sur le profil Wolter-I théorique, perturbant ainsi la qualité de focalisation. La rigidité des miroirs dépend des propriétés du substrat et des dimensions du miroir (diamètre et épaisseur). Une épaisseur de substrat plus importante augmente la rigidité mais réduit le taux de remplissage de l'ouverture et donc la surface efficace. La précision de l'assemblage dépend du matériel utilisé, comme par exemple la précision de la métrologie et de la structure porteuse des miroirs. La stabilité thermique dépend à la fois des propriétés intrinsèques du substrat mais aussi de la structure porteuse et de la protection thermique offerte par la plateforme du satellite. Pour résumer, afin de maximiser la concentration des photons, l'assemblage des miroirs doit se rapprocher le plus possible de la configuration Wolter-I.

La qualité du revêtement réfléchissant, ou rugosité, détermine la dispersion de la direction des photons réfléchis autour de la direction prédite par l'optique géométrique. La dispersion doit être minimale pour maximiser la concentration des photons et le revêtement doit donc posséder des interfaces entre chaque couche les plus lisses possibles. Cette rugosité minimum dépend des propriétés des matériaux réfléchissants, du procédé de fabrication et de la protection de la surface des miroirs contre toute pollution jusqu'à la mise en orbite.

Cette qualité de focalisation est souvent décrite par la résolution angulaire des miroirs, car plus l'image d'une source est concentrée et plus le pouvoir de séparation est important.

5.1.2 Optimisation du détecteur

Le détecteur est au télescope ce que la rétine est à l'oeil. Il enregistre les manifestations du passage des photons ; sans lui, le télescope serait aveugle. Un détecteur doit être capable de :

- mesurer la position des interactions
- mesurer l'énergie déposée lors d'une interaction
- mesurer le temps auquel s'est produit l'interaction.

On parle alors de résolution spatiale, spectrale et temporelle pour quantifier la précision de ces mesures. La résolution spatiale est liée au parcours moyen des photons dans le détecteur et de sa pixélisation. Celle-ci est en générale adaptée à la PSF afin de ne pas surdimensionner le nombre de pixels à lire et le nombre de voies électroniques associées (pour la consommation électrique).

Ainsi, il est courant d'utiliser comme échantillonnage la moitié de la HEW de la PSF. L'énergie et le temps sont des mesures qui dépendent des propriétés intrinsèques du matériau du détecteur comme la bande interdite dans le cas d'un semi-conducteur ou la mobilité des charges. Ces propriétés dépendent de la température et certains détecteurs comme les bolomètres ou les cristaux à base de Germanium doivent être refroidis.

Comme nous l'avons décrit au début de ce chapitre, une caractéristique supplémentaire est essentielle pour la sensibilité du télescope : la réduction du nombre de photons de bruit mesurés par le détecteur. Les photons provenant du CXB sont proportionnels à la surface de détection et les photons provenant des particules sont proportionnels au volume de détection. On peut donc réduire leur nombre en adaptant d'une part la surface du détecteur au champ de vue imagé par les miroirs, et d'autre part le volume du détecteur à la gamme d'énergie désirée. Un détecteur auxiliaire entourant le détecteur principal peut protéger passivement et activement le détecteur : passivement en stoppant une partie des photons et activement en indiquant le passage de photons et particules indésirables.

Selon la gamme d'énergie, une information supplémentaire autre que la position, l'énergie ou le temps d'arrivée du photon peut être déduite : la polarisation. Pour cela, le détecteur doit être capable d'enregistrer les événements doubles produits par un photon. La taille des pixels doit alors être définie de sorte que le photon secondaire produise une interaction dans un pixel différent de celui de la première interaction. Cette taille est optimisée selon le libre parcours moyen des photons secondaires sur l'ensemble de la gamme d'énergie du télescope.

5.2 Vers une nouvelle mission : PheniX

Nous venons de voir dans la section précédente quels étaient les paramètres clés déterminant les performances d'un télescope Wolter-I. Dans cette section, je présente un design de télescope optimisé pour la gamme 1-200 keV que nous avons développé à la fin de ma thèse dans le cadre d'un appel à proposition de l'ESA pour le programme Cosmic Vision.

Dans le contexte actuel, l'Europe ne dispose pas d'instrument à focalisation dans la gamme située entre les X mous ($E < 10$ keV) et X-dur/gamma-mou ($E > 100$ keV). Côté États-Unis et Japon, les missions NuSTAR et Astro-H devraient combler la gamme 1-80 keV dans les années à venir. Ces deux instruments vont avoir l'immense privilège de défricher le domaine à un niveau de sensibilité 1000 fois meilleur que les instruments actuels. Cependant nous pensons que la communauté européenne peut et doit, parce qu'elle en a la capacité technique et scientifique, développer un observatoire performant qui ira au delà. C'est pourquoi nous avons répondu à l'appel d'offre de l'ESA en proposant un télescope X-dur efficace sur une très large gamme continue de 1 keV à 200 keV, grâce notamment à l'expérience acquise avec les missions *Simbol-X* et *Integral*. Ce télescope profite des derniers développements en matière de miroirs

à incidence rasante et de détecteur, lui donnant des performances et capacités inédites (sensibilité, résolution spatiale, résolution spectrale et polarisation). Je vais tout d'abord présenter le concept instrumental de cette mission que l'on a nommée Phenix, puis j'en détaillerai le design optique et détecteur. Dans une dernière partie, je présenterai les performances attendues ainsi que quelques schémas du satellite.

5.2.1 Concept instrumental

Depuis le lancement du satellite Einstein, les miroirs Wolter-I ont été largement utilisés pour augmenter la surface efficace et la sensibilité des observatoires spatiaux (Chandra, XMM, Suzaku, ...) dans le domaine X (0.1 à 15 keV). Nous proposons d'étendre ce principe au domaine X-dur jusqu'à 200 keV. Comparé à un télescope comme XMM, cela nécessite trois principales évolutions :

- l'augmentation de la distance focale,
- le développement d'un revêtement multicouche adapté,
- un agencement des miroirs plus compact.

L'augmentation de la distance focale nous permet de gagner en surface efficace selon $r_{max}^2 \propto d_f^2$ (cf. section 5.1.1). De récents développements sur les mats déployables permettent de fournir une distance focale jusqu'à 60 mètres avec la stabilité suffisante pour ce genre d'instrument. Le concept de vol en formation permet en théorie n'importe quelle distance focale mais cette technologie est en cours de validation et nécessite un système bien plus complexe. Pour des miroirs de taille donnée, le champ de vue d'un télescope diminue avec sa distance focale selon $FOV \propto \arctan(r_{miroir}/focale)$. Nous avons ainsi choisi un compromis entre surface efficace et champ de vue avec une distance focale de 40 mètres atteinte grâce à un mat déployable. Contrairement aux miroirs d'XMM recouverts d'une couche unique, l'utilisation d'un revêtement multicouche adapté à la gamme 1-200 keV permet d'augmenter significativement la surface efficace des miroirs et la sensibilité du télescope au delà de 20 keV. L'agencement des miroirs est également amélioré en utilisant une nouvelle technique permettant la fabrication de substrats plus fins.

Le plan de détection doit être efficace dans la gamme 1-200 keV avec une bonne résolution spatiale et une très bonne résolution spectrale. De plus, nous souhaitons que la gamme entière soit couverte par un seul détecteur possédant également la capacité de mesurer la polarimétrie. Pour cela, nous proposons d'utiliser les dernières avancées en matière de semi-conducteurs : un détecteur Germanium plan à pistes, opérant aux alentours de 90 K grâce à un refroidissement passif.

La sensibilité du détecteur peut être affectée par des photons ne provenant pas du champ de vue et par des protons. Afin de réduire ce bruit de fond, le détecteur est entouré par un blindage actif appelé "anticoïncidence" permettant le marquage de ces particules. Ce système

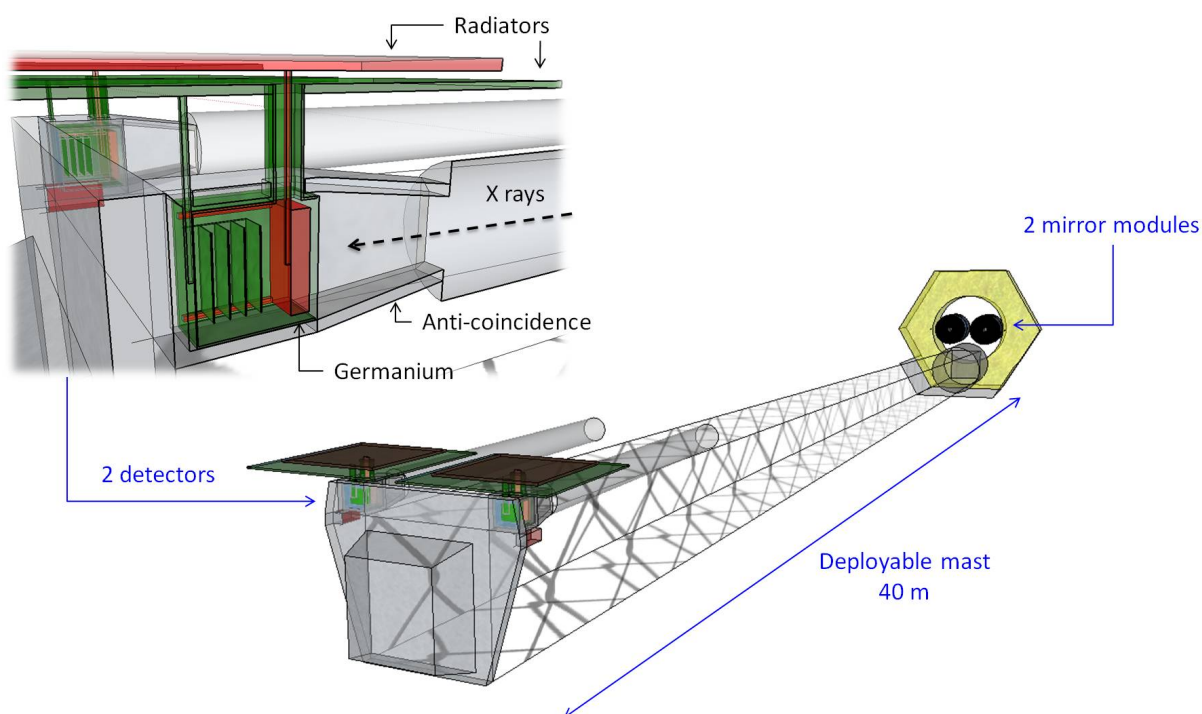


FIGURE 5.4 – Schéma du concept instrumental PheniX : deux télescopes Wolter-I en parallèle. La distance focale de 40 mètres est assurée par un mat déployable.

est complété par un blindage passif réduisant la contribution du bruit de fond diffus X dans l'ouverture du détecteur.

Afin d'augmenter la surface efficace, la sensibilité et fournir un système simple de redondance, l'instrument possède deux télescopes identiques et indépendants en parallèle (cf. Figure 5.4).

Etant donné la configuration du télescope, une orbite avec de faibles perturbations (pour le mat) et de faibles variations thermiques (pour les miroirs) est primordiale. De plus, le système de refroidissement passif des détecteurs nécessite une orientation anti-solaire constante. Une orbite autour d'un point de Lagrange, comme L2, semble alors la plus appropriée pour PheniX.

5.2.2 Design optique

L'instrument PheniX est composé de deux télescopes Wolter-I co-alignés, d'une focale de 40 mètres. Je présente ici les caractéristiques des deux modules optiques, identiques.

Les rayons minimum et maximum des miroirs d'un module sont au départ simplement choisis selon les limitations de fabrication. Ainsi le rayon minimum est fixé à 0.05 m et le rayon maximum à 0.35 m. Il faut ensuite maximiser le taux de remplissage (cf. section 5.1.1). L'utilisation de substrats produits par la technique *slumped glass* permet de fabriquer des miroirs plus minces et plus légers que les technologies habituelles (Chandra, XMM). Cette nouvelle

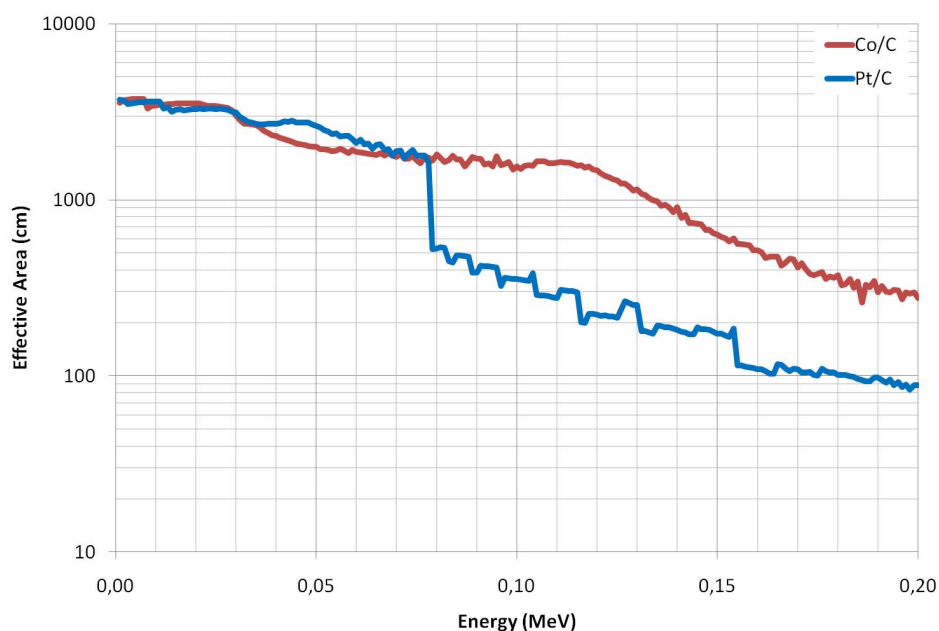


FIGURE 5.5 – Surface efficace simulée de l'ensemble des deux modules de Phenix (Bleu : Pt/C, Rouge : Co/C).

technologie permet aux modules optiques de NuSTAR d'être composés de miroirs de 200 micromètres d'épaisseur espacés de moins d'1 mm. En considérant un espacement moyen de 1 mm entre chaque miroir et un rayon allant de 0.05 à 0.35 m, chaque module optique est composé de 300 miroirs. De par leur grande focale, les miroirs ont un profil offrant de très faibles incidences qui leur permet de focaliser les photons de haute énergie (au delà de 100 keV). En conséquence, leur surface de collection est très faible comparée à leur longueur. Pour compenser cela, les miroirs doivent être plus longs que des miroirs d'une focale de 10 m. Pour avoir le même taux de remplissage que les modules de NuSTAR, en considérant le même espace entre chaque miroir, ceux de 40 m de focale devraient passer de 0.472 m à 1.888 m de longueur. Afin de rester dans des limites raisonnables d'un point de vue structurel, nous avons fixé la longueur des miroirs à 1 m sachant que des miroirs de 1.6 m ont déjà été produits (pour Chandra). Etant donné le nombre et la dimension de ces miroirs, nous avons estimé leur masse à 450 kg. La limite imposée par la mission étant de 350 kg pour l'optique, nous avons supprimé les miroirs externes moins efficaces à haute énergie. Ainsi, chaque module optique possède maintenant 260 miroirs dont le rayon va de 0.05 m à 0.31 m.

En ce qui concerne le revêtement des miroirs, nous avons considéré deux options. La première consiste à utiliser un revêtement semblable à celui prévu pour la mission Simbol-X, à savoir un assemblage de 100 bicouches Platine/Carbone. La surface efficace de l'ensemble des deux modules optiques avec ce revêtement (cf. Figure 5.5, courbe bleue) montre une chute importante aux alentours de 80 keV. Ceci est dû au seuil K d'absorption du Platine à 78.4 keV.

Focale	40 m
Miroirs	260
Rayon Min	0.05 m
Rayon Max	0.31 m
Longueur	1 m
Champ de vue (vignettage <50%)	6 arcmin
Revêtement 1	100 bicouches Pt/C
Revêtement 2	1100 bicouches Co/C
Masse	~ 175 kg

TABLE 5.2 – Caractéristiques d'un module optique de PheniX.

Afin de limiter cette chute d'efficacité, j'ai exploré des revêtements alternatifs utilisant des matériaux moins absorbants sur cette gamme d'énergie comme ceux décrits par Bellotti & Windt (2009). Cet article présente un film composé de 1100 bicouches de Cobalt/Carbone montrant d'excellentes performances au delà de 80 keV, des contraintes internes faibles et une très bonne stabilité temporelle. De plus, ce nouveau revêtement est déposé par pulvérisation réactive en utilisant un mélange Ar/N_2 réduisant les irrégularités de surface d'un facteur 3 ($\sigma \sim 0.2$ nm). Ces irrégularités sont responsables de la diffusion des photons X qui réduit la réflectivité et la résolution des miroirs. Avec ce revêtement, la surface efficace de l'ensemble des deux modules optiques ne présente pas de chute d'efficacité (cf. Figure 5.5, courbe rouge). Les paramètres d'un module optique de PheniX sont résumés dans le tableau 5.2.

5.2.3 Design détecteur

Le détecteur est conçu à partir d'un mono cristal haute pureté de Germanium équipé de pistes de lecture sur les deux faces. Les pistes de la face supérieure (anode) sont orthogonales aux pistes de la face inférieure (cathode). Ainsi, les pistes permettent de déterminer la position d'une interaction dans le plan XY, composé de N^2 pixels virtuels, avec seulement $2N$ pistes, réduisant ainsi considérablement l'électronique associée (cf. Figure 5.6). Cette technique permet une localisation 3D en mesurant le temps de transfert des charges entre l'anode et la cathode, ce qui permet de déterminer la polarisation du photon incident lors d'une interaction double. Ceci est possible car la vitesse des électrons et des trous dans le Germanium est quasi identique, contrairement à d'autres semi-conducteurs comme le Tellure de Cadmium par exemple. Cette localisation 3D conduit aussi à la réduction du bruit de fond, car elle permet selon l'énergie du photon détecté de ne prendre en compte qu'une partie du volume du détecteur.

Ce détecteur doit être efficace dans la gamme 1-200 keV et couvrir l'ensemble du champ de vue des miroirs avec une résolution suffisante. Avec une épaisseur de 1.5 cm, le détecteur possède une efficacité aux alentours de 80% à 200 keV. Un détecteur plus épais réduirait les performances à basse énergie. Afin de couvrir l'ensemble du champ de vue des miroirs à tout

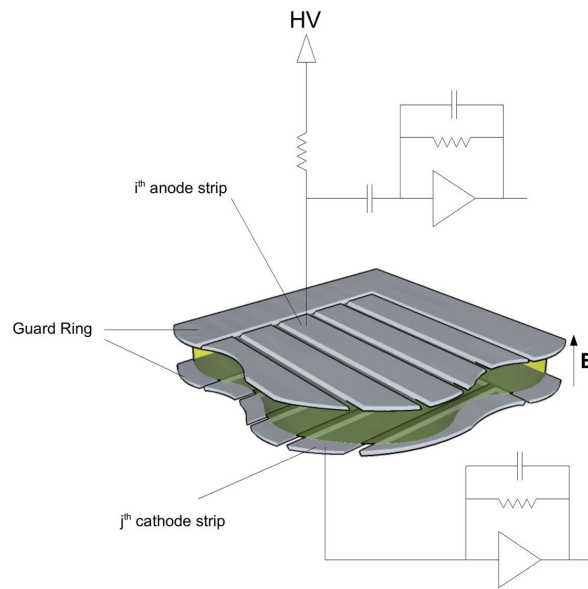


FIGURE 5.6 – Schéma d'un des deux détecteur Germanium à pistes de PheniX efficace sur la gamme 1-200 keV. Les caractéristiques du Germanium et le système de lecture par pistes sur les deux faces permet une localisation 3D des évènements, lui permettant notamment la mesure de la polarisation.

instant pendant une observation, il faut prendre en compte les décalages du plan de détection dus aux déformations de la structure. En se basant sur des expériences utilisant le même type de mat, comme la mission SRTM (Farr et al., 2000), nous attendons une stabilité meilleure que le cm. Le champ de vue des miroirs de 6 minutes d'arc équivaut à 7 cm le plan de détection situé à 40 m. En prenant une marge de 1 cm pour les instabilités de la structure, nous avons besoin d'un détecteur avec une zone efficace de 8 cm par 8 cm. La distance entre chaque piste a été évaluée par rapport au parcours moyen des photons secondaires pour optimiser la mesure de polarisation. Ainsi chaque face du détecteur est équipée de 160 pistes séparées de 0.5 mm, pour un total de 25600 pixels représentant chacun 2.5 secondes d'arc.

Les détecteurs Germanium doivent être refroidis aux alentours de 90 degrés Kelvin afin de limiter la génération thermique de porteurs (matériau à faible gap, environ 0.67 eV). Cette température est atteinte grâce à un dispositif de refroidissement passif composé de deux étages de radiateurs (210 K puis 90 K). Le tableau 5.3 résume les caractéristiques d'un détecteur de PheniX.

Afin de réduire le bruit de fond, chaque détecteur est entouré d'un blindage actif et passif. Le blindage actif, aussi appelé anticoincidence, est composé d'un scintillateur couplé à un détecteur. Il existe deux types de scintillateur : organique (anthracène, naphthalène, stilbène et terphényle) ou inorganique (iodure de sodium, germanate de bismuth). Les scintillateurs organiques sont simples à implémenter, légers et peu coûteux. Ils permettent de détecter les protons mais ne stoppent pas les photons du bruit de fond. Les scintillateurs inorganiques sont plus ab-

Dimensions	8 cm × 8 cm × 1.5 cm
Masse	650 g
Pistes	160 × 2
Température de fonctionnement	90 K
Résolution spatiale	0.5 mm × 0.5 mm
Résolution de profondeur	1 mm
Résolution temporelle	< 100 ns
Résolution spectrale	150 eV @ 6 keV - 400 eV @ 100 keV
Gamme en énergie	1 - 200 keV
Efficacité	> 80% sur toute la gamme
Taux de comptage sans empilement	> 100000 coups/s

TABLE 5.3 – Caractéristiques d'un détecteur Germanium de PheniX.

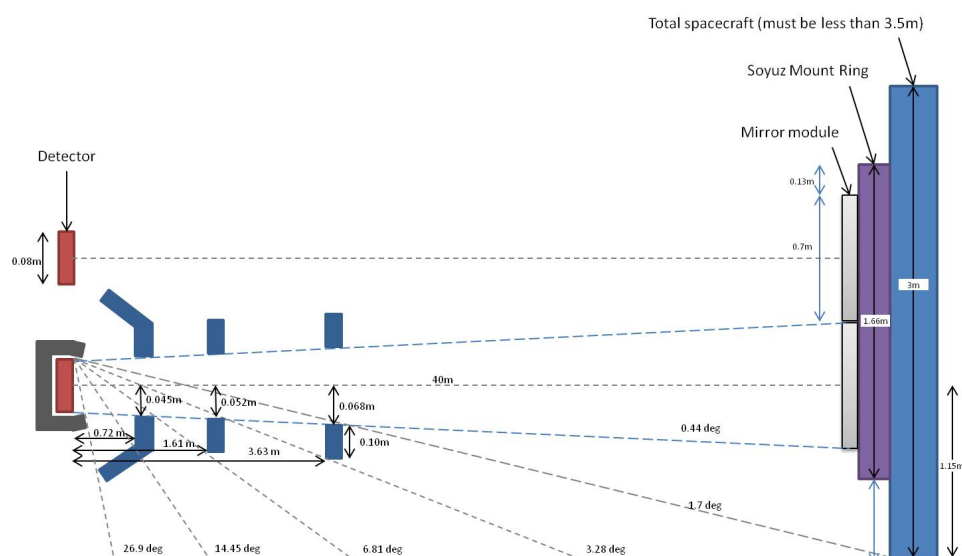


FIGURE 5.7 – Schéma du blindage passif de PheniX composé d'anneaux de plomb de 2 mm d'épaisseur. Source : D. Clark.

sorbants et permettent, en plus de détecter les protons, de stopper les photons jusqu'à 200 keV. Parmi ces scintillateurs, nous avons choisi le NaI car il est simple à mettre en oeuvre et il permet d'atteindre un seuil bas en énergie. Pour ce qui est du type de détecteur, nous avons choisis les photo diodes car elles sont légères et simples à implémenter. Le blindage passif est lui assuré par des anneaux de plomb de 2 mm d'épaisseur situés devant les détecteurs (cf. Figure 5.7). Ces anneaux sont disposés de sorte que seuls les photons en provenance des miroirs puissent arriver sur le détecteur, réduisant ainsi la contribution du bruit de fond diffus X. Ce système permet un gain de masse non négligeable comparé à un collimateur classique en forme de tube, en étant tout aussi efficace.

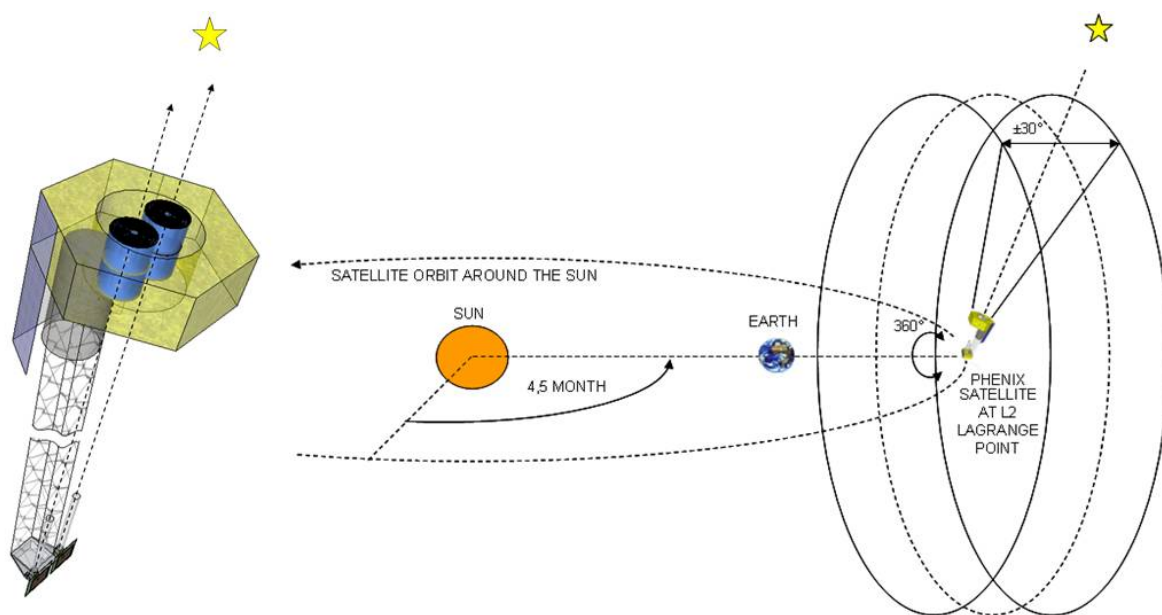


FIGURE 5.8 – Pointage des deux télescopes et plan d'observation de PheniX.

5.2.4 Contraintes de pointage et de stabilité

L'axe de visée du satellite, perpendiculaire à la direction soleil-satellite, peut pointer n'importe quelle source dans une bande du ciel de $\pm 30^\circ \times 360^\circ$ (cf. Figure 5.8).

Le pointage du satellite doit être stable à cause du vignettage des miroirs. Pour les miroirs de PheniX, un décalage de 20 secondes d'arc du pointage induit une diminution de surface efficace de 50 cm^2 . Nous avons donc choisi une stabilité de pointage de 20 secondes d'arc pour ne pas trop dégrader la surface efficace du télescope en vue de faire de la photométrie. Par contre, le pointage doit être connu à chaque instant à quelques secondes d'arc près pour la reconstruction des images dans le ciel. Cette mesure est assurée par un senseur stellaire aligné avec les miroirs.

L'utilisation d'un mat implique une certaine instabilité du plan de détection par rapport aux miroirs. Cette instabilité doit être maîtrisée afin de ne pas perturber le fonctionnement du télescope. Compte tenu des marges au niveau des dimensions du détecteur, la position du plan de détection doit être stable à 1 cm. Une variation de la distance focale d'une dizaine de centimètres n'altère que très peu la résolution du télescope. La figure 5.9 montre une dégradation de 0.9 secondes d'arc au maximum pour une source située à 2 arcmin de l'axe optique et une défocalisation de + 10 cm.

La figure 5.10 résume les besoins de stabilité pour PheniX.

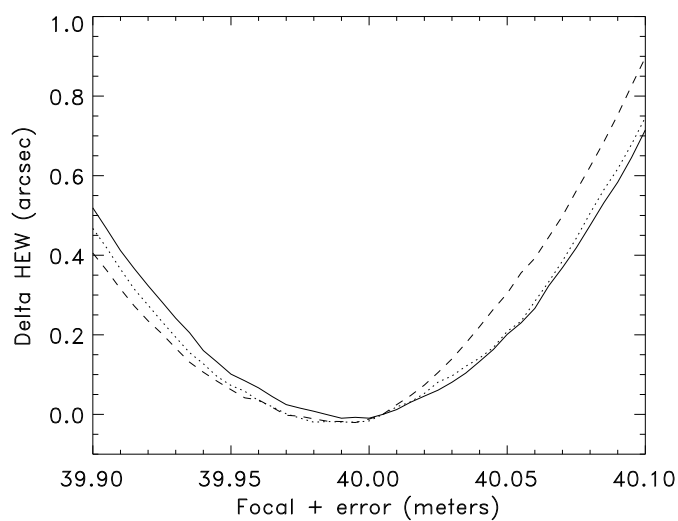


FIGURE 5.9 – Dégradation de la résolution angulaire des miroirs due à une défocalisation (trait plein : source sur l'axe optique, pointillés : source à 1 arcmin de l'axe, tirets : source à 2 arcmin de l'axe).

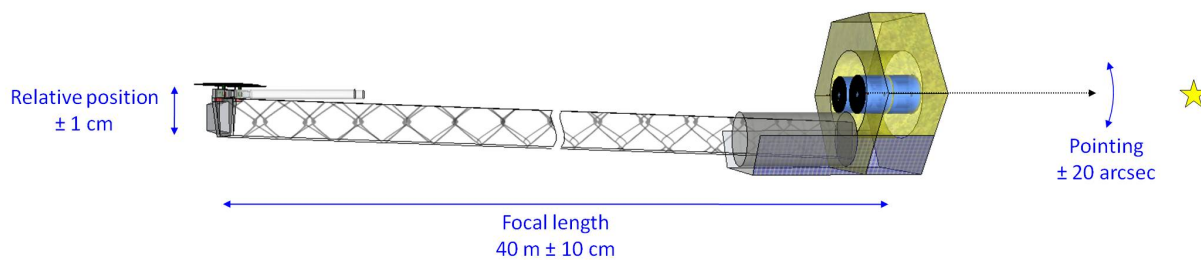


FIGURE 5.10 – Stabilités requises pour le satellite et sa structure.

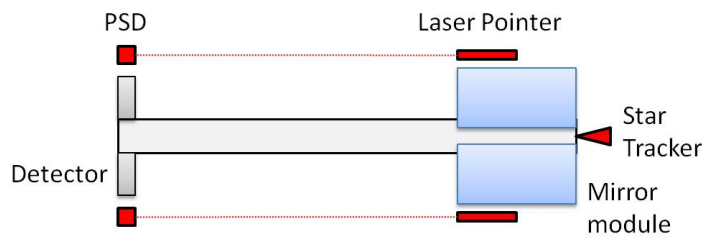


FIGURE 5.11 – Schéma de la métrologie nécessaire pour la reconstruction des observations.

5.2.5 Performances attendues

Résolution angulaire

La résolution angulaire du télescope dépend de la résolution angulaire des miroirs et de l'alignement entre les détecteurs et les miroirs.

La résolution angulaire des modules optiques est essentiellement liée à leur rigidité, leur assemblage, leur stabilité thermique et à la qualité du revêtement des miroirs (cf. section 5.1.1). La technologie *slumped glass*, en approximation conique Wolter-I, permet d'atteindre une résolution angulaire de 40 secondes d'arc (Hailey et al., 2010). En utilisant une géométrie Wolter-I non approximée et en augmentant la précision d'assemblage et de contrôle thermique, nous espérons descendre en dessous des 20 secondes d'arc à basse énergie (Civitani et al., 2010). A plus haute énergie, la rugosité du revêtement, responsable de la diffusion des photons X, devient significative et dégrade la tache focale. L'utilisation du revêtement Co/C devrait réduire considérablement cette composante grâce à sa faible rugosité ($\sigma \sim 0.2$ nm). La résolution angulaire attendue est de 80 secondes d'arc à 100 keV.

La position des détecteurs dans le plan focal des miroirs joue un rôle important dans la précision des observations. Les degrés de liberté les plus perturbants étant les deux translations dans le plan perpendiculaire à l'axe optique et la rotation autour de cet axe. Une simple métrologie permet cependant de déterminer le déplacement de chaque détecteur, selon ces différents degrés de liberté, et ainsi de corriger les observations. La position des photons étant estimée selon la résolution du détecteur, l'alignement des détecteurs par rapport aux miroirs doit être mesuré avec une précision de l'ordre de 0.5 mm. Deux pointeurs LASER optiques, co-alignés avec les miroirs et le senseur stellaire, sont focalisés sur deux capteurs optiques (PSD) non-imageurs situés à proximité des détecteurs (cf. Figure 5.11).

Afin de minimiser les contributions thermoélastiques, les pointeurs LASER ainsi que les capteurs optiques doivent être le plus proche possible des miroirs et des détecteurs. Les capteurs optiques sont capables de mesurer la position d'un spot de lumière avec une précision de 0.5 mm (Liebe, C.C. et al. IEEE 2010).

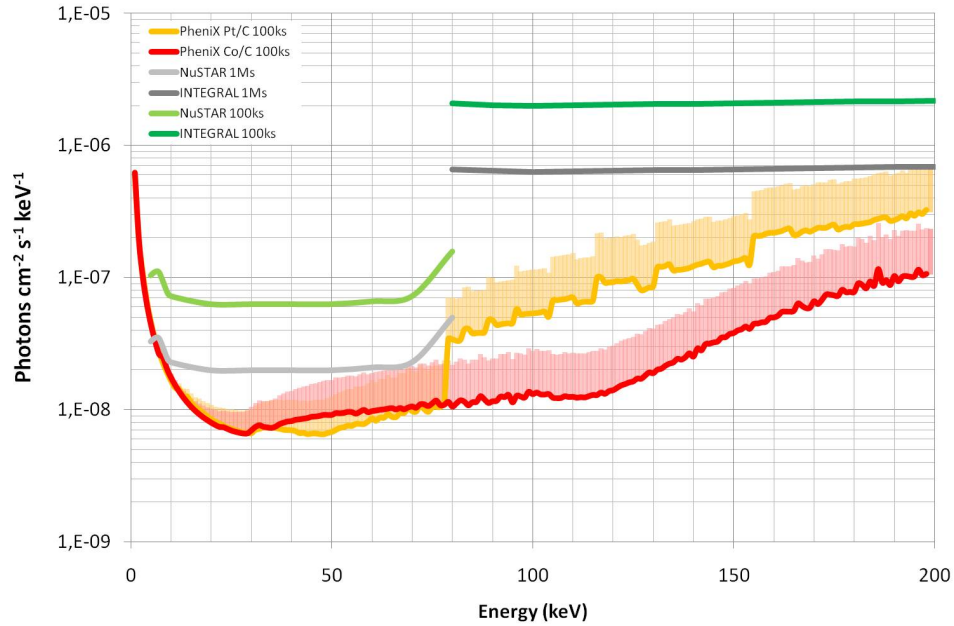


FIGURE 5.12 – Sensibilité de PheniX pour une observation de 100 ks, basée sur une détection à 3σ avec $\Delta E/E = 0.5$ et un bruit de fond de 10^{-5} coups.cm $^{-2}$.s $^{-1}$.keV $^{-1}$. La surface estompée montre la sensibilité de PheniX pour un bruit de fond de 5.10^{-5} coups.cm $^{-2}$.s $^{-1}$.keV $^{-1}$. Pour comparaison, les sensibilités de NuSTAR et d’INTEGRAL sont tracées pour 100 ks et 1 Ms. Source : D. Clark.

Bruit de fond et sensibilité

Le positionnement autour du point de Lagrange L2 réduit considérablement l’albedo terrestre ainsi que les composantes du bruit de fond liées aux particules piégées. Le bruit de fond instrumental est également réduit par la position des détecteurs au bout du mat, loin de la masse du satellite engendrant des particules secondaires sous le bombardement de particules très énergétiques. Le bruit de fond de PheniX a été calculé par Ph. Laurent en utilisant un code Monte-Carlo. La combinaison du faible bruit de fond et de l’importante surface efficace conduit à une très bonne sensibilité (cf. Figure 5.12). Celle-ci a été calculée selon 5.1. Le bruit de fond étant mal connu aux environs de L2, la sensibilité a aussi été calculée avec un bruit de fond cinq fois supérieur à celui prédit par simulation. Cette courbe de sensibilité ne prend pas en compte la réduction du bruit de fond qui pourrait être faite grâce aux mesures de profondeur des interactions. Même en prenant la bruit de fond maximum, la sensibilité de PheniX dépasse significativement les autres missions, et ce, même avec un temps d’observation dix fois plus court.

Polarisation

Sanchez Almeida & Martinez Pillet (1993) ont analysé les miroirs de Chandra et ont montré que les télescopes à incidence rasante étaient adaptés pour mesurer la polarimétrie. Plus récemment, Mizuno et al. (2008) ont montré que la modification de la polarisation par des miroirs

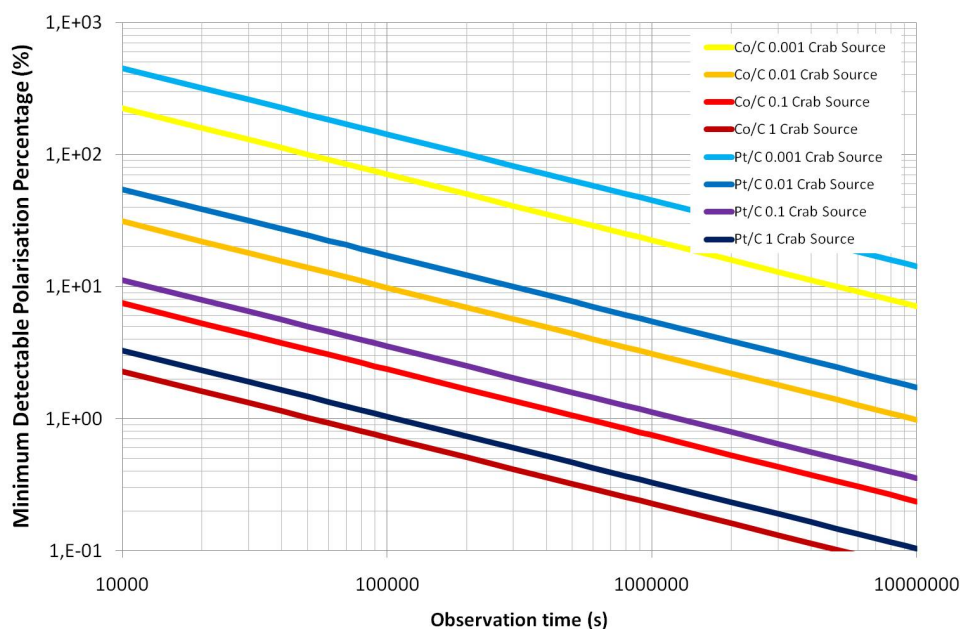


FIGURE 5.13 – Le pourcentage de polarisation minimum détectable par PheniX (50-200 keV) pour différents temps d'observation, différentes sources et différents revêtements de miroirs. Source : D. Clark.

Pt/C était inférieure à 1%. La polarisation doit ensuite être estimée grâce aux interactions à l'intérieur du détecteur, soit par effet photo-électrique, soit par effet Compton. La mesure de polarisation par effet Compton, plus précise et plus aisée, est souvent réservée au domaine où l'effet Compton domine. Cependant, cet effet est toujours présent à plus faible énergie et dans la mesure où la majorité des sources astrophysiques ont un spectre en loi de puissance d'indice spectral proche de 2, et que la surface efficace de PheniX est meilleure à basse énergie, il sera tout aussi mesurable à 50 keV qu'à 200 keV. La dimension des pixels du détecteur de PheniX a été choisie de sorte que le photon diffusé soit le plus souvent détecté dans un autre pixel afin de maximiser l'efficacité de mesure de la polarisation. Le pourcentage de polarisation minimum détectable (MDP%), basé uniquement sur la statistique et défini par Weisskopf et al. (2006), fournit un bon indicateur de la performance de polarimétrie de l'instrument. Celle-ci a été calculée par D. Clark (cf. Figure 5.13). PheniX devrait être capable de détecter 1% de la polarisation en 10 ks pour une source de 1 Crab et en 100 ks pour une source de 100 mCrab.

La proposition de cette mission fut soumise le 3 décembre 2010 à l'ESA. Le résultat des missions sélectionnées seront communiqués fin février 2011. Pour finir, la figure 5.14 montre une vue d'artiste de ce que pourrait être le télescope PheniX en cours d'observation au point de Lagrange.

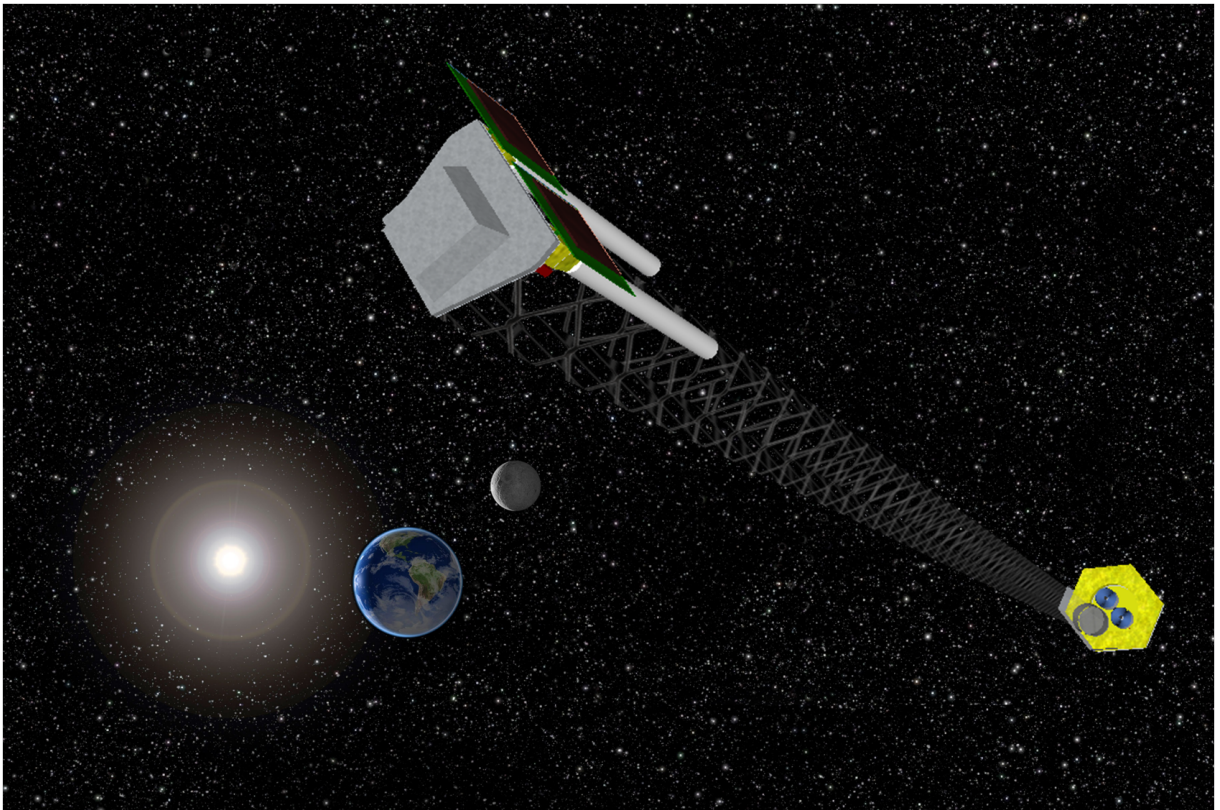


FIGURE 5.14 – Vue d’artiste du télescope PheniX au point de Lagrange L2 durant une observation.
Source : M. Chauvin.

Conclusion

Cette thèse est consacrée à l'étude des télescopes Wolter-I grande focale pour l'astronomie X-dur par simulation numérique. Qu'ils utilisent un mât déployable ou le vol en formation pour obtenir leur distance focale, ces télescopes sont des systèmes optiques complexes et sujets à déformation au cours d'une observation. Ces déformations modifient continuellement la réponse de l'instrument et perturbent ses performances. Leur résolution angulaire peut être améliorée en utilisant une métrologie fine mesurant leurs déformations.

Afin d'en étudier les performances, j'ai développé un code numérique simulant le fonctionnement d'un tel télescope. Cette simulation a permis d'étudier les performances de la mission Simbol-X et plus particulièrement les conséquences de la dynamique liée au vol en formation ainsi que les méthodes de reconstruction. Elle m'a également permis d'étudier les paramètres clés d'un télescope Wolter-I pour optimiser ses performances, études qui ont abouti au design de la mission Phenix.

Principaux résultats

Développement de la simulation : Le développement d'un simulateur pour les télescopes Wolter-I sujets à déformations était un objectif important de cette thèse. J'ai adopté une approche Monte-Carlo qui avait l'avantage de simuler le fonctionnement réel du télescope photon par photon à chaque instant. J'ai montré que cette approche permettait de prendre en compte de manière très précise les éléments constitutifs de l'instrument. L'approche Monte-Carlo aurait pu être pénalisante en temps de calcul, mais les performances actuelles des calculateurs et les choix effectués pour le calcul de trajectoire des photons permettent de simuler les performances d'un instrument en quelques heures. Une approche analytique permet d'obtenir des résultats rapides mais serait devenue vite impraticable pour une description réaliste et donc complexe de l'instrument.

Application à la mission Simbol-X : Dans le cadre de la mission Simbol-X, cet outil m'a permis d'étudier les conséquences de la dynamique du vol en formation sur les performances du télescope.

Les miroirs Wolter-I se comportant comme de simples lentilles sphériques, l'instabilité d'attitude des miroirs affecte uniquement leur surface efficace. J'ai montré qu'une tolérance de ± 2 minutes d'arc sur leur attitude entraîne une diminution de surface efficace de seulement 5% sur l'ensemble du champ de vue. Par ailleurs, mon étude montre que les conséquences de l'instabilité des détecteurs sont négligeables.

Au contraire, l'instabilité de position entre les miroirs et le détecteur provoquée par le mouvement de chaque satellite entraîne d'importants défauts. Lorsque le détecteur n'est plus parfaitement positionné au centre du champ de vue des miroirs, certaines sources en bord de champ ne sont pas détectées. La tolérance de positionnement relatif du détecteur doit donc être définie par rapport à la dimension du champ de vue et à celle du détecteur. Pour Simbol-X, la tolérance de ce positionnement a été fixée à ± 0.5 cm avec un détecteur de 8 cm par 8 cm. L'instabilité de position entre les miroirs et le détecteur provoque également une dégradation de l'image pouvant être apparentée à un effet de flou. Cette dégradation est due à deux composantes, l'une causée par un décalage le long de l'axe optique et l'autre causée par un décalage perpendiculaire à l'axe optique. J'ai montré qu'un décalage de 10 cm le long de l'axe optique provoque une dégradation angulaire de 15 secondes d'arc liée à la défocalisation des miroirs. Lorsque le décalage est perpendiculaire à l'axe optique, l'image est fortement dégradée mais j'ai démontré que ce défaut peut être corrigé en mesurant ce décalage grâce à une métrologie adaptée. La qualité de l'image reconstruite dépend alors de la précision de chaque capteur. Mon étude révèle que la précision du senseur stellaire restituant l'attitude du satellite Miroir a peu d'influence sur cette correction. En revanche, les mesures du senseur stellaire restituant l'attitude du satellite Détecteur et celles de la caméra sont déterminantes. Le résultat présenté en Figure 4.17 montre que l'utilisation de capteurs dont le bruit de mesure est inférieur à 2 secondes d'arc permet une reconstruction de l'image avec une précision de quelques secondes d'arc. L'ensemble de ces résultats a permis de fixer les tolérances sur le contrôle d'attitude des satellites et sur la métrologie nécessaire à la mission Simbol-X pour atteindre la résolution de 20 secondes d'arc à 30 keV.

Les études de phase B de Simbol-X ont permis de développer le calculateur de bord, responsable de l'acquisition et du traitement du signal provenant de l'ensemble du plan de détection. Ma simulation reproduisant la détection des photons, un par un au cours du temps, j'ai pu l'inclure dans un simulateur global de l'instrument comprenant le calculateur de bord. De cette manière, nous avons à disposition un simulateur complet du télescope Simbol-X, permettant de tester son fonctionnement dans des conditions proches de la réalité, simulant les photons depuis la source jusqu'à la télémétrie.

Application à la mission PheniX : L'expérience acquise avec la mission Simbol-X m'a permis d'appréhender les paramètres essentiels à l'optimisation d'un télescope Wolter-I. Grâce à ma simulation, j'ai étudié l'influence de chacun de ces paramètres sur les performances du téles-

cope. Ces études ont été décisives dans la conception du design de la mission PheniX présentée à la fin de cette thèse. Ce télescope, proposé dans le cadre d'un appel d'offre ESA, offre des performances inégalées sur une gamme continue de 1 à 200 keV, jusqu'à 100 fois supérieures aux missions actuelles. Pour cela, il dispose de miroirs de 40 mètres de focale recouverts d'un revêtement à base de Cobalt et de Carbone. Ce revêtement composé de matériaux plus légers que les traditionnels Tungstène et Platine est moins absorbant et reste efficace au delà de 80 keV. Le mat envisagé fournit la stabilité nécessaire pour l'alignement miroirs détecteurs et nous avons montré qu'une simple métrologie permettait la reconstruction d'image à quelques secondes d'arc. En ce qui concerne le détecteur, il fournit une résolution angulaire suffisante pour échantillonner la PSF des miroirs mais il permet surtout une détection sur une gamme continue de 1-200 keV avec une efficacité supérieure à 80%.

Perspectives

Evolution de la simulation : La simulation dispose de plusieurs modèles pour reproduire le fonctionnement et les déformations du télescope. Dans le cadre d'une mission, ces modèles devront être développés pour correspondre aux caractéristiques de chaque élément.

En particulier, il sera important de développer le modèle du *X-Ray Scattering* afin de simuler la dispersion des photons selon leur énergie à partir de la distribution des irrégularités de surface du miroir. Ces irrégularités peuvent être mesurées à partir de segments de miroirs grâce à une métrologie LASER. Cela permettra d'étudier en détail la dégradation de résolution et de sensibilité du télescope lorsque l'énergie des photons augmente. Actuellement, la simulation reproduit cette dispersion selon un modèle simplifié, permettant uniquement d'estimer la variation de résolution angulaire lorsque l'énergie des photons augmente. Concernant les miroirs il faudra également modéliser leur structure porteuse. Celle-ci occulte une partie de la surface des miroirs et affecte la sensibilité du télescope. Sur une mission comme XMM Newton, la structure porteuse réduit la surface efficace des miroirs d'approximativement 5%.

Le modèle du plan de détection devra reproduire chaque détecteur, éventuellement un détecteur anti-coïncident pour réduire la contribution du bruit de fond. Il sera également important de modéliser ce bruit de fond, selon l'environnement du satellite et la masse entourant le plan de détection, afin de prédire la sensibilité du télescope. Dans le cadre de la mission Simbol-X, la simulation reproduit deux détecteurs entourés d'un troisième pour détecter les photons en coïncidence. Le modèle du bruit de fond est simplifié mais permet déjà de tester les méthodes de rejets de photons en coïncidence pour diminuer la contribution du bruit de fond. Ces méthodes ont été appliquées et testées avec succès dans la simulation du calculateur de bord de Simbol-X.

Concernant la dynamique du télescope, il sera important de modéliser chaque degré de liberté selon les différentes contraintes appliquées sur la structure comme le gradient de gravité,

la pression de radiation solaire ou encore les effets thermo-élastiques. Ces contraintes dépendent de la structure et de l'environnement lié au(x) satellite(s). Dans le cadre de la mission Simbol-X, l'ensemble de ces contraintes ont été fournies par la société EADS Astrium.

La simulation inclue actuellement un modèle unique de capteur optique. Ce modèle reproduit des mesures angulaires d'étoiles ou de cibles lumineuses présentes dans leur champ de vue, en prenant en compte deux types d'erreurs. Ce modèle reproduit bien les variations de mesures mais pourrait être plus détaillé selon le type de capteur envisagé pour la mission. En effet, selon le type de technologie employée (vol en formation ou mat déployable), les besoins sont différents car la dynamique est différente. Par exemple, les déformations d'un mat déployable peuvent être directement mesurées par de simples capteurs non imageurs associés à des pointeurs LASER.

Applications possibles : Dans le cadre d'une mission sélectionnée, le développement de ces modèles détaillés permettra de prédire les performances de chaque sous-système. A mesure de la construction/calibration de l'instrument, la simulation permettra de confronter les résultats prédits aux mesures expérimentales. Avant lancement, elle permettra de produire des images et des spectres représentatifs des résultats attendus et après lancement, elle servira au développement d'algorithmes de traitement des données pour la restitution d'images et de spectres.

Cette thèse ne traite pas des dispositifs passifs de rejet des photons non focalisés. Ces photons contribuent au bruit de fond et dégradent la résolution et la sensibilité du télescope. Pour protéger les détecteurs de ces photons indésirables, des caches sont disposés entre les miroirs pour empêcher les photons de les traverser sans être réfléchis et des collimateurs sont placés devant les détecteurs pour occulter les sources en dehors du champ de vue des miroirs. Ces dispositifs sont constitués de matériaux denses, opaques au rayonnement X-dur. De part la structure modulaire de la simulation, il sera aisé d'ajouter ces éléments et d'en étudier les performances compte tenu des degrés de liberté de la structure. Elle pourrait également être utile pour étudier et tester des systèmes de métrologie alternatifs.

A l'heure de la rédaction de ma thèse aucune mission de télescope X-dur à focalisation n'est sélectionnée en Europe. Le 25 février dernier, l'ESA a sélectionné quatre candidats pour la prochaine mission de classe moyenne du programme *Cosmic Vision* auquel nous avons soumis notre projet PheniX. Malheureusement, aucune mission d'astronomie X-dur n'a été sélectionnée. Pourtant, si l'on souhaite parvenir à un réel progrès dans ce domaine en énergie la focalisation est nécessaire, que ce soit en utilisant des miroirs Wolter-I ou une autre technologie. Dans ce contexte ma simulation est un outil privilégié pour la conception d'une mission, grâce à son utilisation simple et modulaire.

Actuellement le CNES s'intéresse de près aux structures souples comme les mats déployables pour répondre aux besoins de futures missions. Ces études montrent la tendance actuelle de

l'évolution des télescopes vers des systèmes déformables. La simulation DynamiX développée au cours de cette thèse est parfaitement adapté à l'étude de ce type de télescope.

Au delà de l'astronomie X, ma simulation très modulaire peut s'appliquer à tout instrument à structure souple. A ce titre, je peux envisager d'utiliser cette modélisation instrumentale pour une autre gamme d'énergie, comme par exemple le visible ou le proche infra-rouge.

Annexe A

Modélisation diffusion Compton

Soit un photon subissant une diffusion Compton : comment reproduire statistiquement son énergie et son angle de diffusion ?

Soit la section efficace différentielle de l'effet Compton selon l'énergie développée par Klein-Nishina :

$$\frac{d\sigma_{KN}}{dE_2} = \pi Z r_e^2 \frac{m_e c^2}{E_1 E_2} \left(1 + \left(\frac{E_2}{E_1} \right)^2 - \frac{E_2}{E_1} \sin^2 \theta \right). \quad (\text{A.1})$$

L'énergie du photon diffusé est liée à l'énergie du photon incident par la formule

$$E_2 = \frac{E_1}{1 + \frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (\text{A.2})$$

Si l'on souhaite effectuer des tirages aléatoires selon cette loi de probabilité, il faut résoudre l'équation

$$F(x) = \mathcal{U}(F_{min}, F_{max}) \quad (\text{A.3})$$

où $F(x)$ est la fonction de répartition de la variable aléatoire et $\mathcal{U}(F_{min}, F_{max})$ est une distribution uniforme sur l'intervalle $[F_{min}, F_{max}]$.

Pour déterminer la fonction de répartition, on réécrit la formule A.1 avec $x = E_2$:

$$f(x) = \pi Z r_e^2 \frac{m_e c^2}{E_1} \left(\frac{1}{x} + \frac{x}{E_1^2} - \frac{(1 - \cos^2 \theta)}{E_1} \right) \quad (\text{A.4})$$

et la relation A.2 :

$$\cos^2 \theta = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_1} \left(\frac{E_1}{x} - 1 \right) \right)^2. \quad (\text{A.5})$$

On obtient alors,

$$f(x) = \pi Z r_e^2 \frac{m_e c^2}{E_1} \left(\frac{1}{x} + \frac{x}{E_1^2} - \frac{1}{E_1} + \frac{\left(1 - \frac{m_e c^2}{E_1} \left(\frac{E_1}{x} - 1\right)\right)^2}{E_1} \right) \quad (\text{A.6})$$

et en développant,

$$f(x) = \pi Z r_e^2 \frac{m_e c^2}{E_1^2} \left(\frac{1}{x^2} (m_e c^2)^2 + \frac{1}{x} \left(E_1 - 2m_e c^2 - 2 \frac{(m_e c^2)^2}{E_1} \right) + \left(2 \frac{m_e c^2}{E_1} + \left(\frac{m_e c^2}{E_1} \right)^2 \right) + x \left(\frac{1}{E_1} \right) \right). \quad (\text{A.7})$$

On peut alors intégrer cette fonction :

$$F(x) = \pi Z r_e^2 \frac{m_e c^2}{E_1^2} \left(-\frac{1}{x} (m_e c^2)^2 + \ln x \left(E_1 - 2m_e c^2 - 2 \frac{(m_e c^2)^2}{E_1} \right) + x \left(2 \frac{m_e c^2}{E_1} + \left(\frac{m_e c^2}{E_1} \right)^2 \right) + x^2 \left(\frac{1}{E_1} \right) \right). \quad (\text{A.8})$$

On calcule alors F_{min} et F_{max} selon E_1 sachant que x (E_2) varie sur l'intervalle $\left[\frac{E_1}{1 + 2 \frac{E_1}{m_e c^2}}, E_1 \right]$.

Puis on effectue un tirage aléatoire uniforme sur $[F_{min}, F_{max}]$ et on résout :

$$F(x) = \mathcal{U}(F_{min}, F_{max}). \quad (\text{A.9})$$

L'antécédent x nous donne l'énergie E_2 du photon diffusé et l'angle de diffusion est donné par la relation :

$$\theta = \arccos \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_1} \left(\frac{E_1}{E_2} - 1 \right) \right)^2. \quad (\text{A.10})$$

L'énergie absorbée par l'électron est égale à $E_1 - E_2$.

Bibliographie

- Aldcroft T. L., Karovska M., Cresitello-Dittmar M. L., Cameron R. A., Markevitch M. L., 2000, in J. E. Truemper & B. Aschenbach ed., Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 4012 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Initial performance of the aspect system on the Chandra Observatory : postfacto aspect reconstruction. pp 650–657
- Aschenbach B., 1985, Reports on Progress in Physics, 48, 579
- Aschenbach B., 2005, in O. Citterio & S. L. O'Dell ed., Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 5900 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Boundary between geometric and wave optical treatment of x-ray mirrors. pp 92–98
- Bellotti J. A., Windt D. L., 2009, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 7437 of Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Depth-graded Co/C multilayers prepared by reactive sputtering
- Berge S., Jakobsson B., Bodin P., Edfors A., Persson S., 2006, in Guidance, Navigation and Control Systems Vol. 606 of ESA Special Publication, Rendezvous and Formation Flying Experiments Within the Prisma In-Orbit Testbed
- Chauvin M., Roques J., 2009, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 7437 of Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Simulation of the Simbol-X telescope : imaging performance of a deformable x-ray telescope
- Chauvin M., Roques J., 2010, Appl. Opt., 49, 4077
- Christensen F. E., Jensen C. P., Madsen K. K., Pivovarov M. J., Chen H., Dariel A., Høghøj P., 2006, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 6266 of Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Novel multilayer designs for future hard x-ray missions

- Civitani M., 2009, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 7437 of Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Analysis of the relative movement between mirrors and detectors for the next generation x-ray telescopes
- Civitani M., Basso S., Bavdaz M., Citterio O., Conconi P., Gallieni D., Ghigo M., Guldimann B., Martelli F., Pagano G., Pareschi G., Parodi G., 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 7732 of Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, IXO x-ray mirrors based on slumped glass segments with reinforcing ribs : optical and mechanical design, image error budget, and optics unit integration process
- Civitani M., Djalal S., Chipaux R., 2009, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 7437 of Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Optimization of detectors positioning with respect to flying dynamics for future formation flight missions
- Cotroneo V., Basso S., Pareschi G., 2008, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 79, 239
- Farr T. G., Hensley S., Rodriguez E., Martin J., Kobrick M., 2000, in R. A. Harris & L. Ouwehand ed., SAR workshop : CEOS Committee on Earth Observation Satellites Vol. 450 of ESA Special Publication, The Shuttle Radar Topography Mission. pp 361–+
- Hailey C. J., An H., Blaedel K. L., Brejnholt N. F., Christensen F. E., Craig W. W., Decker T. A., Doll M., Gum J., Koglin J. E., Jensen C. P., Hale L., Mori K., Pivovarov M. J., Sharpe M., Stern M., Tajiri G., Zhang W. W., 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 7732 of Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) : optics overview and current status
- Harvey J. E., Gressier W. J., 1996, *Optical Engineering*, 35, 3037
- Jennrich O., 2008, in 37th COSPAR Scientific Assembly Vol. 37 of COSPAR, Plenary Meeting, LISA - A mission overview. pp 1367–+
- Joensen K. D., Voutov P., Szentgyorgyi A., Roll J., Gorenstein P., Høghøj P., Christensen F. E., 1995, *Appl. Opt.*, 34, 7935
- Knoll G. F., 2000, *Radiation detection and measurement*
- Korsch D., 1979, *Optical Engineering*, 18, 331

- Laurent P., 2009, in Rodriguez J., Ferrando P., eds, American Institute of Physics Conference Series Vol. 1126 of American Institute of Physics Conference Series, The Simbol-X Focal Plane. pp 15–20
- Mao P. H., Harrison F. A., Windt D. L., Christensen F. E., 1999, *Appl. Opt.*, 38, 4766
- Mezei F., 1976, *Comment Phys.* 1, pp 81–85
- Mizuno T., Katsuta J., Yoshida H., Takahashi H., Iwahara T., Kano Y., Sasaki N., Ogasaka Y., Kamae T., Takahashi T., Hayashida K., Uesugi K., 2008, in AAS/High Energy Astrophysics Division Vol. 10 of AAS/High Energy Astrophysics Division, Polarization Characteristics of Multi-layer Mirror for Hard X-ray Observations of Astrophysical Objects. pp 28.16–+
- Pareschi G., Ferrando P., 2005, *Experimental Astronomy*, 20, 139
- Sanchez Almeida J., Martinez Pillet V., 1993, *Appl. Opt.*, 32, 4231
- Spiga D., 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 468, 775
- Stern D., Harrison F., NuSTAR Team 2009, in American Astronomical Society Meeting Abstracts Vol. 214 of American Astronomical Society Meeting Abstracts, The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR). pp 409.20–+
- Takahashi T., Mitsuda K., Kelley R., 2010, in A. Comastri, L. Angelini, & M. Cappi ed., American Institute of Physics Conference Series Vol. 1248 of American Institute of Physics Conference Series, The ASTRO-H Mission. pp 537–542
- Underwood J. H., Barbee Jr. T. W., 1981, *Appl. Opt.*, 20, 3027
- Weisskopf M. C., Aldcroft T. L., Bautz M., Cameron R. A., Dewey D., Drake J. J., Grant C. E., Marshall H. L., Murray S. S., 2003, *Experimental Astronomy*, 16, 1
- Weisskopf M. C., Elsner R. F., Hanna D., Kaspi V. M., O’Dell S. L., Pavlov G. G., Ramsey B. D., 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Wolter H., 1952a, *Ann. Physik*, pp 10–286
- Wolter H., 1952b, *Ann. Physik*, pp 10–94